

修士論文

Be 同位体の荷電変換断面積の測定

廣田航介

大阪大学大学院理学研究科 博士前期課程 2 年

平成 22 年 2 月 5 日

概要

2009年10月20-30日に、大阪大学核物理研究センター(RCNP)においてBe同位体 $^{10-12}\text{Be}$ の荷電変換断面積(Charge Changing Cross Section: 以後CCCSと表記)を測定するための実験を行った。実験の目的はBe同位体のCCCSを1%の精度で決定することである。さらにその後の展望として、測定したCCCSから $^{10-12}\text{Be}$ の荷電半径(陽子分布半径)を計算し、中性子過剰核におけるハロー・スキン構造の解明につなげる。

荷電半径を決定するための実験手法としては、これまでIsotope Shift測定が成果をあげてきた。しかしIsotope Shift測定には、BeからNeまでの原子核に対しては精密な荷電半径の決定が困難だという欠点がある。今回測定したCCCSから荷電半径を求める手法はまだ実験手法として確立してはいないものの、BeからNeまでの原子核についても高い精度で荷電半径を決定できる可能性を持っており、新手法の有力候補として注目すべきものである。本実験はBe同位体のハロー・スキン構造に関する研究であると同時に、この新手法の有効性を確かめるという意義も持っている。

実験はトランスミッション法によって行った。荷電変換反応を起こしていない粒子の計測からCCCSを求めるこの方法は、精度の良い測定ができるという利点を持つ。一次粒子 ^{18}O とBe標的との核破碎反応によりBe同位体を生成し、双極磁石及びディグレーダを用いて生成粒子を分離することでBeを選出し、C標的との散乱を4枚のシリコン検出器(SSD)によって測定した。また実験に先立ち、磁場による核の分離とfocusの実現のためにORBIT3による磁場最適化シミュレーションを行い、実験における磁場のfocusを実現することができた。またモンテカルロシミュレーションを行い、用いる標的やディグレーダ及び磁場設定を決定した。

解析ではTOF- ΔE による粒子識別から入射粒子を定義し、C標的通過後も荷電変換反応を起こしていない粒子を ΔE - ΔE - ΔE - ΔE によって決定し、CCCSを求めた。その結果、 ^{12}Be は 974 ± 26 [mb]、 ^{11}Be は 970 ± 31 [mb]、 ^{10}Be は 939 ± 25 [mb]であるという結果が得られた。

目次

第 1 章 序	1
1.1 目的	1
1.2 実験手法	2
1.2.1 トランスミッション法の原理	2
1.2.2 入射粒子の生成	4
1.2.3 入射粒子の識別	9
1.2.4 標的後の Be 粒子の識別	11
第 2 章 実験セットアップ	13
2.1 実験施設	13
2.2 装置	13
2.2.1 生成標的 Be	13
2.2.2 ディグレーダ Al 板	14
2.2.3 F2 とその下流	14
2.3 回路	17
2.3.1 イベントトリガー	17
2.3.2 各検出器	17
2.3.3 Pile up rejection	17
2.3.4 RF	18
第 3 章 実験データの解析	19
3.1 解析方法	19
3.1.1 第一段階：入射核の定義	19
3.1.2 第二段階：非荷電変換反応イベント数の決定	22
3.1.3 第三段階：CCCS の決定とその誤差の評価	33
3.2 検出器の較正	35
3.2.1 SSD エネルギー較正	35
3.2.2 時間較正	35
3.2.3 プラスチックシンチレータ位置較正	35
3.3 ^{12}Be の解析	37
3.3.1 二次標的あり	37
3.3.2 二次標的なし	43
3.4 ^{11}Be の解析	46
3.4.1 二次標的あり	46
3.4.2 二次標的なし	49
3.5 ^{10}Be の解析	52

3.5.1	二次標的あり	52
3.5.2	二次標的なし	56
第4章	考察	63
4.1	CCCSの決定	63
4.2	結果に対する考察	65
第5章	まとめと今後	69
5.1	実験のまとめ	69
5.2	今後の課題	69
	謝辞	71
付録A	磁場設定	73
A.1	F0-F1	73
A.2	F0-F2	73
付録B	run情報	75
	参考文献	77

第1章 序

1.1 目的

$^{10-12}\text{Be}$ の荷電半径 (陽子分布半径) を決定するため、これらの原子核の荷電変換断面積 (Charge Changing Cross Section : 以後 CCCS と表記) を測定し、1 % の精度で決定すること、これが今回行った実験の目的であり、本論文の主旨である。さらにその後の展望として、測定した CCCS から $^{10-12}\text{Be}$ の荷電半径 (陽子分布半径) を計算し、中性子過剰核におけるハロー・スキン構造の解明につなげる。

中性子過剰核とは安定核と比べて中性子を過剰に持つ原子核のことである。中性子過剰核において、中性子の分布が陽子と比べて大きく広がる中性子ハロー・スキン構造は、安定核には見られない特殊な構造であり、その解明のために多くの研究がなされてきた。実験面からその構造を理解する方法として、原子核の物質半径 (核子分布半径) および荷電半径の決定が有効であり、物質半径の決定には陽子弾性散乱や高エネルギー核による反応断面積の測定が行われてきた。一方で荷電半径を決定する方法としてすでに確立しているものに、Isotope Shift 測定による方法がある。これは原子核の荷電半径の違いによって原子のエネルギー準位が変化することを利用して、トラップした物質にレーザーを照射、その応答を見るという手法であり、これまでに大きな成果を上げてきた。しかし一方で Isotope Shift 測定には、Be から Ne までの原子核に対しては精密な荷電半径の決定が困難だという欠点がある。これは、Isotope Shift を構成する Mass Shift と呼ばれる重心運動に関する要素の、計算精度の限界によるものである。上記原子核においては Mass Shift の割合が大きいため、精密な決定が困難となる。

一方で、CCCS の測定から荷電半径を決定する方法は、まだ実験手法として確立してはいないものの、Be から Ne までの原子核についても高い精度で荷電半径を決定できる可能性を持っており、新手法の有力候補として注目すべきものである。CCCS (荷電変換断面積) とは、原子番号 Z が変化する反応 (荷電変換反応) の断面積のことである。

Be 同位体は、 $^{10,11}\text{Be}$ が Isotope Shift 測定による手法からその荷電半径が知られているのに対し、 ^{12}Be については実験上の困難からいまだ測定されていない。 $^{10,11}\text{Be}$ の Isotope Shift 測定によって、安定核やハロー核についての新しい知見が得られつつある。今回の CCCS の測定結果を $^{10,11}\text{Be}$ と比較することは、CCCS 測定による荷電半径の決定という新しい手法の有効性の試験となり、また ^{12}Be の CCCS の測定は ^{12}Be におけるハロー・スキン構造の存在の解明に繋がる。

実験は 2009 年 10 月 20-29 日に、大阪大学核物理研究センター (RCNP) の二次ビーム生成コース (EN コース) で行った。一次粒子として AVF、リングサイクロトロンにより加速された ^{18}O を用い、不安定核生成標的 Be による核破砕反応により $^{10-12}\text{Be}$ を生成、これらの原子核と反応標的 C との CCCS を測定した。今回行った実験手法は、これまでになされた Interaction Cross Section の実験手法と同じ原理である。Interaction Cross Section が 1% の

精度で測定されていることから、本実験における測定精度としてそれと同等の1%を目標とした。

本論文の構成を示す。第1.2節では実験や解析の原理を述べ、全体を概観する。第2章では実験に用いた装置や回路、測定に関する情報を述べる。第3章では具体的な解析方法を説明した上で、runごとに行った解析を示す。第4章では第3章の解析の結果から CCCS を決定し、考察する。最後に第5章で全体のまとめと今後の課題について述べる。

1.2 実験手法

実験によって CCCS を決定するために、トランスミッション法を用いた。本節ではトランスミッション法の原理 (1.2.1 節) から、実験方法 (1.2.2 節)、解析方法 (1.2.3-4 節) まで、本研究全体の流れを説明する。

1.2.1 トランスミッション法の原理

ある反応の全断面積を測定する場合などにおいて、標的で反応を起こさずにもとの粒子のまま通過し出てくる粒子を測定する手法を、一般にトランスミッション法と呼ぶ。反応を起こした粒子と比べて、反応を起こしていない粒子はエネルギーや角度分布の広がりが小さく、したがってその測定が容易である。

この手法は本実験においては、荷電変換反応の断面積 (CCCS) を知るために、荷電変換反応を起こしていない粒子を測定することに対応する。仮に荷電変換反応を起こした粒子の測定を行おうとすると、そのためには原子番号 Z の異なる種々の原子核を全て測定する必要がある。それに対して荷電変換反応を起こしていない粒子は入射粒子と同じ Z を持つ粒子のみを測定すれば良いので、測定が容易となる。

本実験ではこのトランスミッション法を用い、標的に入射する粒子の数 N_{inc} と、標的通過後も荷電変換反応を起こしていない粒子の数 N_{ncc} を測定した。以降にこの原理の詳細を記述する。

いま N 個のある原子核が標的中の微小厚さ Δt [cm^2] だけ通過するとき、 ΔN 個の原子核が核反応を起こして原子番号が変化するとする。このとき、この原子核のこの標的における CCCS : σ_{cc} を以下のように定義する。

$$\Delta N = -N\sigma_{cc}\Delta t \quad (1.1)$$

式 (1.1) より、厚さ t [cm^2] の標的を N_{inc} 個の原子核が通過後、 N_{ncc} 個の原子核の原子番号が変化しなかったとき、

$$\sigma_{cc} = \frac{1}{t} \ln \frac{N_{inc}}{N_{ncc}} \quad (1.2)$$

$$N_{ncc} = N_{inc} e^{-\sigma_{cc}t} \quad (1.3)$$

の関係式を得る。式 (1.2) より、3つの量 : N_{inc} , N_{ncc} , t を測定すれば CCCS を求めることができる。

ところで N_{inc} および N_{ncc} を実際に測定するには、標的の前後にそれぞれ粒子数測定用の検出器を置かなければならない。このため結果として得られるのは、標的による反応と標的前後の検出器やその他の物質による反応の合計ということになり、このままでは正しい CCCS を求めることができない。そこで次のように考える。

標的よりも上流側にある検出器やその他の物質の厚さを t_u 、有効な CCCS を $\sigma_{cc(u)}$ 、標的よりも下流側にある検出器やその他の物質の厚さを t_d 、有効な CCCS を $\sigma_{cc(d)}$ とすると、式 (1.3) は

$$N_{ncc} = N_{inc} e^{-(\sigma_{cc(u)} t_u + \sigma_{cct} + \sigma_{cc(d)} t_d)} \quad (1.4)$$

となる。ただし $\sigma_{cc(u)} t_u$ は標的より上流の各物質 1, 2, \dots について、 $\sigma_{cc(u)} t_u = \sigma_{cc(1)} t_1 + \sigma_{cc(2)} t_2 + \dots$ のような和を表している。標的下流についても同様である。ここで標的のみを取り除いた場合、式 (1.3) は、

$$N_{0ncc} = N_{0inc} e^{-(\sigma_{cc(u)} t_u + \sigma_{cc(d)} t_d)} \quad (1.5)$$

となる。式 (1.5) 中の添字の 0 は標的なしでの測定を表す。

式 (1.4)、式 (1.5) より、標的における CCCS を以下の式で求めることができる。

$$\sigma_{cc} = \frac{1}{t} \ln \frac{N_{0ncc}/N_{0inc}}{N_{ncc}/N_{inc}} \equiv \frac{1}{t} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma} \quad (1.6)$$

ただし、 $\gamma = N_{ncc}/N_{inc}$ 、 $\gamma_0 = N_{0ncc}/N_{0inc}$ を定義した。

式 (1.6) を用いることは測定精度を高くする上で有効である。なぜなら式 (1.6) を用いることで検出器やその他の物質での反応の影響を除外できるだけでなく、粒子識別の系統誤差を小さくすることができるからである。標的下流の検出器では、標的を通過した粒子の中から、通過後荷電変換反応を起こしていない粒子を選び出す必要がある。もし選び出す基準に個人差などの不定性があると、式 (1.2) を用いた場合には CCCS の値に直接影響を及ぼしてしまう。しかし式 (1.6) を用いると、標的の有無で共通の基準による選出を行いさえすれば、この不定性は分母と分子とで同じ方向に変化するためにその影響は小さくなる。

以上をまとめると、標的あり、標的なしでそれぞれ入射粒子の数： N_{inc} 、 N_{0inc} 、標的通過後荷電変換反応を起こしていない粒子数： N_{ncc} 、 N_{0ncc} を測定することで、式 (1.6) を用いて CCCS を決定することができる。

また測定された CCCS の誤差は、

$$\left(\frac{\Delta \sigma_{cc}}{\sigma_{cc}} \right)^2 = \left\{ \frac{1-\gamma}{N_{inc}\gamma} + \frac{1-\gamma_0}{N_{0inc}\gamma_0} + \left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 \right\} \left(\frac{1}{\sigma_{cct}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \quad (1.7)$$

となる。式中 $\{$ の中の第一項、第二項は二項分布における統計誤差である。 N_{ncc} 、 N_{0ncc} はそれぞれ二項分布となり、その誤差として標準偏差はそれぞれ $\Delta N_{ncc} = \sqrt{N_{inc}\gamma(1-\gamma)}$ 、 $\Delta N_{0ncc} = \sqrt{N_{0inc}\gamma_0(1-\gamma_0)}$ となる。第三項は N_{inc} 、 N_{0inc} 、 N_{ncc} 、 N_{0ncc} の決定に伴う系統誤差であり、これには入射粒子中の他の原子核の混合数による誤差、荷電変換反応を起こしていない粒子の選び方による誤差が含まれる。右辺最後の項は標的の厚さの誤差である。

ここで統計誤差による CCCS の誤差を 1% に抑えるために必要な統計数を考える。本実験の標的および検出器の厚さにおいては、 $\gamma \sim 0.95$ 、 $\gamma_0 \sim 0.99$ である。標的の有無で入射粒子の統計数を同じだけ取るとして第一項と第二項から必要な入射粒子数を計算すると、およそ 370,000 個の入射粒子がそれぞれの測定で必要だと見積もることができる。

1.2.2 入射粒子の生成

核破砕反応

入射粒子を生成するために、一次粒子と生成標的による核破砕反応を利用する。生成した入射粒子を散乱標的に照射し、そこでの荷電変換反応を測定する。図 1.1 に実験全体の概念図を示す。

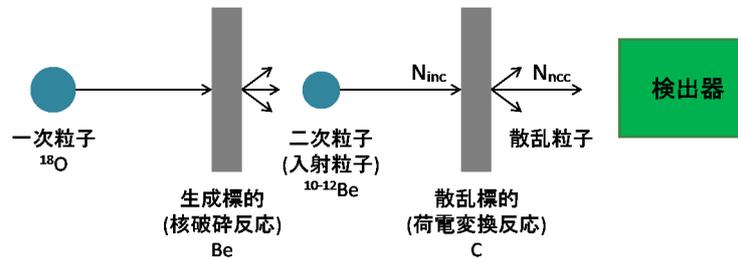


図 1.1: 実験全体の概念図。

ここで一次粒子および生成標的として何をを用いるべきかを考える。

核破砕反応は、反応前後で粒子の速度がほとんど変化しないという特徴を持つ。反応後の粒子の運動量の広がり、反応前後の原子核の質量数のみで決まる。核破砕反応前の原子核の質量数を A 、反応後の質量数を F とすると、反応後の運動量の広がり σ_p は、

$$\sigma_p = 90 \sqrt{\frac{F(A-F)}{A-1}} \text{ [MeV/c]} \quad (1.8)$$

と表される。したがって反応前後で質量数の変化が小さいほど運動量の広がり小さく好ましい。また、中性子過剰核を生成するには、中性子過剰核を一次粒子として用いた方が生成量が多くなる。本実験では Be 以外にも、Li, B, C の安定核から中性子過剰核までの原子核の測定を同時に行ったため、一次粒子として ^{18}O を用いた。

生成標的として求められる条件としては、

- Yield が大きいこと
- 多重散乱などによる散乱角度の広がりが小さいこと

があげられる。標的の質量数を A_t とすると、核破砕反応断面積 $\propto A_t^{2/3}$ 、および単位厚さ $[\text{g/cm}^2]$ あたりの原子核数 $\propto A_t^{-1}$ より、Yield はある厚さ $[\text{g/cm}^2]$ において $A_t^{-1/3}$ に比例する。したがって質量数の小さな物質が生成標的として適している。さらに多重散乱の影響や、扱いやすさなども考慮し、最も適していると考えられる Be を生成標的として用いた。

生成粒子の分離

核破砕反応によって生成した種々の原子核の中から、入射粒子として用いる測定対象の原子核を選び出し、他の原子核と分離する必要がある。実験を行った大阪大学核物理研究センターの二次粒子生成コース (EN コース) および用いた検出器の配置を図 1.2 に示す。

質量数 A 、原子番号 Z を持つ原子核の分離は以下の二種類の装置および性質を用いて行う。

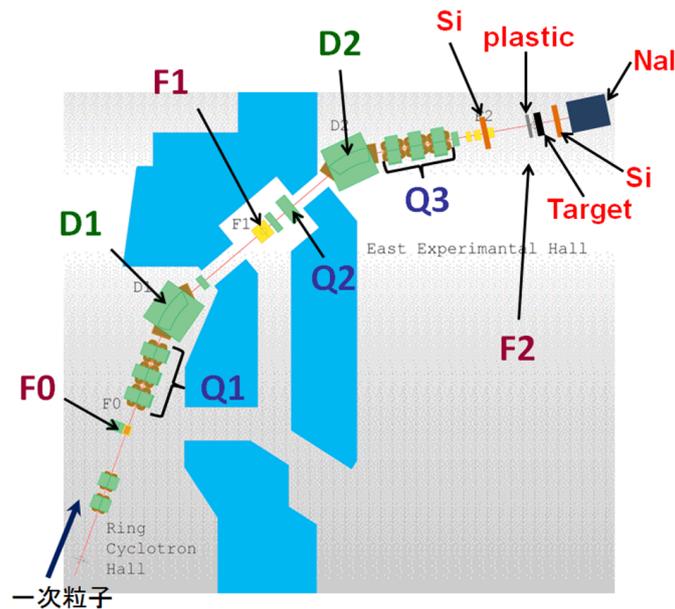


図 1.2: 核物理研究センター EN コースと検出器の配置図。中心軌道の全長はおよそ 15 m。一次粒子は左下から入射される。F0, F1, F2 はビームの焦点であり、F0 に生成標的 Be を、F2 に各検出器と散乱標的 C を設置する。D1, D2 は双極磁石、Q1, Q2, Q3 は四重極磁石群をそれぞれ表す。Q1 は上流から Q1U, Q1M, Q1D の 3 つで構成される。Q3 も同様に Q3U, Q3M, Q3D の 3 つで構成される。F2 の検出器の配置は上流から、シリコン検出器 (F2 SSD), プラスチックシンチレータ, (散乱標的), シリコン検出器, NaI(Tl) シンチレータである (実際より大きく書かれている)。散乱標的の下流のシリコン検出器は実際には 4 枚用いた。詳細は第 1.2.4 節に示す。

1. 双極磁石 D1 を用いて A/Z の違いによって
2. ディグレダ、双極磁石 D2 を用いて Z の違いによって

まず 1. について、双極磁石 D1 を用いて粒子の持つ磁気剛性 (Magnet Rigidity : 以後簡単に Rigidity と表記) の違いによって行う。Rigidity は磁場に対する曲がりにくさ (剛性) を表し、磁場 B 中を軌道半径 ρ で円運動をする荷電粒子の Rigidity : R は式 (1.9) で定義される。

$$R = B\rho = \frac{p}{q} \quad (1.9)$$

ここで q は粒子の電荷、 p は運動量を表す。本実験のようなエネルギー (80 MeV/nucleon) においては、電子は全てはぎ取られ残っていないため、質量は質量数 A に、電荷は原子番号 Z に、それぞれ比例する。このとき非相対論のもとでは、

$$B\rho \propto \frac{A}{Z}\beta \quad (1.10)$$

が成り立つ。 $\beta = v/c$ 、 v は粒子の速度、 c は光速を表す。核破片の速度は一次粒子の速度とほとんど同じであるため、式 (1.10) は、双極磁石の磁場中での粒子の運動は A と Z の比

でほぼ決まることを示している。したがって磁場の強さを適切に調整すると、双極磁石 D1 を通過させることで特定の A/Z を持つ原子核のみが中心軌道にくるように設定することができる。

図 1.2 において、粒子の軌跡を順番に追ってみる。左下から加速した一次粒子 ^{18}O を輸送し、F0 に設置した Be 標的で核破碎反応を起こさせる。生成した核破碎片は双極磁石 D1 によって曲げられ、特定の Rigidity : R_c を持つ原子核のみが中心軌道に沿って F1 に達する。F0-F1 では Dispersive focus を実現させる。これは F1 での粒子の位置が、F0 での粒子の角度によらず運動量のみで決まる性質をもつ focus である。実現のために四重極磁石を用いる (次項参照)。これにより、F1 で特定の運動量をもつ粒子のみを通過させることができる。EN コースのアクセプタンスは $\Delta E/E = \pm 8\%$ ($\Delta p/p = \pm 4\%$) であり、 R_c を中心にこの範囲内にある粒子のみが F1 を通過できる。Rigidity が R_c から大きく異なる粒子は、D1 中で止まり F1 には達しない。

次に 2. について、F1 にはディグレーダとして Al 板を設置する。F1 に達した粒子はディグレーダで異なるエネルギー損失を受ける。Bethe-Bloch の式より、特定の物質中でのエネルギー損失は式 (1.11) のように、入射粒子の原子番号 Z 、速度 β のみの関数で表されるため、ディグレーダ通過後、粒子は Z によって異なる速度を持つようになる。

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \quad (1.11)$$

その結果、さらに下流の双極磁石 D2 で Rigidity による分離を行うと、同じ A/Z を持つ原子核の軌道を Z の違いによってさらに分離することができる。この分離によって、特定の (A, Z) を持つ原子核を F2 に入射できる。F0-F2 では Achromatic focus を実現させる。これは F0 での粒子の角度、運動量のいずれにも依存せず、一種の原子核は F2 で同じ位置に到達する性質を持った focus である。実現のために四重極磁石を用いる (次項参照)。ただし F2 での位置は、粒子の (A, Z) によっては分かれる。

粒子分離のための focus シミュレーション

前節において EN コースの F1、F2 で実現すべき focus の性質について述べた。ここでは具体的に focus を実現するために必要な磁場設定の計算方法について述べる。

磁場設定の計算には、森信俊平氏が開発した ORBIT3 を用いた。これはビーム光学の最適化を行うシミュレーションプログラムである。EN コースには図 1.2 に示したように四重極磁石 Q1, Q2, Q3 が配置されている。Q1 は上流から Q1U, Q1M, Q1D の 3 つで構成される。Q3 も同様に Q3U, Q3M, Q3D の 3 つで構成される。

本実験では、測定対象原子核ごとに、また散乱標的の有無によって異なる磁場設定を行う必要がある。具体的には、以下の 3 段階の手順をふむ。

- 第一段階

以下の条件を満たすよう、Be 標的の厚さ、双極磁石 D1 の磁場およびディグレーダの厚さを調整する。

- 測定対象の全 Be 同位体の核子あたりエネルギーが、散乱標的において同じである

- 散乱標的の有無に関わらず核子あたりエネルギーが、散乱標的の場所において同じである
- 第二段階

その上で第二段階として、第一段階の設定ごとに、測定対象原子核が F2 で中心位置に来よう双極磁石 D2 の磁場を設定する。
- 第三段階

そして最後に第三段階として、第一、第二段階の設定ごとに F1, F2 での focus 条件を満たすよう、四重極磁石の磁場を設定する。

この第三段階のシミュレーションを ORBIT3 で行った。なお、シミュレーションによって求めるのは厳密には四重極磁石の磁場そのものではなく、磁場勾配を中心 Rigidity で割った値、すなわち

$$\frac{B'/a}{R_c} \quad (1.12)$$

である。 $R_c = B\rho$ は双極磁石によって設定した中心 Rigidity であり、 B' は四重極磁石の磁場の磁極での強さ、 a は磁極端から中心軌道の位置までの距離である。以後の四重極磁石の「磁場を決定した」という表現は、式 (1.12) の値を決めたということの意味する。

なお、第一段階を課す理由は、CCCS が粒子のエネルギーによって変化するからである。 $^{10-12}\text{Be}$ で CCCS を比較する場合、同じエネルギーでの散乱の結果である必要がある。第一段階の条件は正確には「散乱標的の厚さ方向の中心位置において、核子あたりエネルギーが同じである」である。標的の有無でも同様に核子あたりエネルギーを「散乱標的の厚さ方向の中心位置において」揃える。そうすることで、標的前後の検出器におけるエネルギーが近くなるからである。

F0-F1 の Dispersive focus、F0-F2 の Achromatic focus それぞれについて、次に個別に説明する。

まず F0-F1 の Dispersive focus の条件について考える。ここで Q1 の磁場を決める。Q1 の磁場は第一、第二段階の設定によらず、つまり測定対象原子核によらず一意的に決まる。focus の条件は輸送行列を用いて課される。F0, F1 におけるビームを

$$\begin{pmatrix} X_0 \\ dX_0 \\ Y_0 \\ dY_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} X_1 \\ dX_1 \\ Y_1 \\ dY_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix}$$

でそれぞれ定義するとき、F0-F1 の輸送行列 U_{10} は

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ dX_1 \\ Y_1 \\ dY_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = U_{10} \begin{pmatrix} X_0 \\ dX_0 \\ Y_0 \\ dY_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}$$

$$U_{10} = \begin{pmatrix} (X_1|X_0) & (X_1|dX_0) & (X_1|Y_0) & (X_1|dY_0) & (X_1|\delta_0) \\ (dX_1|X_0) & (dX_1|dX_0) & (dX_1|Y_0) & (dX_1|dY_0) & (dX_1|\delta_0) \\ (Y_1|X_0) & (Y_1|dX_0) & (Y_1|Y_0) & (Y_1|dY_0) & (Y_1|\delta_0) \\ (dY_1|X_0) & (dY_1|dX_0) & (dY_1|Y_0) & (dY_1|dY_0) & (dY_1|\delta_0) \\ (\delta_1|X_0) & (\delta_1|dX_0) & (\delta_1|Y_0) & (\delta_1|dY_0) & (\delta_1|\delta_0) \end{pmatrix}$$

と表される。ここで X はビームと直行する水平方向の位置 (ビームから見て左が正)、 dX はその角度、 Y はビームと直行する鉛直方向の位置 (上向きを正)、 dY はその角度、 δ は中心運動量 p_c からの運動量 p のずれを意味し、 $\delta = (p - p_c)/p$ である。添字の 0, 1 はそれぞれ、F0, F1 における値であることを意味する。 $(X_1|\delta_0)$ は momentum dispersion と呼ばれる量である。momentum dispersion は運動量が 100 % 変化したときの水平位置の変化量であり、EN コースの F1 では $(X_1|\delta_0) = 1.732$ m である。

F0-F1 の focus 条件として以下の式を適用した。

$$(X_1|dX_0) = (Y_1|dY_0) = 0 \quad (1.13)$$

$$(X_1|X_0) = -1.9 \quad (1.14)$$

式 (1.13) が Dispersive focus の条件であり、「F1 での位置が F0 での角度によらない」という angle focus を意味する。式 (1.14) は水平位置の倍率 (magnification) を表し、EN コースにおいてはこの値が適するよう設計されている。

式 (1.13), (1.14) を満たすようシミュレーションを行い、最適な磁場設定を決定した。具体的な磁場設定の値については巻末の付録 A に示す。

次に F0-F2 の Achromatic focus の条件について考える。ここで Q2, Q3 の磁場を決める。Q2, Q3 の磁場は第一、第二段階の設定に依存するが、一つのパラメータを用いるだけで決定できることが知られている。そのパラメータを導入する前に、レンジという量を説明する。レンジ： R は物質中を粒子が停止するまでに進む距離であり、式 (1.15) で定義される。

$$R = a \frac{A}{Z^2} \left(\frac{E_{in}}{A} \right)^g + cA \quad (1.15)$$

a, g, c は標的の種類によって決まるパラメータ、 A, Z, E_{in} は入射粒子のそれぞれ質量数、原子番号、運動エネルギーである。

ディグレーダの厚さを d_0 、粒子のディグレーダにおけるレンジを R とすると、そのパラメータは

$$\frac{d_0}{R}$$

と表される。このパラメータにはディグレーダの厚さ、粒子の (A, Z) およびエネルギーの情報が全て含まれていることがわかる。輸送行列 U_{20} は、ディグレーダの厚さと測定対象原子核のレンジの比： d_0/R で決まる。 U_{10} と同様に F0-F2 の輸送行列 U_{20} を、

$$\begin{pmatrix} X_2 \\ dX_2 \\ Y_2 \\ dY_2 \\ \delta_2 \end{pmatrix} = U_{20} \begin{pmatrix} X_0 \\ dX_0 \\ Y_0 \\ dY_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}$$

$$U_{20} = \begin{pmatrix} (X_2|X_0) & (X_2|dX_0) & (X_2|Y_0) & (X_2|dY_0) & (X_2|\delta_0) \\ (dX_2|X_0) & (dX_2|dX_0) & (dX_2|Y_0) & (dX_2|dY_0) & (dX_2|\delta_0) \\ (Y_2|X_0) & (Y_2|dX_0) & (Y_2|Y_0) & (Y_2|dY_0) & (Y_2|\delta_0) \\ (dY_2|X_0) & (dY_2|dX_0) & (dY_2|Y_0) & (dY_2|dY_0) & (dY_2|\delta_0) \\ (\delta_2|X_0) & (\delta_2|dX_0) & (\delta_2|Y_0) & (\delta_2|dY_0) & (\delta_2|\delta_0) \end{pmatrix}$$

と表したとき、F0-F2 の focus 条件として以下の式を適用した。

$$(X_2|dX_0) = (Y_2|dY_0) = (X_2|\delta_0) = 0 \quad (1.16)$$

$$(X_2|X_0) = 2.0 \quad (1.17)$$

式 (1.16) が Achromatic focus の条件であり、第一項と第二項が angle focus、第三項が momentum focus を意味する。式 (1.17) は水平位置の倍率 (magnification) を表し、EN コースにおいてはこの値が適するよう設計されている。

パラメータ d_0/R の値は、ディグレーダの輸送行列における $(\delta|\delta)$ の要素に反映される。 $d_0/R=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ の場合に、式 (1.16), (1.17) を満たすような最適な磁場設定をシミュレーションでそれぞれ求めた。具体的な磁場設定の値については巻末の付録 A に示す。

1.2.3 入射粒子の識別

ここから先は解析方法について述べる。前節で入射粒子の分離方法を示したが、実際には F2 に測定対象の原子核のみが到達するわけではなく、他の A/Z が近い原子核、deuteron や triton などの小さな原子核も到達する。したがって実験から得られたデータを見て、これらの粒子の中でどれが目当ての粒子なのかを識別しなければならない。この粒子識別は TOF- ΔE 法によって行う。本節ではその方法を説明する。

TOF(Time Of Flight) は、ある位置から別のある位置に粒子が到達するのにかかる時間を意味する。粒子の飛行距離の違いはわずかであるので無視すると、速度 β で飛行する粒子の TOF : T_{TOF} は β のみに依存し、式 (1.18) を満たす。

$$T_{TOF} \propto \frac{1}{\beta} \quad (1.18)$$

一方で物質中での粒子の ΔE は、式 (1.11) に示したように

$$\Delta E \propto Z^2/\beta^2 \quad (1.19)$$

である。これら二式の間には $\Delta E \propto Z^2 T_{TOF}^2$ の関係が成り立つため、この二つのパラメータの相関図を描くと図 1.3 のように Z ごとに異なる二次関数を描く。

ここで Rigidity を考慮する。双極磁石によって、F1(または F2) には特定の $B\rho \propto (A/Z)\beta$ を持つ粒子のみが到達する (第 1.2.2 節の 4 ページ参照)。このとき式 (1.18),(1.19) は、

$$T_{TOF} \propto \frac{A}{Z} \quad (1.20)$$

$$\Delta E \propto A^2 \quad (1.21)$$

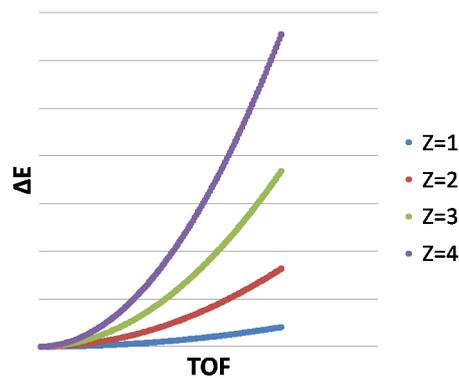


図 1.3: TOF- ΔE 相関の概念図。Rigidity を考慮せず、 $T_{TOF} \propto 1/\beta$, $\Delta E \propto Z^2/\beta^2$ よりプロットした場合。

と A, Z を表す式になる。

本実験では F2 のシリコン検出器 (以後 F2SSD と表記) による ΔE と、F0 からプラスチックシンチレータまでの TOF を使った。実験で得られたデータの TOF- ΔE 相関を一例として図 1.4 に示す。A, Z の異なる原子核の分布が分離されており、粒子識別が可能であることがわかる。

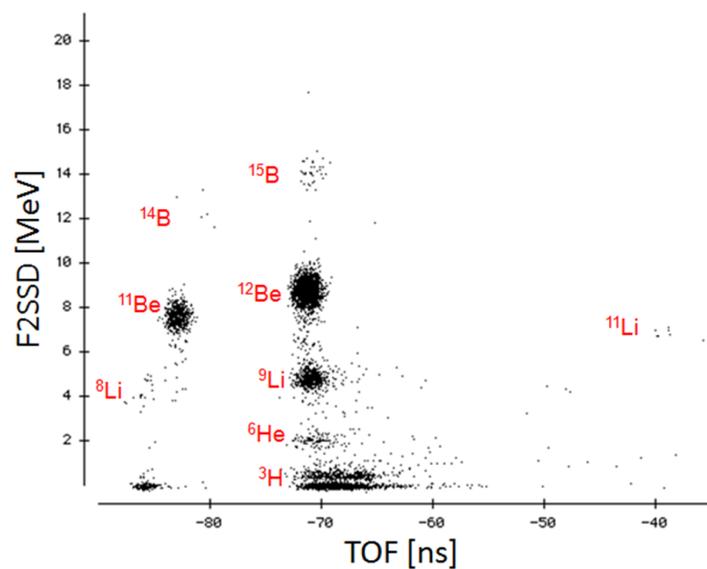


図 1.4: TOF- ΔE 相関。本実験で得られたデータの一例。核種ごとに分布が分かっている。
縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

1.2.4 標的後の Be 粒子の識別

前節の方法で入射粒子の識別が終わると、次に散乱標的通過後の粒子を見ることになる。ここでは、標的通過後も Be のまま、 Z が変化していない粒子を決定する必要がある。Be の識別には4枚のSSDによる ΔE - ΔE - ΔE - ΔE を用いた。その理由についてここで説明する。 ΔE は Z だけでなく β にも依存するので、単独の ΔE 測定のみでは粒子識別は行えない。そこでまず2枚のSSD(上流から Si1, Si2) で ΔE - ΔE を測定することを考える。モンテカルロシミュレーションによる ΔE - ΔE 相関を図 1.5 に示す。異なる色は異なる Z を持つことに対応し、例えば Be は橙、B は桃である。また図の矢印は、エネルギー損失が大きくなるにつれて分布が描く形を表現している。分布の形状の意味については第 3.1.2 節で説明する。分布は Z によって分離されており、基本的に Si1, 2 で識別は可能である。しかし Be のエネルギー損失が大きな分布の一部は、B の分布と重なっていることがわかる(矢印の交差している部分)。Si1, 2 だけでは、この重なっている部分が Be なのか B なのかを粒子ごとに判断できない。そこでさらに下流に2枚のSSD(上流から Si3, Si4) を用意する。Si1, 2 で重なっている部分を Si3, 4 で見ると、異なる位置に分布するため識別が可能となる。また Si3, 4 を加えることで、Si1, 2 でチャネリングを起こして正しい ΔE が得られなかった粒子の識別も行うことができる。

以上の理由により、4枚のSSDによって Be の識別を行うことを決定した。

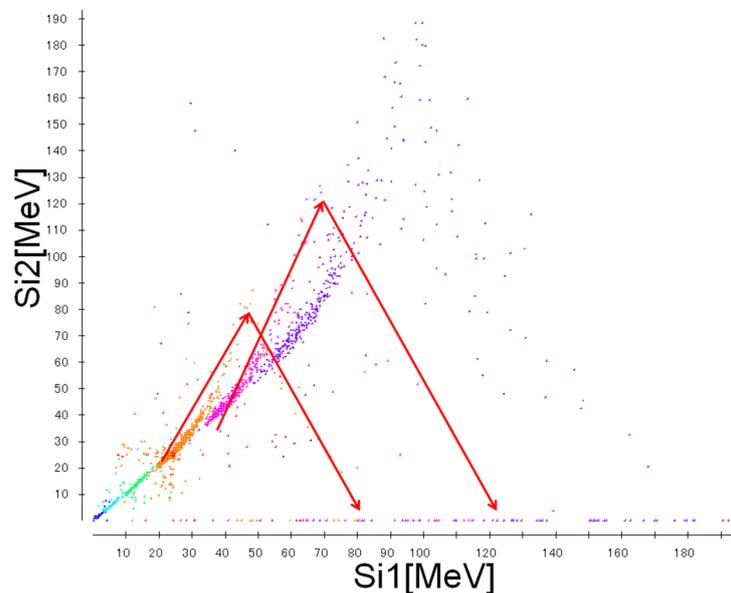


図 1.5: ΔE - ΔE 相関: シミュレーションの結果。プロットの色は青:H, 水色:He, 黄緑:Li, 橙:Be, 桃:B, 紫:C をそれぞれ表している。矢印はエネルギー損失が大きくなるにつれて分布が描く形を表現している。ただしシミュレーションでは矢印の一部の分布がうまく描けなかった。縦軸: Si2 [MeV](下流側)、横軸: Si1 [MeV](上流側)。

第2章 実験セットアップ

この章では、実験に用いた装置や回路などのセットアップ、run ごとの設定を示す。第 2.1 節では実験施設とビームライン全体の概要について、第 2.2 節には生成標的、ディグレーダおよび F2 の散乱標的と各検出器について、第 2.3 節では回路についてそれぞれ述べる。

2.1 実験施設

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) にて 2009 年 10 月 20-30 日に行った。一次粒子として ^{18}O を用い、AVF・リング両サイクロトロンによって $80 \text{ MeV/nucleon} (\beta \simeq 0.39)$ 、およそ $3 - 6 \times 10^9 \text{ cps}$ (count per second) に設定した。ビームはバンチ構造をしており、その周波数は本実験における AVF サイクロトロンの加速周波数である 9.32 MHz (周期 107.3 ns) である。生成した ^{18}O を二次粒子生成用コース (EN コース：図 1.2) に輸送し、F0 の二次粒子生成標的 (F0) に入射し、核破砕反応により種々の原子核を生成させた。そして F2 に至るビームラインで粒子を分離し、測定対象の原子核を F2 に輸送した。

2.2 装置

2.2.1 生成標的 Be

すでに述べたように生成標的としては Be を用いた (第 1 章参照)。測定対象ごとに標的の厚さを交換できるように、標的ホルダーに 5 種類の厚さの Be を、ビームスポットの確認用のビューア (ZnS) と合わせて装着した (図 2.1, 2.2)。一次粒子の強度はおよそ 10^9 cps と高く、Be が熱を発する恐れがあったため、Be を図 2.3, 2.4, 2.5 のように銅で覆った。



図 2.1: 生成標的 Be とビューア、及び標的ホルダー。Be の厚さは左から順に、 $2.279, 1.863, 1.197, 0.5870, 0.2863 \text{ [g/cm}^2\text{]}$ 。

図 2.2: 標的ホルダーを取り付ける部分 (F0)。写真の左側から ^{18}O ビームを照射。

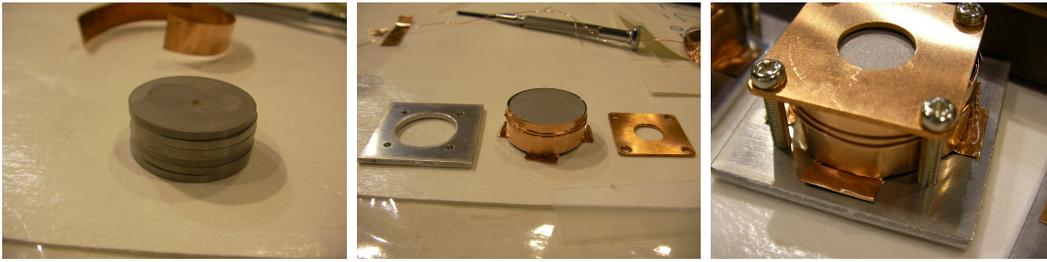


図 2.3: Be 標的 (銅装着前)。図 2.4: Be 標的 (銅装着後)。 図 2.5: Be 標的 (完成)。

2.2.2 ディグレーダ Al 板

ディグレーダとして Al 板を用いた。Be と同様、Al 板は 4 つの厚さのものを交換できるように、ホルダーに装着した (図 2.6)。



図 2.6: ディグレーダ A 板 1。厚さはそれぞれ 0.6877, 0.4146, 0.2738, 0.1950 [g/cm²]、大きさは一つにつき縦 40 mm、横 190 mm。

2.2.3 F2 とその下流

F2 とその下流の検出器の配置を図 2.7 に示す。以降各検出器や標的について個別に見ていく。

F2 SSD

F2 には入射粒子識別用に SSD (HAMAMATSU S4276-01) を用いた。厚さは $250 \pm 15 \mu\text{m}$ 、有感面積は $48 \text{ mm} \times 48 \text{ mm}$ である。

F2SSD までが真空の領域であり、その下流のプラスチックシンチレータ以下は大気中に置かれている。真空膜はカプトン (厚さ $125 \mu\text{m}$) である。

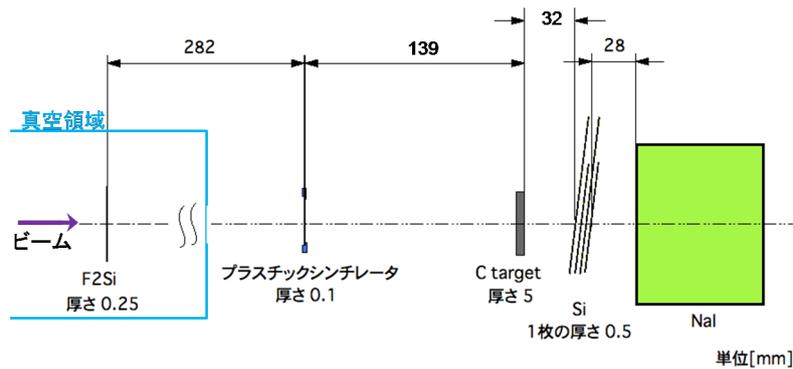


図 2.7: F2 とその下流の検出器の配置図 (鳥瞰図)。左側がビームの上流、右側がビームの下流。図中の数字の単位は [mm]。左から順に F2 の SSD (入射粒子識別用)、プラスチックシンチレータ (標的における位置情報、およびイベントトリガー用。両端に PMT)、散乱標的、SSD4 枚 (散乱粒子識別用)、NaI(Tl) シンチレータ (散乱粒子識別用) である。

プラスチックシンチレータ

F2 のさらに下流、散乱標的の直前にはプラスチックシンチレータ (BC404) を設置した。大きさは 31 mm (横) \times 30.5 mm (縦)、厚さは 100 μm である。プラスチックシンチレータより下流の検出器および標的の写真を図 2.8 に、プラスチックシンチレータ単独の写真を図 2.9 に示す。

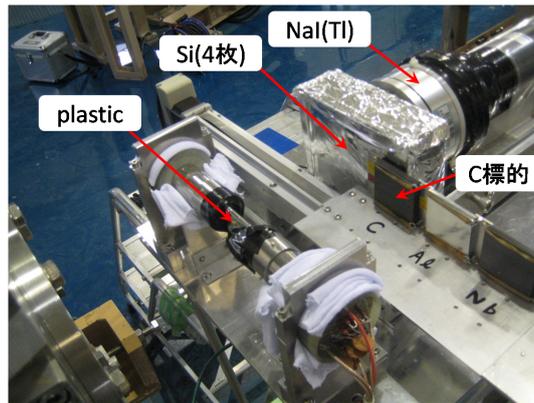


図 2.8: 標的周辺。左下 (上流) から右上 (下流) に向かって順にプラスチックシンチレータ、散乱標的、Si4 枚 (アルミの箱の中にある)、NaI(Tl) シンチレータである。

シンチレータは標的のおよそ 14 cm 上流にあり、ビームライン全体のスケールで見ると両者は近く、したがってシンチレータにおける粒子の通過位置 (x, y) は標的における通過位置をほぼ表しているといえる。シンチレータの位置分解能は数 6 mm 程度 (FWHM) であり、この分解能と比べて両者での位置の違いは十分小さい。

遮光のためにシンチレータをアルミナイズドマイラー (厚さ: 9 $\mu\text{m} \times 2$ (裏表)) で覆った。位置情報を得るために左右の PMT (HAMAMATSU R4998) による両読みを行った。TDC, QDC



図 2.9: プラスチックシンチレータ。左上がビームの上流。実験終了後にアルミナイズドマイラーを破いた状態。

のデータをとったが、解析には TDC のデータを用いた。

散乱標的

散乱標的として、C 以外にも Al, Nb, Pb を用いた。標的はホルダーに設置し、モーターで動かすことで標的の交換ができる。標的の断面の大きさは 49 mm×49 mm、このうち標的ホルダーや輪ゴム、留め具などが存在しない領域は横 40.4 mm、縦 40 mm である。

C の厚さは 0.9027 ± 0.0019 [g/cm²] (約 5 mm) である。

SSD(4 枚)

ビームの粒子識別に E 検出器として SSD4 枚 (HAMAMATSU S10938-8489(X) : 上流から Si1, Si2, Si3, Si4 と呼ぶ) を用いた。有感面積は 60 mm × 90 mm、厚さは 500 ± 15 μm である。4 枚用いる理由については第 1.2 節で既に述べた。

この SSD によって標的通過後の粒子のうち、Be の粒子の数を知る必要がある。しかしもし標的によって大角度に散乱されたことで SSD に入らない粒子があれば、正確な数を知ることができなくなる。そこでその数を評価するために、4 枚の SSD の位置を図 2.10 のようにずらした。上流から順に横 90 mm×縦 60 mm、横 60 mm×縦 90 mm の繰り返しとした。また、チャネリングの影響を軽減するために面の向きを約 8 °傾けている。4 枚の SSD は、遮光を目的に全体を箱で覆っている。箱のうち粒子通過部はアルミナイズドマイラー (厚さ: 4 μm×2(裏表)) で覆われている。SSD の写真を図 2.11 に示す。

NaI(Tl) シンチレータ

これまで NaI(Tl) シンチレータについては触れてこなかったので、ここで使用目的から述べる。NaI も SSD4 枚と同様散乱粒子の識別に用いるが、CCCS 決定のための Z が変化していない粒子の識別は SSD で十分であり、その際は NaI は予備的な役割を担っている。NaI を設置した目的は別にあり、それは CCCS とは別に Interaction Cross Section も決定できるようにすることである。NaI は粒子の全運動エネルギーを検出するために用いる。Interaction Cross Section の場合は CCCS と異なり、Be 同位体の中から入射原子核のみを選び出さなければならない。そのため ΔE -E 測定が必要となるのである。このような目的のため、解析の中で粒子の分布の形を知る上で一部使用したが、それ以外には基本的に使用しなかった。

NaI には直径 4 inch、厚さ 80 mm のものを用いた。

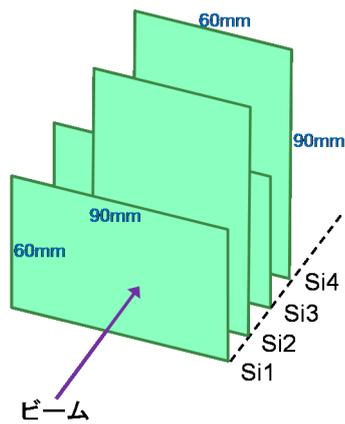


図 2.10: SSD の配置模式図。ビームから見て Si1, 2, 3, 4 を交互に向きを変えて並べている。

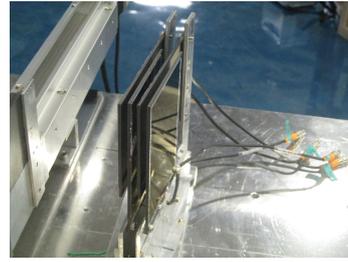


図 2.11: 4 枚の SSD の写真。左側がビームの上流。実験終了後に箱を取り除いた状態。

2.3 回路

2.3.1 イベントトリガー

イベントトリガーは、プラスチックシンチレータ (左右両読み) の左からのロジック信号 (P_L) と右からのロジック信号 (P_R) の coincidence とした。coincidence をとることで PMT のノイズなどによる偶発的なトリガーを除くことができる。信号のゲート幅を調節し、40 ns 以内のタイミングで P_L と P_R が同時に信号を出したとき、トリガーがかかるように設定した。

2.3.2 各検出器

F2 の SSD、標的の下流の SSD (Si1-4) とともに ADC で pulse height を測定した。ADC ゲート幅は全て 30 μs に設定した。

プラスチックシンチレータと NaI(Tl) シンチレータは QDC で charge を測定した。QDC ゲート幅はプラスチックで 200 ns、NaI で 1 μs に設定した。またプラスチックは標的での位置情報を得るために TDC も用いた。

2.3.3 Pile up rejection

Pile up とは、アナログ信号の pulse height や charge を測定する際、複数の粒子が一つのゲートに入ることによってパルスが重なり、正しい情報が得られなくなる現象のことである。一般に粒子の入射強度が高いと Pile up は起こりやすくなる。今回 F2 SSD で起こった Pile up を検知するために、Coincidence register 回路を用いた。F2 SSD の Pile up 検知部分の回路図を図 2.12 に示す。図中の Gate Generator によるゲート幅を 30 μs に調節し、2-30 μs の間のタイミングで同時にきたシグナルを検知するよう設定した。

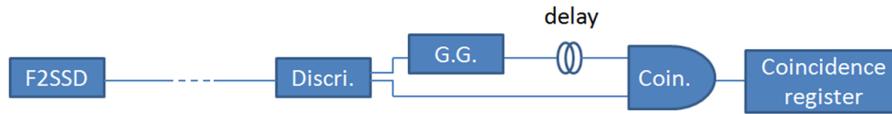


図 2.12: Pile up 検知回路。略記として用いた Discr. は Discriminator、G.G. は Gate Generator、Coin. は Coincidence をそれぞれ意味する。F2 SSD と Discr. の間の点線で示した部分には実際にはいくつかのモジュール等が入っているが、ここでは省略している。

2.3.4 RF

粒子の TOF 情報を得るために、AVF サイクロトロン RF を利用した。第 2.1 節で述べたように、実験で用いたビームはバンチ構造 (周期 107.3 ns) をしており、このバンチを TDC の stop 信号にする。この様子を図 2.13 に示す。図のように RF を間引き、二つに一つを TDC stop 信号とした。これは一つのバンチによる粒子の start 信号の時間的広がりが、バンチの 1 周期より大きいためである。したがって TOF として取得するデータには、図の A 起源の粒子と B 起源の粒子がバンチ 1 周期分離れて、同じ分布の形で二つ現れることになる。第 3 章のデータ解析の際いくつかの TOF のプロットを示すが、その際は見やすさを優先して、この二つの分布のうち一方のみを示している。

粒子ごとの速度の違いは F0 で核破砕反応を起こした瞬間から生じるので、TOF としては F0 から F2 のプラスチックシンチレータまでをとったことになる。

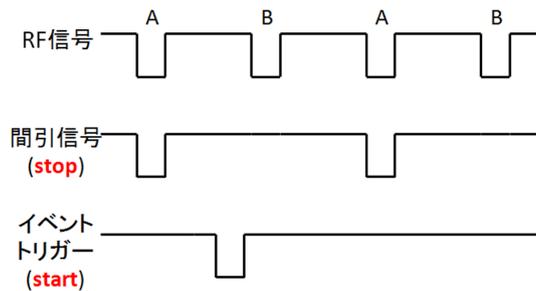


図 2.13: RF による TOF の概念図。

第3章 実験データの解析

第1, 2章で述べた実験の結果をこの章で示す。まず第1章で述べた解析の方法を3.1節で具体例 (^{12}Be , 標的ありの run) を挙げて説明する。3.2節では解析に使った検出器の較正を行い、3.3節以降で $^{10-12}\text{Be}$ の解析を行う。

3.1 解析方法

解析は Data Desk を用いて行った。ここではその手順について具体的に説明する。解析は大きく三段階に分けられる。

第一段階では、得られたデータから測定対象の原子核のイベントを見つけ、標的に入射する粒子を定義 (N'_{inc}) する。さらに定義した粒子の中に他の原子核 (N_n) がどの程度混合しているのかを評価する。こうして入射核の定義とその数: $N_{inc} = N'_{inc} - N_n$ を決定する。

第二段階では、第一段階で定義した入射核 N'_{inc} のうち、標的通過後も荷電変換反応を起こさず Be のままでいる粒子の数 N_{ncc} を、4枚の SSD を用いて決定する。また、決定精度の評価のために、選択範囲を変えてみたときの N_{ncc} の変化を調べる。

第三段階では、第一、第二段階で決定した N_{inc} 、 N_{ncc} 、及び標的なしの run で同様に決定した N_{0inc} 、 N_{0ncc} から、 σ_{cc} を決定する。また、その誤差を評価する。

以上の手順の詳細をこれから具体例を挙げて順を追って示す。例として ^{12}Be の C 標的ありの run(run0088) のデータを取り上げる。

3.1.1 第一段階：入射核の定義

入射核の識別は F0 から F2 までの TOF、F2 SSD の ΔE を利用して行う。さらにプラスチックシンチレータを用いて標的での位置の情報も用いる。得られたデータから Pile up のイベント (第2.3節参照) を除き、図3.1に示すモンテカルロシミュレーションの結果と比較することで粒子識別を行った。その結果を図3.27に示す。ただし、原子核ごとのイベント数の比較を容易にするために、図3.27には全イベントから無作為に2%を選びプロットしてある。以後必要に応じて図に同様の処理を施すが、その際は図の説明に何%選んだのかを記しておく。TOF, ΔE とともに既に時間較正およびエネルギー較正は行ってある。較正の詳細は第3.2節に示す。

ただし図を見ると、実験データとシミュレーションとで TOF の値は一致していないが、これは run によって回路の信号のタイミングを調節しているため、その run ごとに時間較正を行うことの手間を省いたことによる結果である。TOF の相対的な値は一致しており (どちらも [ns])、粒子識別に支障はない。

次にプラスチックシンチレータのデータから標的上での位置を調べる (図3.3)。図の (A) を見ると、原子核によって標的上での位置が異なることがわかる。よって図に示した赤線内

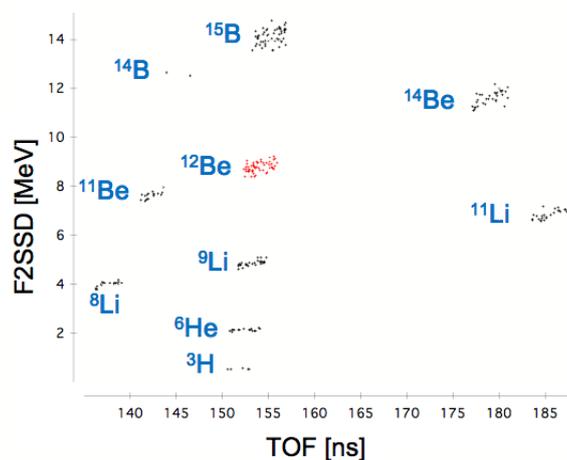


図 3.1: TOF- ΔE 相関: モンテカルロシミュレーションの結果。 ^{12}Be , 標的あり。縦軸: F2SSD ΔE [MeV], 横軸: TOF [ns]

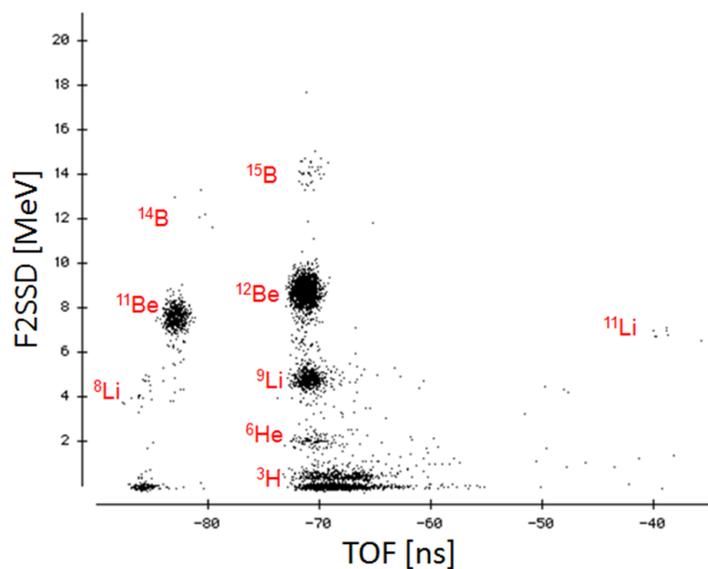


図 3.2: TOF- ΔE 相関: 実験データ (Pile up 除去したもの)。全イベントの 2% を無作為に選びプロットしている。run0088。縦軸: F2SSD ΔE [MeV], 横軸: TOF [ns]

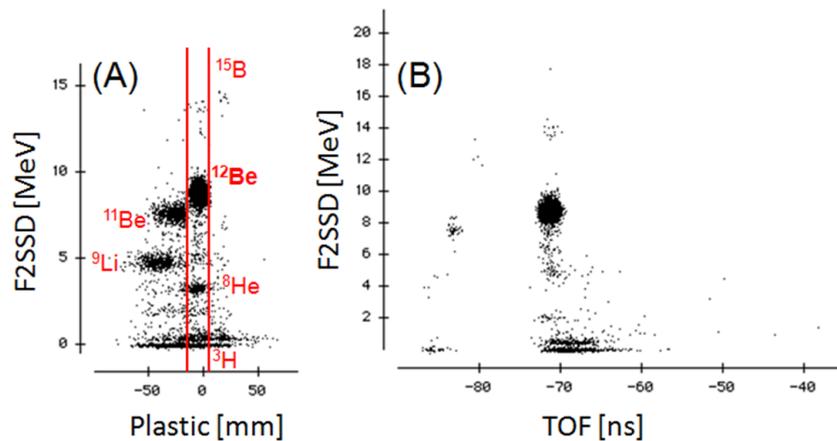


図 3.3: 標的上での位置- ΔE 相関。(A):Pile up 除去し、全イベントの 1 %を選びプロット。縦軸: F2SSD ΔE [MeV], 横軸: プラスチックシンチレータでの位置 x [mm]。(B):(A) で-16 から 12 mm(赤線内)を選んだときの TOF- ΔE 相関。縦軸: F2SSD ΔE [MeV], 横軸: TOF [ns]。run0088。

(-16 mm から 12 mm まで)を選び、そのときの TOF- ΔE 相関(図 3.3(B))を見ると、選ぶ前(図 3.27)と比べて他の原子核の数が減っていることがわかる。したがってプラスチックシンチレータを用いることで、より高純度の入射核を作ることができる。

これで TOF, ΔE および標的上での位置によって入射核を定義する準備ができた。次に、入射核の中に他の原子核がどれくらい混合しているのかを調べなければならない。そのために TOF- ΔE 相関において、各原子核の分布の形を調べる。分布の形は TOF, ΔE それぞれについて調べる。その際、核種によって標的上での位置が異なることを利用し、プラスチックシンチレータで調べる原子核の核種ごとに位置を制限する。したがって、ある核種の ΔE 分布を調べるときには TOF と標的での位置で核種の中心分布を選び、TOF 分布を調べるときには ΔE と標的での位置で核種の中心分布を選ぶ。

ここからは原子核の分布の形を調べる方法を具体的に説明する。これは測定対象の原子核と、他の原子核との位置関係により異なり、「 A/Z が同じ核」、「 A/Z が異なる核」の二つに分類できる。

- A/Z が同じ原子核

他の原子核混合は主にこの A/Z が同じ原子核である。第 1 章で示したように、 A/Z が同じ原子核は同じ TOF の値をとる。したがって TOF- ΔE 相関においては ΔE のみが異なる位置関係となる。この場合は、TOF の範囲を入射核の定義における TOF の範囲と同じように選択した上で、その ΔE の分布を調べる。その手順は、

1. 選んだ TOF の範囲の ΔE の分布を書く。
2. その中にある各原子核単独の分布をプラスチック、標的下流の SSD, NaI を用いて選び出し、その分布の形を 1. と重ね書きする(このとき後ろの検出器で選んだ分、イベント数は減っている)。

3. 2. の各原子核単独の分布の和が、1. の全体の分布の形と一致するよう2. の各原子核単独の分布をそれぞれ定数倍する。

このようにして A/Z が同じで縦に並んでいる原子核の分布をまとめて調べる。

- A/Z が異なる原子核

次に A/Z が異なる原子核を調べる。この原子核は、TOF も ΔE も測定対象の原子核と異なる位置にある。この場合は TOF の分布の形、 ΔE の分布の形をそれぞれ調べる必要がある。手順は、

1. まず TOF 分布を調べる。調べたい原子核の中心分布が含まれるよう、 ΔE と標的上の位置の範囲を選ぶ。
2. 1. で選んだ範囲内にある調べたい原子核の分布を、後ろの SSD, NaI を用いて選り出し、その TOF 分布の形を調べる。
3. ΔE の分布についても 1., 2. の手順に沿って同様に行う。

以上の手順で他の原子核の分布が調べ終わったら、TOF, ΔE , 標的上の位置によって入射核を定義する。その際、選ぶ範囲が広すぎると、他の原子核混合による CCCS の誤差が無視できなくなり、逆に狭すぎると、入射核の統計が少なくなり統計誤差が大きくなる。両者のバランスを考えて範囲を選択する。CCCS の誤差については第 1.2 節に、誤差の中で他の原子核混合を含む系統誤差については第 3.1.3 節に示している。

3.1.2 第二段階：非荷電変換反応イベント数の決定

入射核の定義が標的上流側における解析なら、ここで行うのは標的下流側での解析である。ここでは定義した入射核の数 N'_{inc} のうち、標的で散乱後も Be である粒子、つまり荷電変換反応を起こしていない粒子の数 N_{ncc} を決定する。決定には 4 枚の SSD(上流から Si1, Si2, Si3, Si4) を用いる。run0088 の Si1 と Si2 の相関を図 3.4 に示す。しばらくこの図の説明を行う。

標的で散乱により、様々なエネルギーを持つ Be が観測される。エネルギーの違いによって、相関図での Be の分布はエネルギーの高い順に下記の 4 つに分類できる。

1. Si2 通過後もエネルギーを残している
2. Si2 の途中で止まる
3. Si1 の途中で止まる
4. Si1 に達する前に (つまり標的内で) 既に止まっている

各々の分類に対応する分布を図 3.30 に示してある。ただし本実験におけるビームエネルギーは標的通過後でおおよそ 37 MeV/nucleon であり、厚さ 250 μm の Si1 で Be が止まるほど低くはなく、したがって Si3, 4 に Be のイベントは見られない。図の 3. に見えている分布は、主に Be よりも物質中でのエネルギー損失が大きい B が、「Si1 の途中で止まった」イベントと考えられる。その根拠は、図の 2. の分布よりも右上に見える 2. と同じ形の B の分布数が、

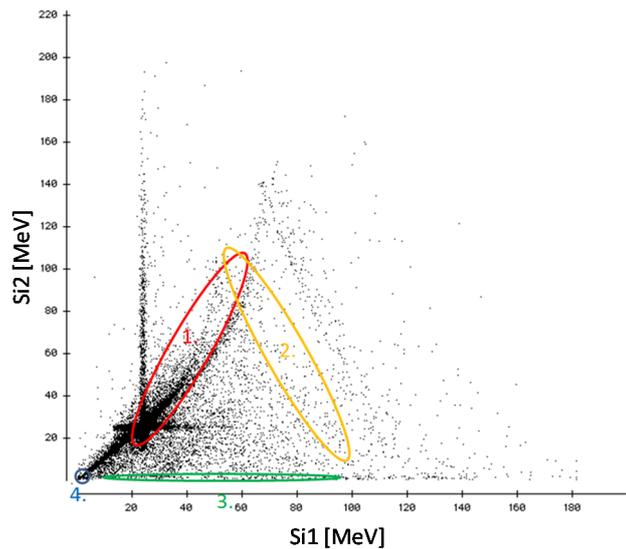


図 3.4: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : 入射核をプロット。1-4 は粒子の持つエネルギーによる分類であり、1 が最も大きく 4 が最も小さい。run0088。

他の原子核と比べ最も多いことである。図の 2. の範囲には B のような特別な分布はあるように見えないが、これは「Si2 の途中で止まった」Be が少ないことと、2. には Si2 で核反応を起こして H, He など小さな原子核が複数生成されたイベントも含まれていることが原因である。また図の 4. に見えている分布は主に二つの要素から構成される。一つはエネルギー損失の小さい H であり、4. から右上に向かって伸びる分布と繋がっている。もう一つは「Si1 に達する前に (つまり標的内で) 既に止まってしまった」B や C などのエネルギー損失の大きな粒子であり、3. の分布と繋がっている。

エネルギーの広がりがあるとはいえ、大多数のイベントはほぼ同じ程度のエネルギーを持つ。このエネルギーを持つイベントの分布を「中心分布」と呼ぶことにする (図 3.5)。

中心分布から左または下にのびている分布 (図の青い枠内) には、それぞれ Si1 または Si2 でチャネリングを起こしたイベントが含まれているので、Be として数える必要がある。しかし一方で下にのびた分布には、Si2 で核反応により Z が減少したイベントも含まれており、これは Be として数えてはならない。また左分布には Li も含まれている。これらの判断を行うためには Si3, 4 を用いる (Si3, 4 での詳細は後述)。逆に中心分布の右または上にのびている分布 (図の青い枠内) は、それぞれ Si1 または Si2 中の原子核をはじきとばしたことにより、その原子核のエネルギー損失分大きなエネルギー損失を示したイベントを含んでいる。これは Be として数えなければならない。しかし一方で上にのびた分布には、Si2 で核反応により Z が増加したイベントも含まれているため、これは Be として数えてはならない。この判断にも Si3, 4 を用いる。その他全体に渡り広がる薄い雲のような分布は、標的や SSD で原子核がバラバラになり、その組み合わせにより多種多様なエネルギー損失を示すイベントである。

以上をまとめたのが図 (3.30) および表 (3.1) である。ここでは Be が存在する可能性のある分布を A-K の 11 箇所に分類しており、いずれの分類にも属さない分布には Be は存在しないと考える。以後各分布の呼び方としてアルファベット A-K を用いる。

ここから A-K それぞれの領域ごとに、その中の粒子の識別を行っていく。

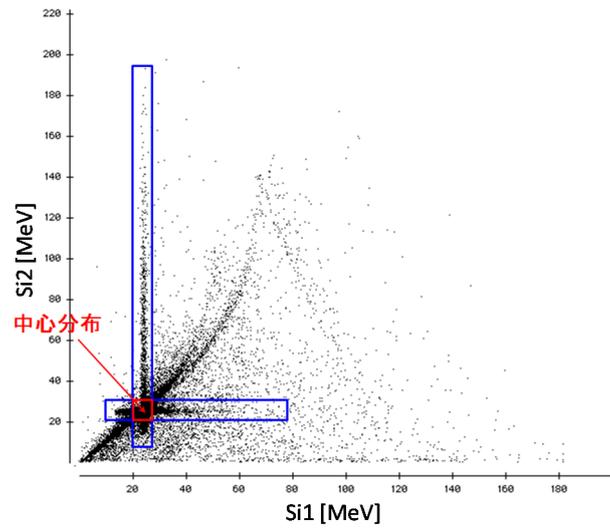


図 3.5: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : 入射核をプロット。中心分布 (赤) の周りにチャネリングイベントを含む分布 (青: 左と下)、Si での原子核散乱イベントを含む分布 (青: 右と上) を表示。run0088。

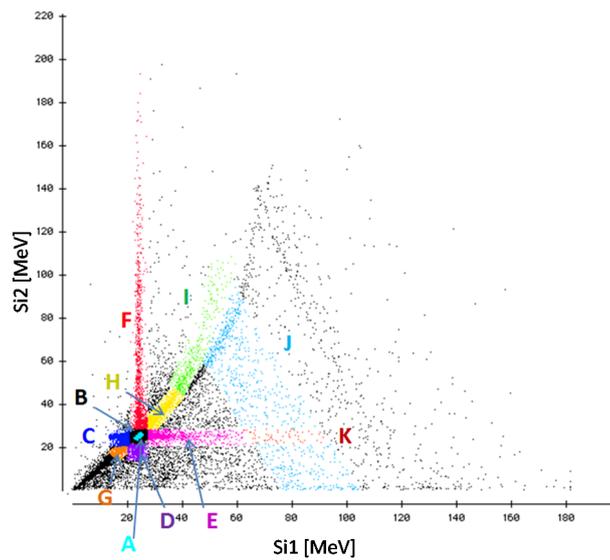


図 3.6: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : 入射核をプロット。Si1, 2 で選ぶ Be イベントの領域を A-K に分類。run0088。

表 3.1: 分類の内訳とその意味。A-K の合計 : 271216 イベント。run0088。

領域 (粒子数)	分類の意味
A(239508)	中心分布の中のさらに狭い中心領域。
B(19002)	中心分布のうち A の外側の領域。
C(2226)	Si1 でのチャネリングイベントの領域。Li も混合。
D(1892)	Si2 でのチャネリングイベント、Si2 で核反応による Z 減少イベントの領域。
E(1451)	Si1 での原子核散乱イベントの領域。バラバラになったイベントも混合。
F(2114)	Si2 での原子核散乱イベント、Si2 での核反応による Z 増加イベントの領域。
G(1558)	エネルギー損失の小さな領域。Li がほとんどだが、中心分布近くに Be がある。
H(2169)	中心分布よりエネルギー損失の大きな領域。B などが混合している可能性がある。
I(449)	H よりもエネルギー損失の大きな領域。B などが混合している可能性がある。
J(790)	Si2 で止まるイベントの領域。バラバラになったイベントが多く混合。
K(57)	E, J の双方のイベントを取りうる領域。

- 領域 A

中心の狭い領域であり、分布のピーク位置におけるイベント数に対して、イベント数がその約 5 % となる範囲内をとっている。標的ありの run の場合、入射核のおよそ 85 % が領域 A に入る。この領域には Be 以外のイベントは少なく、10-100 イベント程度であり、領域 A の全イベント数 (10^5 イベント程度) のおよそ 0.01-0.1 % に該当する。下流になればなるほど散乱の機会が増え、正しい解析が難しくなることを考えると、Be かどうかの判断はなるべく上流の段階ですべきである。その点もふまえると、0.01-0.1 % 程度の混合は気にする必要は無い。よってこの領域のイベントを Si2 の段階で Be と決定する。

- 領域 B

領域 A の周りの領域。領域 A と同様大半が Be イベントであるが、領域 C, D など周りの領域と接しているため、Si3, 4 で見て判断する。領域 B を Si3, 4 (図 3.7) で見ると、図の左側のように Be の中心分布の他に Li などエネルギー損失の小さな原子核が含まれていることがわかる。この Li などが Si1 の段階から Li だったのか、それとも Si3 で核反応によって Li になったのかの違いは判断できない。しかし第 1 章で述べたように、標的の有無二つの run で同じ基準で選べば、この違いは CCCS の値には影響を及ぼさない。つまり「領域 B に関しては Si4 の段階で Be であるものを選ぶ」という共通の基準で選べば良い。

図 3.7 左側には他に、Be の Si3, 4 それぞれにおけるチャネリングの分布 (中心から左に伸びる領域を B_c 、下に伸びる領域を領域 B_d と呼ぶ) も見られる。これに関しては Si1, 2 における領域 C, D と同様 Be 以外も混合しており、領域 C, D の場合はさらに Si3, 4 を使うことで Be かそうでないかの判断が可能であった。しかし領域 B_c の場合はその方法は使えない。そこでまず領域 B_c に Be 以外のイベントがどの程度混合しているのかを見積もる。中心分布 (領域 A+領域 B) に対するチャネリングイベントの割合は、次に言及する領域 C, D の Si3, 4 における識別結果より、領域 C は約 0.62 %、領域 D は 0.58 % であった。また中心分布 (領域 A+領域 B) に対する領域 C, D の中の Be 以外

の粒子の割合は領域 C は 0.24%、領域 D は 0.15 %であった。領域 B のイベント数は 19002 イベントであり、中心分布の約 7.3 %である。したがって、領域 B_c および領域 B_d 中の Be 以外のイベントは、中心分布の 0.03 %程度であると見積もることができる。標的の有無で同じ基準で Be 選出を行うことで、CCCS の値に及ぼす誤差はこの 0.03 %という割合の標的の有無における差程度でしかなく、測定精度 1 %の達成の上で無視できる数である。

以上の考察により、領域 B_c および領域 B_d の内訳をさらに識別する必要は無く、全て Be だとみなして問題ない。この考えから最終的に図 3.7 右側のように Be イベントを選出した。

- 領域 C

Si1 での Be のチャネリングイベントがメインだが、わずかに Li と思われるイベントも含まれている。Si3,4 で見ると、図 3.8 左側のように Be 中心分布の他に Li と思われる分布が下部に広がっている。領域 C は領域 G と接しており、その境界付近では双方の特徴を持つイベントが混在していると考えられる。したがって領域 C と領域 G で、Si3, 4 における選出範囲を共通にした。Si3, 4 による選出結果が図 3.8 右側である。

- 領域 D

Si2 での Be のチャネリングイベントと、Si2 で核反応により Z が減少したイベントが含まれている。Si3, 4 で見ると、図 3.9 左側のように Be 中心分布と、He, Li などの分布が見られる。領域 C と同様に領域 D も領域 G と接しているため、これも Si3, 4 における選出範囲を共通にした。Si3, 4 による選出結果を図 3.8 右側に示す。

- 領域 E

Si1 でシリコン中の原子核の散乱によって大きなエネルギー損失を示した領域。さらに原子核がバラバラになったイベントも含まれる。そこでまず Si2, 3 でこの領域を見ると (図 3.10 左側)、下に原子核がバラバラになったイベントの分布が広がっている。また上の方の分布は Si3 で核反応によって Z が大きくなったイベントと思われる。したがってそれら二つの分布をこの段階で Be ではないと判断して除き (図 3.10 右側)、その上で残ったイベントを Si3, 4 で見ると (図 3.11 左側)。ところで Si2, 3 には中央付近に二つの分布が見られる。下側の分布は中心分布であるが、上側は何なのかははっきりとしていない。Si3 でのシリコン中原子散乱イベントと考えるには数が多すぎる。一つ考えられるのは、Si1 で大きな角度に散乱されたシリコン中の原子が、Si2 を通過せず Si3 のみを通過した場合である。第 2 章の SSD のセッティングで示したように、Si1 と 3、Si2 と 4 がそれぞれ同じ配置をしているため、この現象はあり得ることである。そう考えると、Si1, 3 のみで大きなエネルギー損失を示した理由も説明がつく。少なくともこの分布が Be であることは間違いなさそうなので、Si3, 4 においてその点を考慮して選出した (図 3.11 右側)。

- 領域 F

Si2 でシリコン中の原子核の散乱によって大きなエネルギー損失を示したイベントと、Si2 で核反応により Z が増加したイベントが含まれる領域。Si2, 3 でこの領域を見ると (図 3.12 左側)。もし Be なら、Si3 でのエネルギー損失は中心分布近傍にあるはずであ

る。したがって Si3 でエネルギー損失が大きすぎたり小さすぎるイベントをこの段階で Be ではないと判断し、除外した (図 3.12 右側)。そして残ったイベントを Si3, 4 で見る (図 3.13 左側)。Si3, 4 で見ると Be の分布がはっきりとわかるので選出する (図 3.13 右側)。

- 領域 G

エネルギー損失の小さな領域。H, He, Li がほとんどだが、中心分布近くに Be がある。Si3, 4 で見ると図 3.14 左側のようになる。この中から Be を図 3.14 右側のように選んだ。

- 領域 H

中心分布よりエネルギー損失の大きな領域であり、B などが混合している可能性がある。また、領域 E との境界付近で、Si1 でのシリコン中原子散乱イベントも含まれている。Si2, 3 での分布は図 3.15 左側のようになる。最も数の多いメインの分布の下に、真横に伸びる分布が見られるが、これが Si1 でのシリコン中原子散乱イベントである。このように領域 H では Si3 の段階で Be の識別が可能なので、ここで決定する (図 3.15 右側)。

- 領域 I

領域 H よりさらにエネルギー損失の大きな領域であり、ここでも B などが混合している可能性がある。Si2, 3 で見ると図 3.16 左側のようになる。この領域は粒子によるエネルギー損失の違いが大きいため、場合分けして判断する。まず図 3.16 右側の部分はこの段階で Be と決定する。B の分布はこれより少し下にあり、除いている。そして図 3.17 右側の部分を Be の可能性がある領域として残し、Si3, 4 で見る (図 3.18 左側)。この分布は Si3 の途中で止まったイベントであるはずなので、Si3, 4 では図 3.18 右側が Be ということになる。

- 領域 J

Si2 で止まるイベントの領域。バラバラになったイベントが多く混合している。Si2, 3 で見ると図 3.19 左側のようになっている。Si3 には到達しないはずのイベントなので、Be は図 3.19 右側のように選ぶ。

- 領域 K

領域 K は領域 E, J の双方のイベントを取りうる領域である。Si2, 3 で見ると図 3.20 左側のようになっている。このうち Si2 で止まるイベントは、領域 J の場合と同じ条件で Si3 の段階で識別することができ、図 3.20 右側のようになる。これを Be と決定する。そして残ったイベントの中で領域 E と同じ条件を適用させる (図 3.21, 3.22)。

以上で入射核： N'_{inc} の中から標的後の Be： N_{ncc} を求めることができた。標的なしでも以上の解析を行い、入射核： N'_{0inc} 、標的後の Be： N_{0ncc} を求める。

なお、第 1 章で述べた理由で全ての run で標的中心での中心エネルギーが同じになるよう設定しているが、SSD に到達する段階では異なるエネルギーとなる。そのため SSD でのエネルギー損失も測定対象によって異なる (最大 Si1 で ≤ 1 MeV、Si4 で ≤ 3 MeV 程度の差がある)。したがって SSD で Be の選出する際はその範囲を、エネルギー損失の違いを考慮して補正する。

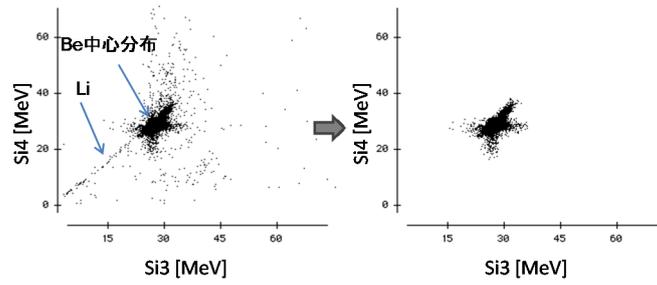


図 3.7: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 B。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

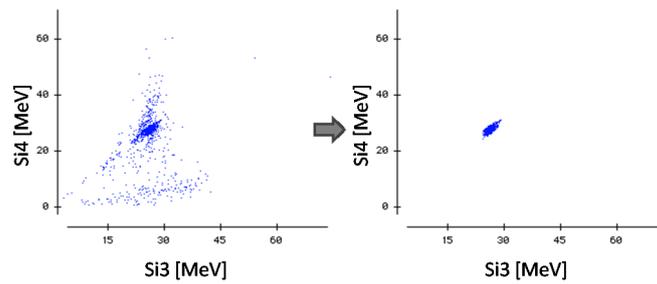


図 3.8: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 B。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

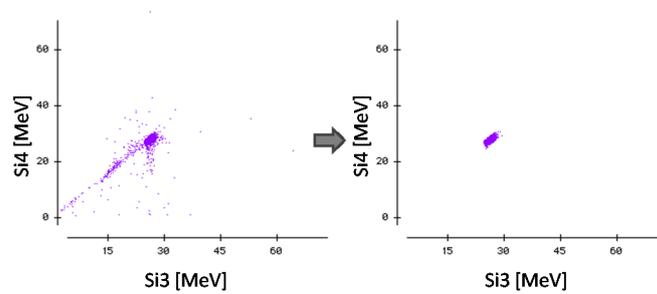


図 3.9: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 B。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

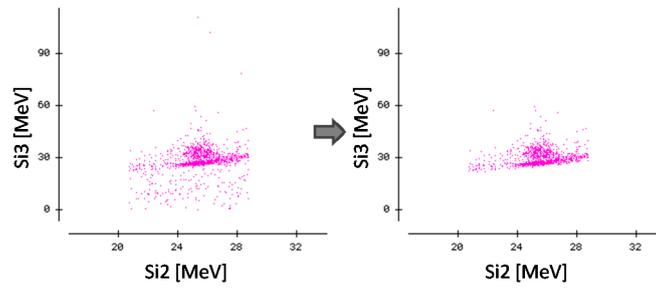


図 3.10: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 E。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

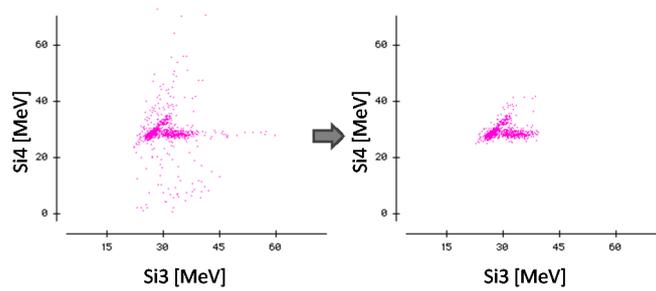


図 3.11: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 E。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

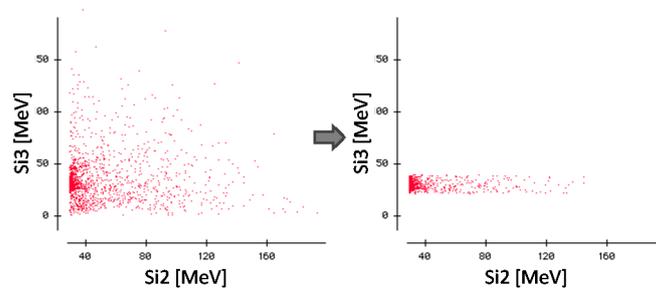


図 3.12: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 F。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

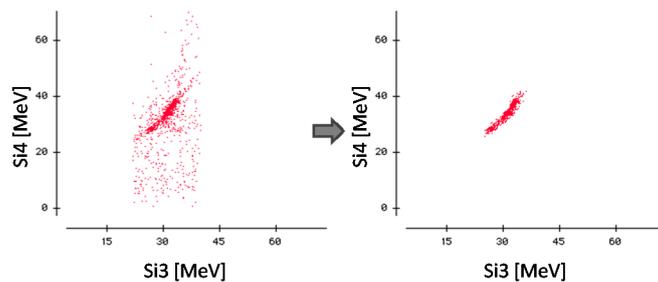


図 3.13: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 F。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

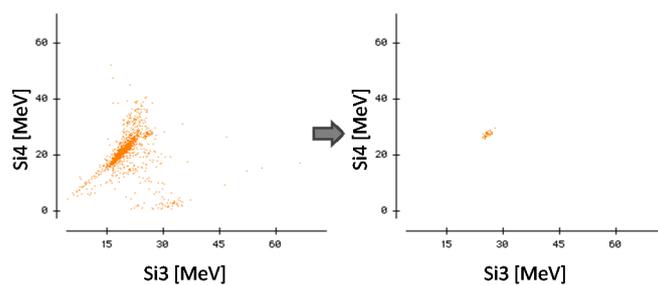


図 3.14: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 G。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

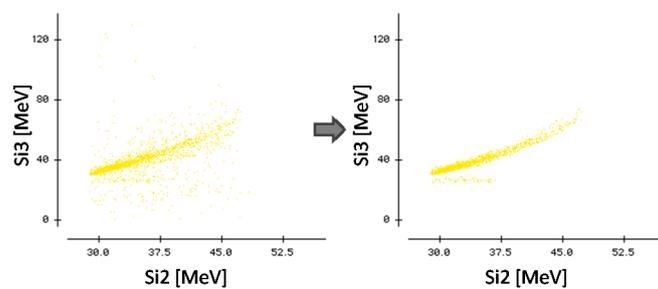


図 3.15: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 H。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

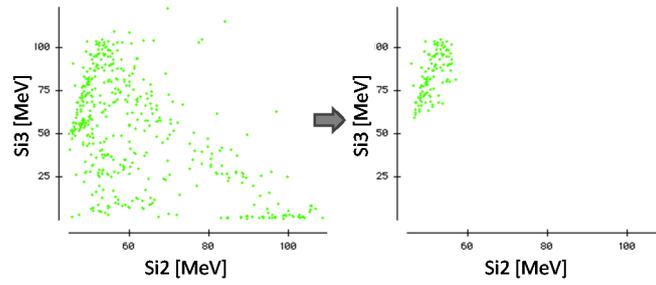


図 3.16: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 I。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

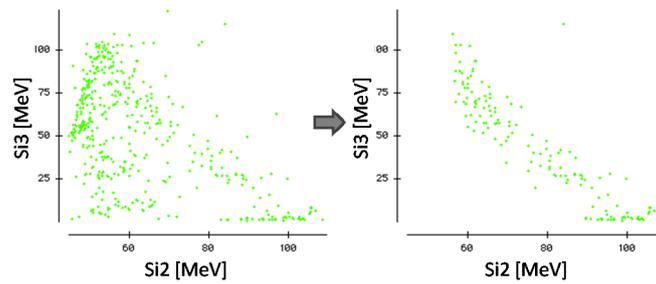


図 3.17: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 I。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

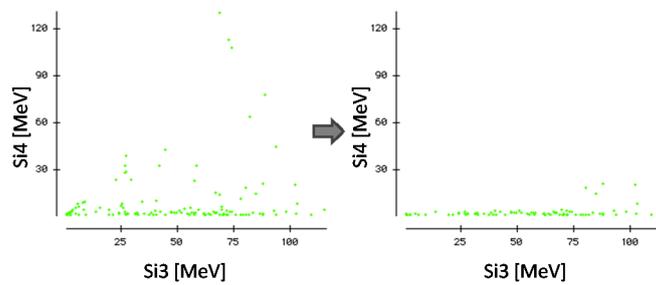


図 3.18: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 I。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

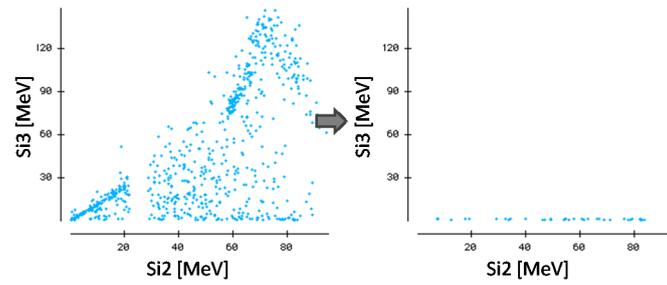


図 3.19: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 J。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

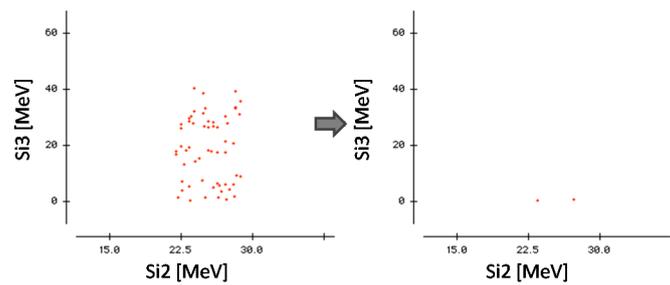


図 3.20: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 K。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

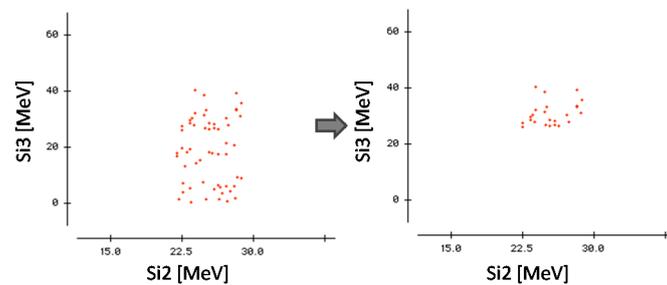


図 3.21: Si2 [MeV] - Si3 [MeV] : 領域 K。左側 : Si2, 3 での選出前。右側 : Si2, 3 での選出後。run0088。

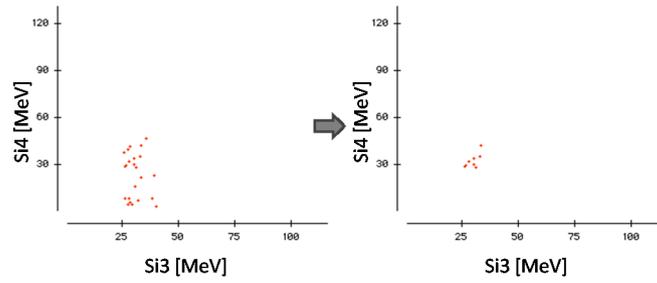


図 3.22: Si3 [MeV] - Si4 [MeV] : 領域 K。左側 : Si3, 4 での選出前。右側 : Si3, 4 での選出後。run0088。

3.1.3 第三段階 : CCCS の決定とその誤差の評価

CCCS の値の決定については、第 1 章の式 (1.6) に N_{inc} , N_{ncc} , N_{0inc} , N_{0ncc} および標的の厚さ t を代入して求める。誤差に関しても式 (1.7) を用いる。ここでは CCCS の値の決定において γ と γ_0 、CCCS の誤差の決定において系統誤差の考え方について順に述べる。

γ と γ_0

いま仮に、定義した入射核 N'_{inc} 個の中に Be 以外の粒子が $N_n \pm \Delta N_n$ 個混ざっているとす。この入射核を 4 枚の SSD を用いて粒子識別を行い、Be であるイベント数 N_{ncc} を求める。ここで重要なことは、標的後 Be だと判断した N_{ncc} 個の粒子の中に、入射核に混合していた $N_n \pm \Delta N_n$ 個の粒子は含まれていないということである。なぜならこれらの粒子は標的に入射する時点で Be とは異なる粒子なので 4 枚の SSD でも Be ではないと判断されるからである。したがって $N_n \pm \Delta N_n$ 個は定義した入射核の数 N'_{inc} からは引く必要があるが、Be であるイベントの数 N_{ncc} からは引いてはならない。したがって、 γ , γ_0 の値としてはそれぞれ、

$$\gamma = \frac{N_{ncc}}{N_{inc}} = \frac{N_{ncc}}{N'_{inc} - N_n} \quad (3.1)$$

$$\gamma_0 = \frac{N_{0ncc}}{N_{0inc}} = \frac{N_{0ncc}}{N'_{0inc} - N_{0n}} \quad (3.2)$$

を計算すればよい。

系統誤差

第 1 章で軽く触れたが、 N_{inc} , N_{ncc} , N_{0inc} , N_{0ncc} による系統誤差は主に二つの要素からなる。すなわち、

1. 入射核における Be 以外の粒子の混合による系統誤差
2. Be イベントの選び方による系統誤差

である。したがってまず式 (1.7) の第3項 (系統誤差項) を以下のように分ける。

$$\left(\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)}{\gamma/\gamma_0}\right)^2 = \left(\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)_N}{\gamma/\gamma_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)_S}{\gamma/\gamma_0}\right)^2 \quad (3.3)$$

第一項は 1. の誤差、第二項は 2. の誤差を表す。次にそれぞれの誤差について考える。

まず 1. の誤差について考える。この誤差は標的ありによるものと標的なしによるものとの間に相関は無い。したがって式 (3.3) の第一項の系統誤差は、下式のように標的の有無でさらに二つに分離できる。

$$\left(\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)_N}{\gamma/\gamma_0}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\gamma_N}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\gamma_{0N}}{\gamma_0}\right)^2 \quad (3.4)$$

$\Delta\gamma_N$ は標的あり、 $\Delta\gamma_{0N}$ は標的なしにおける、それぞれ 1. による γ, γ_0 の系統誤差である。式 (3.1), (3.2) および γ と γ_0 の項の議論より、

$$\frac{\Delta\gamma_N}{\gamma} = \frac{\Delta N_{inc}}{N_{inc}} = \frac{\Delta N_n}{N'_{inc} - N_n} \quad (3.5)$$

$$\frac{\Delta\gamma_{0N}}{\gamma_0} = \frac{\Delta N_{0inc}}{N_{0inc}} = \frac{\Delta N_{0n}}{N'_{0inc} - N_{0n}} \quad (3.6)$$

式 (3.4), (3.5), (3.6) より、1. 入射核における Be 以外の粒子 (Noise) の混合による系統誤差は次の式で表される。

$$\left(\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)_N}{\gamma/\gamma_0}\right)^2 = \left(\frac{\Delta N_n}{N'_{inc} - N_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{0n}}{N'_{0inc} - N_{0n}}\right)^2 \quad (3.7)$$

次に 2. の誤差について考える。この誤差は SSD による Be イベントの選び方に伴う系統誤差である。標的の有無で同じ基準による選出を行うので、この誤差は標的の有無の間に相関を持つ。この相関は系統誤差を小さくする方向に寄与することは第1章でも述べた。これは SSD による選出範囲を変化させたことによる変化が、式 (3.3) 第三項の分母の $\Delta\gamma_N$ と $\Delta\gamma_{0N}$ とで同じ方向に向かうためである。

いま仮に SSD の選出範囲を変えたことにより、Be イベントの数が標的の有無でそれぞれ、 ΔN_{ncc} , ΔN_{0ncc} 個変化したとする。このとき γ, γ_0 の変化量はそれぞれ、

$$\Delta\gamma_S = \frac{\Delta N_{ncc}}{N_{inc}} \quad (3.8)$$

$$\Delta\gamma_{0S} = \frac{\Delta N_{0ncc}}{N_{0inc}} \quad (3.9)$$

となる。 γ_0/γ の変化量は、

$$\Delta\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_S = \frac{\gamma + \Delta\gamma_S}{\gamma_0 + \Delta\gamma_{0S}} - \frac{\gamma}{\gamma_0} \quad (3.10)$$

となる。式 (3.8),(3.9), (3.10) より、Be イベントの選び方による系統誤差は以下の式で表される。

$$\left(\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)s}{\gamma/\gamma_0}\right)^2 = \left(\frac{(\gamma + \Delta\gamma s)/((\gamma_0 + \Delta\gamma_0 s)}{\gamma/\gamma_0} - 1\right)^2 = \left(\frac{N_{0ncc}(N_{ncc} + \Delta N_{ncc})}{N_{ncc}(N_{0ncc} + \Delta N_{0ncc})} - 1\right)^2 \quad (3.11)$$

なお、 ΔN_{ncc} , ΔN_{0ncc} として、Si1,2 での各領域の Be 選出の幅を 20%増やしたときの N_{ncc} , N_{0ncc} の変化量を用いた。

以上により得られた式 (3.7), (3.11) を用いて系統誤差を評価する。

3.2 検出器の較正

3.2.1 SSD エネルギー較正

F2の SSD および散乱粒子用の SSD(Si1-4) のエネルギー較正は、測定結果とシミュレーションとの比較により行った。測定対象としては $A/Z = 2$ の原子核を用いた。これは $A/Z = 2$ の原子核の中で ${}^8\text{Be}$ だけ束縛状態が存在しないため、粒子識別が容易であるためである。F2SSD、Si1-4 のエネルギー較正の結果を図 3.23,3.24 にそれぞれ示す。

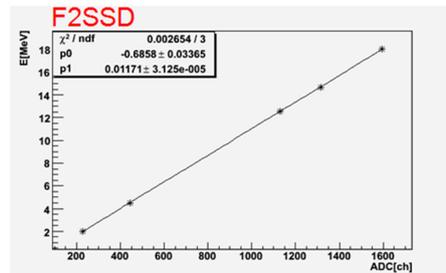


図 3.23: F2SSD のエネルギー較正。横軸 : ADC [ch](測定値)、縦軸 : ΔE [MeV](シミュレーション値)

3.2.2 時間較正

プラスチックシンチレータと RF の TDC の時間較正を、パルサーからのシグナル (20 ns 周期) を測定することで行った。結果を図 3.25 に示す。

3.2.3 プラスチックシンチレータ位置較正

プラスチックシンチレータの L,R の TDC から、水平方向の位置情報を得るために位置較正を行った。較正方法の手順は、まず散乱標的の位置に穴の空いた Al(マスク) を設置し、ビームを入射する。次に得られたデータの中から、マスクの穴を通過した粒子を下流の SSD などを用いて識別する。最後にその粒子のプラスチックシンチレータの L と R の TDC の差

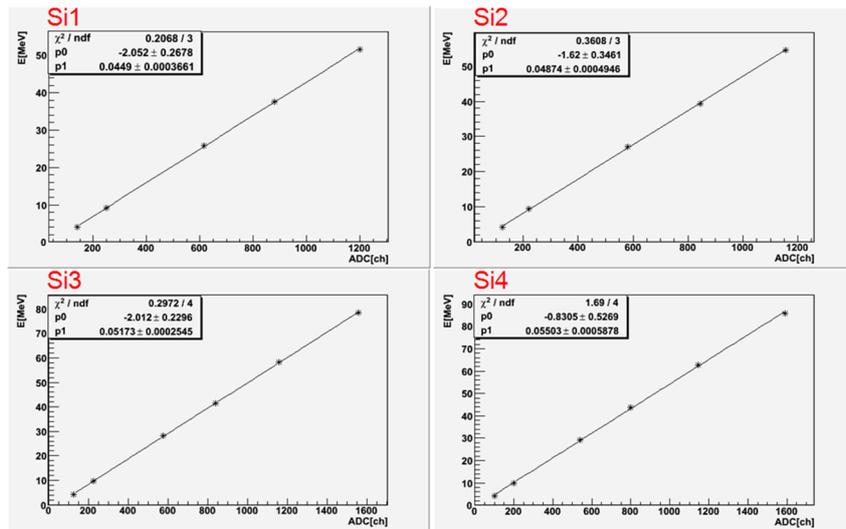


図 3.24: Si1-4 のエネルギー較正。Si1(左上), Si2(右上), Si3(左下), Si4(右下)。横軸: ADC [ch](測定値)、縦軸: ΔE [MeV](シミュレーション値)

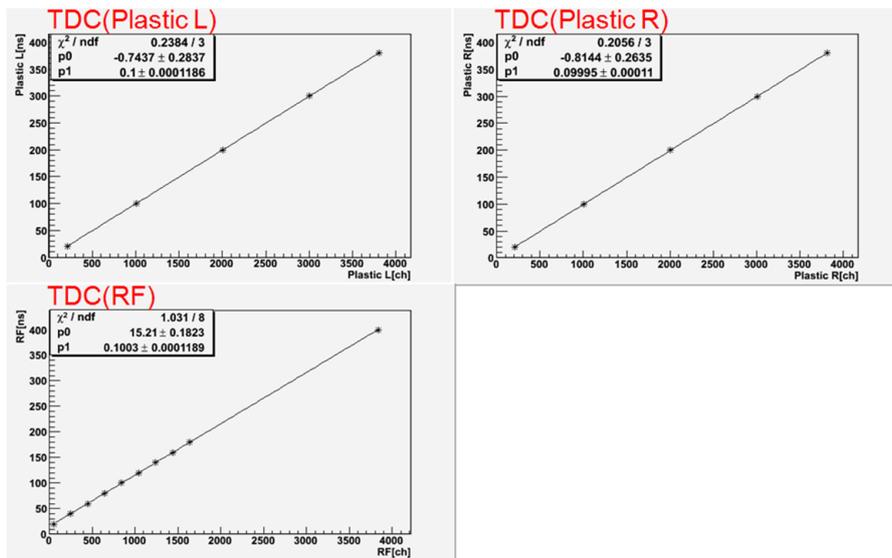


図 3.25: TDC の時間較正。横軸: TDC [ch]、縦軸: 時間 [ns]

を、マスクの穴の位置と比較した。結果を図 3.26 に示す。位置分解能は FWHM で 6 mm であった。

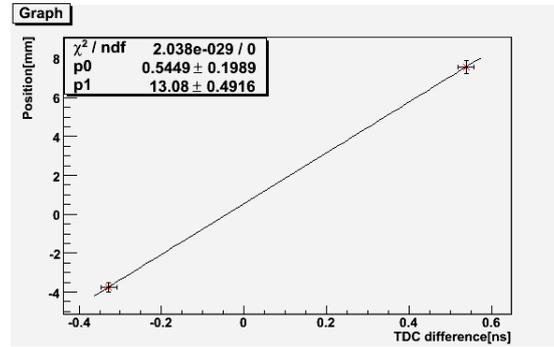


図 3.26: Plastic の位置較正。横軸 : TDC(L)-TDC(R) [ns]、縦軸 : 位置 [mm](ビームから見て右が正)

3.3 ^{12}Be の解析

3.3.1 二次標的あり

^{12}Be の標的ありの run は、run0088, 0089 の二つである。ここでは run0088 の解析を示す。

入射ビームの定義

粒子識別の結果を図 3.27 に示す。この分布において、 ^{12}Be に混合する他の原子核の数を評価する。入射核の定義は以下のように決定した。

- TOF : $-72.6 \leq T_{TOF} \leq -69.9, 34.2 \leq T_{TOF} \leq 36.9$ [ns]
- F2SSD : $7.6 \leq \Delta E \leq 9.8$ [MeV]
- 標的での位置 : $-15 \leq x \leq 10$ [mm]

^{12}Be と A/Z が同じ原子核として ^{15}B , ^9Li の原子核の ΔE 分布を調べた (図 3.28, 3.29)。その方法としては、まず TOF の範囲に上記の入射核の定義の範囲を選び、また核種ごとに標的上での位置が異なることを利用して、プラスチックシンチレータによって標的上での位置を、分布を調べたい原子核の数が相対的に最も多くなるよう選んだ。次に選んだイベントを、標的下流の 4 枚の SSD および NaI を用いて他の原子核の混合がないよう選んだ。これを全核種について行い、最後にそれらの和が、TOF とプラスチックのみで選んだ全体の分布 (図 3.28, 3.29 の黒色のプロット) と一致するよう各分布を定数倍した。図 3.28 の 3-4MeV に見られる $A/Z=3$ 全体のグラフ (黒) と各分布の和との違いは、2.5 MeV 付近に中心分布を持つ ^6He の Pile up によるテールによるためだと考えられる。また ^{12}Be と A/Z が異なる原子核として ^{11}Be の分布を調べた。その方法としては、TOF の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように ΔE , 標的上での位置を選び、標的下流の 4 枚の

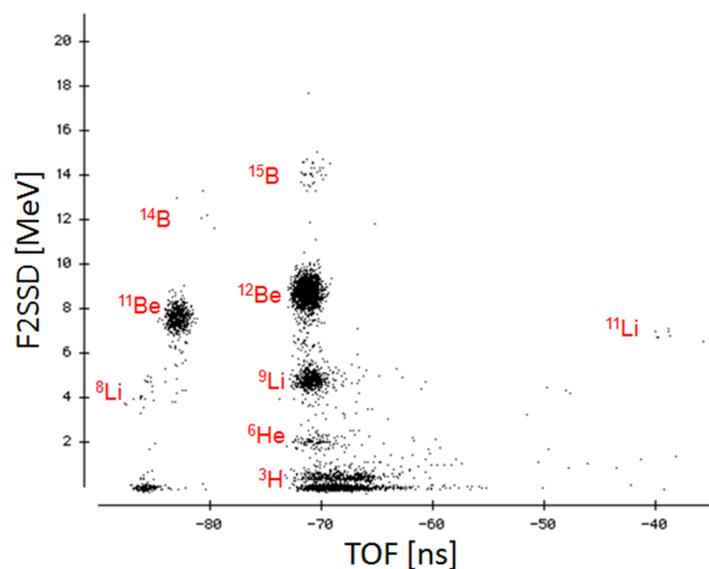


図 3.27: TOF- ΔE 相関 : Pile up 除去後、全イベントの 2 % をプロット。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)。縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

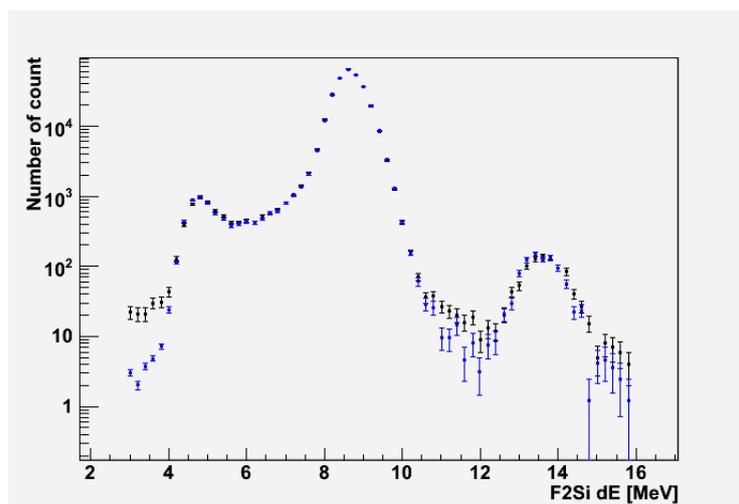


図 3.28: $A/Z=3$ の粒子分布。構成原子核の和。プロットは黒 : $A/Z=3$ 全体、青 : ^{15}B , ^{12}Be , ^9Li の各分布の和。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)。縦軸 : イベント数, 横軸 : F2SSD ΔE [MeV]

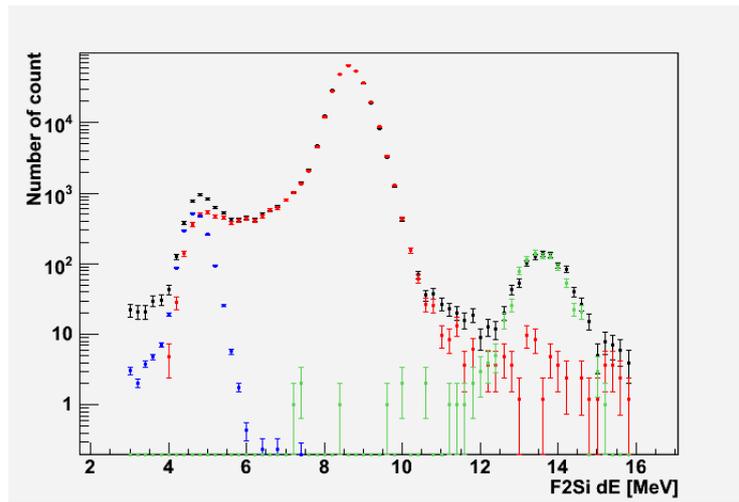


図 3.29: $A/Z=3$ の粒子分布。構成原子核の各分布。プロットは黒： $A/Z=3$ 全体、緑： ^{15}B 、赤： ^{12}Be 、青： ^9Li 。 ^{12}Be 、標的あり (run0088)。縦軸：イベント数、横軸：F2SSD ΔE [MeV]

SSD および NaI で他の原子核の混合がないよう選んだ。 ΔE の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように TOF、標的上での位置を選び、標の下流で TOF 分布の際と同様に選んだ。

以上の分布から、定義した入射核における混合数を評価した。また run0089 についても同様に解析を行った。その結果をまとめる。

表 3.2: run0088,0089 の入射核の構成

run	入射核	^9Li	^{15}B	^{11}Be	合計
0088	280136	0.4 ± 0.1	2 ± 1.4	1.3 ± 0.8	3.7 ± 1.6
0089	454284	1.2 ± 0.2	8.4 ± 3.4	6.8 ± 1.7	16.4 ± 3.8

Be イベントの決定

次に標的後を考える。run0088 の解析を示す。図 3.30 のように領域分けを行い、各領域ごとに 4 枚の SSD を用いて Be イベントを選出した (図 3.31)。表 3.3 に 4 枚の SSD による選出過程のイベント数の推移を示す。

以上により、入射核イベント ($N_{inc}' = 280136$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 264877 であるという結果が得られた。

次に Be イベント選出方法の誤差を評価するために、Si1, 2 による選出の各領域の幅を 20% 増やして同様の解析を行った。Si1, 2 による選出の様子を図 3.32 に、さらにそれを 4 枚の SSD によって選出した結果の Si1, 2 相関を図 3.33 に、それぞれ示す。このように Si1, 2 による選出幅を広げた結果、 $N_{ncc} = 264934$ であった。よって $\Delta N_{ncc} = 57$ という結果が得られた。

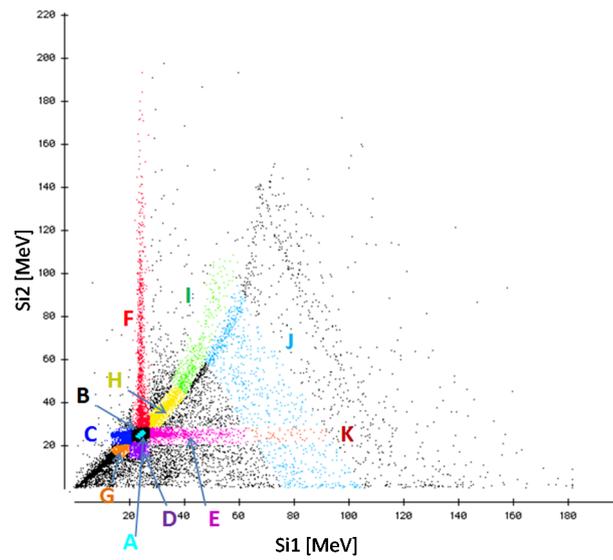


図 3.30: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : 入射核をプロット。ここから各領域 A-K ごとに Si4 までを用いて Be イベントを選出する。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)

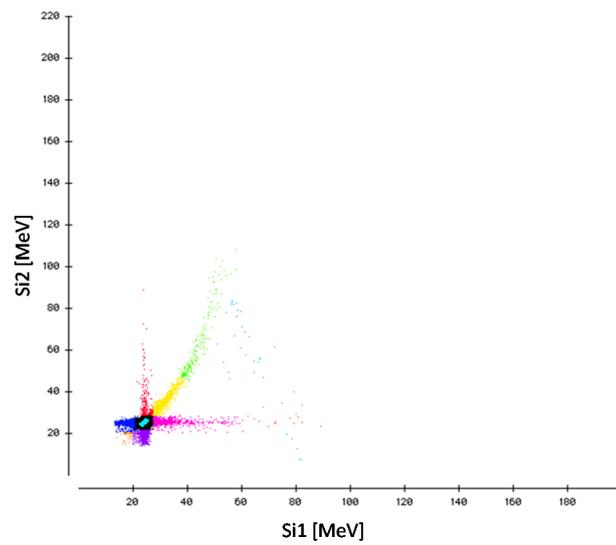


図 3.31: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : Si1, 2, 3, 4 による Be 選出結果。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)

表 3.3: Be イベントの選出過程。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)

領域	分類	Si2 まで	Si3 まで	Si4 まで
A	Be と決定	239508		
	わからない	0		
	Be ではない	0		
B	Be と決定	0	0	18462
	わからない	19002	19002	0
	Be ではない	0	0	540
C	Be と決定	0	0	1611
	わからない	2226	2226	0
	Be ではない	0	0	615
D	Be と決定	0	0	1502
	わからない	1892	1892	0
	Be ではない	0	0	390
E	Be と決定	0	0	1142
	わからない	1451	1282	0
	Be ではない	0	169	309
F	Be と決定	0	0	727
	わからない	2114	1252	0
	Be ではない	0	862	1387
G	Be と決定	0	0	48
	わからない	1558	1558	0
	Be ではない	0	0	1510
H	Be と決定	0	1621	
	わからない	2169	0	
	Be ではない	0	548	
I	Be と決定	0	117	209
	わからない	449	145	0
	Be ではない	0	187	240
J	Be と決定	0	36	
	わからない	790	0	
	Be ではない	0	754	
K	Be と決定	0	2	11
	わからない	57	24	0
	Be ではない	0	31	46
合計	Be と決定	264877		

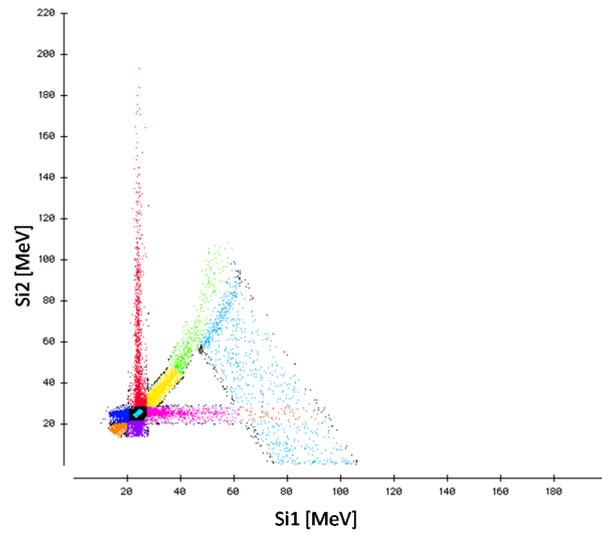


図 3.32: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : Si1, 2 による選出結果 (選出幅 20 %増)。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)

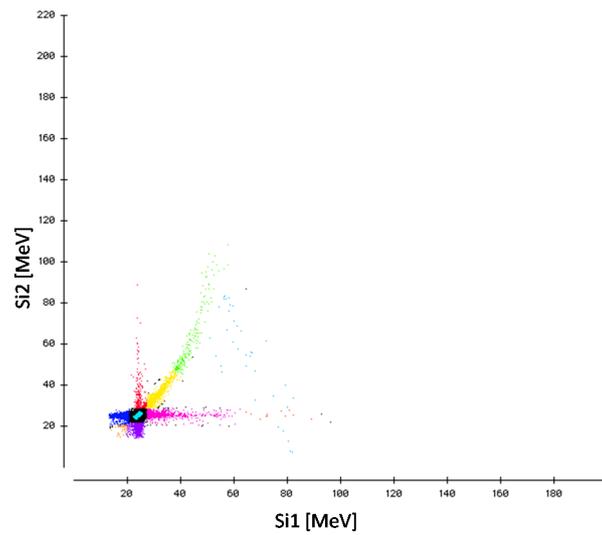


図 3.33: Si1 [MeV] - Si2 [MeV] : Si1, 2, 3, 4 による選出結果 (選出幅 20 %増)。 ^{12}Be , 標的あり (run0088)

以上の解析を run0089 についても行い、入射核イベント ($N_{inc}^i=454284$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 428907、 $\Delta N_{ncc}=124$ であるという結果が得られた。

3.3.2 二次標的なし

^{12}Be の標的なしの run は、run0098, 0099 の二つである。ここでは run0098 の解析を示す。

入射ビームの定義

粒子識別の結果を図 3.34 に示す。この分布において、 ^{12}Be に混合する他の原子核の数を

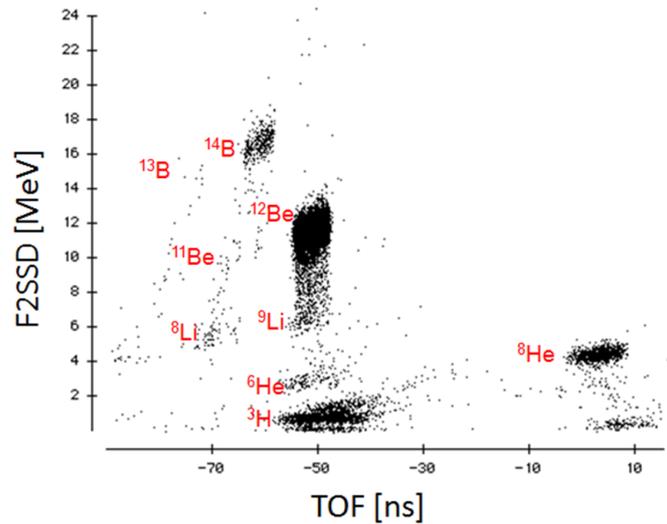


図 3.34: TOF ΔE 相関 : Pile up 除去後、全イベントの 5 % をプロット。 ^{12}Be , 標的なし (run0098)。縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

評価する。入射核の定義は以下のように決定した。

- TOF : $-54 \leq T_{TOF} \leq -48, 53 \leq T_{TOF} \leq 59$ [ns]
- F2SSD : $10.4 \leq \Delta E \leq 12.4$ [MeV]
- 標的での位置 : $-16 \leq x \leq 12$ [mm]

^{12}Be と A/Z が同じ原子核として ^{15}B , ^9Li の原子核の ΔE 分布を調べた (図 3.35, 3.36)。その方法としては、まず TOF の範囲に上記の入射核の定義の範囲を選び、また核種ごとに標的上での位置が異なることを利用して、プラスチックシンチレータによって標的上での位置を、分布を調べたい原子核の数が相対的に最も多くなるよう選んだ。次に選んだイベントを、標的下流の 4 枚の SSD および NaI を用いて他の原子核の混合がないよう選んだ。これを全核種について行い、最後にそれらの和が、TOF とプラスチックのみで選んだ全体の分布 (図 3.35, 3.36 の黒色のプロット) と一致するよう各分布を定数倍した。ただし ^{15}B に関しては統

計数が少なく単独の分布が得られなかった。そこで $A/Z=3$ 全体の分布から ^{12}Be と ^9Li の和の分布を引いた残りから、 ^{15}B の分布を判断した。標的ありの場合と同様、3-4 MeV に ^6He の Pile up のテールによる違いが見られる。また ^{12}Be と A/Z が異なる原子核として ^{11}Be ,

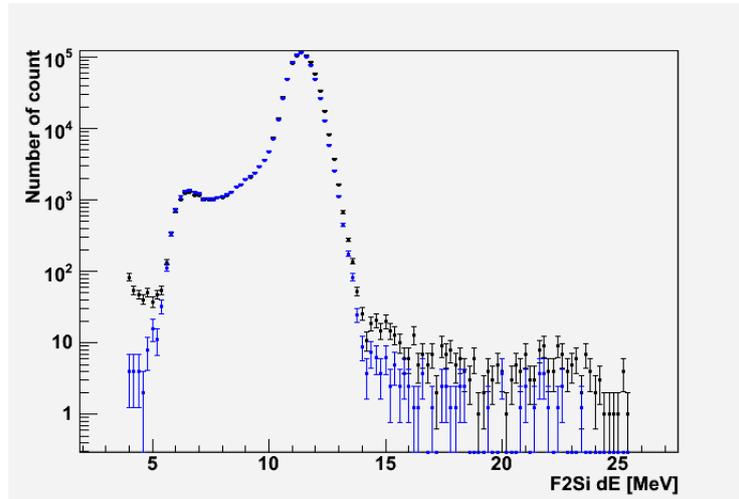


図 3.35: $A/Z=3$ の粒子分布。構成原子核の和。プロットは黒： $A/Z=3$ 全体、青： ^{12}Be , ^9Li の各分布の和。 ^{12}Be , 標的なし (run0098)。縦軸：F2SSD の ΔE [MeV], 横軸：TOF [ns]

^{14}B の分布を調べた。その方法としては、TOF の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように ΔE , 標的上での位置を選び、標的下流の 4 枚の SSD および NaI で他の原子核の混合がないよう選んだ。 ΔE の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように TOF, 標的上での位置を選び、標的下流で TOF 分布の際と同様に選んだ。

以上の分布から、定義した入射核における混合数を評価した。また run0099 についても同様に解析を行った。その結果をまとめる。

表 3.4: run0098,0099 の入射核の構成

run	入射核	^9Li	^{15}B	^{11}Be	^{14}B	合計
0098	636759	0	40 ± 6	2 ± 2	0.03	42 ± 6
0099	651518	0	28 ± 7	3 ± 2	0.1	31 ± 7

Be イベントの決定

次に標的後の Be イベント選出を行う。表 3.5 に run0098 の場合の Be イベント選出過程のイベント数の推移を示す。

以上より、入射核イベント ($N'_{inc}=636759$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 628666 であるという結果が得られた。

次に Be イベント選出方法の誤差を評価するために、Si1, 2 による選出の各領域の幅を 20% 増やして同様の解析を行った。Si1, 2 による選出幅を広げた結果、 $N_{ncc}=628716$ であった。

表 3.5: Be イベントの選出過程。 ^{12}Be , 標的なし (run0098)

領域	分類	Si2 まで	Si3 まで	Si4 まで
A	Be と決定	568837		
	わからない	0		
	Be ではない	0		
B	Be と決定	0	0	45059
	わからない	45595	45595	0
	Be ではない	0	0	536
C	Be と決定	0	0	7014
	わからない	7453	7453	0
	Be ではない	0	0	439
D	Be と決定	0	0	6207
	わからない	6798	6798	0
	Be ではない	0	0	591
E	Be と決定	0	0	413
	わからない	588	485	0
	Be ではない	0	103	175
F	Be と決定	0	0	565
	わからない	2856	1241	0
	Be ではない	0	1615	2291
G	Be と決定	0	0	221
	わからない	391	391	0
	Be ではない	0	0	170
H	Be と決定	0	314	
	わからない	513	0	
	Be ではない	0	199	
I	Be と決定	0	7	13
	わからない	140	22	0
	Be ではない	0	111	127
J	Be と決定	0	2	
	わからない	562	0	
	Be ではない	0	560	
K	Be と決定	0	1	21
	わからない	93	49	0
	Be ではない	0	43	72
合計	Be と決定	628666		

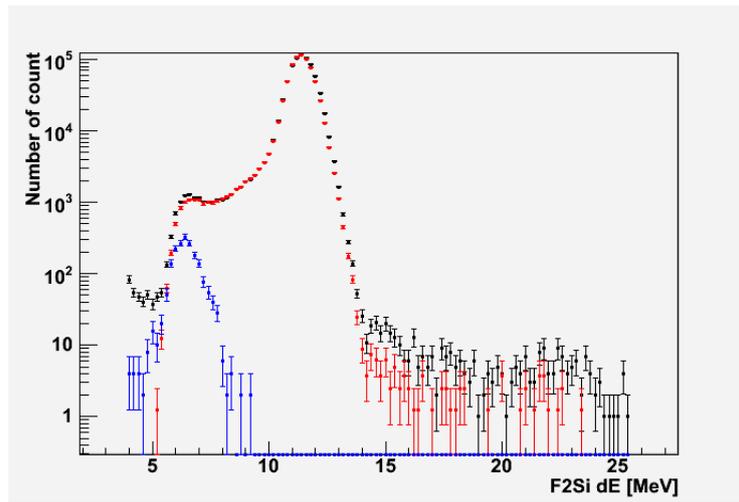


図 3.36: $A/Z=3$ の粒子分布。構成原子核の各分布。プロットは黒： $A/Z=3$ 全体、赤： ^{12}Be 、青： ^9Li 。 ^{12}Be 、標的なし (run0098)。縦軸：F2SSD の ΔE [MeV]、横軸：TOF [ns]

よって $\Delta N_{ncc} = 50$ という結果が得られた。

以上の解析を run0099 についても行い、入射核イベント ($N'_{inc} = 651518$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 643129、 $\Delta N_{ncc} = 48$ であるという結果が得られた。

3.4 ^{11}Be の解析

3.4.1 二次標的あり

^{11}Be の標的ありの run は、run0075, 0076 の二つである。ここでは run0075 の解析を示す。

入射ビームの定義

粒子識別の結果を図 3.37 に示す。この分布において、 ^{11}Be に混合する他の原子核の数を評価する。入射核の定義は以下のように決定した。

- TOF : $-77 \leq T_{TOF} \leq -72, 30 \leq T_{TOF} \leq 35$ [ns]
- F2SSD : $6 \leq \Delta E \leq 10.2$ [MeV](run0075)
- F2SSD : $6.8 \leq \Delta E \leq 10$ [MeV](run0076)
- 標的での位置 : $-16 \leq x \leq 8$ [mm]

^{11}Be と A/Z が同じ原子核 ($A/Z=2.75$) として ^{14}B の分布を調べた (図 3.38, 3.39)。その方法としては、まず TOF の範囲に上記の入射核の定義の範囲を選び、また核種ごとに標的上での位置が異なることを利用して、プラスチックシンチレータによって標的上での位置を、分布を調べたい原子核の数が相対的に最も多くなるよう選んだ。次に選んだイベントを、標

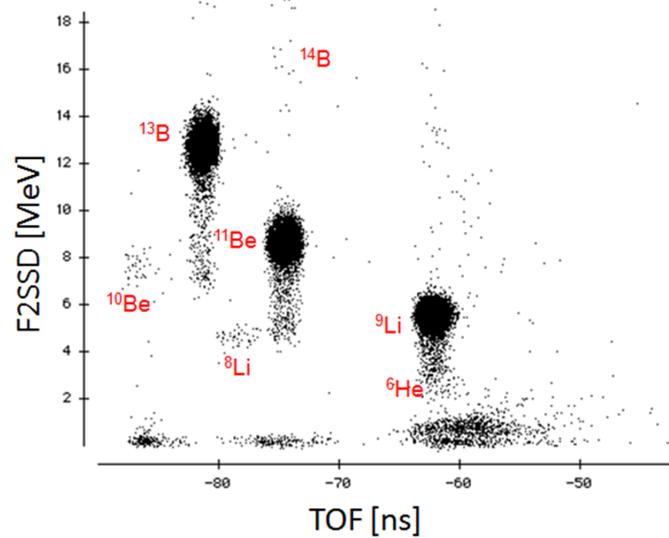


図 3.37: TOF- ΔE 相関 : Pile up 除去後、全イベントの 10 % をプロット。 ^{11}Be , 標的あり (run0075)。縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

的下流の 4 枚の SSD および NaI を用いて他の原子核の混合がないよう選んだ。これを全核種について行い、最後にそれらの和が、TOF とプラスチックのみで選んだ全体の分布 (図 ??, ?? の黒色のプロット) と一致するよう各分布を定数倍した。 ^{14}B は $A/Z=2.8$ であるが、TOF- ΔE 相関で見ると ^{11}Be とほとんど同じ TOF を持つため、ここでは A/Z が同じ原子核として扱った。

また A/Z が異なる原子核として ^8Li の分布を調べた。その方法としては、TOF の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように ΔE , 標的上での位置を選び、標的下流の 4 枚の SSD および NaI で他の原子核の混合がないよう選んだ。 ΔE の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように TOF, 標的上での位置を選び、標的下流で TOF 分布の際と同様に選んだ。

以上の分布から、定義した入射核における混合数を評価した。また run0076 についても同様に解析を行った。その結果をまとめる。

表 3.6: run0075, 0076 の入射核の構成

run	入射核	^{14}B	^8Li	合計
0075	230086	25 ± 6	2.1 ± 0.8	27 ± 6
0076	352091	9.1 ± 3.4	0 ± 0	9.1 ± 3.4

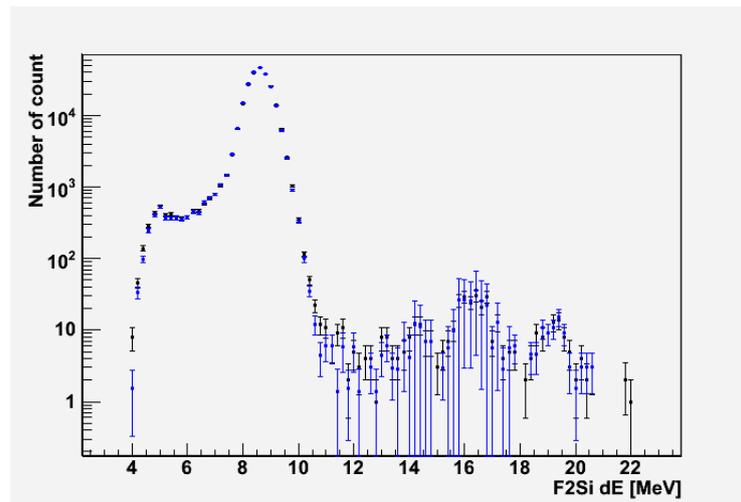


図 3.38: $A/Z=2.75$ の粒子分布。構成原子核の和。プロットは黒: $A/Z=2.75$ 全体、青: ^{14}B , ^{11}Be の各分布の和。 ^{11}Be , 標的あり (run0075)。縦軸: イベント数, 横軸: F2SSD ΔE [MeV]

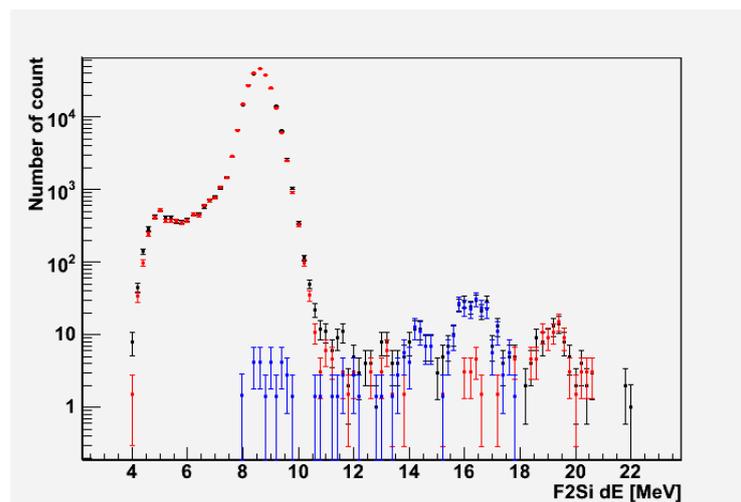


図 3.39: $A/Z=2.75$ の粒子分布。構成原子核の各分布。プロットは黒: $A/Z=2.75$ 全体、青: ^{14}B , 赤: ^{11}Be 。 ^{11}Be , 標的あり (run0075)。縦軸: イベント数, 横軸: F2SSD ΔE [MeV]

Be イベントの決定

次に標的後の Be イベント選出を行う。表 3.7 に run0075 の場合の Be イベント選出過程のイベント数の推移を示す。

以上より、入射核イベント ($N_{inc}'=230086$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 217299 であるという結果が得られた。

次に Be イベント選出方法の誤差を評価するために、Si1, 2 による選出の各領域の幅を 20% 増やして同様の解析を行った。Si1, 2 による選出幅を広げた結果、 $N_{ncc}=217332$ であった。よって $\Delta N_{ncc}=33$ という結果が得られた。

以上の解析を run0076 についても行い、入射核イベント ($N_{inc}'=352091$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 332896、 $\Delta N_{ncc}=42$ であるという結果が得られた。

3.4.2 二次標的なし

^{11}Be の標的なしの run は、run0083, 0085 の二つである。ここでは run0085 の解析を示す。

入射ビームの定義

粒子識別の結果を図 3.40 に示す。この分布において、 ^{11}Be に混合する他の原子核の数を

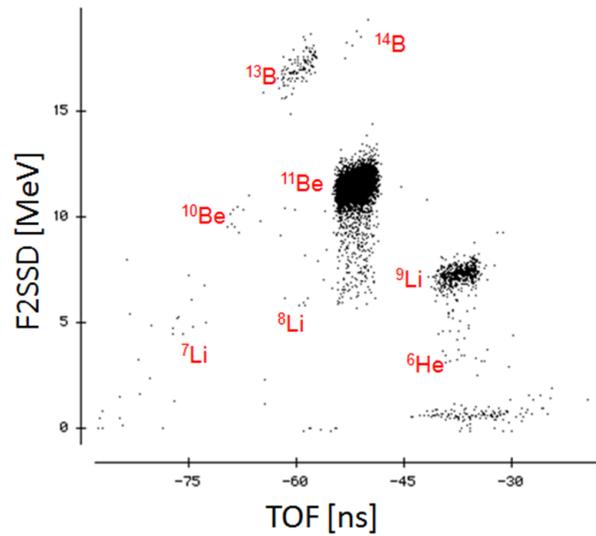


図 3.40: TOF- ΔE 相関 : Pile up 除去後、全イベントの 2% をプロット。 ^{11}Be , 標的なし (run0085)。縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

評価する。入射核の定義は以下のように決定した。

- $-54 \leq T_{TOF} \leq -49, 52.5 \leq T_{TOF} \leq 57.5$ [ns]
- F2SSD : $10.6 \leq \Delta E \leq 12.4$ [MeV]

表 3.7: Be イベントの選出過程。 ^{11}Be , 標的あり (run0075)

領域	分類	Si2 まで	Si3 まで	Si4 まで
A	Be と決定	192310		
	わからない	0		
	Be ではない	0		
B	Be と決定	0	0	19740
	わからない	20234	20234	0
	Be ではない	0	0	494
C	Be と決定	0	0	1717
	わからない	2153	2153	0
	Be ではない	0	0	436
D	Be と決定	0	0	1616
	わからない	1891	1891	0
	Be ではない	0	0	275
E	Be と決定	0	0	211
	わからない	422	309	0
	Be ではない	0	113	211
F	Be と決定	0	0	463
	わからない	1540	797	0
	Be ではない	0	743	1077
G	Be と決定	0	0	59
	わからない	1300	1300	0
	Be ではない	0	0	1241
H	Be と決定	0	987	
	わからない	1328	0	
	Be ではない	0	341	
I	Be と決定	0	86	165
	わからない	307	114	0
	Be ではない	0	107	142
J	Be と決定	0	19	
	わからない	531	0	
	Be ではない	0	512	
K	Be と決定	0	2	12
	わからない	55	21	0
	Be ではない	0	32	43
合計	Be と決定	217299		

- 標的での位置： $-16 \leq x \leq 8$ [mm]

^{11}Be と A/Z が同じ原子核 ($A/Z=2.75$) として、標的ありの run(run0075) と同様に ^{14}B の分布を調べた (図 3.41, 3.42)。 ^{11}Be と A/Z が同じ原子核 ($A/Z=2.75$) として、標的ありの

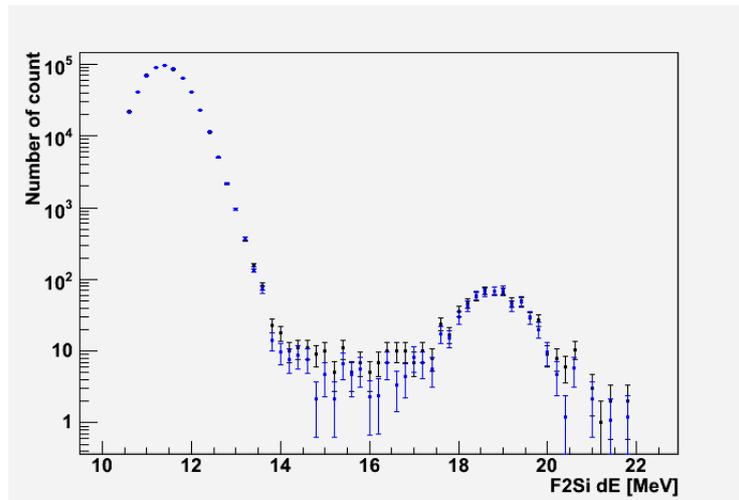


図 3.41: $A/Z=2.75$ の粒子分布。構成原子核の和。プロットは黒： $A/Z=2.75$ 全体、青： ^{11}Be 、 ^{14}B の各分布の和。 ^{11}Be , 標的なし (run0085)。縦軸：F2SSD の ΔE [MeV], 横軸：TOF [ns]

run(run0075) と同様に ^{14}B の分布を調べた (図 3.41, 3.42)。その方法としては、まず TOF の範囲に上記の入射核の定義の範囲を選び、また核種ごとに標的上での位置が異なることを利用して、プラスチックシンチレータによって標的上での位置を、分布を調べたい原子核の数が相対的に最も多くなるよう選んだ。次に選んだイベントを、標的下流の 4 枚の SSD および NaI を用いて他の原子核の混合がないよう選んだ。これを全核種について行い、最後にそれらの和が、TOF とプラスチックのみで選んだ全体の分布 (図 3.28, 3.29 の黒色のプロット) と一致するよう各分布を定数倍した。

また ^{11}Be と A/Z が異なる原子核として ^{13}B , ^8Li の分布を調べた。その方法としては、TOF の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように ΔE , 標的上での位置を選び、標的下流の 4 枚の SSD および NaI で他の原子核の混合がないよう選んだ。 ΔE の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように TOF, 標的上での位置を選び、標的下流で TOF 分布の際と同様に選んだ。

以上の分布から、定義した入射核における混合数を評価した。また run0083 についても同様に解析を行った。その結果をまとめる。

表 3.8: run0083, 0085 の入射核の構成

run	入射核	^{14}B	^{13}B	^8Li	合計
0083	405184	1.3 ± 1.3	0	1.2 ± 0.4	2.5 ± 1.4
0085	531318	3.6 ± 2.0	0.07 ± 0.02	1.4 ± 0.5	9 ± 3

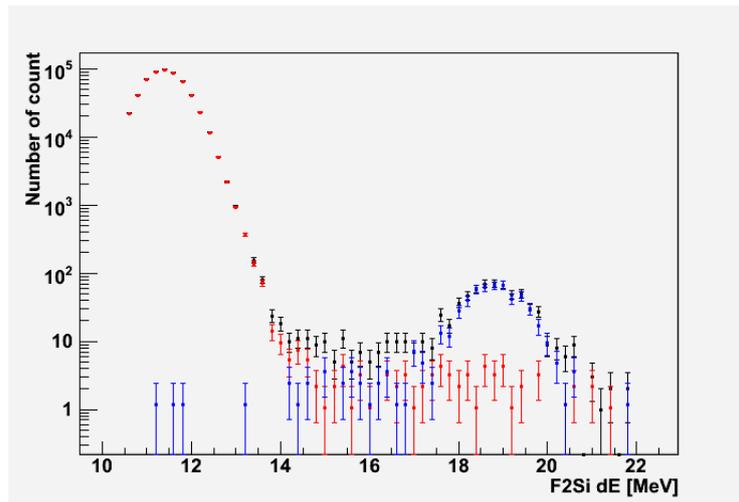


図 3.42: $A/Z=2.75$ の粒子分布。構成原子核の各分布。プロットは黒： $A/Z=2.75$ 全体、赤： ^{11}Be 、青： ^{14}B 。 ^{11}Be 、標的なし (run0085)。縦軸：F2SSD の ΔE [MeV]、横軸：TOF [ns]

Be イベントの決定

次に標的後の Be イベント選出を行う。表 3.9 に run0085 の場合の Be イベント選出過程のイベント数の推移を示す。

以上より、入射核イベント ($N_{inc}^i=531318$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 524614 であるという結果が得られた。

次に Be イベント選出方法の誤差を評価するために、Si1, 2 による選出の各領域の幅を 20% 増やして同様の解析を行った。Si1, 2 による選出幅を広げた結果、 $N_{ncc}=524664$ であった。よって $\Delta N_{ncc}=50$ という結果が得られた。

以上の解析を run0083 についても行い、入射核イベント ($N_{inc}^i=405184$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 400227、 $\Delta N_{ncc}=42$ であるという結果が得られた。

3.5 ^{10}Be の解析

3.5.1 二次標的あり

^{10}Be の標的ありの run は、run0102, 0103 の二つである。ここでは run0103 の解析を示す。

入射ビームの定義

粒子識別の結果を図 3.43 に示す。この分布において、 ^{10}Be に混合する他の原子核の数を評価する。入射核の定義は以下のように決定した。

- TOF : $-78 \leq T_{TOF} \leq -75, 29 \leq T_{TOF} \leq 32$ [ns]
- F2SSD : $7.4 \leq \Delta E \leq 9.6$ [MeV]

表 3.9: Be イベントの選出過程。 ^{11}Be , 標的なし (run0085)

領域	分類	Si2 まで	Si3 まで	Si4 まで
A	Be と決定	467244		
	わからない	0		
	Be ではない	0		
B	Be と決定	0	0	44160
	わからない	44719	44719	0
	Be ではない	0	0	0
C	Be と決定	0	0	6477
	わからない	6744	6744	0
	Be ではない	0	0	267
D	Be と決定	0	0	5623
	わからない	6013	6013	0
	Be ではない	0	0	390
E	Be と決定	0	0	314
	わからない	470	390	0
	Be ではない	0	80	156
F	Be と決定	0	0	406
	わからない	2354	996	0
	Be ではない	0	1358	1948
G	Be と決定	0	0	178
	わからない	545	545	0
	Be ではない	0	0	367
H	Be と決定	0	132	164
	わからない	313	81	0
	Be ではない	0	100	149
I	Be と決定	0	14	27
	わからない	114	25	0
	Be ではない	0	75	87
J	Be と決定	0	5	
	わからない	481	0	
	Be ではない	0	476	
K	Be と決定	0	2	18
	わからない	95	48	0
	Be ではない	0	45	77
合計	Be と決定	524614		

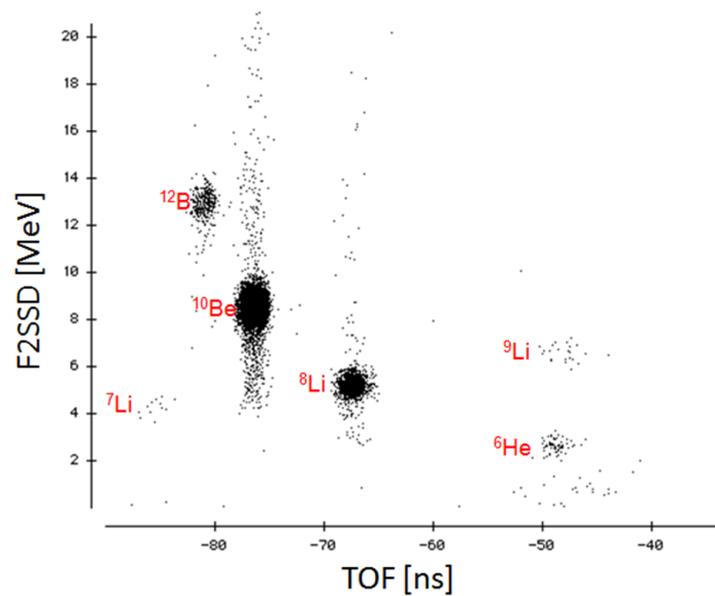


図 3.43: TOF- ΔE 相関 : Pile up 除去後、全イベントの 5 % をプロット。 ^{10}Be , 標的あり (run0103)。縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

- 標的での位置 : $-16 \leq x \leq 12$ [mm]

^{10}Be と A/Z が同じ原子核 ($A/Z=2.5$) として ^{15}C の分布を調べた (図 3.44, 3.45)。その方法としては、まず TOF の範囲に上記の入射核の定義の範囲を選び、また核種ごとに標的上での位置が異なることを利用して、プラスチックシンチレータによって標的上での位置を、分布を調べたい原子核の数が相対的に最も多くなるよう選んだ。次に選んだイベントを、標的下流の 4 枚の SSD および NaI を用いて他の原子核の混合がないよう選んだ。これを全核種について行い、最後にそれらの和が、TOF とプラスチックのみで選んだ全体の分布 (図??, ?? の黒色のプロット) と一致するよう各分布を定数倍した。ただし run0103 (と run0102) には Pile up 除去後も Pile up イベントが多く残っていたため、この $A/Z=2.5$ を ^{15}C , ^{10}Be , Pile up を起こした ^{10}Be の三要素で構成されているとして分布を調べた。この ^{10}Be の Pile up イベントについては、入射核の定義の範囲を Si1, 2 で見ると、Pile up を起こしていない ^{10}Be の中心分布と分布が重なっていた。したがってこの Pile up イベントは入射核の中で ^{10}Be として扱うことができるため、他の原子核イベント混合数 (N_n) には含めない。また A/Z が異なる原子核として ^{12}B の分布を調べた。その方法としては、TOF の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように ΔE , 標的上での位置を選び、標的下流の 4 枚の SSD および NaI で他の原子核の混合がないよう選んだ。 ΔE の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように TOF, 標的上での位置を選び、標的下流で TOF 分布の際と同様に選んだ。

以上の分布から、定義した入射核における混合数を評価した。また run00102 についても同様に解析を行った。その結果をまとめる。

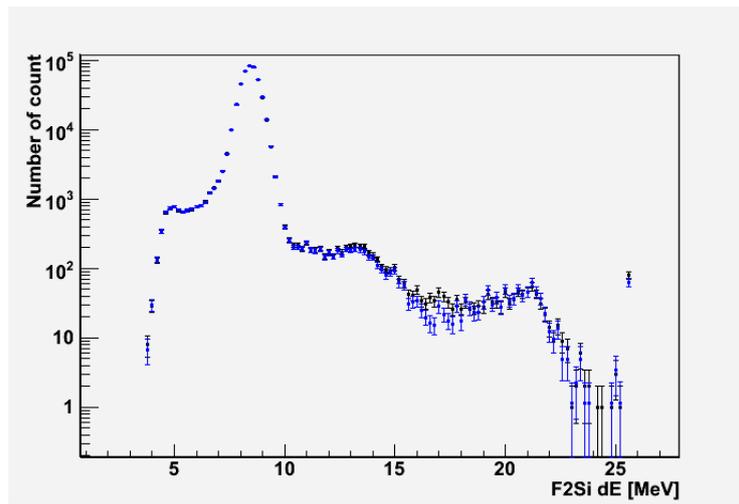


図 3.44: $A/Z=2.5$ の粒子分布。構成原子核の和。プロットは黒： $A/Z=2.5$ 全体、青： ^{15}C , ^{10}Be , ^{10}Be (Pile up) の各分布の和。 ^{10}Be , 標的あり (run0103)。縦軸：イベント数，横軸：F2SSD ΔE [MeV]

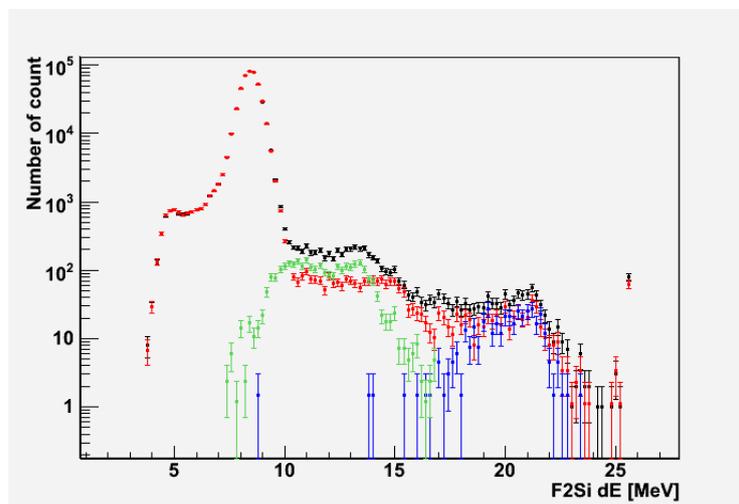


図 3.45: $A/Z=2.5$ の粒子分布。構成原子核の各分布。プロットは黒： $A/Z=2.5$ 全体、青： ^{15}C , 赤： ^{10}Be , 緑： ^{10}Be (Pile up)。 ^{10}Be , 標的あり (run0103)。縦軸：イベント数，横軸：F2SSD ΔE [MeV]

表 3.10: run0102, 0103 の入射核の構成

run	入射核	^{15}C	^{12}B	合計
0102	685272	1.2 ± 1.2	0.1	1.3 ± 1.2
0103	415681	1.5 ± 1.5	0.1	1.6 ± 1.5

Be イベントの決定

次に標的後の Be イベント選出を行う。表 3.11 に run0103 の場合の Be イベント選出過程のイベント数の推移を示す。

以上より、入射核イベント ($N'_{inc}=415681$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 393658 であるという結果が得られた。

次に Be イベント選出方法の誤差を評価するために、Si1, 2 による選出の各領域の幅を 20% 増やして同様の解析を行った。Si1, 2 による選出幅を広げた結果、 $N_{ncc}=393652$ であった。よって $\Delta N_{ncc}=6$ という結果が得られた。

以上の解析を run0102 についても行い、入射核イベント ($N'_{inc}=685272$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 649015、 $\Delta N_{ncc}=8$ であるという結果が得られた。

3.5.2 二次標的なし

^{10}Be の標的なしの run は、run0110, 0111 の二つである。ここでは run0110 の解析を示す。

入射ビームの定義

粒子識別の結果を図 3.46 に示す。この分布において、 ^{10}Be に混合する他の原子核の数を

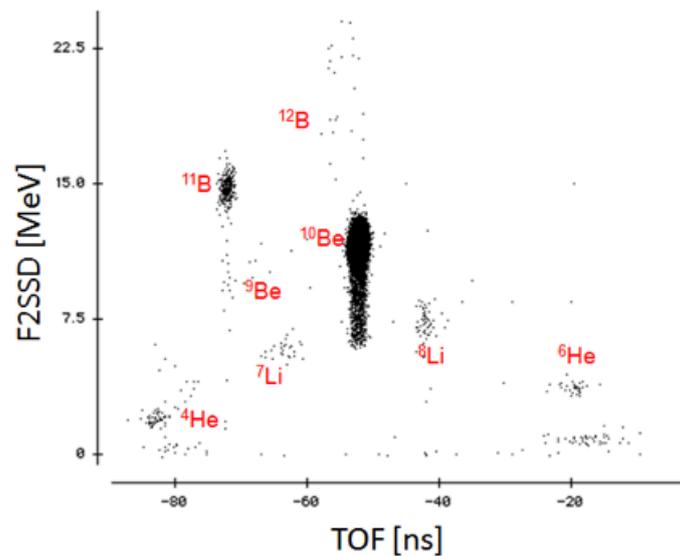


図 3.46: TOF- ΔE 相関 : Pile up 除去後、全イベントの 10% をプロット。 ^{10}Be , 標的なし (run0110)。縦軸 : F2SSD ΔE [MeV], 横軸 : TOF [ns]

評価する。入射核の定義は以下のように決定した。

- TOF : $-53.5 \leq T_{TOF} \leq -50.5, 53 \leq T_{TOF} \leq 56$ [ns]

表 3.11: Be イベントの選出過程。 ^{10}Be , 標的あり (run0103)

領域	分類	Si2 まで	Si3 まで	Si4 まで
A	Be と決定	349632		
	わからない	0		
	Be ではない	0		
B	Be と決定	0	0	35185
	わからない	35933	35933	0
	Be ではない	0	0	748
C	Be と決定	0	0	3204
	わからない	4004	4004	0
	Be ではない	0	0	800
D	Be と決定	0	0	2999
	わからない	3534	3534	0
	Be ではない	0	0	535
E	Be と決定	0	0	310
	わからない	643	434	0
	Be ではない	0	209	333
F	Be と決定	0	0	551
	わからない	2354	1088	0
	Be ではない	0	1266	1803
G	Be と決定	0	0	89
	わからない	2432	2432	0
	Be ではない	0	0	2343
H	Be と決定	0	1331	1344
	わからない	1766	84	0
	Be ではない	0	351	422
I	Be と決定	0	127	241
	わからない	446	151	0
	Be ではない	0	168	205
J	Be と決定	0	42	
	わからない	725	0	
	Be ではない	0	683	
K	Be と決定	0	6	61
	わからない	144	80	0
	Be ではない	0		77
合計	Be と決定	393658		

- F2SSD : $9.6 \leq \Delta E \leq 13$ [MeV]
- 標的での位置 : $-16 \leq x \leq 12$ [mm]

^{10}Be と A/Z が同じ原子核 ($A/Z=2.5$) の分布を調べる。その方法としては、まず TOF の範囲に上記の入射核の定義の範囲を選び、また核種ごとに標的上での位置が異なることを利用して、プラスチックシンチレータによって標的上での位置を、分布を調べたい原子核の数が相対的に最も多くなるよう選んだ。次に選んだイベントを、標的下流の 4 枚の SSD および NaI を用いて他の原子核の混合がないよう選んだ。これを全核種について行い、最後にそれらの和が、TOF とプラスチックのみで選んだ全体の分布 (図 3.47, 3.48 の黒色のプロット) と一致するよう各分布を定数倍した。標的ありの run では ^{15}C および ^{10}Be の Pile up が多く存在したが、標的なしの run では見られなかった。その代わりに TOF の分布の位置に近い ^{12}B が混合していた。したがって ^{12}B の分布を調べた (図 3.47, 3.48)。また A/Z が異なる原

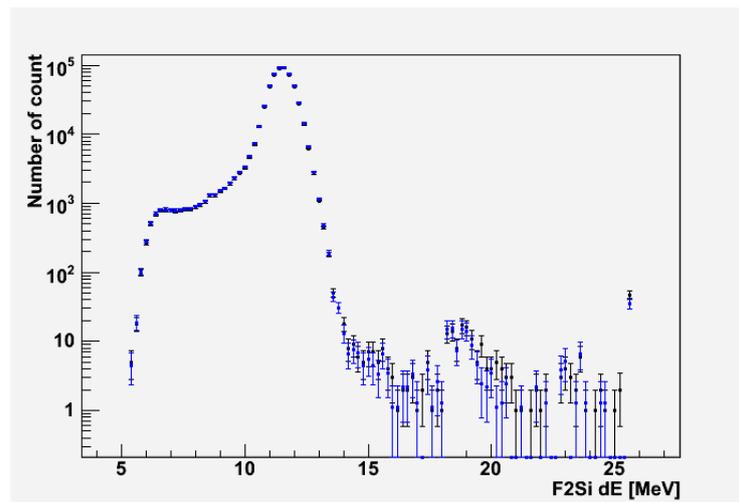


図 3.47: $A/Z=2.5$ の粒子分布。構成原子核の和。プロットは黒: $A/Z=2.5$ 全体、青: ^{10}Be , ^{12}B の各分布の和。 ^{10}Be , 標的なし (run0110)。縦軸: F2SSD の ΔE [MeV], 横軸: TOF [ns]

子核として ^7Li の混合を調べた。その方法としては、TOF の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように ΔE , 標的上での位置を選び、標的下流の 4 枚の SSD および NaI で他の原子核の混合がないよう選んだ。 ΔE の分布を調べるときは、調べたい原子核の分布が相対的に最も多くなるように TOF, 標的上での位置を選び、標的下流で TOF 分布の際と同様に選んだ。

以上の分布から、定義した入射核における混合数を評価した。また run0111 についても同様に解析を行った。その結果をまとめる。

Be イベントの決定

次に標的後の Be イベント選出を行う。表 3.13 に run0110 の場合の Be イベント選出過程のイベント数の推移を示す。

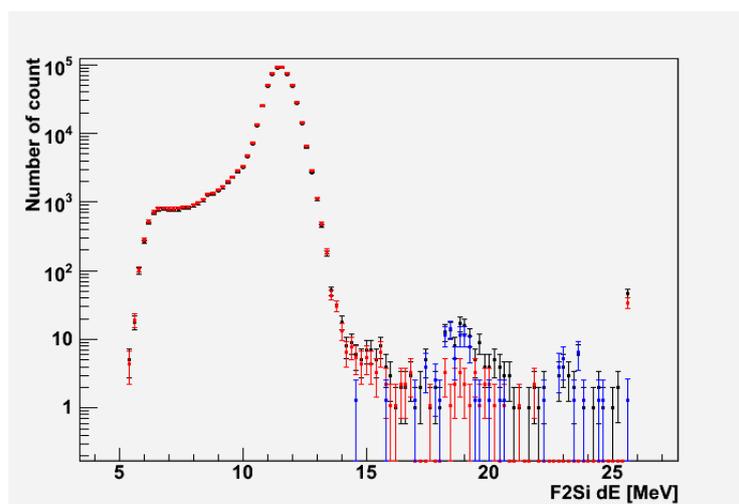


図 3.48: $A/Z=2.5$ の粒子分布。構成原子核の各分布。プロットは黒: $A/Z=2.5$ 全体、赤: ^{10}Be , 青: ^{12}B 。 ^{10}Be , 標的なし (run0110)。縦軸: F2SSD の ΔE [MeV], 横軸: TOF [ns]

表 3.12: run0110, 0111 の入射核の構成

run	入射核	^{12}B	^7Li	合計
0110	531110	0	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1
0111	459555	0	0.9 ± 0.4	0.9 ± 0.4

表 3.13: Be イベントの選出過程。 ^{10}Be , 標的なし (run0110)

領域	分類	Si2 まで	Si3 まで	Si4 まで
A	Be と決定	470755		
	わからない	0		
	Be ではない	0		
B	Be と決定	0	0	41452
	わからない	41911	41911	0
	Be ではない	0	0	459
C	Be と決定	0	0	6252
	わからない	6474	6474	0
	Be ではない	0	0	222
D	Be と決定	0	0	5689
	わからない	6085	6085	0
	Be ではない	0	0	396
E	Be と決定	0	0	151
	わからない	300	217	0
	Be ではない	0	83	149
F	Be と決定	0	0	210
	わからない	1965	704	0
	Be ではない	0	1261	1755
G	Be と決定	0	0	176
	わからない	343	343	0
	Be ではない	0	0	167
H	Be と決定	0	131	132
	わからない	224	1	0
	Be ではない	0	92	92
I	Be と決定	0	10	22
	わからない	103	25	0
	Be ではない	0	68	81
J	Be と決定	0	3	
	わからない	447	0	
	Be ではない	0	444	
K	Be と決定	0	0	9
	わからない	71	21	0
	Be ではない	0	50	62
合計	Be と決定	524851		

以上より、入射核イベント ($N'_{inc}=531110$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 524851 であるという結果が得られた。

次に Be イベント選出方法の誤差を評価するために、Si1, 2 による選出の各領域の幅を 20% 増やして同様の解析を行った。Si1, 2 による選出幅を広げた結果、 $N_{ncc}=524890$ であった。よって $\Delta N_{ncc}=39$ という結果が得られた。

以上の解析を run0111 についても行い、入射核イベント ($N'_{inc}=459555$) のうち、標的通過後 Be であるイベント数 (N_{ncc}) は 454106、 $\Delta N_{ncc}=28$ であるという結果が得られた。

第4章 考察

CCCS を求める前に、第3章の解析の結果を表4.1にまとめる。この表の値と標的の厚さ (0.9027 ± 0.0019 [g/cm²]) を用いて CCCS を決定する。

表 4.1: 解析結果のまとめ

測定対象 (標的)	run number	N'_{inc}	N_n	ΔN_n	N_{ncc}	ΔN_{ncc}
¹² Be(あり)	88	280136	3.7	1.6	264877	57
	89	454284	16.4	3.8	428907	124
¹² Be(なし)	98	636759	42	6	628716	50
	99	651518	31	7	643129	48
¹¹ Be(あり)	75	230086	27	6	217299	33
	76	352091	9.1	3.4	332896	42
¹¹ Be(なし)	83	405184	2.5	1.4	400227	42
	85	531318	5.1	2.1	524614	50
¹⁰ Be(あり)	102	685272	1.3	1.2	649015	8
	103	415681	1.6	1.5	393658	6
¹⁰ Be(なし)	110	531110	0.1	0.1	524851	39
	111	459995	0.9	0.4	454106	28

4.1 CCCS の決定

第1章で示した CCCS の値、及び第1章と第3章で示したその誤差の式を再掲する。CCCS を式 (4.1) に、その誤差を式 (4.2) に、式 (4.2) 中の第三項の詳細を式 (4.3), (4.4), (4.5) にそれぞれ表す。

$$\sigma_{cc} = \frac{1}{t} \ln \frac{N_{0ncc}/N_{0inc}}{N_{ncc}/N_{inc}} \equiv \frac{1}{t} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma} \quad (4.1)$$

$$\left(\frac{\Delta \sigma_{cc}}{\sigma_{cc}} \right)^2 = \left\{ \frac{1-\gamma}{N_{inc}\gamma} + \frac{1-\gamma_0}{N_{0inc}\gamma_0} + \left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 \right\} \left(\frac{1}{\sigma_{cc}t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \quad (4.2)$$

$$\left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 = \left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)N}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 + \left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)S}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 \quad (4.3)$$

$$\left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)N}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 = \left[\frac{\Delta N_n}{N'_{inc} - N_n} \right]^2 + \left[\frac{\Delta N_{0n}}{N'_{0inc} - N_{0n}} \right]^2 \quad (4.4)$$

$$\left[\frac{\Delta(\gamma/\gamma_0)S}{\gamma/\gamma_0} \right]^2 = \left[\frac{N_{0ncc}(N_{ncc} + \Delta N_{ncc})}{N_{ncc}(N_{0ncc} + \Delta N_{0ncc})} - 1 \right]^2 \quad (4.5)$$

表 4.1 の値をこれらの式に代入することで CCCS の値と誤差を求めることができるが、誤差を計算する際考慮すべきことがある。それは誤差のうち Be イベントの選び方による系統誤差 (式 (4.5)) が、標的ありのデータと標的なしのデータを組み合わせることではじめて得られるものであることである。そこで標的ありのデータと標的なしのデータの組み合わせを測定対象ごとに二つずつ作り、CCCS の値と誤差を二通り求め、その加重平均を最終結果とする方針を取る。表 4.2 に各組み合わせごとに得られた CCCS の値と誤差を示す。また誤差の内訳を表 4.3 に示す。表中の記号はそれぞれ、 Δ_{stat} : 統計誤差 (標的あり)、 $\Delta_{0\text{stat}}$: 統計誤差 (標的なし)、 Δ_N : 入射核中の他の原子核混合による誤差 (標的あり)、 Δ_{0N} : 入射核中の他の原子核混合による誤差 (標的なし)、 Δ_S : Be イベントの選び方による誤差、 Δ_t : 標的の厚さの誤差を表し、それらの和が $(\Delta\sigma_{cc}/\sigma_{cc})^2$ となる。

表 4.2: 各組み合わせごとの CCCS

測定対象	run number	γ	γ_0	σ_{cc} [mb]	$\Delta\sigma_{cc}/\sigma_{cc}$	$\Delta\sigma_{cc}$ [mb]
^{12}Be	88, 98	0.9455	0.9874	958	0.012	11
	89, 99	0.9442	0.9872	984	0.010	10
^{11}Be	75, 83	0.9445	0.9878	989	0.012	12
	76, 85	0.9455	0.9874	958	0.010	9.8
^{10}Be	102, 110	0.9471	0.9882	939	0.0079	7.4
	103, 111	0.9470	0.9881	939	0.0097	9.1

表 4.3: 各組み合わせごとの誤差 $(\Delta\sigma_{cc}/\sigma_{cc})^2$ とその内訳

測定対象	run number	$(\Delta\sigma_{cc}/\sigma_{cc})^2$	Δ_{stat}	$\Delta_{0\text{stat}}$	Δ_N	Δ_{0N}	Δ_S	Δ_t
^{12}Be	88, 98	1.3E-4	1.1E-4	1.1E-5	1.7E-8	4.7E-8	9.8E-6	4.4E-6
	89, 99	1.0E-4	6.6E-5	1.0E-5	3.5E-8	5.8E-8	2.3E-5	4.4E-6
^{11}Be	75, 83	1.5E-4	1.3E-4	1.5E-5	3.4E-7	6.0E-9	1.1E-6	4.4E-6
	76, 85	1.1E-4	8.7E-5	1.3E-5	5.0E-8	8.3E-9	5.1E-7	4.4E-6
^{10}Be	102, 110	6.2E-5	4.5E-5	1.2E-5	1.7E-9	2.0E-11	3.8E-9	4.4E-6
	103, 111	9.3E-5	7.5E-5	1.4E-5	7.2E-9	4.2E-10	2.2E-9	4.4E-6

ここで加重平均について述べる。ある物理量に対して、測定値 X_1, X_2, \dots, X_n とその統計誤差 $\Delta X_1, \Delta X_2, \dots, \Delta X_n$ が得られたとき、加重平均値 X は

$$X = \frac{\sum_{k=1}^n w_k X_k}{\sum_{k=1}^n w_k} \quad (4.6)$$

で表される。ここで $w_k = 1/(\Delta X_k)^2$ は各測定値の重みを表す。またその誤差は

$$(\Delta X)^2 = \frac{1}{\sum_{k=1}^n w_k} \quad (4.7)$$

で表される。式 (4.6), (4.7) の値を、CCCS の値とその統計誤差とする。系統誤差については、得られた二つの値のうちより大きな方を最終的な CCCS の値の系統誤差と考えた。表 4.4 に結果をまとめる。表中 $\Delta\sigma_{cc(stat)}$ は統計誤差、 $\Delta\sigma_{cc(syst)}$ は系統誤差を表す。

表 4.4: CCCS

測定対象	σ_{cc} [mb]	$\Delta\sigma_{cc(stat)}$ [mb]	$\Delta\sigma_{cc(syst)}$ [mb]
^{12}Be	974	7	5
^{11}Be	970	7	2
^{10}Be	939	6	2

4.2 結果に対する考察

CCCS の値を見る前に、標的ありと標的なしの run の組み合わせの選び方について触れる必要がある。この選び方は測定対象ごとに二通りずつあるため、そのうちの一方のみを結果とするわけにはいかないはずである。しかし表 4.2 を見ると、標的なしの run から得た γ_0 は二つの run で 0.04% の精度で一致しており、もう一つの組み合わせから CCCS を計算しても結果は変わらない。したがって CCCS の値は組み合わせの選び方によらず一意的に決まる。

ここから CCCS とその誤差について考察する。表 4.2 を見ると、各組み合わせごとの σ_{cc} はおよそ 1% の精度で決定している。しかし ^{12}Be と ^{11}Be においては二つの σ_{cc} の値の間にはいずれも 1% 以上の違いがある。二つの σ_{cc} とその誤差をプロットすると図 4.1 のようになる。また二つの値が標準偏差 $\Delta\sigma_{cc}$ の何倍離れているかを表 4.5 にまとめた。これを見ると二つの値は互いに標準偏差の 2-3 倍程度離れている。正規分布において 2σ 以内にいる確率が 95.4% であることを考えると、誤差を過小に評価してしまっている可能性が高い。これには今回考慮されていない系統誤差が存在する可能性と、考慮した誤差を小さく評価しすぎた可能性が考えられる。ここでは二つの値の差に相当する誤差があると考えて系統誤差を再評価する。その結果、表 4.4 に示した系統誤差 $\Delta\sigma_{cc(syst)}$ を改めて表 4.6 のように訂正した。 ^{10}Be については二つの CCCS の値が 10^{-5} の精度で一致したが、これは偶然の一致であって実際には ^{12}Be 、 ^{11}Be と同じ程度の系統誤差を含んでいると考えるのが妥当である。したがって ^{12}Be と同程度の誤差を持つとした。

以上で CCCS の値とその誤差について表 4.6 によって結論を出すことができた。 ^{12}Be と ^{11}Be についてはその差は誤差と比べて小さく、この結果からは CCCS の値に違いがあるとは言えない。しかし ^{10}Be の CCCS は他と比べて小さいと考えられる。この大小関係は、Isotope Shift 測定から予想される $^{10,11}\text{Be}$ の荷電半径の大小関係と矛盾しない。したがってこれらの原子核の CCCS の値の傾向については、正しい傾向であると言える。より定量的な議論は今後の課題とする。

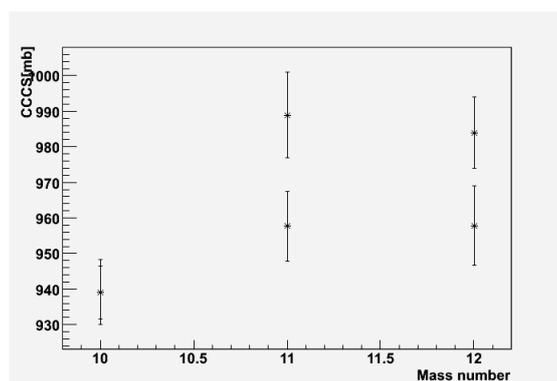


図 4.1: CCCS の比較。誤差棒は $\Delta\sigma_{cc}$ を表す。縦軸: σ_{cc} 、横軸: 質量数。

表 4.5: 二つの値の違い

測定対象	run number	他方の値との差 [単位: $\Delta\sigma_{cc}$]
^{12}Be	88, 98	2.4
	89, 99	2.6
^{11}Be	75, 83	2.6
	76, 85	3.2

表 4.6: CCCS

測定対象	σ_{cc} [mb]	$\Delta\sigma_{cc(stat)}$ [mb]	$\Delta\sigma_{cc(syst)}$ [mb]	$\Delta\sigma_{cc}$ [mb]
^{12}Be	974	7	25	26
^{11}Be	970	7	30	31
^{10}Be	939	6	24	25

ここから CCCS の値及びその誤差の正当性について考察する。まず入射核中の他の原子核の混合数の評価について、表 4.1 を見ると N_n や ΔN_n は run によってばらつきが見られる。 N_n については最大 3 桁の違いがあるが、TOF- ΔE 関連の分布を見ると、run によってそこまでの差があるようには見えず、混合数を正しく評価できていない可能性がある。仮に混合数を 10 イベント過小に評価しているとしてその分だけ N_n を大きくとって CCCS を計算すると、CCCS は 0.5-1 [mb] 程度変化するが、これは表 4.4 に示した誤差と比べて小さい。しかし仮に 100 イベント過小に評価しているとして計算すると、CCCS は run によっては 10 [mb] 程度変化し、無視できなくなる。したがってもし 100 イベントのオーダーで N_n の評価が誤っていれば結果を改める必要がある。解析過程を振り返ると 100 イベントのオーダーで謝った評価をしている可能性はわずかしかなないように思えるが、実際に CCCS の値に表 4.2 のような違いが見られる以上は可能性の一つとして無視するわけにはいかない。ただ誤差 ΔN_n の評価については、仮に統計誤差と同じ程度になり全体の誤差に影響を及ぼすには、表 4.1 の値の 100 倍程度大きくなければならず、これはまずありえない大きさである。

次に標的後の Be イベントの数 N_{ncc} および N_{0ncc} の決定について、ここでは選出幅やどの SSD の段階で Z の判断をするのか、run ごとの調整方法など選出基準に任意性が含まれる。その任意性が、標的の有無で共通の基準を用いることで相殺し合い、CCCS の値にほとんど影響しないことは述べたが、どの程度の精度で影響しないかについての解析はまだ不十分だったかもしれない。というのも例えば今回は Si1, 2 で選出幅を 20% 増やした場合を調べることでこの考察を行ったが、Si3, 4 についてはまだ行っていない。したがってこの点を含めて今後検証する必要がある。 N_{ncc} と N_{0ncc} は選出基準の変化に対して非常に敏感に変化するため、この検証を行うことは重要である。その結果 Be イベントの選び方に問題が見つかる可能性もあるし、誤差の評価に誤りが見つかるかもしれない。

以上の考察をまとめる。今回の実験から ^{12}Be 、 ^{11}Be の CCCS をそれぞれ 2.7 %、3.2 % の精度で決定することができた。 ^{10}Be についても CCCS を 2.7 % 程度の精度で決定することができた。CCCS の値は ^{12}Be は 974 ± 26 [mb]、 ^{11}Be は 970 ± 31 [mb]、 ^{10}Be は 939 ± 25 [mb] となった。目的であった 1 % の精度での CCCS の決定は系統誤差が大きいために達成できなかったが、入射核中の他の原子核の混合数や標的後の Be イベントの数の解析精度をより高めることで、系統誤差を小さくすることができる可能性はある。

第5章 まとめと今後

5.1 実験のまとめ

本実験は $^{10-12}\text{Be}$ のCCCSを1%の精度で決定することを目的として、2009年10月20-30日に大阪大学核物理研究センター(RCNP)のENコースで行われた。

実験はトランスミッション法によって行われた。一次粒子 ^{18}O をAVF、リングサイクロトロンによって80 MeV/nucleonまで加速、Be標的との核破碎反応によりBe同位体を生成し、双極磁石及びディグレーダを用いて生成粒子を分離することでBeを選出、C標的との散乱をSSDによる ΔE - ΔE - ΔE - ΔE によって測定した。

解析では粒子識別から入射粒子を定義、C標的の通過後も荷電変換反応を起こしていない粒子を決定することで、CCCSの値を ^{12}Be は 974 ± 26 [mb]、 ^{11}Be は 970 ± 31 [mb]、 ^{10}Be は 939 ± 25 [mb]と決定することができた。目的であった1%の精度でのCCCSの決定は系統誤差が大きいため達成できなかったが、今後より解析の精度を高めることで、系統誤差を小さくできる可能性がある。

5.2 今後の課題

実験に関しては、今回の実験では同じ測定を2回ずつそれぞれ行ったが、結果としてその2回でCCCSの値に差異が見られ、値の正当性の評価が難しくなった。この点をふまえ、今後の測定では同じ測定を少なくとも3回ずつ行い、結果に対する正当性をより確かに行えるようにする。また、今回ビーム強度の高いrunにおいて、Pile up イベントが除去後も残ってしまうという結果になった。この点をふまえ、今後の測定ではPile upを除く時間幅をより長くするように回路を調整する。

解析に関しては、CCCSの誤差の評価、特にBeイベントの選出に伴う誤差に対する考察をより詰めて行う必要がある。その上で今後、得られた結果からBe同位体の荷電半径に関する考察を行い、Isotope Shift測定による荷電半径と比較、検証を行う。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のご指導・ご協力をいただきました。この場をお借りし、御礼申し上げます。

谷畑勇夫先生には、本研究の機会を与えていただき、多くの指導、助言をしていただきました。RCNPでの生活から実験準備、実験、解析、そして本論文執筆とあらゆる面でお世話になりました。覚えの悪い私に何度も繰り返し指導をしてくださり、またドイツへの研究留学の機会も与えてくださりました。

王恵仁先生には、研究に関することから日常的なことまであらゆる面でお世話になりました。実験準備や解析などで困ったことがあるとすかさず声をかけてくださり、いつも親身になって助言をしていただきました。実験技術や装置の扱い方から研究の行い方に至るまで、ご指導いただいた内容は尽きません。

坂口治隆先生には、実験に関する深い知識をもとに多くの助言をしていただきました。また解析を行う際にも貴重なお時間を割いてご指導いただきました。

実験に際しては、大阪大学理学研究科の松多健策先生、福田光順先生、三原基嗣先生、西村太樹さん、筑波大学の小沢顕さん、鈴木宏さん、長江大輔さん、横山和幸君、京都大学の川畑貴裕さん、理研の武智麻耶さん、埼玉大学の山口貴之さん、高知工科大学の百田佐多生さんなど、沢山の方にご協力いただきました。ご自身の研究でお忙しい中協力していただき、感謝いたします。西村太樹さんには実験中だけでなく実験後にも、磁場設定や解析方法に関して多くの的確な助言をしていただきました。住重加速器サービスの皆様には、加速器の運転でお世話になりました。放射線管理室の皆様には、放射線を使用する際などお世話になりました。

森信俊平先生には、実験を行う上での磁場の設定とシミュレーションに関する様々な指導をしていただきました。高橋豊先生には、検出器の工作を行う際など大変お世話になりました。

本研究以外にもRCNPの民井淳先生、鈴木智和さん、銭廣十三さん、足立達也さんには核物理の理論、実験に関して様々な助言をしていただきました。またRCNPでの生活においてもお世話になりました。藤原守先生、岡村弘之先生、味村周平先生には研究を行う上で様々な面でお世話になりました。ドイツGSIの寺嶋知さんには、検出器開発や日常のあらゆる面でお世話をしていただき、不慣れな環境の中で大変心強く感じました。

また同期の上田圭祐君、榎本瞬君、後輩の内藤卓真君、谷口愛実さんなど、多くの仲間のおかげでともに楽しい時間を過ごすことができました。これまでずっと支えてくれた両親には、感謝し尽くすことができません。

皆様のおかげでここまで研究を行うことができました。ありがとうございました。

付録 A 磁場設定

ここでは第 1.2 節の「粒子分離のための focus シミュレーション」の項で示した focus の条件から、シミュレーションにより求めた磁場の値を掲載する。ただし本文には記していないが、F2 における focus 位置は六重極磁石 SX3 から 1.3637m 下流の位置に設定した。

A.1 F0-F1

F0-F1 の条件から求めた Q1U, Q1M, Q1D の最適な磁場の設定を表に示す。

表 A.1: Q1U, Q1M, Q1D の磁場設定

磁石	$(B'/a)/B\rho[m^{-2}]$
Q1U	3.45998
Q1M	-4.18691
Q1D	1.84325

ただし B'/a は磁場勾配 [T/m]、 $B\rho$ は粒子の持つ Rigidity [T·m] である。

A.2 F0-F2

F0-F2 の条件から求めた Q2, Q3U, Q3M, Q3D の最適な磁場の設定を d_0/R の関数として図 A.1 に示す。また図 A.1 におけるフィッティングの式を以下に示す。ただし式では図の縦軸： $(B'/a)/B\rho [m^{-2}]$ を y 、横軸： d_0/R を x と表記している。

$$Q2 : y = 0.1433x^5 - 0.155x^4 + 0.1147x^3 + 0.3291x^2 + 3.3604x - 0.2408$$

$$Q3U : y = -35.512x^5 + 34.667x^4 + 4.6634x^3 - 3.2579x^2 - 4.7364x - 0.9476$$

$$Q3M : y = -51.092x^5 + 41.958x^4 - 29.324x^3 + 1.0184x^2 + 3.1737x + 2.9189$$

$$Q3D : y = -38.604x^5 + 14.765x^4 + 23.424x^3 + 1.6079x^2 + 0.6665x - 2.9593$$

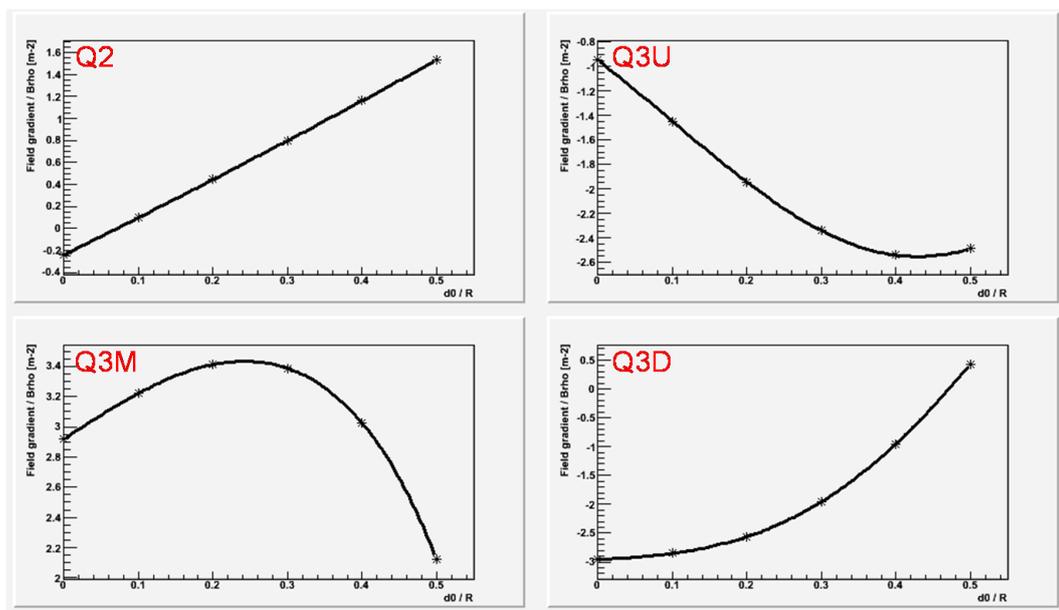


図 A.1: Q2(左上),Q3U(右上),Q3M(左下),Q3D(右下) の磁場設定。横軸: d_0/R 、縦軸: $(B'/a)/B\rho [\text{m}^{-2}]$

付録B run情報

各測定対象やrunごとの情報を示す。測定対象ごとの生成標的、ディグレーダ、およびF1スリットの設定を表B.1に、runごとの測定時間などの情報を表B.2に、それぞれ示す。ただし表B.1のスリットの設定の中の数値は、「中心位置」±「幅」を意味する。

表 B.1: 設定。スリット設定の符号は、ビームから見て右側を正とする。()run0083: 0 ± 15 , run0085: 0 ± 20

測定対象 (散乱標的有無)	Be 厚さ [g/cm ²]	Al 厚さ [g/cm ²]	F1 スリット設定 [mm]
¹² Be(標的あり)	1.863	0.4146	0±10
¹² Be(標的なし)	2.279	0.6877	5± 25
¹¹ Be(標的あり)	1.197	0.6877	0±10
¹¹ Be(標的なし)	2.279	0.6877	0±15, 0±20()
¹⁰ Be(標的あり)	1.197	0.6877	0±10
¹⁰ Be(標的なし)	1.863	0.6877	7.5±7.5

表 B.2: run table。左から順に、run のID、入射原子核、測定時間 [分]、全イベントトリガー数、トリガーレート (Total event / Run time)、Live time [%] を表す。

Run number	Beam	Run time[min]	Total event 数	Trigger rate[/sec]	Live time [%]
75	¹¹ Be	34	1437864	713	70
76	¹¹ Be	31	1338765	729	69
83	¹¹ Be	26	1021734	657	71
85	¹¹ Be	32	1462746	755	66
88	¹² Be	32	779635	410	81
89	¹² Be	31	1440152	770	70
98	¹² Be	30	1005575	556	75
99	¹² Be	30	973972	534	75
102	¹⁰ Be	31	944657	503	71
103	¹⁰ Be	31	878877	475	72
110	¹⁰ Be	35	640925	303	80
111	¹⁰ Be	30	555554	305	80

参考文献

- [1] I. Tanihata and H. J. Ong, Cosmo-Nuclear Physics Laboratory work report 2007-2008.
- [2] A. S. Goldhaber, Phys. Letters Volume 53B, Number 4 (1974).
- [3] D. Guereau, Nucl. Phys. A **447** (1985) 37c-66c.
- [4] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Letters Volume 55, Number 24 (1985).
- [5] L.-B Wang *et al.*, Phys. Rev. Letters **93** (2004) 142501.
- [6] R. Sanchez *et al.*, Phys. Rev. Letters **96** (2006) 033002.
- [7] P. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Letters **99** (2007) 252501.
- [8] G. W. F. Drake, Nucl. Phys. A **737** (2004) 25-33.
- [9] L. V. Chulkov *et al.*, Nucl. Phys. A **627** (2000) 330.
- [10] B. Blank *et al.*, Zeitschrift fur Physik A, Hadrons and Nuclei **343**, 375-379.
- [11] J. Meng *et al.*, Phys. Letters B **532** (2002) 209-214.
- [12] N. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 054606.
- [13] S. Morinobu, Code ORBIT3, Private communication (2007)
- [14] Data Desk (解析に利用), <http://www.datadesk.com/>
- [15] T. Shimoda *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **70** (1992) 320-330.
- [16] S. Mitsuoka *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **372** (1996) 489-500.
- [17] KNOLL, 放射線ハンドブック (第3版), 木村逸郎, 坂井英二訳, 日刊工業新聞社 (1982)
- [18] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (2nd edition)
- [19] ディレイラインテクニカルシート, (株) ジェーピーシー
- [20] L. G. Greeniaus, TRIUMF Kinematics Handbook, 2nd Edition (1987)