# 平成16年度修士論文

# 不安定核の直接反応測定用多線式ドリ フトチェンバーの開発

# 東京工業大学理工学研究科基礎物理学専攻 学籍番号 03M01247

# 松井 信行

# 平成17年2月21日

近年、不安定核ビームを用いた非弾性散乱実験によって、不安定核の励起準位の性質(ス ピン、エネルギー、遷移確率)が調べられ、魔法数の消失等の新しい現象が明らかになり つつある。非弾性散乱では、散乱角度分布の測定により遷移の角運動量の特定が可能で ある。我々はこうした角度分布を測定する目的で位置検出器として多線式ドリフトチェン バー(MDC)の開発を行った。

MDC の特徴は、3 次元的に飛跡を決定できる点、同時に複数の荷電粒子が入射した場合には両方の飛跡を測定できるという点である。また、我々が行う不安定核ビームを用いた実験は、しばしば標的に対して入射粒子の方が質量が大きい逆運動学を用いるため、散乱粒子が前方に集中する。そのため、MDC には高い角度分解能が要求される。

MDC の性能を評価するため、宇宙線、 $\beta$ 線を用いたオフラインの実験、および加速器に よる高エネルギーのイオンを用いたオンラインの実験を行った。宇宙線の測定では MDC の位置分解能は 158  $\mu$ m( $\sigma$ ) であった。 $\beta$ 線の測定で検出効率を測定した結果、cathode 電 圧 -2.8 kV が適正電圧であることがわかった。オンライン実験は主に<sup>14</sup>Be、<sup>19</sup>C を MDC に入射し、各荷電粒子に対して検出効率を測定した。位置分解能 70.0  $\mu$ m( $\sigma$ )、角度分解能 0.102°( $\sigma$ ) という結果が得られた。オンライン実験中、分析磁石の入口側に MDC、出口側 に別のドリフトチェンバーを設置して散乱荷電粒子の識別を行った。これにより、散乱荷 電粒子の質量スペクトルを分析磁石のトランスファー行列を用いて計算することが可能に なった。<sup>14</sup>Be について計算した結果、質量分解能  $A/\Delta A$ (FWHM) は 36.5 であった。

散乱荷電粒子の識別によって <sup>14</sup>Be が二次標的から出射するイベントを選びだし、<sup>14</sup>Be  $(p, p)^{14}$ Be 弾性散乱の断面積を求めた。その結果、R.L. Walter、P.P. Guss の光学模型が最 も良く実験結果を説明している。

概要

#### Abstract

Recently, with the advent of intermediate energy heavy ion accelerator facility, many features of unstable nuclei, such as spin, excitation energy and transition probability, have been investigated using various nuclear reactions. Angular distribution measurements in inelastic scattering allow us to specify transferred angular momentum to the target, which is closely related to the spin of the excited state.

As a tracking chamber for the  ${}^{14}\text{Be}(p, p')$  experiment, we developed a multi wire drift chamber (MDC). MDC is to be placed just behind the experimental target and in front of a magnet for mass analysis of heavy charged fragments. Since the measurement is made in inverse kinematics, deflection angles of heavy charged fragments are very small. High angular resolution is required for MDC, in addition to the track finding capability in three dimensions.

In an off-line experiment using cosmic and  $\beta$  rays, the position resolution of 158  $\mu$ m (in  $\sigma$ ) is obtained, and the optimum cathode voltage for minimum ionizing particles is found to be -2.8 kV. In an on-line experiment using <sup>14</sup>Be and <sup>19</sup>C beams the position resolution of 70.0  $\mu$ m is achieved, which corresponds to an angular resolution of 0.102°. Track information obtained by MDC and FDC3 (latter is placed behind the magnet), together with Time-of-Flight information, allows us to deduce the mass number of heavy charged fragments by making full use of the transfer matrix of the magnet. Obtained mass resolution was  $A/\Delta A$  (in FWHM) = 36.5 for <sup>14</sup>Be.

Differential cross sections for the  ${}^{14}\text{Be}(p, p)$  elastic scattering are deduced, and compared with several optical model predictions. Optical model of R.L. Walter, P.P. Guss et.al. is found to give a fair description of the data.

# 目 次

第1章	序	1
第2章	MDC の仕様	6
2.1	特徴	6
2.2	構造	6
第3章	オフラインでの性能テスト	10
3.1	分解能	10
	3.1.1 宇宙線の測定	10
	3.1.2 飛跡解析	13
3.2	検出効率	16
	3.2.1 β線の測定	16
	3.2.2 エネルギー損失	18
第4章	オンライン実験による性能テスト	20
4.1	 不安定核ビームの生成	20
	4.1.1 リングサイクロトロン · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	20
	4.1.2 入射核破砕片分離装置 (RIPS)	20
4.2	セットアップ	21
4.3	入射粒子測定系	22
	4.3.1 ビームと標的	22
	4.3.2 サイクロトロンの加速タイミング (RF)	24
	4.3.3 プラスチックシンチレータ (SF2)	24
	4.3.4 Parallel plate avalanche counter(PPAC)	24
4.4	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	25
4.5	,	25
	4.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)	25
	4.5.2 双極子磁石	27
	4.5.3 ドリフトチェンバー (FDC3)	27
	4.5.4 プラスチックシンチレータ (Hodoscope)	27
4.6	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	28
	4.6.1 プラスチックシンチレータ (Veto counter)	28
	4.6.2 プラスチックシンチレータ (Neutron counter)	28
4.7	データ収集システム	29
	4.7.1 トリガー回路	29

4.8	オンライン実験による MDC の検出効率と高電圧の設定	29
第5章	オンライン実験による飛跡解析・結果	35
5.1	入射粒子の解析	35
	5.1.1 二次ビームの識別	35
	5.1.2 二次ビームの飛跡計算	36
5.2	散乱荷電粒子の解析	38
	5.2.1 陽子数 Z による識別	38
	5.2.2 荷電粒子の飛跡計算 (標的直後)	39
	5.2.3 荷電粒子の飛跡計算 (双極磁石下流)	43
	5.2.4 質量数 A による識別	45
5.3	分解能	52
	5.3.1 位置分解能	52
	5.3.2 角度分解能	54
5.4	<sup>14</sup> Be( <i>p</i> , <i>p</i> ) <sup>14</sup> Be 弾性散乱	55
	5.4.1 断面積	55
第6章	まとめ	59
第7章	付録	60
7.1	<sup>14</sup> Be(p,p) <sup>14</sup> Be 弾性散乱断面積の補足	60

# 図目次

1.1 1.2 1.3 1.4	核図表	1 3 3 4
2.1 2.2	MDC 概観	7 8
3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7 3.8 3.9 3.10	宇宙線測定時の MDC とプラスチックシンチレータの配置の模式図 宇宙線測定時の回路図 印加電圧 -2.6 kV での TDC スペクトル 印加電圧 -2.9 kV での TDC スペクトル space time calibration 宇宙線測定時の位置分解能 β線測定時のセットアップの模式図 β線を測定して得られた検出効率曲線 エネルギー損失 (文献 [8] より引用)	10 11 12 13 14 16 17 18 19
4.1 4.2	RIPS( <b>RI</b> KEN <b>P</b> rojectile fragment Separator)	21 22
4.3	標的の厚さとエネルギー分解能	23
4.4 4 5	PPAC	24 25
4.6	MDC のデータ収集システム	26
4.7	トリガー回路	29
4.8 4.9	MDC の検出効率 ( <sup>14</sup> Be を入射した場合)	31 32
4.10 4.11	MDC の検出効率 ( <sup>e</sup> He を入射した場合)	33 34
5.1 5.2 5.3 5.4	二次ビームの識別 PPAC を用いた二次ビームの解析 PPAC-a の x 方向の時間信号の和 Z の識別	36 37 37 38
5.5	二次標的がないときの PPAC と MDC の位置と角度	42

5.6	FDC3 の X1 面のドリフト時間とドリフト距離の差	44
5.7	二次標的以降のセットアップ........................	46
5.8	A による識別	50
5.9	質量分布	51
5.10	オンライン実験での位置分解能	52
5.11	<sup>14</sup> Be( <i>p</i> , <i>p</i> ) <sup>14</sup> Be 反応の散乱角度分布	56
5.12	<sup>14</sup> Be( <i>p</i> , <i>p</i> ) <sup>14</sup> Be 反応の断面積	57

# 表目次

2.1	センス面のワイヤ構成表	9
2.2	カソード面のワイヤ構成表	9
2.3	ワイヤ項目表	9
41	ビーム	22
4.2	標的	23
4.3	センス面のワイヤ構成表	27
4.4	MDC の設定電圧	30
5.1	陽子数 Z による粒子識別の分解能	39
5.2	8組のデータ点とその係数	40
5.3	磁気分析系の一次のトランスファー行列	45
5.4	磁気分析系の二次のトランスファー行列	47
5.5	磁気分析系の三次と四次のトランスファー行列	48
5.6	粒子識別の分解能	49
5.7	粒子識別の分解能 2	49
5.8	オンライン実験での位置分解能・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	53
7.1	弾性散乱の断面積と統計誤差...............................	60

# 第1章 序

原子核は1911年 Rutherford によって発見された。さらに、中性子は1932年 Chadwick に よって発見された。その後も原子核について様々な研究が進められ、原子核の構造や性質 が明らかになってきた。近年における重イオン加速器の発展により、不安定核ビームの生 成が可能になった。そのため、これまで困難であった不安定核に対する研究も行えるよう になった。

原子核は陽子と中性子から構成され、安定な原子核ではその比がほぼ 1:1 である。不安 定核ではその比が異なっており、β崩壊などの弱い相互作用によって短時間で崩壊する。 不安定核はエキゾチック核とも呼ばれ、宇宙における元素合成や、星の進化に関するメカ ニズムなどの研究にも密接な関わりを持っている。



図 1.1: Z ≤ 11 に関して縦軸に陽子数、横軸に中性子数を取った核図表

図 1.1 は横軸に中性数、縦軸に陽子数をとった原子核図表である。特に、我々が研究対 象としている原子核は図 1.1 の青い領域で、中性子過剰核である。今回、我々がオンライ ン実験で主に測定した原子核は、<sup>14</sup>Be と <sup>19</sup>C である。これらの原子核は、図 1.1 に示した ように陽子数に比べて中性子数が非常に多く、中性子束縛限界に近い。中性子束縛限界は 中性子ドリップラインとも呼び、陽子過剰核に対しても同様に陽子束縛限界、陽子ドリッ プラインが存在する。中性子ドリップライン近傍核では、中性子ハロー [1] や中性子スキ ン [2]、魔法数の消失 [3] など、安定線付近の原子核には見られない特異な性質の存在が報 告されている。

中性子ハローや中性子スキンは、薄い中性子の膜や層が原子核の表面を覆っているよう に見える現象で、中性子過剰核でのみ見られる現象である。フェルミ面近傍の中性子が、 軌道角運動量の小さなs軌道やp軌道を占有し、分離エネルギーがゼロに近づいたとき、 この軌道の波動関数が原子核の外側に大きく広がるために見られる。そのため、クーロン 力を感じる陽子ではこのような現象は見られない。また、特定の数の陽子と中性子から構 成される原子核は特に安定となり、この数のことを魔法数と呼ぶ。ところが、最近の研究 で不安定核において魔法数が消失する現象が確認されている。魔法数とはすなわち、軌道 間のエネルギーギャップが大きいことを意味し、魔法数の消失とは大きなエネルギーギャッ プが減少することを意味するので、エネルギー準位や核構造と密接な関係にある。

よって、原子核の離散準位のエネルギーやパリティーに関する情報を得ることは、原子 核の構造や性質を調べる有効な手段である。例えば、今回、本ドリフトチェンバーのオン ラインテストとして測定した、<sup>14</sup>Be や<sup>19</sup>C のエネルギー準位は図 1.2、図 1.3 のようにま だ詳しく知られていない。したがって、その構造や性質は未知である。

Be 同位体では、過去の実験によってその第一 2<sup>+</sup> 準位のエネルギー ( $E_x(2_1^+)$ )、および基 底状態から 2<sup>+</sup> 準位への遷移確率が測定された。 $E_x(2_1^+)$  やこの準位間の遷移確率は、核変 形を調べる上で重要な指標となる量である。例えば <sup>12</sup>Be において、 $E_x(2_1^+)$ の低下により 2<sup>+</sup> 準位への遷移断面積が増大し、通常であれば N=8 を持つ閉殻核であるにもかかわらず、 原子核が大きく変形し、魔法数が消失している亊が確認された [4]。また、<sup>12</sup>Be の $E_x(1_1^-)$ も低下しており [5]、同様に魔法数の消失を示している。<sup>14</sup>Be においても、魔法数が消失 しているか否か、たいへん興味深い問題である。

また、<sup>19</sup>Cでは陽子と中性子が  $1s_{1/2}$ 、 $1p_{3/2}$ 、 $1p_{1/2}$ 軌道を占有し、<sup>14</sup>Cを核としている。 残りの5個の価中性子は必ずしも  $1d_{5/2}$ 軌道を占有するとは限らない。安定な原子核では  $2s_{1/2}$ 軌道は  $1d_{5/2}$ 、 $1d_{3/2}$ 軌道より高いエネルギーをもつが、中性子過剰核では  $2s_{1/2}$ 軌道 が  $1d_{5/2}$ 、 $1d_{3/2}$ 軌道よりエネルギーが低くなる [6]。そのため、 $1d_{5/2}$ 、 $2s_{1/2}$ 、 $1d_{3/2}$ 軌道は 非常に近いエネルギーをもち、価中性子は  $1d_{5/2}$ 、 $2s_{1/2}$ 、 $1d_{3/2}$ の3つの軌道の占有の仕方 にはかなりの自由度がある。もし、価中性子が  $2s_{1/2}$ 軌道を占有するならば、先に述べた ように中性子ハローを形成する可能性がある。それ以外にも軌道の占有状況により、中性 子の集団運動などの複雑なモデルを考えることができる。<sup>19</sup>C に関しては過去にクーロン 分解反応 [7] を測定されており、今回は主に核力による分解反応を測定した。

2



図 1.2: Be 同位体のエネルギー準位



図 1.3: C 同位体のエネルギー準位

こうした不安定核のエネルギー準位を測定する方法として、しばしば不変質量法が用いられる。静止質量 M の粒子が n 個の粒子に崩壊したとき、M は

$$M = \sqrt{\left(\sum_{i}^{n} E_{i}\right)^{2} - \left(\sum_{i}^{n} \vec{p_{i}}\right)^{2}}$$

のように表される。ただし、 $E_i$ 、 $\vec{P_i}$ はそれぞれ放出粒子iの全エネルギーと運動量である。 放出粒子の静止質量を $m_i$ とすると、入射粒子と放出粒子の間の相対エネルギー $E_{rel}$ は、

$$E_{rel} = M - \sum_{i}^{n} m_i$$

となる。よって、核反応に関係した粒子のエネルギーと運動量を測定することで、励起準 位を求めることができる。

図 1.4 は励起準位への遷移断面積と散乱角度の関係を表している。このように、散乱角 度を測定することにより、遷移断面積を求めることができる。



図 1.4: (a) 励起準位への遷移断面積を角度  $\theta_{Lab}$ の関数として描いた図、(b) 運動学的収束効 果を幾何学的に解釈するためのダイアグラム。簡単のため古典的弾性散乱に付いて描いた。

ここで問題となるのは、不安定核ビームを用いた実験では、入射粒子に対して標的の方 が軽い、逆運動学ということである。運動学的収束効果により、散乱粒子は標的前方の小 さい散乱角度に集中的に放出される。図 1.4 に励起準位への遷移断面積を実験室系での角 度  $\theta_{Lab}$ の関数として描いた図、および運動学的収束効果を幾何学的に解釈するための図を 示す。簡単のため古典的な弾性散乱を考えると、実験室系での角度  $\theta_{Lab}$  と質量中心系での 角度  $\theta_{CM}$ の間には、正弦定理より以下の関係式が成り立つ。

$$\theta_{\rm CM} = \theta_{\rm Lab} + \sin^{-1} \left( \frac{A}{a} \sin \theta_{\rm Lab} \right)$$

この関係式から<sup>14</sup>Be+pの場合、 $\theta_{Lab}$ が小さい範囲では、 $\theta_{CM} \simeq 15\theta_{Lab}$ の近似が成り立つ。 いずれにしても、高い角度分解能をもった検出器が必要不可欠であり、本ドリフトチェ ンバーはこうした要請により開発を行った。また、このドリフトチェンバーの特徴の一つ から、MDC(Multitrack Drift Chamber)と名付けた。本研究では、MDCのハードウェアと ソフトウェアを同時に開発し、要求した性能を満たしているかどうかを確認するため、な らびに適正な動作条件を決定するためのテストを行った。テストはオフラインとオンライ ンで行った。

本論文では、2章で MDC の仕様について、特徴や構造について述べる。3章では、オフ ラインでのテストについて述べる。4章、5章はオンラインでの実験に関する章である。4 章ではセットアップについて、5章では解析とその結果について述べる。6章で本研究を まとめ、今後の展望似ついて述べる。

# 第2章 MDCの仕様

MDCに要求される性能は、(1)実験室系で 0.25° 程度の角度分解能を有する事、(2) 既存の 実験セットアップに組み込める形状および大きさであること、などである。

# 2.1 特徴

MDCの特徴として、(1)ビーム入射方向に対してワイヤを垂直に張った面と、斜めに張った面を持つ亊、(2)実験装置のスペースを考慮し、一般的にチェンバー本体に直付けされるプリアンプディスクリカードを3mの同軸ケーブルを介して接続している亊、(3)粒子入射および出射用ウィンドウの大きさに対して有感領域が狭い亊、の3点が上げられる。

(1)の特長により、粒子の飛跡を三次元的に求めることが可能となり、(2)の特長により、 使用するケーブルの波形に与える影響やノイズ評価の必要性が生じた。また(3)は、崩壊 生成物である中性子を逃すための工夫であり、ウィンドウの大きさは中性子のアクセプタ ンスを保証し、有感領域は荷電粒子のアクセプタンスを保証している。

### 2.2 構造

#### サイズ

MDC の概観を図 2.1 に、有感領域およびワイヤ面の構成を図 2.2 にそれぞれ示す。チェ ンバーの外寸は、高さが 310 mm、幅 630 mm、奥行き 200 mm であり、内寸 (ガス充填部 分) は高さ 190 mm、幅 510 mm、奥行き 170 mm の直方体である。またウィンドウは、縦 170 mm、横 490 mm である。

#### ワイヤ構成

MDCのワイヤ面は互いに平行かつ等間隔な八面のセンス面(X、U、V面各二面ずつ)と、 九面のカソード面から構成されている。X面はセンスワイヤ(anode wire)がビーム上流か ら見て鉛直に張られた面であり、粒子の水平方向の位置を測定するのに用いる。U面およ びV面はセンスワイヤ(anode wire)がビーム上流から見て、それぞれ、右下がり45度方 向および右上がり45度方向で張られた面であり、粒子の斜め方向の位置を測定するのに 用いる。

各ワイヤは *φ*4 mm のノリルのフィールドスルーを通して位置を決めている。ワイヤは フィールドスルーにハンダ付けされており、電気的接触を得ている。

X面およびU面、V面は共通のカソード面を隔てて隣接しており、センス面とカソー



図 2.1: MDC 概観

ド面の間隔はそれぞれ 8 mm で交互に配置されている。センス面は anode wire と potential wire が 8 mm 間隔<sup>1</sup>で平行かつ交互に張られた面であり、カソード面は cathode wire が水平 方向に 6 mm 間隔で張られた面である。

六つのセンス面を粒子入射方向から順に、X1 面、U1 面、X'2 面、V1 面、X'3 面、U'2 面、X4 面および V'2 面と呼ぶ (図 2.2(b) 参照)。プライムを付した面は、プライムを付し ていない面に対して半セル分ワイヤの位置をずらしてある。これにより anode-wire の捕ら えたパルスが、左右どちらからドリフトしてきたパルスであるかという不確定性を解消し ている。MDC の有感領域は縦 140 mm、横 190 mm である (図 2.2(a) 参照)。

表 2.1 にセンス面のワイヤ構成の情報をまとめ、同様にカソード面のワイヤ構成の情報 を表 2.2 にまとめた。また MDC で使用したワイヤの情報を表 2.3 にまとめた。

### その他

電場をつくり出すための高電圧は、potential wire および cathode wire に印加される。anode wire はプリアンプカードを介してグランド電位に保たれている。電圧供給経路は、cathode 用と potential 用の二系統が存在する。cathode 用は七面をそれぞれ面毎に結線し、1 M $\Omega$ のロード抵抗を介して一本にまとめ SHV コネクタに接続している。potential 用も同様に、六面を個別に結線し、1 M $\Omega$ のロード抵抗を介して一本にまとめ SHV コネクタに接続して

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>U、V 面は水平方向間隔 11.3 mm。wire 間隔は  $\frac{11.3}{\sqrt{2}}$  = 7.99 · · · ~ 8 mm



図 2.2: (a)MDC を粒子入射方向から見た図。色が塗られている部分が MDC の有感領域を示す。(b)MDC を上から見た図。センス面の構成を示す。

いる。

チェンバー本体は、(1)磁気分析装置の作り出す磁力線を吸わない、(2)軽量で、加工が容易である、という観点からアルミニウムで作成した。また、ウィンドウ開口部に厚さ12.5 μmのアラミド膜を張ることにより気密性が保たれる。

面の構成	アノードワイヤ-ポテ	ワイヤ方向	アノードワイ	ポテンシャル
	ンシャルワイヤ間隔		ヤ本数	ワイヤ本数
X1	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U1	11.3 mm	斜め 45 度	12本	13 本
X'2	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'3	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U'2	11.3 mm	斜め 45 度	12本	13 本
X4	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
合計			96本	104 本

表 2.1: センス面のワイヤ構成表

表 2.2: カソード面のワイヤ構成表

面の名称	ワイヤ間隔	ワイヤ方向	ワイヤ本数
Cathode-1	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-2	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-3	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-4	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-5	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-6	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-7	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-8	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-9	6 mm	水平方向	29 本
合計			261 本

表 2.3: ワイヤ項目表

衣 2.3: ワイヤ 項日衣						
ワイヤ種類	材質	ワイヤ直径	張力	合計本数		
アノードワイヤ	Au-W	<i>φ</i> 30 μm	80 gr	96本		
ポテンシャルワイヤ	Au-Al	$\phi 80 \ \mu m$	100 gr	104 本		
カソードワイヤ	Au-Al	$\phi 80 \ \mu m$	100 gr	261 本		

# 第3章 オフラインでの性能テスト

本章では、MDC の仕様および性能評価について述べる。MDC とは多線式ドリフトチェン バーの一種である。性能評価は主に分解能、ならびに検出効率について行った。高い分解 能が要求される理由は先に述べた通り、崩壊生成物が前方に集中するためである。また、 検出効率は印加電圧と相関があり、MDC の動作電圧を決定する上で重要な根拠となる。

# 3.1 分解能

# 3.1.1 宇宙線の測定

MDC の位置分解能を得るため、宇宙線の測定を行った。図 3.1 のように二枚のプラス チックシンチレータの間に MDC を挟むように配置した。シンチレータは共に MDC の有 感領域に比べて十分大きい。そのため、MDC を通過しない場合でもシンチレータを通過 する宇宙線が存在しうる。よって、できるだけそのようなイベントを減らすために二枚の シンチレータを直角に配置している。



図 3.1: 宇宙線測定時の MDC とプラスチックシンチレータの配置の模式図

回路図を図 3.2 に示す。この回路は、二枚のプラスチックシンチレータで同時に検出された事象によって、トリガーがかかるようになっている。また、QDC や TDC から CAMAC クレートコントローラへデータが転送されるまでの間、およびクレートコントローラから

PC ヘデータが転送するまでの間、veto 信号を発生してデータ取得を中断するようになって いる。ドリフト時間はプラスチックシンチレータで粒子を検出した時刻から一定時間後に ストップ信号を入れる、コモンストップ方式で測定した。TDC には、lecroy 3377 モジュー ルを用いた。また、MDC からの信号は TDC まで直接送らず、前置増幅器、弁別器を通し ている。これは、MDC から取り出される信号は非常に微弱であるため、TDC に伝送する 途中でノイズに埋もれてしまう可能性があるからである。



図 3.2: 宇宙線測定時の回路図

得られた TDC スペクトルを図 3.3、図 3.4 に示す。各面の multiplicity を1に制限した場合の X2 面における TDC スペクトルで、印可電圧 -2.6 kV、印可電圧 -2.9 kV の場合をサンプルとして示している。トリガーをコモンストップ信号としてデータをとっているので、時間が長い程 anode wire に近いところを、時間が短い程 cathode wire もしくは potential wire の近くを粒子が通過したことを意味する。TDC スペクトルを比較すると、立ち上がりも立ち下がりも共に印可電圧が高いほど急になっており、MDC のセル内の電場形成が意図した通りになっている。



図 3.3: 印加電圧 –2.6 kV での TDC スペクトル



図 3.4: 印加電圧 –2.9 kV での TDC スペクトル

### 3.1.2 飛跡解析

宇宙線は MDC の各セルに一様に当たっていると考えることが出来る。この場合、計数 されるイベントの数は anode wire からの距離に依存しない。よって

$$\frac{dN}{dx} = const.$$

と書き表せる。これより

$$\frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = const. \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt'$$

となり、ドリフト距離 *dl* を得ることが出来る。このドリフト距離 *dl* を各センス面毎に求める亊により、通過粒子の飛程を求めることができる。



図 3.5: space time calibration

図 3.5 はドリフト時間を積分し、そこから実際にドリフト距離に変換したものである。 (a) は TDC スペクトルを反転し、ドリフト時間の分布に変換した図である。(b) は (a) を積 分し、ドリフト時間とドリフト距離の相関を示した図である。(c) は求めた時間と距離の 関係式を用いて、ドリフト時間とカウント数の相関をドリフト距離とカウント数の相関に 変換した図である。セル内をほぼ一様に宇宙線が通過していることがわかる。 以上の計算から得られたドリフト時間とドリフト距離の関係式を用い、飛跡解析を行った。具体的には、以下のような飛跡解析プログラムによって分解能を求めた。一つの面に対して特定される粒子の通過点は2つあり、他の面も同様なので宇宙線が通過した可能性のある飛跡は面の数がnなら、2<sup>n</sup>本存在する。例えば、横方向ならばX面は4つあるので $2^4$ 本である。それぞれの飛跡候補と実際観測された粒子の位置の差が最も小さい飛跡を選びだす。このときの実際のドリフト距離と計算した飛跡から求めたドリフト距離の差を、ドリフト時間との相関によって示したのが図 3.6 の (a) である。また、4 つの面全てにおいて宇宙線を観測できるとは限らない。たとえデータを取得できたとしても1点だけ大きく離れている場合もある。そのため、3 つの面の情報のみで飛跡を決定することも考慮しなければならない。その判断はフィッティングしたときの $\chi^2$ によって行う。図 3.6 の (c)、(d)はそれぞれ面を3 つ使って飛跡を決定した場合と4 つ使って決定した場合の $\chi^2$ を示している。以上のような解析をすることにより、飛跡を決定した。その結果、図 3.6(b)、(c)が得られた。それぞれ宇宙線が MDC に入射した際の位置と角度を示す。



図 3.6: 宇宙線の飛跡解析の結果。(a) は横軸をドリフト時間、縦軸を距離と時間の関係式 から求めたドリフト距離と計算した飛跡から求めたドリフト距離の差にとっており、全て のドリフト時間においてドリフト距離の差がないことが望ましい。(b)、(c) は MDC の上 部の膜の位置での宇宙線の位置と角度を示している。(d)、(e) はそれぞれ3面、4面の情 報を用いて飛跡を計算した場合のフィッティングの残差分布である。(f) は X1 面と X2 面 のドリフト距離の和で、このピークの幅が分解能に相当する。

分解能は X1 面と X2 面のドリフト距離の和を計算することにより求めた。MDC のワイ ヤー構成のところで述べた通り、X1 面と X2 面は半セル分ずれている。よって、粒子の飛 跡が直線であるならば、X1 面と X2 面のドリフト距離の和は最大ドリフト長に等しい。実際は位置分解能に応じてある程度の誤差が生じる。以上により、MDC の位置分解能は標準偏差で約 158 µm という結果が得られた。MDC の分解能を図 3.6 の (f) に示す。ただし、この結果は X1 面と X2 面の和であるので、実際の分解能はこのピークの幅を √2 で割った値である。位置分解能についての議論は、オンライン実験の飛跡解析の章で詳しく述べる。

# 3.2 検出効率

### **3.2.1** β線の測定

MDC の動作電圧を決定するため、検出効率の測定を行った。宇宙線ではカウントレートが低く測定が困難なため、 $\beta$ 線源を用いた。用いた線源は <sup>90</sup>Sr/<sup>90</sup>Y で、線源の強さは 37 kBq、放射される $\beta$ 線のエネルギーは約 2.28 MeV である。ただし、線源の表面には Al の 膜 (厚さ: 0.1 mm) があり、放射される $\beta$ 線のエネルギーは幾分これより小さくなる。

β線の測定を行ったときのセットアップを図 3.7 に示す。宇宙線を測定したときと同様 に、β線が確実に MDC を通過したときだけ測定するために、二枚のシンチレータで同時 にβ線が検出された事象によってトリガーがかかるようにした。データ収集のための回路 は宇宙線測定時のものとほぼ同じである。MDC の手前のシンチレータはできる限り β線 の減衰を軽減するために、その厚さを1 mm とした。このシンチレータで減衰するエネル ギーは 200 keV 程度なので、β線が通過するには十分薄い。MDC はβ線の入射側から X1 面、U1 面、…、V2 面となるように配置している。



図 3.7: β線測定時のセットアップの模式図

cathode wire と potential wire の電圧を-2.1 kV から-3.0 kV まで 100 kV 刻で検出効率を測定した。図 3.8 は、ある 1 つの面における、検出効率と cathode 電圧の関係を示している。図 3.8 の赤い線は電子を検出したワイヤーが 1 本だけの場合、緑色の線は 2 本の場合、黒い線は 1 本以上の場合の検出効率である。今、 $\beta$ 線は MDC に同時に 2 つ以上入射していないはずなので、面の検出多重度が 1 であるときの検出効率を最大にする電圧で用いるのが望ましい。よって、図 3.8 から、cathode 電圧 2.8 kV 付近で用いるのが良いと分かる。



図 3.8: β線を測定して得られたある面における検出効率曲線。赤い曲線、緑色の曲線はそれぞれ面の検出多重度が1である場合と2である場合の検出効率。黒い曲線は検出多重度に依らない全検出効率。

### 3.2.2 エネルギー損失

図 3.9 は電子が各種物質中を進む際に失うエネルギーと、電子の運動量の関係を示して いる。今回用いた  $\beta$ 線源はほぼ最小イオン化粒子 (MIP) であり、MDC の anode wire に到 達する、イオン化された電子の量は最も少ない。よって、β線に起因する anode wire から の信号も小さくなり、ノイズとの区別がつかなかったため、信号として取り出すことがで きたイベントが減り、結果として検出効率が減ってしまった可能性がある。



図 3.9: エネルギー損失 (文献 [8] より引用)

荷電粒子が物質中で損失するエネルギーは Bethe-Bloch の式によって表される。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

ここで、

$r_e$ :	古典電子半径 = 2.817 × 10 <sup>-13</sup> cm
$m_e$ :	電子質量
$N_a$ :	アボガドロ定数 = 6.022×10 <sup>23</sup> mol <sup>-1</sup>
<i>I</i> :	平均イオン化エネルギー
<i>Z</i> :	吸収体の原子の陽子数
<i>A</i> :	吸収体の原子の質量数
$\rho$ :	吸収体の密度

荷電粒子の電荷 *z*:

$$\beta = v/c$$
荷電粒子の速度  
 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-s^2}}$ 

$$=$$
  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 

δ: 密度補正

C: shell correction

maximum energy transfer in a sindle collision  $W_{max}$ :

である。ただし、この式は電子には適用できない<sup>1</sup>。そのため、電子の代わりに $\mu$ 粒子について計算し、<sup>12</sup>Beと比較した。

図 3.10 は Ar50%C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>50% の気体中での $\mu$ 粒子と <sup>12</sup>Be のエネルギー損失である。実験 で測定する <sup>12</sup>Be の核子あたりのエネルギーは約 70MeV で、この荷電粒子が MDC 中で失 うエネルギーは、 $\mu$ 粒子が最小イオン化エネルギーのときに失うエネルギーの 72 倍以上で ある。よって、MDC から得られる信号も大きくなり、検出効率も向上すると期待される。



図 3.10: Ar 中でのµと<sup>12</sup>Be のエネルギー損失

<sup>1</sup>電子は電離損失よりも放射損失の方が大きいため。

# 第4章 オンライン実験による性能テスト

次のテストとして、MDCを用いてサイクロトロンで生成した不安定核の直接反応を測定 した。実験に使用したビーム、標的、各検出器について記す。

# 4.1 不安定核ビームの生成

主に測定したものは、<sup>19</sup>C、<sup>14</sup>Beである。これらの原子核は中性子過剰核で非常に不安定 なので、標的として長時間維持することができない。よって、研究対象であるこれらの原 子核の方を加速し、別の原子核に入射する。この手法で実験を行うため、理化学研究所の 加速器研究施設 RARF にあるリングサイクロトロン<sup>1</sup>、および入射核破砕片分離装置 RIPS を用い、目的とする原子核を生成・加速した。

# 4.1.1 リングサイクロトロン

磁場の中で円運動をするイオンを、運動の周期と同期した高周波電場で繰り返し加速し、 高速のイオンビームを得る装置がサイクロトロンである。リングサイクロトロンは、磁場 を発生させる電磁石を一体ではなく、円周に分割配置することで磁場の変化を大きくし、 さらに強力な収束力をうみだしている。本サイクロトロンの直径は12.6 m、高さ6 m で、 *A*/*Z* = 2 の重イオンを最大エネルギー 135 MeV/nucleon まで加速することができる。

# 4.1.2 入射核破砕片分離装置 (RIPS)

リングサイクロトロンによって加速された粒子は一次標的に入射され、入射核破砕反応 により不安定核を生成する。この生成された不安定核は様々な原子核を含んでおり、これ らの原子核を分離し、目的の原子核を抽出するために RIPS を用いた。RIPS は粒子の磁気 硬度 (magnetic rigidity)の違いや減衰板でのエネルギー損失の仕方の違いを利用して粒子 を分離する。また、四重極磁石を組み合わせることでビームの広がりを収束させることが できる。図 4.1 は RIPS の模式図である。図中の記号の意味は、F が焦点面、Q が四重極磁 石、D が双極子磁石である。図の F0 の位置に一次標的、F3 の位置に二次標的を配置した。

<sup>1</sup>イオンの加速の前段階において、別の加速器を用いている。



☑ 4.1: RIPS(**RI**KEN **P**rojectile fragment Separator)

# 4.2 セットアップ

図4.2に、実験セットアップの模式図を示す。RIPS で得られた二次ビームは二次標的の 上流に配置した、プラスチックシンチレータ (SF2)、Parallel plate avalanche counter(PPAC) を用いて測定した。二次ビームと二次標的の反応により、y線、荷電粒子、中性子が放出さ れる。y線は二次標的の回りに配置した NaI シンチレータを用いて測定した。荷電粒子は 二つのドリフトチェンバー (MDC、FDC3)、双極子磁石、およびプラスチックシンチレー タを用いて測定した。中性子は、厚さの違うプラスチックシンチレータを使うことで、中 性子のみを検出した。また、MDC の直前まで真空を保ち、MDC より下流は空気である。 空気中での荷電粒子の減衰をできるだけ緩和するため、MDC と FDC3 の間はヘリウムを 詰めた袋を配置した。

MDCは二次標的のすぐ下流で、かつ、大立体角磁気分析装置のすぐ上流に設置され(図 4.2参照)、磁気分析前に出射粒子の散乱角度を測定するのに用いられる。この実験におい て、遷移断面積の角度依存性から励起準位の移行角運動量Lに関する情報を引き出すため には、実験室系で0.25°程度の角度分解能(の)が要求される。この角度分解能は、位置分解 能(の)にして150 µm 程度である。この角度分解能によって、出射粒子の角度情報のみな らず運動量ベクトルの分解能が向上すると考えられる。この運動量ベクトルの分解能向上 により、不変質量法から求まる励起準位のエネルギー決定精度を向上することができる。



図 4.2: 実験のセットアップ

# 4.3 入射粒子測定系

## 4.3.1 ビームと標的

本実験で測定した原子核、および用いた標的は表 4.1、表 4.2 に示す。

表 4.1: ビーム						
一次ビーム	<sup>18</sup> O	<sup>22</sup> Ne	$H_2^+$			
一次ビームのエネルギー	100 MeV/nucleon	110 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon			
二次ビーム	<sup>14</sup> Be	<sup>19</sup> C	$H_2^+$			
二次ビームのエネルギー	70 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon			
強度			235 kcps			

二次標的の種類、および厚さは、測定するビーム粒子と目的によって変更した。標的の 厚さはエネルギー分解能、測定したい反応が起きる頻度の2点を考慮して決められる。図 4.3 は <sup>14</sup>Be、<sup>19</sup>C を標的に入射した場合の標的の厚さとエネルギー分解能の関係を表して いる。図 4.3 に示したように、<sup>19</sup>C は <sup>14</sup>Be に比べて2倍ほど分解能が悪い。これは、前者 の電荷が後者の電荷の 1.5 倍であり、3.2.2 節で記したようにエネルギー損失は電荷の2乗 に比例することから理解できる。よって、<sup>19</sup>C は 100 mg/cm<sup>2</sup>、<sup>14</sup>Be は 200 mg/cm<sup>2</sup> の厚さ の標的を用いた。また、<sup>7</sup>Li は中性子検出器、真鍮は  $\gamma$ 線検出器の較正のために用いた。



図 4.3: 相対運動エネルギーの分解能(RMS 値)の標的厚依存性。相対運動エネルギーが 3 MeV でのシミュレーション結果。実線は、標的中での反応点が実験的に求まらないこと から生じる出射荷電粒子のエネルギーの不定性の、相対運動エネルギースペクトルの分解 能への寄与を示す。点線は、さらにその他の運動学パラメータの不定性も加味して求めた 相対運動エネルギースペクトルの分解能を示す。

表 4.2: 標的						
一次標的						
一次標的の厚さ	$1109 \text{ mg/cm}^2$					
二次標的	液体水素	液体水素	<sup>7</sup> Li	真鍮		
二次標的の厚さ	$100 \text{ mg/cm}^2$	$200 \text{ mg/cm}^2$	239 mg/cm <sup>2</sup>			
使用目的	<sup>19</sup> C 測定	<sup>14</sup> Be 測定	<sup>7</sup> Li(p,n)反応測定	$\gamma$ 線発生源		

### 4.3.2 サイクロトロンの加速タイミング (RF)

サイクロトロンは一定周期で荷電粒子の加速を行っており、このタイミング (RF) を測 定した。

### 4.3.3 プラスチックシンチレータ (SF2)

プラスチックシンチレータ (SF2) を RIPS の F2 チェンバー内 (二次標的の上流 5529 mm) に設置し、二次ビームを測定した。このシンチレータは、厚さ 1 mm、面積 80 × 80 mm<sup>2</sup> で、波高と時間信号を読み出す。この時間信号とサイクロトロンの加速タイミングの時間 差から、荷電粒子が SF2 に到達するまでの飛行時間を知ることができる。

#### **4.3.4** Parallel plate avalanche counter(PPAC)

PPAC[9]は、時間信号の差から荷電粒子の通った位置を測定するガスカウンターである。 PPACは三枚の電極から構成されており、陽極と二つの陰極の間は4mmの間隔が空いている。一枚の陰極は、幅2.40mmのストリップ40本で構成され、ストリップ同士は0.15mmの間隔を空けてdelay-lineでつながっている。この陰極の上下・左右の時間信号の差から100×100mm<sup>2</sup>の範囲について、荷電粒子の通った位置を測定することができる。二つのPPAC(PPAC-a,b)を二次標的の上流に配置し、両方の位置の外挿から二次標的に入射する位置と角度を求めた。



図 4.4: PPAC(文献 [9] より引用)

# **4.4** γ 線検出器群

γ線測定用に二次標的の周囲に、結晶の大きさが 66×66×150 mm<sup>3</sup>の NaI シンチレー タを 48 個配置した。NaI シンチレータは一層あたり 12本、4 層から構成されている。ま た、二次標的の左右で対称になるように配置した。以下にその配置図を示す。(図 4.5 の座 標系は z軸がビームの進む方向を表しており、ビーム上流から見ている。)



図 4.5: γ 線検出器

# 4.5 荷電粒子測定系

二次標的によって散乱された荷電粒子は、双極子磁石によってその軌道を曲げられ、二 つのドリフトチェンバー MDC、FDC3 とプラスチックシンチレータ Hodoscope で検出さ れる。

## 4.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)

今回開発したドリフトチェンバー MDC は、二次標的の直後 (二次標的と MDC の最前面の距離 =152.5 mm) に配置した。散乱荷電粒子の飛跡を測定し、双極子磁石入射前の運動量を求めることができる。MDC の詳しい仕様、構造は前述の通りである。ただし、本実験ではチェンバー内に充填するガスとして、Ar + C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) の他に、He + C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) も用いている。<sup>7</sup>Li(p,n) 反応では電子を放出しやすい Ar + C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) ガスを用いた。<sup>14</sup>Be と <sup>19</sup>C分解反応ではビーム粒子の多重クーロン散乱の効果を低く抑えるため、He + C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) ガスを用いた。

MDCの時間信号の読み出しは、オフライン実験のときと同様に、MDC本体のアノード ピンから3mの同軸ケーブルでアンプディスクリカードまで信号を伝達している。アンプ ディスクリカードをMDCから離れた場所に設置したのは、MDCを双極磁石のギャップ中 で使用するために空間的余裕がなかったからである。アンプディスクリカードを収納する ための器具も磁場の影響を受けにくい、アルミニウム製を採用している。アンプディスク リカードは Lecroy の 2735DC を用い、増幅・弁別した信号を 10 m の同軸ケーブルで TDC に伝送した。

TDC は Lecroy の 3377 を 3 台用いている。この TDC は最大 16 個の multi hit に対応し ており、この実験では multi hit を 4 まで受け付ける設定にした。これにより、MDC でノ イズが検出されたとしても、適切な hit 情報を取捨選択することで対処することができる。 ただし、ソフトウェアも multi hit に対応する必要がある。

MDC および、後述する FDC3 は他の検出器と違い、common stop<sup>2</sup>を用いている。ドリフトチェンバーのような検出器はチャンネル数が多いため、多くの処理を施すトリガー信号を stop にした方が効率的である。3 台の TDC で時間信号から変換された時間情報は、 ECL 方式で逐次 FERA driver4302 を経由して Memory module4301 に伝送される。

図 4.6 はオンライン実験における、MDC に関する部分だけのデータ収集システム、およびガス系の模式図である。



図 4.6: MDC のデータ収集システム

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>検出装置からの時間信号で start し、共通の stop 信号によって時間情報に変換する方式。

#### 4.5.2 双極子磁石

MDCの下流に配置される、双極子磁石、FDC3、Hodoscopeは、ビーム軸に対して 20° 傾けてある。磁束密度は約 15 kgauss。ビームラインは、双極子磁石の中心から 96.5 mm ほど左側を通る<sup>3</sup>。

### 4.5.3 ドリフトチェンバー (FDC3)

FDC3 は双極子磁石の下流で、荷電粒子の運動量の変化を測定することを目的として いる。使用したガスは、MDC と同じく He + C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> である。チェンバー内の大きさは、 610×410×490 mm<sup>2</sup> で、荷電粒子の水平方向の位置を測定するための面が5つ、鉛直方 向の位置を測定するための面が4つある。MDC とは違い、カソード面は一つの面のセル を形成するためだけに使われるので、センス面と平行担っており、計18 面存在する。ま た、カソードワイヤーは5 mm 間隔で張られており、1 つのセルに対して5本のカソード ワイヤーを使っている。さらに、そのカソードワイヤーに電圧を抵抗分割して印可するこ とにより、1 つのセル内において電場勾配を作り出している。これにより、アノードワイ ヤーから離れた場所の電子も、アノードワイヤーに引き寄せやすくなる。FDC3 が以上の ような構造を有するのは、MDC に比べ、セル間隔が大きいためである。

面の構成	アノードワイヤ-ポテ	ワイヤ方向	アノードワイ	ポテンシャル
	ンシャルワイヤ間隔		ヤ本数	ワイヤ本数
X1	20.0 mm	鉛直方向	15 本	16本
X2	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15本
X3	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15本
X4	20.0 mm	鉛直方向	15 本	16本
X5	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15本
Y1	20.0 mm	水平方向	10本	11本
Y2	20.0 mm	水平方向	10本	11本
Y3	20.0 mm	水平方向	10本	11本
Y4	20.0 mm	水平方向	10本	11本
合計			115本	124 本

表 4.3: センス面のワイヤ構成表

## 4.5.4 プラスチックシンチレータ (Hodoscope)

FDC3 の下流には、7 つのプラスチックシンチレータを配置した。厚さ 10 mm、面積 100×800 mm<sup>2</sup> のシンチレータで、各シンチレータの上下の両端に光電子増倍管を取りつ け、波高と時間信号を読み出した。

<sup>3</sup>ビーム上流から見て

# 4.6 中性粒子測定系

二次標的によって散乱された中性子も測定するため、プラスチックシンチレータを二次 標的の下流に配置した。中性子は双極子磁石の磁場によって軌道を変えないため、ほぼ二 次ビームと同じ方向に飛ぶ。

## 4.6.1 プラスチックシンチレータ (Veto counter)

Veto counter は1本の厚さ5~10 mm、面積 100×800 mm<sup>2</sup> で、Neutron counter の上流 に23本配置した。電荷を持たない中性子はこの薄い Veto counter でほとんど反応せずに通り抜けるが、荷電粒子は Veto counter で反応・検出され、ここで止まる。もし、通り抜け て Neutron counter で検出されても、Veto counter で検出されたイベントを除くことによっ て、Neutron counter で荷電粒子を検出したイベントを除くことができる。

# 4.6.2 プラスチックシンチレータ (Neutron counter)

Neutron counter はプラスチックカウンター計86本より構成されており、6個の面に分け て配置した。Veto counter の下流約100 mm に、60×60×2000 mm<sup>3</sup>の大きさのプラスチッ クシンチレータを横向きに13本並べて配置した。この下流に2面目も同様に配置した。2 面目の最下流側と3面目の最上流側は1067 mm 離れており、3、4面は15本のプラスチッ クシンチレータから構成される。5、6面は60×60×1000 mm<sup>3</sup>のプラスチックシンチレー タを各面15本使っている。各シンチレータの両端に光電子増倍管を取りつけ、波高と時 間信号を読み出した。

# 4.7 データ収集システム

### 4.7.1 トリガー回路

各検出器からの信号は、以下のようなトリガー回路を用いて、ある条件を満たしたとき のみコンピュータに取り込むようにした。



図 4.7: トリガー回路

- SF2L,R:SF2 で二次ビームが検出された
- SF2Z: SF2 で特定の波高が検出された
- LN1 ~ 4, SN5,6: Neutron counter の1~6面目で検出された
- NaI1~4: NaI シンチレータの1~4面目で検出された
- Computer Veto:コンピュータがデータを取り込み中、もしくは電子デバイスが各検 出器からの信号をデータに変換中

**BEAM、D.S.BEAM、NEUT、NaI**はそれぞれ組み合わせても独立しても、トリガーとして使える。

# 4.8 オンライン実験による MDC の検出効率と高電圧の設定

オフラインでの性能テストのときと同様に、オンライン実験でも各原子核について検出 効率を測定した。 $\epsilon =$ 検出効率、F = F2 シンチレータで二次ビームが検出されたイベント、H = Hodoscope で検出された波高が目的の粒子と一致したイベント、<math>M = MDCで時間信 号が検出されたイベントとすると、

$$\epsilon = \frac{M}{F \otimes H} \tag{4.1}$$

のように検出効率を測定した。ただし、<sup>6</sup>Heの場合は Hodoscope での識別を行っておらず、 H は常に真として測定した。各荷電粒子について測定した結果を図 4.8、4.9、4.10、4.11 に示す。図中の赤い線は面検出多重度<sup>4</sup>1 の場合の検出効率、緑色の線は面検出多重度 2 の 場合の検出効率で、黒い線は無条件に1回以上検出された場合の総検出効率である。また、 横軸の下の矢印は実験中の設定電圧である。

全ての検出効率曲線で見られるように、電圧が高ければ高いほど検出効率も高くなる。 これは、電圧が高いと、anode wire から遠く離れた場所で発生した電子も測定できるよう になるためである。ただし、あまり電圧が高すぎると、測定したい電子以外の電子も検出 されてしまう。本実験で測定した核反応はいずれも荷電粒子を1つしか放出しないので、 各面の検出多重度は1であることが望ましい。以上の条件から、面の検出多重度1の場合 の検出効率が最大である電圧より少し高い電圧(~100 [v])に設定した。以下に実際に実験 で設定した MDC の電圧を示す。

表 4.4: 実験中に設定した MDC のカソード・ポテンシャル電圧。 $V_c$ 、 $V_p$  はそれぞれ cathode wire と potential wire の電圧。

	$H_2^+$	<sup>17</sup> C	<sup>14</sup> Be	<sup>6</sup> He
$V_c$ [kv]	-2.7	-2.2	-2.3	-2.5
$V_p$ [kv]	-2.7	-2.3	-2.3	-2.5

<sup>4</sup>各面において、電子を検出したワイヤーの本数



図 4.8: MDC の検出効率 (<sup>14</sup>Be を入射した場合)



図 4.9: MDC の検出効率 (<sup>17</sup>C を入射した場合)



図 4.10: MDC の検出効率 (<sup>6</sup>He を入射した場合)



図 4.11: MDC の検出効率 (H<sub>2</sub><sup>+</sup> を入射した場合)

# 第5章 オンライン実験による飛跡解析・結果

本解析では、入射粒子(二次ビーム)の識別、二次標的から放出される散乱荷電粒子の原子 番号 Z、質量数 A の識別を行った。MDC は散乱粒子の識別や散乱角度の測定に大きく貢 献すると期待されており、この解析結果により、MDC の性能を評価することができる。 本実験では、数種類の原子核の測定を行ったが、特に<sup>14</sup>Be について解析を行った。

# **5.1** 入射粒子の解析

### 5.1.1 二次ビームの識別

二次ビームには、目的の原子核以外にも数種類の別の原子核が混じっている。そのため、 RIPS によってこれらの原子核を分離・識別し、目的の核種のみを選びだした。

#### 方法

各原子核の、物質中でのエネルギー損失と磁気硬度を利用する。エネルギー損失 Δ*E、*原 子核の電荷 *Z、*原子核の速度 *v* には以下の関係がある。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \tag{5.1}$$

原子核の速度vは、サイクロトロンの RF 信号とプラスチックシンチレータ SF2 間の飛行 時間より求められ、エネルギー損失  $\Delta E$  は、SF2 での波高より求められる。以上により、 原子核の電荷 Z に関して識別することができる。また、磁気硬度  $B\rho$  は以下の関係がある。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z}$$
 (5.2)

ただし、A は原子核の質量である。この関係を用いることにより、原子核を A/Z について 識別することができる。この二つの関係式 (5.1)、(5.2) から、二次ビームの識別を行った。

#### 結果

二次ビームを識別した図を 5.1 に示す。別の計算により、図 5.1 の赤い枠で囲った領域 が<sup>14</sup>Be と対応すると予想される。<sup>14</sup>Be の純度は 94.5%であると測定された。



図 5.1: 横軸に二次ビームの第2 焦点面 F2 までの飛行時間、縦軸に F2 シンチレータで測定された二次ビームの波高をプロットした。

### 5.1.2 二次ビームの飛跡計算

方法

二次ビームが標的に入射する角度は、標的上流に配置した二つの PPAC を用いて計算した。各 PPAC から二次ビームが通過した水平、鉛直方向の位置の情報を取得できる。この2点から飛跡を求め、二次ビームが二次標的に入射する位置と角度を外挿した。

#### 結果

二次標的に入射する粒子の位置と角度を図 5.2 に示す。座標系は、ビームが進む方向を z 軸の正、ビーム上流から見て右を x 軸の正、上向きを y 軸の正にとっている。これは、実験室固有であり、ビームには依らない。図 5.2 より、

$$x \propto \theta_x$$
 (5.3)

$$y \propto -\theta_y$$
 (5.4)

である。よって、二次ビームは標的において、x 軸方向に発散、y 軸方向に収束しようとしていることがわかる。

また、PPACでは左右・上下の時間信号の差から位置を求めているが、時間信号の和は 一定となるはずである。図 5.3 は、PPAC-aのx方向の時間信号の和であるが、多少のばら つきが見られる。これらイベントはバックグラウンドであると思われるので、これ以降の 解析では排除している。



図 5.2: 二次標的上での二次ビーム<sup>14</sup>Beの位置と角度。(a) はビームに対して水平方向の位置と角度、(b) はビームに対して鉛直方向の位置と角度である。



図 5.3: PPAC-aのx方向の時間信号の和。(この横軸は実際の時間信号の和ではなく、平行移動してピークの位置を原点付近に合わせてある。)

# 5.2 散乱荷電粒子の解析

二次標的で散乱した荷電粒子は、二次標的下流に配置した MDC で、放出される荷電粒 子の位置と角度を計算し、その下流に配置した双極磁石、および FDC3 を用いて散乱荷電 粒子の質量数による識別を行った。また、最下流に配置した Hodoscope で粒子の波高と二 次標的 ~Hodoscope 間の飛行時間を測定した。この情報を用いて散乱粒子の電荷 Z による 識別も行った。

# 5.2.1 陽子数 Z による識別

方法

陽子数Zによる識別は、RIPS での二次ビームの分離と同様に、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \tag{5.5}$$

の関係式を用いて行った。 $\Delta E$ 、vは Hodoscope で測定して得られた波高と時間情報より求めた。

### 結果

図 5.4 は、Hodoscope で測定された散乱粒子の波高と二次標的から Hodoscope までの飛行時間の相関を示したものである。粒子の電荷により、分離されている様子が分かる。これ以降の解析は、図 5.4 の Z = 3.5 ~ 4.5 の範囲で測定された粒子についてのみ行った。



図 5.4: Hodoscope での波高と飛行時間 (二次標的~Hodoscope) を用いて識別された散乱荷 電粒子。この図では、既に波高を電荷Zに変換してある。(b) は (a) を回転・補正して電荷 Z の軸に投影した図である。

図 5.4 の (b) から求めた粒子識別の分解能を表 5.1 にまとめた。

衣 5.1:   饧	丁奴 乙 に	よる松士	戦別の欠	了胜 胞
陽子数	1	2	3	4
$\sigma$	0.0391	0.0513	0.063	0.0643
$\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})}$	10.9	16.6	20.2	26.4

表 5.1: 陽子数 Z による粒子識別の分解能

### 5.2.2 荷電粒子の飛跡計算 (標的直後)

散乱粒子の飛跡は、二次標的直後と双極磁石の下流の二箇所で計算する必要がある。そ れぞれ二つのドリフトチェンバー (MDC、FDC3) を用いて粒子の位置を測定した。まず、 標的直後の飛跡計算について述べる。

### 方法

MDC で測定したドリフト時間をドリフト距離に変換し、粒子の飛跡を求めた。基本的 な解析方法は宇宙線を測定したときと同様である。ただし、今回は UV 方向<sup>1</sup>に張られた ワイヤーの情報も用い、三次元的な飛跡を計算した。ビームが進む方向をz軸とし、各面 の z 座標を Z(X1), Z(X2), Z(X3), Z(X4), Z(U1), Z(V1), Z(U2), Z(V2) とする。また、ビームに対して水平、鉛直な方向をそれぞれ x、y 軸とした。さらに、ビーム上流から見て右上、右下が正となる方向を u、v 軸にとった。求めるべき飛跡を式で書くと、

$$x = x_0 + za \tag{5.6}$$

$$y = y_0 + zb \tag{5.7}$$

となる。ただし、( $x_0, y_0$ ) はz = 0の面での x、y 座標で、a、b はそれぞれ x、y 平面内での 傾きである。また、本解析では MDC 最上流の位置<sup>2</sup>をz = 0とし、その中心を座標の原点 にとった。しかし、y 座標は直接測定せず、u、v 座標を用いて間接的に求めた。

$$u = \frac{x+y}{\sqrt{2}} \tag{5.8}$$

$$v = \frac{x - y}{\sqrt{2}} \tag{5.9}$$

の関係より、

$$\sqrt{2u} = x_0 + za + y_0 + zb \tag{5.10}$$

$$\sqrt{2}v = x_0 + za - y_0 - zb \tag{5.11}$$

<sup>2</sup>MDC の膜

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>ビームに対して ±45° の方向

を得る。全ての面から飛跡の情報を得たとすると、

$$X1 = x_0 + Z(X1)a$$

$$X2 = x_0 + Z(X2)a$$

$$X3 = x_0 + Z(X3)a$$

$$X4 = x_0 + Z(X4)a$$

$$\sqrt{2}U1 = x_0 + Z(U1)a + y_0 + Z(U1)b$$

$$\sqrt{2}V1 = x_0 + Z(V1)a - y_0 - Z(V1)b$$

$$\sqrt{2}U2 = x_0 + Z(U2)a + y_0 + Z(U2)b$$

$$\sqrt{2}V2 = x_0 + Z(V2)a - y_0 - Z(V2)b$$
(5.12)

のように、8つの方程式が存在する。fをデータ点、 $(w_1, w_2, w_3, w_4)$ を独立変数とすると、式 (5.12) は次のような一次式とみなすことができる。

$$f = w_1 x_0 + w_2 a + w_3 y_0 + w_4 b \tag{5.13}$$

1 5.2	2. 0 州	1	/ /// C	C */ /// 9A
f	$w_1$	$w_2$	$w_3$	$w_4$
<i>X</i> 1	1	Z(X1)	0	0
<i>X</i> 2	1	Z(X2)	0	0
<i>X</i> 3	1	Z(X3)	0	0
<i>X</i> 4	1	Z(X4)	0	0
U1	1	Z(U1)	1	Z(U1)
V1	1	Z(V1)	-1	-Z(V1)
<i>U</i> 2	1	Z(U2)	1	Z(U2)
V2	1	Z(V2)	-1	-Z(V2)

表 5.2:8 組のデータ点とその係数

式 (5.13) において、f を目的変数、( $x_0, a, y_0, b$ ) を説明変数とし、表 5.2 のように係数を とると、式 (5.12) は重回帰分析の問題に帰着することができる。ただし、この方法では左 右の不定性<sup>3</sup>から少なくとも 2<sup>8</sup> 個のデータ点の組み合わせについて解かなければならず、 解析時間が長いという問題がある。そこで、まず X 面だけの情報を用いて  $x = x_0 + za$  の 直線を決定し、その直線が正しいと仮定して改めて 3 次元の飛跡を計算した。この工夫に より、実際には 2<sup>4</sup> + 2<sup>4</sup> = 2<sup>5</sup> 回の計算で飛跡を決定することができる。

以下に、飛跡計算の手順を簡単に示す。

- 1. 各面の検出多重度を求め、X 面、UV 面それぞれについて、多重度が1以上の面の数 も求める。
- 2. まず X 面についてのみ考え、X4 面のうち検出できた面の数が 4 面と 3 面の場合に 区別する。

<sup>3</sup>測定した情報からだけでは、粒子がワイヤーの左右どちら側を通過したのか分からない。

- 3. 4 面で検出された場合、各面から位置情報を1つ選びだし、ワイヤーの左右の組み 合わせについて  $2^4$  回飛跡を計算する。この  $2^4$  個の組み合わせの中で最も残差 $\chi^2$  が 小さい場合を選びだす。
- 4.3を各面の検出多重度の全ての組み合わせについて行う<sup>4</sup>。このとき、X<sup>2</sup>の値が他と 比べて大きすぎる場合は測定したい粒子と無関係な情報が含まれていると考えるこ とができるので、次の3面の場合の方法を試みる必要がある。ただし、この時点で どの面が必要ない情報を含んでいるかを特定することはできないので、X1~4面から 1面ずつ情報を削除して、計4通りの場合を調べなければならない。
- 5.3面で検出された場合、4面全てで検出された場合と同様に、 $\chi^2$ を最小にする組み 合わせを求め、全ての位置情報の組み合わせについて飛跡を計算し、 $\chi^2$ が最小の場 合を選びだす。
- 6. 次に XUV 面全ての情報を用いて解析を行う。(X4 面のうち検出できた面の数,UV4 面のうち検出できた面の数)が(4,4)、(4,3)、(3,4)、(4,3)の4通りの場合に区別する<sup>5</sup>。
- 7. 今度は重回帰分析を用いて3次元的に解く。ただし、X面を飛跡が通過した位置は 既に求めてあるので、これを用いてUV面の組み合わせについてのみ考える。

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>例えば、X1 面で 2 個、X2 面で 1 個、X3 面で 3 個、X4 面で 1 個の位置情報が検出されたとすると、 2×1×3×1=6 個の組合わせが存在する

<sup>5</sup>これ以外の場合は解析しない。このようなイベントは全体の約 3%ほどである。

飛跡の計算結果を示す例として、図 5.5 のように、PPAC との位置と角度の関係をプロットした。図 5.5 の (a)、(b)、(c)、(d) は、二次標的上での水平方向の位置と角度、鉛直方向の位置と角度である。また、横軸は全て PPAC、縦軸は全て MDC の値である。

二次標的を取り除いた場合について解析した。よって、PPAC と MDC の飛跡に位置と 角度は完全に一致するはずである。図 5.5 では確かに一致しており、上記の MDC の飛跡 計算は正しいと言える。



図 5.5: 二次標的がないときの PPAC と MDC の位置と角度。横軸は PPAC、縦軸は MDC から二次標的の中心に外挿した。(a) と (b) は x 方向の位置と角度、(c) と (d) は y 方向の位置と角度。

#### 5.2.3 荷電粒子の飛跡計算(双極磁石下流)

### 方法

MDC と同様に、FDC3 で測定した粒子の飛跡に沿って発生した電子が測定用のワイヤー に到達するまでの時間(ドリフト時間)を測定し、ドリフト距離に変換する。このドリフト 時間から粒子の飛跡を計算する。ただし、FDC3 はビームに対して、ワイヤーが鉛直方向 と水平方向に張られた面しかないので、飛跡の水平成分 x と鉛直成分 y

$$x = x_0 + za \tag{5.14}$$

$$y = y_0 + zb \tag{5.15}$$

を独立に求めた。この場合、飛跡は最小自乗法によって計算でき、少なくとも X3 面、Y3 面の情報があれば飛跡を決定することができる。

ドリフト距離とドリフト時間の関係は、MDCの宇宙線測定で述べたように、ドリフト時間の分布を積分して求めた。しかし、一般的にこの方法ではまだ正確な変換には至らない。そこで、今求めた関係式を用いて一度飛跡を計算し、関係式から求めたドリフト距離 *dd*<sub>1</sub> と飛跡から求めたドリフト距離 *dd*<sub>2</sub> の差を考慮して、再度ドリフト距離とドリフト時間の関係式を求める。この操作を繰り返すことによって *dd*<sub>1</sub> と *dd*<sub>2</sub> の差がなくなる。

#### 結果

ドリフト時間とドリフト距離の関係式は各面ごとに求め、ドリフト時間が 100 ns より小 さい場合は2次方程式、100 ns より大きい場合は3次方程式を用いている。これは図 5.6(c) のドリフト時間の分布を見ても分かるように、100 ns 付近でドリフト時間分布の傾きが大 きく変化するためである。なお、二つの関数型の接続は微分可能になるように決められて いる。

FDC3 の解析の結果は図 5.6 のようになった。(a) は、横軸にドリフト時間 [ch]、縦軸に ドリフト距離の差をとった図である。このドリフト時間の差は、ドリフト距離とドリフト 時間の関係式より求めた、飛跡を計算する前のドリフト距離  $dd_1$ と、計算した飛跡から求 めたドリフト距離  $d_2$  の差 dDD である。図 5.6 では、およそ全てのドリフト時間に対して dDD は 0 に収束しており、ドリフト距離とドリフト時間の変換が正しいことを意味する。 図 5.6(b)、(c) は (a) を y 軸、x 軸に投影した図で、(b) のピークの幅がほぼ FDC3 の分解能に 相当する。ガウス関数でフィッティングした結果、位置分解能  $\sigma$  は 115.87 [ $\mu$ m] であった。



図 5.6: FDC3 の X1 面のドリフト時間とドリフト距離の差。最大ドリフト長 2.0 cm を 1 に 規格化している。

#### 5.2.4 質量数Aによる識別

### 方法

質量数Aによる識別は双極磁石の上流と下流の位置と角度、および双極磁石による粒子の運動量の変化量を用いて行った。

磁気硬度と荷電粒子の質量、電荷、および速度は式 (5.2) で示した関係がある。この散 乱粒子の質量数の識別では、 $B\rho$  に代って運動量 P を用いた。 $\Delta P/P$  は双極磁石中の荷電粒 子の中心軌道からのずれを表しており、 $\Delta B\rho/B\rho$  と  $\Delta P/P$  は本質的には同じ物理量である。

磁気分析系の収差係数の計算には、イオン光学計算コード OPTRACE[10,11,12] を用いた。イオン光学計算で想定される始点(A系の原点は二次標的の位置に、終点(D系の原点)は FDC3 の背面位置にとった。D系の原点が中心軌道上から高運動量側に 10cm ずれている<sup>6</sup>。各座標系における x 軸と z 軸の正の方向は、それぞれ、ビームライン上流からみて左側とビーム進行方向である。y 軸は鉛直上向きが正方向となる。

二次標的から FDC3 までの実験のセットアップを図 5.7 に示す。

44本の初期飛跡を入力することにより、一次と二次の収差係数の全てと、下記収差係数 を求めた。

 $x/\theta^3, x/\theta\phi^2, x/x\theta^2, x/x^2\theta, x/\theta^2\delta, x/\theta\delta^2, x/x\phi^2, x/\phi^2\delta, x/\theta^4, x/\theta^2\phi^2, x/\phi^2\delta^2, x/\phi^4$ 

トランスファー行列を計算する際、双極磁石の励磁強度を15 kgauss、二次標的直後の荷 電粒子のエネルギーを68.3657 [MeV] とした。このパラメータは<sup>14</sup>Be 用に最適化されて おり、他の<sup>12</sup>Be、<sup>11</sup>Be に着目する際は、行列を計算し直さなくてはならない。尚、ビーム の進行方向の変位は計算では考慮していない。

初期状態における進行方向のビームの変位  $z_0$  は考えていないので、 $z_1/z_0$  を除き、 $z_0$  を 含む収差係数は全て零となる。

表 5.3: 磁気分析系の一次のトランスファー行列。 $x \ge \theta$  は水平面内の位置 (cm) と角度 (mrad) の変位を、 $y \ge \phi$  は鉛直面内の位置 (cm) と角度 (mrad) の変位を、 $\delta$  は運動量の変 化量  $\Delta P/P(\%)$  を表す。添字 0 は A 系 (始点) での座標を、添字 1 は D 系 (終点) での座 標を表す。

	$x_1$		1.20322	0.35133	0.00000	0.00000	0.00000	0.71219		$\begin{pmatrix} x_0 \end{pmatrix}$
	$\theta_1$		0.87461	1.08647	0.00000	0.00000	0.00000	3.26284		$\theta_0$
	<i>y</i> <sub>1</sub>		0.00000	0.00000	0.63181	0.29696	0.00000	0.00000		$y_0$
Ì	$\phi_1$	$\rangle = \langle$	0.00000	0.00000	-1.61128	0.82544	0.00000	0.00000	$\left( \begin{array}{c} \cdot \\ \end{array} \right)$	$\phi_0$
	$z_1$		0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000	0.00000		Z0
	$\delta_1$		0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000		$\delta_0$

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>FDC3 の中心線からだと、ずれは 15cm となる



図 5.7: オンライン実験の二次標的以降のセットアップ。トランスファー行列の計算で想定 した A 系と D 系を合わせて示す。寸法単位は mm。

# 表 5.4: 磁気分析系の二次のトランスファー行列

$x_1/x_0x_0$	3.317204E-02										
$x_1/x_0\theta_0$	8.740666E-03	$x_1/\theta_0\theta_0$	5.792298E-04								
$x_1/x_0y_0$	0.000000E+00	$x_1/\theta_0 y_0$	0.000000E+00	$x_1/y_0y_0$	-2.167982E-02						
$x_1/x_0\phi_0$	0.000000E+00	$x_1/\theta_0\phi_0$	0.000000E+00	$x_1/y_0\phi_0$	-5.867793E-03	$x_1/\phi_0\phi_0$	-4.720218E-04				
$x_1/x_0z_0$	0.000000E+00	$x_1/\theta_0 z_0$	0.000000E+00	$x_1/y_0z_0$	0.000000E+00	$x_1/\phi_0 z_0$	0.000000E+00	$x_1/z_0z_0$	0.000000E+00		
$x_1/x_0\delta_0$	4.275767E-03	$x_1/\theta_0\delta_0$	6.337598E-04	$x_1/y_0\delta_0$	0.000000E+00	$x_1/\phi_0\delta_0$	0.000000E+00	$x_1/z_0\delta_0$	0.000000E+00	$x_1/\delta_0\delta_0$	-6.944316E-03
$\theta_1/x_0x_0$	1.676263E-01										
$\theta_1/x_0\theta_0$	4.412188E-02	$\theta_1/\theta_0\theta_0$	2.932930E-03								
$\theta_1/x_0y_0$	0.000000E+00	$\theta_1/\theta_0 y_0$	0.000000E+00	$\theta_1/y_0y_0$	-1.087720E-01						
$\theta_1/x_0\phi_0$	0.000000E+00	$\theta_1/\theta_0\phi_0$	0.000000E+00	$\theta_1/y_0\phi_0$	-2.939712E-02	$ heta_1/\phi_0\phi_0$	-2.339310E-03				
$\theta_1/x_0z_0$	0.000000E+00	$\theta_1/\theta_0 z_0$	0.000000E+00	$\theta_1/y_0z_0$	0.000000E+00	$\theta_1/\phi_0 z_0$	0.000000E+00	$\theta_1/z_0z_0$	0.000000E+00		
$\theta_1/x_0\delta_0$	2.278917E-02	$\theta_1/\theta_0\delta_0$	3.162431E-03	$\theta_1/y_0\delta_0$	0.000000E+00	$ heta_1/\phi_0\delta_0$	0.000000E+00	$\theta_1/z_0\delta_0$	0.000000E+00	$ heta_1/\delta_0\delta_0$	-3.188139E-02
$y_1/x_0x_0$	0.000000E+00										
$y_1/x_0\theta_0$	0.000000E+00	$y_1/\theta_0\theta_0$	0.000000E+00								
$y_1/x_0y_0$	-3.898582E-02	$y_1/\theta_0 y_0$	-5.081256E-03	$y_1/y_0y_0$	0.000000E+00						
$y_1/x_0\phi_0$	-4.743647E-03	$y_1/ heta_0\phi_0$	-6.197197E-04	$y_1/y_0\phi_0$	0.000000E+00	$y_1/\phi_0\phi_0$	0.000000E+00				
$y_1/x_0z_0$	0.000000E+00	$y_1/\theta_0 z_0$	0.000000E+00	$y_1/y_0z_0$	0.000000E+00	$y_1/\phi_0 z_0$	0.000000E+00	$y_1/z_0z_0$	0.000000E+00		
$y_1/x_0\delta_0$	0.000000E+00	$y_1/ heta_0\delta_0$	0.000000E+00	$y_1/y_0\delta_0$	1.633916E-03	$y_1/\phi_0\delta_0$	9.845911E-05	$y_1/z_0\delta_0$	0.000000E+00	$y_1/\delta_0\delta_0$	0.000000E+00
$\phi_1 / x_0 x_0$	0.000000E+00										
$\phi_1/x_0\theta_0$	0.000000E+00	$\phi_1/ heta_0 heta_0$	0.000000E+00								
$\phi_1 / x_0 y_0$	-1.904552E-01	$\phi_1/\theta_0 y_0$	-2.473444E-02	$\phi_1/y_0y_0$	0.000000E+00						
$\phi_1/x_0\phi_0$	-2.649153E-02	$\phi_1/ heta_0\phi_0$	-3.408152E-03	$\phi_1/y_0\phi_0$	0.000000E+00	$\phi_1/\phi_0\phi_0$	0.000000E+00				
$\phi_1 / x_0 z_0$	0.000000E+00	$\phi_1/\theta_0 z_0$	0.000000E+00	$\phi_1/y_0 z_0$	0.000000E+00	$\phi_1/\phi_0 z_0$	0.000000E+00	$\phi_1/z_0z_0$	0.000000E+00		
$\phi_1/x_0\delta_0$	0.000000E+00	$\phi_1/ heta_0\delta_0$	0.000000E+00	$\phi_1/y_0\delta_0$	5.595396E-03	$\phi_1/\phi_0\delta_0$	2.404363E-04	$\phi_1/z_0\delta_0$	0.000000E+00	$\phi_1/\delta_0\delta_0$	0.000000E+00

$x_1/\theta_0^3$	-3.861155E-06
$x_1/\theta_0\phi_0^2$	-2.515836E-07
$x_1/x_0\theta_0^2$	2.664599E-02
$x_1/x_0^2\theta_0$	5.849492E+00
$x_1/\theta_0^2\delta_0$	1.162041E-02
$x_1/\theta_0\delta_0^2$	4.010897E-01
$x_1/x_0\phi_0^2$	3.552186E-06
$\frac{x_1/x_0\phi_0^2}{x_1/\phi_0^2\delta_0}$	3.552186E-06 2.851106E-06
$\frac{x_1/x_0\phi_0^2}{x_1/\phi_0^2\delta_0} \\ \frac{x_1/\phi_0^2}{x_1/\theta_0^4}$	3.552186E-06 2.851106E-06 -1.485206E-07
$\frac{x_1/x_0\phi_0^2}{x_1/\phi_0^2\delta_0} \\ \frac{x_1/\phi_0^2}{x_1/\theta_0^4} \\ \frac{x_1/\theta_0^2\phi_0^2}{x_1/\theta_0^2\phi_0^2}$	3.552186E-06 2.851106E-06 -1.485206E-07 -4.424325E-04
$\frac{x_1/x_0\phi_0^2}{x_1/\phi_0^2\delta_0} \\ \frac{x_1/\theta_0^4}{x_1/\theta_0^2\phi_0^2} \\ \frac{x_1/\theta_0^2\phi_0^2}{x_1/\phi_0^2\delta_0^2}$	3.552186E-06 2.851106E-06 -1.485206E-07 -4.424325E-04 -4.535026E-02

表 5.5: 磁気分析系の三次と四次のトランスファー行列

求めたトランスファー行列の一次の係数、二次の係数、三次と四次の係数をそれぞれ表 5.3、表 5.4、表 5.5にまとめた。δに関しては、δ<sup>2</sup>の項までしか現れないので、簡単な二次 方程式によって解くことができる。ただし、二次以降の係数を用いて計算を行ったがあま り良い結果を得られなかった。これは荷電粒子が二次標的から FDC3 まで飛行する間に、 He 等でエネルギー損失や多重クーロン散乱された効果を取り入れていないためであると 思われる。よって、本解析では一次までしか用いていない。

表 5.3 のトランスファー行列の1行目と2行目を用いると、運動量の変化量を独立に2 個求めることができる。ここで、二つの運動量変化量を $\delta_1$ 、 $\delta_2$ とし、その標準偏差を $\delta_1$ 、  $\delta_2$ とすると、 $\delta_1$ 、 $\delta_2$ を線形結合して得られる $\delta$ の標準偏差 $\sigma$ は、 $\sigma_1 = \sigma_2$ とするならば、

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{2}\right)^2}$$
  
=  $\frac{\sigma_1}{\sqrt{2}}$  (5.16)

となる<sup>7</sup>。ただし、この方法を用いる条件として、 $\delta_1$ 、 $\delta_2$ のスケールが合っていることが 必要である。そのため、 $\delta_1$ 、 $\delta_2$ をそれぞれ TOF との相関を調べ、スケールを合わせてか ら線形結合した。

 $<sup>^{7}</sup>$ しかし実際には、 $\delta_{1}$ と $\delta_{2}$ を求める際に用いる変数は全て独立ではないので、正確に $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍にはならない。

#### 結果

解析した結果を図 5.8、および図 5.9 に示す。図 5.8 は表 5.3 の行列を用いて二つの運動 量の変化量  $\delta_1$ 、 $\delta_2$  を計算した結果である。散乱粒子の二次標的から Hodoscope までの飛 行時間 TOF が、運動量の中心軌道からのずれ $\delta_1$ 、 $\delta_2$  と相関している様子が分かる。また、 既に散乱粒子の電荷 Z による識別がなされているので、

$$B\rho \propto \frac{A}{\text{TOF}}$$
 (5.17)

すなわち、

$$A = \alpha \delta \text{TOF} \tag{5.18}$$

であり、この  $\alpha$  を決定すると質量数 A が求まる。これは、簡単には、図 5.8 を回転して 軸に投影することに対応する。実際には数工程の補正をかけることにより、図 5.8 の (c)、 (d) のような質量分布が得られる。最後に  $A(\delta_1)$ 、  $A(\delta_2)$  の平均をとり、図 5.9 に示す結果を 得た。

以上の粒子識別の結果を表 5.6、表 5.6 定量的にまとめた。この結果より、双極磁石の上 流側の位置と角度、下流側の位置と角度の計4変数を用いた場合、最も分解能が良いとい える。また、表 5.6 は最終的に得られた分解能を、質量数をそのピークの半値幅あたりの 量に変換した値である。

表 5.6: 粒子識別の分解能

質量数	10	11	12	14
$\sigma(\delta_1)$	0.133	0.147	0.156	0.171
$\sigma(\delta_2)$	0.139	0.145	0.147	0.172
$\sigma(\delta_1+\delta_2)$	0.136	0.145	0.149	0.163

表 5.7:	粒子識	別の分	解能2	
質量数	10	11	12	14
$\frac{A}{\Delta A(\text{FWHM})}$	31.2	32.2	34.2	36.5



図 5.8: 散乱粒子の質量数による識別。(a)、(b) は散乱粒子の飛行時間 (二次標的~Hodoscope) と  $\delta_1$ 、  $\delta_2$  を 2 次元にプロットしたもの。(c)、(d) はそれぞれ (a)、(b) を回転・補正して投影した図で、横軸は散乱粒子の質量数を表す。



図 5.9:  $\delta_1$ 、 $\delta_2$ から得られた質量  $A(\delta_1)$ 、 $A(\delta_2)$ の平均

# 5.3 分解能

MDC の分解能から MDC の性能について議論する。

#### 5.3.1 位置分解能

位置分解能は宇宙線を測定したとき同様にドリフト距離の和を用いて評価した。具体的 な方法を述べると、求めるべきドリフト距離 *dsum* は、

- 1. X1 面と X2 面において、荷電粒子が互いに anode wire の左右逆方向を通過した場合 に限る。
- 2. ドリフト時間とドリフト距離の変換式を用いて計算されたドリフト距離 *d*<sub>1</sub>、*d*<sub>2</sub> を求める。
- 3. 飛跡を計算し、水平方向の角度 *θ*<sub>x</sub> を求める。
- 4. 上流から見て、荷電粒子がワイヤーの右側を通過した場合、

$$dsum = d_1 + d_2 + ztan\theta_x \tag{5.19}$$

荷電粒子がワイヤーの左側を通過した場合、

$$dsum = d_1 + d_2 - ztan\theta_x \tag{5.20}$$

ただし、*z*は X1 面と X2 面の距離。

以上の方法で求めたドリフト距離の和を図 5.10 に示す。



図 5.10: MDC の X1 面と X2 面のドリフト距離の和。(a) は X 面のみ用いて飛跡を計算した結果。(b) は XUV 全ての面を用いて計算した結果。

図 5.10 のピークの幅が MDC の位置分解能に相当する。ただし、二つの面の和で評価し ているので、正確にはピークの幅を √2 で割った値が分解能である。オンライン実験の結 果、MDCの位置分解能は 70.0 μm であることがわかった。(宇宙線の測定により求めた分 解能 158 µm に比べて非常に良い理由としては、宇宙線測定時に MDC の上部に設置した プラスチックシンチレータが片読み出しであったため、時間の原点が正確に決めることが 出来なかったからであると思われる。)

また、X 面のみで飛跡を計算した場合と XUV 面全て用いて計算した場合を比較した結 果を表 5.8 に示す。表 5.8 では √2 で割り、実際の分解能に直してある。X 面のみで飛跡 を計算した場合の方が、XUV 全ての面を用いて計算した場合に比べ、少し分解能が良い。 ところが、ピークの位置は後者の方が、より8mm<sup>8</sup>に近い。ドリフト距離の和を計算した 結果が 8mm を中心に分布することは、決して自明ではない。よって、XUV 面全て用いた 場合の方が正確であると言える。

表 5.8: 〕	直分解能	
	ピークの位置 [mm]	分解能 $\sigma$ [ $\mu$ m]
X面のみ	8.03	70.0
XUV 面全て	8.01	73.6

尚、y方向の位置分解能はy方向の面がないため、ドリフト距離の和を求める方法では 計算できない。しかし、UV方向の分解能もX方向の分解能と同じであるとすると、X方 向の分解能を √2 倍して概算することができる。したがって、y 方向の位置分解能は 99.0 μm である。

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>MDC のセルサイズは 8mm で、最大ドリフト長もこれに等しい。

#### 5.3.2 角度分解能

角度分解能を正確に測定するためには、MDC に入射する荷電粒子の角度を別の方法に よって測定してからその粒子の飛跡を MDC によって測定する必要がある。本実験ではこ のような条件での測定を行っていないが、位置分解能から簡単に計算することはできる。 X1 面、X4 面の位置分解能  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  を共に 70.0  $\mu$ m、X1 面、X4 面における Y 方向の位置 分解能を  $\sigma_3$ 、 $\sigma_4$  を 99.0  $\mu$ m、X1 面と X4 面の距離 z=96000 [ $\mu$  m] とすると、角度分解能  $\sigma$ は、

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}{z}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\sigma_3^2 + \sigma_4^2}}{z}\right)^2} = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 + \sigma_4^2}}{z}$$

$$= 1.786[mrad]$$

$$= 0.1023[°]$$
(5.21)

となる。

第1章で述べたように、MDCは高い角度分解能を要求される。測定対象である荷電粒子が、実験室系で約0°~3°という非常に狭い範囲に集中するためである。この角度の範囲に対して、MDCの角度分解能0.1023°は十分な性能である。

これに対し、PPAC の位置分解能は約 1 mm (FWHM)[9]、角度分解能  $\sigma_{PPAC}$  は約 2.832 [mrad] = 0.1623° である。PPAC の分解能は MDC に比べて悪いので、散乱角度分布をより 正確に測定するためには、MDC だけでは十分ではない。MDC の高分解能を活かすには、 二次標的上流の PPAC も高い角度分解能を有する飛跡検出器に置き換えることが望まれる。

# **5.4** <sup>14</sup>**Be**(*p*, *p*)<sup>14</sup>**Be** 弹性散乱

今回、開発した MDC によって、二次標的直後の散乱荷電粒子の角度分布を直接測定することが可能になった。そこで、実際に MDC を用いて、<sup>14</sup>Be(*p*, *p*)<sup>14</sup>Be 反応について解析を行った。

#### 5.4.1 断面積

 $^{14}$ Be(p, p)<sup>14</sup>Be 反応の断面積を求めた。PPAC と MDC によって二次標的前後で粒子の角度を測定し、断面積を求めた。微分散乱断面積は以下の式のように求めることができる。

$d\sigma$ _		1 $N_{out}$ A	(5.22)
$d\Omega =$	2π	$\sin\theta d\theta \ N_{in} \ x\rho N_A$	(3.22)
$\theta$	:	散乱角度	
N <sub>in</sub>	:	入射粒子の数	
Nout	:	出射粒子の数	
Α	:	標的の質量数	
x	:	標的の厚さ	
ho	:	標的の密度	
$N_A$	:	アボガドロ定数	

尚、この式の*N<sub>in</sub>、N<sub>out</sub>*は本来 Live Time の補正をしなければならないが、今回はどちらも ビームトリガーで測定しているので、補正する必要がない。

図 5.12 の横軸は質量中心系での散乱角度である。散乱角度の誤差は PPAC と MDC の角 度分解能により決定され、誤差は 3.348 [mrad] (実験室系) であることがわかった。質量中 心系では 50.24 [mrad] = 2.878°である。

また、図 5.12 に示した断面積はバックグラウンドを差し引いてある。バックグラウンド は二次標的が置かれていない場合を同様に解析することで評価した。標的なしの場合を解 析したところ、y 方向の角度分布が予想される角度(実験室系で約 –3° ~ 3°)を越えて大き く広がっていた。このような問題が起きるのは、MDCのy方向の飛跡解析の結果と実際 の荷電粒子の飛跡が完全に一致していないからであると考えられる。本解析では飛跡を解 析する際残差分布のみで行っているが、他検出器との整合性も考慮して解析することでよ り正確な飛跡を決定することができるようになる。今回は φ<sup>9</sup>分布に対して条件をかけ、予 想した値から大きく外れているイベントを取り除くことで対処した<sup>10</sup>。

以上のような処理をした結果、図 5.11 のような標的の有無による違いが見られた。標的 前方でバックグラウンドが約半分含まれている。断面積はこのバックグラウンドを差し引 いて計算した。

既知の光学ポテンシャルを用いて断面積を計算し、実験値と比較した。理論断面積の計 算には DWUCK4 を用いた。用いた光学ポテンシャルの形を式 (5.23) に示す。

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>球座標系の二つの偏角のうち、断面積に寄与しない角度成分。

<sup>10</sup>図 5.12 ではアクセプタンスを補正してある。



図 5.11: <sup>14</sup>Be(*p*, *p*)<sup>14</sup>Be 反応の散乱角度分布。横軸は質量中心系での散乱角度。縦軸は二次 標的に入射した粒子の数で規格化したカウント数。図の青い領域は二次標的なしの場合、 赤い領域は標的ありの場合。

$$U(r) = -Vf(x_R) - i\left[W_v f(x_v) + 4W_s g(x_s)\right] - \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \left[V_{so} \frac{1}{a_{vso}r} g(x_{vso}) + iW_{so} \frac{1}{a_{wso}r} g(x_{wso})\right] + V_C(r)$$
(5.23)

$$f(x) = (1 + e^{x})^{-1}$$
: Woods-Saxon ポテンシャル  

$$g(x) = -df(x)/dx = e^{x}(1 + e^{x})^{-2}$$
: Woods-Saxon の微分型  

$$x_{i} = (r - R_{i})/a_{i}$$
(*i* = *R*, *v*, *s*, *vso*, *wso*)  

$$R_{i}$$
: 半径  

$$a_{i}$$
: diffuseness parameter  

$$(\frac{\hbar}{m_{\pi}c})^{2} = 2\text{fm}^{2}$$
  

$$R_{C}$$
: Coulomb ポテンシャル



図 5.12: <sup>14</sup>Be(*p*, *p*)<sup>14</sup>Be 反応の断面積。横軸は質量中心系での散乱角度。図中の曲線は計算から予想される断面積。

理論断面積の計算に用いた光学ポテンシャルは全部で4つある。図5.12の黒い線は文献 [13]、赤い線は文献[14]、緑色の線は文献[15]、青い線は文献[16]を参考にした。今回の 実験条件はこれらの光学ポテンシャルの適用範囲外であるが、20°~30°の前方角に関し ては赤、青、緑のポテンシャルと一致している。40°~60°の範囲では曲線になっており、 理論曲線もこの角度範囲で傾きが変わっている。これは、原子核反応が直接起きたことを 示している。複合核反応では等方的に散乱するので、このような回折現象を見ることはで きない。断面積の絶対値に関しては実験値の方が少し小さくなっており、理論曲線ではこ の現象を説明できていない。<sup>14</sup>Beは中性子ドリップライン上に存在するような特殊な原子 核なので、その特殊な構造が見えている可能性がある。後方の散乱角度については統計が 少ないため、ここではあえて議論しない。 実験値を最も良く説明している青いポテンシャルの具体的なパラメータを以下に記す。 この光学ポテンシャルの適用範囲は入射粒子が核子、標的の質量数 A > 53、入射エネル ギー10 < E < 80の場合で、質量数以外は本実験の条件と一致している。ポテンシャルの 形は式 (5.23)。パラメータの値は

$$V = V_0 + V_1 \epsilon + \Delta V_C$$

$$V_0 = \begin{cases} 52.56 - 0.310E & (E \le 40) \\ 52.56 - 0.310E \{1 + \ln(E/40)\} & (E > 40) \end{cases}$$
$$V_1 = \begin{cases} 16.50 - 0.081E & (E \le 40) \end{cases}$$

$$V_1 = \begin{cases} 16.50 - 0.081E \{1 + \ln(E/40)\} & (E > 40) \end{cases}$$

ΔV<sub>c</sub>は中性子に対しては 0、陽子に対しては

$$\Delta V_C = \begin{cases} 0.4Z/A^{1/3} & (E < 40) \\ 0.4Z/A^{1/3}(678/E^2) & (E \ge 40) \end{cases}$$

$$R_R = 1.219A^{1/3}, \quad a_R = 0.688, \quad R_C = R_R$$
$$W_v = \begin{cases} -0.963 + 0.153E & (E \le 39.4) \\ -0.963 + 0.153E(1 - 0.33\ln(E/39.4)) & (E \ge 39.4) \end{cases}$$
$$R_v = (1.38 + 3.76/A)A^{1/3}, \quad a_v = 0.557 - 0.462A^{-1/2}$$

ただし、 $\Delta W_C = 0$ (中性子)または-1.30(陽子)

$$V_{so} = 5.767 - 0.015E + 2.0\epsilon, \quad R_{vso} = 1.103A^{1/3}, \quad a_{vso} = 0.560$$
  
 $W_{so} = 5.767 - 0.015E + 2.0\epsilon, \quad R_{wso} = 1.364A^{1/3}, \quad a_{wso} = 0.632$ 

# 第6章 まとめ

不安定核の直接反応を測定に用いるドリフトチェンバーを開発した。本ドリフトチェン バー(以下、MDC)の特徴として、大きさ310 mm×630 mm×210 mm (突出部含む)で、 面構成X4面、U2面、V2面の計8つのセンス面を有する事が挙げられる。また、MDCの 前置増幅器はMDC本体から隔離して使用できるように工夫されている。この構造的特徴 により、比較的狭い空間しか確保出来ない場合も、高精度の測定を行うことが可能である。 さらに、XUV3方向のワイヤーを有するので、MDC単独で複数の粒子の飛跡を同時に決 定することができる。

MDC のテストを行うために、データ収集システムを構築した。MDC の性能テストは主 に宇宙線、β線源、加速器による高エネルギーのイオンを用いて行った。その結果、位置 分解能約 70 μm、角度分解能約 0.1023°であった。さらに、検出効率も測定し、cathode 電 圧に対する検出効率曲線を得た。以上の結果は、今後、MDC を用いた実験を行うにあたっ て十分な性能である。また、ハードウェアだけでなくソフトウェアの開発も行った。ソフ トウェアは 3 次元トラック、多重ヒットに対応しているが、多重飛跡にはまだ対応してい ない。

MDC と FDC3 から求めた飛跡と分析磁石のトランスファー行列を用いて散乱荷電粒子の 識別を行った。<sup>10</sup>Be、<sup>11</sup>Be、<sup>12</sup>Be、<sup>14</sup>Be について計算した結果、質量分解能  $A/\Delta A$ (FWHM) は 33.5 であった。この識別によって <sup>14</sup>Be が二次標的から出射するイベントを選びだし、 <sup>14</sup>Be(p, p)<sup>14</sup>Be 弾性散乱の断面積を求めた。その結果、回折現象が見られた。これは、<sup>14</sup>Be (p, p) <sup>14</sup>Be が直接反応であることを示す。

今後の展望として、MDCを用いた実験を数多く行い、MDCを活用すると共に更に発展させていくことが期待される。MDCに残る課題として、ノイズを低減すること、複数の粒子の飛跡を計算できるようにすることの二つが挙げられる。ノイズに関しては、今回TDC Lectoy3377を用いてハードウェア、ソフトウェア共に多重ヒットに対応させることで対処した。今後は、アンプディスクリカードを双極磁石との干渉を避けつつ、よりMDCのアノードピンに近づけることで、根本的なノイズの低減を目指す。複数の粒子の飛跡を計算する方法は幾つか考えられるが、同時に計算時間の短縮も望まれており、計算時間の短縮化と合わせて考えていく必要があるだろう。また、飛跡を計算する段階で他の検出器と一致するような飛跡を見つけることで、より正確な解析ができるようになる。これらの課題を克服することで、より多くの実験に対応させることができるだろう。

# 第7章 付録

# 7.1 <sup>14</sup>Be(p,p)<sup>14</sup>Be 弾性散乱断面積の補足

5.4.1 節の図 5.12 の数値データを表 7.1 にまとめた。

衣 /.1: !	理性敗乱の町囲せ	して「「「「「「」」の「「」」	
散乱角度 [°]	断面積 [mb/sr]	統計誤差 [mb/sr]	
23.0329	104.944	4.32168	
28.7625	39.856	2.4016	
34.4921	11.2604	1.1767	
40.2216	3.43869	0.608937	
45.9512	2.16465	0.457944	
51.6808	1.24254	0.332083	
57.4104	0.358966	0.172241	
63.1399	0.780538	0.246828	
68.8695			
74.5991	0.0722264	0.0722264	
80.3287	0.0706367	0.0706367	

表 7.1: 弾性散乱の断面積と統計誤差

# 参考文献

- [1] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985). Section and Nuclear Radii in the Light *p*-Shell Region
- [2] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B 289, 261 (1992). Revelation of thick neutron skins in nuclei.
- [3] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B 346, 9 (1995). Large deformation of the very neutronrich nucleus <sup>32</sup>Mg form intermediate-energy Coulomb excitation.
- [4] H. Iwasaki et al., Phys. Lett. B 481, 7 (2000). "Quadrupole deformation of <sup>12</sup>Be studied by proton inelastic scattering."
- [5] H. Iwasaki et al., Phys. Lett. B **491**, 8 (2000).  $\mathbb{C}$ Low-lying intruder 1<sup>-</sup> state in <sup>12</sup>Be and the melting of the N = 8 shell closure.
- [6] D. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. 74, 3569 (1995).  $\[$ One-Neutron Halo of  $\[$ <sup>19</sup>C $\]$
- [7] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. 83, 1112 (1999). Coulomb Dissociation of <sup>19</sup>C and its Halo Structure.
- [8] Particle Data Group, Phys. Lett. B **592**, 235 (2004). [Experimental methods and colliders]
- [9] H. Kumagai et al. Nucl. Instrum. Methods A, **470**, 562, (2001). **Control** Delay-line PPAC for high-energy light ions.
- [10] S. Morinobu, Unpublished (1976).
- [11] 池添博、杉山康治、鹿園直基, RAYTRACE プログラムの使い方 (1979).
- [12] S.B. Kowalski and H.A. Enge, Nucl. Instr. and Meth. 258 (1987) 407.S. Kowalski and H.A. Enge, RAYTRACE Manual (1987).
- [13] A.B. Watson, P.R. Singh and R.E. Segel, Phys. Rev. 182, 977 (1969).
- [14] P. Scwandt, H.O. Meyer, W.W. Jacobs, S.E. Vigdor and M.D. Kaitchuk, Phys. Rev. C 26, 55 (1982).
- [15] F.D. Bechetti and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182, 1190 (1969).

 [16] R.L. Walter and P.P. Guss, Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, New Mexico, 1985, editted by P¿G¿ Young, R.E. Brown, G.F. Auhampaugh, P.W. Losowski and L. Stewart, Gordon and Breach, New York (1986), vol.1, 1079.

# 謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方々の協力やご指導を頂きました。指導教官である中村隆 司助教授には、この研究を通して多くのことを指導して頂きました。この研究の方針を示 して頂き、論文の書き方もご教授頂きました。実際に MDC の設計を手がけられた佐藤義 輝助手には、検出器の原理や操作法だけでなく、解析や研究の方針に至るまで数多くのご 指導を頂きました。

理化学研究所の福田直樹氏にはドリフトチェンバーについて多くのことをご教授して頂 いただけでなく、実験手法や解析に関するご指導も頂きました。中村研究室の杉本崇氏、 近藤洋介氏には解析方法や原理などについて、何度も質問に答えて頂きました。また、長 期間の実験に参加して頂いた多くの方々、理化学研究所の本林透氏、柳澤善行氏、青井考 氏、武内聡氏、五味朋子氏、東京大学櫻井研究室の王恵仁氏、大西健夫氏、東京大学下浦 研究室の玉城充氏、東京工業大学中村研究室の奥村俊文氏、中林彩氏、橋本佳子氏、篠原 摩有子氏、立教大学の栂野泰宏氏、河合祥子氏、東北大学の小林俊雄氏、大津秀暁氏、松 田洋平氏、遠藤奈津美氏、来山益久氏にこの場をお借りしてお礼を申し上げます。

この方々の御協力、御指導なしでは本研究を進めることができませんでした。心より感 謝致します。