

修士論文

# 分解反応による新八口一構造の探索

小林 信之

学籍番号 08M01056

指導教官 中村 隆司



東京工業大学 大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻

平成 22 年 2 月 15 日

## 概要

近年、重イオン加速器の発展により、中性子数と陽子数が極端に異なるいわゆるエキゾチック核の研究が急速に進んでいる。従来、原子核は中性子流体と陽子流体が“均等”に混ざった量子多体系として、マイヤー・イェンセンが提唱した殻模型でよく記述されてきた。しかし、エキゾチック核の一種である“中性子ハロー核”では、1 - 2個の中性子が核の平均ポテンシャルを感じない領域にまで浸み出して巨大原子核を形成し、2フェルミ流体の均等性が崩れており、従来の理論的枠組での理解が不十分な状況にある。

現在、こうした中性子過剰領域に至る核構造の新パラダイムを構築するため、大規模殻模型や第一原理計算に基づく核模型などの新理論の研究が盛んに行われているが、ハロー核はこうした最先端の核構造模型を検証するための重要な量子多体システムとなっている。また、反応断面積や分解反応など、ダイナミックな意味でも安定核にはない性質を持っており、その微視的な理解が求められている。このような重要性を持ちながら、これまで中性子ハロー核として特定されたのは $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$ など数種の軽い中性子過剰核のみで、 $^{19}\text{C}$ より重い核でのハロー構造は知られていなかった。本論文ではこれを超える領域での新ハロー核探について述べる。

本研究では原子核の束縛限界（ドリップライン）に位置する中性子過剰核で中性子ハロー核の候補である $^{31}\text{Ne}$ 及び $^{22}\text{C}$ のクーロン分解反応を行い、中性子ハロー構造の有無を探り、また新種のハロー構造の発見を目指した。中性子ハロー核は、非常に強い低励起双極子励起（ソフトE1励起）を引き起こすことが知られており、この現象はクーロン分解反応によって詳細に調べられてきた。本研究では、このソフトE1励起のシグナルから、逆にハロー構造を特定するという手法をとった。

実験は理化学研究所の新加速器施設RIBFにある入射核破砕片分離装置BigRIPSを用いて行なわれた。本施設では超伝導リングサイクロトロンSRCとBigRIPSを組み合わせることにより世界最大強度の不安定核ビームを生成することができる。実験では、超伝導リングサイクロトロンから得られる $^{48}\text{Ca}$ ビームをベリリウム生成標的に入射させ、入射核破砕反応で生じる破砕片をBigRIPSにより分離した。BigRIPSで得られた二次ビームを鉛標的に入射させ、クーロン分解によって放出されるフラグメントを下流のZero Degree Spectrometer (ZDS)で検出した。

本実験で得られたクーロン分解断面積は、通常の原子核のクーロン分解断面積を大きく上回り、ソフトE1励起の寄与を考慮しなければ説明ができない。このことから $^{31}\text{Ne}$ 及び $^{22}\text{C}$ は新たな中性子ハロー核であると初めて特定した。さらに $^{31}\text{Ne}$ の場合、 $^{31}\text{Ne} + n$ のハロー構造を持ち、価中性子はs軌道又はp軌道にあると結論づけられ、従来の殻模型で予想される $f_{7/2}$ 軌道にはないことがわかった。

## 概要

### abstract

One-neutron removal cross section of  $^{31}\text{Ne}$  and two neutron-removal cross section of  $^{22}\text{C}$  on Pb and C targets were measured at about 230 MeV/nucleon at RIBF(RI-Beam Factory) at RIKEN. This experiment aims at extracting the inclusive Coulomb and nuclear breakup cross sections of these nuclei to see if these nuclei can involve halo structures. The enhancement of low-energy E1 strength, called "soft E1 excitation" is a unique property of halo nuclei. Hence, the enhancement of Coulomb breakup cross section can be used as a direct signal for halo structures. In addition, the analysis of Coulomb and nuclear breakup reaction suggests the configuration of halo nuclei. This measurement was made as one of experiments of "Day-One campaign" using  $^{48}\text{Ca}$  primary beam at 345 MeV/nucleon. The typical secondary-beam intensities of 5-10 cps were obtained both for  $^{22}\text{C}$  and  $^{31}\text{Ne}$ . The result indeed showed the significant enhancement of 1n(2n) removal Coulomb breakup cross sections for  $^{31}\text{Ne}(^{22}\text{C})$ . This result thus shows the occurrence of soft E1 excitations, which suggests the 1n and 2n halo structures for  $^{31}\text{Ne}$  and  $^{22}\text{C}$ , respectively. In  $^{31}\text{Ne}$ , shell melting is suggested using both nuclear and Coulomb breakup data.

# 目次

第1章	序論	1
第2章	実験手法	11
2.1	イクスクルーシブなクーロン分解反応	11
2.2	インクルーシブなクーロン分解反応	12
2.3	ハロー核のクーロン分解反応とインクルーシブな測定	13
2.4	軽標的を用いた核力分解とフラグメントの運動量分布	14
第3章	実験	16
3.1	生成標的、反応標的	16
3.2	一次ビーム	19
3.3	二次ビーム	19
3.4	入射核破砕片分離装置 BigRIPS	19
3.5	Zero Degree Spectrometer (ZDS)	20
3.6	プラスチックシンチレータ	21
3.7	平行平板雪崩検出器 (PPAC)	22
3.8	イオンチェンバー	22
3.9	$\gamma$ 線検出器 DALI2	22
3.10	トリガー回路	26
第4章	解析	27
4.1	PPACの解析	27
4.2	プラスチックシンチレータの解析	30
4.3	粒子識別の解析	31
4.4	アクセプタンスの解析	38
4.5	運動量分布の解析	40
第5章	結果	46
5.1	クーロン分解断面積	46
5.2	運動量分布	47
第6章	議論	49
6.1	$^{31}\text{Ne}$ に対する議論	49
6.2	$^{22}\text{C}$ に対する議論	53
第7章	まとめと展望	54

# 第1章 序論

原子核は中性子流体と陽子流体が“均等”に混ざった量子多体系として、マイヤー・イェンセンが提唱した殻模型でよく記述されてきた [1][2]。彼らは、核子自らが作る平均場ポテンシャルの概念にスピン・軌道相互作用を導入し、現象論的に魔法数の存在 (図 1.1) を説明した (図 1.2)。これより、核子はパウリの排他原理と核力の特性のために、原子核内では平均場のなかを自由に動いているという描像が成り立つことがわかった。即ち、独立粒子模型の成立である。以来、原子核の構造は殻模型をベースとして主に安定核を対象に研究された。

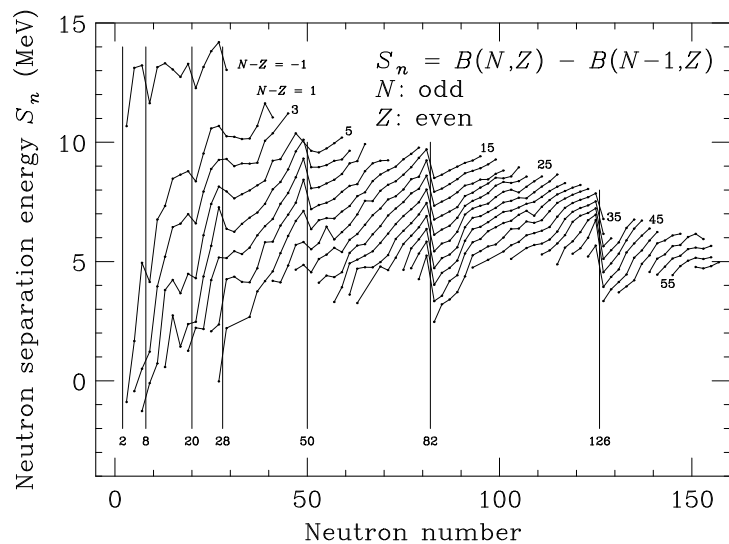


図 1.1: 中性子分離エネルギーの中性子依存性。特定の数字 (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...) のところで、中性子分離エネルギー  $S_n$  の値が大きく変わっており、魔法数の存在が示されている。

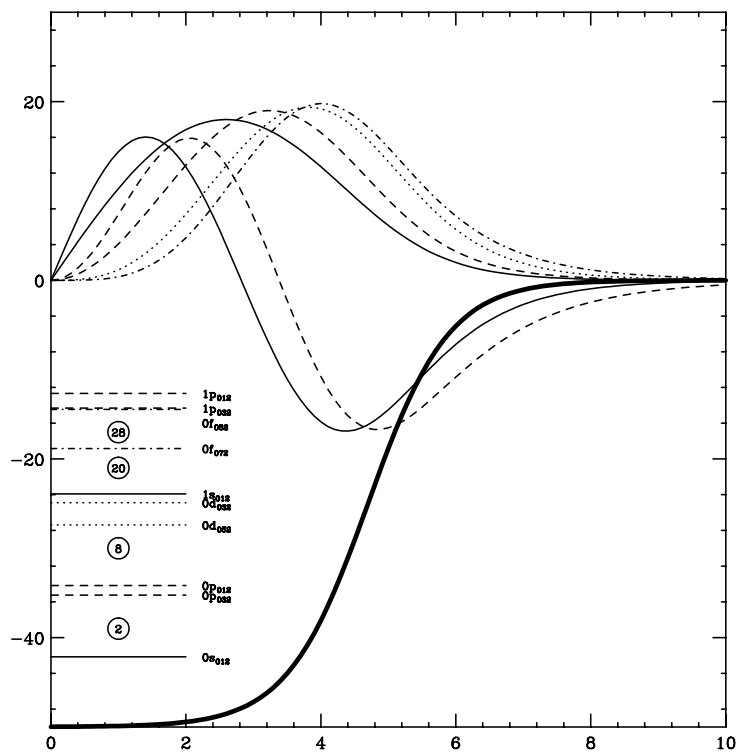


図 1.2: 魔法数成立を示す Woods-Saxon ポテンシャルに対する一粒子軌道の計算例。魔法数の成立は、このような簡単な計算コードによっても確かめることができる。スピン・軌道相互作用の導入によって、28 の魔法数が成り立つことがわかる。

しかし近年の重イオン加速器の発展により中性子数と陽子数が極端に異なるいわゆるエキゾチック核の研究が可能になると、既存の理論では説明できない特異な核構造や、未知の系統性が現れ始めた。ここでは特に、逆転の島領域 “island of inversion”、魔法数の消失、及びハロー構造について述べる。

従来の古典的な殻模型の範囲では説明することが出来ない  $^{32}\text{Mg}$  を中心とする周辺の領域 (図 1.3) は軌道の逆転現象が起きる島領域 “island of inversion” と呼ばれ、中性子過剰領域特有の性質が見られる領域として盛んに研究が行われてきた [4]。初めにその異常性が見つかったのは、Thibault らによる  $^{27-32}\text{Na}$  同位体の質量測定からである [5]。この結果では、中性子過剰な  $A \approx 32$  原子核の束縛エネルギーが予想よりも束縛していることが示された。続いて、Mg 同位体の質量測定から、 $^{31,32}\text{Mg}$  においても束縛エネルギーが大きくなる事が明らかになった。さらに、 $^{32}\text{Mg}$  の第一励起準位のエネルギーが 885 keV と低くなることかわかった [6]。これらの実験事実は、sd シェル ( $0\hbar\omega$ ) に加えて pf シェル ( $2\hbar\omega$ ) をモデルスペースに加えた殻模型で良く説明されるため、シェルの混合が生じ、 $np-nh$  の励起に起因する変形が束縛エネルギーを大きくしていると考えられた。

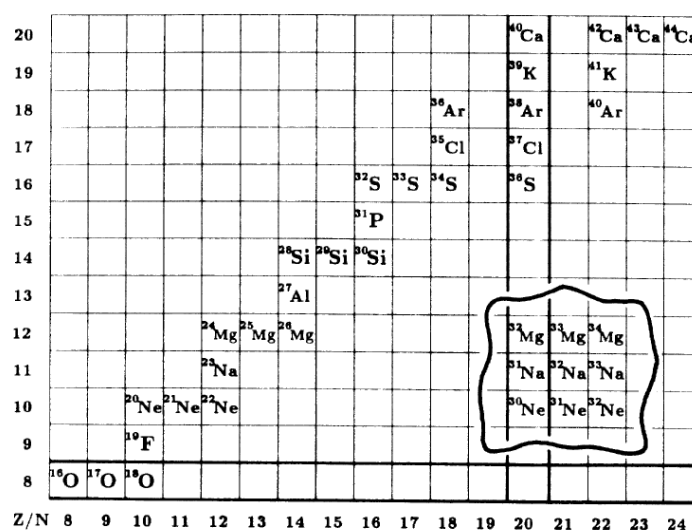


図 1.3: Thibault らによって予想された island of inversion の位置。  $^{32}\text{Na}$  を中心として殻模型が破れている領域が島のように分布している。

Island of inversion における sd, pf シェルの混合から、 $N = 20$  におけるシェルギャップの消失、即ち魔法数の消失が説明される。一般に魔法数とは陽子または中性子の 1 粒子軌道間のギャップが大きくなる時の核子数であり、その値は 2, 8, 20, 28, 50, 82, ... と続く。魔法数を持つ原子核は安定となり、その第一励起エネルギーは大きな値を示す。図 1.4 に示した偶々核の第一  $2^+$  励起エネルギーはおおよそ魔法数のところで大きな値となっていることがわかる。しかし、軽い中性子過剰領域に位置する原子核の第一  $2^+$  励起エネルギーは、必ずしも魔法数のところで大きくなる (図 1.5)。  $N = 20$  の第一  $2^+$  励起エネルギーは、island of inversion の核  $^{32}\text{Mg}$  のところで急激に小さくなり、魔法数の破れを示唆している。この魔法数の消失は、 $^{32}\text{Mg}$  のクーロン励起から求められた換算遷移確率  $B(E2)$  が他の  $N = 20$  の核に比べて大きくなることから確かめられた (図 1.6)[3]。これは sd シェルと pf シェルの大きな混合によるものであると示唆され、結果的に変形が起きている結論づけられた。さらにその後の研究から、 $N = 20$  の魔法数は  $^{32}\text{Mg}$  周辺の核では成り立たない事が示された。

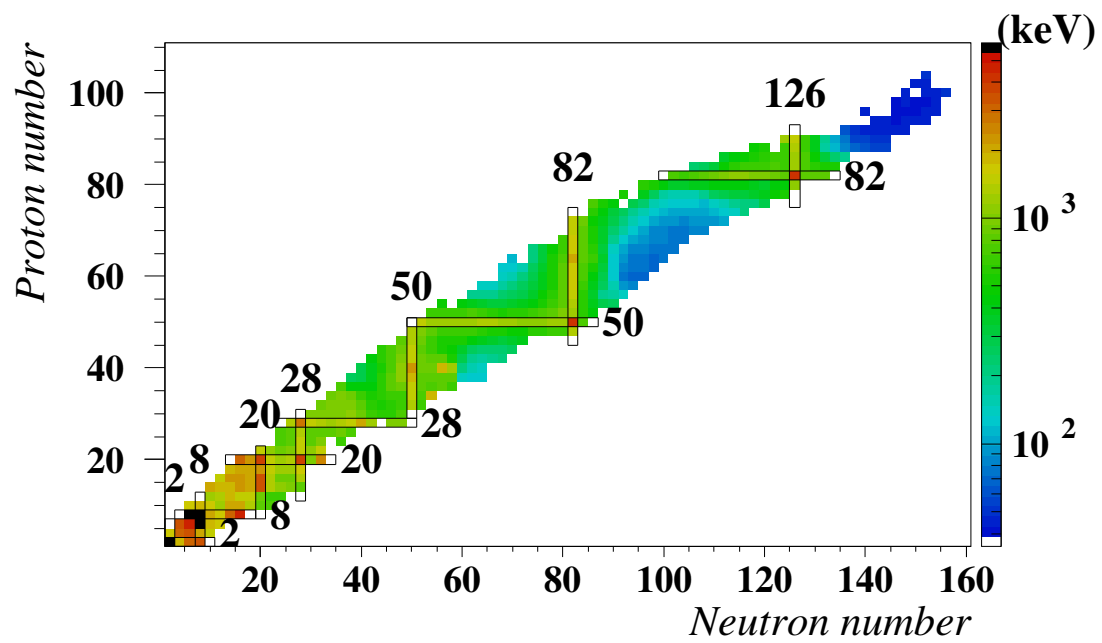


図 1.4: 偶々核における第一  $2^+$  励起準位のエネルギー  $E_x(2_1^+)$ 。魔法数のところで  $E_x(2_1^+)$  が高くなっていることがわかる。



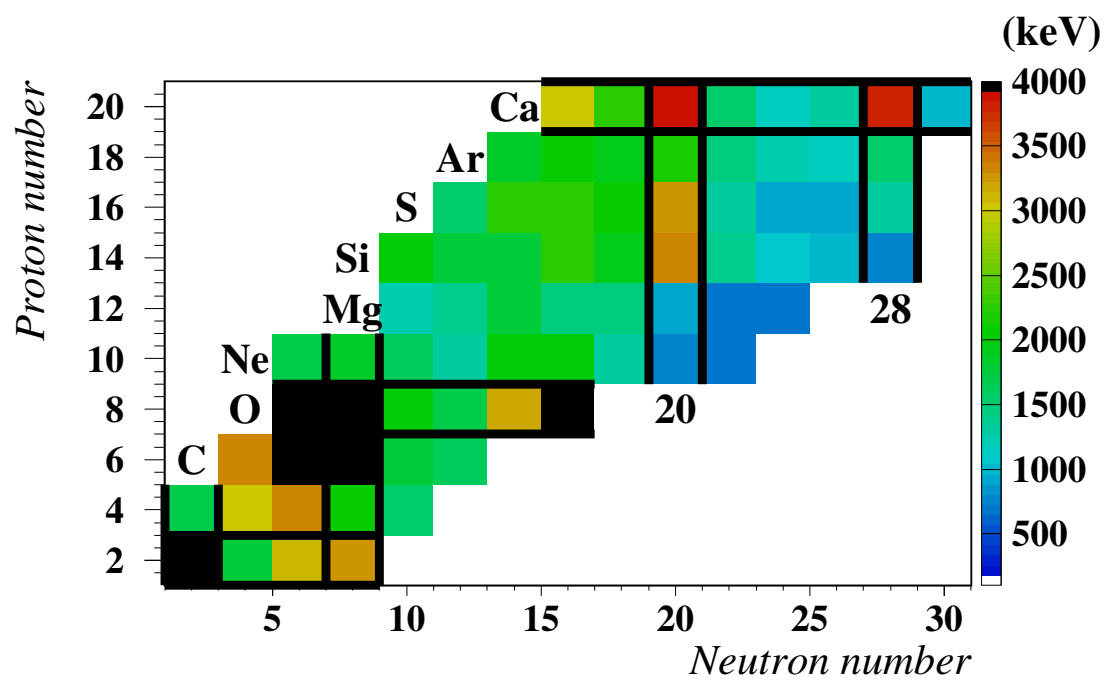


図 1.5: 偶々核における第一  $2^+$  励起準位のエネルギー  $E_x(2_1^+)$  (軽い領域)。中性子過剰領域で  $N = 20$  の魔法数が破れ、 $E_x(2_1^+)$  が近傍の核より小さくなっていることがわかる。

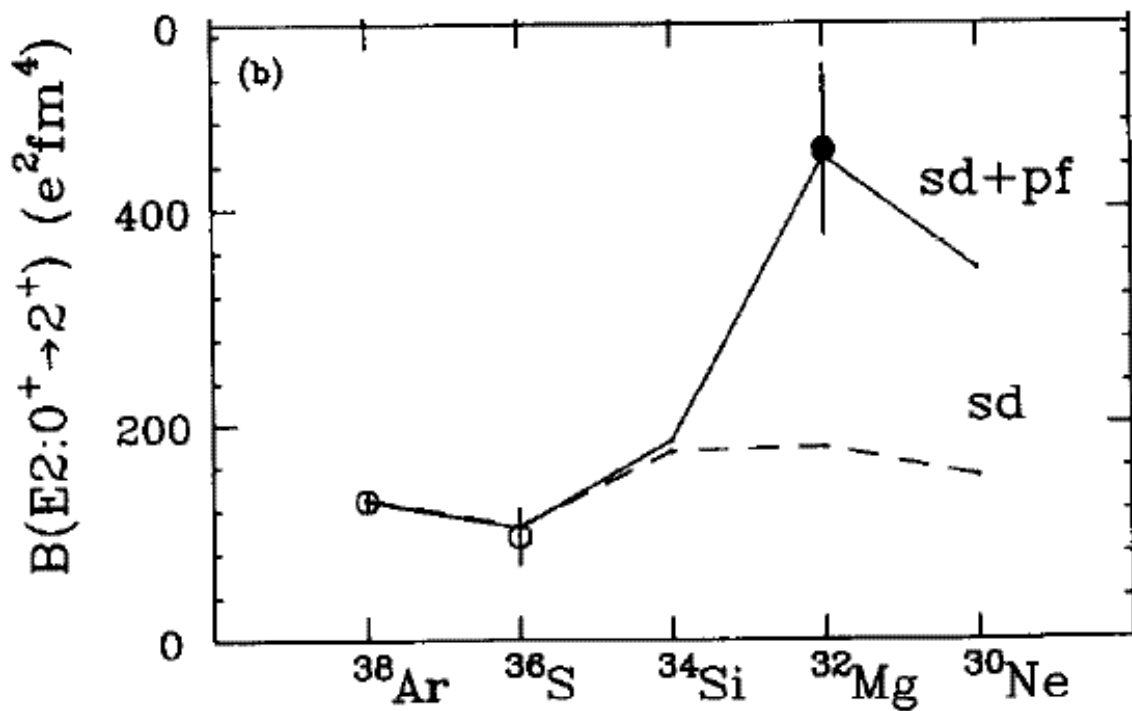


図 1.6:  $N = 20$  アイソトーンの  $B(E2)$  の値 [3]。 $^{32}\text{Mg}$  において増大しており、魔法数の破れを示している。実線、及び破線はそれぞれ sd+pf シェル、sd シェルをモデルスペースとしたシェルモデル計算。sd+pf シェルのシェルモデル計算が良く実験値を再現しており、sd, pf シェルの混合を示唆している。

次に中性子の束縛限界 (中性子ドリップライン) 近傍の弱束縛核で発見された、“中性子ハロー核”について述べる (図 1.7)。エキゾチック核の一種である中性子ハロー核では、1 - 2 個の中性子が核の平均ポテンシャルを感じない領域にまで浸み出して巨大原子核を形成し、2 フェルミ流体の均等性が崩れており、興味深い研究対象となっている。中性子ハロー核は、Tanihata らによる Li 同位体の系統的な全反応断面積の測定から発見された (図 1.8)[8]。即ち、断面積から得られた  $^{11}\text{Li}$  の平均自乗核半径は 2.37 fm となり、通常の核半径の系統的な値  $1.2A^{1/3}$  より 20 % 程度大きくなることがわかった。さらに、Kobayashi らによる分解反応後のコアフラグメントの運動量分布の測定では、通常の核破碎反応における運動量分布よりも狭い分布を持つ事がわかった [9]。これは言い替えば、Heisenberg の不確定性原理から、 $^{11}\text{Li}$  の中性子が空間的に広く分布していることを意味し、通常原子核密度のコアの周りを中性子が薄く”ハロー”のように分布するという 2 重構造を持つ原子核であることを示している。

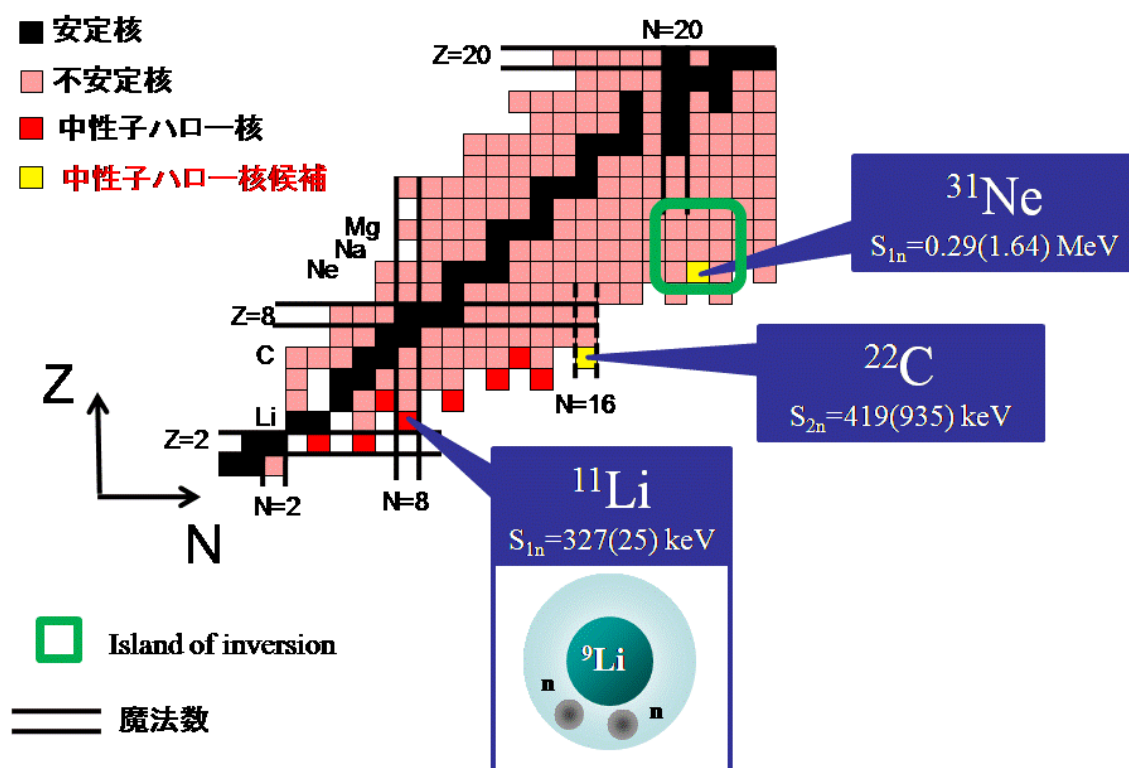


図 1.7: 核図表における中性子ハロー核

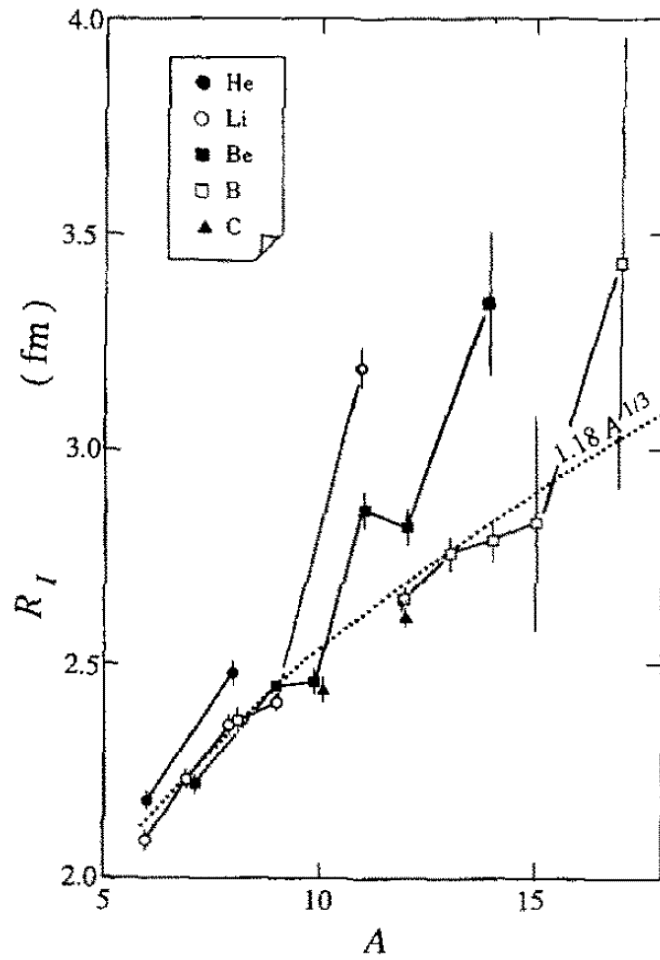


図 1.8: 反応断面積から求められた反応半径の系統性。 $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  で非常に大きな値となっていることがわかる。

さらに、中性子ハロー核はソフト E1 遷移励起と呼ばれる強い低励起双極子励起 (図 1.9) を引き起こす事が知られており、Nakamura らによって、その反応メカニズムとハロー構造が調べられてきた [11][12][14][13]。これらの研究では、クーロン分解反応と呼ばれる低励起の双極子遷移に敏感な反応が用いられた。これより、ハロー核の分解過程は、直接分解反応で良く記述できることがわかり、2 中性子ハロー核の場合、中性子間の相関によって 2 中性子が空間的に局在していることが示唆された。

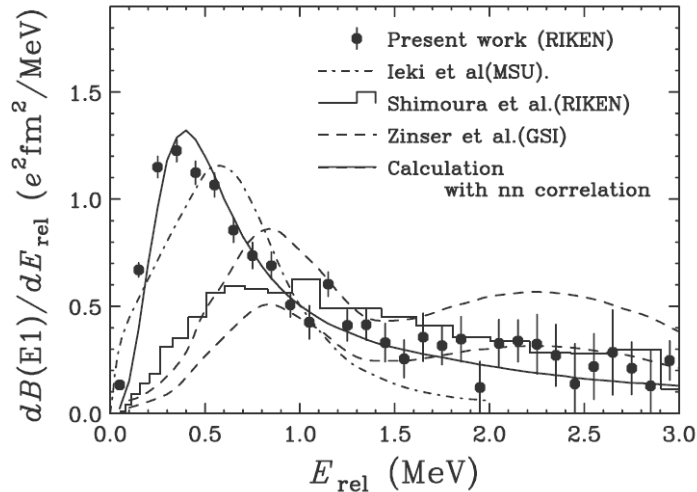


図 1.9:  $^{11}\text{Li}$  の E1 遷移確率。  $E_{rel} = 0.3$  MeV 付近にソフト E1 励起と呼ばれるハロー核特有の強い双極子遷移が見られる。

現在、こうした中性子過剰領域に至る核構造の新パラダイムを構築するため、大規模殻模型や第一原理計算に基づく核模型などの新理論の研究が盛んに行われているが、中性子ハロー核はこうした最先端の核構造模型を検証するための重要な量子多体システムとなっている。また、反応断面積や分解反応など、ダイナミックな意味でも安定核にはない性質を持っており、より詳細な微視的理解が求められている。このような重要性を持ちながら、これまで中性子ハロー核として特定されたのは  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$  など数種の軽い中性子過剰核のみで、 $^{19}\text{C}$  より重い核でのハロー構造は知られていなかった。本論文ではこれを超える領域での新ハロー核探索について述べる。

本研究では原子核のドリップラインに位置する中性子過剰核で中性子ハロー核の候補である  $^{22}\text{C}$  及び  $^{31}\text{Ne}$  のクーロン分解反応を行い、中性子ハロー構造の有無を探り、また新種のハロー構造の発見を目指した。中性子ハロー核はソフト E1 励起を引き起こし、その反応断面積は大きな値となる。本研究ではソフト E1 励起の断面積から、逆にハロー構造を特定するという手法をとった。

$^{31}\text{Ne}$  は "island of inversion" に位置していると予想されている。 $^{31}\text{Ne}$  がハロー核と確認されれば、変形したコアのまわりに中性子が薄く広がる新種のハロー構造を持つことが期待される。従って、未だよくわかっていない核変形とハロー構造の関連性が統一的に理解されると期待される。

$^{22}\text{C}$  は、よく知られたハロー核  $^{11}\text{Li}$  よりもさらに大きな半径を持つハロー核となる可能性が指摘されている。さらに 3 体ハロー核 ( $^{20}\text{C} + n + n$ ) であると予想され、 $^{11}\text{Li}$  で示唆されているダイニュートロン構造 (強相関 2 中性子系) が  $^{22}\text{C}$  ではより発達している可能性がある。本研究により、ハロー核と特定されれば、こうした特異構造の解明に大きな役割をはたすことが期待される。

本論文では、第 2 章でクーロン分解反応といった実験手法について述べる。第 3 章で実験施設の概要、及び実験のセットアップについて述べる。第 3 章で実験データの解析方法について述べる。第 4 章で解析から得た物理量を示す。第 5 章で得られた物理量の意味を議論する。第 6 章で本

論文のまとめと今後必要となる解析、及び実験といった展望について述べる。

## 第2章 実験手法

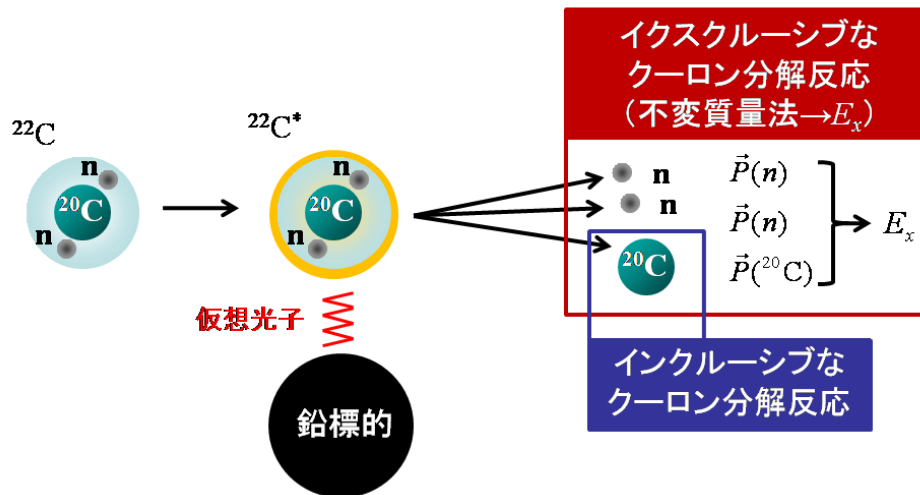


図 2.1: クーロン分解反応の概念図。ここでは、 $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n$  反応を例にとっている。光速の数 10% の速度を持つ  $^{22}\text{C}$  が Pb 標的に入射すると、強いクーロン力 (仮想光子) により励起され (クーロン励起)、さらに分解する。

### 2.1 イクスクルーシブなクーロン分解反応

E1 遷移強度分布を導出するための強力な手法として、イクスクルーシブなクーロン分解反応を用いる手法があげられる (図 2.1)。クーロン分解反応では鉛のような  $Z$  の大きな標的を選び、不安定核を入射させる。入射核は、標的核との電磁相互作用によってクーロン励起し、一時的な励起状態を経て分解する。分解して放出されるフラグメントと全ての中性子の運動量を測定すると、不変質量法から励起状態における質量と基底状態の質量差、即ち励起エネルギー  $E_x$  が導出できる。エネルギー微分断面積  $d\sigma(E1)/dE_x$  は E1 遷移強度分布  $dB(E1)/dE_x$  を用いて式 (2.1) で表される。

$$\frac{d\sigma(E1)}{dE_x} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.1)$$

ここで  $N_{E1}$  は仮想光子数であり電磁相互作用の強さを光子の数に置き換えたものである。実験的にエネルギー微分断面積  $d\sigma(E1)/dE_x$  を測定することにより、E1 遷移強度分布  $dB(E1)/dE_x$  が導出される。以上がイクスクルーシブなクーロン分解反応の手法である。式 (2.1) の値を計算すると図 2.2 のようになり、励起エネルギーに対して指数関数的に減少することがわかる。よって、実験で測定される  $d\sigma(E1)/dE_x$  は  $dB(E1)/dE_x$  の低励起エネルギーにおける遷移に敏感となる。し

かし、この手法は 100 cps 程度のビーム強度を必要とするため、収量の小さな不安定核には適用することが出来ない。

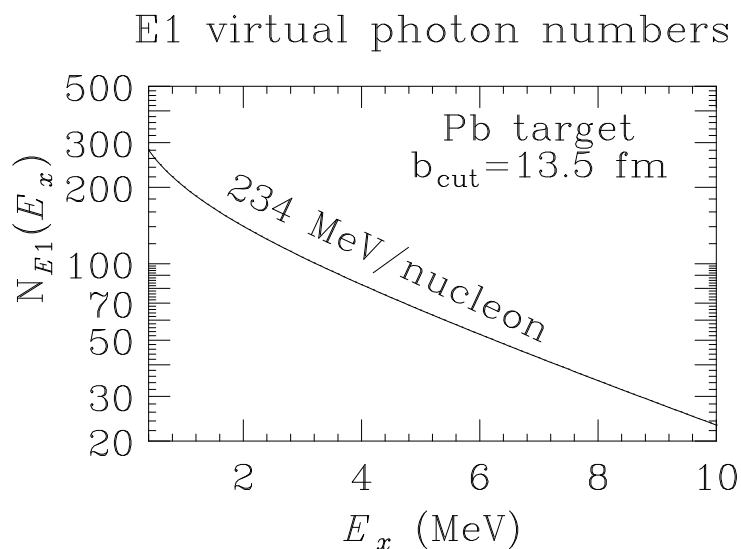


図 2.2: Pb 標的の場合の仮想光子数を励起エネルギー  $E_x$  の関数として表したもの。  $E_x$  が大きくなるに従い、指数関数的に減少することがわかる。

## 2.2 インクルーシブなクーロン分解反応

イクスクルーシブなクーロン分解反応に対して、中性子とのコインシデンスを取らずフラグメントのみを測定する手法がインクルーシブなクーロン分解反応の手法である。この測定では不変質量を組むことができないため、エネルギー微分断面積を導出することはできないが、収量が数 cps 程度でも実験可能な点が利点としてあげられる。この手法で得られる観測量は、式 (2.2) に示した積分断面積である。本実験ではこの手法を採用した。

$$\sigma(E1) = \int_{S_n}^{\infty} \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_x \quad (2.2)$$



## 2.3 ハロー核のクーロン分解反応とインクルーシブな測定

クーロン分解反応では、図 2.3 に示す通り E1 の仮想光子数が励起エネルギーに応じて指数関数的に減少するため、ハロー核の特徴であるソフト E1 励起が特に強調される。そのため、仮想光子数と E1 遷移確率の積は大きな値となる。一方この値を積分したものがクーロン分解断面積となるため、この断面積を測定することによってソフト E1 励起の有無を特定することができる。これは、Kobayashi らが  $^{11}\text{Li}$  に対して同様の実験を行っており、およそクーロン分解断面積が 0.5 barn 程度以上となるとハロー核であるといえる。

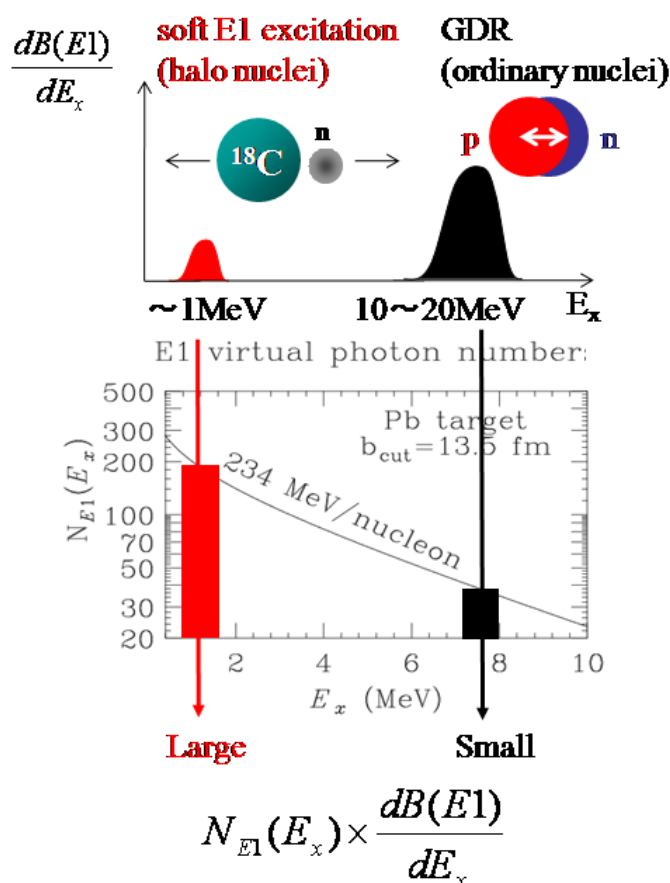


図 2.3: クーロン分解反応からハロー核を特定するための概念図。上図は E1 遷移強度分布を励起エネルギー  $E_x$  の関数としてスキマティックに表したものの。下図は E1 の仮想光子す卵を表す。通常、原子核は 10-20 MeV 程度の励起エネルギーにおいて巨大共鳴とよばれる E1 双極子遷移をすることが知られている。ハロー核ではこれに加え、低励起双極子遷移 (ソフト E1 励起) を引き起こす。一方、E1 の仮想光子は  $E_x$  に対して指数関数的に減少する。クーロン分解断面積は式 (2.2) のように  $dB(E1)/dE_x$  と仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  の積の積分で表されるため、ハロー核の場合、 $N_{E1}(E_x) \times \frac{dB(E1)}{dE_x}$  が大きな値となり、結果的にクーロン分解断面積が大きくなる。

## 2.4 軽標的を用いた核力分解とフラグメントの運動量分布

Kobayashiらは、 $^{11}\text{Li}$ の $^{12}\text{C}$ 標的による分解反応後の $^9\text{Li}$ フラグメントの横方向の運動量分布 $P_{\perp}$ を測定することによりハロー構造を決定した(図2.4)[9]。また、N. A. Orrらは縦方向の運動量分布 $P_{\parallel}$ の測定からも、ハロー構造を特定できることを示した(図2.5)[15]。どちらの測定からも、ハロー核の価中性子が空間的に広く拡がり、ハロー構造を形成していることが示された。本実験では縦方向の運動量分布 $P_{\parallel}$ の測定からその分布からハロー構造の探索を行い、さらに価中性子の軌道についての情報を引き出すことを試みた。フラグメント運動量分布を測定することによって、入射粒子静止系におけるフラグメント、及び中性子の運動量がわかるが、これは原子核内の核子の運動量、即ち一粒子軌道を特定することにつながる。

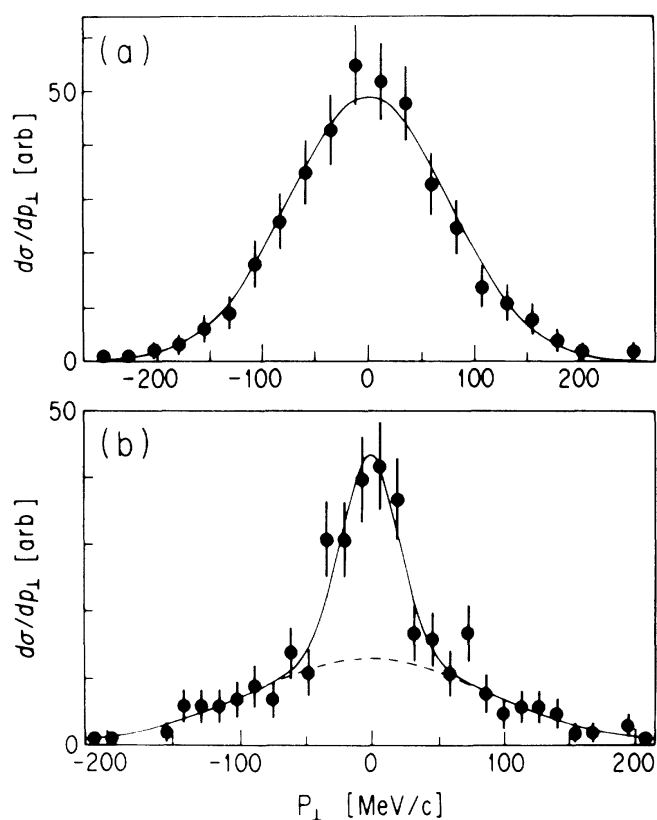


図 2.4: (a) が  $^8\text{He} + \text{C} \rightarrow ^6\text{He} + \text{X}$  反応における  $^6\text{He}$  の運動量分布。(b) が  $^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + \text{X}$  反応における  $^9\text{Li}$  フラグメントの垂直運動量分布。 $^6\text{He}$  に比べ、 $^9\text{Li}$  フラグメントの運動量分布が狭いことがわかる。運動量保存則、及び Heisenberg の不確定性原理から、 $^{11}\text{Li}$  核内で中性子が空間的に広く分布していることを示している。このことから、ハロー構造が示唆される。

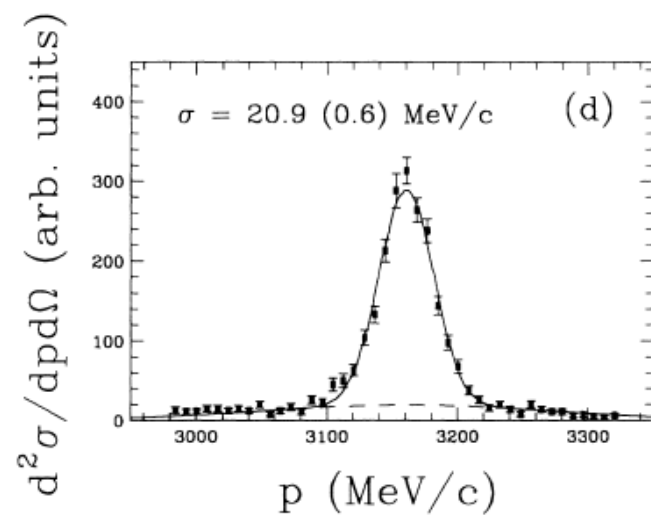


図 2.5:  $^{11}\text{Li} + ^8\text{Be} \rightarrow ^9\text{Li} + X$  反応における  $^9\text{Li}$  フラグメントの縦方向運動量分布。図 2.4 と同様に縦方向運動量分布も幅が狭くなり、ハロー構造の形成を示している。

## 第3章 実験

実験は理化学研究所の新加速器施設 RI ビームファクトリー (RIBF)[16] にある入射核破砕片分離装置 (BigRIPS)、及び Zero Degree Spectrometer (ZDS) を用いて行った (図 3.1)[17][18][19]。本施設では超伝導リングサイクロトロン SRC と BigRIPS を組み合わせることにより世界最大強度の不安定核ビームを生成することができる。実験では、SRC から得られる  $^{48}\text{Ca}$  ビームをベリリウム生成標的に入射させ、入射核破砕反応で生じるフラグメントを BigRIPS により分離した。BigRIPS で得られた二次ビームを反応標的に入射させ、分解反応によって放出される荷電粒子フラグメントを下流の ZDS で検出した。本実験の反応前後で検出した不安定核、即ち測定チャンネルを表 3.1 に示す。

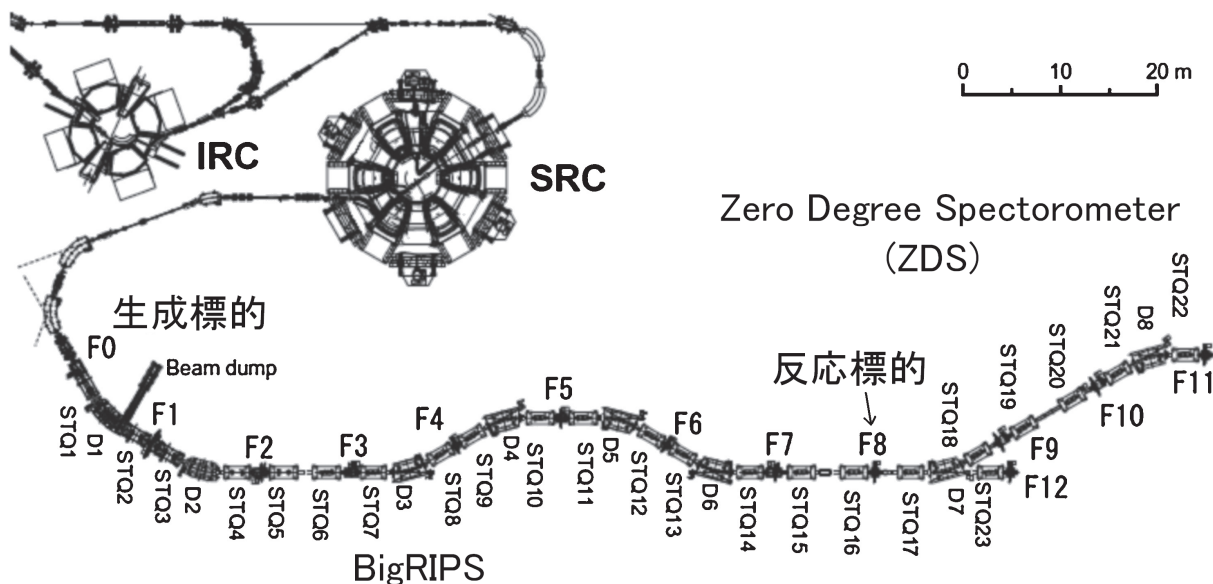


図 3.1: RI ビームファクトリー (RIBF) 概観図。RIBF は超伝導リングサイクロトロン SRC を主加速器とし、 $^{238}\text{U}$  までのビームを 350 MeV まで加速できる。生成された一次ビームは F0 に配置された生成標的に入射され破砕反応後の破砕片を入射核破砕片分離装置 (BigRIPS) において核種に応じて分離する。これにより世界最大強度の不安定核ビームを生成することができる。さらに F8 に配置した反応標的を用いて実験を行い、下流の ZDS で反応後粒子を識別する。

### 3.1 生成標的、反応標的

生成標的、及び反応標的の位置といった基本的な実験の設定情報を表 3.2 に、測定チャンネルごとの標的厚を表 3.3 に示す。大強度ビームによる熱負荷を抑えるため、水冷却機構を備えた回転標的を生成標的として用いた [20][21]。

入射核 (二次ビーム)	出射核 (フラグメント)	反応
$^{31}\text{Ne}$	$^{30}\text{Ne}$	1 中性子分離反応
$^{22}\text{C}$	$^{20}\text{C}$	2 中性子分離反応
$^{20}\text{C}$	$^{19}\text{C}$	1 中性子分離反応
$^{20}\text{C}$	$^{18}\text{C}$	2 中性子分離反応
$^{19}\text{C}$	$^{18}\text{C}$	1 中性子分離反応

表 3.1: 測定したチャンネル。本実験の主目的は  $^{31}\text{Ne}$ 、及び  $^{22}\text{C}$  ビームを用いた中性子分離反応のクーロン分解断面積測定と運動量分布測定であるが、 $^{20}\text{C}$  ビームを用いた中性子分離チャンネルの測定も合わせて行った。リファレンスとして、 $^{19}\text{C}$  ビームを用いた測定を行った。

	生成標的	反応標的
標的位置 (オプティクス)	F0 (achromatic)	F8 (achromatic)
標的物質	Be	Pb, C, Empty
設置方法	回転標的	固定標的
形状	図 3.2参照	円形 (半径 15 mm)

表 3.2: 生成、反応標的の位置、元素等。生成標的は大強度のビームが入射し、発熱するため、冷却機構を備えた回転標的を用いた。

測定チャンネル	ベリリウム生成標的	鉛反応標的	炭素反応標的
$^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	2.76 g/cm <sup>2</sup>	3.37 g/cm <sup>2</sup>	2.54 g/cm <sup>2</sup>
$^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$			
$^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$			
$^{20}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	3.62 g/cm <sup>2</sup>	6.74 g/cm <sup>2</sup>	4.02 g/cm <sup>2</sup>
$^{19}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$			

表 3.3: 生成、反応標的の厚さ。これらの厚さはバックグラウンド、及び収量を考慮し、LISE++を用いて最適化された。

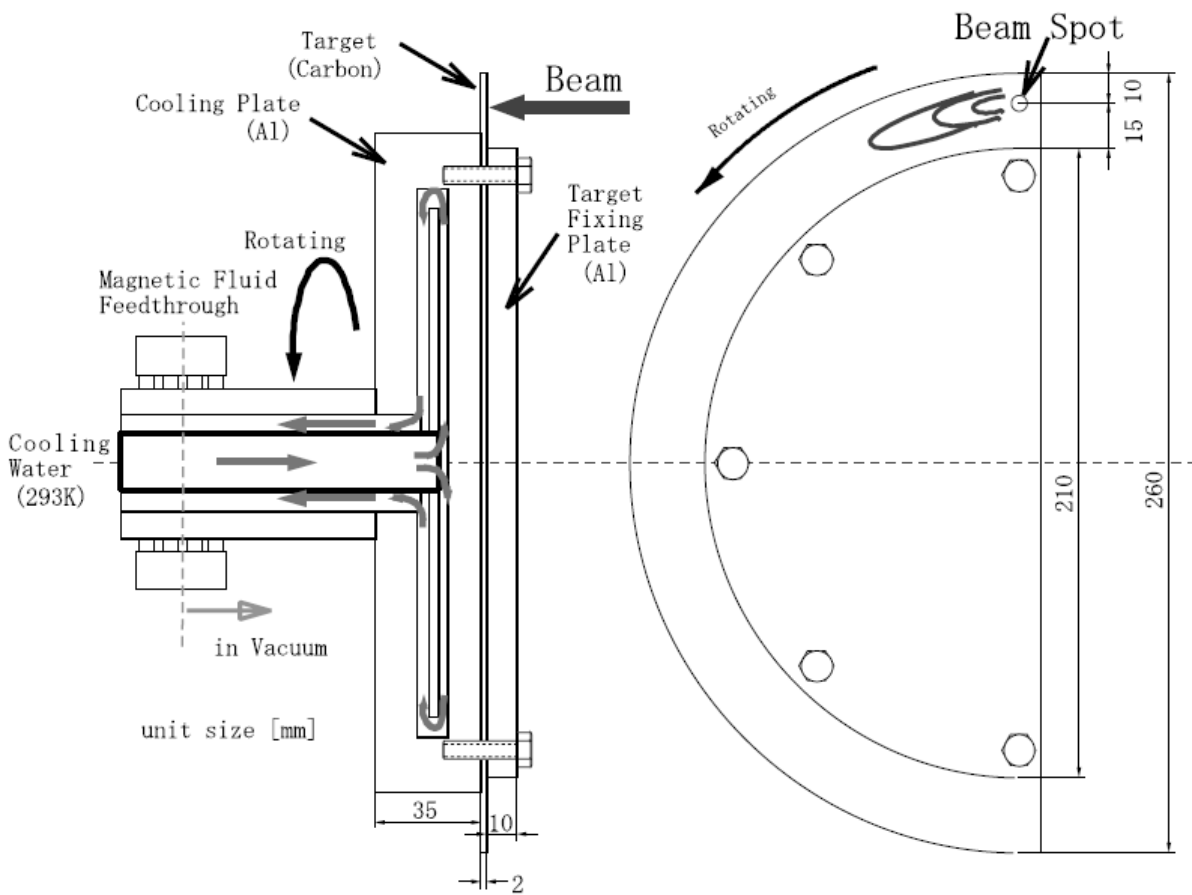


図 3.2: 回転生成標的の概観図。大強度ビームの熱負荷に耐えるために、水冷却機構を備えている。

## 3.2 一次ビーム

生成標的に入射させる一次ビームとして、超伝導リングサイクロトロン SRC で加速させた 345 MeV/u の  $^{48}\text{Ca}$  ビームを用いた。ビーム強度は平均しておよそ 60 pA 程度であった。

## 3.3 二次ビーム

生成標的で入射核破砕反応によって生成されるフラグメントは、下流の破砕片分離装置 BigRIPS において核種に応じて分離、粒子識別された。分離されたフラグメントが二次ビームである。核種の分離は、派原子核の磁気硬度とエネルギー減衰版におけるエネルギー損失の違いにより実現される。さらに粒子識別は後述する BigRIPS 標準の検出器によって event by event に行われた。表 3.4 に二次ビームのプロパティをまとめた。

二次ビーム核種	$^{31}\text{Ne}$	$^{22}\text{C}$	$^{20}\text{C}$	$^{19}\text{C}$
鉛標的中心でのエネルギー	234 MeV/u	240 MeV/u	241 MeV/u	242 MeV/u
炭素標的中心でのエネルギー	230 MeV/u	239 MeV/u	240 MeV/u	242 MeV/u
$^{48}\text{Ca}$ ビーム強度	~ 60 pA	~ 60 pA	~ 4 pA	~ 6 pA
二次ビーム強度	~ 5cps	~ 6cps	~1 kcps	~0.5 kcps

表 3.4: 二次ビームのプロパティ。二次ビームのそれぞれに対して、標的中でのエネルギーが同程度になるように磁場設定、標的厚が決定された。 $^{20}\text{C}$ ,  $^{19}\text{C}$  のランでは、アテネータが入っているため、一次ビーム強度が弱くなっている。

## 3.4 入射核破砕片分離装置 BigRIPS

BigRIPS では実験対象となる核種を分離するため、その核種がビームラインの中心軌道を通るように双極子磁石の磁場の値を設定する。しかし磁場によるローレンツ力のみで分離を行おうとすると、質量と電荷の比  $A/Z$  が等しい粒子は同じ軌道を通るため分離できない。これは、破砕反応によって生じるフラグメントの核子当たりの運動量  $p$  は核種に依らずほぼ同じとなるため、同じ  $A/Z$  を持った粒子の曲がりにくさ (磁気硬度  $= (A/Z)p$ ) も等しくなるということに因る。そこで、ビームラインの途中にエネルギー減衰版を置き、粒子のエネルギーを  $Z$  に応じて落としてから、磁場による再分離を行う。これにより、粒子の  $A/Z$  と  $Z$  に応じてセレクションをかけることができ、粒子を分離することができる。ただし、破砕反応によって生じるフラグメントの運動量、及び放出角度は広がりを持つため、同じ核種が、運動量、及び放出角度に依らずビームライン上のある場所で一点に集まらなければ、ビームとして使うことは出来ない。角度、及び運動量に依らず一点に集められた焦点面は achromatic focal plane と呼ばれ、イオン光学の手法によって実現される。実験で使用した BigRIPS の設定を表 3.5 に示す。

BigRIPS では粒子の分離と同時にビームライン上の各焦点面に配置した検出器によってフラグメントの粒子識別を行う。粒子識別には、粒子の Time of Flight (TOF)、エネルギー損失  $\Delta E$ 、及び dispersive focal plane における位置の情報 ( $\Delta x$ ) を用いる。dispersive focal plane とは、粒子の運動量に応じて、位置が分布する焦点面ことである。もし粒子の速度が全て同じならば、TOF と  $\Delta E$  のみから粒子識別が可能であるが、破砕反応で生成されたフラグメントは運動量分布に広がりを持つため、TOF と  $\Delta E$  だけでは粒子識別できず、運動量の情報も必要となる。そこで、dispersive

focal plane における位置を測定し、運動量を導出し、粒子識別を行う。実験で用いた検出器を表 3.6 にまとめる。それぞれの検出器の詳細については後述する。

二次ビーム核種	$^{31}\text{Ne}$	$^{22}\text{C}$	$^{20}\text{C}$	$^{19}\text{C}$
$B\rho 1$	8.200 Tm	9.400 Tm	8.400 Tm	8.591 Tm
$B\rho 6$	7.531 Tm	8.954 Tm	8.199 Tm	7.825 Tm
F1 アルミニウムウェッジ	14.78 mm	14.78 mm	14.78 mm	14.78 mm
F5 アルミニウムウェッジ	-	-	-	7.99 mm

表 3.5: BigRIPS の設定。 $B\rho n$  はビームライン上における  $n$  番目の双極子磁石の  $B\rho$  値を表す。ここで、 $B\rho$  は磁場  $B$  と軌道粒子  $\rho$  の積であり、通過する粒子に対する磁場の強さを表す。アルミニウムウェッジは粒子のエネルギーを落とし粒子の分離を良くするためのものである。

二次ビーム核種	$^{31}\text{Ne}$	$^{19,20,22}\text{C}$
F3 プラスチックシンチレータ		
F5 プラスチックシンチレータ		
F7 プラスチックシンチレータ		
F8 プラスチックシンチレータ		-
F3 PPAC		
F5 PPAC		
F7 PPAC		
F8 PPAC		
F7 イオンチェンバー		-

表 3.6: BigRIPS の検出器。それぞれの検出器については後述する。 $^{19,20,22}\text{C}$  のランで F8 プラスチックシンチレータ、及び F7 イオンチェンバーを用いていないのは、バックグラウンドを減らすためである。

### 3.5 Zero Degree Spectorometer (ZDS)

ZDS では、反応標的での分解反応によって放出されるフラグメントの粒子識別を行った。双極子磁石の磁場は、測定対象となるフラグメントの磁気硬度に合わせて設定した。粒子識別は BigRIPS と同様の検出器及び、手法を用いた。ZDS の設定を表 3.7 に、用いた検出器を表 3.8 にまとめる。それぞれの検出器の詳細については後述する。



反応	D7 磁場
$^{31}\text{Ne} + \text{Pb} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	6.781 Tm
$^{31}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	6.653 Tm
$^{31}\text{Ne} + \text{Empty} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	7.175 Tm
$^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C}$	7.687 Tm
$^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$	7.670 Tm
$^{22}\text{C} + \text{Empty} \rightarrow ^{20}\text{C}$	8.131 Tm
$^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{19}\text{C}$	7.285 Tm
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$	7.268 Tm
$^{20}\text{C} + \text{Empty} \rightarrow ^{19}\text{C}$	7.731 Tm
$^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$	6.886 Tm
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	6.868 Tm
$^{20}\text{C} + \text{Empty} \rightarrow ^{18}\text{C}$	7.321 Tm
$^{19}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$	6.916 Tm
$^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	6.894 Tm
$^{19}\text{C} + \text{Empty} \rightarrow ^{18}\text{C}$	7.363 Tm

表 3.7: ZDS の設定。それぞれの測定チャンネルに応じて磁場設定を変更した。これは、標的内におけるエネルギー損失が異なるため、測定したいフラグメントが中心軌道を通るようにすることを目的としている。

二次ビーム核種	$^{31}\text{Ne}, ^{19,20,22}\text{C}$
F11 プラスチックシンチレータ	
F9 PPAC	
F10 PPAC	
F11 PPAC	
F11 イオンチェンバー	

表 3.8: ZDS の検出器。これらの検出器は粒子識別を行うためのものであり、すべての測定チャンネルにおいて使用した。それぞれの検出器については後述する。

### 3.6 プラスチックシンチレータ

BigRIPS 及び ZDS におけるプラスチックシンチレータは、粒子の Time of Flight および  $\Delta E$  を測定するための検出器である。左右の光電子増倍管 (PMT) でライトアウトプットを検出する両読タイプのもを使用している。表 3.9 に本実験で用いたプラスチックシンチレータについての情報をまとめた。本実験では、 $^{19,20,22}\text{C}$  に対する PPAC の検出効率と、イオンチェンバーの分解能が低いために、F5 のプラスチックシンチレータを位置検出器として、F7 のプラスチックシンチレータを  $\Delta E$  検出器としても用いた。F5 のプラスチックシンチレータを位置検出器として使用できるのは、本プラスチックシンチレータが左右両読タイプのもであり、左右の PMT のシグナルの時間差から、光った位置を特定することが出来るからである。

焦点面	オプティクス	厚さ	大きさ (縦 x 横)
F3	achromatic	1 mm	90 mm x 100 mm
F5	dispersive	1 mm	100 mm x 240 mm
F7	achromatic	3 mm	100 mm x 240 mm
F8	achromatic	1 mm	90 mm x 100 mm
F11	achromatic	1 mm	90 mm x 100 mm

表 3.9: プラスチックシンチレータについての情報。それぞれの焦点面のオプティクスにあわせて、2つの大きさのPPACが配置された。即ち、ビームが広がりを持つような場所には大きな有感面積をもつPPACを配置した。F7のプラスチックでは  $\Delta E$  も測定するため、厚いプラスチックシンチレータを配置した。

### 3.7 平行平板雪崩検出器 (PPAC)

PPACは荷電粒子用の位置検出するガス検出器である。1つのPPACは3枚の電極から構成され、1枚の陽極の前後にXの位置を検出する陰極とYの位置を検出する陰極が1枚ずつある(3.3)[22]。1枚の陰極は、2.40 mm幅のストリップを持ち、その間隔は0.15 mmである。それぞれのストリップはdelay-lineでつながっており、delay-lineの両端から2本のリードアウト信号が出力される。2本のリードアウト信号の時間差は、鳴ったストリップの位置におおよそ比例するため、1枚の陰極からX又はY方向の位置が測定される。よって、1つのPPACからX, Yの位置が検出される。リードアウト信号は陰極1面に対して2本あり、陽極からのリードアウト信号が1本あるため、1つのPPACは5本のリードアウト信号を持つ。一般にPPACの位置分解能はFWHMで1 mm程度である。本実験では、2つのPPACを1つの筐体に収めたもの(Double-PPAC)を用いた。これにより高い検出効率を得られる。F4, F6を除く1つの焦点面には、Double-PPACが2つインストールされた。表3.10に本実験で用いたPPACについての情報をまとめた。

### 3.8 イオンチェンバー

イオンチェンバーは、荷電粒子のエネルギー損失 $\Delta E$ を測定するガス検出器である[23]。炭素同位体に対する検出効率が低いため、 $^{19,20,22}\text{C}$ のランではF7のイオンチェンバーは用いなかった。

### 3.9 $\gamma$ 線検出器 DALI2

DALI2[24]では反応標的中で生成される励起状態の核が脱励起時に放出する $\gamma$ 線を検出する。DALI2は17層、182個のNaI(Tl)検出器から成り、1つのNaI(Tl)検出器は $40 \times 80 \times 160\text{mm}^3$ のNaI(Tl)結晶に直径38 mmの光電子増倍管を結合したものである。NaI(Tl)検出器固有のエネルギー分解能は662 keV( $^{137}\text{Cs}$ )の $\gamma$ 線に対して8–9%である。図3.4にDALI2の概観図を示す。

焦点面	オプティクス	位置	有感面積 (縦 x 横)
F3	achromatic	上流	150 mm x 150 mm
		下流	150 mm x 240 mm
F5	dispersive	上流	150 mm x 240 mm
		下流	150 mm x 240 mm
F7	achromatic	上流	150 mm x 240 mm
		下流	150 mm x 150 mm
F8	achromatic	上流	150 mm x 240 mm
		下流	150 mm x 150 mm
F9	achromatic	上流	150 mm x 240 mm
		下流	150 mm x 240 mm
F10	achromatic	上流	150 mm x 240 mm
		下流	150 mm x 240 mm
F11	achromatic	上流	150 mm x 240 mm
		下流	150 mm x 240 mm

表 3.10: PPAC についての情報。それぞれの焦点面のオプティクスにあわせて、2つの種類のPPACが配置された。即ち、ビームが広がりを持つような場所には大きな有感面積をもつPPACを配置した。

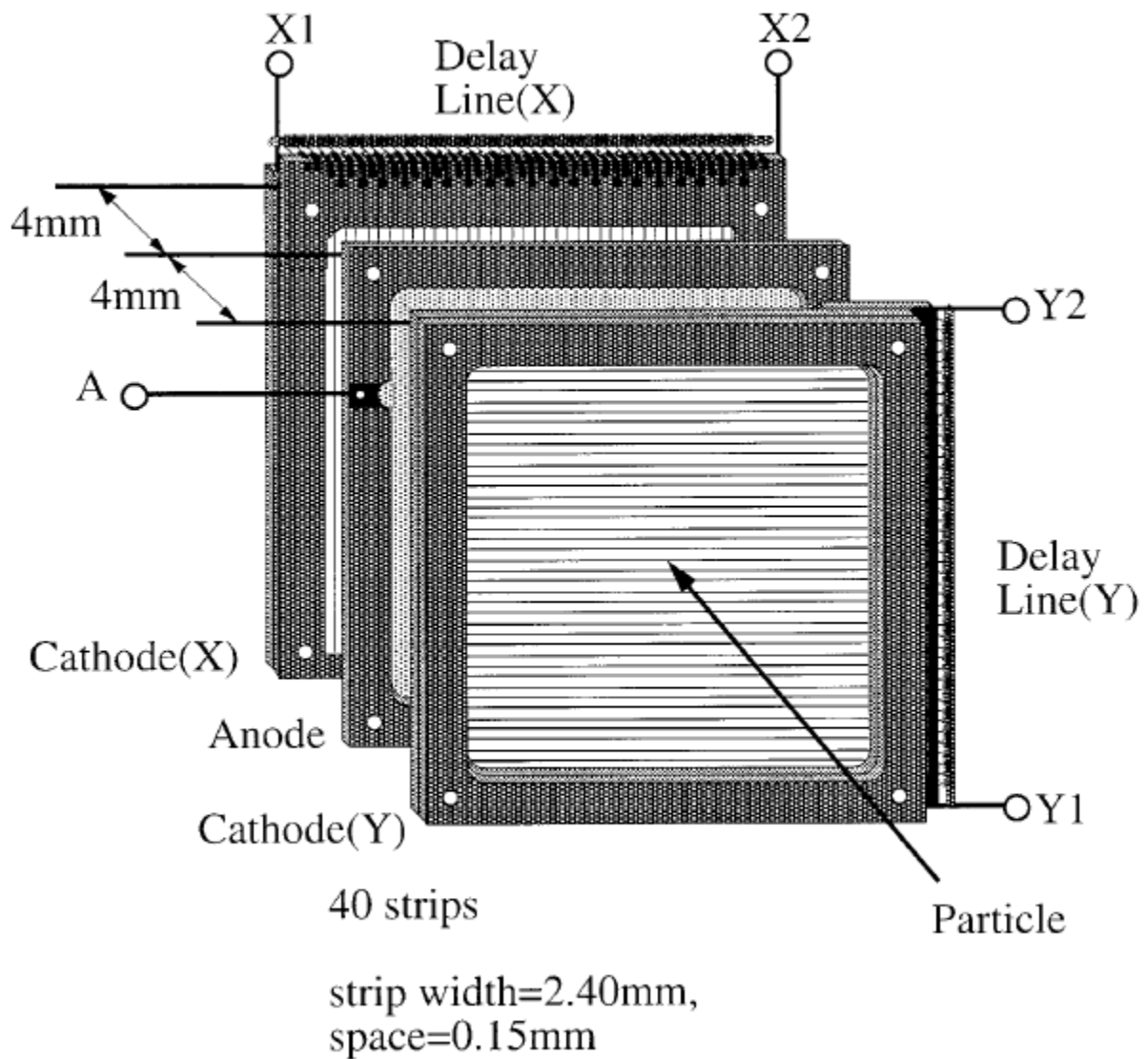


図 3.3: PPAC の構造。1 つの PPAC は 3 枚の電極から構成され、1 枚の陽極の前後に X の位置を検出する陰極と Y の位置を検出する陰極が 1 枚ずつある。1 枚の陰極は、2.40 mm 幅のストリップを持ち、その間隔は 0.15 mm である。それぞれのストリップは delay-line でつながっており、delay-line の両端から 2 本のリードアウト信号が出力される。この信号の時間差から位置情報が得られる。

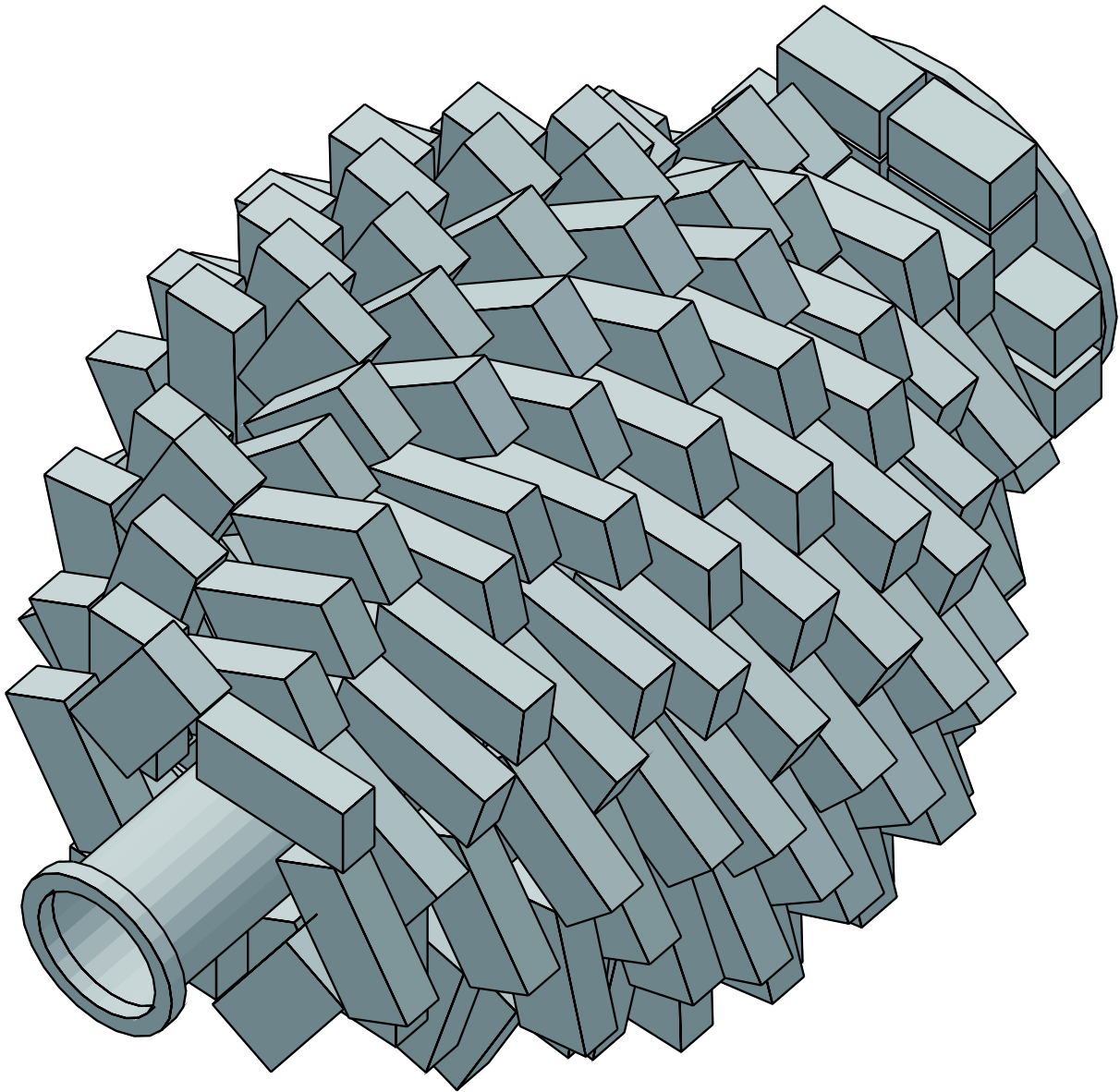
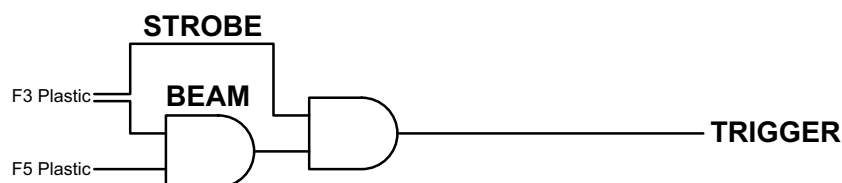


図 3.4: DALI2 概観図。17 層、182 個の NaI(Tl) 検出器から成り、1 つの NaI(Tl) 検出器は  $40 \times 80 \times 160\text{mm}^3$  の NaI(Tl) 結晶に直径 38 mm の光電子増倍管を結合したものである。

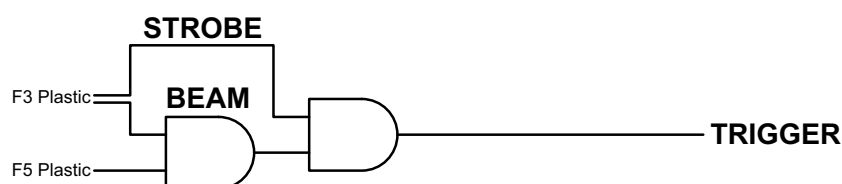
### 3.10 トリガー回路

$^{31}\text{Ne}$ ,  $^{22,20,19}\text{C}$  ビームを用いた測定におけるトリガー回路を図 3.5 に示す。 $^{31}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{C}$  の設定では二次ビーム強度が弱いため、BEAM トリガーをマスタートリガーとした。一方、 $^{20,19}\text{C}$  の設定では二次ビーム強度が強いため、ZDS トリガーと 50 分の 1 に Down Scale させた BEAM トリガー (DS-BEAM トリガー) との OR を取ったものをマスタートリガーとした。ZDS Trigger は標的の下流に粒子が来たときのトリガーであるため、このマスタートリガーでは反応が起きたときのイベントを必ず取得できる。DS-BEAM トリガーを混ぜる理由は、標的に入射した粒子の数を知らるためである。

#### $^{31}\text{Ne}$ beam setup: BEAM Trigger



#### $^{22}\text{C}$ beam setup: BEAM Trigger



#### $^{20,19}\text{C}$ beam setup: BEAM(DS) $\cap$ ZDS Trigger

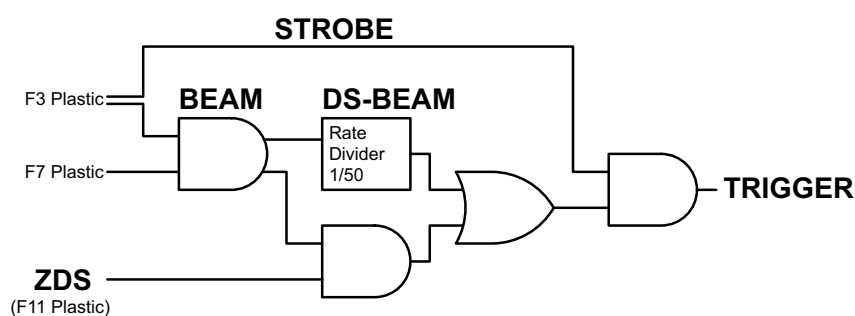


図 3.5: トリガー回路。F3, F5, F7, F11 plastic とあるのは、各プラスチックシンチレータの左右の PMT の信号を足しあわせたものが、ディスクリレベルを越えたときに出力される信号である。

## 第4章 解析

### 4.1 PPACの解析

解析において、F8 PPACのXY位置からは標的での粒子入射位置を、F9 PPACのX位置からは粒子の運動量分布を導出した。例として、 $^{31}\text{Ne} + \text{Pb} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$ の反応における標的での位置と角度分布を図4.1に、F9の位置分布を図4.2に示す。ただし、トリガーはBEAMTトリガーとし、 $^{31}\text{Ne}$ のイベントのみを選んでプロットしている。

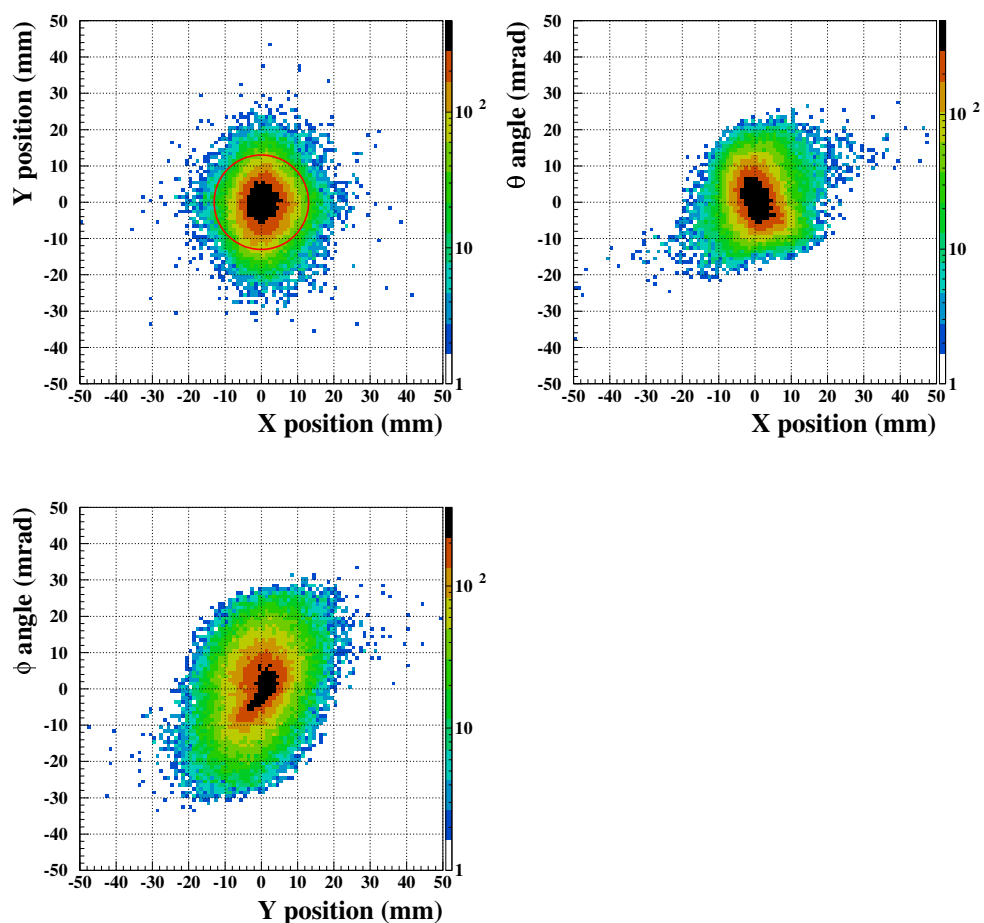


図 4.1: 標的における  $^{31}\text{Ne}$  の位置と位置 vs 角度の相関。BEAMT トリガーとし、 $^{31}\text{Ne}$  のイベントのみをプロットした。標的の半径は 15 mm であるため、赤い円 ( $r < 13$  mm) 内のイベントのみを解析した。

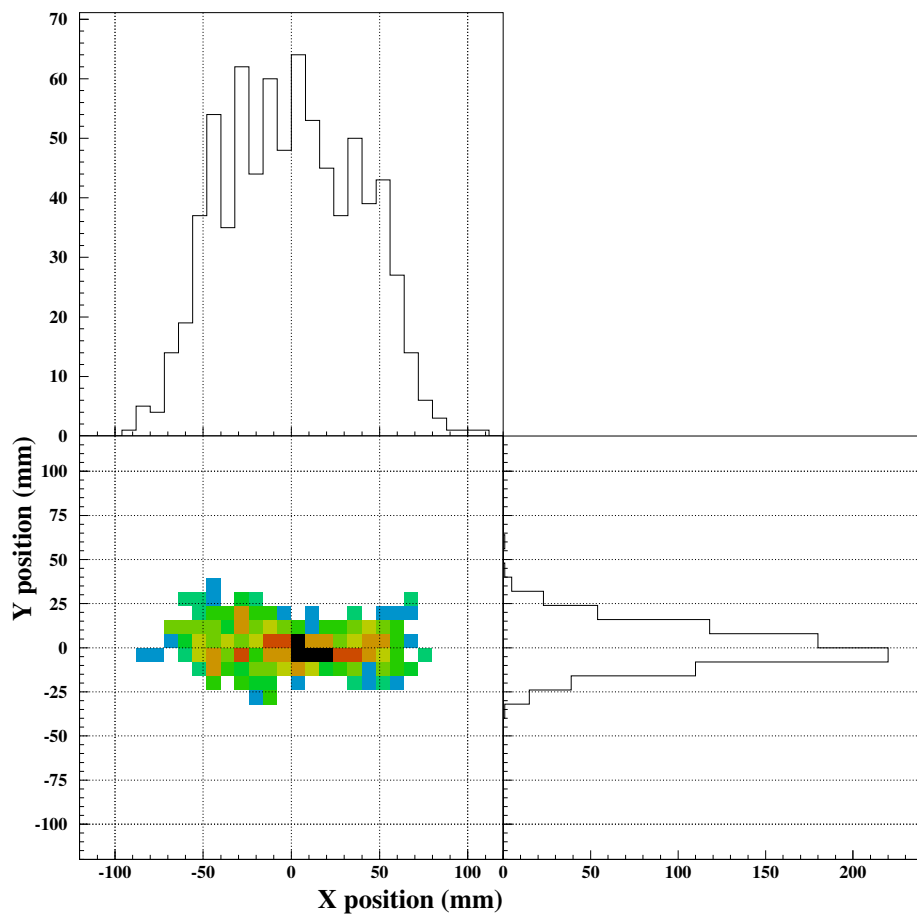


図 4.2: F9 PPAC における  $^{31}\text{Ne}$  の位置と X,Y への投影。BEAMT トリガーとし、 $^{31}\text{Ne}$  のイベントのみをプロットした。F9 PPAC は dispersive focal plane であるため、ビームが X 方向に広がっている。



PPAC の位置情報は delay-line 両端の信号の時間差から導出しているが、この信号の和は TOF に対応するもので、一定になるはずである。この時間の和をプロットしたものが、図 4.3 である。ピークから離れた部分はバックグラウンドと考えられるため、矢印のところを示す領域を選択して解析をした。

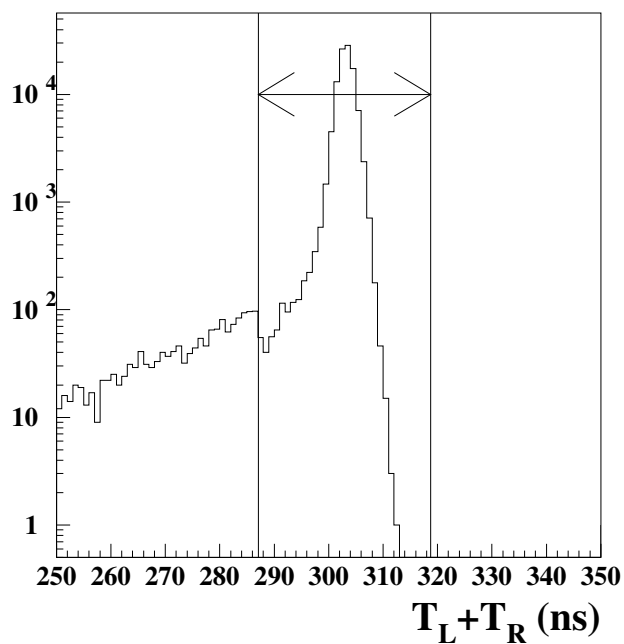


図 4.3: F8 PPAC 最上流 X 面の信号の時間と。矢印の部分 ( $287 \text{ ns} < T_L + T_R < 319 \text{ ns}$ ) にゲートをかけ、このイベントを解析した。

## 4.2 プラスチックシンチレータの解析

焦点面 F5 は dispersive focal plane であるため、X 方向の位置は粒子の運動量に比例する。解析では、プラスチックシンチレータの左右の PMT 信号の時間差から、位置を特定し、ここから運動量を導出した。これは PPAC の方が位置分解能は高いが、検出効率が低いため、プラスチックにより位置を導出した。プラスチックシンチレータの時間差から位置情報を得るために、F5 PPAC の X の情報を用いて校正を行った。図 4.4 に PPAC における X とプラスチックシンチレータの相関である。PPAC の X を基準としてプラスチックシンチレータの校正を行った。図 4.5 は、PPAC の X と Plastic から導出した X の差を取ったものである。PPAC の分解能を 1 mm (FWHM) とすると、Plastic の位置分解能は 8 mm (FWHM) となる。

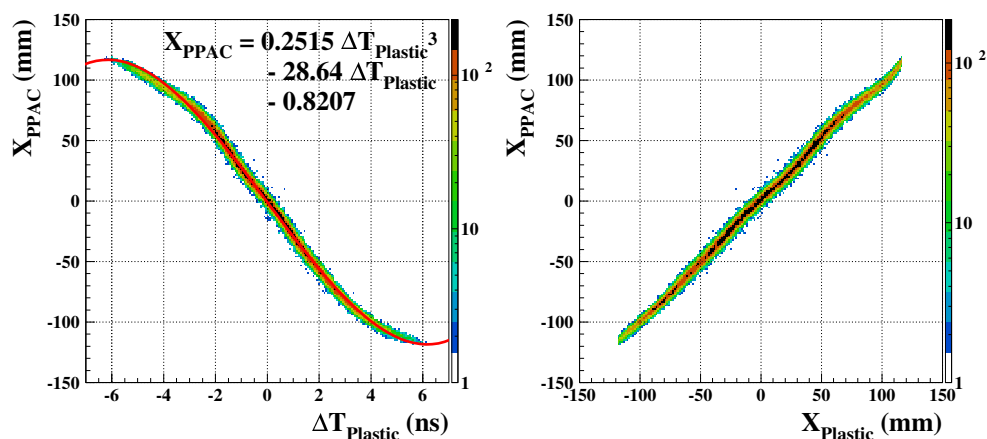


図 4.4: 左図はプラスチックシンチレータの左右の PMT の時間差  $\Delta T_{Plastic}$  と PPAC の X 位置  $X_{PPAC}$  との相関。これを図中に示した関数で校正したものが右図である。

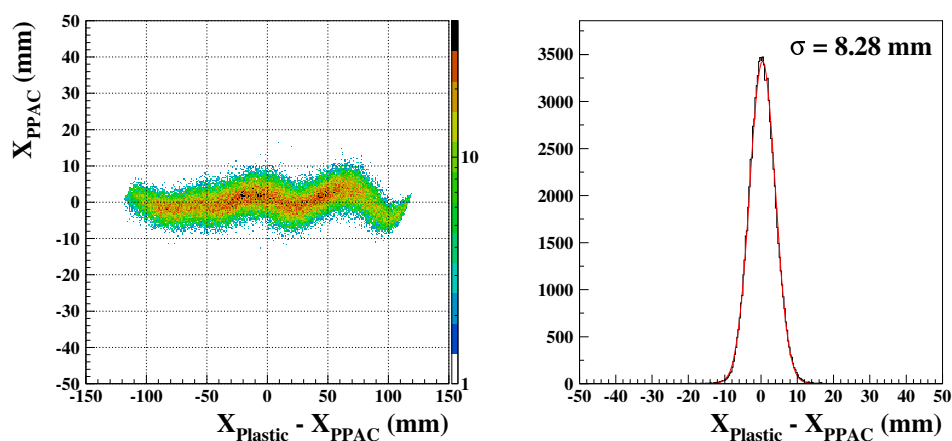


図 4.5: 左図は  $X_{PPAC} - X_{Plastic}$  と  $X_{PPAC}$  の相関。右図はこれを Y 方向に投影したものである。

### 4.3 粒子識別の解析

標的上流及び下流における粒子識別の解析について  $^{31}\text{Ne} + \text{Pb} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$  の反応を例にとって述べる。まず、標的上流、即ち BigRIPS における粒子識別の解析について述べる。図 4.6 の左図は横軸に 焦点面 F3-F7 間の TOF、縦軸に  $\Delta E$  を取った粒子識別図である。右図は、横軸を  $A/Z$  に校正した粒子識別図である。 $A/Z$  は、式 (4.1) により計算される。ここで、 $B\rho, P, Z, m_{a.m.u.}, e, \gamma, \beta$  はそれぞれ、磁気硬度、運動量、電荷、原子質量単位、素電荷、Lorentz 因子、速さである。 $B\rho$  の値は F5 の位置より測定できるので、これと速さ  $\beta, \gamma$  から  $A/Z$  を特定することが出来る。実際の解析では、図 4.6 の右図のローカスが、正しい  $A/Z$  となるように TOF のオフセットを決定した。

$$B\rho = \frac{P}{Q} = \frac{A m_{a.m.u.} c \gamma \beta}{Z e} \quad (4.1)$$

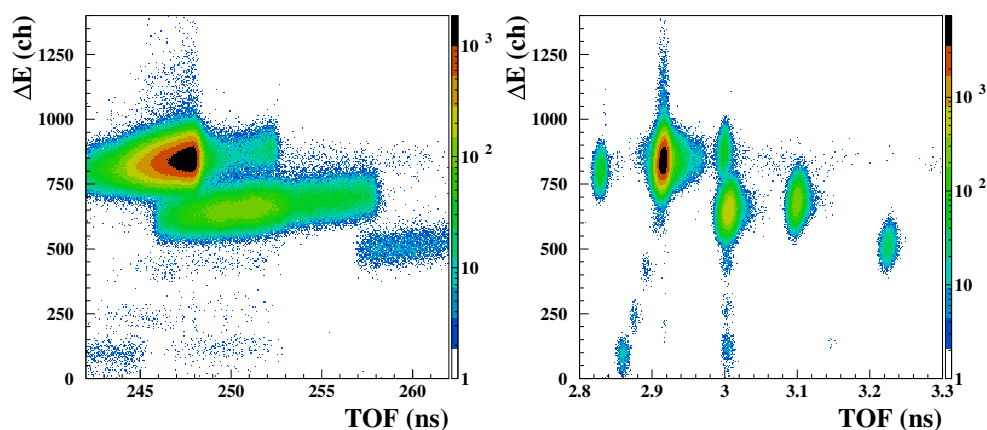


図 4.6: 左図は、横軸を TOF、縦軸を粒子のエネルギー損失としたときの粒子識別図。右図は横軸を  $A/Z$  に校正した粒子識別図。核種によってローカスがわかれている。

図 4.7の左図は横軸に式 (4.3) の値、縦軸に  $\Delta E$  を取った粒子識別図である。右図は縦軸を  $Z$  に校正した粒子識別図である。物質中のエネルギー損失は Bethe-Bloch の式で表されるが、粒子識別の校正では、Bethe-Bloch の式を少し変えた式 (4.2), (4.3) を用いた。図 4.7の左図に示した直線の傾きは  $aZ^\alpha$ 、切片は  $b$  となるため、この 2本の直線から  $a, b, \alpha$  が決定される。この例では、 $a = 0.651, b = -400, \alpha = 1.922$  となる。

$$\Delta E = aZ^\alpha f(\beta) + b \quad (4.2)$$

$$f(\beta) = \frac{1}{\beta^2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (4.3)$$

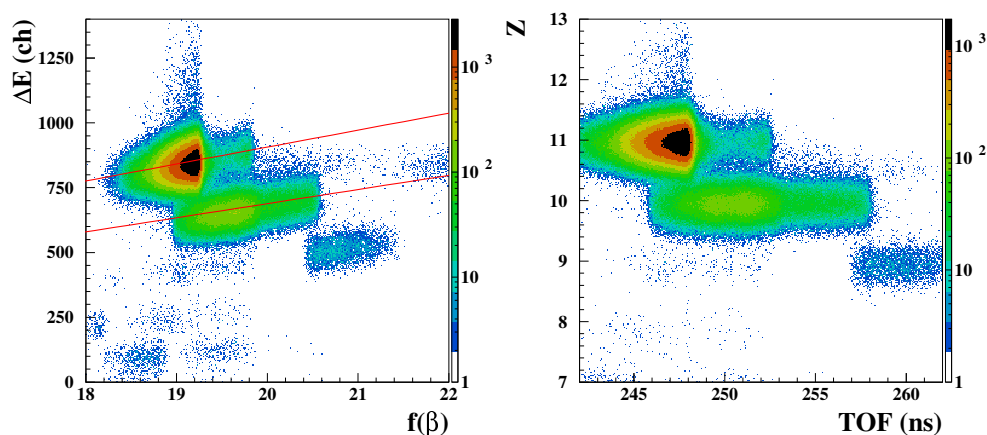


図 4.7: 左図は横軸に式 (4.3)、縦軸に粒子のエネルギー損失をとったときの粒子識別図。右図は縦軸を  $Z$  に校正した粒子識別図。TOF に依らず  $Z$  が一定となることがわかる。

図 4.8の左図は  $A/Z$  と  $Z$  の校正を施した粒子別図である。Na 同位体のコンタミネーションといったバックグラウンドを抑えるために、F3-F7間のTOFから決定した  $A/Z_{F3-F7}$  と、F3-F5間のTOFから決定した  $A/Z_{F3-F5}$  の差  $A/Z_{F3-F7} - A/Z_{F3-F5}$  にゲートをかけた。 $A/Z_{F3-F7} - A/Z_{F3-F5}$  のゲートを図 4.9、ゲートをかけた後の粒子識別図を図 4.8の右図に示す。

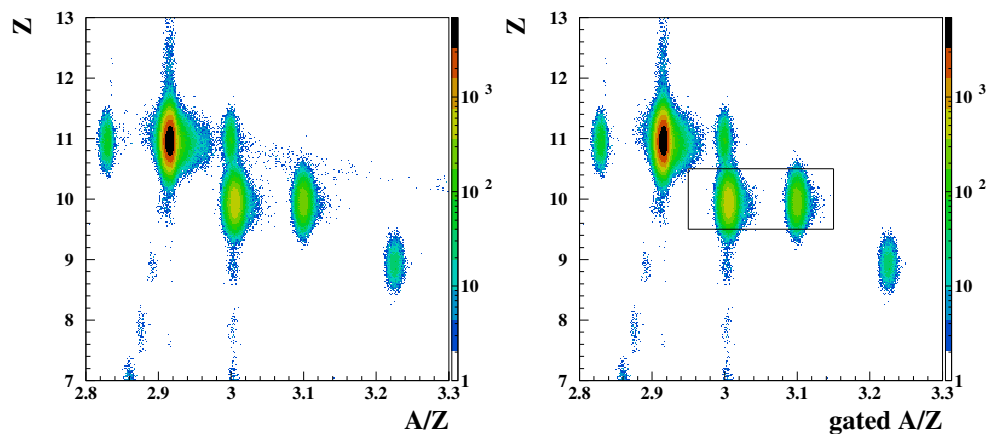


図 4.8:  $A/Z$  ゲートの有無による粒子識別図の違い。左図は  $A/Z$  ゲートなし、右図は  $A/Z$  ゲートありの粒子識別図。右図の四角で囲った部分は後に  $A$  の分解能の評価のために用いる。

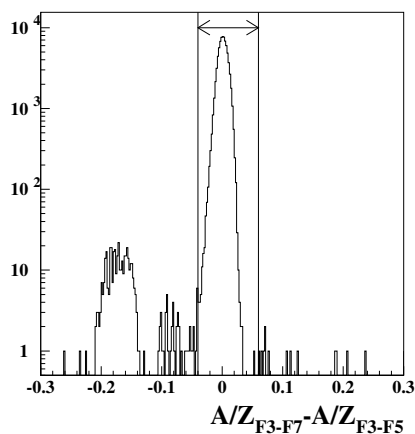


図 4.9:  $A/Z$  ゲート。F3-F5間と、F3-F7間のTOFから独立に導出した  $A/Z$  の差を取り、矢印の部分 ( $-0.04 \leq A/Z_{F3-F7} - A/Z_{F3-F5} \leq 0.06$ ) にゲートをかけた。

図 4.8 右図を Y 方向へ投影したものが図 4.10 の左図である。各  $Z$  のピークをガウス関数でフィットし  $Z$  の分解能を導出すると、表 4.1 となる。図 4.8 右図の四角で囲まれた部分を X 方向へ投影したものが、図 4.10 の右図である。 $^{31}\text{Ne}$ ,  $^{30}\text{Ne}$  のピークをガウス関数でフィットすると、 $A/Z$  の分解能が決定できる。さらにこれを用いて  $Z = 10$  に対する  $A$  の分解能が表 4.3 のように求まる。

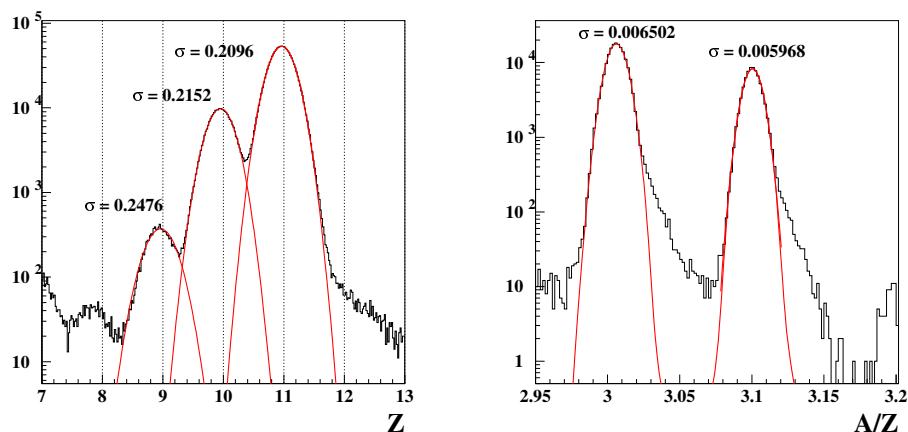


図 4.10: 標的上流における  $Z, A$  の分解能。赤線は Gauss 関数でフィットしたものである。フィットしたときの  $\sigma$  の値も図中に示した。

$Z$	9	10	11
$\Delta Z(\text{FWHM})$	0.583	0.507	0.494
分解能 $Z/\Delta Z(\text{FWHM})$	15.4	19.7	22.3

表 4.1: 二次ビームの  $Z$  分解能。分解能  $Z/\Delta Z(\text{FWHM})$  は  $Z$  の 2 倍程度であり、 $A/Z$  が等しく  $Z$  が 1 違う粒子は完全に分離できない。今回の実験では、対象核に対して  $A/Z$  が等しい  $Z$  が 1 違う核は存在しなかったため、問題とならなかった。

$A$	30	31
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.153	0.141
分解能 $A/\Delta A(\text{FWHM})$	196	221

表 4.2: 二次ビームの  $A$  分解能。 $A$  の分解能は非常に良く、前述の  $A/Z$  ゲートを用いれば、 $A$  が 1 違う粒子を完全に分離できる。

次に標的の下流、即ち ZDS ビームラインにおける粒子識別について述べる。その手法は前述の標的上流の粒子識別とおなじであるため、ここでは  $Z$ ,  $A/Z$  の分解能について述べる。図 4.11 の左図は標的上流で  $^{31}\text{Ne}$  を選んだときの標的下流における粒子識別図である。さらに、この図の矢印の範囲を  $X$  方向に投影し、横軸を質量数に校正したものが図 4.11 の右図である。これより、 $A$  の分解能は表??となる。

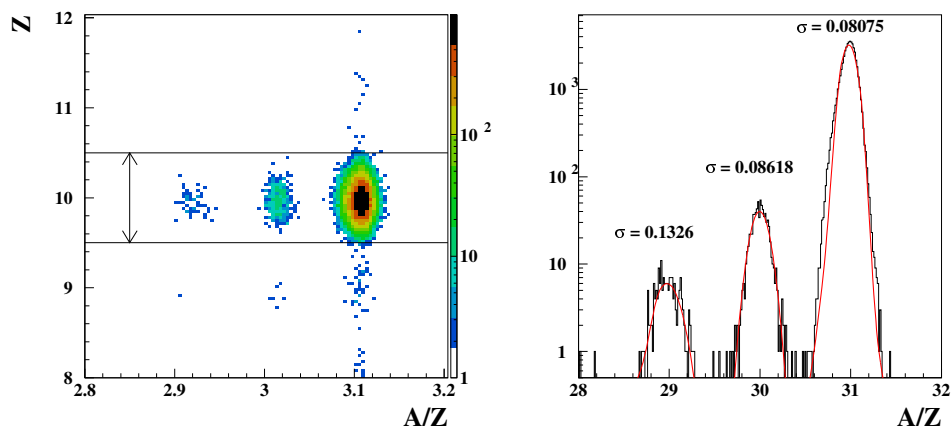


図 4.11: 標的下流 ZDS ビームラインにおける  $A$  の分解能。 $A$  の分解能は非常に良く、 $A$  が 1 違う粒子を完全に分離できることがわかる。

$A$	29	30	31
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.312	0.203	0.190
分解能 $A/\Delta A(\text{FWHM})$	92.9	148	163

表 4.3: 標的下流 ZDS における  $A$  の分解能

以上の解析を全ての測定ランについて行った。標的はそれぞれのランで鉛、炭素、空標的を用いた。空標的のランはバックグラウンドを見積もるためのものである。鉛標的の場合の PI 図を図 4.12-4.15 に示す。 $^{22}\text{C} \rightarrow ^{22}\text{C}$  や、 $^{22}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$  のランで下流のゲートを広く取ってあるのは、下流のフラグメントと同じ  $A/Z$  のものがなく、 $Z(\Delta E)$  の情報を使わなくても粒子識別出来るからである。

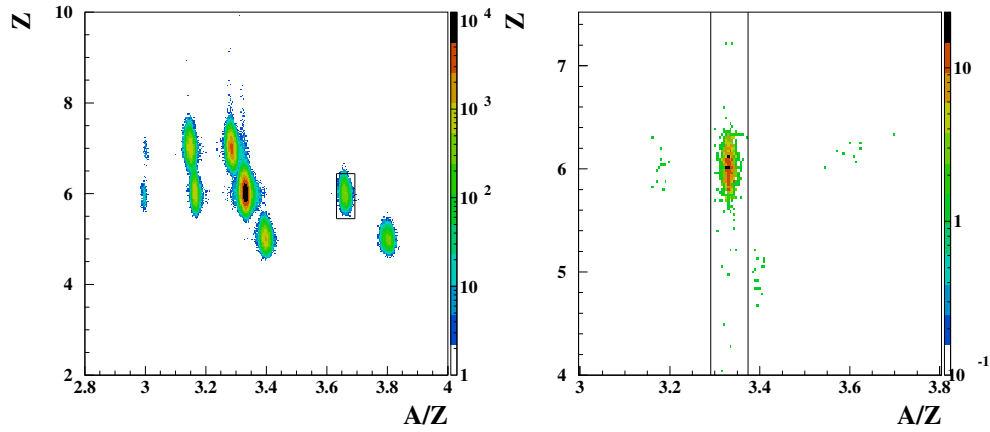


図 4.12:  $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C}$  の PI 図。右図が標的上流、左図が標的下流の粒子識別を表す。下流の Z ゲートの幅を広げたのは、TOF によってゲートをかけたことに相当する。これはフラグメントと同じ  $A/Z$  が入射して来ないために可能である。

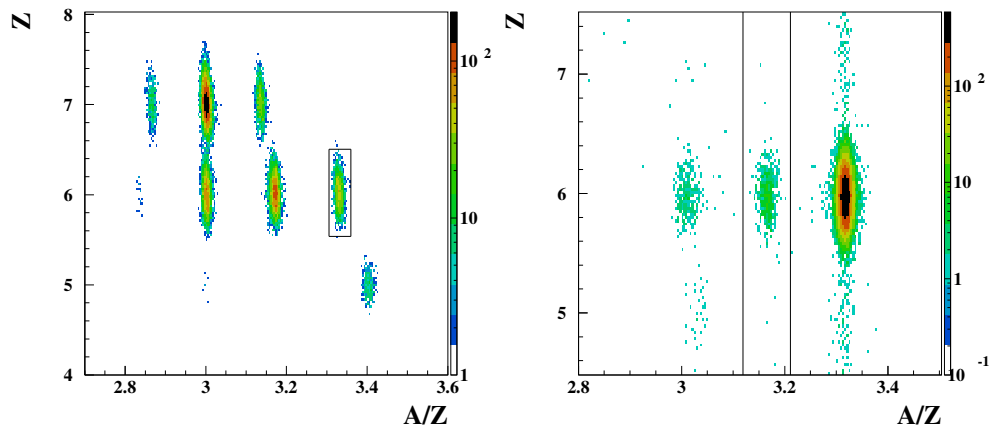


図 4.13:  $^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{19}\text{C}$  の PI 図。右図が標的上流、左図が標的下流の粒子識別を表す。下流の Z ゲートの幅を広げたのは、TOF によってゲートをかけたことに相当する。



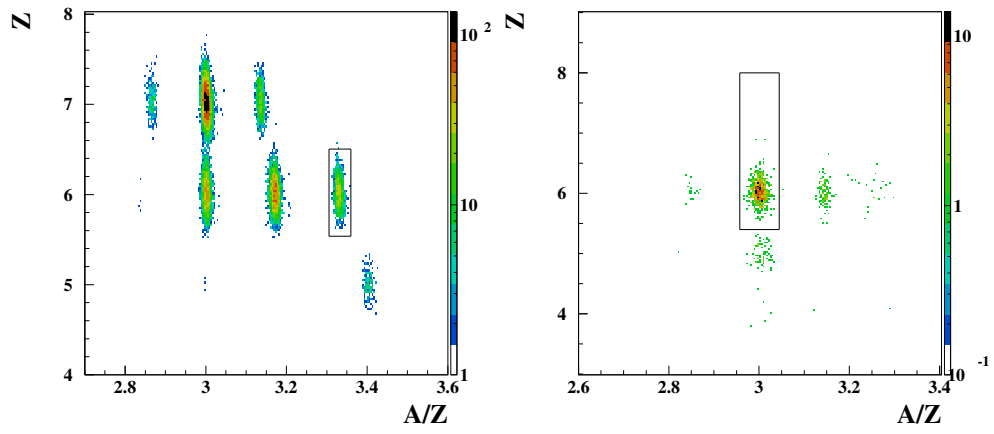


図 4.14:  $^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$  の PI 図。右図が標的上流、左図が標的下流の粒子識別を表す。

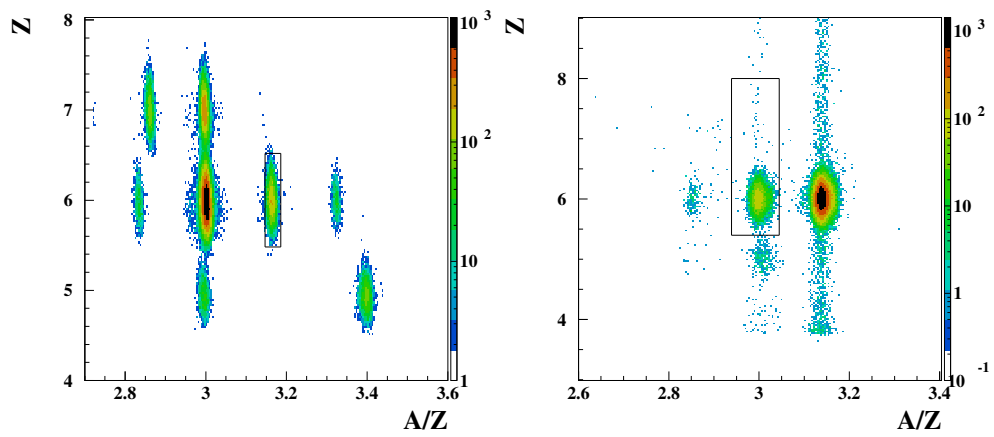


図 4.15:  $^{19}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$  の PI 図。右図が標的上流、左図が標的下流の粒子識別を表す。

#### 4.4 アクセプタンスの解析

放出される粒子の角度分布や運動量は核内の運動状態や励起仮定核内の運動状態や励起過程を反映するために、分解反応によって放出される粒子の角度分布や運動量は、入射粒子の持つ角度分布や運動量から変化する。また、反応標的内においても入射粒子とフラグメントは物質電子との相互作用によって、その角度やエネルギーを変化させる。そのため、標的で反応した粒子の一部が下流のビームラインを通る。この粒子が通った割合はアクセプタンスと呼ばれる。このビームラインのアクセプタンスをモンテカルロシミュレーションコードで見積もった。図 4.16 は  $^{19}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$  反応における、アクセプタンスの角度、及び運動量依存性を示したものである。ここで、上流の運動量分布を  $\pm 2\%$  に限定することで、粒子を通りやすくした。図 4.16 より、おおきな角度、運動量において、アクセプタンスが下がることがわかる。上流の運動量を限定しているため、運動量のアクセプタンスはほぼ一定となっている。シミュレーションより、測定チャンネルにおけるアクセプタンスは、表 4.4 のようになる。

測定チャンネル	アクセプタンス
$^{31}\text{Ne} + \text{Pb} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	96.1 %
$^{31}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	95.3 %
$^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C}$	97.2 %
$^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$	91.7 %
$^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{19}\text{C}$	95.2 %
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$	95.0 %
$^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$	96.1 %
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	88.1 %
$^{19}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$	94.4 %
$^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	98.7 %

表 4.4: 反応チャンネルの運動量分布分解能。

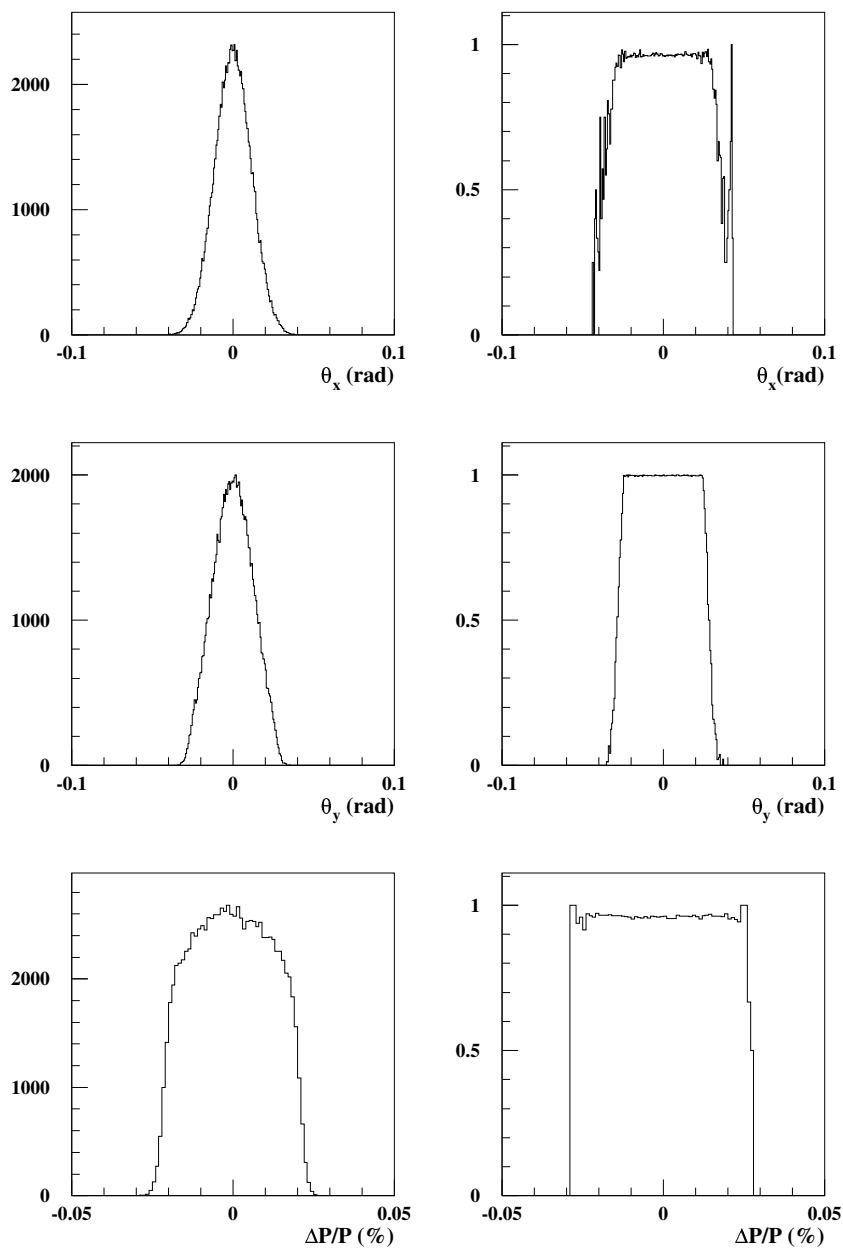


図 4.16: 入射粒子角度、および入射粒子の運動量に対する標的下流 ZDS ビームラインのアクセプタンス依存性。角度、運動量が大きなところで、アクセプタンスが下がっていることがわかる。ただ、上流で運動量を  $\pm 2\%$  に限定しているため、運動量の落ち込みは顕著には見られない。

## 4.5 運動量分布の解析

入射粒子の静止系における分解後のフラグメントの運動量  $p'$  は、式 4.4によって表される。ここで、実験室系から見た入射粒子の進行方向を  $z$  軸方向とし、 $\beta c$  の速さで運動しているとする。 $\gamma$ ,  $p'$ ,  $E$  は、それぞれ実験室系での粒子の Lorentz 因子、運動量、全エネルギーである。解析では、ビームラインの  $Z$  軸にのみ粒子が通っているとし、 $XY$  方向の角度は無視した。粒子の全運動量をプラスチックシンチレータから測定した TOF で標的上流及び下流の粒子の速さを導出し、この速さから標的下流の運動量と、全エネルギーを導出した。さらに標的中でのエネルギー損失を考慮し、LISE++に内蔵されているエネルギー損失計算コード ATIMA を用いて、標的中心における速さ、運動量、全エネルギーを導出した。ここでは、統計の多い  $^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$  反応におけるフラグメント  $^{18}\text{C}$  の運動量分布の解析について述べる。標的上流および下流での運動量は図 4.17となり、式 4.4から導出された運動量分布は図 4.18の左図となる。

$$\begin{aligned} p'_x &= p_x \\ p'_y &= p_y \\ p'_z &= \gamma(p_z - \beta E) \end{aligned} \tag{4.4}$$

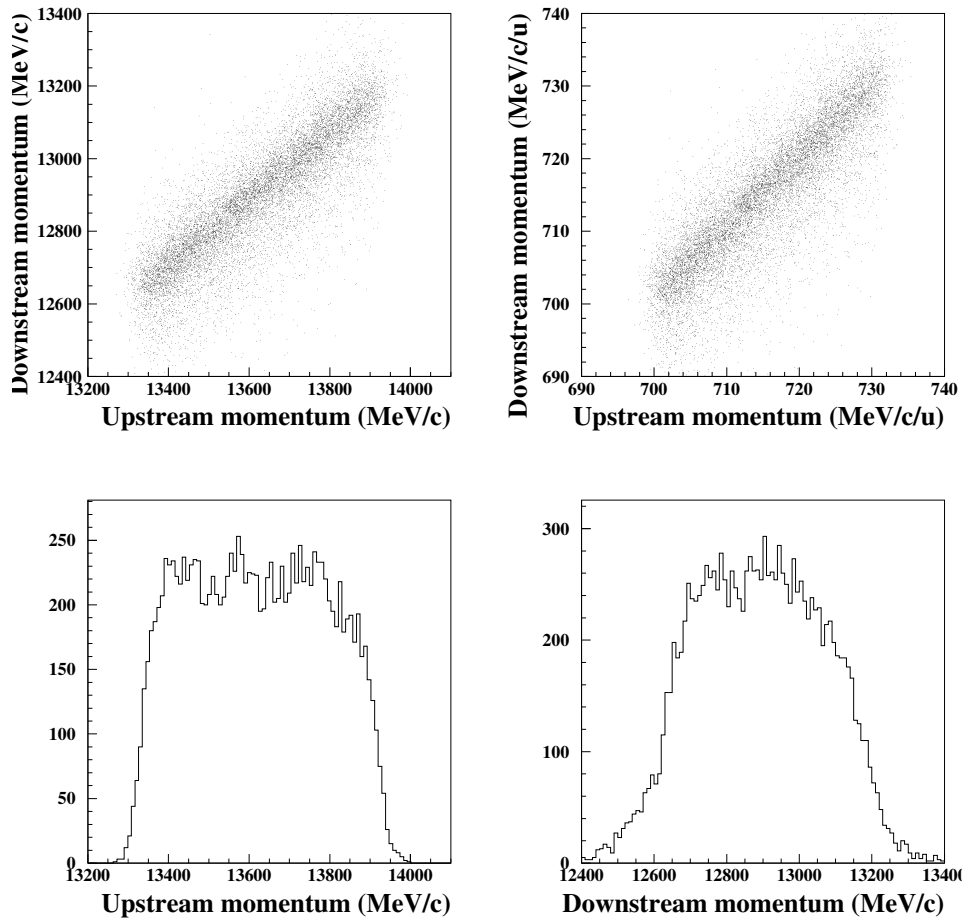


図 4.17: 標的上流及び下流におけるフラグメントの運動量分布。左上図は、標的上流と下流における運動量の相関。この相関の軸を核子当たりの運動量に直したものが右上図である。下の左と右の図は、標的上流と下流の運動量の1次元分布を表したものである。上流の分布が、分解反応によって下流では広がっていることがわかる。

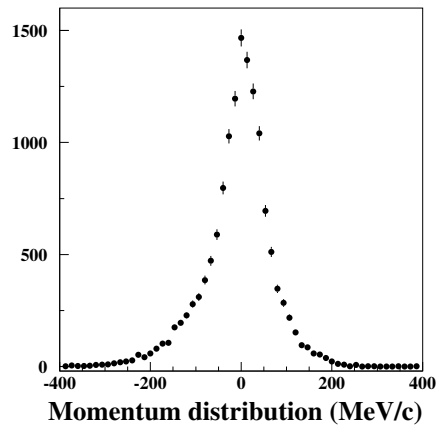


図 4.18:  $^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$  反応における  $^{18}\text{C}$  フラグメントのバックグラウンドを引く前の運動量分布。

バックグラウンドを見積もるため、空標的についても同様の解析を行うと、図 4.19左図の運動量分布が得られる。このバックグラウンドを左図から差し引くため、標的中のエネルギーストラグリング (表 4.5) で図バックグラウンドの分布をフォールドし、入射ビームの量で規格化して差し引いた。バックグラウンドを差し引いた後の運動量分布は、図 4.19となる。

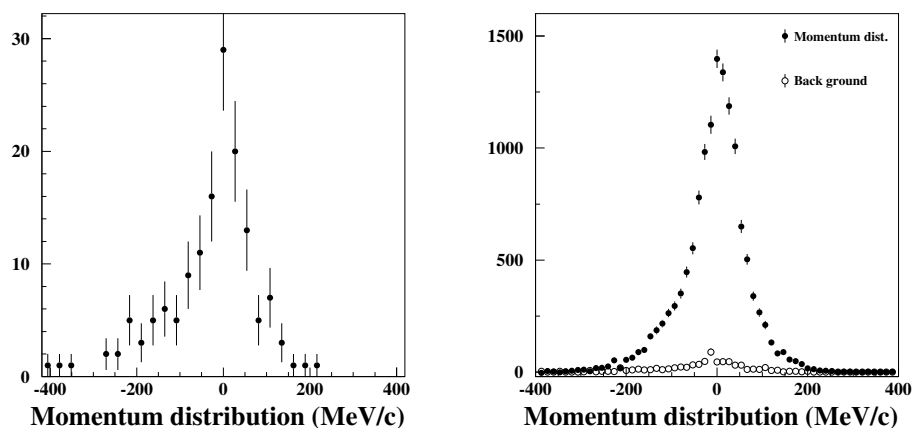


図 4.19: バックグラウンド (左図) とバックグラウンドを差し引いた後の運動量分布 (右図)。右図の黒丸がバックグラウンドを差し引いた後の運動量分布、白丸がバックグラウンドを表す。

反応	エネルギーストラグリング ( $1\sigma$ ) (MeV/c)
$^{31}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	8.89
$^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$	6.52
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$	6.54
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	6.54
$^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	6.52

表 4.5: 標的中でのエネルギーストラグリング。

運動量分布の分解能は、 $^{20}\text{C}$  ビームをビームラインに素通ししたとき (ビームラン) の運動量分布を用いて見積もった。ただし、エネルギーストラグリングの影響も考慮するため、実験時の炭素標的をビームライン上に置いた。すなわち、 $^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}$  という測定チャンネルの運動量分布を測定したことに相当する。得られた運動量分布は図 4.20 となり、検出器の分解能は  $1\sigma$  で  $21.07 \text{ MeV}/c$  となった。さらに、反応したチャンネルの分解能は標的中の反応位置の差によって生じるエネルギーロスディファレンスを考慮すると、反応チャンネルにおける運動量分布の分解能は表 4.6 となる。

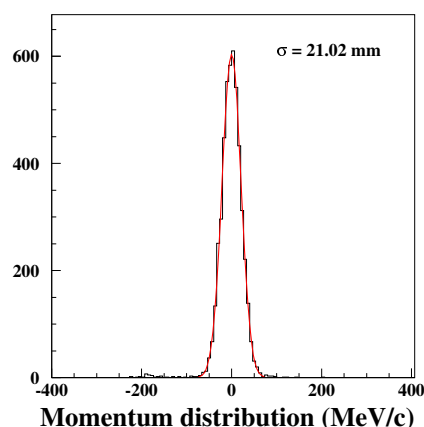


図 4.20: エネルギーストラグリングの影響を含む検出器の分解能。

反応	ビームラン 分解能 ( $1\sigma$ ) (MeV/c)	エネルギーロス ディファレンス ( $1\sigma$ ) (MeV/c)	反応チャンネル 分解能 ( $1\sigma$ ) (MeV/c)
$^{31}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	22.4	11.8	23.5
$^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$	21.0	18.0	27.7
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$	21.0	9.82	23.2
$^{20}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	21.0	19.6	28.7
$^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	21.0	10.3	23.4

表 4.6: 反応チャンネルの運動量分布分解能。

ビームラインのアクセプタンスによる運動量分布の変化を見積もるためにシミュレーションを行うと、図 4.21 のようになる。ここでは、 $^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$  の反応を選び、 $^{19}\text{C}$  粒子の静止系から見たフラグメントの運動量分布を図 4.21 左図として仮定した。このとき、この分布のアクセプタンスは図 4.21 左図となる。これより、 $\pm 100 \text{ MeV}/c$  程度までは一定となり、それ以降でアクセプタンスの補正が必要であることがわかる。



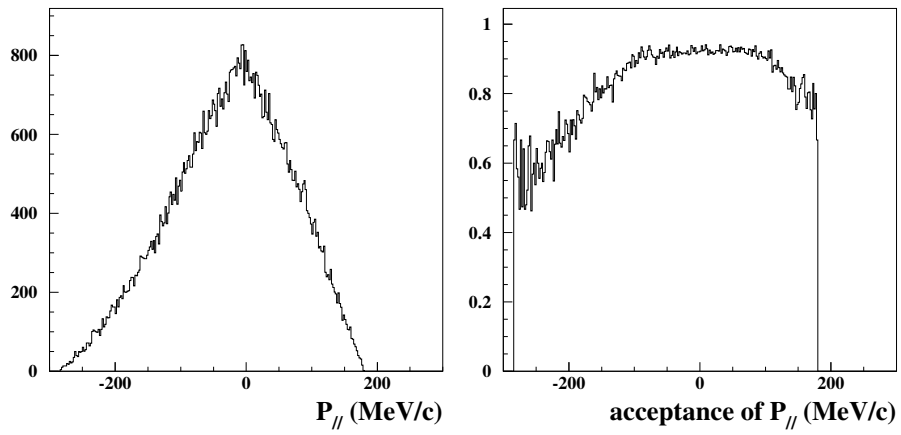


図 4.21: アクセプタンスの運動量分布への影響。左図の運動量分布を持つ分解反応をしたとき仮定した場合、標的下流では、右図のようなアクセプタンスとなる。

## 第5章 結果

### 5.1 クーロン分解断面積

本実験で測定した鉛標的  $\sigma(\text{Pb})$ 、炭素標的  $\sigma(\text{C})$ 、クーロン分解断面積  $\sigma(\text{E1})$  を表 5.1 に示す。これを図示すると図 5.1 のようになる。Pb 標的で測定したときの核力分解の寄与を引くことによりクーロン分解断面積を導出した (式 (5.1))。ここで、式 (5.1) の  $\Gamma$  は、式 (5.2) で表した鉛と炭素の核半径の比から導出される。

$$\sigma(\text{E1}) = \sigma(\text{Pb}) - \Gamma\sigma(\text{C}) \quad (5.1)$$

$$\Gamma = R(\text{Pb})/R(\text{C}) = 2.2 \quad (5.2)$$

測定チャンネル	鉛標的 断面積 $\sigma(\text{Pb})$ (b)	炭素標的 断面積 $\sigma(\text{C})$ (b)	クーロン分解 断面積 $\sigma(\text{E1})$ (b)
$^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	0.704(60)	0.079(6)	0.530(61)
$^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$	1.373(59)	0.212(1)	0.908(62)
$^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$	0.196(15)	0.049(4)	0.088(17)
$^{20}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	0.414(21)	0.136(5)	0.115(23)
$^{19}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	0.965(16)	0.132(2)	0.675(16)

表 5.1: 各測定チャンネルの反応断面積一覧

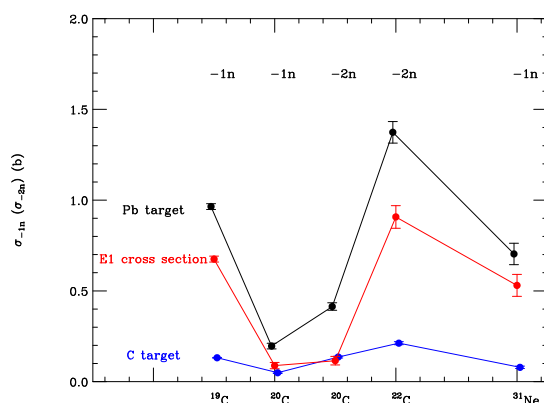


図 5.1: 反応断面積のプロット。 $^{19}\text{C}$  は既知のハロー核であるが、 $^{22}\text{C}$ ,  $^{31}\text{Ne}$  のクーロン分解断面積はこれらに匹敵する断面積となり、ハロー構造の形成を示唆している。

## 5.2 運動量分布

炭素標的を用いたときの各測定チャンネルの運動量分布を図 5.3 に示す。赤線は Lorentz 関数でフィットしたものであり、このときの幅  $\Gamma$  は表 5.2 となる。これをプロットしたものを図 5.3 に示す。

測定チャンネル	幅 $\Gamma$ (MeV/c)
$^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne}$	61.4(94)
$^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$	64.1(47)
$^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$	60.2(86)
$^{20}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	125(53)
$^{19}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$	73.6(14)

表 5.2: 各測定チャンネルの運動量分布の幅  $\Gamma$

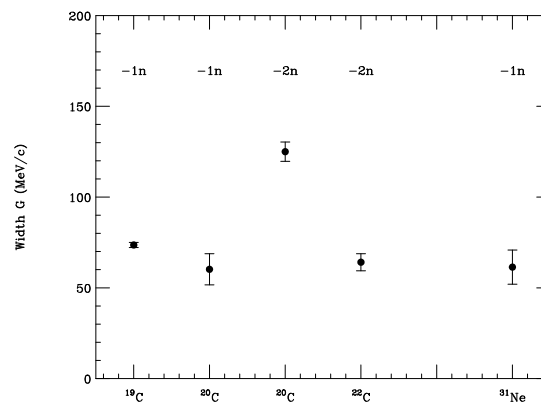


図 5.2: 運動量分布のプロット。 $^{22}\text{C}$ ,  $^{31}\text{Ne}$  の分布は  $^{19}\text{C}$  と同じ程度に狭く、ハロー構造の形成を示唆している。

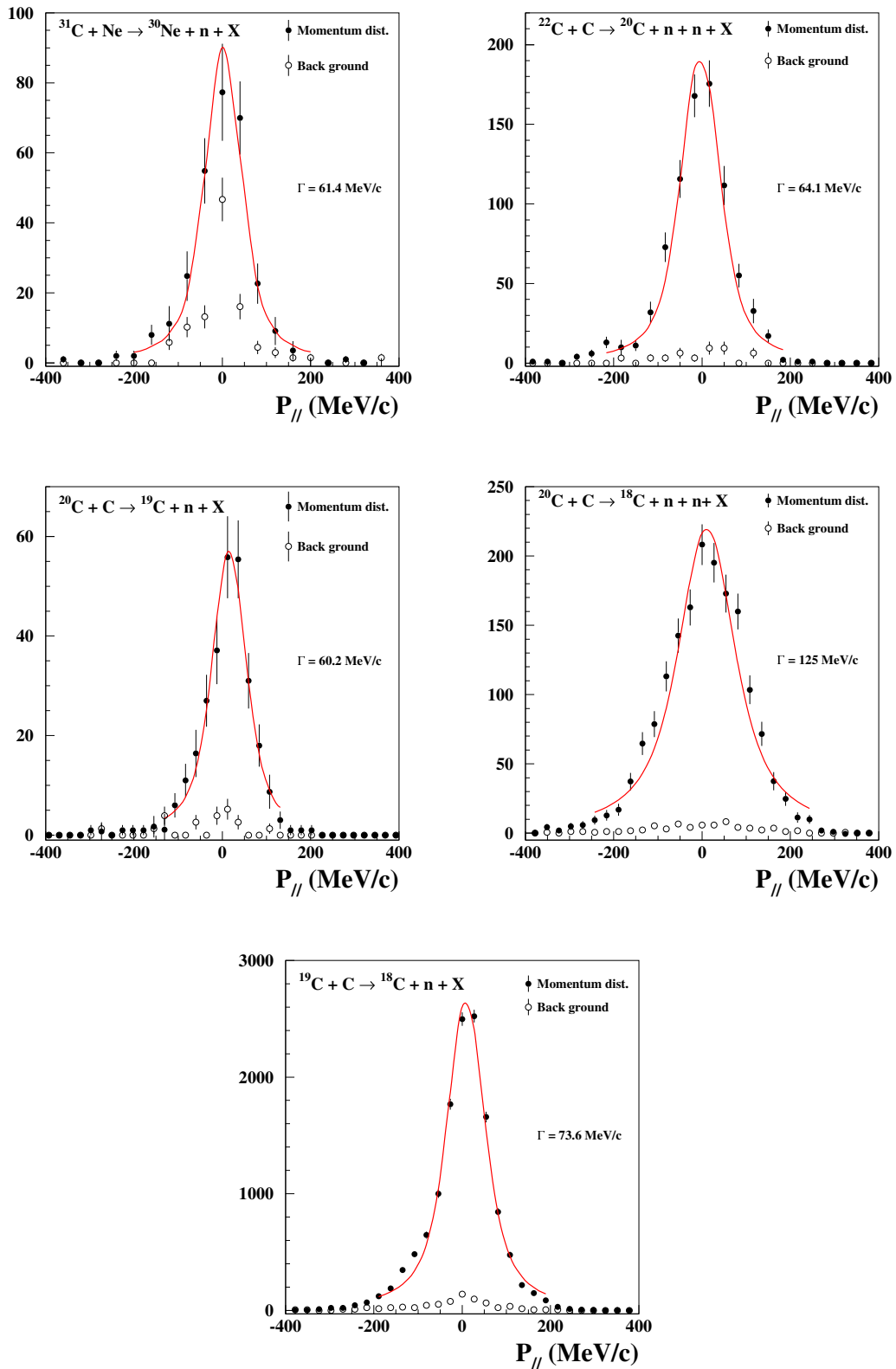


図 5.3: 各測定チャンネルの運動量分布。黒丸はバックグラウンドを引いた後の運動量分布を表わし、白丸はバックグラウンドを表す。 $^{22}\text{C}$ ,  $^{31}\text{Ne}$  の分布は  $^{19}\text{C}$  と同じ程度に狭く、ハロー構造の形成を示唆している。

## 第6章 議論

### 6.1 $^{31}\text{Ne}$ に対する議論

本実験の測定結果から  $^{31}\text{Ne}$  のハロー構造の有無について議論する。測定された断面積が、530(61) barn と大きな値となるのは、強い低励起双極子遷移 (ソフト E1 励起) の寄与によるためであると考えられる。これは即ちハロー構造の存在を示唆している。低励起遷移をしていることは、以下のような単純な考察からもわかる。E1 遷移の断面積  $\sigma(\text{E1})$  は式 (6.1) で与えられる [25]。即ち、E1 仮想光子数  $N_{\text{E1}}(E_x)$  と光核吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{\text{E1}}(E_x)$  の積を励起エネルギー  $E_x$  で割ったものの積分で表される。一方、TRK 和則によると、 $\sigma_{\gamma}^{\text{E1}}(E_x)$  の積分は式 (6.2) で与えられる [26]。ここで、光核吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{\text{E1}}(E_x)$  の分布として  $E_x = E'_x$  の位置に局在するデルタ関数を仮定すると ( $\sigma_{\gamma}^{\text{E1}}(E_x) = \sigma_{\gamma 0}^{\text{E1}} \delta(E_x - E'_x)$ )、 $\sigma(\text{E1})$  は式 (6.3, 6.4) のように簡単に表せる。ここで、式 (6.3) に表われる  $N_{\text{E1}}(E_x)/E_x$  を図示すると、図 6.1 となる。

$$\sigma(\text{E1}) = \int_{S_n}^{\infty} \frac{N_{\text{E1}}(E_x)}{E_x} \sigma_{\gamma}^{\text{E1}}(E_x) dE_x \quad (6.1)$$

$$\int_{S_n}^{\infty} \sigma_{\gamma}^{\text{E1}}(E_x) dE_x \simeq 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV} \cdot \text{mb} \quad (6.2)$$

$$\sigma(\text{E1}) \simeq \sigma_{\gamma 0}^{\text{E1}} \frac{N_{\text{E1}}(E'_x)}{E'_x} \quad (6.3)$$

$$\sigma_{\gamma 0}^{\text{E1}} \simeq 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV} \cdot \text{mb} \quad (6.4)$$

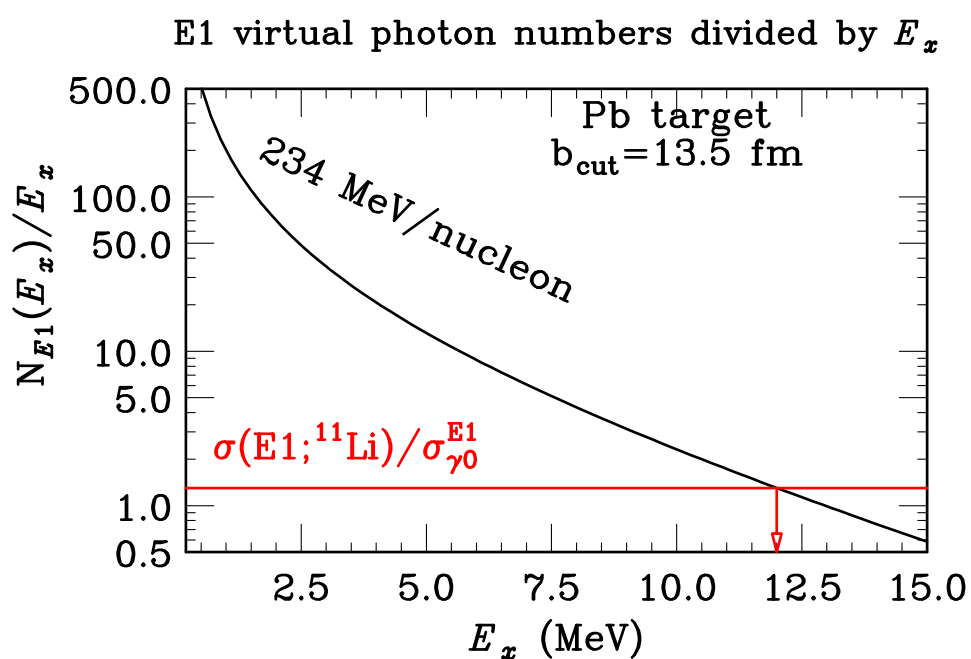


図 6.1: 仮想光子数  $N_{\text{E1}}(E_x)$  を励起エネルギー  $E_x$  で割った式  $N_{\text{E1}}(E_x)/E_x$  を  $E_x$  の関数として表したもの。この図と実験で得られた断面積との比較から、E1 遷移分布のおおよその位置に制限をあたえる。

$^{31}\text{Ne}$ の場合、今回の測定から  $\sigma(\text{E1})/\sigma_{\gamma 0}^{\text{E1}} = 1.3$  となるため、式(6.3)と図6.1を用いると、E1遷移分布はおよそ  $E_x = 12\text{MeV}$  付近にあると計算される。ただし、今回測定した  $\sigma(\text{E1})$  は、1中性子分離反応チャンネルの断面積を測定しているため、多中性子分離反応のチャンネルによる寄与が入っていない。2中性子分離のチャンネルは  $E_x = 3.7(15)\text{ MeV}$ [27]で開くため ( $S_{2n} = S_n + 3.4(0.4)\text{ MeV} = 3.7(15)\text{ MeV}$ )、 $^{31}\text{Ne}$ のE1遷移分布は最大で  $E_x = 12\text{ MeV}$ 程度までに存在していると考えられる。一方、通常原子核は、巨大双極子共鳴を引き起こすことが知られており、その分布は式(6.5)で表した励起エネルギーの付近に存在している[25]。これより、 $^{31}\text{Ne}$ の場合を計算すると  $E_x \simeq 25\text{ MeV}$ となる。よって、実験で得られた断面積から計算したE1遷移分布の位置  $E_x < 12\text{ MeV}$ は巨大共鳴による寄与ではなく、ハロー核特有の強い低励起双極子遷移の寄与であると考えられる。

$$E_x \simeq \frac{80}{A^{1/3}} \quad (6.5)$$

次に  $^{31}\text{Ne}$  のコンフィグレーションについて議論する。クーロン分解反応の1中性子分離断面積は、価中性子の軌道に依存するため、 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態において支配的な軌道を推定することができる。図 6.2は、以下に述べる条件で計算した  $^{31}\text{Ne}$  の断面積である。 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態において、 $^{30}\text{Ne}(0_1^+)$  または、 $^{30}\text{Ne}(2_1^+)$  のコアに  $\phi_{nlj} = 2s_{1/2}, 1d_{3/2}, 1f_{7/2}, 2p_{3/2}$  の価中性子がカップルしたとし、それぞれのコンフィグレーションに対して式 (6.6), (6.7) から断面積を計算した [28][11][12]。式 (6.6) の積分範囲は  $E_x = S_n + 3.4 \text{ MeV}$  までとし、それ以上では1中性子分離反応が起きないと仮定した。式 (6.7) における  $C^2S_{(lj, J_c)}$  は、 $^{30}\text{Ne}(J_c^\pi) \otimes \phi_{nlj}$  に対する分光学的因子を示し、 $\hat{T}^{(E1)}$  は  $r$  の関数である E1 演算子である。計算では、 $C^2S_{(lj, J_c)}$  がそれぞれのコンフィグレーションで最大となるようにした。即ち、 $^{30}\text{Ne}(0_1^+)$  にカップルする軌道の場合  $C^2S_{(lj, J_c)} = 1$ 、 $^{30}\text{Ne}(2_1^+)$  にカップルする軌道の場合  $C^2S_{(lj, J_c)} = 2j + 1$  とした。 $\psi_{l_f j_f}$  は反応後の中性子の波動関数を表している。行列要素  $\langle \psi_{l_f j_f} | \hat{T}^{(E1)} | \phi_{nlj} \rangle$  は  $r\phi_{nlj}$  の Fourier 変換と関係しているため、 $\phi_{nlj}$  が  $s$  軌道のような Low- $l$  軌道の場合、空間的に波動関数が広がっており、 $B(E1)$  が強調されることになる。一粒子軌道は  $r_0 = 1.24 \text{ fm}$ ,  $a = 0.62 \text{ fm}$ ,  $V_{SO} = 7.0 \text{ MeV}$  としたときの Woods-Saxon ポテンシャルから導出した  $r$  [29]。

$$\sigma(E1) = \int_{S_n}^{E_x} \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_x \quad (6.6)$$

$$\frac{dB(E1)}{dE_x} \propto \sum_{(lj, J_c)} C^2S_{(lj, J_c)} \sum_{(l_f j_f)} |\langle \psi_{l_f j_f} | \hat{T}^{(E1)} | \phi_{nlj} \rangle|^2 \quad (6.7)$$

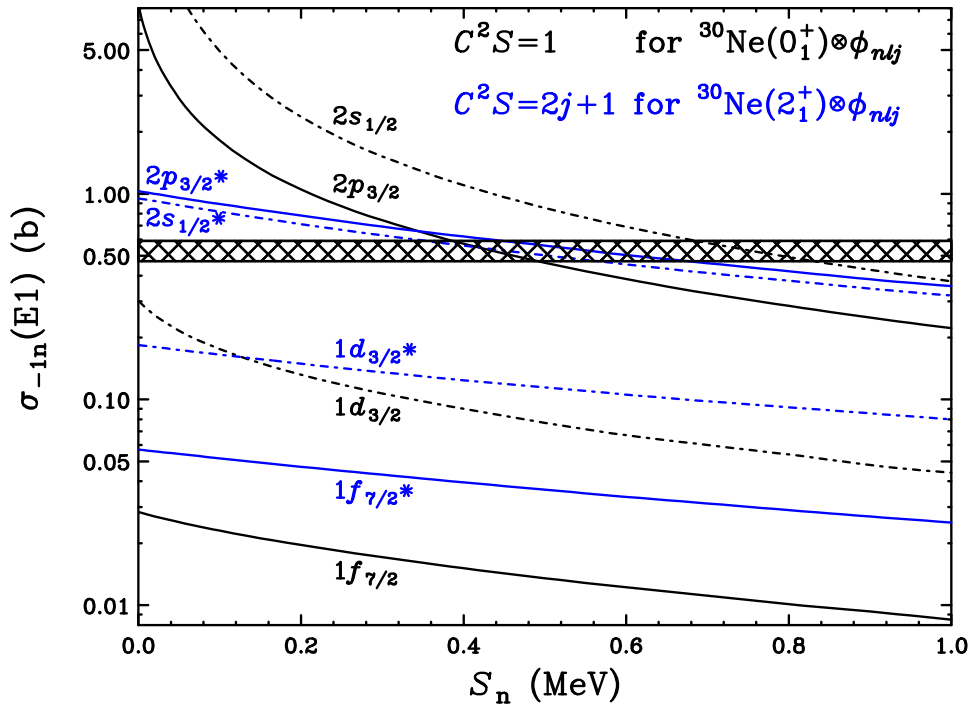


図 6.2:  $^{31}\text{Ne}$  のコンフィグレーションを仮定して計算した断面積と実験値との比較。

図 6.2 の計算と図中の縞模様で示した実験値の比較から、 $^{30}\text{Ne}(0_1^+)$  とカップルしたコンフィグレーションでは、High- $l$  軌道 ( $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes 1d_{3/2}$ ,  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes 1f_{7/2}$ ) は実験データを再現しないこと



がわかる。一方、 $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes 1p_{3/2}$ ,  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes 2s_{1/2}$  は、それぞれ  $S_n \sim 0.4$  MeV,  $S_n \sim 0.4$  MeV においてよく実験データを再現している。 $^{30}\text{Ne}(2_1^+)$  とカップルしたコンフィグレーションでは、 $^{30}\text{Ne}(2_1^+) \otimes 2s_{1/2}$ ,  $^{30}\text{Ne}(2_1^+) \otimes 2p_{3/2}$  が実験データを再現している。以上より、4つのコンフィグレーション  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes 1p_{3/2}$ ,  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes 2s_{1/2}$ ,  $^{30}\text{Ne}(2_1^+) \otimes 2s_{1/2}$ ,  $^{30}\text{Ne}(2_1^+) \otimes 2p_{3/2}$  が実験を良く説明する。これらはみな低束縛の Low- $l$  軌道であり、 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態におけるハロー構造を示唆している。従来の殻模型では価中性子は  $1f_{7/2}$  を占めるはずであるが、今回の結果はこれと異なるものであり、 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態において軌道の逆転が起きていると考えられる。この結果は、 $^{31}\text{Ne}$  が island of inversion (軌道逆転の島) 領域に位置し、変形が起きているということを示唆している。よって、 $^{31}\text{Ne}$  では変形したポテンシャルの外に弱く束縛したハロー中性子が存在するという描像を持つことが出来る。一方、 $^{30}\text{Ne}$  フラグメントの運動量分布の幅  $\Gamma = 61.4$  MeV/c (表 5.2) は、良く知られた  $s$  軌道中性子ハロー核  $^{19}\text{C}$  の幅  $\Gamma = 73.6$  MeV/c より狭くなる。このことも、 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態における価中性子が Low- $l$  軌道を占めるというコンフィグレーションを支持する。

## 6.2 $^{22}\text{C}$ に対する議論

TRK 和則を用いて  $^{31}\text{Ne}$  の議論と同様の考察を  $^{22}\text{C}$  に対して行う。デルタ関数と仮定した E1 遷移強度分布の位置は  $E_x < 8.9$  MeV となる。一方、式 (6.5) から導出した巨大双極子共鳴の位置は  $E_x \sim 29$  MeV となる。よって、 $^{22}\text{C}$  の基底状態においても、ソフト E1 励起が存在し、ハロー構造が発達していると考えられる。これは、 $^{20}\text{C}$  フラグメントの運動量分布測定において、分布の幅  $\Gamma$  (表 5.2) が  $64.1$  MeV/c とハロー核  $^{19}\text{C}$  の幅  $\Gamma = 73.6$  MeV/c より狭く、価中性子が Low- $l$  軌道を占めていると考えられることと矛盾しない。従来の殻模型では  $^{22}\text{C}$  の価中性子は  $1s_{1/2}$  軌道を占めると考えられるが、今回の結果はこれと矛盾しないものである。

## 第7章 まとめと展望

本研究では原子核の束縛限界（ドリップライン）に位置する中性子過剰核で中性子ハロー核の候補である  $^{31}\text{Ne}$  及び  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応を行い、中性子ハロー構造の有無を探り、また新種のハロー構造の発見を目指した。本実験で得られたクーロン分解断面積は通常原子核のクーロン分解断面積を大きく上回り、 $^{31}\text{Ne}$  で 530(61) mb、 $^{22}\text{C}$  で 903 mb となった。これは、ソフト E1 励起の寄与であると考えられ、これらの核でハロー構造が発達していることを示唆している。

この結果から  $^{31}\text{Ne}$  の場合、 $^{31}\text{Ne} + n$  のハロー構造を持ち、価中性子は Low- $l$  軌道 ( $s$  軌道又は  $p$  軌道) にあると結論づけられ、従来の殻模型で予想される  $f_{7/2}$  軌道にはないことがわかった。これは、基底状態において軌道が逆転し “island of inversion (軌道逆転の島領域)” に位置し、変形が起きていることを示唆している。よって、 $^{31}\text{Ne}$  では変形したポテンシャルの外に弱く束縛したハロー中性子が存在するという描像を持つことが出来る。一方、 $^{30}\text{Ne}$  フラグメントの運動量分布の幅  $\Gamma = 61.4\text{MeV}/c$  (表 5.2) は、良く知られた  $s$  軌道中性子ハロー核  $^{19}\text{C}$  の場合より狭くなる。このことから、 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態における価中性子が Low- $l$  軌道を占めるというコンフィギュレーションが支持される。

$^{22}\text{C}$  の場合、従来の殻模型では  $^{22}\text{C}$  の価中性子は  $1s_{1/2}$  軌道を占めると考えられるが、今回の結果はこれと矛盾しないものである。これは  $^{20}\text{C}$  フラグメントの運動量分布測定において、分布の幅  $\Gamma$  (表 5.2) が  $64.1\text{MeV}/c$  と  $^{19}\text{C}$  の場合より狭く、価中性子が Low- $l$  軌道を占めていると考えられることと矛盾しない。

今後の課題として分解反応後のフラグメントの運動量分布と理論的な計算を比較し、詳細な軌道の情報を得ることが望まれる。さらに、分解反応後のフラグメントが脱励起するときに放出するガンマ線の計数を解析することにより、ハロー核内でフラグメントの元となるコアがどのような励起状態にあったかを特定することができる。これは即ち、基底状態における価中性子軌道の特定、さらには基底状態のスピン・パリティ決定につながる。

# 目 次

1.1	中性子分離エネルギーの系統性	1
1.2	魔法数成立を示す Woods-Saxon ポテンシャルに対する一粒子軌道の計算例	2
1.3	Thibault らによって予想された island of inversion の位置	3
1.4	偶々核における第一 $2^+$ 励起準位のエネルギー $E_x(2_1^+)$	4
1.5	偶々核における第一 $2^+$ 励起準位のエネルギー $E_x(2_1^+)$ (軽い領域)	5
1.6	$N = 20$ アイソトーンの $B(E2)$ の値	6
1.7	核図表における中性子ハロー核	7
1.8	反応断面積から求められた反応半径の系統性	8
1.9	$^{11}\text{Li}$ の E1 遷移確率	9
2.1	クーロン分解反応の概念図	11
2.2	Pb 標的の場合の仮想光子数を励起エネルギー $E_x$ の関数として表したもの	12
2.3	クーロン分解反応からハロー核を特定するための概念図	13
2.4	$^{11}\text{Li}$ 分解反応後の $^{10}\text{Li}$ の垂直運動量分布	14
2.5	$^{11}\text{Li}$ 分解反応後の $^{10}\text{Li}$ の縦方向運動量分布	15
3.1	RI ビームファクトリー (RIBF) 概観図	16
3.2	回転生成標的の概念図	18
3.3	PPAC の構造	24
3.4	DALI2 概観図	25
3.5	トリガー回路	26
4.1	標的における $^{31}\text{Ne}$ の位置と位置 vs 角度の相関	27
4.2	F9 PPAC における $^{31}\text{Ne}$ 位置と X,Y への投影	28
4.3	F8 PPAC 最上流 X 面の信号の時間相関	29
4.4	$\Delta T_{Plastic}$ と $X_{PPAC}$ との相関	30
4.5	$X_{PPAC} - X_{Plastic}$ と $X_{Plastic}$ の分解能	30
4.6	TOF、A/Z vs $\Delta E$	31
4.7	$f(\beta)$ vs $\Delta E$ , Z vs TOF	32
4.8	A/Z ゲートの有無による粒子識別図の違い	33
4.9	A/Z ゲート	33
4.10	標的上流における Z, A の分解能	34
4.11	標的下流 ZDS ビームラインにおける A の分解能	35
4.12	$^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C}$ の PI 図	36
4.13	$^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{19}\text{C}$ の PI 図	36
4.14	$^{20}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$ の PI 図	37
4.15	$^{19}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{18}\text{C}$ の PI 図	37
4.16	入射粒子角度、および入射粒子の運動量に対する標的下流 ZDS ビームラインのアクセプタンス依存性	

4.17	標的上流及び下流におけるフラグメント運動量 . . . . .	41
4.18	$^{19}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{18}\text{C}$ における $^{18}\text{C}$ フラグメントの運動量分布 . . . . .	42
4.19	バックグラウンドとバックグラウンドを差し引いた後の運動量分布 . . . . .	43
4.20	エネルギーストラグリングの影響を含む検出器の分解能 . . . . .	44
4.21	アクセプタンスの運動量分布への影響 . . . . .	45
5.1	反応断面積のプロット . . . . .	46
5.2	運動量分布のプロット . . . . .	47
5.3	各測定チャンネルの運動量分布 . . . . .	48
6.1	$N_{\text{E1}}(E_x)/E_x$ . . . . .	50
6.2	$^{31}\text{Ne}$ のコンフィギュレーションを仮定して計算した断面積と実験値との比較 . . .	52

# 表目次

3.1	測定したチャンネル	17
3.2	生成、反応標的の位置、元素等	17
3.3	生成、反応標的の厚さ	17
3.4	二次ビームのプロパティ	19
3.5	BigRIPS の設定	20
3.6	BigRIPS の検出器	20
3.7	ZDS の設定	21
3.8	ZDS の検出器	21
3.9	プラスチックシンチレータ	22
3.10	PPAC についての情報	23
4.1	二次ビームの Z 分解能	34
4.2	二次ビームの A 分解能	34
4.3	標的の下流 ZDS における A の分解能	35
4.4	反応チャンネルの運動量分布分解能	38
4.5	標的中でのエネルギーストラグリング	43
4.6	反応チャンネルの運動量分布分解能	44
5.1	各測定チャンネルの反応断面積一覧	46
5.2	各測定チャンネルの運動量分布の幅 $\Gamma$	47

## 参考文献

- [1] Maria Goeppert Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- [2] Otto Haxel *et al.*, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- [3] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. B **346**, 9 (1995).
- [4] E. K. Warburton *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 1147 (1990).
- [5] R. Klapisch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**, 652 (1969).
- [6] B. H. Wildenthal *et al.*, Phys. Rev. C **22**, 2260 (1980).
- [7] X. Campi *et al.*, Nucl. Phys. **A251**, 193 (1975).
- [8] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
- [9] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2599 (1988).
- [10] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Lett. B **232**, 51 (1989).
- [11] T. Nakamura *et al.*, Phys. Lett. B **331**, 296 (1994).
- [12] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1112 (1999).
- [13] N. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 054606 (2004).
- [14] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 252502 (2006).
- [15] N. A. Orr *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2050 (1992).
- [16] Yasushige Yano, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **261**, 1009 (2007).
- [17] T. Kubo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **204**, 97 (2003).
- [18] T. Kubo *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **17**, 1069 (2007).
- [19] Tetsuya OHNISHI *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 083201 (2008).
- [20] A. Yoshida *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **34**, 188 (2001).
- [21] A. Yoshida *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **35**, 152 (2002).
- [22] H. Kumagaya *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **470**, 562 (2001).
- [23] K. Kimura *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **538**, 608 (2005).
- [24] S. Takeuchi *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **36**, 148 (2003).

- [25] A. Mengoni *et al.*, Phys. Rev. C **52**, R2334 (1995).
- [26] A. Bohr *et al.*, Nuclear Structure (World Scientific, Singapore, 1998), Vol. 1.
- [27] B. Jurado *et al.*, Phys. Lett. B **649**, 43 (2007)
- [28] H. Sakurai *et al.*, Phys. Rev. C **54**, R2809 (1996)
- [29] K. Bear *et al.*, J. Phys. G **4**, L287 (1978)

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方のご協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司教授には、問題提起や解析の方法など、様々なことについてご指導頂き、物理的思考の基礎をご教授頂きました。助教の近藤洋介氏には、解析や、物理の描像について分からないことがある度に助言をして頂きました。同期の田中佳奈氏には、物理についての初歩的な議論につき合っていました。後輩の河田鷹介氏、田中直樹氏、出口茂樹氏には、物理の話だけでなく何気ない話にもつきあっていただきました。佐古貴行氏、高橋好太郎氏には、話し相手になっていただきました。旭研究室のみなさまには、昼食に誘っていただいたりと、お世話になりました。

心より深く感謝致します。