

2020 年度 修士論文

重い大強度不安定核ビームの
粒子識別に向けた
キセノンガスシンチレータの開発



京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

土方 佑斗

概要

核物質の状態方程式における対称エネルギーは、中性子過剰な原子核の成り立ちを理解する上で重要であるだけでなく、中性子星などの天体核現象を解明する上でも重要な役割を担っている。しかし、対称エネルギーは未だ不定性が大きく、その決定が急務となっている。実験的に対称エネルギーを決定する有力な手法の一つは、中性子過剰核に対して陽子弾性散乱の微分断面積測定を行い、核子の密度分布を決定する手法である。特に、アイソスピン非対称度が大きくなるほど対称エネルギーの決定精度は向上するため、不安定核の密度分布の測定は極めて重要となる。そこで我々は、不安定核ビームを固体水素標的に入射する逆運動学での陽子弾性散乱実験プロジェクトを進めてきた。散乱実験においては統計量が非常に重要となってくる。ただし、測定の要求精度が高く、標的を厚くすることはできないため、大強度ビームの利用が不可欠である。

理研 RIBF をはじめとする加速器施設では、近年の技術開発により大強度の不安定核ビームが生成可能となっている。しかし、現状では生成された不安定核ビームの粒子識別 (PID) を行う検出器の強度耐性がボトルネックとなり、ビーム強度を下げて実験せざるを得ない。そこで我々は、特に、エネルギー損失 (ΔE) から原子番号 (Z) を決める検出器として、キセノンガスを用いたシンチレーション検出器の開発を行っている。キセノンガスは、ガス状態であるため放射線損傷がほとんどない。加えて、キセノンガスのシンチレーションプロセスは比較的速く、一つのシンチレーション光の生成に必要なエネルギーが小さいという特徴を持っている。

先行研究において、キセノンガスシンチレータは Z が 50 周辺の不安定核ビームに対し、 $\Delta Z = 0.2$ の分解能を達成している。ただし、この測定にて用いられた検出器は全長約 10 cm で、キセノンガスを 4 気圧で封入し、ビーム窓には 1 mm 厚のアルミを使用している。このときの物質厚の合計は非常に大きく、多くの不安定核実験において標的前に設置することは困難である。そこで、先行研究で用いたものに対して、4 分の 1 以下の物質厚であり、かつ、十分なシンチレーション光の収量を確保可能な新しい検出器筐体を製作した。

本研究では理研 RIBF にて、 $Z = 35, 55, 85$ 周辺の不安定核ビーム及び ^{238}U ビームを新しいキセノンガスシンチレータに入射し、PID 性能を評価した。 $Z = 35, 55$ それぞれについて、 $\Delta Z = 0.20, 0.29$ という高い分解能が確認できた。この結果は、従来の損失エネルギー検出器であるイオンチェンバと同程度の性能となっている。 ^{238}U ビームに対しては、約 1% のエネルギー分解能が達成された。

また、 ^{238}U ビームに対して、74 ps (σ) の時間分解能及び 0.39 mm (σ) 位置分解能が達

成された。PID には、 ΔE に加えて時間や位置情報の測定が必要であり、通常はそれぞれ別の検出器を用いて測定しているが、本検出器はそのすべてにおいて高い分解能が期待できることがわかった。

目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	核物質の状態方程式	1
1.2	対称エネルギーへの実験的アプローチと現状	2
1.2.1	中性子スキンの測定	2
1.2.2	密度分布を用いた新しい決定手法	4
1.3	弾性散乱による密度分布の決定	8
1.4	不安定核ビームを用いた散乱実験と密度分布の測定手法	11
1.5	二次ビーム粒子識別用検出器の強度耐性問題とキセノンガスシンチレータ	13
第 2 章	キセノンガスシンチレータについて	15
2.1	キセノンのシンチレーション特性	15
2.2	重イオンに対する先行研究	17
2.3	検出器のデザイン	17
2.4	線源に対する応答	22
第 3 章	重イオンを用いた実験	25
3.1	理研 RIBF について	25
3.2	BigRIPS での粒子識別手法	27
3.2.1	TOF- $B\rho$ - ΔE 法の概略	27
3.2.2	BigRIPS の粒子識別のための検出器の構成	28
3.2.3	$B\rho$ の導出方法	28
3.2.4	Z 及び A/Q の導出	29
3.2.5	検出器に要請される条件	30
3.3	測定検出器と配置	35
3.3.1	キセノンガスシンチレータ	35

3.3.2	プラスチックシンチレータ	37
3.3.3	PPAC	38
3.3.4	イオンチェンバ	39
3.3.5	ゲルマニウム半導体検出器	40
3.3.6	スリット	41
3.3.7	ディグレーダ	41
3.4	測定回路	41
3.5	取得した設定まとめ	44
第 4 章	解析	49
4.1	エネルギー分解能の評価	49
4.1.1	Z35 設定と Z55 設定	49
4.1.2	Z85N 設定	57
4.1.3	U10b 設定	60
4.1.4	エネルギー分解能のまとめ	64
4.2	時間分解能評価	65
4.3	位置分解能評価	68
4.3.1	Z35 設定	69
4.3.2	U10b 設定	72
4.3.3	位置分解能のまとめ	73
第 5 章	議論	75
5.1	立体角のシミュレーション	75
5.2	立体角の効果を入れた検出器の全長とストラグリングの効果	77
5.3	光量の位置依存性の実験との比較	79
5.4	ビームライン検出器としての実用性	82
第 6 章	まとめと今後の展望	83
	参考文献	87

第1章

はじめに

1.1 核物質の状態方程式

核子を構成要素とする無限系の物質を核物質と呼ぶ。核物質の状態方程式は、マクロな物理量であるエネルギー、密度、温度、アイソスピン非対称度を結びつける方程式である。状態方程式の決定は、核物質を理解する上で極めて重要であり、原子核物理の究極目標の一つとなっている。核子当たりのエネルギーを E 、密度を ρ 、アイソスピン非対称度を δ とすると、温度 0 付近での状態方程式は以下のように記述される [1]。ただし、クーロン力の効果はのぞく。

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + S(\rho)\delta^2 + O(\delta^4) \quad (1.1)$$

ここで、密度 ρ と非対称度 δ は、中性子密度 ρ_n および陽子密度 ρ_p を用いて以下のように定義される。

$$\rho = \rho_n + \rho_p \quad (1.2)$$

$$\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (1.3)$$

ここで、式 (1.1) において奇数次の項が含まれないのは、クーロン力を除いた際に陽子と中性子の入れ替えに対する対称性であるアイソスピン鏡像対称性が良く成り立つためである。 δ に関する二次の係数である $S(\rho)$ は対称エネルギーと呼ばれ、標準原子核密度 $\rho_0 (= 0.16 \text{ fm}^{-3})$ とすると、 $\rho = \rho_0$ 周りにおいて以下のように展開される。

$$S(\rho) = S_0 + \frac{L}{3\rho_0}(\rho - \rho_0) + \frac{K_{\text{sym}}}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (1.4)$$

対称エネルギーは、非対称度の非常に大きな巨視系である中性子星の構造と密接な関係を持っている。近年、対称エネルギーのパラメータのうち特に注目されているのが、傾き

パラメータ L である。これは、最近の天体観測実験により、太陽質量の2倍の質量をもつ中性子星が発見されたためである [2]。これまでに見つかっている中性子星は太陽質量の1.4倍前後のものがほとんどであったため、非常に大きな質量をもっているといえる。 L は中性子星内部の圧力と比例関係にあり [3]、圧力は中性子星半径の4乗におおよそ比例する [4]。しかし、現代の核物質理論から計算される中性子星の最大質量は、傾きパラメータ L の不定性に起因して、大きな不定性を持っている。よって、原子核分野だけでなく天体分野からも対称エネルギーの決定が重要となっている。

1.2 対称エネルギーへの実験的アプローチと現状

対称エネルギー、特に密度の一次係数 L を実験的に決定するために、重い中性子過剰な中重核で発達する中性子スキンの厚さの測定が従来より行われてきた。しかし最近の研究から、核子の密度分布をスキンとは異なる見方をする事で、より精度の高い対称エネルギーの決定ができることがわかってきた [5, 6]。1.2.1 節にて中性子スキンからの、1.2.2 節にて密度分布からの、対称エネルギーへの実験的アプローチとその現状について述べる。

1.2.1 中性子スキンの測定

図 1.1 のように、中性子過剰な中重核においては、中性子半径が陽子半径よりも大きくなり、核表面に中性子の割合が極端に大きくなる領域が存在する。この領域は中性子スキンと呼ばれ、その厚さ Δr は対称エネルギーと強く相関する物理量である。核子半径を $r_{n(p)}$ 、以下のように中性子と陽子の平均二乗半径として定義すると、スキン厚 Δr は両者の差 $r_n - r_p$ として記述される。

$$r_{n(p)} \equiv \langle r^2 \rangle_{n(p)}^{1/2} = \sqrt{\frac{\int dr r^2 \rho_{n(p)}}{\int dr \rho_{n(p)}}} \quad (1.5)$$

スキン構造の発達は定性的に、対称エネルギーの密度依存性から次のように説明できる。中心付近の密度の高い領域での対称エネルギーを下げるためには、陽子半径を小さくし中性子半径を大きくするため、中性子スキンが発達する。一方、表面付近の密度が小さく、内部に比べ非対称度が大きくなる領域の対称エネルギーを下げるためには、スキン厚を小さくする必要がある。よって、高密度領域である中心付近と低密度領域である表面付近の対称エネルギーのバランスを取り、系全体でのエネルギーが最小となるようにスキン厚の

大きさは決まっている。ゆえに、中性子スキン厚の測定は対称エネルギーの密度依存性を決定する手段として有効であることが期待できる。

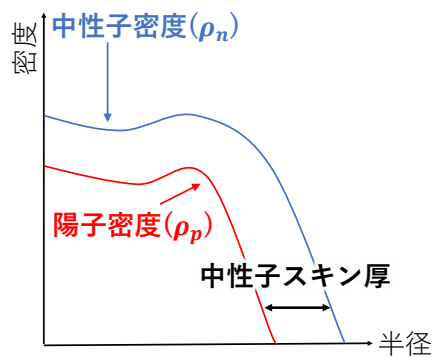


図 1.1: 中性子過剰核における密度分布と中性子スキンの概略図

実際に、様々な平均場理論計算からスキン厚と対称エネルギーの相関が強いことがわかっている。特に、二重魔法数核である ^{208}Pb 、 ^{132}Sn 、 ^{48}Ca は、核構造からくる様々な効果による不定性が小さいため数多くの理論計算がなされている。 ^{208}Pb のスキン厚 Δr と式 (1.4) におけるパラメータ L の相関を、図 1.2 に示す。モデルにより多少のばらつきはあるものの、大方一つの直線で表現可能な強い相関を示しており、中性子スキン厚の測定から傾きパラメータ L を強く制限できるといえる。

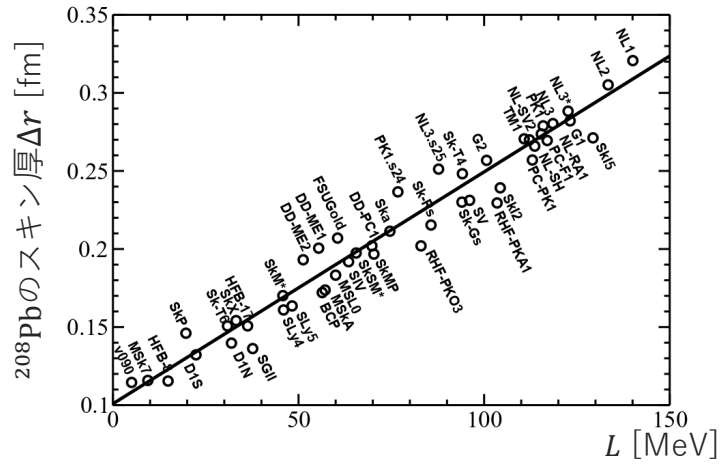


図 1.2: 対称エネルギーの一次の密度依存項の係数 L と ^{208}Pb の中性子スキン厚の相関 [7]。各プロットが種々の理論計算の結果であり、直線はその相関である。

実験的にスキン厚を決定する手法はいくつか存在する。一つは、電磁相互作用を用いた $E1$ 遷移強度を測定する方法である [8]。この手法では、 $E1$ 遷移強度をもとに計算される双極分極率が、スキン厚と非常に強い相関を持つことを利用している [9]。また、弱い相互作用による電子散乱から中性子半径を測定を行う実験も存在する [7, 10]。陽子の密度分布は、反応機構が良くわかっている電磁相互作用を用いた電子散乱からモデル非依存に決定することができるため、中性子半径を測定できればスキン厚を求めることができる。ただし、弱い相互作用による効果を得るためには大量の統計量と高精度での測定が要求されるため、運動量移行 1 点のみでの測定しかなされていない。さらに、現状では、運動量移行 1 点のみでも統計量が不足してしまっている。

上記二つの実験はどちらも不定性の議論が困難な核構造モデルを仮定して測定を行っている。これに対し、筆者らのグループが進めてきた陽子弾性散乱による中性子密度分布測定では、形状の仮定なしに精度よく決定することに成功してきた [11, 12]。さらに、反応機構の不定性も含めて中性子密度分布の誤差を評価できているという点においても重要となっている。この手法については、1.3 節にて詳しく紹介する。

1.2.2 密度分布を用いた新しい決定手法

中性子スキンは対称エネルギーと強い相関をもつため、理論的には優れたプローブである。ゆえに、いくつかのスキン厚測定実験が行われているが、一方で半径の差という非常

に小さい物理量を測定しているため、測定精度の向上が難しい量であることも事実である。そこで近年、密度分布をもとに、スキン厚以外の対称エネルギーと相関をもつ物理量を探す理論研究が行われてきた。その結果、吉田らにより新たな密度分布からの対称エネルギー決定手法が発案された [5]。

原子核のアイソスカラー密度 ρ_{IS} とアイソベクター密度 ρ_{IV} は以下のように定義される。

$$\rho_{IS}(r) = \rho_n(r) + \rho_p(r) \quad (1.6)$$

$$\rho_{IV}(r) = \rho_n(r) - \rho_p(r) \quad (1.7)$$

図 1.3 に、実験から求めた ^{208}Pb のアイソスカラー密度、アイソベクター密度の核内での変化を示す。また、図 1.4 に、DDME と呼ばれる平均場計算における ^{208}Pb のアイソスカラー密度、アイソベクター密度の核内での変化を示す。実験データは中心付近になると密度分布の誤差が大きくなるが、対称エネルギーの抽出に重要な表面領域では誤差が小さくなっている。 L などの対称エネルギーのパラメータの抽出には、 $\rho_{IV} = \rho_{IS}(N - Z)/A$ の直線とトラジェクトリとの交点における傾き *Slope* を利用している。パラメータの決定の一例として、図 1.5 に、その傾きと L の理論計算による相関を示す。実験により得られた ^{208}Pb の傾きとの比較により、SAMI-J と DDME-J という二つの平均場理論計算でそれぞれ、 $L = 29.5 \pm 6.4$ MeV (Sami-J), $L = 36.9 \pm 5.2$ MeV (DDME-J) と制限できる。 L の値は、平均場計算のモデルにより異なる値をとるが、一つのモデル内においては *Slope* と非常に強い相関を示している。よって、本手法は実験精度をそのままに L の決定精度を向上させうるポテンシャルを持った有望なものである。

この手法は、密度分布そのものを測定していることによってはじめて可能になっている。よって、密度分布のデータは、核構造モデルに依存しない中性子スキン厚の決定を可能にするだけでなく、より精度の高い対称エネルギー手法にもできるため、その測定の重要性がより高まってきている。

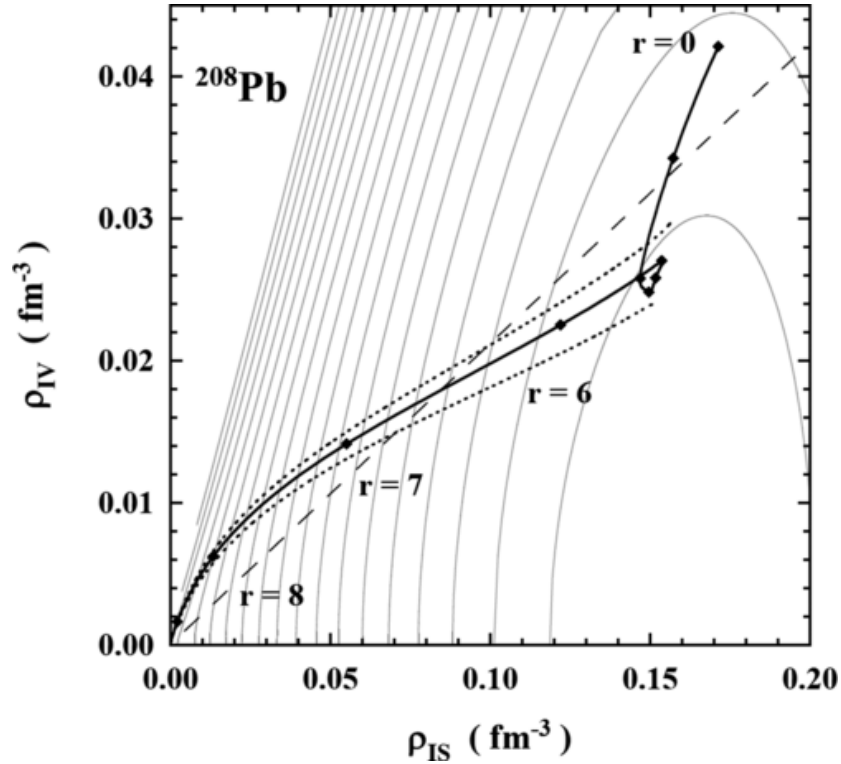


図 1.3: 実験により得られた ^{208}Pb のアイソスカラー、アイソベクター密度についての二次元プロット [5]。等高線は SAMi-J27 による理論計算により 1 MeV ごとに引かれている。実験によるトラジェクトリは二つの点線に挟まれた実線によって書かれており、点線の中の領域は実験誤差を示す。ただし、 $r < 3$ fm の領域については誤差が大きいため載せていない。破線は $\rho_{IV} = \rho_{IS}(N - Z)/A$ の直線である。実験データは文献 [11] による。

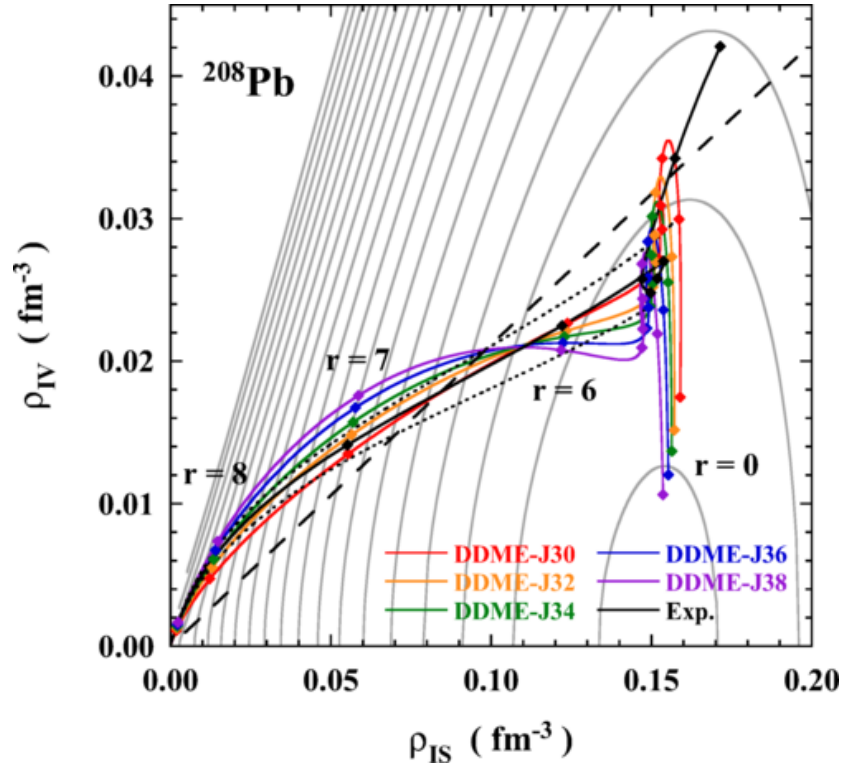


図 1.4: DDME による ^{208}Pb のアイソスカラー、アイソベクター密度についての二次元プロット [5]。複数のパラメータセットでの結果を示す。等高線は DDME-J30 による結果を使用している。破線は $\rho_{IV} = \rho_{IS}(N - Z)/A$ の直線である。実験データは文献 [11] による。

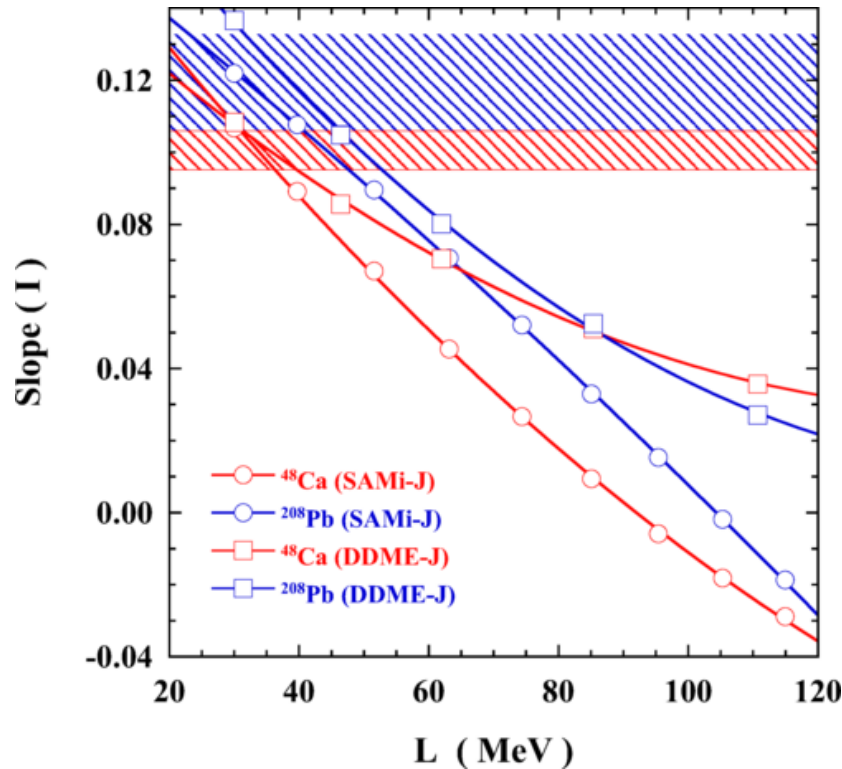


図 1.5: ^{48}Ca と ^{208}Pb における対称エネルギーの一次の傾きパラメータ L とアイソスカラー密度-アイソベクター密度における曲線の傾きの相関 [5]。斜線の領域は実験結果を表す。

1.3 弾性散乱による密度分布の決定

陽子の密度分布は、電子弾性散乱を行うことにより、次のように決定することができる。散乱で得られた微分断面積を、標的原子核を点電荷と仮定した場合である Mott 散乱の微分断面積と比較することで形状因子を導出する。密度分布は形状因子のフーリエ変換であるため、幅広い運動量移行領域での断面積測定を行うことで、高精度な密度分布を導出することができる。

これに対し中性子の密度分布は、中性子が電荷をもたないため、電磁相互作用を用いた電子散乱により測定することができない。代替手段の一つとしては、弱い相互作用を用いた測定があげられるが、前述のように、一点の運動量移行の測定でも十分な統計量を得られていないため、幅広い運動量移行を測定し核全体の密度分布を決定することはきわめて困難といえる。

そこで、筆者らのグループでは陽子弾性散乱による中性子密度分布測定手法の開発を行ってきた。強い相互作用を用いるという試みは古くから行われてきたが、筆者らのグループが開発した中間エネルギーでの高精度測定と媒質効果を取り入れた現象論的なモデルを用いた解析により確立された [13]。以下では、その手法について記す。

陽子弾性散乱を行うことで得られる形状因子は陽子と中性子の二つの寄与を合わせたものとなる。しかし、電子散乱などの測定により陽子分布が既知である場合、陽子の寄与を取り除くことで、中性子の密度分布を決定することができる。本手法の特筆すべき点の一つは、入射エネルギーが約 300 MeV という中間エネルギーでの測定を行うことである。300 MeV 付近において陽子は、核子との反応断面積が最も小さく、核内での平均自由行程が非常に長くなる。これにより、反応機構が単純な一段階過程でよく記述できるようになるため、相対論的インパルス近似計算を用いることで、反応モデルの不定性を小さくすることができる。また、強い相互作用を利用しているため、核内で様々な多体効果が寄与するが、この効果を理論的に高精度で決定することは困難である。よって、核内での媒質効果を密度に依存する関数としてパラメータ化し、中性子スキンがないとされている ^{58}Ni の陽子弾性散乱による微分断面積を再現するように決定している。この手法はさらに、それまでの強い相互作用を用いた手法で評価されてこなかった反応機構の不定性の評価もおこなっている。この手法により得られた $^{204,206,208}\text{Pb}$ の中性子密度分布を図 1.6 に、 $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ の中性子密度分布を、それぞれ陽子密度分布とともに示す。

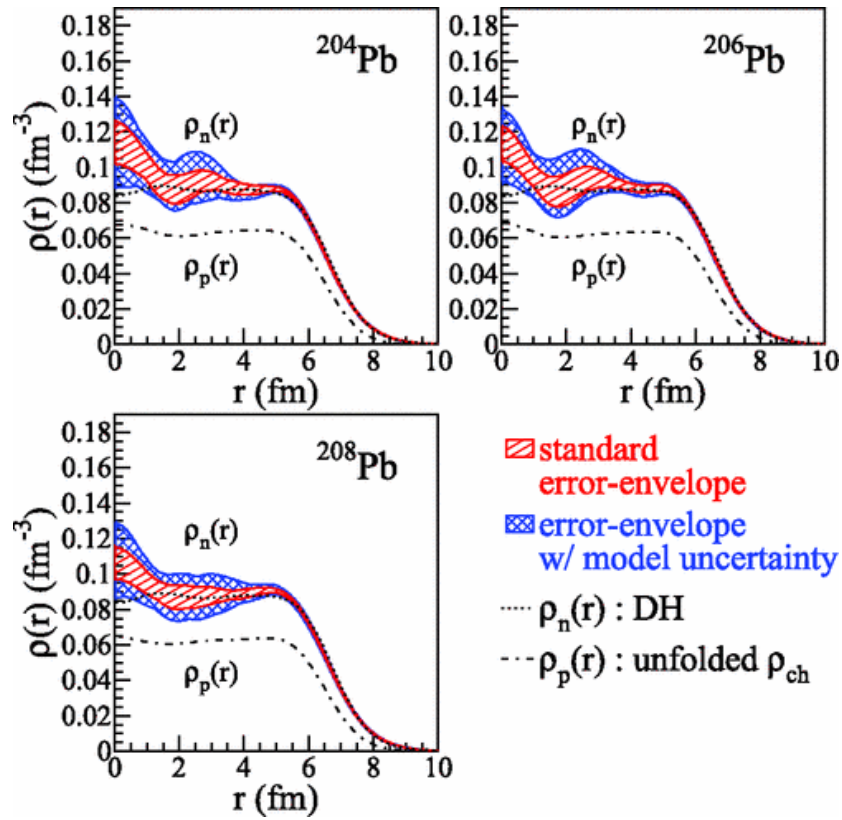


図 1.6: 295 MeV の陽子弾性散乱によって測定された $^{204,206,208}\text{Pb}$ の中性子密度分布 [11]。

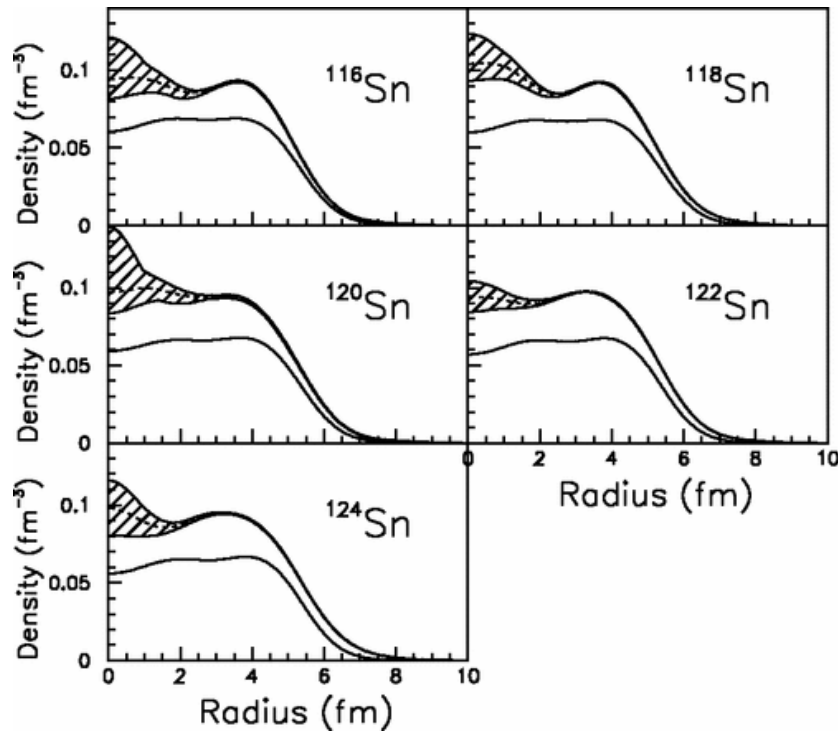


図 1.7: 295 MeV の陽子弾性散乱によって測定された $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ の中性子密度分布 [12]。斜線の領域は誤差を表す。また、それぞれの図の下側の曲線は陽子密度分布である。

1.4 不安定核ビームを用いた散乱実験と密度分布の測定手法

前節で紹介したように、安定核においては核子密度分布の測定手法が確立されており、その結果から対称エネルギーにも一定の制約を与えることができている。対称エネルギーの決定精度を向上させるために理論的な新手法も開発されている。一方、実験的には対象核を、安定核よりもアイソスピン非対称度の大きく、より大きなスキン構造が期待される不安定な中性子過剰核にすることによりさらなる精度の向上を目指す試みもなされている。

不安定核の散乱実験を行うには、対象核をビームにしプローブ粒子を標的にした逆運動学での実験を行う必要がある。逆運動学での密度分布測定は、安定核の測定とは全く異なる。そこで、不安定核での陽子弾性散乱測定を実現するために ESPRI (Elastic Scattering of Proton with RI beam) プロジェクトが進めてられてきた。ESPRI プロジェクトのセットアップは図に示すように主に、固体水素標的 (SHT; Solid Hydrogen Target)、ビームラ

イン上に位置する Beamline Drift Chamber (BDC)、反跳陽子の測定を行う検出器群 (RPS; Recoil Proton Spectrometer) の三つから構成される。BDC は基本的に二台使用され、ビームの位置と角度を測定することができる。また、RPS を構成する Recoil Drift Chamber (RDC) は、反跳陽子の角度を測定できる。この二つの情報をもとに散乱角度を決定することができる。また、プラスチックシンチレータ ($p\Delta E$) と NaI(Tl) は反跳粒子のエネルギーの測定に使用され、角度情報と組み合わせることで質量欠損法で弾性散乱事象を選別することができる。ただし、弾性散乱事象の選択に必要な質量欠損分解能を実現するには薄い標的が不可欠である。その一方で、密度分布を精度よく決定するためには、大統計のデータを測定しなければならない。よって、必然的に大強度の不安定核ビームが不可欠となる。

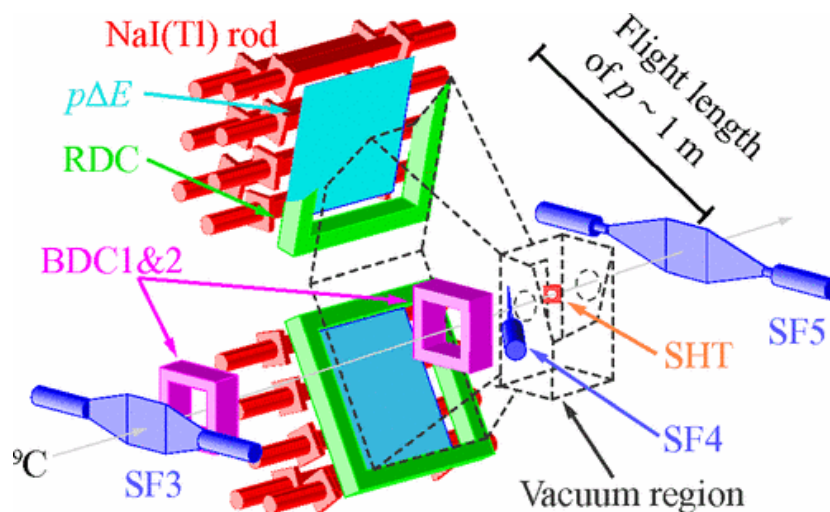


図 1.8: ESPRI プロジェクトの標的周辺のセットアップ [14]。

一般に、高いエネルギーの不安定核ビームは、ウランのような重い一次ビームを Be などの標的に入射し、核破砕反応を引き起こすことで生成される。生成された核破砕片は多くの核種が混合しているため、目的の核種の選別、識別を行う必要がある。各粒子の識別には主に、3 にて後述する TOF- $B\rho$ - ΔE 法が用いられる。この手法は、ビームの飛行時間 TOF・エネルギー損失 ΔE ・軌跡情報を検出器で取得することで、原子番号 Z と質量荷電状態比 A/Q を決定するもので、様々な不安定核実験において広く用いられている。

密度分布測定のほかにも、不安定核ビームを用いた重要な散乱実験は多数存在する。例えば、核物質の非圧縮率のアイソスピン依存性を探索する実験である逆運動学での (p,p') , (d,d') , (α,α') 実験や、核物質中でのクラスター現象を探る $(p,p\alpha)$, $(\alpha,2\alpha)$, $(p,2pn)$ 実験があげられる。このような散乱実験においても十分な統計量での測定が必要となるため、

大強度な不安定核ビームの利用は極めて重要となる。

不安定核の密度分布測定には、安定核の密度分布測定に用いてきた電子弾性散乱による精度よい陽子密度分布が得られていないという問題点がある。これは、電磁気力を利用した電子散乱は強い相互作用を用いる散乱よりも断面積が小さいため、核子や原子核を用いた散乱実験以上に必要統計量を確保できないためである。そこで ESPRI プロジェクトでは、入射陽子との相互作用のエネルギー依存性が、核内の陽子と中性子で異なることに着目し、二つのビームエネルギー (200 & 300 MeV/u) で測定することで密度分布を測定できる手法を開発した [13]。この手法を用い、中重核領域の不安定核の密度測定のベンチマークとして、2016 年に 200 MeV/u の、2019 年に 300 MeV/u のビームエネルギーで ^{132}Sn の逆運動学陽子弾性散乱実験が行われた [15, 16]。今後も、様々な不安定核の密度分布測定が計画されている。

1.5 二次ビーム粒子識別用検出器の強度耐性問題とキセノンガスシンチレータ

理研 RIBF をはじめとする不安定核ビームを供給可能な施設においては、近年の加速器開発により、大強度の二次ビームを生成可能になってきている。しかし、RIBF においては、核破碎反応により生成された二次ビームを識別するための標準ビームライン検出器のビーム強度耐性が低いために、現状では強度を低くして実験を行わざるを得なくなっている。

ビームライン検出器の問題は主に二つの要因がある。それは、放射線損傷と検出器の応答時間である。標準検出器のうち、時間測定用のプラスチックシンチレータは前者の、損失エネルギー測定用のイオンチェンバと位置測定用の delay-line Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) [17] は後者の問題により強度耐性が低くなっている。なお、各検出器の詳細な説明は 3.3 節にて記す。

放射線損傷とは、主に結晶構造をもつ検出器においては、多くの粒子が検出器を通過する際のエネルギーによりその構造が破壊されてしまい、シンチレーションが起こらなくなってしまう、あるいは、発光量が減少してしまうことである。これは、低い強度のビームを使用していた場合では、累積の照射時間が非常に多くなった場合に発生する事象である。しかし、大強度のビームを照射した場合は、数時間あるいは数分のうちに結晶構造が破壊されていき、一つの実験を完了する前に正しい測定が不可能になってしまう。なお、 $Z \sim 10$ のような原子番号が小さいビームは検出器へのダメージが少ないため、大

強度であってもプラスチックシンチレータも使用可能であるが、 Z が大きいような領域では使用は困難となる。

応答が遅い検出器に大強度のビームを照射した場合には、一つのイベントの情報が引き出されきる前に別のイベントの情報が入ってしまう確率が高くなる。その確率は、応答が遅ければ遅いほど、強度が高ければ高いほど大きくなるため、ビーム強度に応じて応答が十分速い検出器を使用しなければならない。

これらの問題を克服するために、近年、新しい大強度耐性を持つビームライン検出器の開発が盛んにおこなわれている。例えば、飛行時間検出器としてはダイヤモンド検出器、位置検出器としては delay-line PPAC から読み出しを改良した Strip Readout PPAC や、低圧力の Multi Wire Drift Chamber があげられる。これらと並び、主に損失エネルギー (ΔE) 検出器として注目されているのが、キセノンガスを用いたシンチレーション検出器である。キセノンガスシンチレータは、ガス状態で使用されるため放射線損傷はほとんどない。また、第 2 章で述べるが、比較的速いシンチレーションプロセスとなっており [18]、さらに、1 光子を生成するために必要なエネルギーが低いため [19]、高いエネルギー分解能を期待することができる。

以上のことを踏まえ我々は、大強度不安定核に対しても使用可能な、新しいビームライン検出器としてキセノンガスシンチレータの開発を行ってきた。本研究では、先行研究 [20] から改良された新しい検出器筐体を製作し、新筐体における α 線源の分解能および波形を取得した。得られたデータよりビームを照射する際の設定を決め、実際に理研 RIBF において重イオンビームを照射した。実験においては、これまで取得したことのない $Z > 70$ 領域のデータの取得にも成功した。得られたデータより各 Z 領域におけるエネルギー分解能を評価した。また、時間分解能、位置分解能についても評価を行った。

本論文では、2 章にてキセノンガスの基本的な特性と α 線源のデータ取得について、3 章にて理研 RIBF にて行った重イオン照射実験について、4 章では得られたデータの解析と結果について、5 章ではシミュレーションを踏まえた議論について、最後に 6 章で結論と今後の展望について記す。

第2章

キセノンガスシンチレータについて

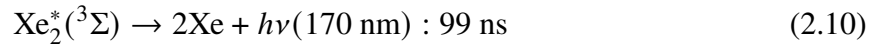
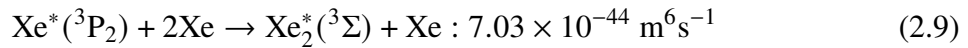
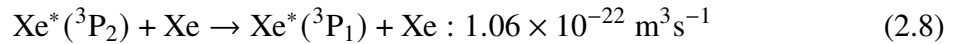
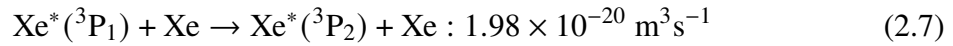
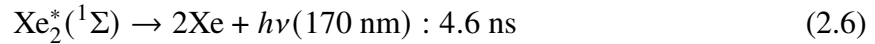
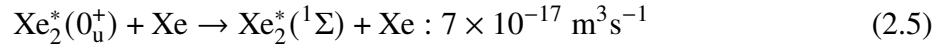
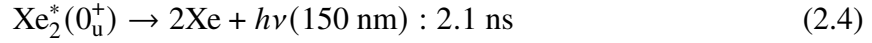
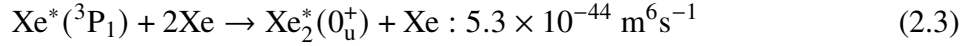
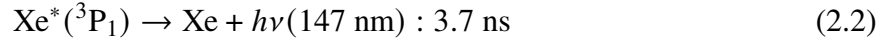
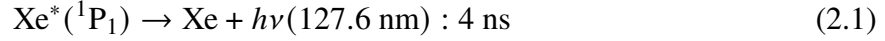
キセノンは、気体あるいは液体状態において放射線検出器として長く使用されてきた。近年においても、主に素粒子物理学分野において様々な実験で使用されている。例えば、暗黒物質の直接探索を目指し、2018 まで実験が行われていた XENON1T[21] では約 2.0 t の、その後継で現在アップグレードが行われている XENONnT 実験 [22] では約 5.9 t の液体キセノンが Time Projection Chamber の電離媒体かつ標的として使用してされている。また、ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊の探索を行う実験の中でも、KamLAND-Zen[23], AXEL[24], NEXT 実験 [25] において液体状態や高圧のガス状態のキセノンが使用されている。

このように広く利用されているキセノンであるが、我々はそのガス状態におけるシンチレーション特性に着目し、不安定核ビームの ΔE 検出器としての運用を目指している。本章では、2.1 節にて基本的なキセノンガスのシンチレーション特性について、2.2 節にて重イオンに対するこれまでの研究成果について記す。また、2.3 節にて本研究にて新たに作製した検出器の構成を説明した後、2.4 節にて新たに取得した圧力ごとの α 線源を用いた信号の波形について述べる。

2.1 キセノンのシンチレーション特性

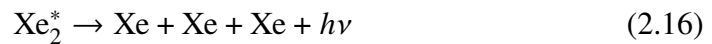
キセノンガスのシンチレーションプロセスは複数存在する。以下に、先行研究 [18, 26, 27, 28, 29] にて調べられてきたシンチレーション過程を示す。各過程について、反応の場

合には反応速度定数を、自発崩壊の場合には寿命を合わせて示す。



ここで、Xe はキセノン原子、Xe* はキセノン励起原子、Xe₂* はキセノン励起分子、hν はシンチレーション光子を表す。これらの発光過程のうち、分子に関わる過程は圧力に依存して発生確率が変化する。170 nm の波長をもつシンチレーション二つの発光過程は、おおよそ 100–500 Torr において発生するようになり、大気圧を超えてくると 150 nm 以下の発光波長の光子の発生は見られなくなることがわかっている。現在の計測技術においては、150 nm 以下の波長の光子の検出には課題が多くあるため、大気圧以上で使用して 170 nm のシンチレーション光を検出することがカギとなる。

また、大気圧以上では、発光波長は変化しないものの、発光強度が増大していく。これは以下のような、イオン化されたキセノン原子が電子と再結合することにより発光する過程の寄与が増大していくためだと考えられている [30]。



ここで、Xe** は高励起状態のキセノン原子を表す。また、式 (2.12) は、イオン化により生成された電子 e_{hot} が、他の原子を励起、あるいはイオン化することでエネルギーを失い、熱電子 e_{th} になったことを表す。式 (2.16) は、式 (2.6) あるいは式 2.10 のいずれかの過程と同じとなるため、発光波長は変化しない。しかしながら、キセノンガスは超高压で使用

されることが多く、常圧から数気圧付近での波形については詳しく調べられていない。そこで本研究では、 α 線源を用いて1気圧から4気圧にかけての波形の変化を確認する。

2.2 重イオンに対する先行研究

我々のグループの先行研究において、キセノンガスシンチレータの重イオンに対する応答が2017年に初めて測定された [20]。千葉 HIMAC にて、 ^{132}Xe ビーム (290 MeV/u) と、 ^{132}Xe ビーム (400 MeV/u) を Be 標的に入射して生成された約 300 MeV/u の $Z \sim 50$ の二次ビームをキセノンガスシンチレータに入射し、エネルギー及び原子番号 Z の分解能評価が行われた。 ^{132}Xe の一次ビームに対しては、封入するキセノンガスの圧力を2気圧とした際は1.3%の、4気圧とした際は0.8%のエネルギー分解能が達成された。また、4気圧の圧力でキセノンガスを封入し、二次ビームの測定を行ったところ、RMS (Root Mean Square) で $\delta Z = 0.2$ (5σ 分離) が達成された。

以上のことから、キセノンガスシンチレータは新しい損失エネルギー検出器となるポテンシャルを持っていることがわかる。しかし、先行研究にてキセノンガスは4気圧で封入されており、ビーム窓には1mm厚のアルミを使用しているため、物質厚が非常に大きくなっている (約 800 mg/cm^2)。この厚さの物質に、例えば300 MeV/u の $\text{Sn} (Z = 50)$ ビームを入射した場合、通過後エネルギーは約260 MeVまで減少してしまう。よって、高いビームエネルギーを必要とする不安定核実験においては、このような厚い検出器は実用的でないといえる。そこで、本研究では、従来よりも物質厚を小さくした新しいキセノンガスシンチレータを開発した。

2.3 検出器のデザイン

本研究で製作したキセノンガスシンチレータは、物質厚を小さくするために検出器の全長を短くし、さらに封入圧力を小さくしても十分なシンチレーション光の収量が確保されるように、設計にあたり従来機から次のような変更を行った。まず、シンチレーション光子を検出する光電子増倍管 (PMT: Photomultiplier Tube) までの距離が半分になるように小型化されている。また、従来機は向かい合った2つのPMTで読み出す線対称のデザインとなっていたが、新しい筐体は点对称の構造をしており4つのPMTで読み出すことができるようになっている。エネルギー分解能を向上させるには光子の収量を大きくすべきであるので筐体の材質には、図 2.1 に示すように VUV (Vacuum Ultra Violet) 光子 (波長が 10–200 nm) に対しても反射率が高い Al が望ましく、従来機では用いられていた。しか

し、Alはやわらかい素材であるため細かな加工が難しく、小型化せれたデザインを実現するのが困難であった。新筐体の素材には、硬くて加工が行いやすいステンレスを素材として使用している。図2.1には、鉄及びコバルトの175 nmの光に対する反射率は直接的に明示されていないものの、高々40%である。これにより、集光という観点においてはAlに劣るものの、時間や位置検出器としての利用を行う際には有利になると考えられる。以上のような、先行研究で使用した検出器と本研究で使用した検出器の比較を、表2.1および図2.2に示す。

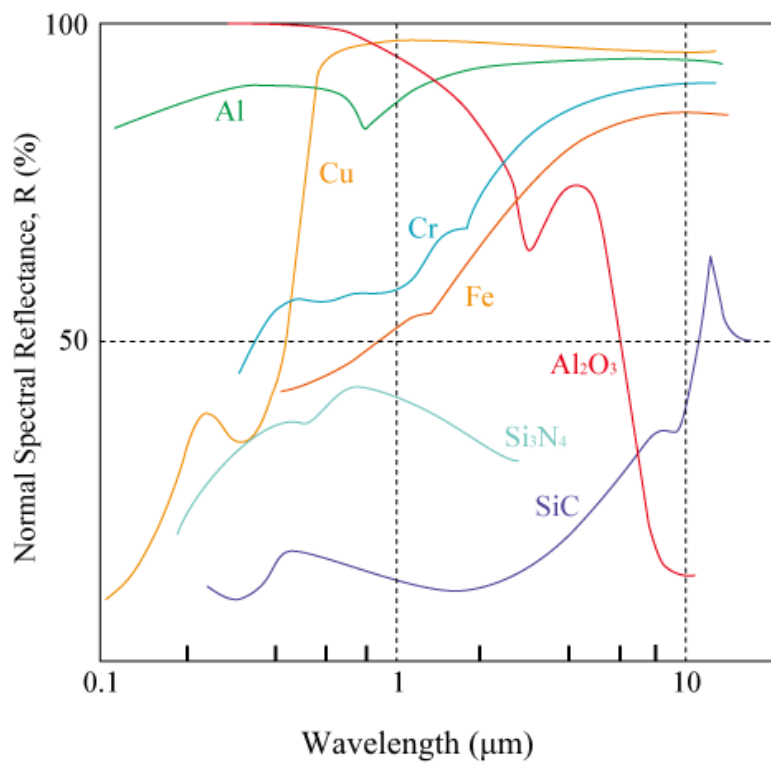


図 2.1: 様々な物質の波長による反射率の変化 [31]。

表 2.1: 本研究で使用した検出器と先行研究 [20] で使用した試作機の比較。ただし物質厚には膜の厚さも含む。

	先行研究で使用した試作機	本研究で作製した検出器
中心から PMT までの距離 [mm]	110	55
PMT の使用数	2	4
筐体の材質	Al	SUS
ビーム窓の材質	Al	カプトン
ビーム窓の厚さ [mm]	1	0.125
圧力 [気圧]	4.0	2.0
物質厚 [mg/cm^2]	800	85

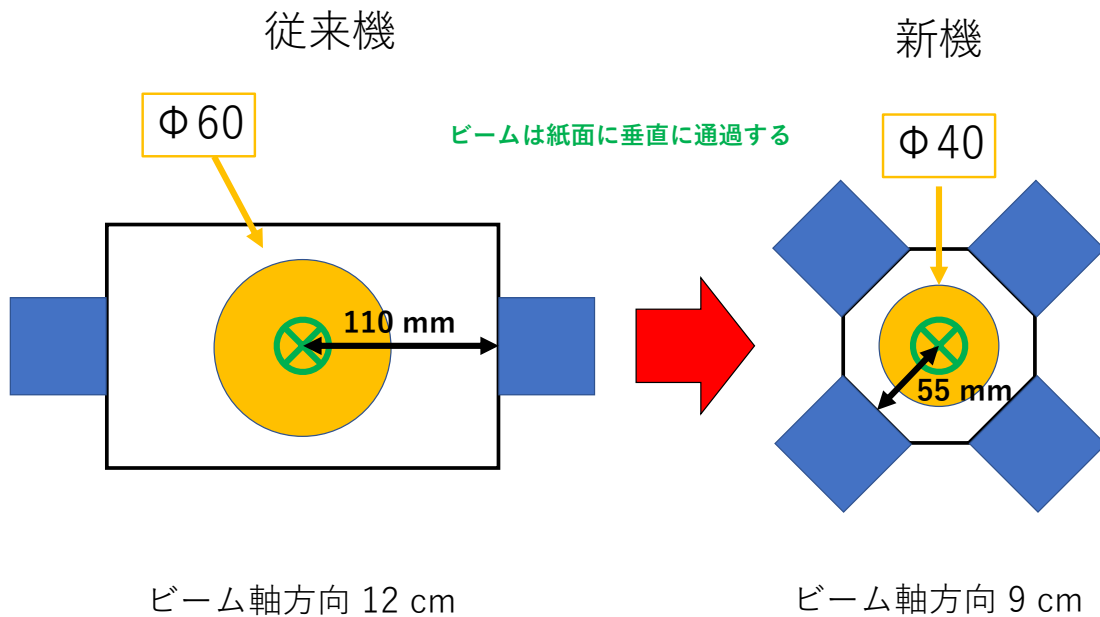


図 2.2: 先行研究で使用した従来機と、本研究で設計した新機の比較。

新しい検出器の物質厚は、現在損失エネルギー検出器として使用されているイオンチェンバの物質厚と同等になるようにデザインした。物質厚が一定になるように、封入圧力とビーム軸方向の長さを連動して変化させることができるが、これは以下の条件のバランスを考慮し決定した。圧力を高くした場合、イオン化したキセノン原子の再結合に伴うシンチレーションにより光量が増す。また、このとき長さは短くなるため、検出器を焦点面に

置いた場合に小さい有感領域で測定できるという利点が得られる。しかし、圧力が高いと、窓材の耐圧が高くなるように厚い物質を使わなくてはならない。よって、これらのバランスを考え、封入圧力は2気圧としてビーム軸方向の長さを90 mmとした。また、ビーム窓にはカプトン 125 μm を使用した。決定したデザインでのキセノンガスシンチレータにおけるイオンチェンバとの比較を2.2にまとめる。

表 2.2: 本研究で使用したキセノンガスシンチレータとイオンチェンバの比較。ただし物質厚には膜の厚さも含む。

	キセノンガスシンチレータ	イオンチェンバ
ビーム軸方向の長さ [mm]	90	600
ビーム窓の直径 [mm]	40	200
有感領域	小	大
物質厚 [mg/cm^2]	85	130.9

ここまでは従来機との違いについて述べてきたが、引き継がれている面も多々ある。封入するキセノンガスは99.999%の純度のものを使用している。PMTには、VUV光子に対して高いゲインをもつ Hamamatsu R6041-406 を使用した。PMT 本体の窓材は合成石英ガラスで、図 2.3 に示すような波長に対する透過率となっている。また、PMT 用のガラス窓には、信越石英社製の光学用石英ガラス SUPRASIL-P710C を使用した。このガラスは、図 2.4 に示すように 175 nm の光子に対して約 90%/cm という高い透過率を誇る。

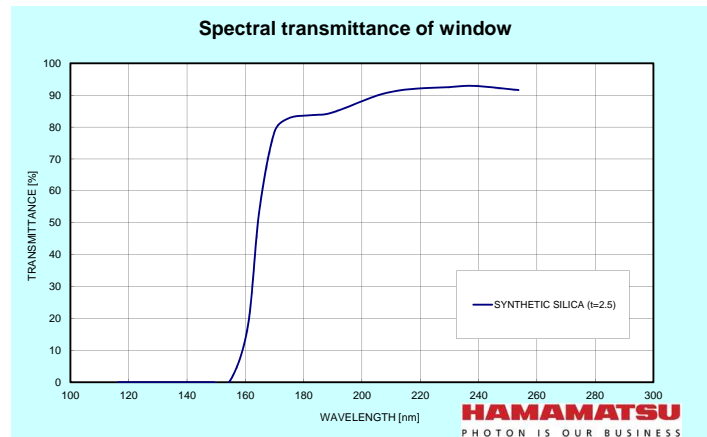


図 2.3: PMT 本体の窓の透過率の波長依存性。

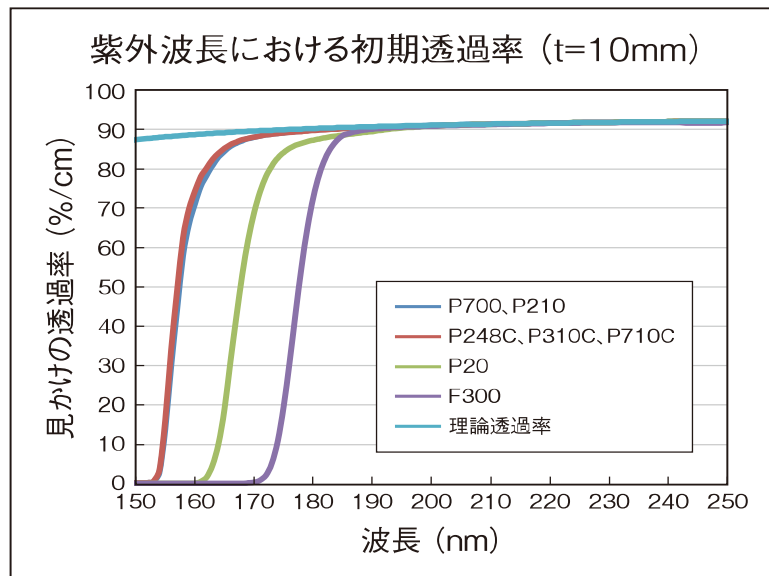


図 2.4: 信越石英社製光学用ガラスの透過率の波長依存性 [32]。本研究では P710C を使用。

2.4 線源に対する応答

新しい筐体での検出器の応答を調べるために、 α 線源である ^{241}Am のデータを取得した。図 2.5 に、Flash ADC(CAEN V1730) で取得した圧力ごとの出力信号の波形を圧力ごとに示す。0.5 気圧は一度低下した後に、再び強度が大きくなる特徴的な波形をしている。この構造の原因はよくわかっていないが、2.1 節で述べたように常圧以上での利用が通常は行われるため、本論文では詳細な議論は行わない。1 気圧以上の波形を見ると、テールの減衰が圧力が上がるにつれて速くなっていることがわかる。これは、イオン化粒子の再結合による発光が圧力が上がるほど発生しやすくなるためである。

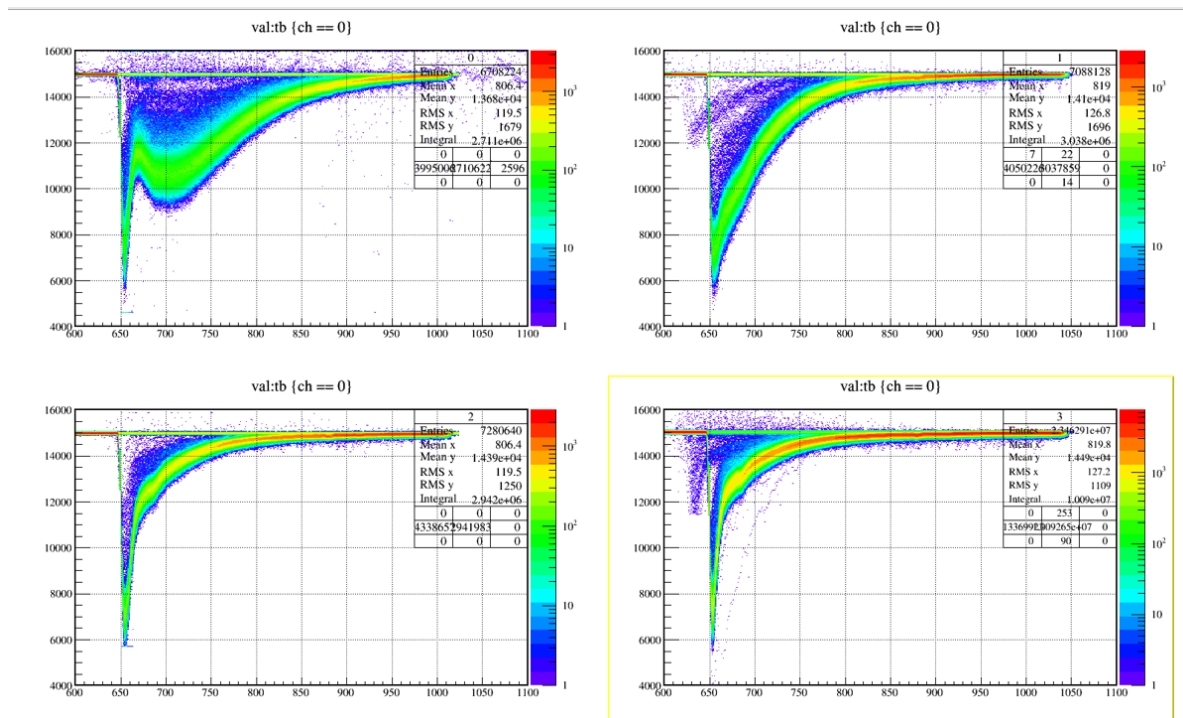


図 2.5: Flash ADC で取得したキセノンガスシンチレータの圧力ごとの波形の変化。横軸は時間 [ch=0.5 ns] を表す。(左上)0.5 気圧、(右上)1 気圧、(左下)2 気圧、(右下)3 気圧

本研究で行う重イオン照射テストでは、発光量と物質厚の兼ね合いを考え 2 気圧で行うこととした。そこで、2 気圧での α 線源のエネルギー分解能評価を行った。各 QDC の相乗平均を取ったスペクトルが図 2.6 である。このスペクトルをガウス関数でフィットすることで得られたエネルギー分解能は約 3.9% である。また、その他の 1 気圧以上の圧力に

についても立体角の効果を考慮すれば、おおよそ同程度の分解能となった。この分解能はシンチレーション光子の収量から決まる統計誤差のみによるものであると仮定すると、 ^{238}U ビームに対するエネルギー分解能は約 0.3% となる。このエネルギー分解能は、実験にて達成された場合には Z を 5σ 以上で分離できるほどの優れた分解能である。よって、この新しい検出器は、粒子識別に十分な収量のシンチレーション光を集められる構成となっているといえる。ただし、3章で後述するが、ビームに対するエネルギー分解能はストラグリングの効果を考慮しなければならない。

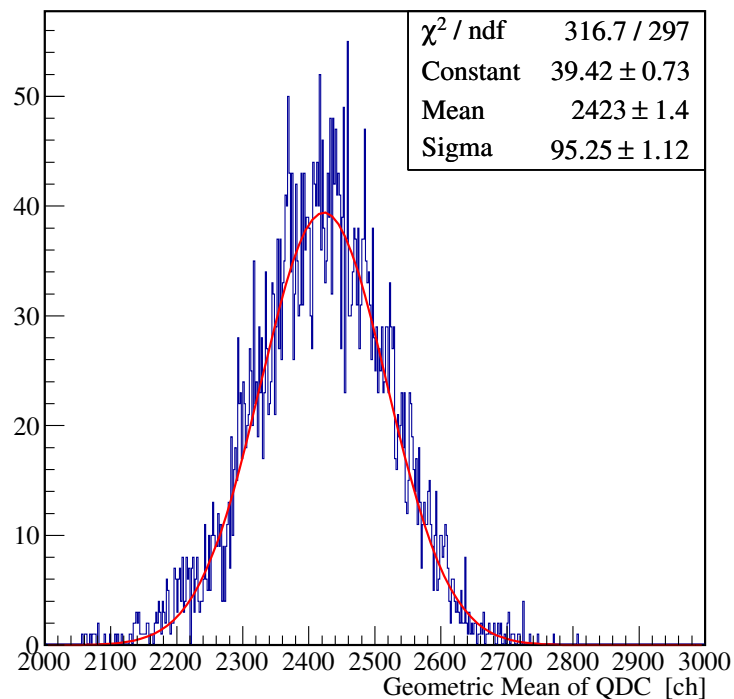


図 2.6: キセノンガス 2 気圧封入時の ^{241}Am 線源から得られた 4 つの PMT の QDC の相乗平均スペクトル

第3章

重イオンを用いた実験

2020年10月と11月の二回にわたり、理研 RIBF にてキセノンガスシンチレータへの重イオン照射実験を行った。入射ビームには、 ^{238}U の一次ビームや、 ^{238}U を Be 標的に入射して生成される二次ビームを使用した。本章では、理研 RIBF の施設概要と粒子識別手法について、さらに実際にデータを取得した際のビームや検出器、測定回路の各種構成について記す。

3.1 理研 RIBF について

理研 RIBF とは Radio Isotope Beam Factory の略であり、図 3.1 に示すような不安定核ビームの生成施設となっている。図 3.2 に一次ビームの加速に用いられる設備の概念図を示す。本研究で使用した ^{238}U ビームは、Electron Cyclotron Resonance (ECR) イオン源 (ECR Ion Source; ECRIC) から始まり、重イオン線形加速器 (RILAC)、理研リングサイクロトロン (RRC)、固定加速周波数型リングサイクロトロン (fRC)、中間段リングサイクロトロン (IRC)、超伝導リングサイクロトロン (SRC) で順次加速される。加速終了時にはビームのエネルギーは 345 MeV/u となり、BigRIPS へと受け渡される。

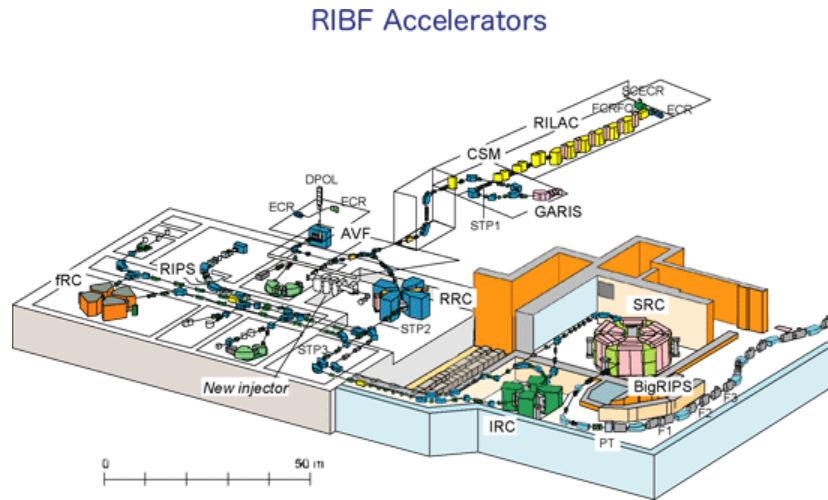


図 3.1: 理研 RIBF の概観図 [33]。

Schematic diagram of the RIBF heavy-ion accelerator system

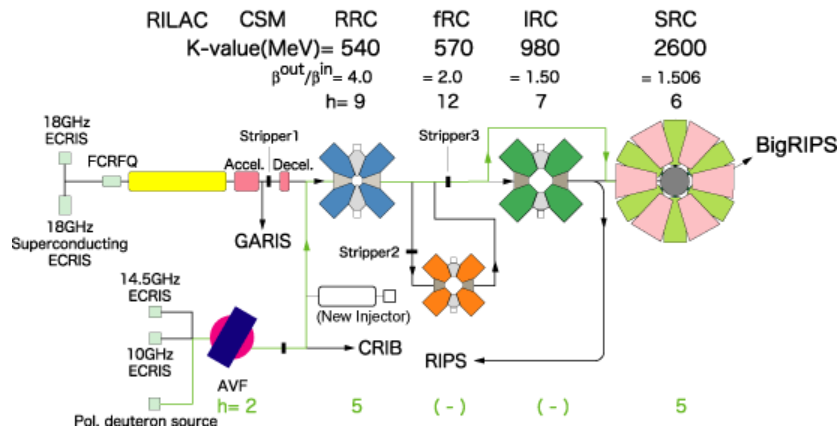


図 3.2: RIBF の重イオン加速における一連の加速器の概念図 [34]。本研究では、ECRIS から始まり加速されたビームは BigRIPS へと受け渡される。

BigRIPS において、一次ビームを用いる場合はそのまま検出器群を通過していくが、核破砕片を生成する場合には、図 3.3 に示す F0 に Be 標的を設置する。各正面に置かれた検出器から得られる情報をもとに、イベントごとに粒子識別を行っていく。粒子識別の原理については次節にて示す。実際の物理実験においては、F7 以降に置かれた二次標的に識別されたビームが照射され、物理データを取得することができる。

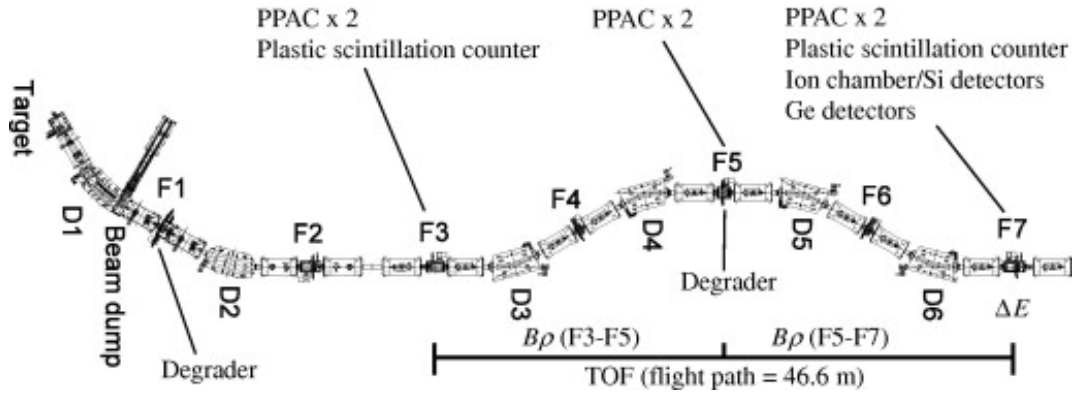


図 3.3: BigRIPS の概観図 [35]。一次ビームを使用する場合は、D1 上流の標的と F1 のディグレーダは取り除かれる。

3.2 BigRIPS での粒子識別手法

本節では、BigRIPS で中心的に用いられている TOF- $B\rho$ - ΔE 法と、実際の運用の流れについて記す。詳細な説明は、文献 [35] を参照されたい。

3.2.1 TOF- $B\rho$ - ΔE 法の概略

TOF は Time Of Flight の略であり、ビームライ中の二点間の飛行時間である。 $B\rho$ は磁気剛性と呼ばれ、簡単なローレンツ力の計算から下記に示すように、ビームの質量数 A 、電荷 Q 、速度 v に関する量である。 ΔE は損失エネルギー検出器で落とすエネルギーである。これらは次のような関係式を持つ。

$$\text{TOF} = \frac{L}{\beta c} \quad (3.1)$$

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{m_u} \quad (3.2)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.3)$$

ここで、 L は飛行距離、 c は光速、 $\beta = v/c$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ 、 $m_u (=931.494 \text{ MeV})$ は原子質量単位、 $m_e (=510.998 \text{ keV}/c^2)$ は電子質量、 e は素電荷、 z 、 N 、 I は通過する物質の原子番号、密度、平均励起ポテンシャル、 Z はビームの原子番号を表す。式 (3.3) はベーテ・ブロッホの式である [36]。

3.2.2 BigRIPS の粒子識別のための検出器の構成

BigRIP において、F3、F7 は achromatic 焦点面となっているのに対し、F1、F5 は momentum dispersive 焦点面となっている。式 (3.3) に示すように、TOF は F3 と F7 に置かれたプラスチックシンチレータにより測定される。achromatic 焦点面にてスポットの小さなビームをプラスチックシンチレータに照射することで、高い時間分解能での測定が可能となる。 ΔE は F7 にてイオンチェンバやシリコン検出器で測定される。 $B\rho$ は磁場の設定により中心値はわかっているが、イベントごとに真の値は異なるため、F3、F5、F7 それぞれでの位置、角度により再構成する必要がある。そのために F3、F5、F7 には 2 台ずつ、delay-line PPAC が設置されている。

3.2.3 $B\rho$ の導出方法

$B\rho$ の PPAC による補正は、イオン光学系のビーム輸送をもとに行うことができる。ここでは簡単のため、輸送行列の一次までを取ることとすると、F3–F5 間に関して以下のような式が与えられる。

$$x_5 = (x|x)x_3 + (x|a)a_3 + (x|\delta)\delta_{35} \quad (3.4)$$

$$a_5 = (a|x)x_3 + (a|a)a_3 + (a|\delta)\delta_{35} \quad (3.5)$$

この記法は COSY INFINITY コード [37] に則っている。 x_i 、 a_i は水平方向の位置と角度を表し、その添え字 i は焦点面番号を表す。 δ_{35} は、 $B\rho$ の中心値 $B\rho_{35}^{\text{center}}$ からのずれを表す。つまり、 $\delta_{35} = (B\rho_{35} - B\rho_{35}^{\text{center}})/B\rho_{35}^{\text{center}}$ である。係数 $(x|x)$ の括弧で囲まれた係数が輸送行列の要素である。 $(x|a)$ はフォーカシングが正しければ 0 となる。 $(x|a) = 0$ とした場合、式 (3.4) より

$$B\rho_{35} = B\rho_{35}^{\text{center}} \left(1 + \frac{(x_5 - (x|x) * x_3)}{(x|\delta)} \right) \quad (3.6)$$

と変形できる。同様に $B\rho_{57}$ についても取得可能となる。輸送行列は光学系の設定によって変化するが、本実験では BigRIPS の標準モードで測定を行った。行列要素は文献 [35] において実験的に決定が行われているが、本研究では COSY INFINITY コードで計算された値を使用した。その値を表 3.1 に示す。

表 3.1: COSY INFINITY コードで計算した標準モードでの F3–F5 間および F5–F7 間の輸送行列要素。

輸送行列	F3F5	F5F7
$(x x)$	0.927	1.08
$(x \delta)$ [mm/%]	31.7	-34.2

3.2.4 Z 及び A/Q の導出

F5 正面に置かれた PPAC やディグレーダによりエネルギーが変化するため、式 (3.1)、(3.2) は次のように書き下される。

$$\text{TOF} = \frac{L_{35}}{\beta_{35}c} + \frac{L_{57}}{\beta_{57}c} \quad (3.7)$$

$$\left(\frac{A}{Q}\right)_{35} = \frac{B\rho_{35}}{\beta_{35}\gamma_{35}} \frac{c}{m_u} \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{A}{Q}\right)_{57} = \frac{B\rho_{57}}{\beta_{57}\gamma_{57}} \frac{c}{m_u} \quad (3.9)$$

35, 57 のラベルはそれぞれ F3–F5、F5–F7 間の物理量であることを示す。もし F5 前後で A/Q が不変であれば、式 (3.8)、(3.9) より次の等式が成り立つ。

$$\frac{\beta_{35}\gamma_{35}}{\beta_{57}\gamma_{57}} = \frac{B\rho_{35}}{B\rho_{57}} \quad (3.10)$$

このとき、式 (3.7)、(3.10) を β_{35} 、 β_{57} について以下のように解くことができる。

$$\beta_{35} = \frac{L_{35}^2 - (\alpha L_{57})^2}{\text{TOF} * L_{35} - L_{57}a_1} \quad (3.11)$$

$$\beta_{57} = \frac{L_{35}^2 - (\alpha L_{57})^2}{-\text{TOF} * \alpha^2 L_{35} + L_{35}a_1} \quad (3.12)$$

ただし、 α と a_1 は以下のように定義される。

$$\alpha = \frac{B\rho_{35}}{B\rho_{57}} \quad (3.13)$$

$$a_1 = \sqrt{(\text{TOF} * \alpha)^2 + (1 - \alpha^2)(L_{35}^2 - (\alpha L_{57})^2)} \quad (3.14)$$

これにより、 β を求めることができたので、式 (3.8)、(3.9) に代入することで $A/Q_{35(57)}$ を決定することができる。また、 β_{57} と ΔE を用いて、式 (3.3) より Z を決定することができる。

ただし、 ΔE の真の値を単独で決定することは極めて困難であるため、短寿命のアイソマーを用いて Z の較正を行っている。そのために、F7 の最下流にはゲルマニウム検出器が設置されている。アイソマー起因の特徴的な γ 線からイベントを選択することで、不定性の少ない Z の決定を行うことが可能となる。この手法はアイソマータギングと呼ばれる [38]。実際には、式 (3.3) をもとに、以下のような一次の較正を行い、 Z を導出している。

$$Z = C_1 v_{57} \sqrt{\frac{\Delta E_{IC}}{\ln \frac{2m_e v_{57}^2}{I} - \ln(1 - \beta_{57}^2) - \beta_{57}^2}} + C_2 \quad (3.15)$$

ここで、 ΔE はイオンチェンバで得られた損失エネルギーであり、 $C_1(2)$ がアイソマータギングにより決定される較正パラメータである。

3.2.5 検出器に要請される条件

これまで紹介したように、理研 RIBF ではビームの粒子識別は、飛行時間 TOF、損失エネルギー ΔE 、磁気剛性 $B\rho$ の物理量を決定することで行われている。粒子識別の精度を確保するためには、これら3つの量を決定するために使用されるビームライン検出器に十分な測定精度を確保しなければならない。要求精度はビームの原子番号 Z および質量数 A に依存して変化する。本節では、誤差伝搬の計算から各検出器に求められる測定精度について記す。ただし、計算時には着目する検出器以外の検出器の誤差は考慮していない。よって、実際に粒子識別の要求精度を達成するには、得られた結果より少しだけ高い測定精度が要求される。また、ビームは 250 MeV/u で $A/Q = 2.5$ あり、必ず full strip ($Q=Z$) であるとする。この条件においては、 Z の値によらずおおよそ $\beta = 0.615$ である。

ΔE 検出器

損失エネルギー ΔE と原子番号 Z は $\Delta E \propto Z^2$ の関係をもつため、要求されるエネルギー分解能 $\delta_{\text{det}}(\Delta E)/\Delta E$ は、

$$\frac{\delta_{\text{det}}(\Delta E)}{\Delta E} = \frac{2\delta Z}{Z} \quad (3.16)$$

となる。ここで、要求識別精度として 3, 4, 5 σ 分離 ($\delta Z = 0.33, 0.25, 0.20$) を与えると、 Z に依存した検出器の要求エネルギー分解能は図 3.4 の破線のようになる。例えば 4 σ 分

離においては、 $Z \sim 50$ の中重核領域では約 1% のエネルギー分解能が必要となり、さらに重い $Z \sim 90$ 領域になってくると約 0.5% のエネルギー分解能が必要となる。さらに、 $Z > 60$ の領域については $Q \leq Z$ の異なる電荷状態の混入が大きくなることにより、損失エネルギーが広がってしまうため、より高い精度が求められる。

また、エネルギー分解能だけでなく損失エネルギーのストラグリングも重要となる。ストラグリング $\sigma_{\text{str}}(\Delta E)$ は通過した物質厚 x に比例する。よって、相対的なストラグリングの大きさは、

$$\frac{(\sigma_{\text{str}}(\Delta E))}{\Delta E} \propto \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (3.17)$$

という物質厚の依存性をもつ。また、ストラグリングの Z 依存性は物質厚に依存して変化するため、本実験で使用したキセノンシンチレータの物質厚 (84.6 mg/cm^2) での依存性を求める。J. Lindhard と A. H. Soerensen の理論 [39] に基づく、ATIMA コード [40] で $Z = 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$ のストラグリング $\sigma_{\text{str}}(\Delta E)$ の大きさを計算し、エネルギー損失による相対的な大きさを Z のべき乗に反比例するとしてフィットすると、図 3.4 の実線のような結果が得られる。フィッティングにより得られた指数のパラメータは ~ 0.76 である。損失エネルギーの中心値は Z^2 に比例するため、ストラグリングはおおよそ $Z^{1.24}$ に比例していると考えられる。以上から、エネルギー損失を利用した場合の Z 分解能は、主にエネルギー損失の大きさとエネルギーストラグリングで決まり、特に Z が大きいところでストラグリングの寄与が無視できないことがわかる。また、物質厚を大きくしていくと、ストラグリングによるエネルギーの相対的な広がり小さくなっていく。よって、図 3.4 において一見到達不可能に思われる $Z = 50$ 近辺のビームの 5σ 分離が、先行研究 [20] において成功することができたのは、物質厚が大きくストラグリングによる広がり寄与が小さかったためである。

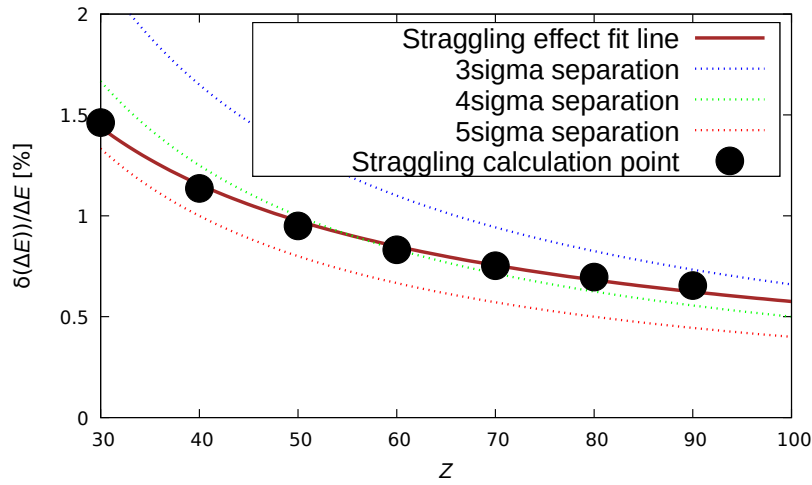


図 3.4: エネルギー分解能とストラグリングに要求される広がり許容値およびストラグリングの相対的な割合の Z 依存性。プロット点は ATIMA によるストラグリングの計算結果を表し、茶色の実線はそのフィット結果である。また、青、緑、赤の破線はそれぞれ、 3σ 、 4σ 、 5σ の Z 分離における許容値である。

TOF 検出器

TOF をもとに導かれる β は Z 、 A/Q どちらの決定にも使用されるが、 A/Q の条件から求められる要求性能が Z からの条件よりも厳しい。よって、ここでは A/Q からの要請についてのみ記す。

式 (3.2) より、 β に対する誤差を考えると、

$$\frac{\delta(A/Q)}{A/Q} = \frac{\delta\beta}{\beta^2 \sqrt{1/\beta^2 - 1}} \quad (3.18)$$

となる。式 (3.1) と Z が一意に決まるという仮定より、

$$\frac{\delta A}{A(=2.5Z)} = \frac{c}{L} \frac{\delta \text{TOF}}{\sqrt{1/\beta^2 - 1}} \quad (3.19)$$

となる。よって、要求される δTOF の精度は、

$$\delta\text{TOF} = \delta A \frac{L\sqrt{1/\beta^2 - 1}}{2.5Zc} \quad (3.20)$$

$$= \delta A \frac{46.6 * 1.28}{3.00 * 10^8 * 2.5Z} [\text{sec}] \quad (3.21)$$

$$\sim \frac{79.5\delta A}{Z} [\text{sec}] \quad (3.22)$$

となる。ただし、飛行距離 L は BigRIPS の F3–F7 間の距離 46.6 m であるとしている。TOF は二台の検出器の時間差であるため、一台の検出器に要求される分解能 δt は $1/\sqrt{2}$ になる。よって、

$$\delta t \sim \frac{56.2\delta A}{Z} \quad (3.23)$$

と必要な時間分解能が得られる。 A の要求精度を $3, 4, 5\sigma$ 分離とした場合の時間分解能の要求値を図 3.5 に示す。例えば、 4σ 分離においては、 $Z \sim 50$ の中重核領域では約 300 ps の時間分解能が必要となり、さらに重い $Z \sim 90$ 領域になってくると約 200 ps の分解能が必要となる。ただし、この計算においては Z が一意に決まるとしてアイソトープの分離のみを考えたが、 Z の大きい領域についてはその分離が悪くなり、 Z が隣り合う粒子の A/Q の識別が必要となってくる。この A/Q の識別には計算に結果も高い時間分解能が必要となるので、おおよそ $Z > 60$ 領域についてはより良い性能の時間検出器が必要となる。

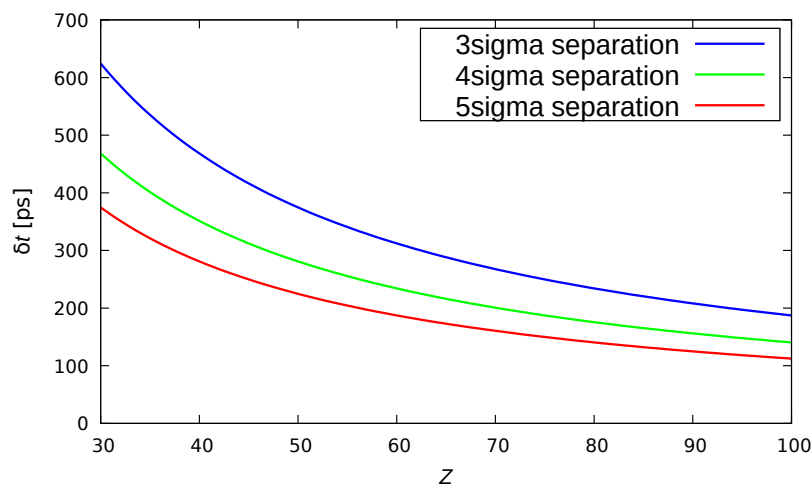


図 3.5: TOF 検出器に要求される時間分解能の Z 依存性。青、緑、赤の実線はそれぞれ、 3σ 、 4σ 、 5σ の Z 分離を表す。

位置検出器

位置検出器の測定誤差は、式 (3.6) より $B\rho$ を介して A/Q の決定精度に影響を与える。ここでは、簡単のため F3 において中心を通ると仮定して F5 での位置の誤差を考えるが、この仮定は F3 の位置について最も要求位置分解能がきつくなるものである。

F5 での位置 x_5 と A/Q の関係は、

$$A/Q = B\rho_{35}^{\text{center}} \frac{c}{\beta\gamma m_u} \frac{x_5}{(x|\delta)} \quad (3.24)$$

でとなるため、誤差伝搬より計算すると、

$$\delta x_5 = ((x|\delta) + x_5) \frac{\delta(A/Q)}{A/Q} \quad (3.25)$$

$$= \frac{((x|\delta) + x_5)\delta A}{2.5Z} \quad (3.26)$$

$$= \frac{(31.7 * 100)\delta A}{2.5Z} \text{ [mm]} \text{ (ただし、} x_5 = 0 \text{ とした)} \quad (3.27)$$

となる。最終行の計算にて $x_5 = 0$ としているが、これは最も厳しい条件の要請となる。このときの、 A の要求精度を $3, 4, 5\sigma$ 分離とした場合の位置分解能の要求値を図 3.6 に示す。図を見て明らかのように、いずれについても 5 mm の位置分解能させれば、十分粒子識別に利用できることがわかる。この条件は PPAC やその他ドリフトチェンバなどの一般的な位置検出器で容易く達成することができる。ただし、実際の物理実験においては、この条件よりも高い位置分解能でのビームプロファイルが必要であることがほとんどである。

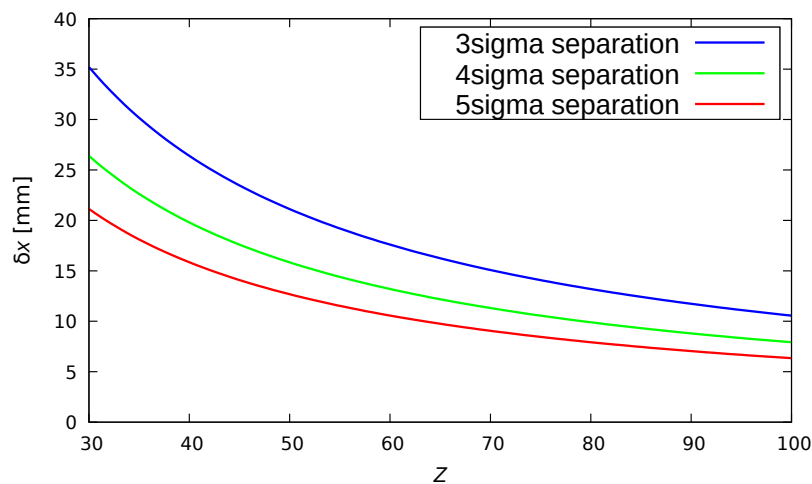


図 3.6: 位置検出器に要求される位置分解能の Z 依存性。青、緑、赤の実線はそれぞれ、 3σ 、 4σ 、 5σ の Z 分離を表す。

3.3 測定検出器と配置

本実験での BigRIPS の実験セットアップの概念図を図 3.7 に示す。全ての検出器は真空槽中に配置されている。各検出器とディグレーダは駆動装置と共に設置されており、必要に応じてビームライン上から除くことができる。本節では、各検出器等のの概要及び使用用途について記述する。

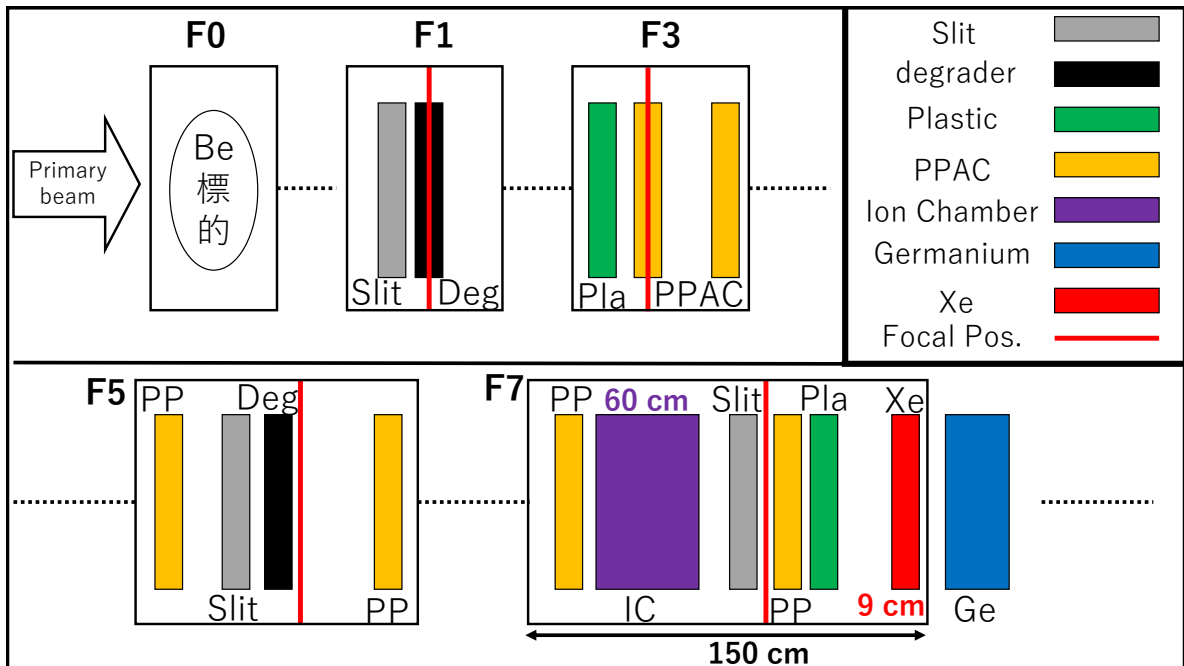


図 3.7: 本研究で使用した検出器配置の概念図。各焦点面チェンバの赤い実線は焦点面の位置を表す。塗りつぶされた長方形は、灰色がスリット、黒がディグレーダ、緑がプラスチックシンチレータ、黄色が PPAC、紫がイオンチェンバ、青がゲルマニウム半導体検出器、赤がキセノンガスシンチレータを表す。

3.3.1 キセノンガスシンチレータ

本研究にて新しく作製した検出器を F7 チェンバにインストールした。インストール後のキセノンガスシンチレータの検出器の写真を図 3.8 に示す。4 つの PMT がそれぞれ水平・垂直方向から 45° 傾いた位置に来る角度で設定されている。2 回の測定の開始直前に

キセノンガスを2気圧封入し、封じ切りにして測定を行った。ただし、ガスを封入する前に 10^{-5} Pa 台の圧力で一週間以上の真空引きを行っている。これは先行研究 [20] においてみられた、アウトガスの影響により時間が経つにつれて光量が減少していく効果を抑制するためである。本研究での ^{241}Am α 線源のデータ測定時に、 10^{-5} Pa 台の圧力で一日以上真空引きを続ければ、光量の減少は見られなくなったため、上記のオペレーションは十分だといえる。また、実験の間に 0.01 気圧 digit まで測定できる圧力計でモニターをし続け、10月の測定では24時間、11月の測定は12時間の行われたが、実験中に圧力の低下は見られなかった。

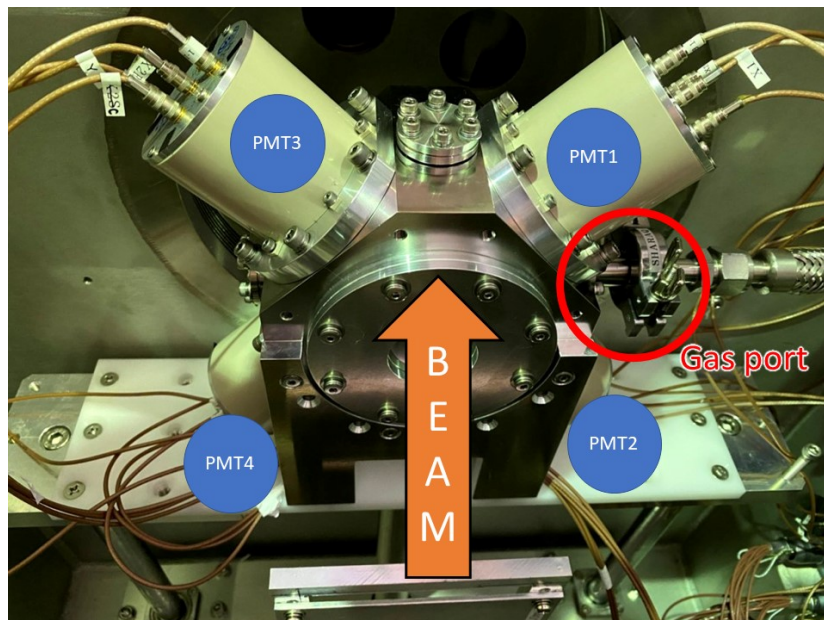


図 3.8: F7 チェンバ最下流にインストールされたキセノンガスシンチレータの写真。各斜め 45° 方向に PMT が設置されている。また、赤い実線で囲まれた右向きに伸びている管がガスラインである。ビームは手前から奥に向かって入射する。

各 PMT への電圧供給は図 3.9 に示すディバイダで行った。PMT に大光量の光子が入ると、後半のダイノードに流れる電流が大きくなり電圧が低下してしまい、ゲインが低下してしまう。これを避ける一つの手法は、後半三つのダイノードに直接電圧をかけるようにすることである。このときに付加する電圧を booster 電圧と呼ぶ。本研究においては、booster 電圧が供給できるように独自にディバイダを作成した。100 kcps 以上の大強度ビームを照射した際に、ダイノードに流れる電流が増大したため、100 kcps 以上の強度

のビーム照射時には、それぞれのダイノードでの電圧が維持されるように booster 電圧を付加した。

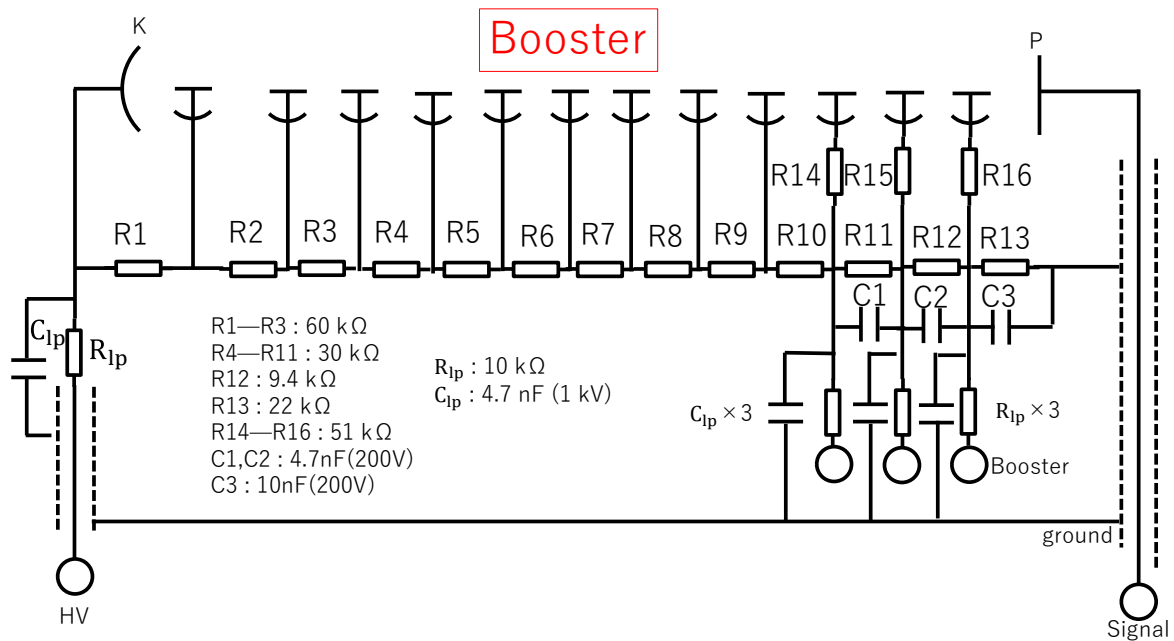


図 3.9: キセノンガスシンチレータの PMT のディバイダの回路図。

3.3.2 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータは、発光の過程が非常に速く時間の測定に非常に適した検出器である。そのため本研究においても、F3-F7 間の飛行時間を測定するために使用した。高時間分解能のほかにも、安価であり大量生産が可能である、加工がしやすい、大面積が可能であるといった長所を有する。使用したプラスチックの厚みは $100 \mu\text{m}$ であり、両端から PMT (HAMAMATSU H1949-50MOD) によって読み出しを行った。出力信号は、ある閾値を超えたタイミングで入力をデジタル信号に変換する leading edge discriminator (LED) と、アナログな波形処理を行うことで波高によらないタイミング情報をもったデジタル信号に変化できる constant fraction discriminator (CFD) の二種類の弁別器に送られた後、それぞれ TDC でデータが取得される。ただし、一部の測定については、調整が不適

切であったため CFD のデータを取得できなかった。取得できなかった測定については、3.5 節にて他の条件と合わせて示す。

3.3.3 PPAC

PPAC は理研を中心に開発された位置検出器であり [17]、 Z が 30 を超える領域については、約 $400\ \mu\text{m}$ 程度の分解能が達成されている [41]。50 Torr 以下のイソブタンなどのガス中に置かれた薄い平行電極に電圧を印加することで、重イオンなどが飛来した際に電離電子が発生し、直ちにアバランシェを起こすことで信号を検出することができる。PPAC は非常に薄いガスを使用するためビームエネルギーの損失が少なく、放射線耐性もほとんどない。また、簡単な構造となっているため管理もしやすく、丈夫であるといった利点があげられる。ただし、他の検出器に比べ出力信号は小さく、高エネルギー軽イオンの測定には不向きである。

本研究で使用した PPAC は図 3.10 に示すように、二つのカソードにアノードが挟まれたようになっており、アノード面とカソード面の距離は約 4 mm となっている。各カソードは水平方向、垂直方向それぞれの位置を得るために、2.55 mm ピッチで電極が配置されている。各電極の信号はディレイラインを介して両端の読み出し回路へと接続されている。両端の回路への到達時間はヒットした電極ごとに異なるため、その時間差をもとに位置を決定することができる。なお、検出効率を上げるために、一台の PPAC につきカソード 2 枚とアノード 1 枚のセットが二つずつ使用されている。

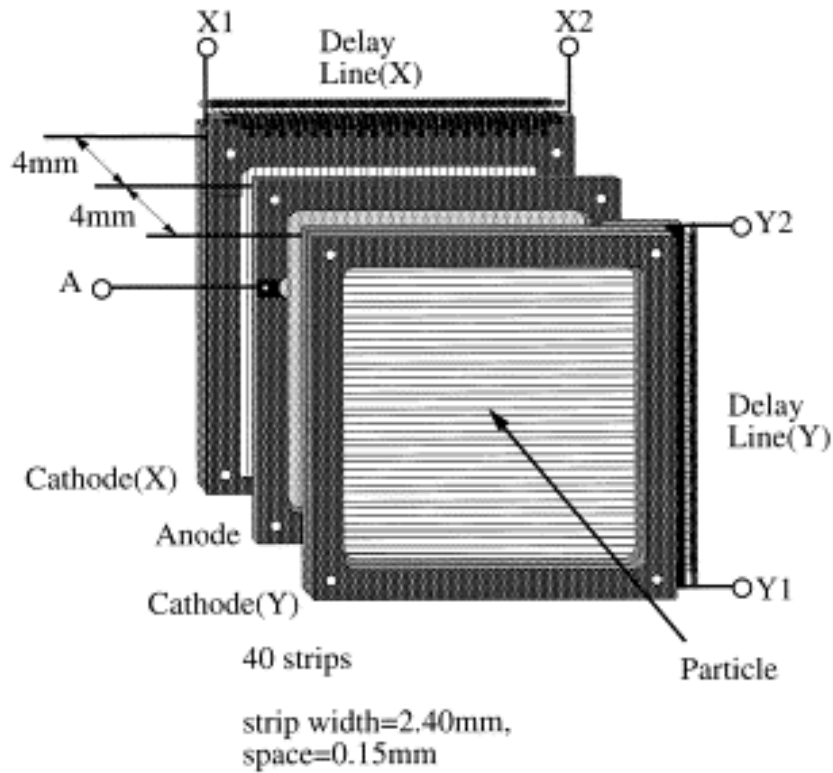


図 3.10: PPAC の模式図 [17]。

表 3.2: 本研究で使用した PPAC の大きさ。

	X*Y [mm*mm]
F3 上流	150*150
下流	240*150
F5	240*150
F7 上流	240*150
下流	150*150

3.3.4 イオンチェンバ

イオンチェンバは電離箱ともよばれ、ガス中に設置された二枚の平行電極に電圧を印加し、荷電粒子の通過に伴い生成されたイオン-電子対の数を電荷量として計測することで、通過した粒子の損失エネルギーを測定することができる。本研究で使用したイオンチェ

ンバの図面を図 3.11 に示す。このイオンチェンバは、13 枚のアノードと 12 枚のカソードが交互に並んだ構成となっており、その間隔は 17 mm となっている。二つごとにカソードを合わせて読み出し、計 6 つの信号を出力している。ガスには、Ar と CH₄ を 9:1 で混合した P10 ガスを使用した。出力信号は、プリアンプと S アンプ (CAEN N568B) を通過したのち、ADC で最大波高を取得される。

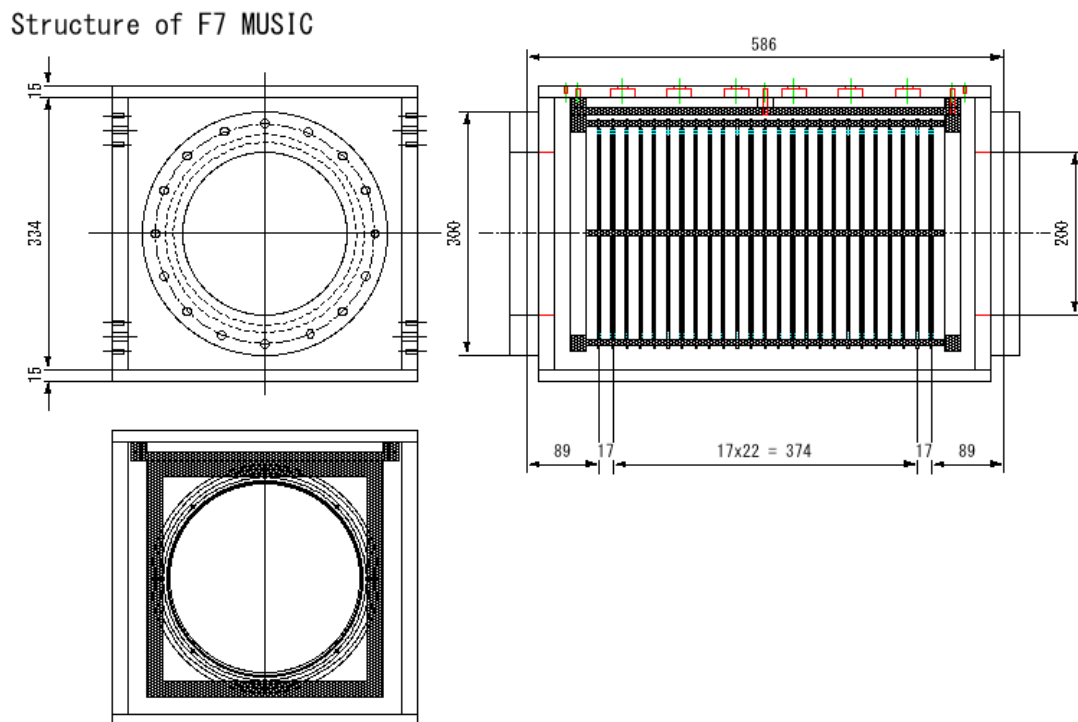


図 3.11: F7 で使用したイオンチェンバの図面 [42]。記載されている長さの単位は mm である。

3.3.5 ゲルマニウム半導体検出器

ゲルマニウムはバンドギャップが極めて小さく、液体窒素で冷却した状態で使用する必要があるが、極めて優れた γ 線のエネルギー分解能を有している。本論文においては、ゲルマニウム半導体検出器の解析については記述しないが、解析における Z の較正はゲルマニウム半導体検出器をもとにアイソマータギングを行うことでなされている。

3.3.6 スリット

F1、F5 は dispersive 焦点面となっているため、スリットで位置を制限することにより、ビームの A/Q 及び運動量を制限することができる。また、F7 についてもそれまでのスリットが広がっている場合には、広がったビームになってしまうので、必要に応じてビームを制限することができる。

3.3.7 ディグレーダ

図 3.7 に示したように、F1、F5、F7 にはディグレーダを挿入することができる。F1、F5 のディグレーダは二次ビームの Z を制限するために使用される。ビームライン中のダイポールマグネットにより、二次ビームの A/Q を制限することはできるが、ディグレーダを使用しない場合は幅広い Z のビームとなっていしまい、目的核の純度が下がってしまう。ディグレーダを通すことにより、 Z に依存して物質でのエネルギー損失が変化するため、目的から離れた Z の粒子を取り除くことができる。特に、dispersive 焦点面である F1、F5 に適切な形状・厚みの楔形ディグレーダを入れることで、通過後も元の光学系を保つことが可能となる。一方、F7 のディグレーダはアイソマータギングのために挿入される。ゲルマニウム半導体検出器でアイソマーからの γ 線を捉えるためには、その位置で粒子を停止させる必要がある。よって、アイソマータギングを行う際にのみ挿入し、F7 より後方にビームを送る際には、使用しない。

3.4 測定回路

BigRIPS の標準検出器のデータ収集はすでに確立されている計測システム (BigRIPS DAQ) により行うことができるが、キセノンガスシンチレータの計測システムは別途構築したシステム (Xe DAQ) で行う必要がある。本節では独自に構築した Xe DAQ の詳細と、二つの DAQ システムの関係及びデータの統合方法について記述する。

Xe DAQ では、VME の読み出しを並列化した MOCO with parallelized VME (MPV)[43] を使用した。MOCO[44] とは mountable controller の略であり、FPGA が搭載された VME モジュールのコントローラである。従来の VME では、一般に一台のコントローラで複数台のモジュールの読みだしを行うが、RIBF における計測速度のボトルネックがその読み出し時間となっている。そこで MPV ではモジュール一台につき MOCO 一つで読み出しを行うようになっており、従来の VME よりも計測速度が速くなっている。本研究では、

MPV に QDC(CAEN V792)、TDC(CAEN V1290)、スケーラー (SIS3820) をマウントし、各種データを測定した。

また、MPV とは別に FADC(CAEN V1730SB) によるデータ取得も行った。FADC から DAQ コンピュータへのデータ転送は光ファイバを介して行った。なお、本論文においては FADC のデータについての解析は報告しない。

キセノンガスシンチレータの信号の読み出し回路の概略を図 3.12 に示す。フィードスルーを介して真空槽の外に出た信号は、PMT Amp. を通ることで波形を保ったまま 10 倍に増幅される。PMT Amp. の出力のうち、一つは linear fan-in fan-out (FIFO) に送られさらに二つの信号に分配されたのち、800 ns と 1 μ s の遅延を経て QDC に入力される。他方はアナログ分配器で二つに分けられ、一方は FADC に入力される。もう一方は、LED でデジタル信号に変換されたのちに、TDC とスケーラーに入力される。これらの回路は 4 つの PMT 全て共通した回路を経ている。また、QDC のゲートは、トリガーをもとに Gate Generator (GG) で生成され、ゲート幅はキセノンガスシンチレータの信号のテール成分を十分カバーできるように 400 ns に設定した。QDC のデータは一つの PMT につき、800 ns 遅らせたものと、1.2 μ s 遅らせたものを測定している。これは、信号が収まるように調整された 800 ns の測定値から、1.2 μ s で取得するベースラインの効果を差し引くためである。

図 3.13 に示すように、Xe DAQ では、キセノンガスシンチレータのほかにも、F3、F7 プラスチックシンチレータのデータも取得した。F3 プラスチックの情報、LED を介してデジタル信号になったものを BigRIPS の回路から輸送し、TDC とスケーラーに入力した。F7 プラスチックの情報、PMT Amp. で増幅された信号を BigRIPS の回路から輸送しアナログ分配器で分けた。一方の信号はそのまま FADC に入力し、他方は LED を通したのちに TDC とスケーラーに入力した。

Xe DAQ のトリガーには、BigRIPS DAQ のアクセプトトリガーを使用している。これにより、BigRIPS DAQ がデータを取得できたイベントのみ、Xe DAQ ではデータ取得が行われる。トリガーの処理には genetic trigger operator (GTO)[45] を使用した。GTO は理研 RIBF で開発され、FPGA を用いた NIM モジュールとなっている。GTO を使用することで、遠隔からトリガーの設定を容易に行うことができる。図 3.12 における紫の実線でトリガーに関する回路を示してある。

Xe DAQ と BigRIPS は独立に計測が行われるため、測定後にデータを統合できるようにしておく必要がある。そこで、本実験では Time Stamp(TS) を用いて、両者のイベントを付け合わせる。各 DAQ に 25 kHz の信号を送り、トリガーが来た際にそれまでに来た信号の数を計測させる。いずれものイベントについても、各 DAQ で測定される値の差は

一定であるため、その情報をもとに正しくデータを統合することができる。

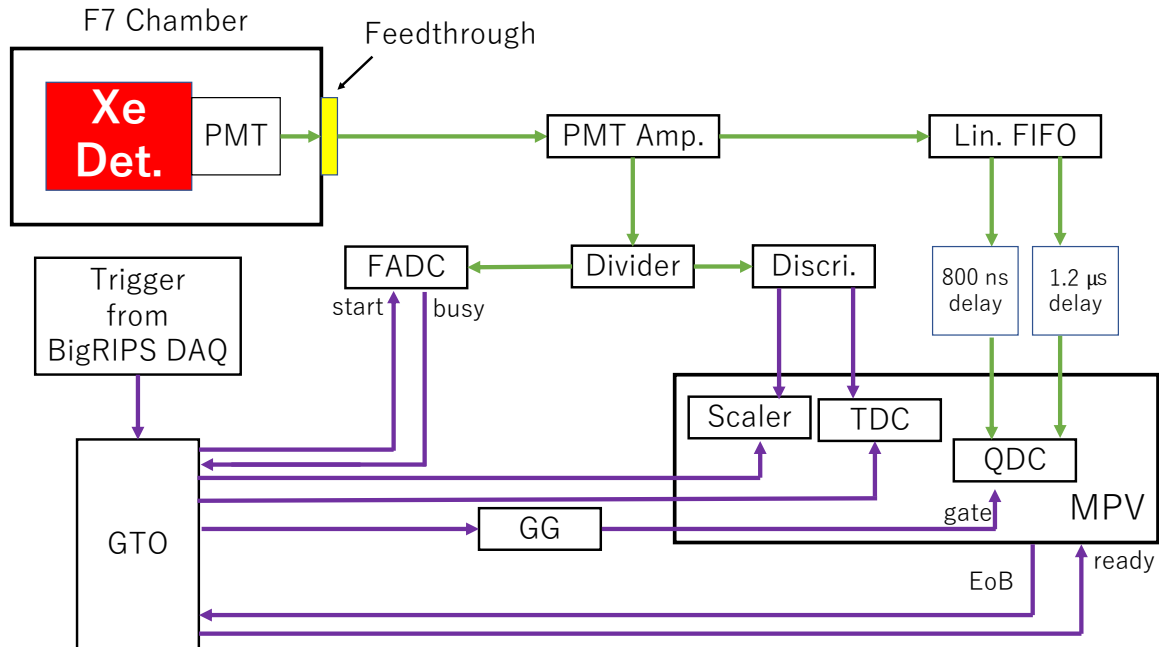


図 3.12: Xe DAQ におけるキセノンガスシンチレータの測定回路とトリガーシステムの概略図。

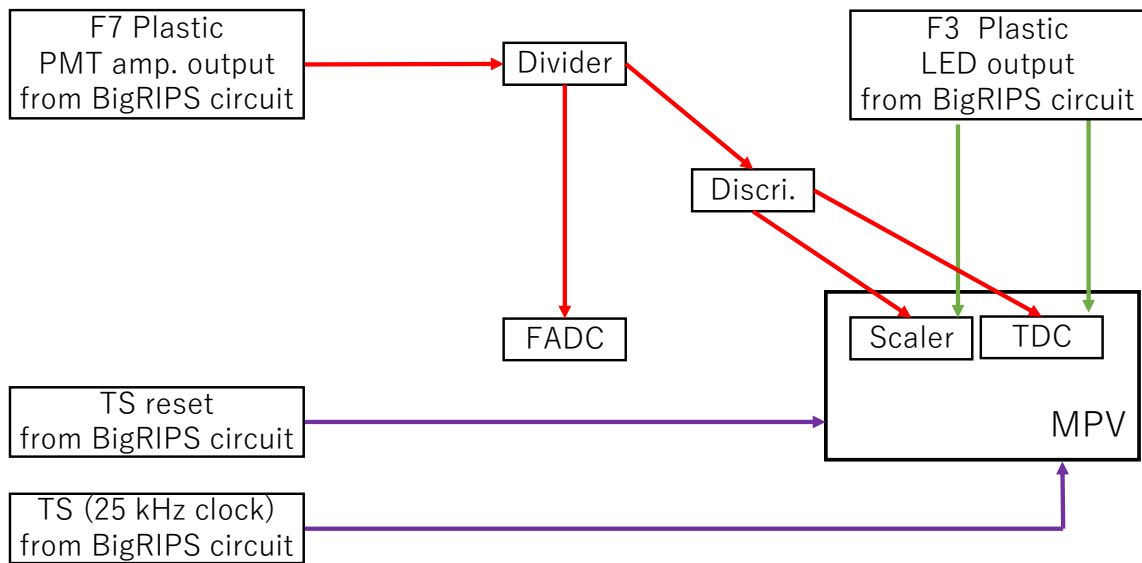


図 3.13: Xe DAQ における F3、F7 プラスチックシンチレータの測定回路とタイムスタンプについての概略図。

3.5 取得した設定まとめ

表 3.3 にアイソマータギング用のデータを測定した設定を示す。これらの設定の際には、キセノンガスシンチレータをビームライン上から除いている。キセノンガスシンチレータの Z 較正は、較正されたイオンチェンバの Z と比較することで行った。プラスチックシンチレータの時間情報は LED のデータを使用した。

表 3.3: アイソマータギング用に測定したデータの設定。

	Br 設定	SnTe 設定
$B\rho_{35}$ [Tm]	6.518	7.080
$B\rho_{57}$ [Tm]	6.229	7.069
F1 degrader [mm]	8	2
F5 degrader [mm]	2	empty
Tagging Nuclide	^{88}Br	$^{132}\text{Sn}, ^{134}, ^{135}\text{Te}$
F1 slit [mm] ^a	± 64.0	± 64.0
F5 slit [mm] ^a	± 110.0	± 64.0
F7 slit [mm] ^a	± 40.0	± 35.00

a: 正 (負) の符号がビーム軸に沿って左 (右) のスリットの位置を示す。

表 3.4 に、キセノンガスシンチレータのデータ取得を行った際の設定を示す。U 設定は F0 に Be 標的を入れていないため、 ^{238}U のデータが得られる。Z85N 設定、Z85W 設定、Z85 設定については、原子番号が大きく適切な厚さのディグレーダを入れることができなかったため、F1、F5 共にディグレーダは使用していない。また、これらの設定は Z の分離度合いが不十分で、明確な二つの Z を特定することができなかったため、以降の解析では式 (3.15) での C_1 、 C_2 による一次の較正は行わず任意単位として進める。Z85N 設定は、F1 スリットを ± 1 mm としているため、非常に細いビームとなる。また、Z85W 設定は、こちらも F1 スリットを ± 1 mm としているが、F7 チェンバ直前の四重極磁石をオフにしており、ポジションが広がった平行ビームになる。これらの設定での F7 におけるビーム強度はどれも数 kcps 程度である。

表 3.4: キセノンガスシンチレータで測定を行ったデータの設定。

	Z35 設定	Z55 設定	Z85N 設定	Z85W 設定 ^b	Z85 設定
$B\rho_{35}$ [Tm]	6.532	5.831	6.883	6.883	6.883
$B\rho_{57}$ [Tm]	6.243	5.424	6.862	6.862	6.862
F1 degrader [mm]	8	1	empty	empty	empty
F5 degrader [mm]	2	1	empty	empty	empty
F1 slit [mm] ^a	± 2.0	-32.1, 42.8	± 1.0	± 1.0	± 10.0
F5 slit [mm] ^a	± 110.0	± 110.0	± 20.0	± 20.0	± 20.0
F7 slit [mm] ^a	± 40.0	± 20.0	± 10.0	± 50	± 10.0
Z calibration	Br 設定	SnTe 設定	Not Done	Not Done	Not Done
Approximate Z range	33–36	45–65	75–90	75–90	75–90
CFD Data	No	No	Yes	Yes	Yes
XePMT1 HV [V]	-445	-445	-420	-420	-420
XePMT2 HV [V]	-475	-525	-440	-440	-440
XePMT3 HV [V]	-490	-550	-460	-460	-460
XePMT4 HV [V]	-540	-585	-490	-490	-490

a: 正 (負) の符号がビーム軸に沿って左 (右) のスリットの位置を示す。

b: F7 チェンバ直前の四重極磁石オフ

表 3.5、3.6 は、 ^{238}U ビーム測定時における共通設定と個別設定である。U03 設定は、通常設定時の基礎データを取得できる。U10a 及び U10b 設定は、F5 の位置から ^{238}U の電荷状態を特定しキセノンでの電荷状態ごとの応答を確認できるイオンチェンバとプラスチックを除いているのは、キセノンガスシンチレータまでの物質厚を減らすことで電荷状態の変化を抑えるためである。また、U10b 設定では、PMT の電圧を上げることで性能が変化するかのテストも兼ねている。U100 設定では、イオンチェンバとキセノンガス検出器の大強度ビーム耐性を直接確認できる。U300 及び U1M 設定では、キセノンガスシンチレータのさらなる大強度ビーム耐性のテストとなっている。

表 3.5: ^{238}U ビームの測定時の共通設定。

$B\rho_{35}$ [Tm]	7.332
$B\rho_{57}$ [Tm]	7.304
F1 slit [mm] ^a	10.0
F1 degrader	empty
F5 degrader	empty
CFD Data	Yes

a: 正 (負) の符号がビーム軸に沿って左 (右) のスリットの位置を示す。

表 3.6: ^{238}U ビームの測定時の個別設定。

設定	U03	U10a	U10b	U100	U300	U1M
F5 slit ^a	15	110	110	15	15	15
F7 slit ^a	35	50	50	20	20	20
Intensity [kcps]	0.3	10	10	100	300	1000
PPAC	On	On	On	On	Off	Off
IC & F7Pla	In	Out	Out	In	In	In
XePMT1 HV [V]	-420	-420	-500	-500	-500	-500
XePMT2 HV [V]	-440	-440	-520	-520	-520	-520
XePMT3 HV [V]	-460	-460	-540	-540	-540	-540
XePMT4 HV [V]	-490	-490	-570	-570	-570	-570

a: 正 (負) の符号がビーム軸に沿って左 (右) のスリットの位置を示す。

第 4 章

解析

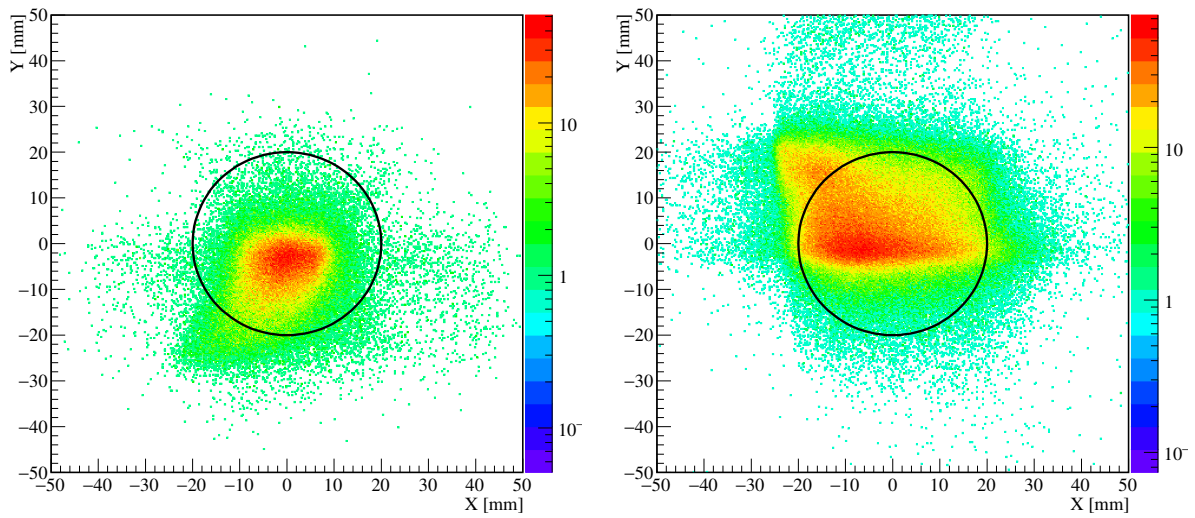
4.1 エネルギー分解能の評価

本節では、様々な領域のビーム原子番号 Z に対して、キセノンガスシンチレータのエネルギー分解能を決定していく。Z85 設定および U 設定は複数の条件で測定しているが、それぞれ Z85N 設定と U10b 設定の解析結果を示す。

4.1.1 Z35 設定と Z55 設定

Z35 設定と Z55 設定のエネルギー分解能及び原子番号 Z の分解能の決定を行う。

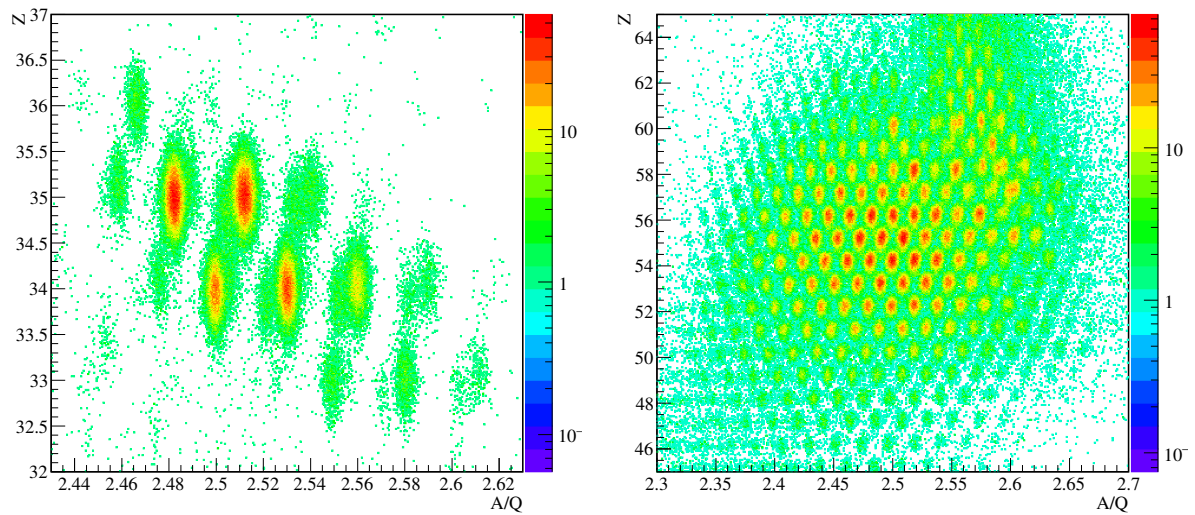
PPAC の位置情報をもとに、構成したキセノンガスシンチレータの位置でのビームは図 4.1 のような広がりを持っている。なお、以降水平方向位置 X は正の値がビーム上流からみて左側であり、垂直方向 Y は正の値が上側を示す。また、イオンチェンバから得られる損失エネルギーを利用して、ビームの粒子識別を行うと図 4.2 のような分布となる。イオンチェンバの粒子識別図から Z35 では ^{87}Br を、Z55 設定では ^{124}Xe を選択し、さらに図 4.1 から Z35 設定は中心から 2 mm のもの、Z55 設定は中心から 5mm ものを選択した。これらの距離は、十分な統計量を確保できるように選択している。選ばれたイベントについて、各 QDC 分布をガウス関数でフィットすることで中心値を決定し、その値から QDC の正規化を行った。Z55 設定の、4 つの PMT の正規化 QDC の相乗平均は図 4.3(a) のように得られた。このスペクトルが 0.2 以下のもの、つまり、キセノンガスのシンチレーションが発生していないと思われるイベントのビームプロファイルを図 4.3(b) に示す。この図から、おおよそビームウィンドウに対して添うように選択したビームが分布していることが分かるため、PPAC からの位置構成が正しく行われていることがわかる。



(a) Z35 設定

(b) Z55 設定

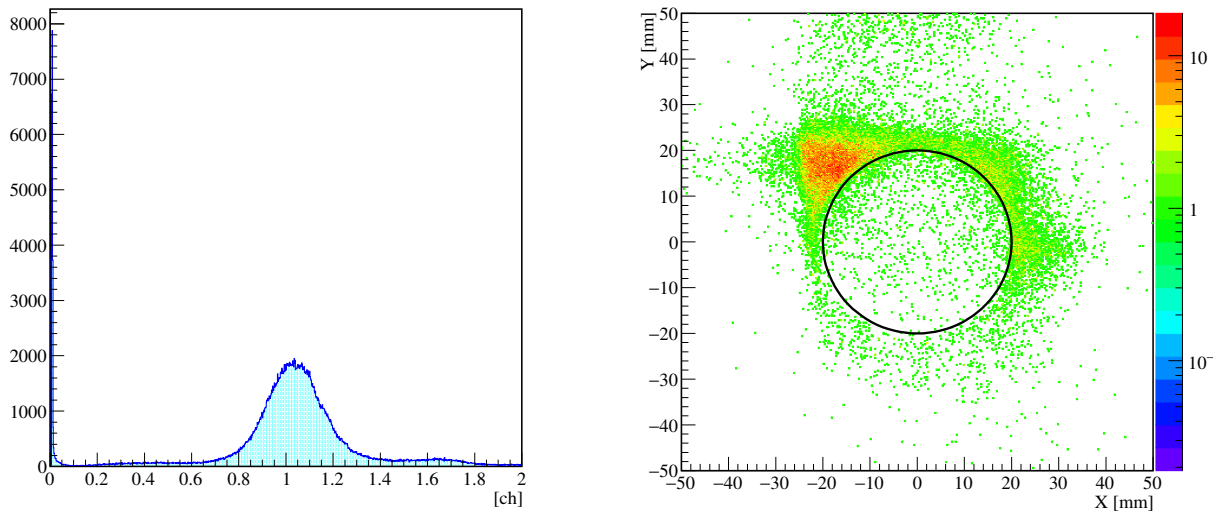
図 4.1: キセノンガスシンチレータの位置におけるビームプロファイル。
実線の円はキセノンガスシンチレータのビーム窓を表す。



(a) Z35 設定

(b) Z55 設定

図 4.2: イオンチェンバでのエネルギー損失をもとに Z を決定した粒子
識別のプロット。



(a) PMT の QDC 相乗平均スペクトル

(b) プロファイル w/ gate

図 4.3: Z55 設定における (a) キセノンガスシンチレータの PMT の正規化した QDC の相乗平均のスペクトルと (b) 相乗平均スペクトルにおいて 0.2 以下を選択した場合のヒットポジション。実線の円はキセノンガスシンチレータのビーム窓を表す。

続いて、損失エネルギーについての位置依存性を確認した。一般に、左右読み出しを行っているプラスチックシンチレータなどでは、左右の PMT の QDC の相乗平均をとることでうまく位置依存性を排除してエネルギー情報を取得できる。よって、本解析においてはそれに倣い、4 つの PMT の正規化 QDC の相乗平均を取って解析を行う。正規化する際に用いた核種 (Z35 設定: ^{87}Br , Z55 設定: ^{124}Xe) についての、正規化 QDC の相乗平均とビームポジションの中心からの距離の相関は、図 4.4 のようになる。中心からの距離が離れるほど、光量が減少していることが見て取れる。そこで、この相関を三次関数でフィットし、得られた関数で除することで補正を行うこととした。なお、フィッティング関数を四次以上にしても、大きな変化は見られなかった。フィットの結果得られた関数を図 4.4 中に示す。また、補正後の結果を図 4.5 に示す。これより大方の部分は正しく補正できていると考えられる。

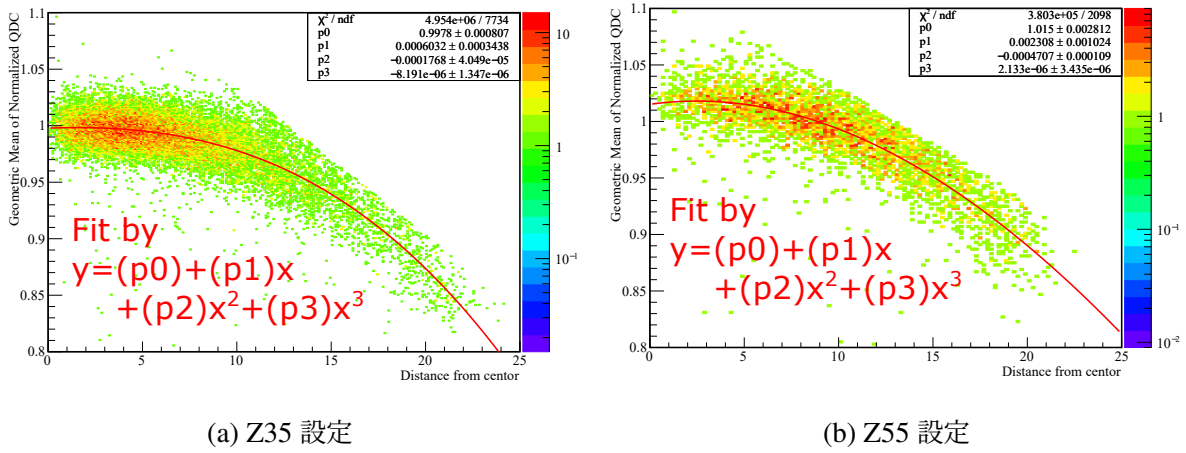


図 4.4: ビームの中心からの距離とキセノンガスシンチレータの 4 つの PMT の正規化した QDC の相乗平均の相関。(a)Z35 設定のもので、図 4.2(a) より ^{87}Br のみを選択している。(b)Z55 設定のもので、図 4.2(b) より ^{124}Xe のみを選択している。

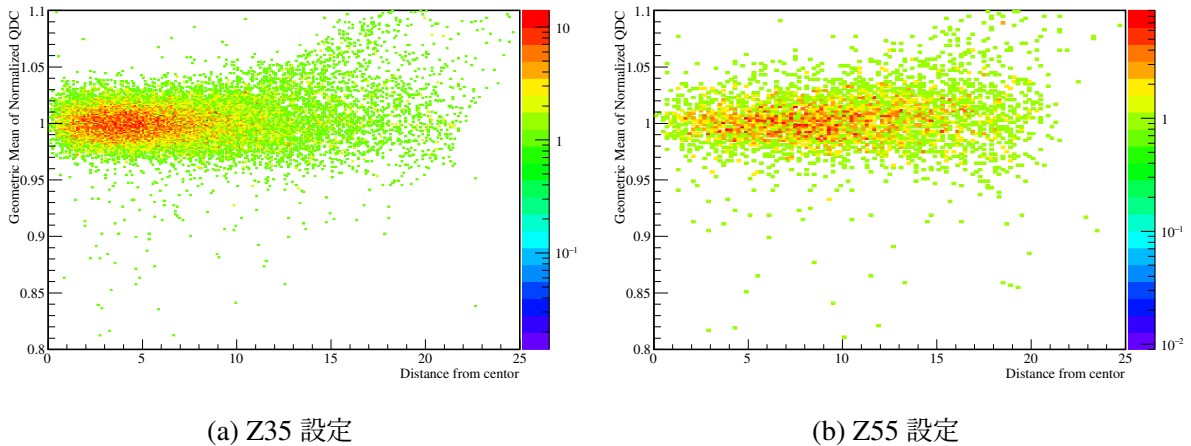


図 4.5: 図 4.4 に対して、フィッティング関数を除することで補正を行った結果。

距離の補正を行った正規化 QDC の相乗平均を損失エネルギー情報として粒子識別に使用すると、Z35 設定は図 4.6、Z55 設定は図 4.7 の結果が得られる。補正の不十分性を考慮して、それぞれ全体、中心から 10 mm 以内、中心から 5 mm 以内のデータを選んで表

示している。これらの Z 分解能を決定し、イオンチェンバの分解能と比較するため、Z35 設定では $A/Q = 2.51$ 付近 (主に ^{88}Br と ^{85}Se) を、Z55 設定では $A/Q = 2.5$ の核種を選んで、 Z の分解能を評価した。得られた Z のスペクトルを、Z35 設定は図 4.8 と図 4.9 に、Z55 設定は図 4.10 と図 4.11 に示す。また、分解能を表 4.1 に示す。エネルギー分解能は β の誤差がないとした場合に Z 分解能から導出した。

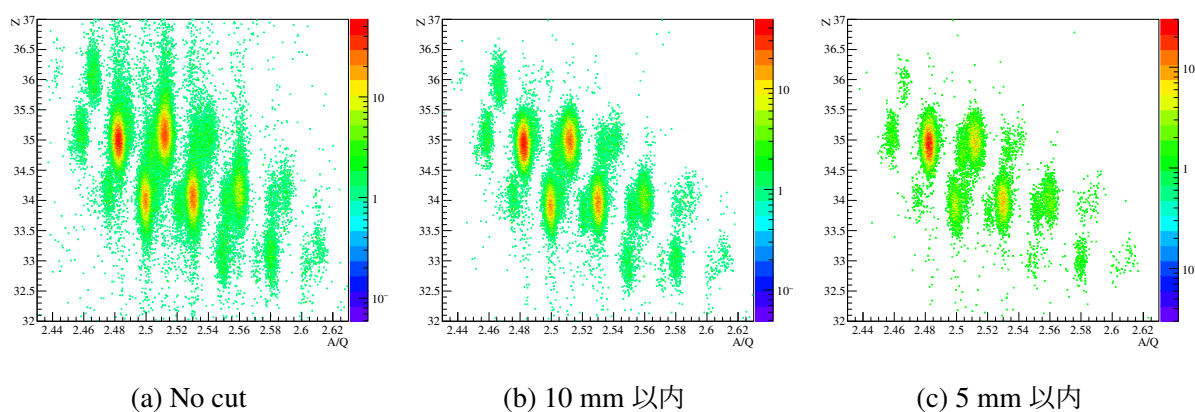


図 4.6: キセノンガスシンチレータでの補正後のエネルギー損失をもとに Z を決定した Z35 設定の粒子識別のプロット。(a) カットなし、(b) 中心から半径 10 mm 以内、(c) 中心から半径 5 mm 以内の図となっている。

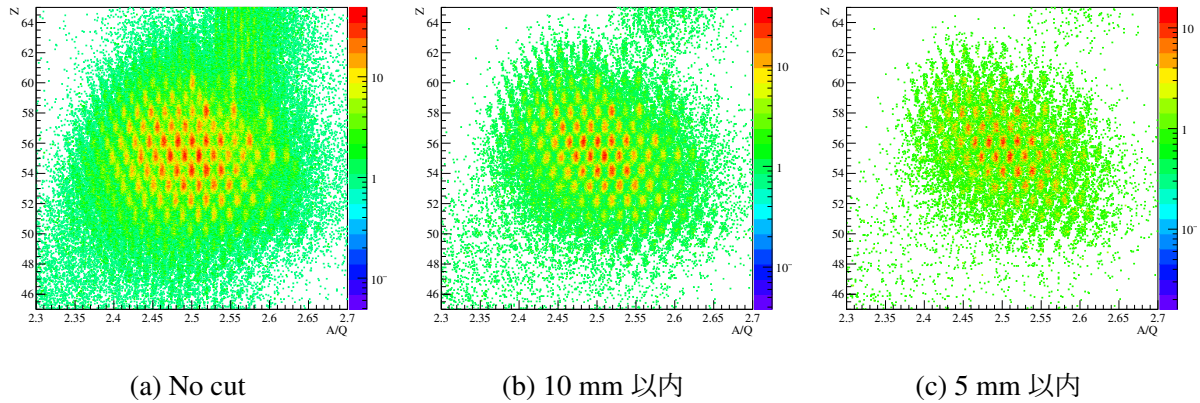


図 4.7: キセノンガスシンチレータでの補正後のエネルギー損失をもとに Z を決定した $Z55$ 設定の粒子識別のプロット。(a) カットなし、(b) 中心から半径 10 mm 以内、(c) 中心から半径 5 mm 以内の図となっている。

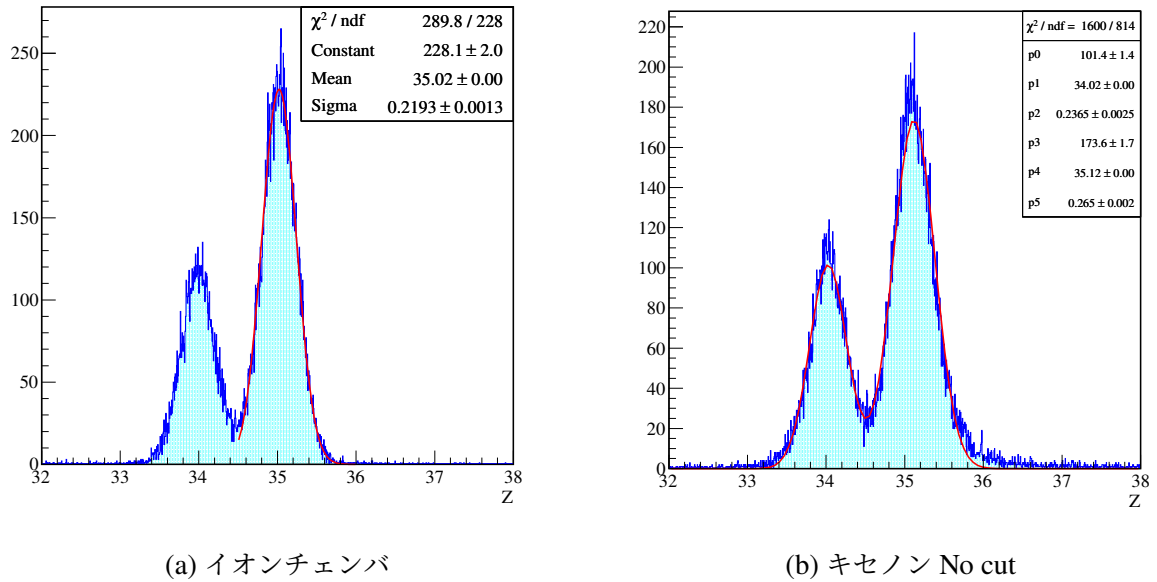
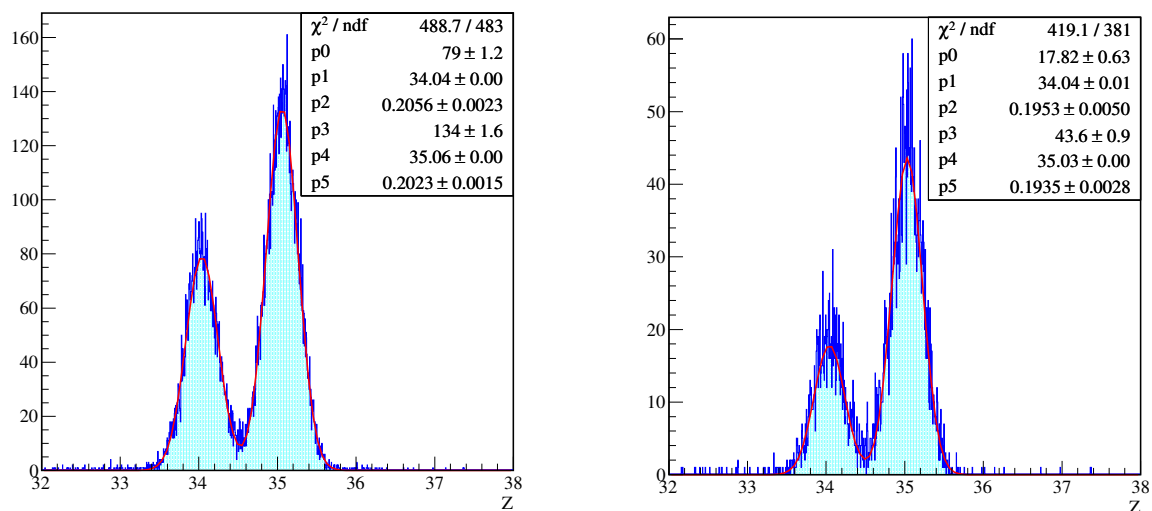


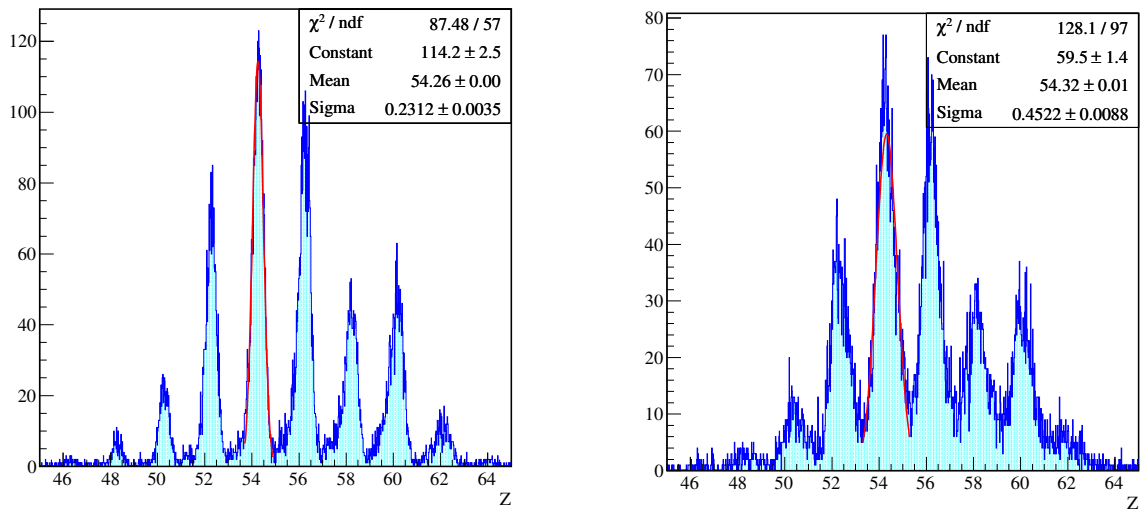
図 4.8: $Z35$ 設定において、 $A/Q = 2.51$ 付近選択時の Z のスペクトル。 $Z = 35$ の山をガウス関数でフィットしている。(a) イオンチェンバの、(b) カットなしのキセノンガスシンチレータの情報をもとに再構成した Z である。



(a) キセノン 10mm 以内

(b) キセノン 5mm 以内

図 4.9: Z35 設定において、 $A/Q = 2.51$ 付近選択時の Z のスペクトル。
Z = 35 の山をガウス関数でフィットしている。(a) 中心から 10 mm 以
内でカットしたキセノンガスシンチレータ、(b) 中心から 5 mm 以内で
カットした。



(a) イオンチェンバ

(b) キセノン No cut

図 4.10: $Z55$ 設定において、 $A/Q = 2.5$ 付近選択時の Z のスペクトル。 $Z = 54$ の山をガウス関数でフィットしている。(a) イオンチェンバの、(b) カットなしのキセノンガスシンチレータの情報をもとに再構成した Z である。

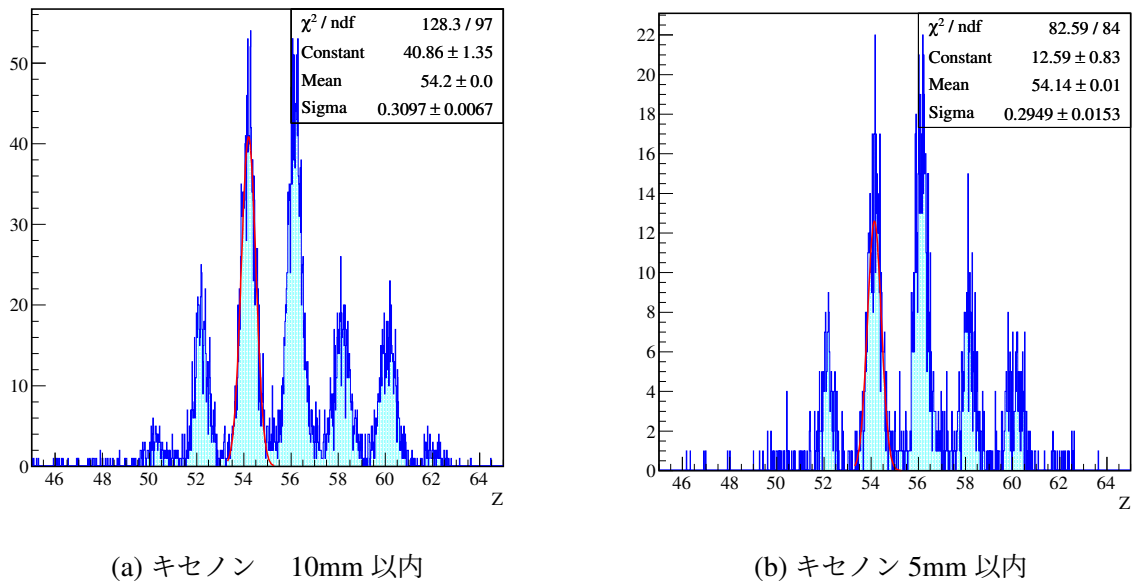


図 4.11: Z55 設定において、 $A/Q = 2.5$ 付近選択時の Z のスペクトル。 $Z = 54$ の山をガウス関数でフィットしている。(a) 中心から 10 mm 以内でカットしたキセノンガスシンチレータ、(b) 中心から 5 mm 以内でカットした。

表 4.1: Z35 設定および Z55 設定における Z 分解能及びエネルギー分解能 (RMS) のまとめ。

	Z35 設定		Z55 設定	
	Z 分解能	ΔE 分解能 [%]	Z 分解能	ΔE 分解能 [%]
イオンチェンバ	0.219 ± 0.0013	1.25 ± 0.0068	0.231 ± 0.004	0.856 ± 0.013
Xe No cut	0.255 ± 0.0022	1.48 ± 0.013	0.452 ± 0.009	1.67 ± 0.033
Xe 10 mm 以内	0.204 ± 0.0018	1.18 ± 0.010	0.310 ± 0.007	1.15 ± 0.025
Xe 5 mm 以内	0.194 ± 0.0034	1.13 ± 0.020	0.295 ± 0.015	1.09 ± 0.057

4.1.2 Z85N 設定

$Z = 85$ 周辺の粒子識別における必要エネルギー分解能は小さいため、ビームが細く位置依存性の効果が小さいと思われる Z85N 設定の解析を行った。図 4.12 にキセノンガス

シンチレータの位置でのビームの位置を示す。確かに、ビームの窓と比較しても小さい細かいビームとなっている。

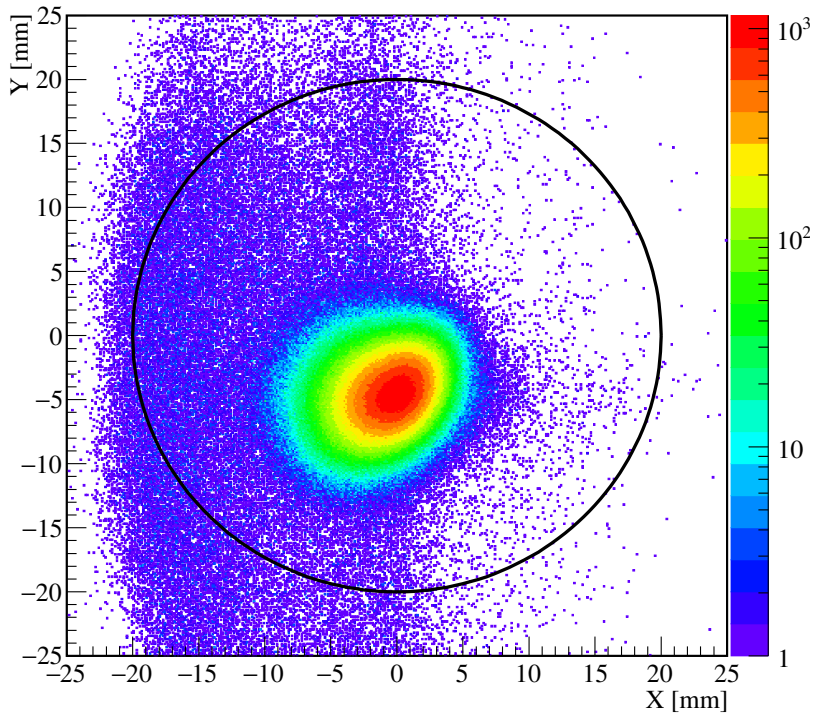


図 4.12: キセノンガスシンチレータの位置におけるビームの広がり。

次に、エネルギー分解能を確かめるために、前節の同様に QDC の正規化と距離による補正を行った。その結果、得られた粒子識別図を図 4.13 に示す。また、比較のために図 4.14 にイオンチェンバを用いた際の粒子識別図を示す。プラスチックシンチレータの信号は、LED と CFD の二種類の弁別器で変化して時間情報を取得しているため、それぞれを使用した場合を示している。また、前章で述べたように、二種類以上の Z の決定が困難であったため、縦軸は最後に一次の補正前の Z 情報を持つ値 (Z 相当量) となっている。

LED と CFD を比較すると、LED は一核種の中で構造を持っていることがわかる。LED は時間情報が波高に依存してしまい時間分解能の悪化につながるため、波高依存せず時間を決定できる CFD のほうが優れていると一般には考えられている。しかし、図 4.13(a) や図 4.14(a) から、LED を用いて敢えて時間情報に信号の大きさの依存関係を持たせることで、粒子識別の精度向上が示唆されているといえる。

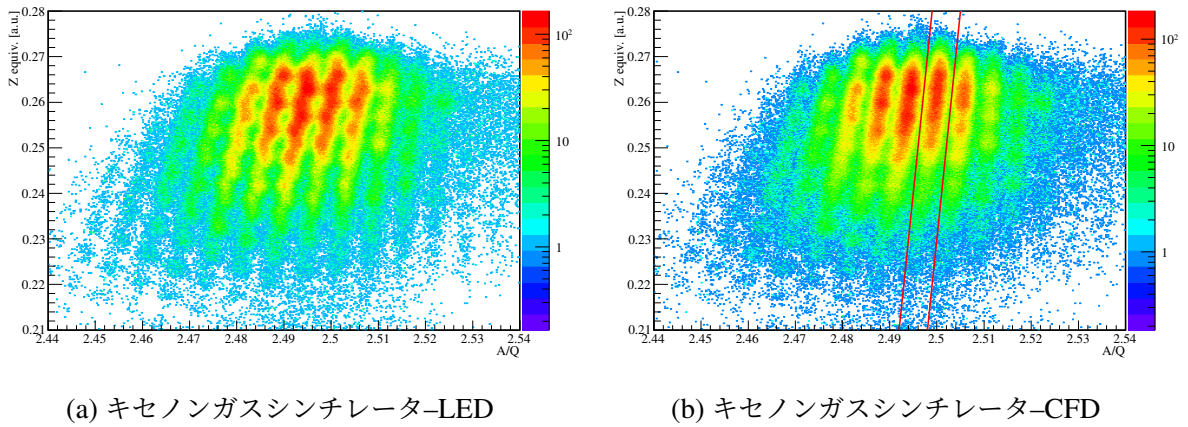


図 4.13: キセノンガスシンチレータで測定されたエネルギー損失を用いて Z を決定した粒子識別のプロット。プラスチックシンチレータの時間情報の取得に、(a) は leading edge discriminator の、(b) は constant fraction discriminator を使用している。ただし、キセノンガスシンチレータの中心から 5 mm 以内のものを選択している。

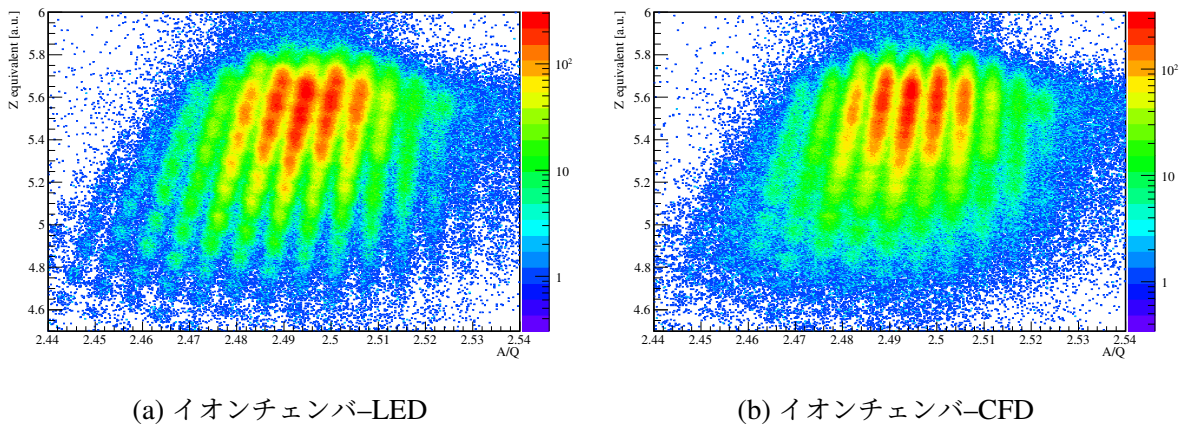
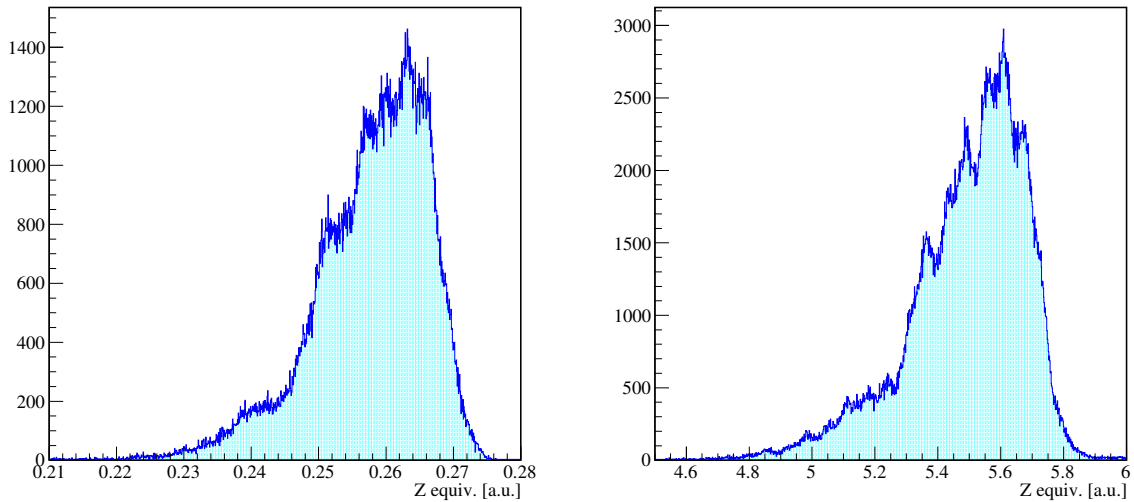


図 4.14: イオンチェンバで測定されたエネルギー損失を用いて Z を決定した粒子識別のプロット。プラスチックシンチレータの時間情報の取得に、(a) は leading edge discriminator の、(b) は constant fraction discriminator を使用している。

Z の分解能を確認するために図 4.13(b) 中に示した赤の実線で挟まれた領域を選択して、 Z 相当量のスペクトルを確認した。その結果を図 4.15 に示す。同じゲインで測定が行わ

れている ^{238}U の情報を用いることで、おおよそ 70 から 90 の Z が含まれることがわかるが、スペクトルから個々の Z を判定することは難しいといえる。



(a) キセノンガスシンチレータ

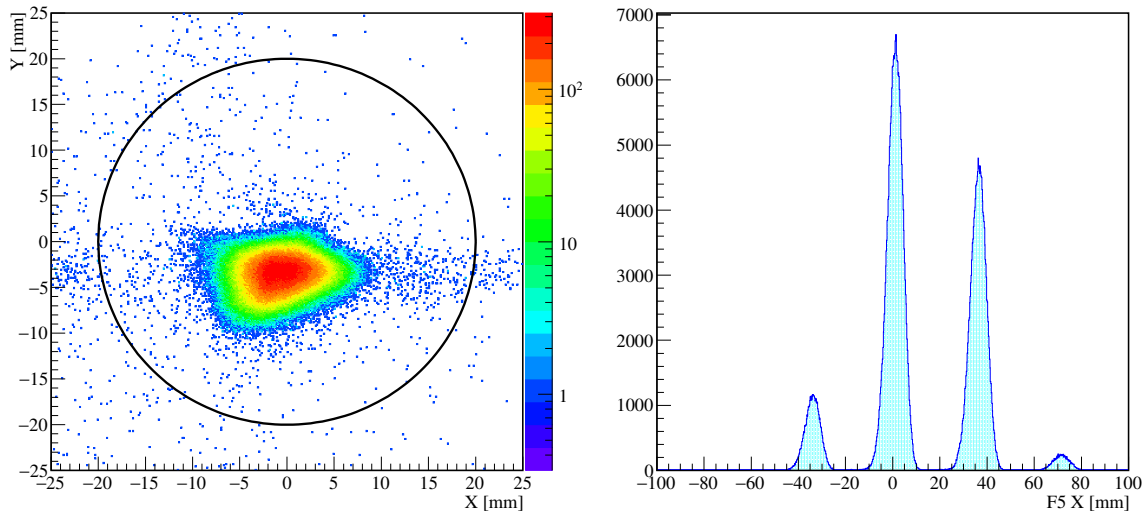
(b) イオンチェンバ

図 4.15: 図 4.13(b) の赤い実線に挟まれた領域の、(a) キセノンガスシンチレータと、(b) イオンチェンバの Z 相当量のスペクトル。

4.1.3 U10b 設定

U10b 設定における ^{238}U ビームのエネルギー分解能評価を行った。

キセノンガスシンチレータの位置におけるビームの広がりには図 4.16(a) のようになっている。一次ビームを使用しているため、非常に細いビームである。F5 におけるビームの水平方向の位置は図 4.16(b) のようになっている。このような分布になるのは、複数の電荷 Q 状態が存在し、 Q ごとに磁場から受けるローレンツ力の大きさが変化するためである。この位置情報をもとに $Q = 90$ の山を選択し、さらにキセノンガスシンチレータの中心 1 mm 以内を通過する粒子を選択して、QDC の正規化を行った。



(a) ビームプロファイル

(b) F5 での水平位置

図 4.16: (a) キセノンガスシンチレータの位置におけるビームの広がり。 (b) U10b 設定における、F5 の水平位置の分布。左の山から $Q = 91, 90, 89, 88$ の電荷状態となっている。

次に、正規化された QDC の相乗平均を位置依存性の補正を行った。キセノンガスシンチレータの中心からの距離との相関を図 4.17(a) に示す。ビームの広がり小さいが、この設定においても外側に行くほど光量が減少する相関がはっきりと見えている。二次ビーム解析と同様にフィットを行い、得られた関数を除して補正した結果が図 4.17(b) である。

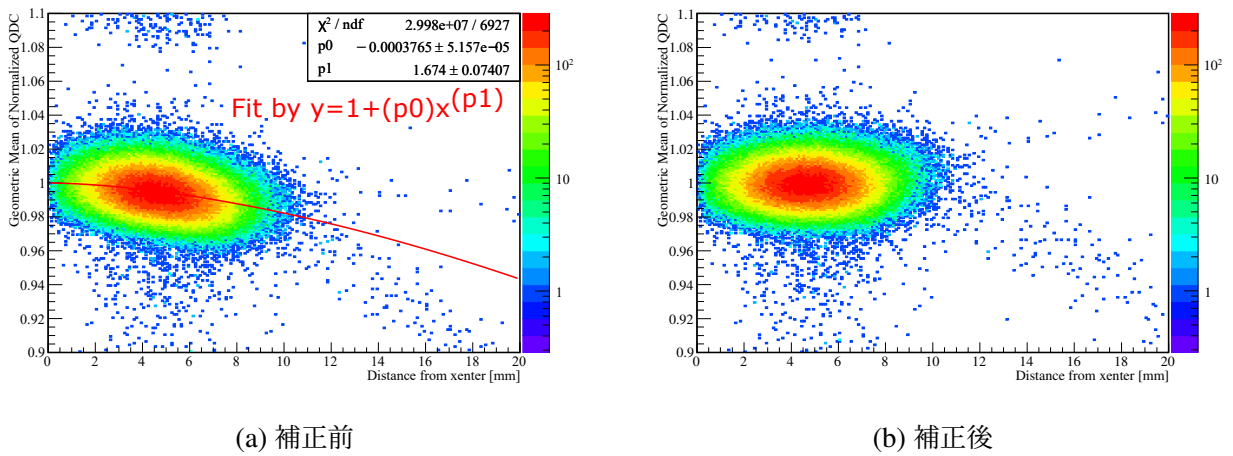


図 4.17: U10b 設定でのビームの中心からの距離とキセノンガスシンチレータの正規化 QDC の相乗平均の相関。図 4.16 の位置情報から $Q = 90$ の粒子を選択している。

距離による補正を行うことができたので、各電荷状態ごとのエネルギー分解能を確認する。それぞれの電荷状態ごとのスペクトルを図 4.18 に示す。また、そのスペクトルをガウス関数でフィットした結果を表 4.2 に示す。一般に電荷状態が異なると粒子の物質中での損失エネルギーは異なるが、本研究では電荷状態ごとに有意な平均値のずれは見られなかった。また、入射状態を制限せず全体を見た場合においても、最も純度の高かった $Q = 90$ 状態で入射した場合と検出器の分解能は変化していない。これは検出器の物質厚が十分大きく、検出器内部での電荷の平均状態が入射状態に依存しなくなっているためだと思われる。

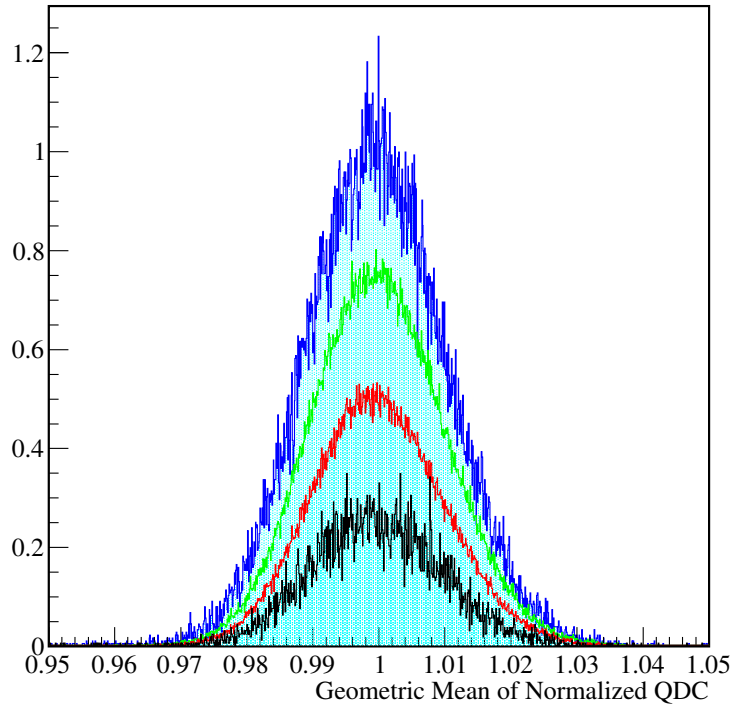


図 4.18: U10b 設定における、正規化 QDC の相乗平均のスペクトル。ガウス関数フィットでの強度が、1 ($Q = 91$; 青), 0.75 ($Q = 90$; 緑), 0.50 ($Q = 89$; 赤), 0.25 ($Q = 88$; 黒) となるようにスペクトルを規格化している。

表 4.2: U10b 設定における電荷状態ごとの、補正された正規化 QDC 相乗平均の中心値と広がり (RMS)。

	Z 中心値	広がり [%]
$Q = 91$	$0.99961 \pm 6.45 \cdot 10^{-4}$	1.03 ± 0.047
$Q = 90$	$1.0000 \pm 6.41 \cdot 10^{-4}$	1.01 ± 0.046
$Q = 88$	$0.99997 \pm 6.38 \cdot 10^{-4}$	0.992 ± 0.046
$Q = 89$	$0.99950 \pm 6.38 \cdot 10^{-4}$	0.964 ± 0.050
全体	$0.99994 \pm 1.42 \cdot 10^{-5}$	1.01 ± 0.0001

4.1.4 エネルギー分解能のまとめ

4つの異なる Z について得られたエネルギー分解能の結果を、要求分解能とストラグリングの効果と合わせて図 4.19 に示す。 $Z = 92$ のイオンチェンバの解析過程についても同様に解析を行い、得られた分解能を合わせて示している。 $Z = 35$ に着目すると、ストラグリングの効果による広がりよりもエネルギー分解能が小さくなっている。そこで、5章において、立体角のシミュレーションから詳細なストラグリングの効果の検討を行った。

また、キセノンガスシンチレータのエネルギー分解能は Z が増大しても、大きくは向上していないことがわかる。いくつかの要因が考えられるが、より正確な分解能を決めるために、まずは立体角のシミュレーションを行った。その結果と議論については5章にて記す。また、 Z の大きい領域 ($Z \geq 70$) では、キセノンガスシンチレータの物質厚を通過中に別の電荷状態 Q に変化する効果が大きくなる。しかし、ストラグリングの広がりには、単一の電荷状態で通過する場合として計算されているため、 $Z \geq 70$ 領域においては、電荷状態によるエネルギー損失の差分だけさらに広がることが予想される。

実用性を考えると、 A/Q の分解能について BigRIPS の標準性能が発揮されれば、二つ隣の Z (Z と $Z+2$) を識別できるだけでも有用な情報となりうる。実際に、文献 [46] においては、 $Z = 64$ 近辺の領域において、 Z 分解能は 0.50% しか達成されていないが、 A/Q 分解能が 0.036% という高分解能で測定されているため、精度の高い粒子識別を遂行できている。この A/Q 分解能を達成するために必要とされる時間分解能は約 60 ps であり、現在の BigRIPS で実現可能である。よって、さらに大きな Z 領域ではよりよい A/Q 分解能が必要となるが、例えば、前述のダイヤモンド検出器の利用やビーム光学系の高分解能設定の利用から可能であると期待される。

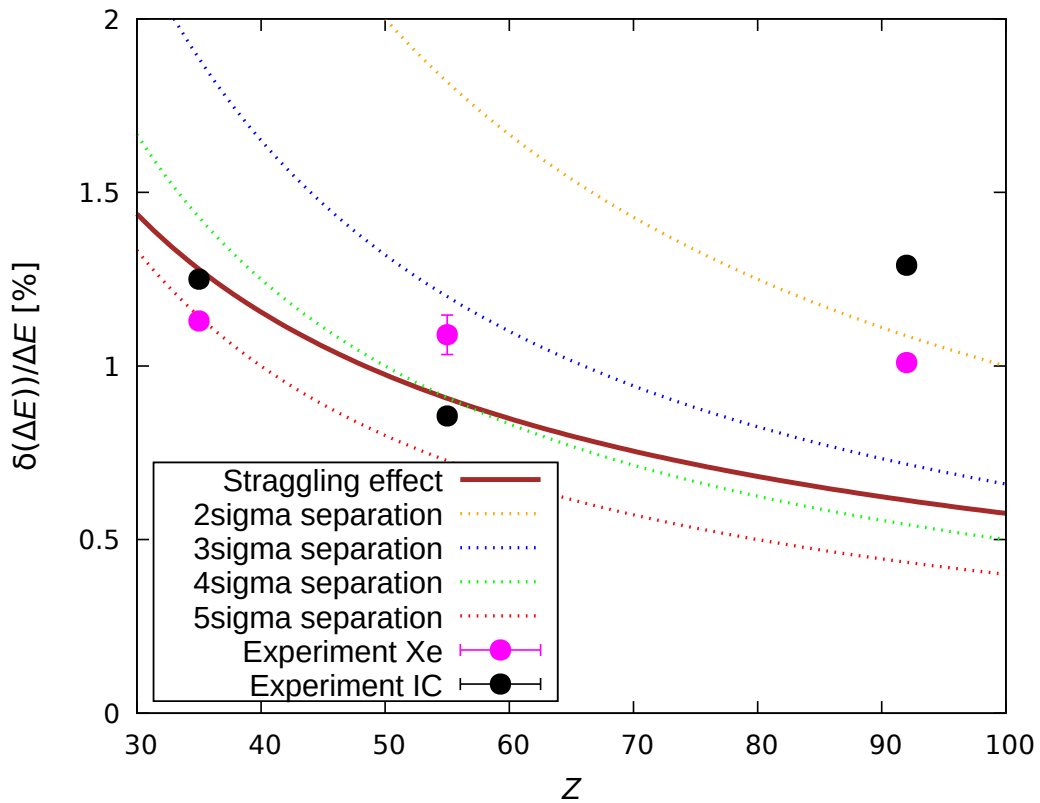


図 4.19: 実験により得られたキセノンガスシンチレータ (黒) とイオンチェンバ (桃) のエネルギー分解能のプロット。茶色の実線はストラグリングによるエネルギー広がりを表す。また、橙、青、緑、赤の破線はそれぞれ、 2σ 、 3σ 、 4σ 、 5σ の Z 分離における許容値である。

4.2 時間分解能評価

$Z35$ 設定と U 設定について、時間分解能評価を行った。ただし、 $Z35$ 設定では、 ^{87}Br を粒子識別の結果から選択している。キセノンガスシンチレータの時間情報は LED を通して取得しているため、TDC の値は QDC と相関を持つ。この効果はスルーの効果と呼ばれる。例として、各設定での PMT1 の QDC と TDC の相関を図 4.20 とに図 4.21 示す。この効果を補正するために、 $f(x) = p_0 + p_1/\sqrt{x - p_2}$ (p_0, p_1, p_2 はフィッティングパラメータ) でフィットして補正を行った。各 PMT の補正後の TDC の 4 つの平均を取ったスペクトルをガウス関数でフィットした (図 4.22)。これにより得られる時間分解能は、トリガーとして使用した F7 プラスチックシンチレータの時間分解能も含んでいる。そこ

で、プラスチックの位置において水平方向に関して中心 1 mm 以内のイベントを選択し、両者の差のスペクトル (図 4.23) から時間分解能の推定を行った。ただし、左右で相関を持つ誤差の要因はこの分解能には含まれていないため、実際は得られた結果より幾分か悪いと考えられる。

これらの解析により得られた時間分解能を表 4.3 にまとめて示す。どちらの領域においてもプラスチックシンチレータと同等の時間分解能を達成することができている。ただし、プラスチックシンチレータは LED を通して取得しており、スルーイング補正も行っていないため、示した分解能よりも良い可能性は十分にある。しかし、現状得られた結果でのキセノンガスシンチレータの時間分解能は、TOF 測定検出器としても利用を検討できるものである。

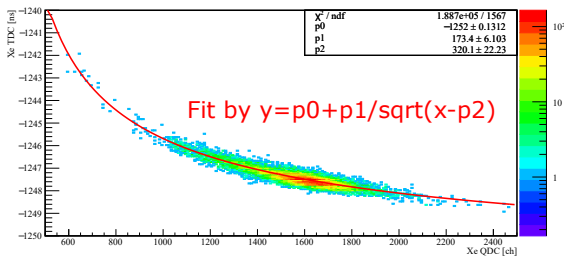


図 4.20: Z35 設定での PMT1 の QDC と TDC の相関。

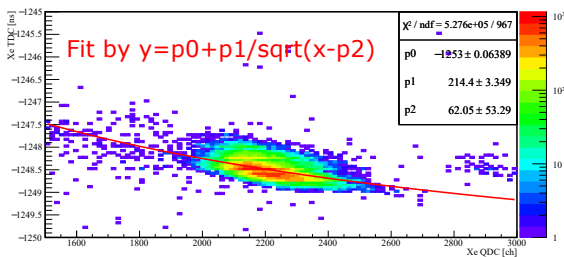
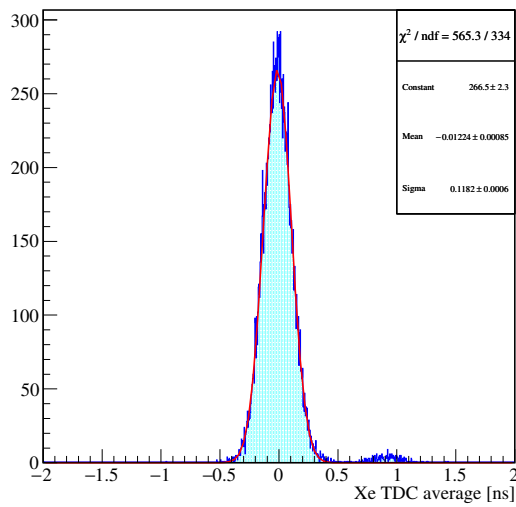
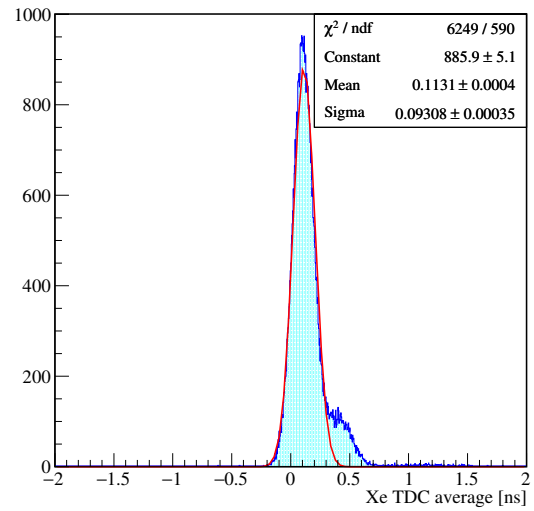


図 4.21: U 設定での PMT1 の QDC と TDC の相関。

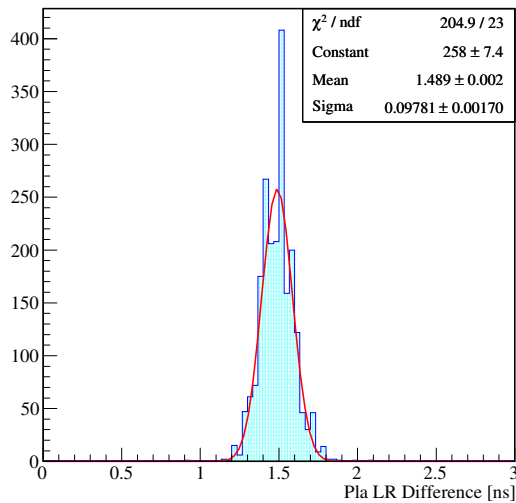


(a) Z35 設定

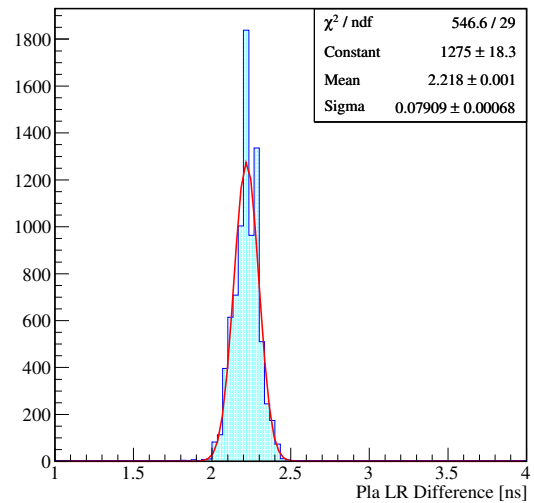


(b) U 設定

図 4.22: (a)Z35 設定での、(b)U 設定での、キセノンガスシンチレータのスルー補正後の TDC の平均。



(a) Z35 設定



(b) U 設定

図 4.23: (a)Z35 設定での、(b)U 設定での、水平方向に関して中心 1 mm 以内の粒子の、F7 プラスチックシンチレータの左右の TDC の差のスペクトル。

表 4.3: 実験により得られた時間分解能 (RMS) [ps]。

	Z35 設定	U 設定
TDC ave.	118.2 ± 0.6	93.08 ± 0.35
plastic	97.81 ± 1.7	79.09 ± 0.68
Xe	95.85 ± 1.3	74.41 ± 0.59

4.3 位置分解能評価

キセノンガスシンチレータの位置分解能の評価を最も単純に、向かい合った PMT の正規化 QDC の比を取ることで評価した。ただし、PMT のフォトカソード面は水平・垂直方向に対して 45° 傾いているので、PPAC から取得される X・Y の位置情報を図 4.24 のように U・V に変換して評価を行った。本研究では、比較的軽い領域と非常に重い領域を確認するために、Z35 設定と U10b 設定での位置分解能を評価した。解析手法はいずれも共通であり、以下のように行った。

対角の PMT の正規化 QDC の比を取り、その対数と PPAC から構成した対角の位置情報を比較する。以降で記す、すべての相関においてははっきりとした一次相関が確認できたため、一次関数でフィットした。得られたフィッティング関数を用いて QDC の比の情報を位置情報に変換し、PPAC の位置情報との差をとった。その差のスペクトルをガウス関数でフィットすることにより、位置分解能を決定した。

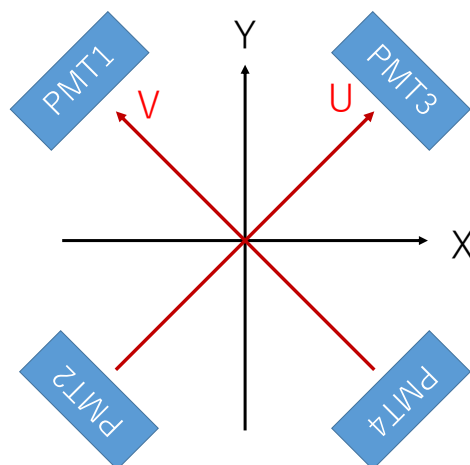


図 4.24: 位置情報の変換の概念図。

4.3.1 Z35 設定

Z35 設定は二次ビームであるため、複数の核種が混入している。そこで、全てのイベントを解析した場合と、粒子識別の結果から ^{87}Br を選択した場合のそれぞれの位置分解能を決定した。それぞれの場合での、PPAC から構成した位置と対角 PMT の正規化 QDC 比の相関を図 4.25 と図 4.26 に、また、その QDC 比を位置情報に変換して PPAC 情報との差のスペクトルを図 4.27 と図 4.28 に示す。解析により得られた U, V の位置分解能は、全イベントを選んだ場合はそれぞれ 1.005(4), 0.97(4) mm であり、 ^{87}Br を選択した場合はそれぞれ 0.904(7), 0.877(7) mm であり、粒子を選択した方が位置分解能は改善されている。これは、ビーム窓の淵付近において相関が中心よりも悪くなる傾向にあったが、 ^{87}Br のビームが比較的中心付近に集まっていたためであるとおそらく考えられる。ただし、ビーム粒子種別の依存性について詳細に決定するために、さらなる解析が必要である。

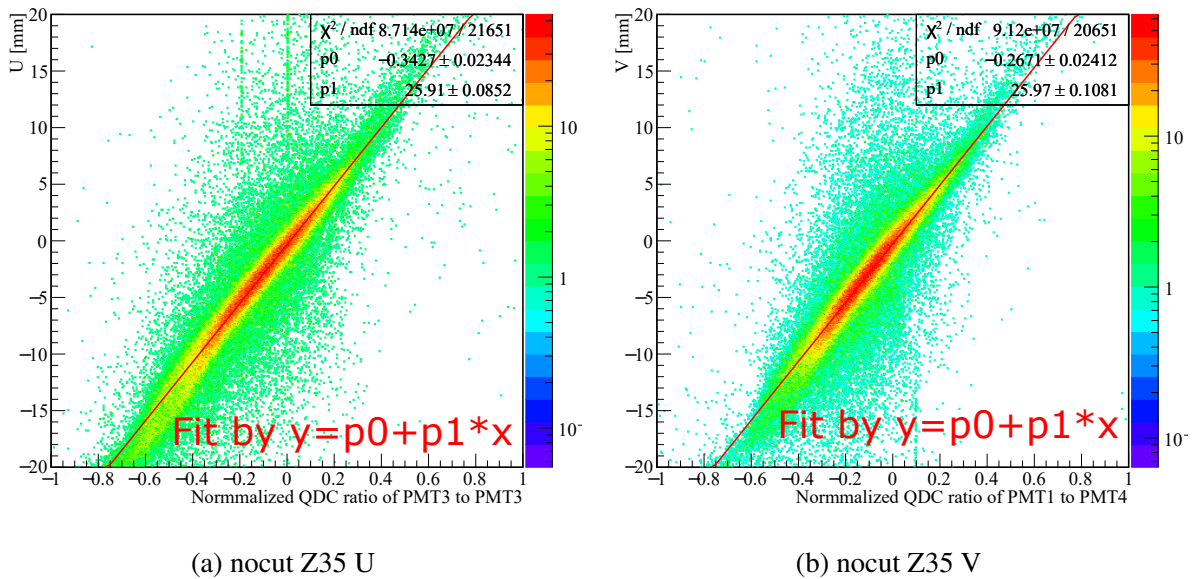
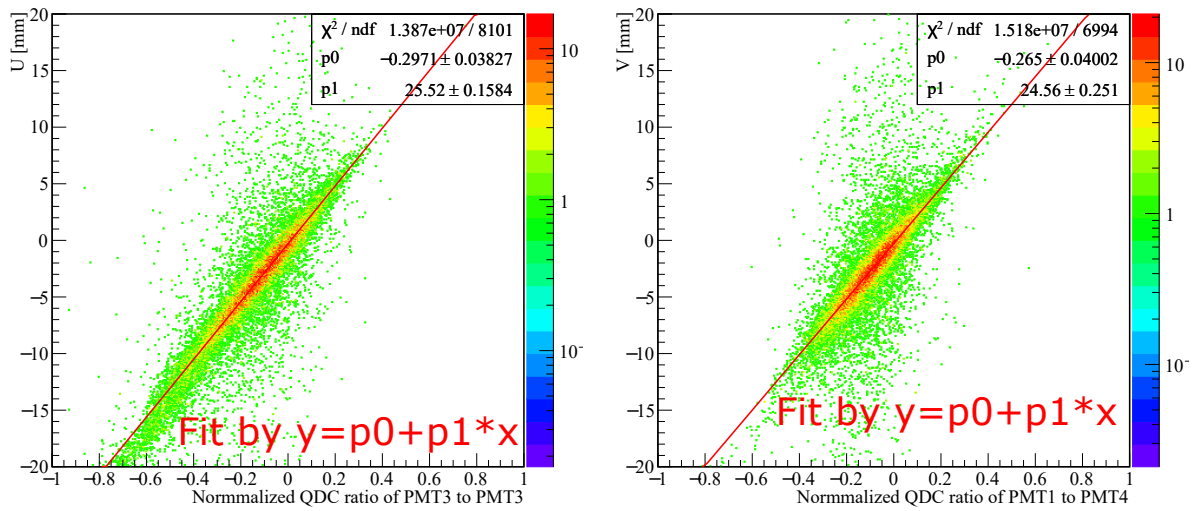


図 4.25: Z35 設定での、(a)PMT1 と PMT4 の正規化 QDC の比の対数と PPAC から構成した U の相関。(b)PMT2 と PMT3 の正規化 QDC の比の対数と PPAC から構成した V の相関。



(a) Br-gated Z35 U

(b) Br-gated Z35 V

図 4.26: Z35 設定での、(a)PMT1 と PMT4 の正規化 QDC の比の対数と PPAC から構成した U の相関。(b)PMT2 と PMT3 の正規化 QDC の比の対数と PPAC から構成した V の相関。ただし、粒子識別の結果より ^{87}Br のみを抽出している。

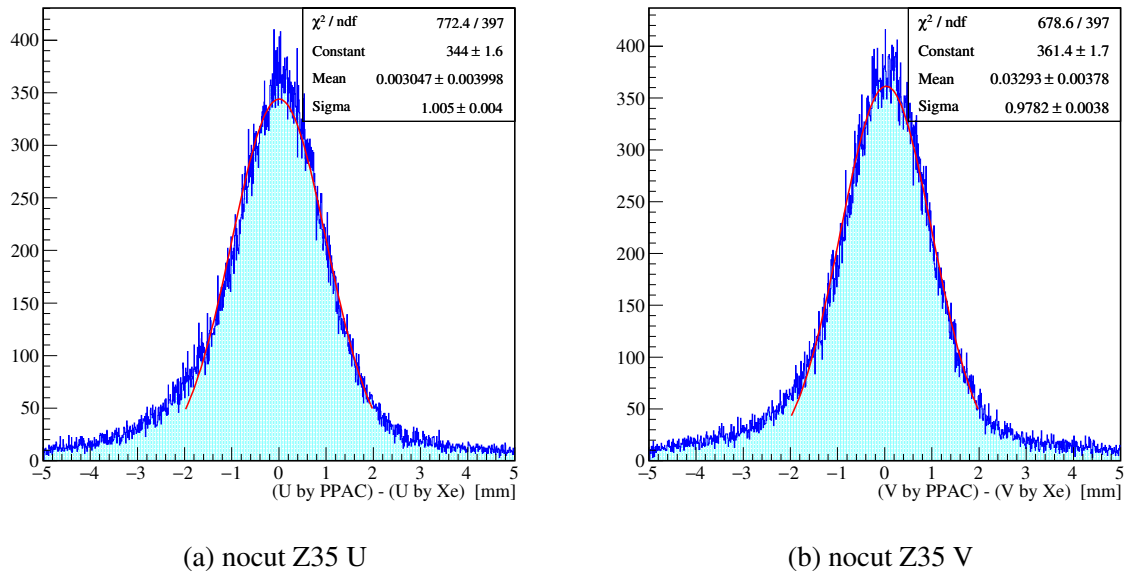


図 4.27: Z35 設定における、(a)U 及び (b)V の、PPAC から構成したものとキセノンガスシンチレータから構成したものの残差。

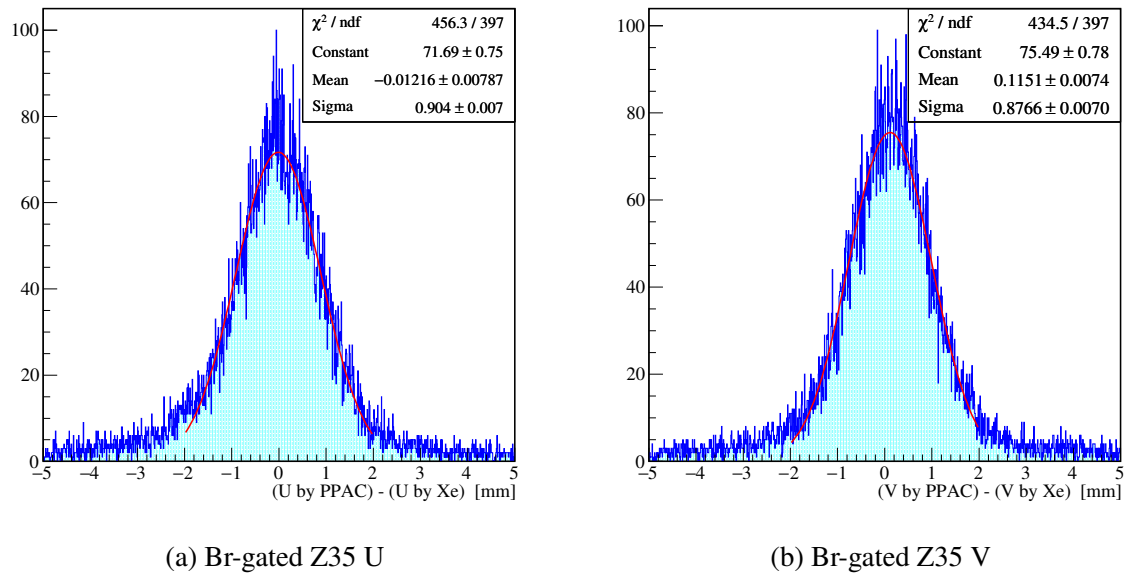


図 4.28: Z35 設定における、(a)U 及び (b)V の、PPAC から構成したものとキセノンガスシンチレータから構成したものの残差。ただし、粒子識別の結果より ^{87}Br のみを抽出している。

4.3.2 U10b 設定

U10b 設定における PPAC から構成した位置と対角 PMT の正規化 QDC 比の相関を図 4.29 に、その QDC 比を位置情報に変換して PPAC 情報との差のスペクトルを図 4.30 に示す。U、V どちらについても 0.5 mm (σ) を切るような非常に良い位置分解能を達成している。Z が大きいために PPAC・キセノンガスシンチレータどちらにおいても検出器で落とすエネルギーが高くなる効果に加え、一次ビームであるので中心付近のみをビームが通過していることが、優れた位置検出の精度につながっていると考えられる。

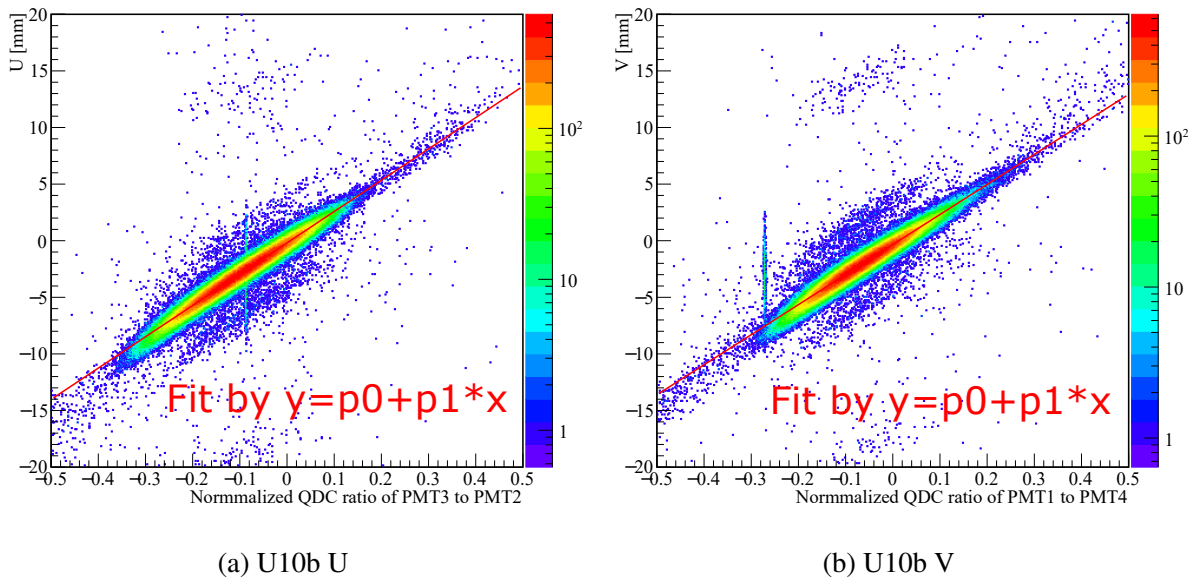


図 4.29: U10b 設定での、(a)PMT1 と PMT4 の正規化 QDC の比の対数と PPAC から構成した U の相関。(b)PMT2 と PMT3 の正規化 QDC の比の対数と PPAC から構成した V の相関。

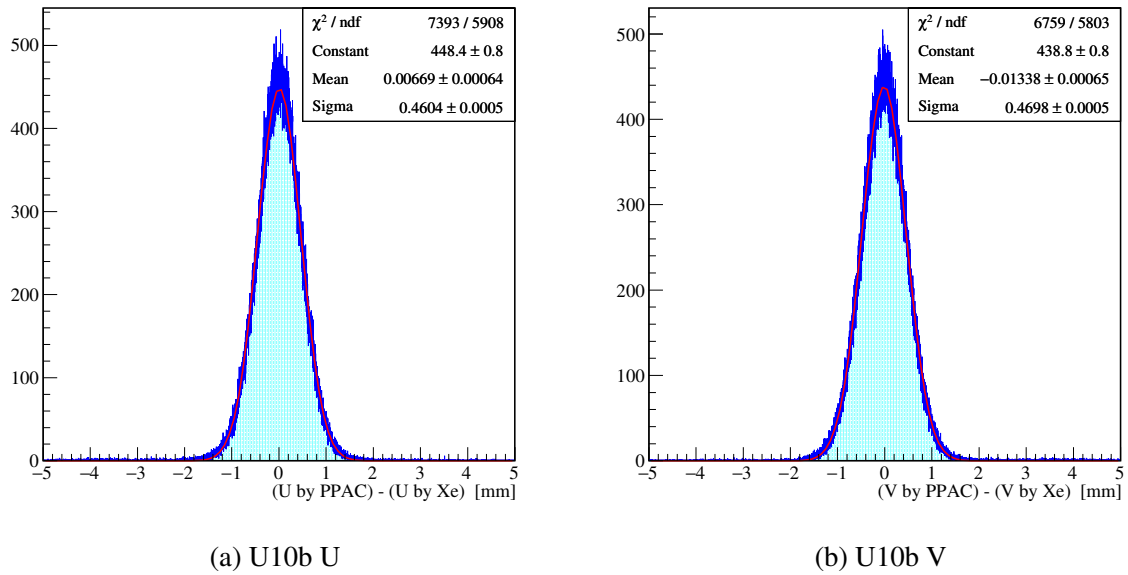


図 4.30: U10b 設定における、(a)U 及び (b)V の、PPAC から構成したものとキセノンガスシンチレータから構成したものの残差。

4.3.3 位置分解能のまとめ

上記、二つの設定で得られた位置分解能を表 4.4 にまとめて示す。前節までの解析で得られた分解能は PPAC の分解能を合わせたものである。文献 [41] より、 $Z = 35$ における PPAC の分解能は約 0.4 mm (σ) である。一方、 $Z = 92$ に対する PPAC の分解能はこれまでに決定されていないため、 $Z = 50$ 近辺までと同様な変化を仮定すると、おおよそ 0.25 mm (σ) と見積もることができる。これらの値をもとに、キセノンガスシンチレータの位置分解能を決定した結果を、表 4.4 に合わせて示す。 ^{238}U に対しては、約 0.4 mm という特筆すべきほど高い性能を示している。また、 $Z 35$ のビームに対しても、粒子を選ぶことなく約 0.9 mm という分解能を誇り、粒子識別には十分使用可能な性能であることがわかった。

表 4.4: 実験により得られた U、V 及びそれらを合わせた位置分解能 (RMS) [mm]。また、PPAC の分解能をもとに求めたキセノンガスシンチレータの位置分解能 (RMS) [mm]。

	Z35 nocut	Z35 Br-gate	Z92
U	$1.005 \pm 4.0 \cdot 10^{-3}$	$0.9040 \pm 7.0 \cdot 10^{-3}$	$0.4604 \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$
V	$0.9782 \pm 3.8 \cdot 10^{-3}$	$0.8766 \pm 7.0 \cdot 10^{-3}$	$0.4698 \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$
合算	$0.9916 \pm 3.9 \cdot 10^{-3}$	$0.8903 \pm 7.0 \cdot 10^{-3}$	$0.4651 \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$
Xe	$0.9073 \pm 4.3 \cdot 10^{-3}$	$0.7954 \pm 7.8 \cdot 10^{-3}$	$0.3922 \pm 0.6 \cdot 10^{-3}$

第 5 章

議論

本章では、まず 5.1 にて、ストラグリングの効果と位置依存性の効果について議論するために行った立体角シミュレーションについて述べる。シミュレーションで得られた結果を用いて、5.2 節にてストラグリングの効果の、5.3 節にて立体角の位置依存性と、検出器としての位置分解能について議論を行う。また、5.4 節ではこれまでの結果を踏まえつつ、キセノンガスシンチレータの粒子識別用検出器としての実用性について述べる。

5.1 立体角のシミュレーション

以下の条件で、ビームの位置ごとに、ビームが見込む立体角シミュレーションを行った。

- ビームの軌跡は、ビームラインと平行である
- 膜のふくらみは考慮せず、ビーム検出器の全長 90.0 mm だけ通過する
- ビームライン方向の等間隔な複数点での立体角を計算し、合計値を比較する

図 5.1 に示すような、ある点 A から半径 R の円 D を見込む立体角は、次の式で計算することができる。

$$\int_0^R dr \int_0^{2\pi} d\theta \frac{Hr}{(r^2 + X^2 + H^2 - 2rX \cos(\theta))^{3/2}} \quad (5.1)$$

ただし、 H は点 A から円 D が存在する平面に下した垂線の長さであり、 X はその垂線と平面の交点から円 D の中心までの長さである。しかし、式中の積分は解析的に解くことができないため、シミュレーションでは以下のように数値積分を行った。

$$\sum_{i_r=0}^{N_r} \sum_{i_\theta=0}^{N_\theta} \frac{Hr}{((Ri_r/N_r)^2 + X^2 + H^2 - 2rX \cos(2\pi i_\theta/N_\theta))^{3/2}} \quad (5.2)$$

しかし、点 A がくりぬかれた円柱の外にいる場合、図 5.2 の赤の領域は死角となり光子が遮られる。よって、この領域は見込む立体角から除くようにしている。

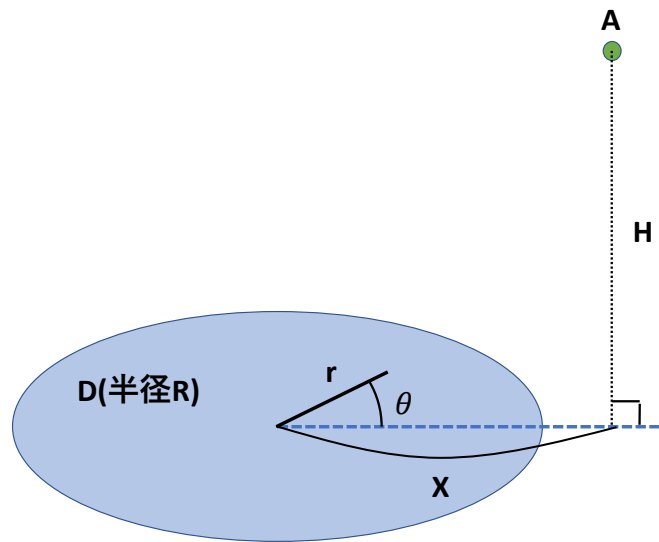


図 5.1: 立体角計算における点 A と円 D の位置関係の例。

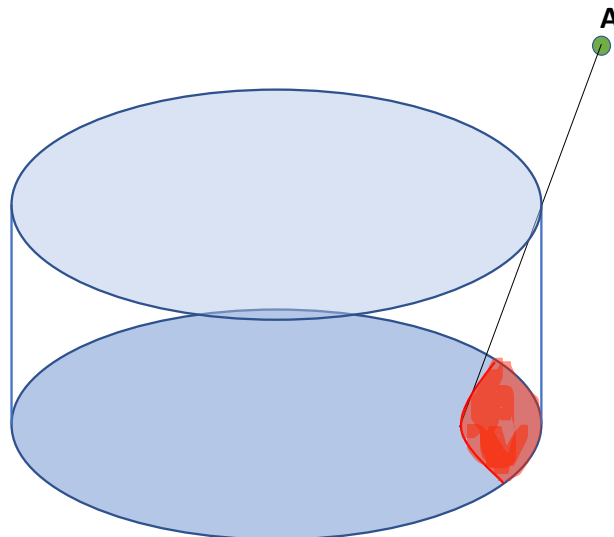


図 5.2: 立体角計算時の補助図。赤い領域が死角になり、光子を捉えることができなくなる。

5.2 立体角の効果を入れた検出器の全長とストラグリングの効果

シミュレーションにおいて、中心を通過した場合のビーム軸方向 z における分割と、立体角の相関は図のようになる。立体角のビーム軸方向依存性を考えると、エネルギーストラグリングの効果に対する実効的な検出器の長さは以下のように短くなってしまふ。

ここでは、すべての位置である距離を通過する際のエネルギー損失、ストラグリングが一定であるとする。全長 L の検出器を考え、これを N 分割し長さ x ずつにわけると、 $L = Nx$ である。立体角の分布を $a(z)$ と置く。また、長さ x を通過する際に、ビームは平均 μ のエネルギーを落とし、 σ だけ広がるものとする。このとき、立体角の効果を入れたエネルギー広がり割合は

$$\frac{\sqrt{\sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N)^2 \sigma^2}}{\sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N) \mu} = \frac{\sigma \sqrt{\sum_{i_z=0}^N (a(xi_z/N))^2}}{\mu \sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N)} \quad (5.3)$$

となる。このとき、 $a(z)$ が一様分布であれば、

$$\frac{\sigma \sqrt{\sum_{i_z=0}^N (a(xi_z/N))^2}}{\mu \sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N)} = \frac{\sigma \sqrt{N}}{\mu N} = \sqrt{\frac{x}{L}} \frac{\sigma}{\mu} \quad (5.4)$$

となる。一方、シミュレーションの結果より、

$$\left(\sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N) \right) / N = 0.3316 \quad (5.5)$$

$$\left(\sum_{i_z=0}^N (a(xi_z/N))^2 \right) / N = 0.1195 \quad (5.6)$$

であるので、エネルギー広がり割合を計算すると、

$$\frac{\sigma \sqrt{\sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N)^2}}{\mu \sum_{i_z=0}^N a(xi_z/N)} = \frac{\sigma \sqrt{N * 0.1195}}{\mu N * 0.3316} = \sqrt{\frac{x}{L}} \frac{\sigma}{\mu} \frac{\sqrt{0.1195}}{0.3316} \quad (5.7)$$

上式における L を一様分布であると仮定した場合の実行長さを L_{eff} と置き、5.4 と比較すると、

$$\sqrt{\frac{x}{L} \frac{\sigma}{\mu}} = \sqrt{\frac{x}{L_{\text{eff}}} \frac{\sigma}{\mu} \frac{\sqrt{0.1195}}{0.3316}} \quad (5.8)$$

$$L = L_{\text{eff}} \frac{0.3316}{(0.1195)^2} \quad (5.9)$$

$$L_{\text{eff}} = L * 0.920 \quad (5.10)$$

となる。よって、本研究で使用した検出器の全長は 90.0 mm であったため、実効的な長さは 82.8 mm となる。

検出器の本来の長さである 90.0 mm とストラグリングに関する実効的な長さ 82.8 mm でのエネルギーストラグリングの効果を表 5.1 に示す。各距離ごとの右コラムの値は、ストラグリングの効果により Z 分解能がどれだけ悪化するかを示している。

$Z = 35$ ビームのエネルギー分解能が 90 mm の長さでのストラグリングによる広がりよりもよくなってしまっているという動機のもと、より現実的なストラグリングの効果を調べようと実効的な検出器の長さをシミュレーションから決定したが、結果としてはストラグリングによる広がりがさらに大きくなってしまった。要因の一つとして考えられることは、ストラグリングの計算に用いた ATIMA コード [40] の精度が、本測定を行ったビームエネルギー領域 (200–300 MeV/u) では悪いという可能性である。ATIMA によるエネルギー損失に関する計算は、文献 [47] により実験と高い精度での一致を示しているが、測定されたエネルギー範囲は 700–1000 MeV/u という高い領域となっている。ただし、本研究で行ったシミュレーションの検討条件が不十分である (例えば、ビーム窓の膨らみやビームの入射角度を無視している) ことに起因してストラグリングの効果が大きくなっている可能性も否定できないため、今後より現実に即したシミュレーションを行っていく必要がある。

表 5.1: 90.0 mm と 82.8 mm の 2 気圧のキセノンガスを通過する際のビームのストラグリングと二つ離れた Z のエネルギー損失の違いの比較。全ての核が $A/Q = 2.5$ で入射エネルギーが 250 MeV/u として計算している。

Z	通過距離 90.0 mm			通過距離 82.8 mm		
	(A)Strag.	(B) Diff. vs Z + 2	2*(A)/(B)	(C)Strag.	(D) Diff. vs (Z+2)	2*(C)/(D)
30	1.462%	13.75%	0.2127	1.525%	13.92%	0.2191
40	1.136%	10.33%	0.2199	1.185%	10.33%	0.2294
50	0.9498%	8.156%	0.2329	0.9904%	8.165%	0.2426
60	0.8317%	6.716%	0.2477	0.8672%	6.714%	0.2583
70	0.7526%	5.687%	0.2647	0.7849%	5.691%	0.2759
80	0.6963%	4.870%	0.2860	0.7261%	4.871%	0.2981
90	0.6542%	4.243%	0.3084	0.6823%	4.060%	0.3361

*全ての核が $A/Q = 2.5$ でエネルギーが 250 MeV/u。

*キセノンガスの圧力は 2 気圧。

5.3 光量の位置依存性の実験との比較

シミュレーションにより得られ立体角の分布を、Z85W 設定より一核種選んだ場合の分布の比較を行う。Z85W 設定は、F7 チェンバ直前の四重極磁石をオフにしているので、ほとんど平行ビームとなっており、シミュレーションの条件に近い設定となっている。ただし、粒子識別の精度が不十分な領域であるため、粒子の選択に他核種の混入が多い可能性がある。

図 5.3 に 1 つの PMT の、(a) 立体角分布のシミュレーション結果と、(b) 実験により得られた正規化 QDC 分布を示す。また、図 5.4 に 4 つの PMT の、(a) 立体角の相乗平均の分布のシミュレーション結果と、(b) 実験により得られた正規化 QDC の相乗平均分布を示す。この分布は縦横をそれぞれ 200 分割し、区切られた一つ一つの領域について、領域中心からデータ点の位置のまでの距離の関数としてスケールした値をすべてのデータ点について足し合わせたものとなっている。つまり、分布 $D(x, y)$ は、

$$D(x, y) = \sum_{\text{Data}} A_{\text{Data}} f \left(\sqrt{((x - x_{\text{Data}})^2 + (y - y_{\text{Data}})^2)} \right) \quad (5.11)$$

となっている。ただし、 A_{Data} はデータ点の立体角であり、 f はスケーリング関数で、ここではガウス関数型のものを用いた。このように分布を作成しているため、ビーム窓の外側のようなデータ点のない位置でも外挿されて値が表示されている。なお、シミュレーションについては、どちらも中心での立体角が 1 になるように規格化してる。

単一の PMT の分布は PMT 位置からの、相乗平均の PMT の分布は中心からの距離で全体のおおまかな構造を見ると、どちらも定量的に一致していることがわかった。しかし、単一 PMT 分布の実験結果は右下の領域に差し掛かると対角線がエンハンスされた形になっている。また、相乗平均分布は中心から離れた位置での角度依存性がシミュレーション、実験結果どちらにもみられるが、その強度が異なっている。以上のことを踏まえると、本研究では距離の依存性の補正のみしか行わなかったが、通過位置の角度依存性もシミュレーション及び実験から確認できるため、その補正はエネルギー分解能の向上の助けとなると考えられる。特に、エネルギー分解能の必要条件が高くなる原子番号が大きい領域では、非常に重要となる。また、シミュレーションと実験データの分布の違いの直接的な原因はわかっていないため、より現実的なシミュレーションを行っていくことが大切である。

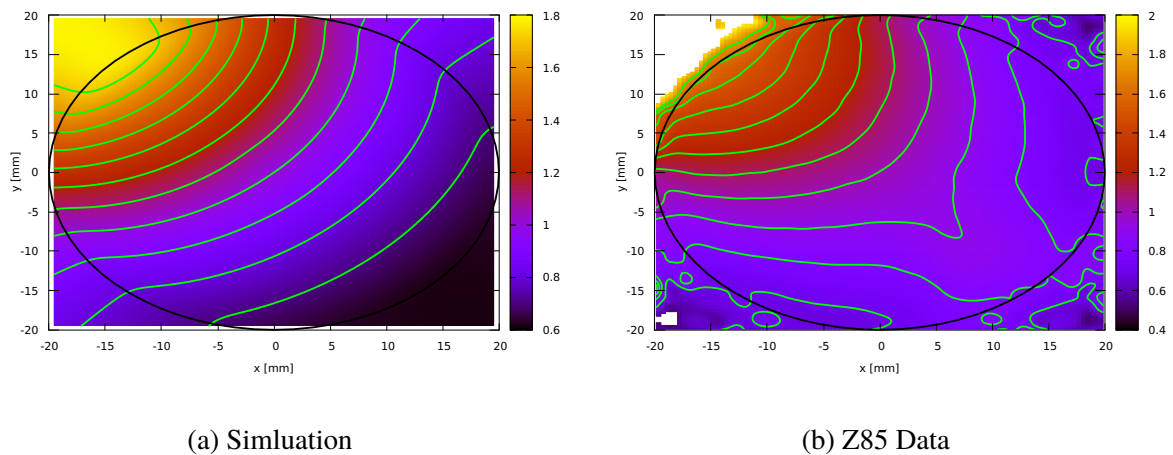


図 5.3: (a) シミュレーションと (b) 実験による一つの PMT の光量分布。ただし、PMT はどちらも左上に存在している。黒の線はビームの窓を表し、緑の線は等高線を表す。

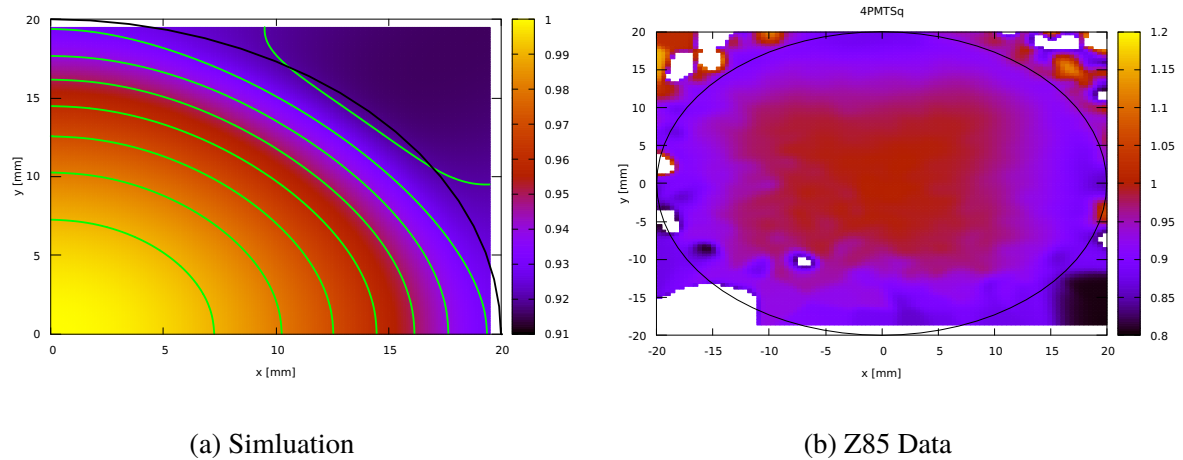


図 5.4: (a) シミュレーションと (b) 実験による PMT の光量の相乗平均の分布。ただし、(a) シミュレーションでは PMT が X 及び Y 軸上にあるとしているが、(b) 実験データでは、X・Y 軸に対して 45° 傾いた方向に位置している。黒の線はビームの窓を表し、緑の線は等高線を表す。

実験結果の解析において位置分解能を決定した手順と同様に、シミュレーションにおいても向かい合う PMT の立体角の比と対角線の位置の相関を確認した。その結果を図 5.5 に示す。ただし、(a) は中心から 10 mm 以内のデータ点のみを示している。実験結果と同様に、(a) は非常に強い相関を示している。しかし、全データ、つまり広がったビーム場である (b) を見ると位置分解能が悪くなっていることがわかる。立体角の位置依存性に見られた外側での分布の複雑性が、ここにも表れていると考えられる。外側においても位置検出精度が保たれる関数系を導き出すことができれば、位置検出器としての性能向上につながるだけでなく、立体角の位置依存性の解消手法の助けにもなりうるため、引き続き位置検出手法の開発を続けることは重要である。

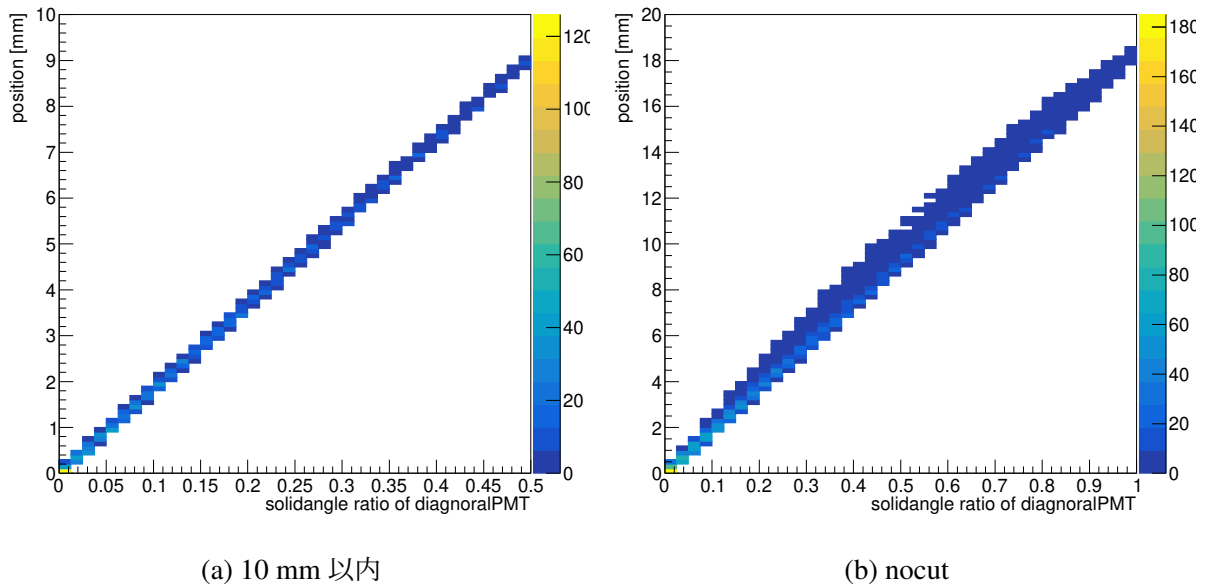


図 5.5: 立体角シミュレーションにおける、向かい合う PMT の立体角の比の対数と対角線上の位置の相関。(a) 中心から 10 mm 以内の、(b) シミュレーションを行った全てのデータ点を表示している。

5.4 ビームライン検出器としての実用性

本研究では、キセノンガスシンチレータの開発を、主に損失エネルギー検出器としての利用に向けて行ってきた。前節の立体角シミュレーションなどで述べたように、激しい位置依存性が見られ、中心からずれたビームのエネルギー分解能は悪化してしまっている。しかし、キセノンガスシンチレータはビーム軸方向の長さが 90 mm と、短いという利点としてある。これは、現在の標準損失エネルギー検出器であるイオンチェンバが約 600 mm の長さであることと比較すると、顕著に短いといえるであろう。よって、検出器を焦点付近においてしまえば、ビームの広がり小さい領域のみを基本的に測定することになるため、十分利用を検討していくことができる。

また、優れた時間分解能や位置分解能をもつことも確認された。現在の粒子識別には TOF・位置・損失エネルギーの決定に異なる検出器を用いているが、多くの検出器を通すほど測定効率は低下してしまう。キセノンガスシンチレータはいずれの情報に対しても高精度で決定できるポテンシャルを持つことがわかったため、3つの情報を他の検出器の助けなしに取得する方法を確立できれば、より高い効率で実験を行うことが可能となる。

第6章

まとめと今後の展望

核物質の状態方程式における対称エネルギーの高精度な決定を目指し、中性子過剰な不安定核の逆運動学陽子弾性散乱実験が計画されている。不安定核の散乱実験のために必要な大強度ビームの粒子識別用検出器としてキセノンガスシンチレータの開発を行った。本研究にて、物質厚の薄い新たなキセノンガスシンチレータを作製し2気圧のガスを封入して、理研 RIBF にて様々な原子番号の不安定核ビームや、 ^{238}U の照射実験を行った。

解析の結果、 $Z \sim 35$ 及び $Z \sim 55$ に対しては、その Z 分解能を直接評価することに成功し、検出器の中心付近にヒットした粒子についてはそれぞれ、 $\delta Z = 0.202 \pm 0.003$, $\delta Z = 0.291 \pm 0.014$ であることが分かった。一方で、 $Z \sim 85$ のビームに対してはほとんど Z を識別することはできなかった。また、 ^{232}U ビームに対するエネルギー分解能は約 1.0% であることがわかった。以上より、 Z が非常に大きいような領域については現状では識別が難しいといえる。

$Z \sim 35$ のビーム及び ^{238}U ビームに対する時間分解能は、それぞれ 95.85 ± 1.3 ns、 74.41 ± 0.59 ns であった。また、位置分解能はそれぞれ、 $0.7954 \pm 7.8 * 10^{-3}$ mm、 $0.3922 \pm 0.6 * 10^{-3}$ mm であった。これらの精度は粒子識別用ビームライン検出器として十分利用を検討できる性能である。よって、一台の検出器で時間・位置・エネルギーの情報を引き出せる複合型検出器としての利用が今後の開発により期待される。

立体角に関してシミュレーションを行うと、エネルギーの情報の位置補正が本解析では不十分であることが示唆された。よって、より正しい位置依存性の解消を行う余地があり、損失エネルギー検出器としてのさらなる精度向上が今後の課題の一つといえる。また、300 kcps や 1 Mcps のデータについては未解析であるため、今後強度耐性の詳細な性能を決定するとともに、各種の性能向上を目指して本解析では使用しなかった Flash ADC のデータ解析を進める予定である。

謝辞

本研究を進めるにあたり、大変多くの方々にご協力をいただきました。この場を借りて皆さまに感謝を申し上げます。

指導教官である同研究室の銭廣十三准教授には、キセノンガスシンチレータの開発や ESPRI などの幅広い研究に関して一から教えていただきました。本修士論文の執筆にあたって、多くの時間を費やして議論や指導を行っていただきました。銭廣さんの助けなしには、ここまでの研究および本修士論文の執筆は成しえませんでした。大変感謝しております。

北京航空航天大学の寺嶋知准教授には理研 RIBF での実験において、たくさんのご指導とご協力をいただきました。大学の部活動の先輩にもあたる寺嶋准教授には、研究以外のお話もたくさんさせていただいたおかげで、長い実験準備の中で楽しく過ごすことができました。同研究室の延與紫世さん、理研仁科センターの田中純貴研究員、東邦大学の原田知也さんにも実験準備に手を貸していただきました。皆様のご協力なしでは本実験を遂行することはできませんでした。

理研仁科センターの馬場秀忠チームリーダーには、MPV を中心とした DAQ の準備に多くのご協力をいただきました。測定機器に関して造詣が浅い私にも理解できるよう、分かりやすいご説明をいただきました。また、理研においては知り合いの少ない私を気にかけてくださり、昼食等にもたくさん誘っていただきました。立教大学の武重祥子さんにも DAQ の整備等にご協力をいただきました。理研仁科センターの上坂友洋主任研究員、西村俊二前任研究員、東京大学 CNS の大田晋輔助教、道正新一郎助教、堂園昌伯特任助教には、実験準備の際や測定時にたくさんのご指摘、ご指導をいただきました。本研究にとどまらず、皆さんには研究者としてたくさんのおアドバイスをいただき、成長させていただいてお思います。同じ ESPRI グループである大阪大学 RCNP の坂口治隆共同研究員、東北大学 CYRIC の松田洋平助教には、数多くの不安定核実験を行ってきたプロとして、解析や準備にあたり多くのアドバイスをいただきました。理研仁科センターの

BigRIPS チームには本研究の手厚いサポートをいただきました。特に、福田直樹技師には新しいビームライン検出器としてキセノンガスシンチレータに注目していただき、多大なるお力添えをいただきました。理研仁科センターにおきましては、その他にもたくさんの方にお世話になりました。理研における長い滞在期間を心穏やかに過ごすことができたのは、関わってくださった皆さまのおかげだと存じております。

本研究において直接的な関りはありませんでしたが、大阪大学の川畑貴裕教授には学部4年生のころからたくさんのご指導をいただきました。研究についてのことはもちろん、人生そのものについても深く考えさせられる言葉をいただきました。また、永江知文教授をはじめ、同じ研究室である原子核・ハドロン物理学研究室の皆さんのおかげで、2年間有意義な時間を過ごさせていただきました。

研究に関わらず、これまで私とかけがえのない時間を過ごしてくださった友人らにも感謝申し上げます。研究に邁進することができたのも、皆さんとの時間があってこそだと思っております。

最後に、24年間好き勝手に生きてきた私を見守り、長きにわたり支えていただいた家族に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] M. B. Tsang, J. R. Stone, F. Camera, P. Danielewicz, S. Gandolfi, K. Hebeler, C. J. Horowitz, J. Lee, W. G. Lynch, Z. Kohley, R. Lemmon, P. Möller, T. Murakami, S. Riordan, X. Roca-Maza, F. Sammarruca, A. W. Steiner, I. Vidaña, and S. J. Yennello: *Phys. Rev. C* **86** (2012) 015803.
- [2] P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts, and J. W. T. Hessels: *Nature* **467** (2010) 1081.
- [3] J. M. Lattimer and M. Prakash: *Physics Reports* **442** (2007) 109 . The Hans Bethe Centennial Volume 1906-2006.
- [4] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz: *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5647.
- [5] S. Yoshida, H. Sagawa, J. Zenihiro, and T. Uesaka: *Phys. Rev. C* **102** (2020) 064307.
- [6] J. Zenihiro, T. Uesaka, H. Sagawa, and S. Yoshida: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* (2021). ptab001.
- [7] X. Roca-Maza, M. Centelles, X. Viñas, and M. Warda: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 252501.
- [8] A. Tamii, I. Poltoratska, P. von Neumann-Cosel, Y. Fujita, T. Adachi, C. A. Bertulani, J. Carter, M. Dozono, H. Fujita, K. Fujita, K. Hatanaka, D. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, Y. Kalmykov, A. M. Krumbholz, E. Litvinova, H. Matsubara, K. Nakanishi, R. Neveling, H. Okamura, H. J. Ong, B. Özel-Tashenov, V. Y. Ponomarev, A. Richter, B. Rubio, H. Sakaguchi, Y. Sakemi, Y. Sasamoto, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F. D. Smit, T. Suzuki, Y. Tameshige, J. Wambach, R. Yamada, M. Yosoi, and J. Zenihiro: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 062502.
- [9] P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz: *Phys. Rev. C* **81** (2010) 051303.
- [10] C. J. Horowitz, K. S. Kumar, and R. Michaels: *The European Physical Journal A* **50** (2014) 48.

- [11] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, T. Murakami, M. Yosoi, Y. Yasuda, S. Terashima, Y. Iwao, H. Takeda, M. Itoh, H. P. Yoshida, and M. Uchida: *Phys. Rev. C* **82** (2010) 044611.
- [12] S. Terashima, H. Sakaguchi, H. Takeda, T. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, T. Murakami, M. Uchida, Y. Yasuda, M. Yosoi, J. Zenihiro, H. P. Yoshida, T. Noro, T. Ishida, S. Asaji, and T. Yonemura: *Phys. Rev. C* **77** (2008) 024317.
- [13] H. Sakaguchi and J. Zenihiro: *Progress in Particle and Nuclear Physics* **97** (2017) 1 .
- [14] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, J. Zenihiro, T. Kobayashi, T. Murakami, Y. Iwao, T. Ichihara, T. Suda, T. Ohnishi, Y. Watanabe, H. Otsu, K. Yoneda, Y. Satou, K. Ozeki, and M. Kanazawa: *Phys. Rev. C* **87** (2013) 034614.
- [15] J. Zenihiro, S. Terashima, Y. Matsuda, S. Ota, S. Chebotayov, M. Dozono, T. Harada, C. Iwamoto, M. Kobayashi, A. Krasznahorkey, S. Leblond, T. Lokotko, Y. Maeda, S. Masuoka, M. Matsudhita, S. Michimasa, E. Milman, H. Nasu, J. Okamoto, H. Sakaguchi, S. Sakaguchi, M. Takaki, K. Taniue, M. Tsumura, T. Uesaka, O. Wieland, Z. Yang, Y. Yamaguchi, and R. Yokoyama: *RIKEN Accelerator Progress Report* **50** (2016) 54.
- [16] J. Zenihiro, T. H. N. Aoi, H. Baba, M. Dozono, E. F. S. Enyo, Y. Fujikawa, S. Hanai, Y. Hijikata, J. Hwang, N. Imai, K. Inaba, S. Ishida, T. Kawabata, S. Kiyotake, A. Kohda, R. Kojima, R. Maeda, Y. Maeda, S. Masuoka, Y. Matsuda, S. Matsumoto, R. Matsumura, B. Mauss, S. Michimasa, D. Nishimura, T. Nishimura, K. Nosaka, S. O. H. Sakaguchi, K. Sakanashi, H. Shimizu, D. Suzuki, J. Tanaka, S. Terashima, R. Tsunoda, and T. Uesaka: *RIKEN Accelerator Progress Report* **53** (2019) 44.
- [17] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, K. Sümmerer, and I. Tanihata: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **470** (2001) 562 .
- [18] T. D. Bonifield, F. H. K. Rambow, G. K. Walters, M. V. McCusker, D. C. Lorents, and R. A. Gutcheck: *The Journal of Chemical Physics* **72** (1980) 2914.
- [19] M. Mimura, S. Kobayashi, N. Masuyama, M. Miyajima, and N. Hasebe: *Japanese Journal of Applied Physics* **48** (2009) 076501.
- [20] J. Zenihiro, T. Harada, S. Terashima, Y. Matsuda, S. Ota, H. Sakaguchi, K. Kawata, S. Ishida, and E. T. Y. Kasamatsu: *RIKEN Accelerator Progress Report* **51** (2018) 156.
- [21] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. D. Amaro, M. Anthony, F. Arneodo, L. Baudis, B. Bauermeister, M. L. Benabderrahmane, T. Berger, P. A. Breur, A. Brown, A. Brown, E. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, C. Capelli, J. M. R. Cardoso, D. Cichon, D. Coderre, A. P. Colijn, J. Conrad, J. P. Cussonneau,

-
- M. P. Decowski, P. de Perio, P. Di Gangi, A. Di Giovanni, S. Diglio, A. Elykov, G. Eurin, J. Fei, A. D. Ferella, A. Fieguth, W. Fulgione, A. Gallo Rosso, M. Galloway, F. Gao, M. Garbini, C. Geis, L. Grandi, Z. Greene, H. Qiu, C. Hasterok, E. Hogenbirk, J. Howlett, R. Itay, F. Joerg, B. Kaminsky, S. Kazama, A. Kish, G. Koltman, H. Landsman, R. F. Lang, L. Levinson, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, F. Lombardi, J. A. M. Lopes, J. Mahlstedt, A. Manfredini, T. Marrodán Undagoitia, J. Masbou, D. Masson, M. Messina, K. Micheneau, K. Miller, A. Molinario, K. Morå, M. Murra, J. Naganoma, K. Ni, U. Oberlack, B. Pelssers, F. Piastra, J. Pienaar, V. Pizzella, G. Plante, R. Podvianiuk, N. Priel, D. Ramírez García, L. Rauch, S. Reichard, C. Reuter, B. Riedel, A. Rizzo, A. Rocchetti, N. Rupp, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, M. Scheibelhut, S. Schindler, J. Schreiner, D. Schulte, M. Schumann, L. Scotto Lavina, M. Selvi, P. Shagin, E. Shockley, M. Silva, H. Simgen, D. Thers, F. Toschi, G. Trinchero, C. Tunnell, N. Upole, M. Vargas, O. Wack, H. Wang, Z. Wang, Y. Wei, C. Weinheimer, C. Wittweg, J. Wulf, J. Ye, Y. Zhang, and T. Zhu: *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 111302.
- [22] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. Amaro, V. Antochi, E. Angelino, J. Angevaere, F. Arneodo, D. Barge, L. Baudis, B. Bauermeister, L. Bellagamba, M. Benabderrahmane, T. Berger, A. Brown, E. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, C. Capelli, J. Cardoso, D. Cichon, B. Cimmino, M. Clark, D. Coderre, A. Colijn, J. Conrad, J. Cussonneau, M. Decowski, A. Depoian, P. D. Gangi, A. D. Giovanni, R. D. Stefano, S. Diglio, A. Elykov, G. Eurin, A. Ferella, W. Fulgione, P. Gaemers, R. Gaior, M. Galloway, F. Gao, L. Grandi, C. Hasterok, C. Hils, K. Hiraide, L. Hoetzsch, J. Howlett, M. Iacovacci, Y. Itow, F. Joerg, N. Kato, S. Kazama, M. Kobayashi, G. Koltman, A. Kopec, H. Landsman, R. Lang, L. Levinson, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, F. Lombardi, J. Long, J. Lopes, E. L. Fune, C. Macolino, J. Mahlstedt, A. Mancuso, L. Manenti, A. Manfredini, F. Marignetti, T. M. Undagoitia, K. Martens, J. Masbou, D. Masson, S. Mastroianni, M. Messina, K. Miuchi, K. Mizukoshi, A. Molinario, K. Morå, S. Moriyama, Y. Mosbacher, M. Murra, J. Naganoma, K. Ni, U. Oberlack, K. Odgers, J. Palacio, B. Pelssers, R. Peres, J. Pienaar, V. Pizzella, G. Plante, J. Qin, H. Qiu, D. R. García, S. Reichard, A. Rocchetti, N. Rupp, J. dos Santos, G. Sartorelli, N. Šarčević, M. Scheibelhut, J. Schreiner, D. Schulte, M. Schumann, L. S. Lavina, M. Selvi, F. Semeria, P. Shagin, E. Shockley, M. Silva, H. Simgen, A. Takeda, C. Thureau, D. Thers, F. Toschi, G. Trinchero, C. Tunnell, K. Valerius, M. Vargas, G. Volta, H. Wang, Y. Wei, C. Weinheimer, M. Weiss, D. Wenz, C. Wittweg, Z. Xu, M. Yamashita,

- J. Ye, G. Zavattini, Y. Zhang, T. Zhu, and J. Zopounidis: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2020** (2020) 031.
- [23] A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya, A. Hayashi, S. Hayashida, H. Ikeda, K. Inoue, K. Ishidoshiro, Y. Karino, M. Koga, S. Matsuda, T. Mitsui, K. Nakamura, S. Obara, T. Oura, H. Ozaki, I. Shimizu, Y. Shirahata, J. Shirai, A. Suzuki, T. Takai, K. Tamae, Y. Teraoka, K. Ueshima, H. Watanabe, A. Kozlov, Y. Takemoto, S. Yoshida, K. Fushimi, T. I. Banks, B. E. Berger, B. K. Fujikawa, T. O'Donnell, L. A. Winslow, Y. Efremenko, H. J. Karwowski, D. M. Markoff, W. Tornow, J. A. Detwiler, S. Enomoto, and M. P. Decowski: *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 082503.
- [24] S. Ban, M. Hirose, A. K. Ichikawa, Y. Iwashita, T. Kikawa, A. Minamino, K. Miuchi, T. Nakadaira, Y. Nakajima, K. D. Nakamura, K. Z. Nakamura, T. Nakaya, S. Obara, K. Sakashita, H. Sekiya, B. Sugashima, S. Tanaka, K. Ueshima, and M. Yoshida: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2020** (2020). 033H01.
- [25] V. Álvarez, F. I. G. M. Borges, S. Cárcel, J. M. Carmona, J. Castel, J. M. Catalá, S. Cebrián, A. Cervera, D. Chan, C. A. N. Conde, T. Dafni, T. H. V. T. Dias, J. Díaz, M. Egorov, R. Esteve, P. Evtoukhovitch, L. M. P. Fernandes, P. Ferrario, A. L. Ferreira, E. Ferrer-Ribas, E. D. C. Freitas, V. M. Gehman, A. Gil, I. Giomataris, A. Goldschmidt, H. Gómez, J. J. Gómez-Cadenas, K. González, D. González-Díaz, R. M. Gutiérrez, J. Hauptman, J. A. H. Morata, D. C. Herrera, V. Herrero, F. J. Iguaz, I. G. Irastorza, V. Kalinnikov, D. Kiang, L. Labarga, I. Liubarsky, J. A. M. Lopes, D. Lorca, M. Losada, G. Luzón, A. Marí, J. Martín-Albo, A. Martínez, T. Miller, A. Moiseenko, F. Monrabal, C. M. B. Monteiro, J. M. Monzó, F. J. Mora, L. M. Moutinho, J. M. Vidal, H. N. da Luz, G. Navarro, M. Nebot, D. Nygren, C. A. B. Oliveira, R. Palma, J. Pérez, J. L. P. Aparicio, J. Renner, L. Ripoll, A. Rodríguez, J. Rodríguez, F. P. Santos, J. M. F. dos Santos, L. Seguí, L. Serra, D. Shuman, C. Sofka, M. Sorel, J. F. Toledo, A. Tomás, J. Torrent, Z. Tsamalaidze, D. Vázquez, E. Velicheva, J. F. C. A. Veloso, J. A. Villar, R. C. Webb, T. Weber, J. White, and N. Yahlali: *Journal of Instrumentation* **7** (2012) T06001.
- [26] V. Puech and S. Mizzi: **24** (1991) 1974.
- [27] G. Thornton, E. D. Poliakoff, E. Matthias, S. H. Southworth, R. A. Rosenberg, M. G. White, and D. A. Shirley: *The Journal of Chemical Physics* **71** (1979) 133.
- [28] Y. Salamero, A. Birot, H. Brunet, J. Galy, and P. Millet: *The Journal of Chemical Physics* **80** (1984) 4774.

-
- [29] J. Galy, K. Aouame, A. Birot, H. Brunet, and P. Millet: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **26** (1993) 477.
- [30] M. Suzuki, J. zhi Ruan(Gen), and S. Kubota: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **192** (1982) 565 .
- [31] 実用レーザー加工応用ハンドブック、オプトロニクス社.
- [32] 信越石英社 光学用石英データシート. www.sqp.co.jp/catalog/images/QuartzGlass_for_Optics_j.pdf (available: 2021/1/18).
- [33] 理研 RIBF Accelerator Overview. www.nishina.riken.jp/ribf/accelerator/overview.html (available: 2021/1/23).
- [34] 理研 RIBF Accelerator Concept. www.nishina.riken.jp/ribf/accelerator/concept.html (available: 2021/1/18).
- [35] N. Fukuda, T. Kubo, T. Ohnishi, N. Inabe, H. Takeda, D. Kameda, and H. Suzuki: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317** (2013) 323 .
- [36] H. Bethe: in *Quantenmechanik der Ein- und Zwei-Elektronenprobleme*, ed. H. Bethe, F. Hund, N. F. Mott, W. Pauli, A. Rubinowicz, G. Wentzel, and A. Smekal (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1933), pp. 273–560.
- [37] K. Makino and M. Berz: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **558** (2006) 346 .
- [38] R. Grzywacz, R. Anne, G. Auger, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel, J. Corre, T. Dörfler, A. Fomichov, M. Gaelens, D. Guillemaud-Mueller, R. Hue, M. Huysse, Z. Janas, H. Keller, M. Lewitowicz, S. Lukyanov, A. Mueller, Y. Penionzhkevich, M. Pfützner, F. Pougheon, K. Rykaczewski, M. Saint-Laurent, K. Schmidt, W.-D. Schmidt-Ott, O. Sorlin, J. Szerypo, O. Tarasov, J. Wauters, and J. Żylicz: *Physics Letters B* **355** (1995) 439 .
- [39] J. Lindhard and A. H. Sorenson: *Phys. Rev. A* **53** (1996) 2443.
- [40] ATIMA. <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/> (available: 2021/1/23).
- [41] H. Kumagai, T. Ohnishi, N. Fukuda, H. Takeda, D. Kameda, N. Inabe, K. Yoshida, and T. Kubo: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317** (2013) 717 .
- [42] 理研 RIBF BigRIPS detector MUSIC. ribf.riken.jp/BigRIPSInfo/detector/music.html (available: 2021/1/20).
- [43] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi, K. Yoshida, Y. Watanabe, S. Ota, S. Shimoura, and

- S. Takeuchi: RIKEN Accelerator Progress Report **52** (2019) 146.
- [44] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi, S. Takeuchi, K. Yoshida, Y. Watanabe, S. Ota, and S. Shimoura: RIKEN Accelerator Progress Report **45** (2012) 9.
- [45] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi, S. Takeuchi, K. Yoshida, Y. Watanabe, S. Ota, and S. Shimoura: RIKEN Accelerator Progress Report **46** (2013) 213.
- [46] N. Fukuda, T. Kubo, D. Kameda, N. Inabe, H. Suzuki, Y. Shimizu, H. Takeda, K. Kusaka, Y. Yanagisawa, M. Ohtake, K. Tanaka, K. Yoshida, H. Sato, H. Baba, M. Kurokawa, T. Ohnishi, N. Iwasa, A. Chiba, T. Yamada, E. Ideguchi, S. Go, R. Yokoyama, T. Fujii, H. Nishibata, K. Ieki, D. Murai, S. Momota, D. Nishimura, Y. Sato, J. Hwang, S. Kim, O. B. Tarasov, D. J. Morrissey, and G. Simpson: Journal of the Physical Society of Japan **87** (2018) 014202.
- [47] C. Scheidenberger, H. Geissel, H. H. Mikkelsen, F. Nickel, S. Czajkowski, H. Folger, H. Irnich, G. Münzenberg, W. Schwab, T. Stöhlker, T. Suzuki, and B. Voss: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3987.