

2021年度 修士論文

大面積Si半導体検出器を用いた  
低エネルギー荷電粒子の波形弁別技術の開発

大阪大学大学院 理学研究科 物理学専攻  
原子核実験研究室

坂梨 公亮

## 概要

超新星爆発や中性子星など宇宙の様々な現象を理解するためには、天体中心付近の高密度から表面付近の低密度にわたる幅広い密度領域における核物質の物性を記述できる必要がある。しかし、通常の原子核は標準飽和密度で飽和しており、高密度や低密度における核物質の物性はほとんど知られていない。近年の理論計算によると、陽子数と中性子数の等しい核子数  $A=4N$  核の励起状態には  $N$  個の  $\alpha$  粒子が最低エネルギーに凝縮した短寿命の  $\alpha$  凝縮状態が存在するとされている。例えば、 $^{12}\text{C}$  における  $0_2^+$  は3つの  $\alpha$  クラスターが最低軌道に凝縮した  $\alpha$  凝縮状態であり、標準核子密度の 20-25% という低密度状態が実現されている。このような低密度状態が原子核の励起状態として普遍的に存在することを示し、 $\alpha$  凝縮状態の性質を明らかにすることで低密度核物質の物性への洞察が得られると期待されている。

$\alpha$  凝縮状態を同定するためには、崩壊する際に放出される複数の低エネルギー  $\alpha$  粒子を全て検出しつつ、粒子識別を行う必要がある。そこで、我々は、大面積 Si 検出器を用いて大立体角を覆いつつ、波形解析を用いて粒子識別を行うことを着想した。本研究では、波形解析を用いた粒子識別に適したセットアップ条件の探索と、大面積 Si 検出器を用いた低エネルギー荷電粒子の波形弁別技術の開発を行なった。まず、大面積 Si 検出器の波形特性を調査するために、神戸大学タンデム加速器施設にて実験を行い、3 MeV の陽子 ( $p$ )、重陽子 ( $d$ )、 $\alpha$  粒子の波形を取得した。また、Si 検出器のバイアス電圧、粒子の入射面、プリアンプを変更し比較することで、波形弁別に最適なセットアップ条件を探索した。解析の結果、NTD-Si 検出器に full-depletion 電圧を印加し、粒子を裏面から入射させた場合に、 $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子の分離が最もよくなることがわかった。

次に、神戸大学における実験で得られた知見をもとに低エネルギー荷電粒子の波形弁別を試みた。実験は東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) にて行い、 $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  の breakup 反応により放出される 6 MeV 以下の連続エネルギーの陽子、重陽子、三重陽子 ( $t$ )、 $\alpha$  粒子を Si 検出器で検出した。解析では、信号波形にフィルタ処理を行うことで、低エネルギー粒子識別精度を向上させ、2 MeV までの陽子と  $\alpha$  粒子について、90% を超える精度で識別することに成功した。さらに、従来の波形解析に加え機械学習を導入することで、更なる識別精度の向上を試みた。その結果、手動解析と比較して全てのストリップで系統的な識別精度の向上を達成した。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>5</b>
1.1 実験的動機	5
1.2 $\alpha$ 凝縮状態	5
1.3 $^{24}\text{Mg}$ の $6\alpha$ 凝縮状態	8
1.3.1 $6\alpha$ 凝縮状態同定のための実験的戦略	8
1.3.2 SAKRA project	9
1.4 $^{20}\text{Ne}$ の $5\alpha$ 凝縮状態	11
<b>第 2 章 Si 半導体検出器</b>	<b>13</b>
2.1 動作原理	13
2.1.1 半導体の性質	13
2.1.2 PN 接合	14
2.1.3 Si 半導体検出器の構造	15
2.2 Si 検出器を用いた波形解析	16
2.3 実験準備	17
2.3.1 本研究で使用する Si 検出器	17
2.3.2 製作物	19
2.3.3 Full-depletion 電圧の決定	20
<b>第 3 章 大面積 Si 検出器の波形特性の調査</b>	<b>23</b>
3.1 目的	23
3.2 実験セットアップ	23
3.3 NTD-Silicon	25
3.4 プリアンプ	26

3.5	波形取得	27
3.5.1	Flash Digitizer	27
3.5.2	ゼロサプレッション	27
3.6	データ収集回路	28
3.7	測定項目	29
<b>第4章</b>	<b>神戸大学タンデム静電加速器施設における測定データの解析</b>	<b>31</b>
4.1	取得波形	31
4.2	バイアス電圧依存性	34
4.3	Si 検出器のチャンネル依存性	35
4.4	入射面依存性	37
4.5	Si の比較	37
4.6	プリアンプの比較	40
4.7	波形解析技術の開発	42
4.7.1	移動平均	42
4.7.2	Triangle filter	43
<b>第5章</b>	<b>低エネルギー荷電粒子の波形弁別技術の開発</b>	<b>46</b>
5.1	目的	46
5.2	ビームの決定	46
5.3	標的	47
5.4	実験セットアップ	48
5.5	データ収集回路	49
5.6	トリガー条件	50
<b>第6章</b>	<b>東北大学 CYRIC における測定データの解析</b>	<b>51</b>
6.1	エネルギー較正	51
6.2	取得データ	53
6.3	イベント選択	55
6.3.1	エネルギーによる検出位置の決定	56

6.3.2	検出位置によるイベント選択 . . . . .	56
6.4	粒子識別 (PID) . . . . .	57
6.5	波形解析による粒子識別 . . . . .	60
6.6	機械学習を用いた粒子識別 . . . . .	63
6.6.1	目的 . . . . .	63
6.6.2	データセットの準備 . . . . .	64
6.6.3	モデル構築 . . . . .	64
6.6.4	粒子識別精度の評価 . . . . .	66
6.6.5	手動解析との比較 . . . . .	68
<b>第7章</b>	<b>まとめと今後の方針</b>	<b>70</b>

# 第1章 序論

## 1.1 実験的動機

核物質の状態方程式を構築することは原子核物理学における究極の目標のひとつである。核物質の状態方程式は、核物質の物性だけでなく、超新星爆発や中性子星など宇宙の様々な現象をも支配する方程式であり、天体中心付近の高密度から表面付近の低密度にわたる幅広い密度領域における核物質の物性を記述できる必要がある [1]。しかし、通常の原子核は標準飽和密度で飽和しており、高密度や低密度における核物質の物性はほとんど知られていない。

近年の理論計算によると、低密度核物質では、高い束縛エネルギーを持つ  $\alpha$  クラスターが析出し主要な構成要素となると考えられている [2–4]。ボソンである  $\alpha$  クラスターは、低温度域において最低エネルギー状態に凝縮し、 $\alpha$  凝縮相を形成する可能性がある。 $\alpha$  凝縮相は核物質におけるボーズ・アインシュタイン凝縮であり、核物質の全く新しい存在形態である。低密度核物質としての  $\alpha$  凝縮相が実際に存在することを示すには、原子核の  $\alpha$  凝縮状態を系統的に探索し、原子核における低密度状態として普遍的に存在することを示す必要がある。

## 1.2 $\alpha$ 凝縮状態

原子核では、核子が平均ポテンシャル中で単一粒子軌道を占有すると考える殻模型が良く成り立つ一方で、複数の核子が強く相関してクラスター構造を持つ状態が現れると指摘されている。これらの状態はクラスター模型によって説明されるが、これらを殻模型によって記述することは難しい。原子核において最も広く認められているクラスター構造は、2個ずつの陽子と中性子が強く相関した  $\alpha$  クラスターを含む  $\alpha$  クラスター構造である。 $\alpha$  粒子は4つ

の核子が強く結合している一方で、 $\alpha$  粒子間の相互作用は弱い。図 1.1 の池田ダイアグラムは、陽子数と中性子数の等しい (自己共役)  $A = 4N$  核における  $\alpha$  クラスター構造が  $\alpha$  崩壊 閾値エネルギー近傍に現れることを示している [5]。

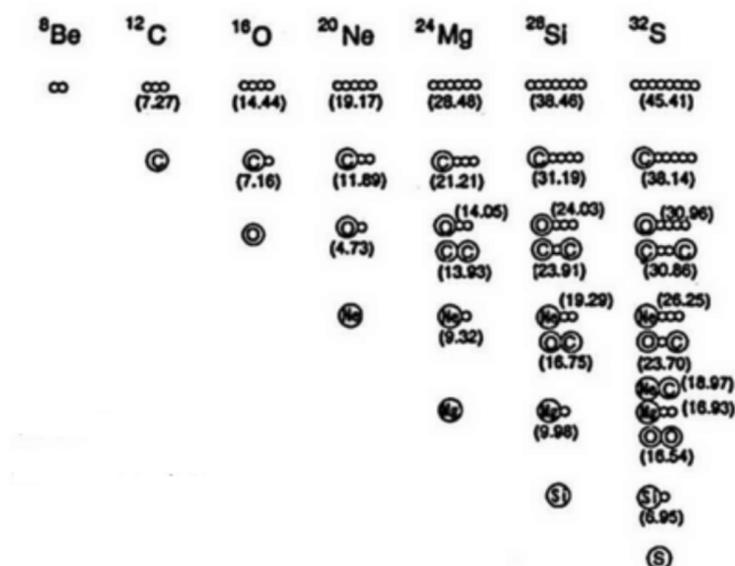


図 1.1. 池田ダイアグラム。文献 [5] の図 1 より転載。1つの丸は  $\alpha$  粒子であり、 $\alpha$  崩壊の閾値エネルギーが MeV 単位で表示されている。例えば  $^{12}\text{C}$  の  $3\alpha$  クラスター構造は励起エネルギー 7.27 MeV 付近に現れると期待されている。

例えば、 $^{12}\text{C}$  原子核の  $0_2^+$  状態 ( $E_x = 7.65\text{MeV}$ ) は  $3\alpha$  崩壊の閾値エネルギー ( $E_x = 7.27\text{MeV}$ ) 近傍に位置しており、空間的に発達した最も有名な  $3\alpha$  クラスター状態として精力的な研究がなされてきた。近年の研究により、この  $0_2^+$  状態は全ての  $\alpha$  粒子 (ボーズ粒子) が最低エネルギー軌道 ( $s$  軌道) にボーズ・アインシュタイン凝縮した  $\alpha$  凝縮状態であると指摘されている [6]。直交条件模型 (OCM) によって計算された  $^{12}\text{C}$  の基底状態  $0_1^+$  と励起状態  $0_2^+$  における、 $\alpha$  クラスターの運動量分布  $\rho(k)$  及び密度分布  $r^2\rho(r)$  を図 1.2 に示す [7]。図 1.2 左に示された基底状態  $0_1^+$  (実線) と  $0_2^+$  状態 (点線) の運動量分布を比較すると、 $0_2^+$  状態の運動量分布が  $< 1\text{fm}^{-1}$  の領域に鋭いピークを持っていることが分かる。これは、 $\alpha$  凝縮状態では全ての  $\alpha$  粒子が  $s$  軌道に凝縮しているためと考えられる。図 1.2 右は運動量分布をフーリエ変換することで得られた密度分布である。 $0_2^+$  状態はデルタ関数型の運動量分

布を持つので、 $0_2^+$  状態は基底状態に比べて密度分布が空間的に大きく広がり低密度となる。通常の原子核は、密度の飽和性により核種によらずほぼ一定の密度を持つことが知られているのにも関わらず、 $\alpha$  凝縮状態が基底状態と比べて低密度であることは非常に興味深い。低密度の  $\alpha$  凝縮状態が  $^{12}\text{C}$  以外の原子核においても普遍的に存在するのか否かは極めて自然な疑問である。

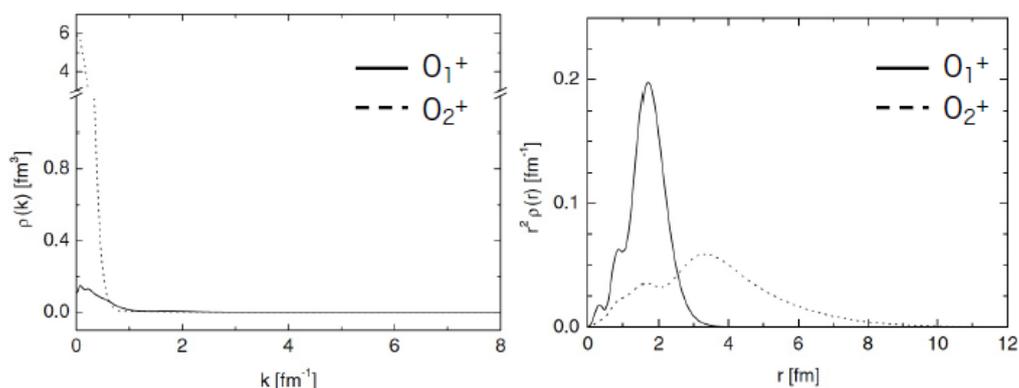


図 1.2.  $^{12}\text{C}$  の基底状態  $0_1^+$  と励起状態  $0_2^+$  の運動量分布 (左図) 及び、密度分布 (右図)。文献 [7] の図 3 より一部改変して転載。右図より、 $0_2^+$  状態の運動量はデルタ関数型のピークを持っている。したがって右図の密度分布から、基底状態  $0_1^+$  に比べて  $0_2^+$  状態が低密度であると分かる。

自己共役な  $A = 4N$  核における  $\alpha$  凝縮状態の存在可能性については、山田らによって理論的な検討がされている [8]。山田らの計算により予測された  $\alpha$  凝縮状態のエネルギーを図 1.3 に示す。 $\alpha$  粒子の数  $N$  が増えるにしたがって  $\alpha$  凝縮状態のエネルギーは増大していることが分かる。 $\alpha$  凝縮状態のエネルギーは  $N\alpha$  閾値エネルギーよりも大きいにも関わらず、 $\alpha$  凝縮状態が準安定的に存在できるのは、 $\alpha$  粒子がクーロン障壁によって核内に閉じ込められるためである。しかし、 $\alpha$  粒子の個数  $N$  が増えるにしたがってクーロン力の効果が増大すると、核力による引力とクーロン力による斥力のバランスによって生じていたクーロン障壁が消失し、もはや  $\alpha$  粒子は核内に閉じ込められなくなる。山田らの計算によると、 $N \leq 10$ 、 $^{40}\text{Ca}$  までは  $\alpha$  凝縮状態が準安定的に存在できると予測されている。

現時点で、 $^8\text{Be}$  や  $^{12}\text{C}$  の  $\alpha$  凝縮状態の存在については一定の合意が得られている [9–12] もの、それよりも重い原子核における  $\alpha$  凝縮状態についての実験的な知見は極めて限定的

であり、励起エネルギーのみを手がかりに  $^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態 ( $E_x = 15.097\text{ MeV}$ ) [13] と  $^{20}\text{Ne}$  の  $E_x = 22.5\text{ MeV}$  状態 [14] が  $\alpha$  凝縮状態の候補として比定されているのみである。そこで我々は、 $^{24}\text{Mg}$  での  $6\alpha$  凝縮状態探索を行うことを着想した。

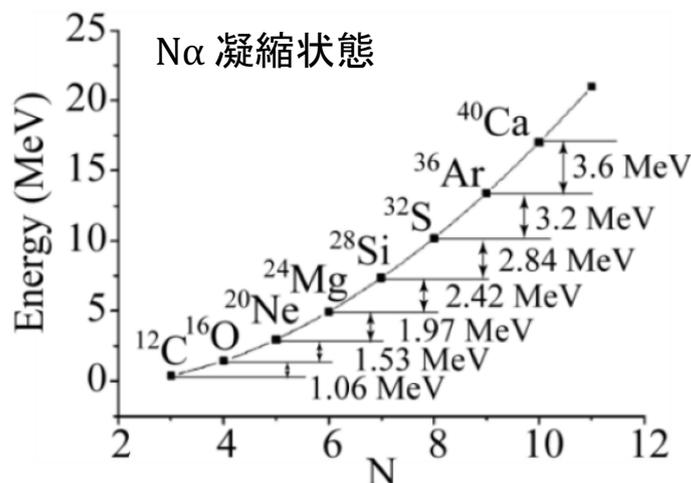


図 1.3. 理論計算による  $N\alpha$  閾値エネルギーを基準とした  $N\alpha$  凝縮状態のエネルギー。文献 [8] の図 7 より一部改変して転載。 $^{24}\text{Mg}(0_2^+)$  ( $N = 6$ ) の場合、 $6\alpha$  凝縮状態のエネルギーは  $6\alpha$  閾値エネルギー  $28.48\text{ MeV}$  よりもおよそ  $5\text{ MeV}$  高い  $E_x = 33.4\text{ MeV}$  と計算されている。

## 1.3 $^{24}\text{Mg}$ の $6\alpha$ 凝縮状態

### 1.3.1 $6\alpha$ 凝縮状態同定のための実験的戦略

図 1.3 によると、 $^{24}\text{Mg}$  における  $6\alpha$  凝縮状態は  $E_x = 33.4\text{ MeV}$  に存在すると予想されている。しかし、このような高励起エネルギー領域では原子核の準位密度が高くなるため多数の状態が存在し、その中から  $\alpha$  凝縮状態を同定することは容易ではない。そこで、我々は  $\alpha$  凝縮状態を同定するために、励起状態の崩壊モードに着目する。 $\alpha$  凝縮状態では全ての  $\alpha$  粒子は最低エネルギー軌道である  $0s$  軌道に凝縮しており、各  $\alpha$  粒子の波動関数は全て等しい。そのため、図 1.4 のように  $\alpha$  凝縮状態はより軽い核における  $\alpha$  凝縮状態との波動関数の重なりが大きく、より軽い核の  $\alpha$  凝縮状態を経由して複数の  $\alpha$  粒子を放出しつつ崩壊すると期待される。さらに、図 1.3 に示す通り、各  $\alpha$  凝縮状態間のエネルギー差は小さい。ゆえに、崩壊する際に放出される  $\alpha$  粒子は非常に低エネルギーであると考えられる。したがっ

て、励起状態からの複数の低エネルギー崩壊  $\alpha$  粒子を測定することで、 $\alpha$  凝縮状態を同定することができる。

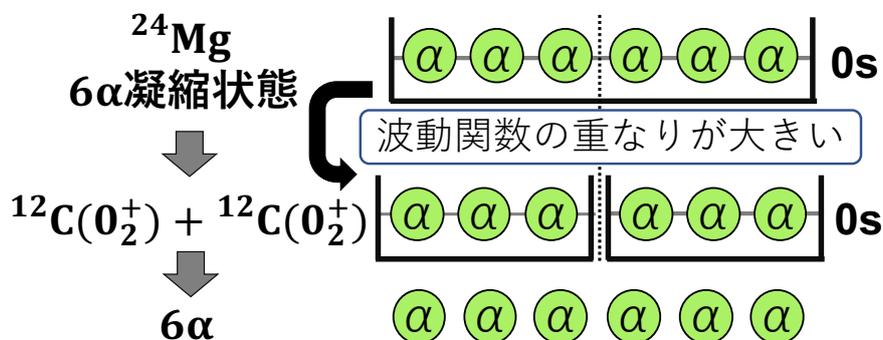


図 1.4.  $^{24}\text{Mg}$  における  $6\alpha$  凝縮状態と  $^{12}\text{C}$  における  $3\alpha$  凝縮状態

### 1.3.2 SAKRA project

SAKRA project は、大立体角 Si 検出器アレイを用いた  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  共鳴散乱の測定と、波形解析による粒子識別技術を用いた、 $^{24}\text{Mg}$  の  $\alpha$  凝縮状態探索の計画である。

#### 大立体角化検出器による $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 共鳴散乱の測定

我々は、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  共鳴散乱を用いて  $^{24}\text{Mg}$  の励起状態を生成し、励起状態からの複数の崩壊粒子を測定する (図 1.5)。 $^{24}\text{Mg}$  の  $6\alpha$  凝縮状態は  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  閾値から約 19.5 MeV のエネルギーに発現すると期待されている。そこで、 $19.5 \times 2 = 39$  MeV の  $^{12}\text{C}$  を用いた共鳴散乱により  $6\alpha$  凝縮状態を生成し、 $^{12}\text{C}$  の  $3\alpha$  凝縮状態を経由する崩壊過程から放出される 6 つの低エネルギー  $\alpha$  粒子を検出する。この反応では重心系が前方方向にブーストされているため、崩壊粒子は前方角度に集中して放出される。そこで、図 1.6 のように Si 検出器をランプシェード型に配置し、 $^{12}\text{C}$  ビームと  $^{12}\text{C}$  標的との反応により前方に放出される  $\alpha$  粒子を大立体角で検出することのできる Si 検出器アレイを開発する。検出器アレイと標的の距離を変えながら、崩壊  $6\alpha$  のうち  $N\alpha$  を検出する効率をシミュレーションした (図 1.7)。 $N$  が増加するほど検出効率は減少するが、検出器アレイと標的の距離を 20 cm とすれば、6 個の崩壊  $\alpha$  粒子を全て検出する効率は 0.29 となることが分かった。そこで、本計画ではこの検出器アレイを用いて  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  共鳴散乱を測定する。

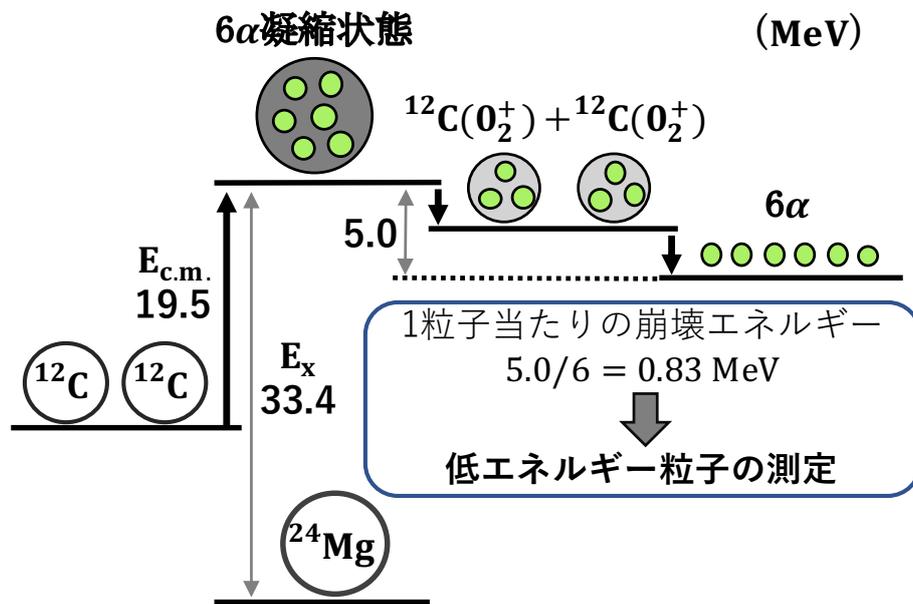


図 1.5.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  共鳴散乱による  $6\alpha$  凝縮状態の励起と  $3\alpha$  凝縮状態  $^{12}\text{C}0_2^+$  を經由する崩壊の模式図

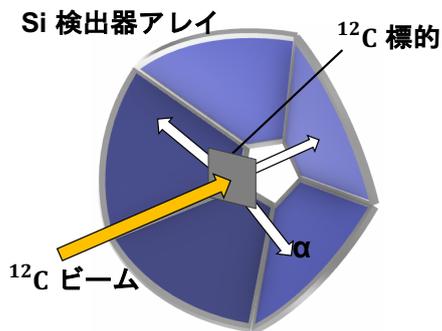


図 1.6. 開発する Si 検出器アレイ

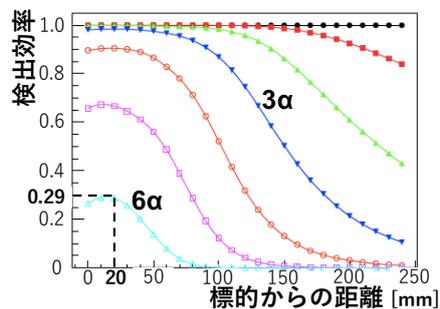


図 1.7. Si 検出器アレイを用いた  $N\alpha$  検出効率

### 波形解析による粒子識別技術の開発

凝縮状態近傍の励起状態からは、低エネルギーの  $\alpha$  粒子だけでなく  $p$  や  $d$  など種々の荷電粒子が放出されるため、粒子識別を行うと同時に、大立体角を覆い高い検出効率で粒子を検出する必要がある。しかし従来の粒子識別法は、以下に述べる理由でいずれも本計画に適さない。

#### ・ $E-\Delta E$ 法

荷電粒子を透過型検出器と非透過型検出器に入射させ、両者における測定エネルギーの相関から粒子識別を行う手法だが、入射粒子が透過型検出器を貫通する必要がある。 $\alpha$ 凝縮状態から放出される低エネルギーの $\alpha$ 粒子を透過する大面積の検出器を入手することは現時点で不可能である。

#### ・ TOF 法

粒子の飛行時間 (TOF) とエネルギーの相関から粒子の質量を決定する手法だが、飛行時間の分解能を高めるには粒子の放出源と検出器の距離を十分に大きくする必要がある。このとき、検出器の立体角が大幅に減少し検出効率が激減してしまうため、本計画には不適である。

そこで、本計画では Si 検出器による波形解析を導入する。波形解析を用いた粒子識別は、主に重イオンの研究に用いられており、粒子種別ごとに出力波形が変化することを利用する。そこで、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  共鳴散乱より放出される低エネルギー荷電粒子を大面積 Si 検出器アレイで検出し、粒子識別を行う。

## 1.4 $^{20}\text{Ne}$ の $5\alpha$ 凝縮状態

我々のグループでは、大阪大学核物理研究センター (RCNP) において、 $^{20}\text{Ne}$  の  $5\alpha$  凝縮状態の探索実験を行っている。既に、我々は 0 度付近での  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')$  反応を用いて  $^{20}\text{Ne}$  のエネルギースペクトルを得た。さらに、崩壊粒子の同時測定を行い崩壊チャンネルを選択することで、励起エネルギー  $E_x = 23.5$  MeV に、 $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態と強く結合した  $5\alpha$  凝縮状態の候補を発見した。今後は、この状態が  $5\alpha$  凝縮状態であることを示すために、 $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')$  反応の角度分布の測定を行うことでスピンパリティを決定する追実験を計画している。

前実験では、図 1.8 のように Si 検出器を後方角度に複数枚設置し、TOF 法を用いて放出される粒子の粒子識別を行った。このときの TOF スペクトルを図 1.9 に示す。TOF とエネルギーの相関をもとに  $p/\alpha$  粒子識別を行なったところ、16.8% の割合で  $p$  イベントを  $\alpha$  粒子イベントと誤認しており、粒子識別能が十分ではない。そこで、追実験では、図のセット

アップの代わりに大面積 Si 検出器アレイを用い、検出器の大立体角化と波形解析による粒子識別を行うことで、統計量の増加とデータの信頼性の向上を目指す。

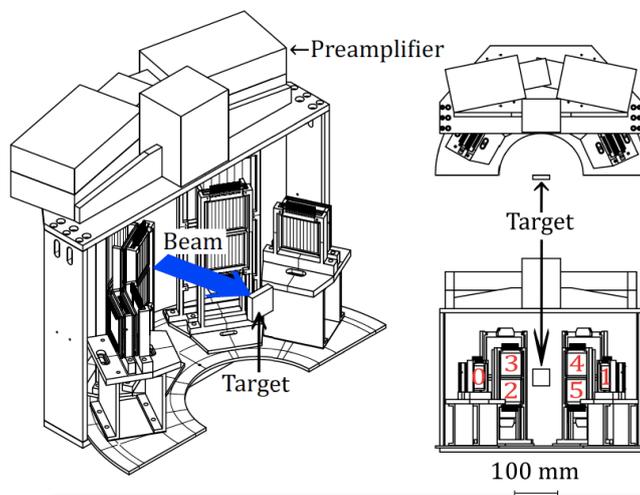


図 1.8.  $^{20}\text{Ne}$  実験でのセットアップ [15]。厚さがそれぞれ 65, 500, 500  $\mu\text{m}$  の Si 検出器を縦に 3 枚並べた E- $\Delta$ E 検出器が 6 セット配置されている。1 枚目を貫通した粒子は E- $\Delta$ E 法、貫通しなかった粒子は TOF 法によって粒子識別される。

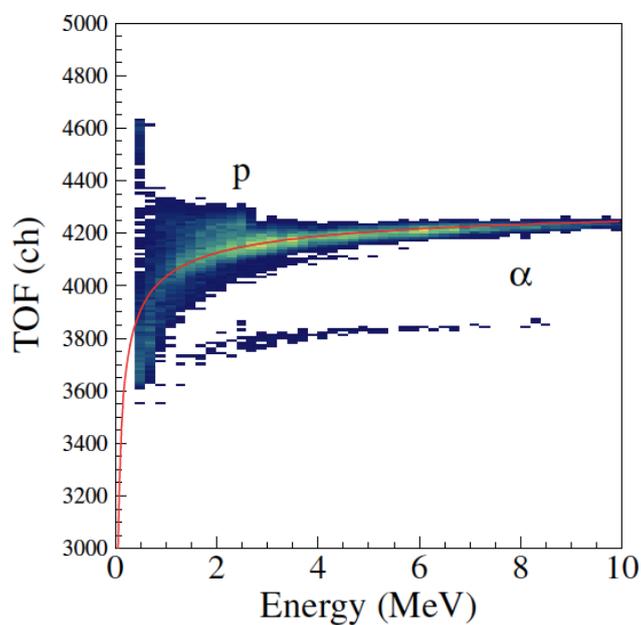


図 1.9. 1 枚目の Si で停止した粒子のエネルギーと TOF の相関 [15]。3 MeV 以下の領域では  $\alpha$  粒子の他に  $p$  が検出されている。

## 第2章 Si半導体検出器

本章では、Si半導体検出器の動作原理と波形特性について説明する。また、Si半導体検出器を用いた荷電粒子識別のための実験準備について説明する。

### 2.1 動作原理

#### 2.1.1 半導体の性質

結晶性物質では、電子のとり得る準位は、価電子帯、禁制帯、伝導帯の3つの領域からなるバンド構造を成す(図2.1)。電子が特定の格子位置に強く束縛されている準位を価電子帯、電子が結晶中を自由に移動できる準位を伝導帯とよび、その間の電子が存在しないエネルギー領域を禁制帯と呼ぶ。禁制帯の幅 $E_g$ の大きさによって物資の電氣的性質が変化する。導体はエネルギーギャップが存在せず電子が容易に励起され自由電子となる一方で、絶縁体はエネルギーギャップが非常に大きいため伝導帯に電子が励起されず電流が流れない。半導体は、導体と絶縁体の中間的な性質を持ち、禁制帯の幅が小さいので熱励起した一部の電子が自由電子となり得る。

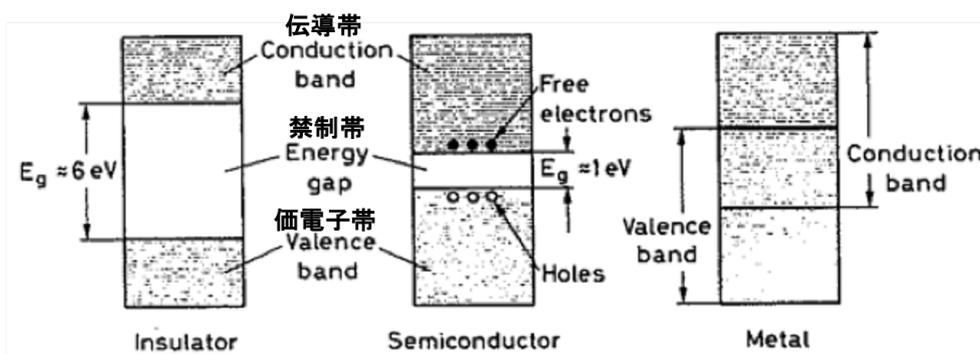


図 2.1. 絶縁体 (Insulator)、半導体 (Semiconductor)、金属 (Metal) のエネルギーバンド構造。文献 [16] の図 10.1 を一部改変。

半導体に不純物を添加することで、エネルギーバンドが変化する (図 2.2)。4 価の原子である Si に 5 価の不純物を添加すると電子が 1 つ余剰となり、禁制帯中の伝導帯付近に不純物準位を形成し、半導体のフェルミ面が上昇する [図 2.2(a)]。また、この準位は伝導帯に近いために、電子は容易に励起され自由電子となる。このように 5 価の不純物を添加した半導体を N 型半導体と呼ぶ。逆に、3 価の不純物を混ぜると価電子帯に 1 つ電子が足りない状態になり、禁制帯中の価電子帯付近に不純物準位を生成し、半導体のフェルミ面は下降する [図 2.2(b)]。また、価電子帯の電子が不純物準位に励起されることで正孔が生成される。このように 3 価の不純物を添加した半導体を P 型半導体と呼ぶ。

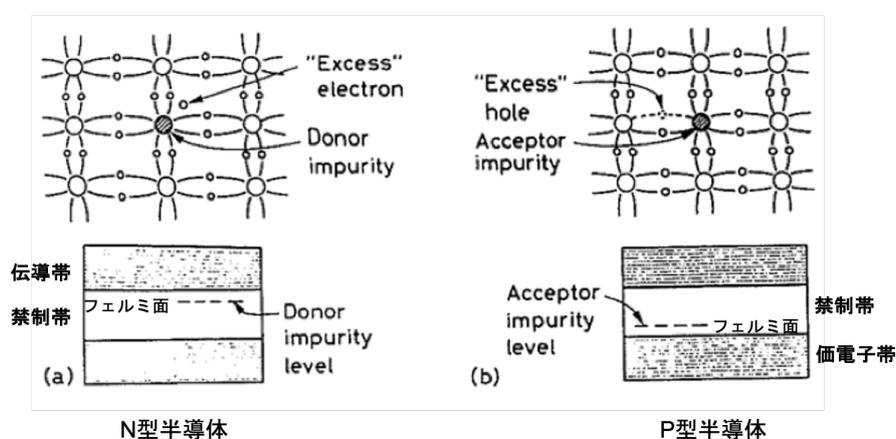


図 2.2. 不純物を混ぜた時のエネルギーバンド構造。文献 [16] の図 10.4 を一部改変。

### 2.1.2 PN 接合

P 型半導体と N 型半導体を接合すると、正孔は N 型半導体へ、電子は P 型半導体へと移動する。このキャリアの移動は接合面における P 型半導体と N 型半導体のフェルミ面が一致するまで行われ、電荷の移動によって N 型半導体は正に、P 型半導体は負に帯電する。その結果、PN 接合面を隔てて接触電場  $V_c$  が発生し、多数のキャリアの存在しない空乏層が生成される (図 2.3 左)。この領域に放射線が入射すると、価電子帯から電子が伝導帯に励起されてキャリアが発生し、電場によって読み出される。さらに PN 接合半導体に逆バイアス電圧をかけると、それぞれのキャリアは接合部のポテンシャル壁をこえて再結合し空乏層が拡大する (図 2.3 右)。検出器全面が空乏層となる電圧を full-depletion 電圧とよび、この

とき、検出器全体が有感領域となり、入射した放射線のエネルギーを正しく読み出すことができる。

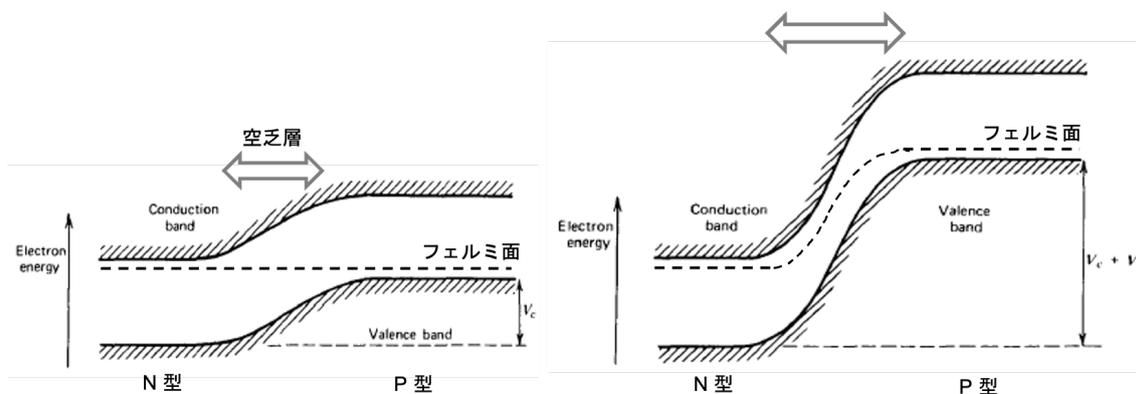


図 2.3. PN 接合によるエネルギーバンドの変化。文献 [17] の図 11.9 の一部を改変。

### 2.1.3 Si 半導体検出器の構造

P 型半導体と N 型半導体を単に押し付けただけでは、接合面に格子間隔よりも大きな隙間ができるのでうまく働かない。そこで、P 型 (もしくは N 型) のバルク半導体に N 型 (P 型) 不純物を高濃度でドーピングする。ドーピング面を Junction 面と呼び、反対側の面を Ohmic 面と呼ぶ。電子が P 型側へ移動して空乏層を生じるがバルク側の濃度が低いので、バルク側に深くキャリアが分布する。その結果、検出器内部の厚さ方向の空間電荷、電位、電場分布は図 2.4 のように表され、検出器内部で不均一な電場が形成される。Junction 面は Ohmic 面と比較して、内部電場が大きく電荷の読み出しが早いため時間分解能が優れており、Si 検出器を用いた実験では、Junction 面から粒子を入射させることが一般的である。

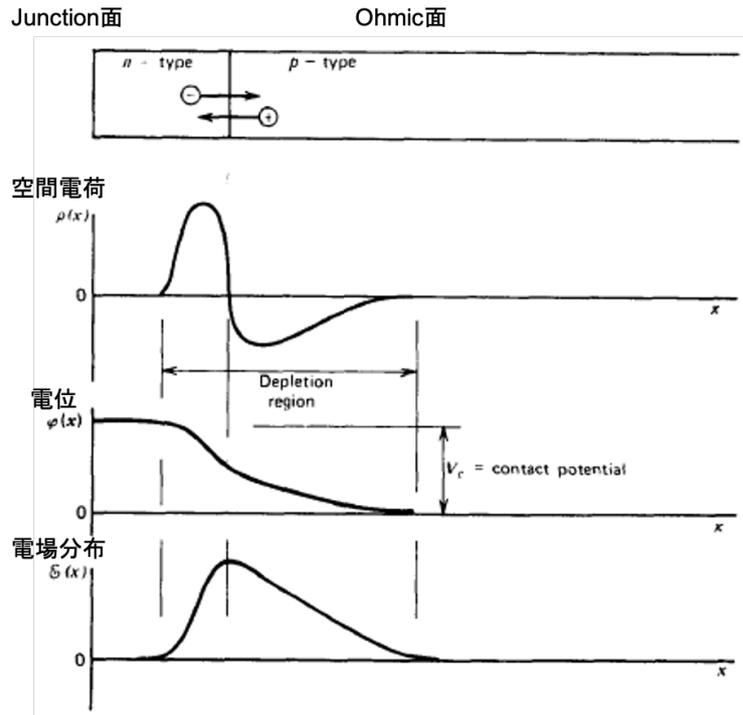


図 2.4. P 型バルク半導体に N 型不純物をドーピングした時の、空間電荷  $\rho(x)$ 、電位  $\varphi(x)$ 、電場分布  $\delta(x)$ 。文献 [17] の図 11.8 の一部を改変。

## 2.2 Si 検出器を用いた波形解析

波形解析は、検出器からの出力信号波形の違いを利用し粒子種別を同定する手法である。荷電粒子が検出器内で励起する電子-正孔対の分布は粒子種別により異なるため、出力信号の波形を変化させる。また、電子-正孔分布の違いが検出器内部での電場分布を変化させることも出力信号の波形に影響を与える。検出器で測定されたエネルギーと波形の情報から粒子識別を行う手法は、重イオンを中心に研究が進められ、一定の成果が得られている [18]。一方、 $p$  や  $\alpha$  粒子などの軽粒子では、重イオンに比べて励起される電子-正孔対の数が圧倒的に少なく、粒子識別力が低下することから軽粒子に対する研究は限られており、特に 3 MeV 以下の低エネルギー領域において波形解析を用いて粒子識別を行ったという事例は報告されていない。

第 1 章で述べたように、我々は  $^{24}\text{Mg}$  や  $^{24}\text{Ne}$  における  $\alpha$  凝縮状態探索のために、大面積

Si 検出器を用いた粒子識別を行い、低エネルギーの  $\alpha$  粒子を、 $p$ ,  $d$  などの種々の荷電粒子と識別することを必要としている。そこで、本研究では、 $^{24}\text{Mg}$  実験で使用する大面積 Si 検出器の波形特性の調査と、粒子識別に最適な実験セットアップの探索を行う (第 3, 4 章)。次に、6 MeV 以下の低エネルギー領域において種々の荷電粒子の波形を取得し、波形解析を用いた粒子識別精度の評価を行うことで、低エネルギー荷電粒子に対する波形解析の有用性について検証する (第 5, 6 章)。

## 2.3 実験準備

### 2.3.1 本研究で使用する Si 検出器

本研究で使用する大面積 Si 検出器の写真を図 2.5、模式図を図 2.6 に示す。この Si 検出器は表面が Junction 面、裏面が Ohmic 面である。読み出し電極は、表面が同心円状に 16 分割、裏面が放射状に 8 分割され、信号を独立に読み出すことができる。さらに、表面と裏面の信号を対応させることで、仮想的に  $16 \times 8 = 128$  ピクセルの精度で粒子の入射位置を決めることができる。検出器の外周は細かいガードリングと呼ばれる電極で囲まれている。一般に、2 枚の極板間に電位差が存在するとき、極板の端では電場が外部に漏れ出し、電場分布が変化する。そこで、検出器外周にガードリングを設置し電圧を供給することで、この影響を軽減することができる。Si 検出器はガラスエポキシ (FR-4) 製のフレームにマウントされており、ガラスエポキシフレームには 50pin の MIL 規格コネクタが実装されている。Si 検出器の読み出し電極とガラスエポキシフレーム上の配線パターンは細い金属線でボンディングされており、信号線 24ch とガードリング 2ch の全 26ch が検出器上部の MIL コネクタへ電氣的に接続されている。これ以降の説明では、表面のもっとも面積の大きいストリップを表面 ch0、小さいストリップを表面 ch15、裏面のガードリングのボンディングワイヤーに最も近いストリップを裏 ch0、遠いストリップを裏 ch7 として表記する。また本 Si 検出器は、データシートによると、バイアス電圧を 130 V 印加した時、表面 ch2 で 300 nA のリーク電流が流れることが報告されている。これは他 ch のリーク電流の 10 倍以上である。

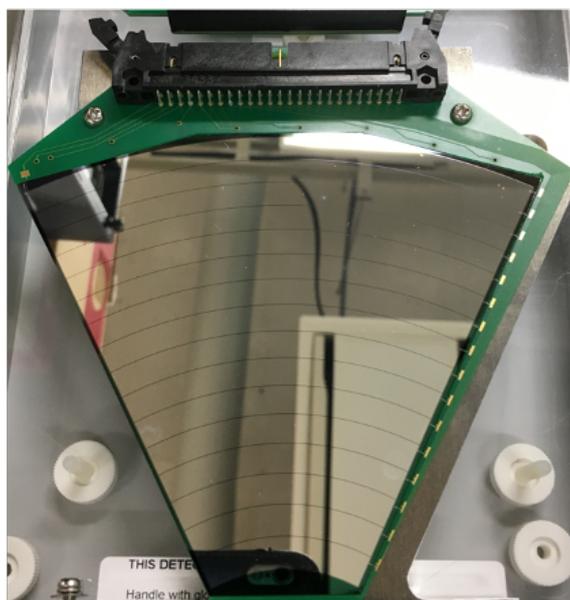


図 2.5. 本実験で使用する Si 検出器

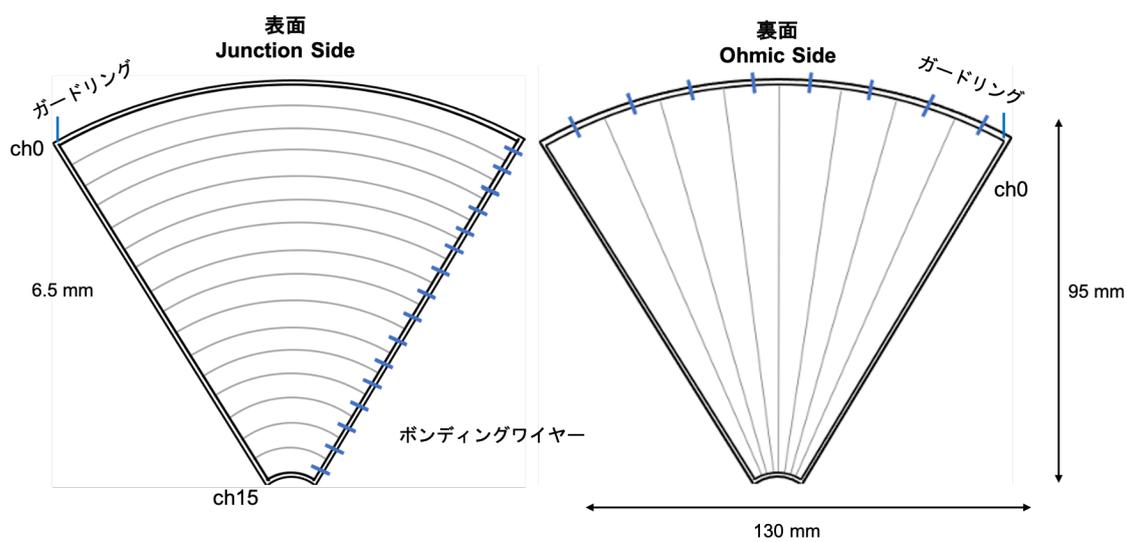


図 2.6. Si 検出器の模式図。表面 (左) が同心円状に 16 分割、裏面 (右) が放射状に 8 分割されている。

### 2.3.2 製作物

本研究での測定のために、以下のものを新しく設計・製作した。

#### フィードスルーフランジ

Si 検出器からの信号を散乱槽外に引き出すためには、真空を封じつつ信号を読み出すフィードスルーフランジを使用する必要があるが、本実験で使用する MIL 規格コネクタを用いたフィードスルーは市販されていない。そこで、図 2.7 のフィードスルーフランジを製作した。ICF フランジに角穴を加工し、基板用 MIL コネクタを装着した。その後、フランジとコネクタの隙間に十分な量のアラルダイトを流し込み固定および封止した。作成したフィードスルーフランジの真空テストを行い、 $10^{-6}$  Torr 台の真空度で使用できることを確認した。

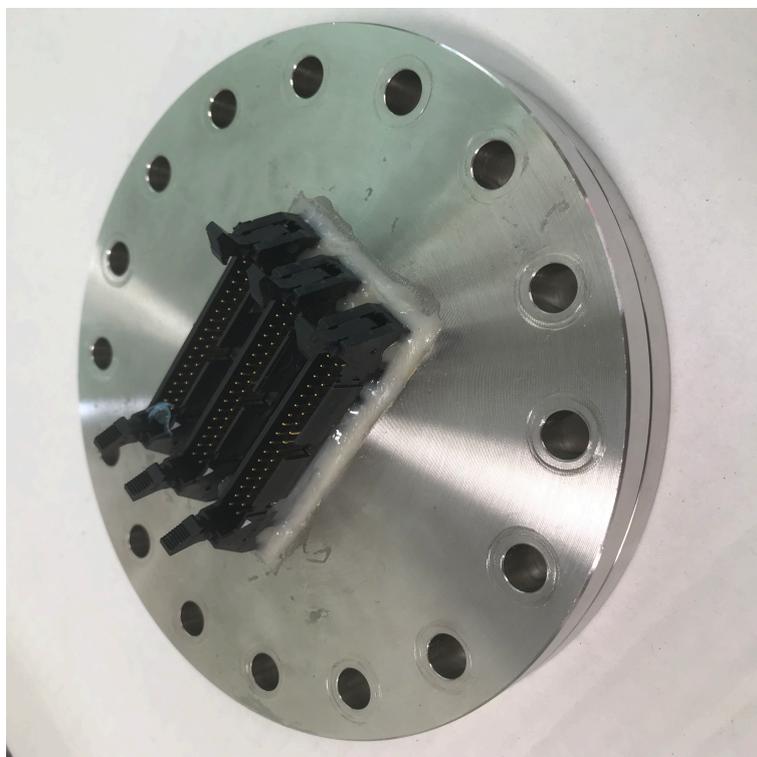


図 2.7. 作成したフィードスルーフランジ。

#### Si 検出器の読み出し及び変換基板

2.3.1 節で説明した Si 検出器は、読み出しに 50pin の MIL コネクタが採用されている。Si 検出器の表面 16ch と裏面 8strip の信号を別々に読み出すために、50pin MIL コネクタを表面

用の 34pinMIL コネクタと裏面用の 16pinMIL コネクタに変換するための基板を設計した。基板設計には、オープンソースの自動電子設計用ソフトウェアである KiCad を用い、株式会社ユニクラフトに基板製作を依頼した。図 2.8 に開発した基板の図面を示す。内面の 2 層を用いて、各信号線とガードリングを交差させコネクタに接続した。さらに、信号層の外側を GND のベタで遮蔽しノイズ対策を行った。

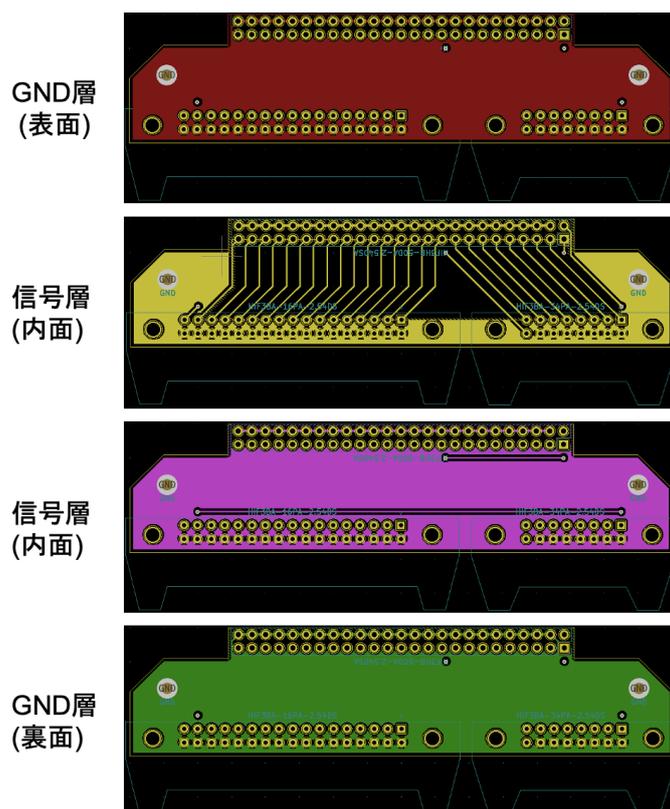


図 2.8. 作成した基板の図面。計 4 層の積層基板を用いて、上部の 50pin コネクタと下部の 34pin、16pin コネクタを接続した。塗りつぶされた領域は GND ベタを表し、各層の GND は基板の左右に設置した GND ビアで共通化されている。

### 2.3.3 Full-depletion 電圧の決定

2.1 節で述べたように、Si 検出器は十分なバイアス電圧を印加することで、検出器全面が空乏層となり、入射した粒子のエネルギーを正しく読み出すことができる。空乏層はバイアス電圧の上昇に伴って表面から裏面へと広がるため、バイアス電圧が不十分である場合には

検出器の裏面に不感領域が生じる。このとき、荷電粒子を裏面から入射させると、荷電粒子が不感領域を通過するため粒子エネルギーの一部を測定できなくなるが、バイアス電圧が full-depletion 電圧に到達すると荷電粒子の全エネルギーを信号として読み出すことができる。このため、出力信号の波高がプラトーに達する電圧を調べれば full-depletion 電圧を決定することができる。そこで、 $^{148}\text{Gd}$  (3.18 MeV) 線源を用いて、本実験で使用する Si 検出器の full-depletion 電圧を調査した。実験では電荷積分型プリアンプを使用しているため、電荷量とプリアンプの出力電圧が比例関係にある。図 2.9 は、バイアス電圧  $V$  を変化させたときの、ADC のピークチャンネルの推移である。裏面 ch0, 5, 7 のピークチャンネルと、ピークチャンネルをガウス関数でフィッティングした時のシグマが示されている。裏面 ch1-6 はいずれも、測定電圧範囲でのピークチャンネルの変動が小さく、120 V 付近で収束している。一方で、裏面 ch0, 7 は 120 V 付近でピークチャンネルが大きく変化しており、他のストリップと比較して full-depletion に到達する電圧が高いことが分かった。これは、ガードリングによる遮蔽効果が十分でなかったために、検出器の端部分で電場が減少したためだと考えられる。今後の実験では、Si 検出器全面を確実に空乏層化させるために、 $V = 125 \text{ V}$  を full-depletion 電圧に設定し、Si 検出器の波形特性を調査する。また、本研究では 2 種類の同型の Si 検出器を使用したため、それぞれの Si 検出器について full-depletion 電圧を決定した (詳細は 3.3 節に記述)。

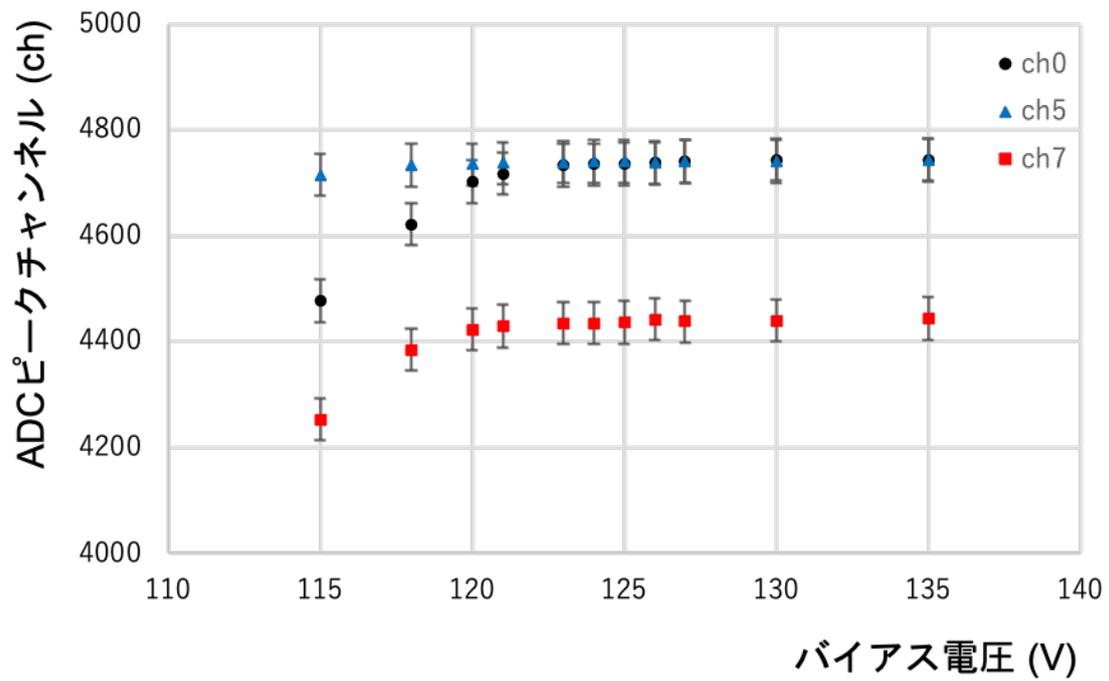


図 2.9. 検出器の印加電圧と ADC のピークチャンネルとの相関。裏面の端の strip (ch0 と ch7) では、他の strip と比較して full-depletion 電圧が高い。

## 第3章 大面積Si検出器の波形特性の調査

### 3.1 目的

本実験の目的は、大面積Si検出器の波形特性を調査し、1.4節で述べた $^{24}\text{Mg}$ 実験に最適なセットアップ条件を決定することである。実験では、神戸大学タンデム静電加速器を用いて加速した3.03 MeVの $p$ ,  $d$ をSi検出器で検出した。 $\alpha$ 粒子に関しては、3種混合 $\alpha$ 線源( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{148}\text{Gd}$ )を用いてデータを取得した。各ストリップの出力信号をFlash Digitizerを用いて記録し、波形のch依存性を調べた。また、Si検出器の印加電圧、粒子の入射面、プリアンプを変更し比較することで、波形弁別に最適なセットアップ条件を探索した。

### 3.2 実験セットアップ

実験は、2020/10/26–2020/11/1に、神戸大学タンデム静電加速器施設p45コースにて行われた。実験セットアップの模式図を図3.1、実際の散乱槽内部を図3.2に示す。本実験では最大ターミナル電圧1.7 MVのタンデム静電加速器(図3.3)を用いて、3.03 MeVの $p$ ,  $d$ ビームを標的に照射した。標的には $0.17\ \mu\text{m}$ の金薄膜を使用し、ラザフォード散乱によって散乱された粒子をSi検出器で検出した。また、RCNPが所有する3種混合 $\alpha$ 線源を標的の位置に設置し、放出される $\alpha$ 粒子を直接Si検出器に入射し検出した。3種混合 $\alpha$ 線源に含まれる $^{148}\text{Gd}$ から放出される $\alpha$ 線のエネルギーは3.182 MeVであり、タンデム静電加速器で加速された $p$ ,  $d$ とほぼ等しい。Si検出器は標的から180 mm、ビーム軸から30度の位置に設置した。検出器の出力信号は電荷積分型プリアンプによって増幅され、Flash Digitizerを用いて波形を取得した。

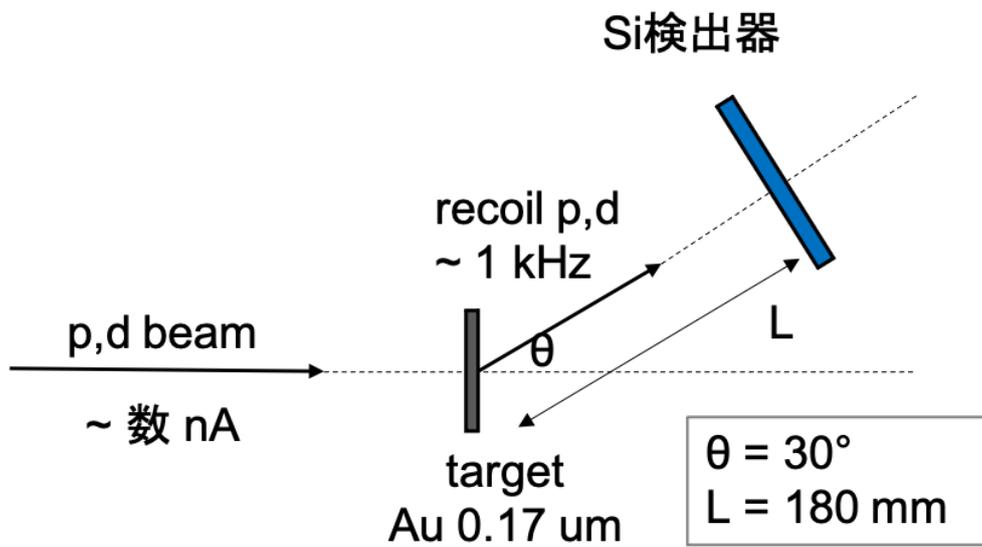


図 3.1. 神戸大学タンデム静電加速器施設における測定セットアップの概要図

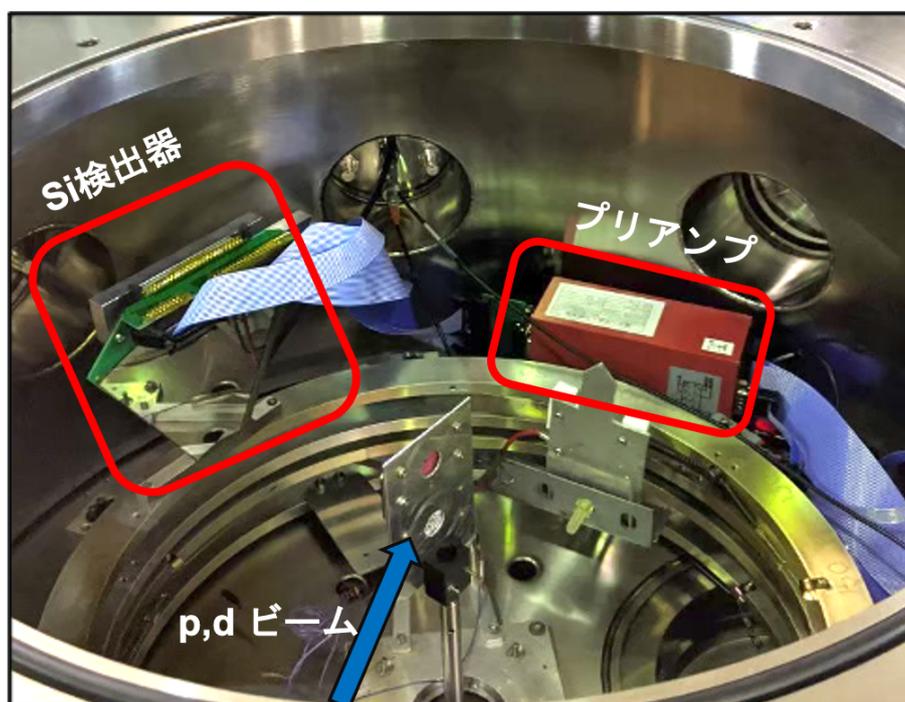


図 3.2. 散乱槽内部の様子



図 3.3. 神戸大学タンデム静電加速器

### 3.3 NTD-Silicon

本実験で使用したNTD-Siについて説明する。Neutron Transmutation Doping (NTD)とは、Si単結晶を原子炉内に設置し、一定時間中性子を照射することでN型半導体を製造する手法である。天然のSi単結晶は、 $^{28}\text{Si}$  (天然存在比 92.23 %)、 $^{29}\text{Si}$  (4.67 %)、 $^{30}\text{Si}$  (3.10%)の3つの同位体で構成されている。この結晶に中性子を照射すると、 $^{30}\text{Si} (n, \gamma) ^{31}\text{Si} (\beta^-) ^{31}\text{P}$ により結晶中に $^{31}\text{P}$ が生成され、N型不純物である $^{31}\text{P}$ を結晶内に均一にドーピングすることができる。この方法で製造されたN型半導体材料はNTD-Siと呼ばれ、従来の不純物元素をドーピングする方法では得られない結晶の均一性を示す。Si半導体検出器を用いた波形解析では、結晶の非均一性が検出器内部の電場分布を歪め、波形に影響を及ぼすとされている。そこで、本研究では、一般に広く使用されているSi (normal-Si) のほかに同形のNTD-Siを使用し、その性能比較を行うことで、波形解析におけるNTD-Siの有用性について評価する。

### 3.4 プリアンプ

本実験では、2種類の電荷積分型プリアンプ (Mesytec 社製 : MPR-16, CAEN 社製 : A1442B) を用意し、プリアンプを変えながら測定を行った。測定に使用したプリアンプの仕様を表 3.1 に示す。

表 3.1. 測定に使用した2種のプリアンプの仕様

	Mesytec MPR-16	CAEN A1442B
Output amplitude	0 to $\pm 4$ V	0 to $\pm 4.5$ V
Gain	160 mV/MeV	100 mV/MeV
Number of channels	16	32
Rise time	12 ns @ 0pF	<10 ns @ 0 pF
Decay time	25 $\mu$ s	50 $\mu$ s
Vias Voltage	$\pm 400$ V max	$\pm 400$ V max

プリアンプのゲインは、それぞれ 160 mV/MeV, 100 mV/MeV に設定し、Si 検出器の表裏面からの信号を入力した。Si 検出器に対するバイアス電圧はプリアンプを経由して Si 検出器の表面に印加し、検出器の裏面はプリアンプの電圧入力端子を 50  $\Omega$  で短絡することで接地電位とした。この状態で、どちらのプリアンプでも同程度のノイズレベルになるようにノイズ落としを行った。

MPR-16 は入力が 1 台あたり 16ch であるため計 2 台を使用する予定であったが、2 台の MPR-16 を同時に使用すると出力信号が発振するトラブルが発生したため、裏面信号の取得には A1442B のみを用いた。そのため、プリアンプの性能比較は表面信号のみを用いて議論し、 $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子に対する出力波形を比較することで波形弁別により適したプリアンプの選択を行った。



(LW) を設定した。LW は ZLE 閾値を上向きに通過する前と下向きに通過した後一定時間の波形を必ず取得するようにする機能であり、この設定により各イベントの baseline 情報を得ることができる。上向きに通過する前と下向きに通過したあとのデータ取得時間は、それぞれ LBW、LFW として独立に設定することができる。本実験では LBW を 400 ns に設定し実験を行った。

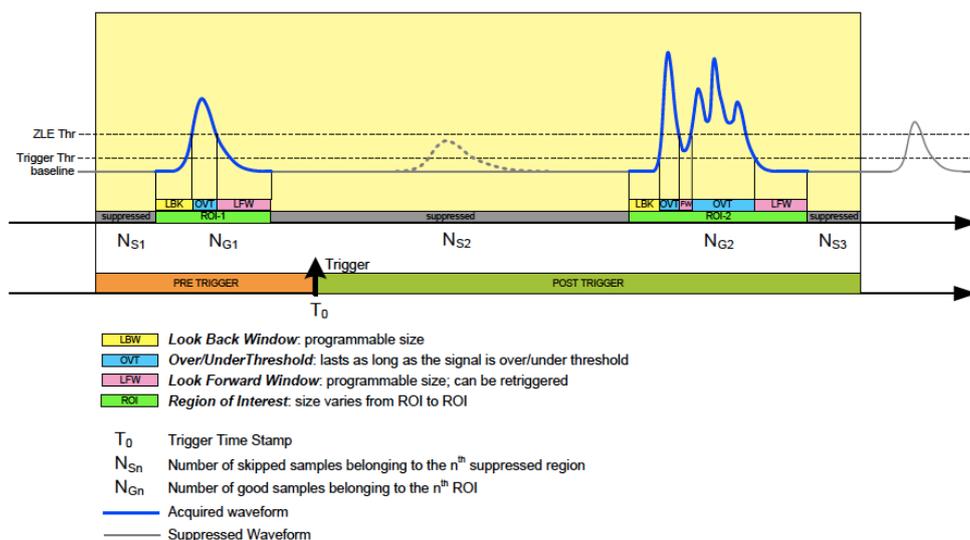


図 3.5. ZLE の模式図。文献 [19] の図 2.1 より転載。

### 3.6 データ収集回路

本実験で用いたデータ収集回路の模式図を図 3.6 に示す。Si 検出器の表面 16 ch と裏面 8 ch の出力信号を検出器直近の散乱槽内部に設置したプリアンプで増幅した後、フィードスルーを通して散乱槽外部へと引き出した。プリアンプの出力は差動信号であるため、表面の信号は Mesytec 社製の MDU-16 を通してシングルエンド信号に変換し、V1730 で信号波形を取得した。裏面の信号は 2 つに分岐したのち、一方を V1730 に、他方を Mesytec 社製の MSCF-16 に入力した。MSCF-16 は整形アンプとコンスタントフラクショナルディスクリミネータ (CFD) を持つモジュールであり、入力信号を微分時定数 300 ns、積分時定数 20 ns の整形アンプで処理した後、CFD を用いて各チャンネルのタイミング信号を生成する。裏面 8 ch のタイミング信号の全 OR をトリガー信号として使用し、2 台の V1730 で計 24 ch の

波形を記録した。このデータは光リンクケーブルを用いてデータ取得用 PC に転送された。

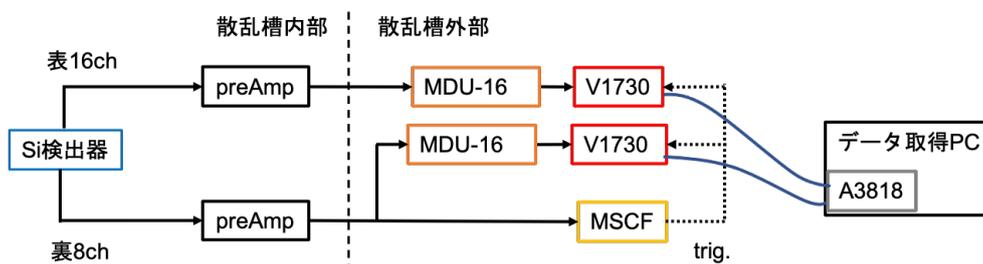


図 3.6. 神戸大学タンデム静電加速器施設における測定で使用したデータ収集回路の模式図

### 3.7 測定項目

本実験では、以下の4項目についてセットアップを変えながらデータを取得した。

- a) 使用するプリアンプ：A1442B, MPR-16
- b) 使用する Si 検出器：normal-Si, NTD-Si
- c) 粒子を入射させる面：Front 面, Rear 面
- d) Si 検出器に印加するバイアス電圧：Full-depletion 電圧付近の数点

このうち、a-c) の変更を行うためには散乱槽の真空を破る必要がある。神戸大学タンデム静電加速器施設における要請として、ビーム照射時には散乱槽の真空度を  $10^{-4}$  Torr に保つ必要があり、散乱槽を大気圧の状態から  $10^{-4}$  Torr 以下にまで排気するのに約 1.5 時間かかるため、上記の4つの測定項目について全ての組み合わせを網羅することは不可能であった。そこで、ビームタイムでは次の4パターンのセットアップを選択してデータを取得した。表 3.2 にビームタイム中のセットアップをまとめたものを示す。

- ① a) A1442B, b) NTD-Si, c) Rear 面, d) 8 点
- ② a) A1442B, b) NTD-Si, c) Front 面, d) 8 点
- ③ a) A1442B, b) Normal-Si, c) Rear 面, d) 6 点
- ④ a) MPR-16 b) NTD-Si, c) Rear 面, d) 8 点

表 3.2. 神戸大学タンデム静電加速器施設におけるビームタイム中のセットアップのまとめ。p-①は  $p$  ビームを①番のセットアップを用いて取得したという意味である。

10/28	10/29	10/30	10/31	11/1
	$p$ -②	$\alpha$ -①	$d$ -②	$d$ -④
	$p$ -③	$\alpha$ -②	$d$ -③	$\alpha$ -④
$p$ -①	$p$ -④	$d$ -①	$\alpha$ -③	

## 第4章 神戸大学タンデム静電加速器施設における測定データの解析

### 4.1 取得波形

3.7節の④のセットアップを用いて取得した $p$ の信号波形を複数のイベントについて重ねてプロットしたものを図4.1に示す。トリガー信号が入力されたタイミングを基準に、前後合わせて8,000 nsの信号波高が記録されている。この章の解析では、網掛けで示されている1,000–1,600 nsの時間帯の信号レベルの平均を各イベントのbaselineと定義し、baselineとADCchとの差が最も大きくなる値をその最大波高とする。

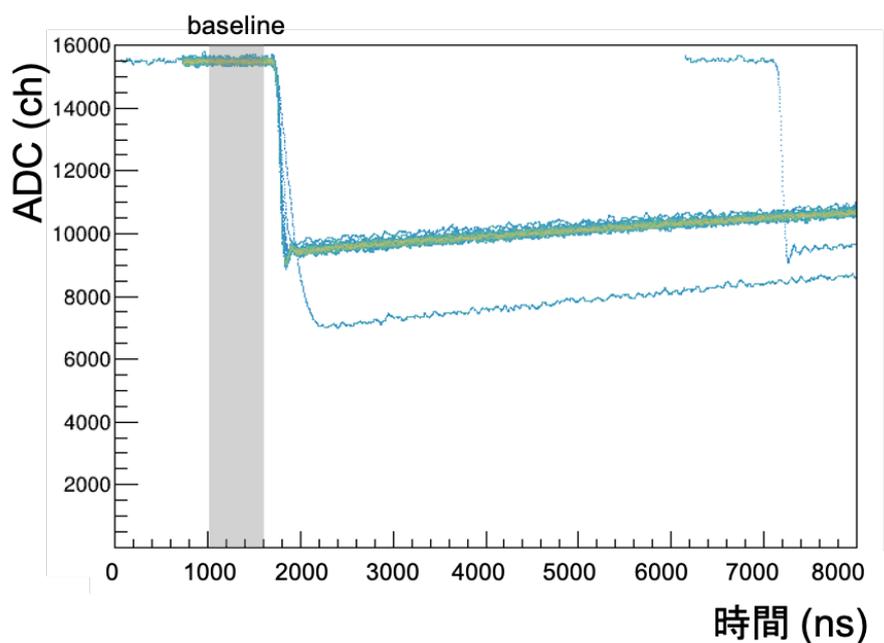


図 4.1. V1730 で取得した信号波形。掛けで示されている 1,000–1,600 ns の時間帯の信号レベルの平均を各イベントの baseline と定義した。

図 4.2 は、2 種類のプリアンプそれぞれについて、取得した  $p, d, \alpha$  粒子を検出した 1 イベントの波形 (左) と、各粒子について 2,000 イベントの筒の測定データを平均した波形 (右) である。この図では、比較のために最大波高を 1 を規格化した上で、信号の波高が最大波高の 5% となる時刻が 1,000 ns に揃うように各波形を調整した。

どちらのプリアンプについても、 $p, d, \alpha$  波形の立ち上がり時間において、粒子ごとに差が見られた。そこで、本解析では、波形弁別を行うパラメータとして立ち上がり時間  $T_{m-n\%}$  を採用した。 $T_{m-n\%}$  は図 4.2 に示すように、信号が最大波高の  $m\%$  から  $n\%$  になるまでにかかる時間である。①のセットアップで取得した  $p, d, \alpha$  波形の立ち上がり時間  $T_{5-80\%}$  を図 4.3 に示す。ここで、粒子の弁別能を表す指標として分離度  $R_{\alpha/p}$  を以下のように定義する。

$$R_{\alpha/p} = \frac{|mean_p - mean_\alpha|}{2(\sigma_p + \sigma_\alpha)} \quad (4.1)$$

ここで、 $mean_x, \sigma_x$  は図 4.4 に示すように各粒子の立ち上がり時間  $T_{m-n\%}$  の分布をガウス関数でフィッティングした時の中心値とシグマの値である。以降の解析では、分離度を比較することで各測定項目を比較する。

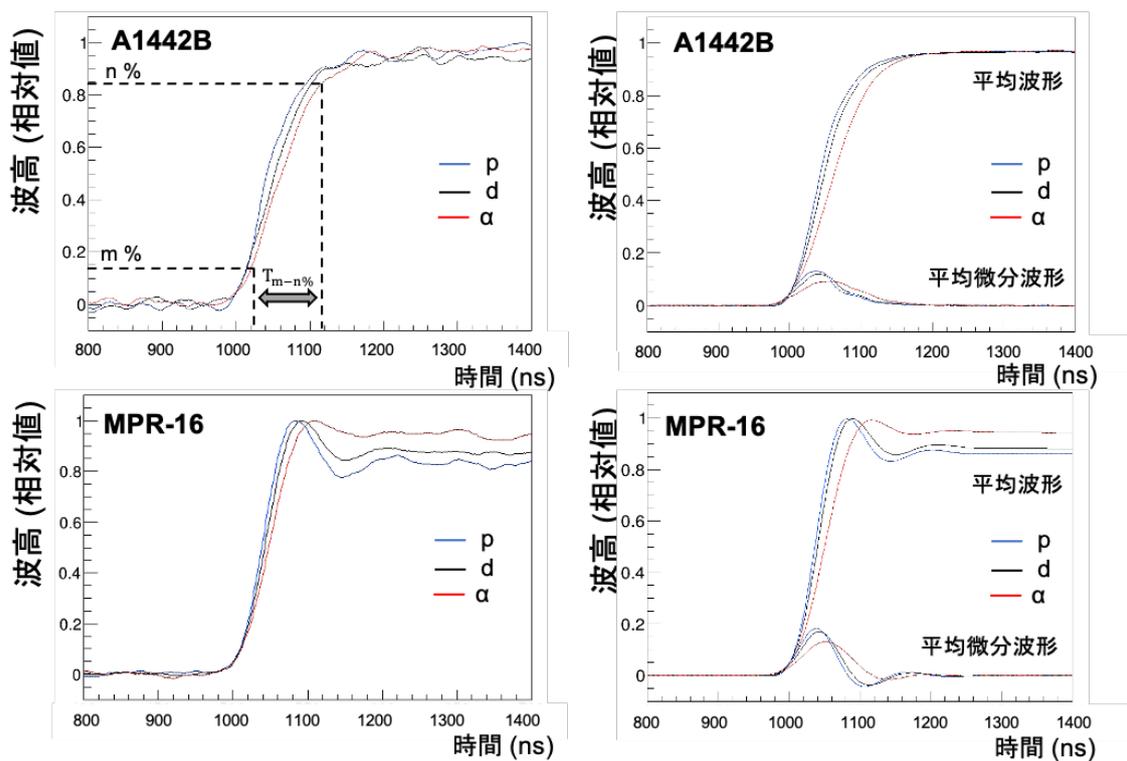


図 4.2. 2 種類のプリアンプで取得した、 $p$ 、 $d$ 、 $t$ 、 $\alpha$  に対する 1 イベントの波形 (左) と 2,000 イベントの平均波形とその微分波形 (右)。上段は A1442B、下段は MPR-16 を用いて取得した波形である。

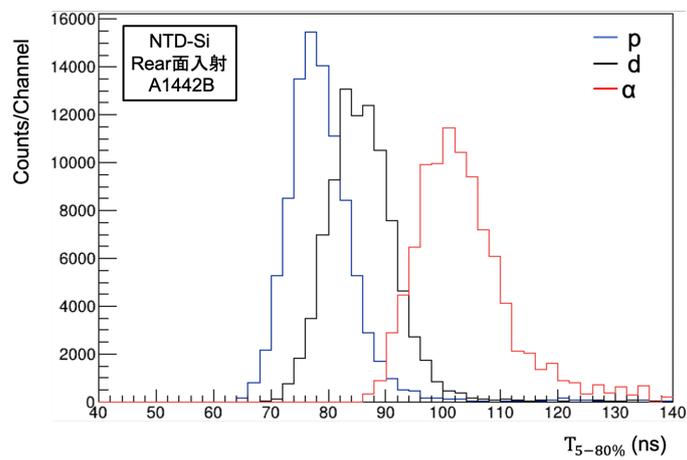


図 4.3.  $p$ 、 $d$ 、 $t$ 、 $\alpha$  粒子の  $T_{5-80\%}$  のヒストグラム

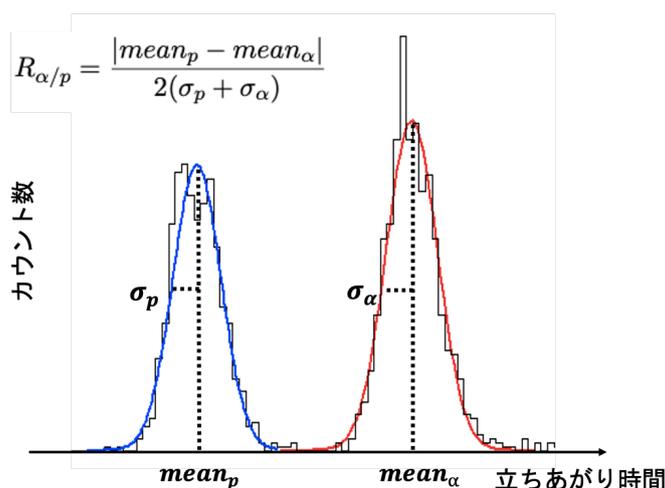


図 4.4. 分離度の概念図

## 4.2 バイアス電圧依存性

Si 検出器に印加したバイアス電圧に対する各粒子波形の変化を調べるため、full-depletion 電圧付近で電圧を変更しながら測定を行った。図 4.5 は、①のセットアップで印加電圧  $V = 121, 123, 125, 127, 129, 131, 140, 145$  V での立ちあがり時間  $T_{5-80\%}$  と分離度をプロットしたものである。ここで、図 4.5 左のプロットに示されている誤差棒は、立ちあがり時間分布の幅  $\sigma$  を表す。以降の解析においても、特に断りのない限りこの表記を用いる。このとき、 $T_{m-n\%}$  のパラメータは、 $m = 5, 10, 15, 20, n = 75, 80, 85, 90$  をそれぞれ組みあわせた中から、最も分離度の良い  $(m, n) = (5, 80)$  を採用した。バイアス電圧が大きくなると全ての粒子に対して立ちあがり時間が速くなる一方、分離度は悪化していることが分かった。また、 $\alpha$  粒子は  $p, d$  に比べて、立ちあがり時間の電圧依存性が大きい。3 MeV の  $\alpha$  粒子は Rear 面から厚さ  $10 \mu\text{m}$  の位置で停止することから、full depletion 付近の電圧で Rear 面付近の電場分布が大きく変化していることが推測される。full depletion 付近の電圧以下のバイアス電圧では検出器全体を空乏層化できないことから、粒子識別を行う場合、full-depletion 電圧で測定を行うのが最適である。

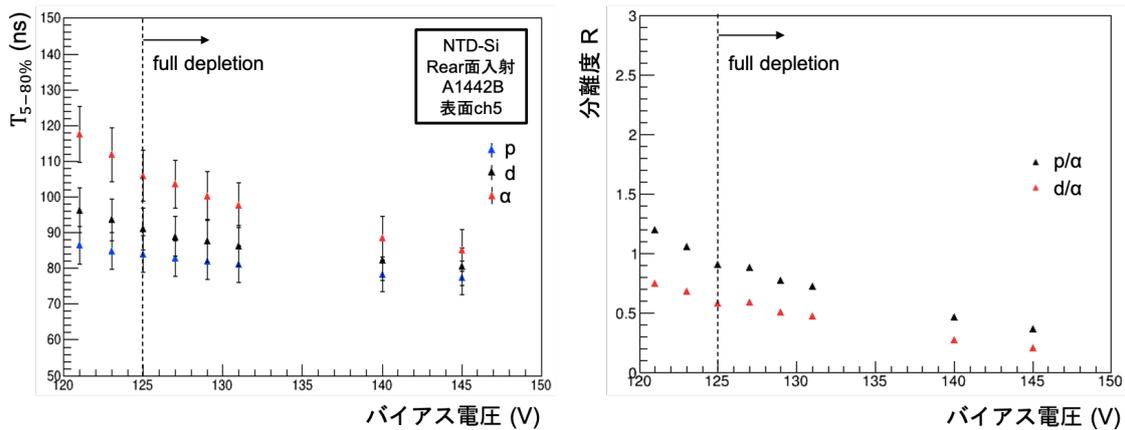


図 4.5. Si のバイアス電圧と立ち上がり時間、分離度の相関。Si 検出器の裏面から各粒子を入射し、表面 ch5 の信号について比較を行なった。プリアンプには A1442B を用いた。立ち上がり時間のプロットに示されている誤差棒は、立ち上がり時間分布の幅  $\sigma$  を表す。

### 4.3 Si 検出器のチャンネル依存性

一般に、ストリップ面積が大きくなると静電容量が増えるために、発生した電荷の読み出しは遅くなり、ノイズレベルが上昇すると考えられる。そこで、Si 検出器のストリップ毎の粒子弁別能を調べた。3.7 節の①のセットアップで、NTD-Si の各ストリップについて  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  に対する信号の立ち上がり時間  $T_{5-80\%}$  と分離度  $R$  を計算した。図 4.6 に、Si 検出器の表面と裏面でそれぞれ検出した信号波形の立ち上がり時間  $T_{5-80\%}$  と分離度  $R$  を示す。立ち上がり時間には分布の幅  $\sigma$  を示してある。表面の 16 ストリップ (図 4.6 左) の比較では、ch 番号が大きいほど立ち上がり時間が速く、分離度が向上していることがわかる。一方で、裏面の 8 ストリップ (図 4.6 右) については ch と分離度との間に強い相関は見られない。分離度は、各波形の立ち上がり時間の分布における各粒子のピーク位置の差が大きくなるほど向上し、標準偏差の和が大きくなるほど悪化する。表面 ch0 のピーク位置の差と標準偏差の和はそれぞれ 22.1 ns, 12.2 ns であり、表面 ch15 のピーク位置の差と標準偏差の和はそれぞれ 31.1 ns, 8.08 ns である。従って、表面 ch0 と比較して表面 ch15 はピーク位置の差が 1.41 倍、標準偏差の和が 0.662 倍となるため、どちらも分離度の向上に同程度寄与していることが分かった。

また、表面 ch2 は 2.3.1 節で述べたようにリーク電流が大きい ch である。リーク電流が流れるとプリアンプ内の抵抗で電圧降下が起こるため、ストリップに印加される電圧が減少する。本実験中の典型的なリーク電流は 600 nA であり、10 M $\Omega$  の内部抵抗を持つプリアンプに電流に流れたとすると最大で 6 V の電圧降下が起こる可能性がある。隣接する ch と比較して、特に  $\alpha$  粒子の立ち上がり時間が遅くなっており、これは節の full depletion 付近の電圧で見られた挙動である。従って、表面 ch2 は電圧降下を起こした結果、分離度は上昇しているものの、粒子のエネルギーを正しく評価できてないと考えられる。

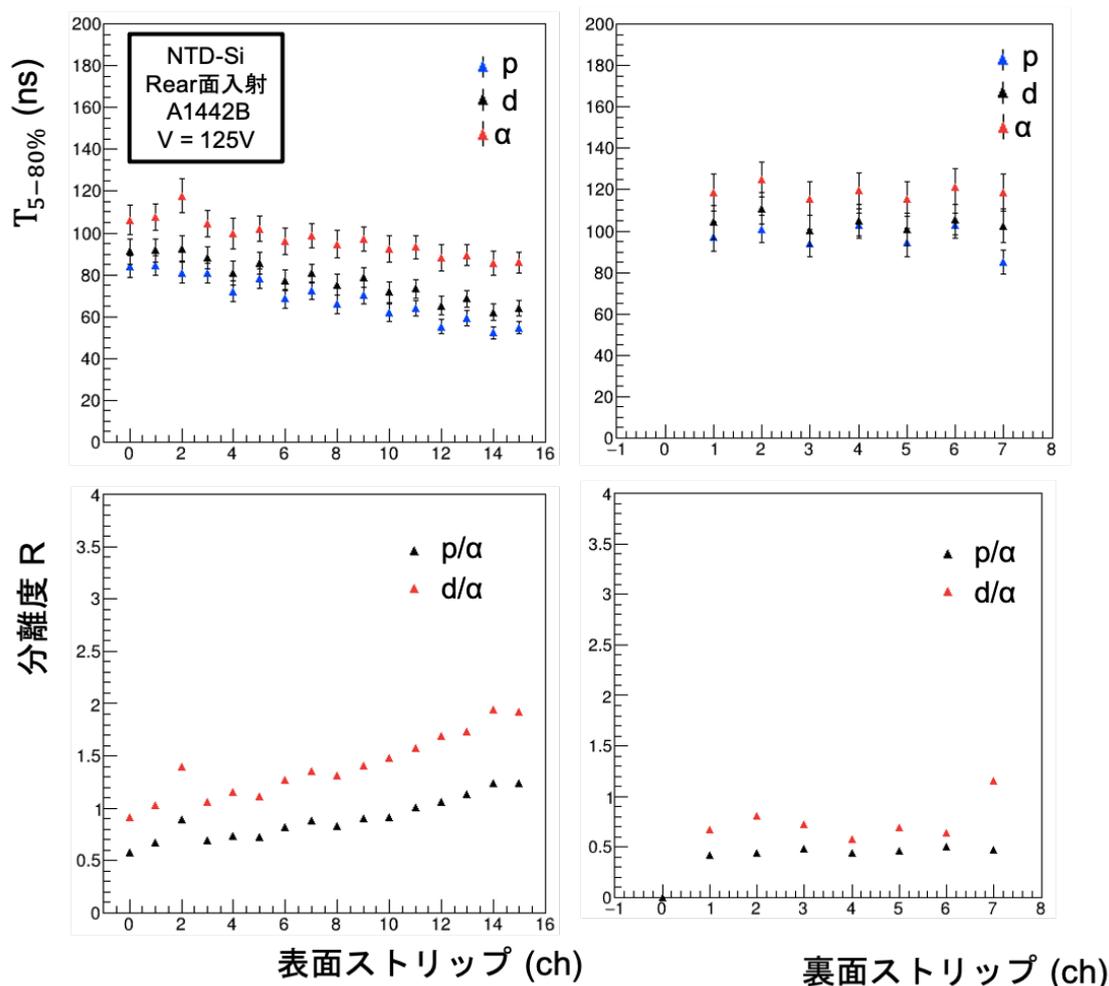


図 4.6. Si 検出器の ch と立ち上がり時間、分離度の相関。NTD-Si の裏面から各粒子を入射し比較を行なった。プリアンプには A1442B を用いた。立ち上がり時間には分布の幅  $\sigma$  を示してある。

## 4.4 入射面依存性

粒子を NTD-Si の表面から入射させ、4.3 節と同様の解析を行った。バイアス電圧と立ちあがり時間の相関を図 4.7 左、 $V = 125 \text{ V}$  での  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  の平均波形を図 4.7 右に示す。Front 入射の場合、 $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子いずれも立ちあがり時間が  $65 \text{ ns}$  付近に揃っており、平均波形にも変化は見られない。2.1 節で述べたように、粒子を Front 面から入射した場合、各粒子が感じる電場は Rear 面から入射した場合と比べて大きい。従って、Front 面入射の場合、時間応答が早くなるものの、粒子の停止位置や電子-空孔対の分布の違いが信号の立ちあがり時間に反映されにくいため、波形解析の面では適切でないことが分かった。

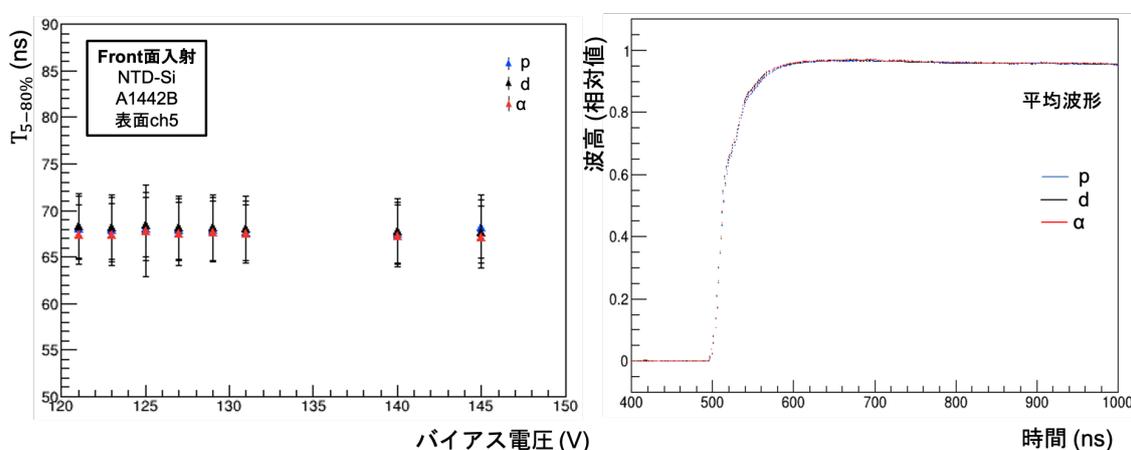


図 4.7. バイアス電圧と立ちあがり時間の相関 (左) と  $V = 125 \text{ V}$  での  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  の平均波形。NTD-Si 検出器の表面 ch5 の信号について示した。プリアンプには A1442B を用いた。Front 入射では各粒子の波形が完全に揃っている。

## 4.5 Si の比較

続いて、NTD-Si と normal-Si の比較を行った。図 4.8 は 2 種類の Si 検出器について full-depletion 電圧付近での  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  の立ちあがり時間分布を比較したものである。NTD-Si の方が立ちあがり時間のばらつきが小さく、分離度が良いことがわかる。

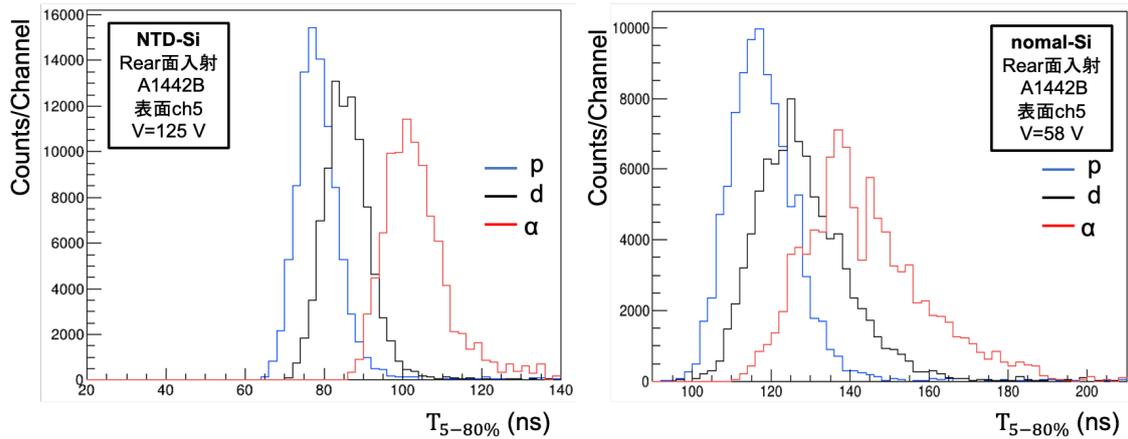


図 4.8. Si による立ち上がり時間 (左 : NTD-Si、右 : normal-Si)。Si 検出器の裏面から各粒子を入射し、表面 ch5 の信号について比較を行なった。プリアンプには A1442B を用いた。

3.3 節で論じたように、nomal-Si は NTD-Si と比べて結晶の一様性が悪く、波形に影響を与えていると考えられる。図 4.8 に示す立ち上がり時間分布の分散  $\sigma^2$  が、ノイズによる成分  $\sigma_{noise}^2$  と、この非一様性による成分  $\sigma_{Si}^2$  の 2 種類で表されると仮定すると、

$$\sigma_{Si}^2 = \sigma^2 - \sigma_{noise}^2 \quad (4.2)$$

が成り立つ。まず、ノイズによる影響を評価するために、次の解析を行った。

1. 各 Si 検出器の取得波形 (図 4.1) を 1 イベント選択し、1,000–1,600 ns の baseline 部分をノイズ成分として抽出する。
  2. 各 Si 検出器の平均波形の立ち上がり部分に 1. で取得したノイズ成分を足し合わせ、擬似波形を生成する。
2. で生成された波形は、ノイズのみの影響を受け立ち上がり時間がばらつく。そこで、1–2. の操作を 2,000 イベントに対して行い、生成された波形の立ち上がり時間を調べた (図 4.9)。

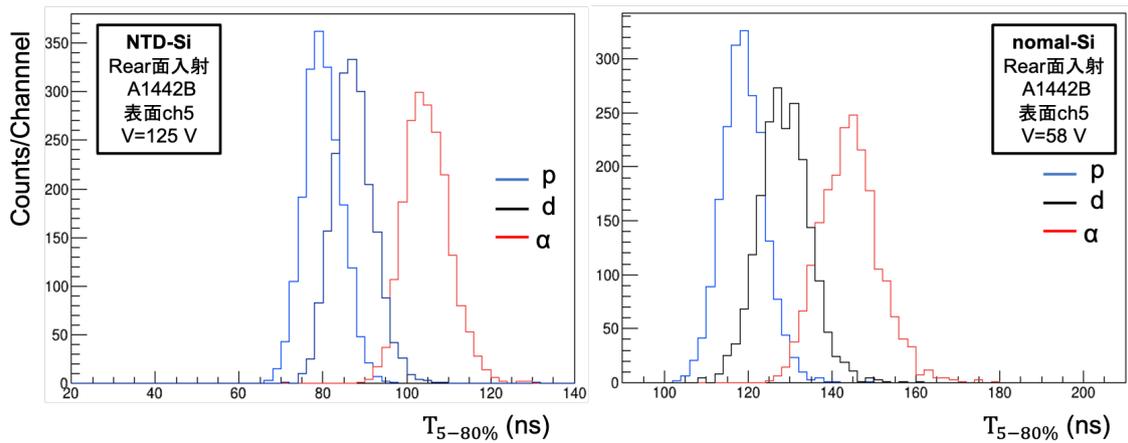


図 4.9. ノイズの影響による立ち上がり時間分布の比較 (左:NTD-Si、右:normal-Si)

次に、このヒストグラムをガウス関数でフィッティングすることで  $\sigma_{\text{noise}}$  を求め、式 2.2 を用いて  $\sigma_{\text{Si}}$  を計算した。各 Si 検出器の ch ごとに計算した  $\sigma_{\text{Si}}$  を図 4.10 に示す。いずれの ch においても、NTD-Si の方が  $\sigma_{\text{Si}}$  が小さく、さらに ch と  $\sigma_{\text{Si}}$  の相関は見られない。これは、検出器の一様性が良く波形のばらつきが少ないとされている NTD-Si の性質と合致している。一方で、normal-Si は、 $\sigma_{\text{Si}}$  が大きいだけでなく、 $p$ 、 $d$  と  $\alpha$  粒子でそれぞれ異なる ch と  $\sigma_{\text{Si}}$  の相関が見られた。 $p$ 、 $d$  と  $\alpha$  粒子で異なる相関が見えた理由として、両者の Si 検出器内の飛程が大きく異なることが挙げられる。つまり、粒子が入射した深さによって結晶の非一様性による影響が異なる可能性がある。

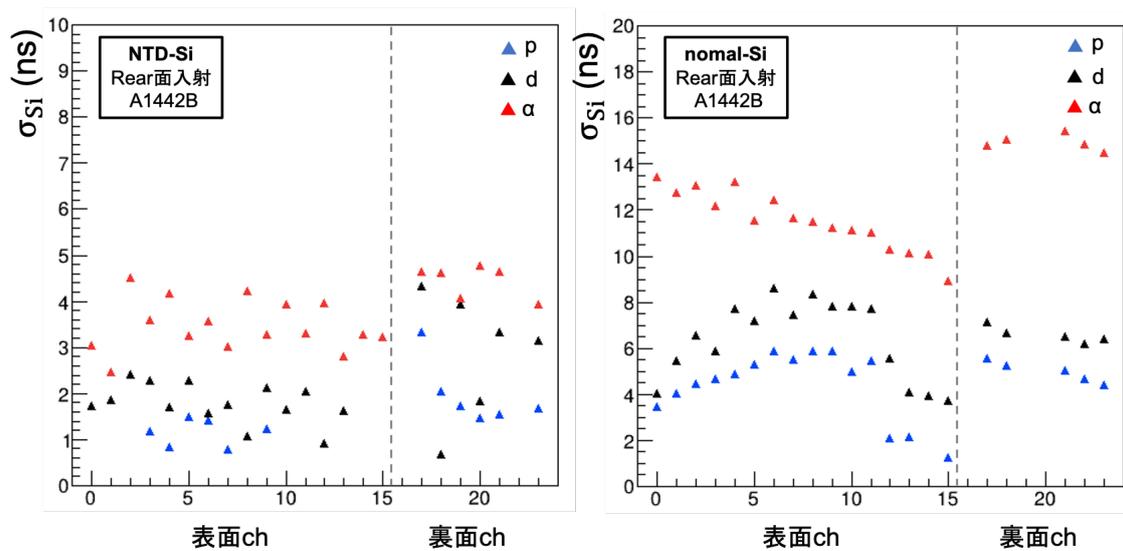


図 4.10. ch と  $\sigma_{Si}$  の相関 (左 : NTD-Si、右 : normal-Si)

## 4.6 プリアンプの比較

次に、3.4 節で説明した 2 種類のプリアンプの比較を行い、最適なプリアンプを決定する。図 4.11 に、それぞれのプリアンプを NTD-Si を接続して full-depletion 電圧  $V = 125$  V を印加したときに得られた  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  に対する信号の立ち上がり時間  $T_{5-80\%}$  を示す。A1442B よりも MPR-16 の立ち上がり時間が短いことがわかるが、各粒子の立ち上がり時間の最頻値の差は同程度である。しかし、MPR-16 を用いた方が立ち上がり時間のばらつきが少なく、粒子弁別能が高いことがわかる。

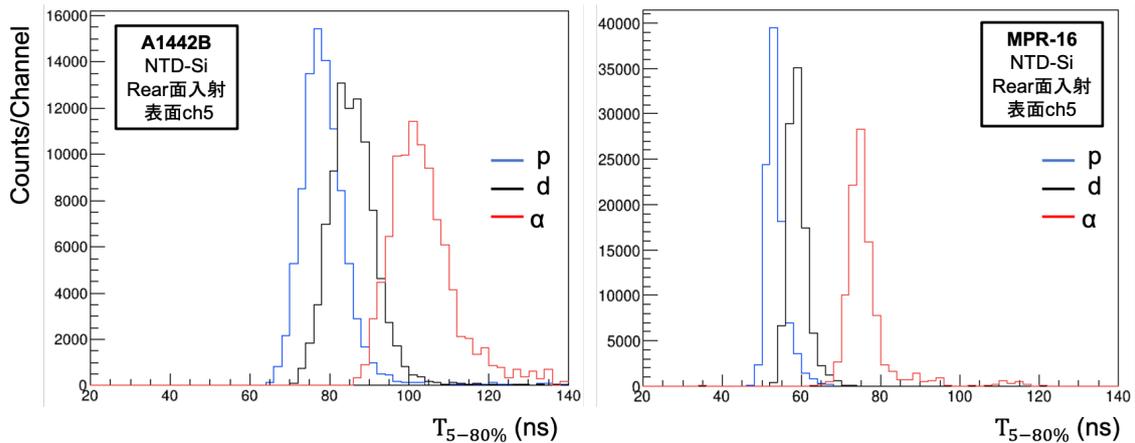


図 4.11. 各プリアンプの立ち上がり時間 (左: A1442B、右: MPR-16)。NTD-Si の裏面から各粒子を入射し、表面 ch5 の信号について比較を行なった。

本実験では、ノイズレベルの実測値が同程度になるようにノイズ落としを行った。しかし、図 4.2 の信号波形を見ると、A1442B の方がゲインが低いために、相対的に波高に対するノイズレベルが大きいことがわかる。そこで、図 4.11 の分離度の違いがこのノイズレベルの違いによるものかどうかを調べるために、以下のような解析を行った。

1. 規格化した MPR-16 出力波形 (図 4.2 左下) を 2,000 イベント用意し、950 ns 以前の baseline 部分の波形を MPR-16 のノイズ波形として抽出する。
2. 規格化した各プリアンプの  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  平均波形 (図 4.2 右) の立ち上がり部分である 950 ns 以降に、1. で取得したノイズ波形をイベントごとに足し合わせる。
3. 2. で生成した各 2,000 イベントの擬似波形について、立ち上がり時間を計算し、分離度を比較する。

以上の解析により、同一ノイズレベル条件での各プリアンプの平均波形特性の比較ができる。図 4.12 に、3. で計算した各プリアンプの  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  の立ち上がり時間を示す。このときの分離度は、 $R_{\alpha/p}(A1442B) = 2.55$ ,  $R_{\alpha/p}(MPR-16) = 2.91$  となり、同一のバックグラウンド条件でも MPR-16 の方が弁別能が優れている。これは、MPR-16 の方が出力信号の立ち上がりが速く、ノイズの影響を受けにくいためだと考えられる。従って、今後の実験では MPR-16 を採用する。

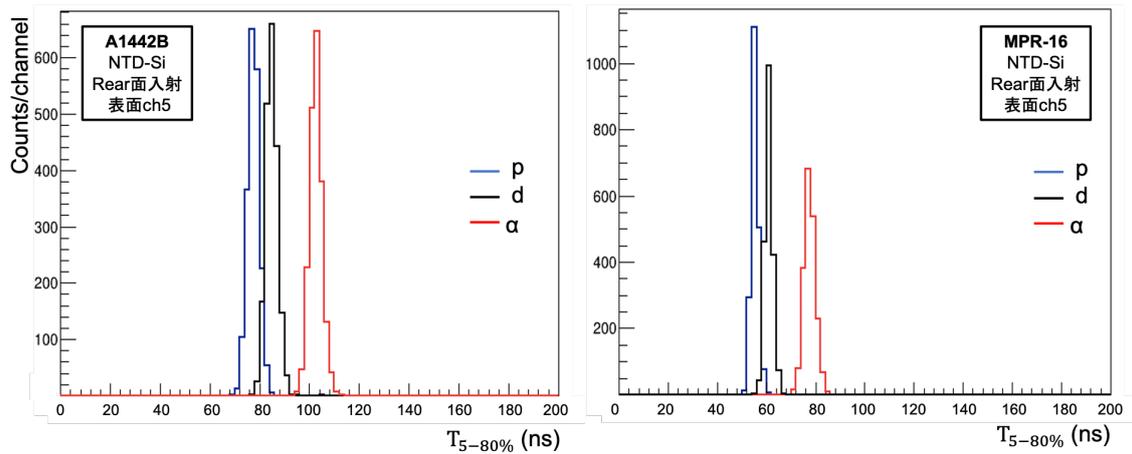


図 4.12. 同一ノイズレベル条件での各プリアンプの立ち上がり時間の比較 (左 : A1442B、右 : MPR-16)

## 4.7 波形解析技術の開発

これまでの解析では立ち上がり時間を用いて粒子識別を行ってきた。本節では、波形弁別により適したパラメータの探索を行う。また、適切なフィルター処理を行うことで、取得波形のノイズ帯域を取り除き、必要な波形成分を取り出すことが期待できる。

### 4.7.1 移動平均

最も簡単なフィルターとして、移動平均を用いた。移動平均は、入力データを  $x_i$ 、出力データを  $y_i$ 、平均する項数を  $N$  とすると、

$$y_i = \frac{\left(\sum_{k=0}^N x_{i+k}\right)}{N} \quad (4.3)$$

で表される。そこで、平均する項数  $N$  を、 $N = 1, 10, 20, 30, 50, 100, 150, 200, 300$  と変化させ、各粒子についての波形の立ち上がり時間  $T_{5-80\%}$  を求めた。2種類のプリアンプについて、平均する項数を変化させた時の立ち上がり時間と  $p$  と  $\alpha$ 、ないし、 $d$  と  $\alpha$  の分離度の推移を図 4.13 に示す。相対的にノイズレベルが大きい A1442B では  $N = 20$  付近で

分離度が 20% 程度改善しているものの、どちらのプリアンプにおいても大幅な改善は見られなかった。

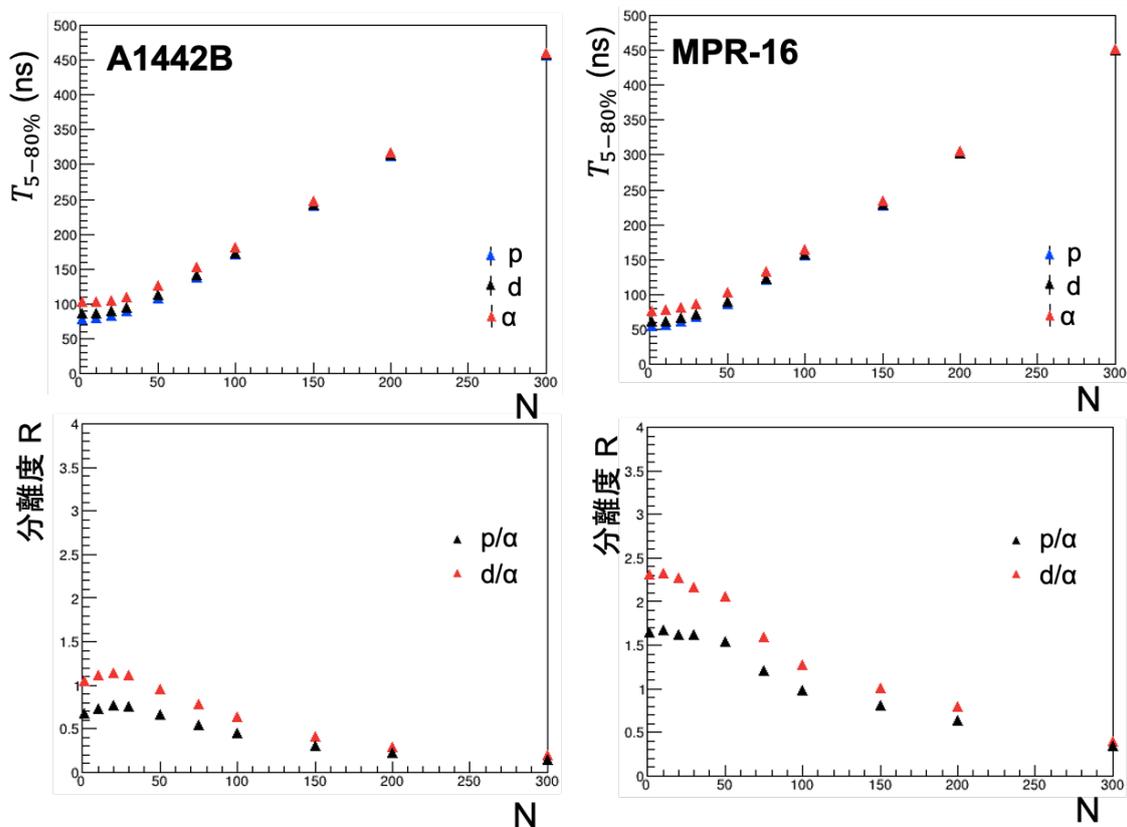


図 4.13. 平均する項数  $N$  と立ち上がり時間、分離度との相関。

#### 4.7.2 Triangle filter

次に、波形を微分した信号を用いて粒子識別を試みた。MPR-16 を用いて取得した  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子の 5,000 イベントの平均微分波形を図 4.14 に示す。本実験では電荷積分型プリアンプを使用しているため、出力信号の微分波形は電流信号に相当する。そこで、粒子識別を行うパラメータとして電流値の最大値  $I_{\max}$  を定義し、信号波高が  $I_{\max}$  の 5% を超えている時間を  $t_{\text{ToT}}$  と定義する。また、信号の最大振幅を  $A_{\max}$  と定義する。MPR-16 では、粒子の種類によって信号のリングングの大きさが異なるため、信号の最大振幅が粒子種別に感度をもつと期待される。出力信号のリングングは A1442B には見られない挙動であるため、本節

では MPR-16 のデータのみを使用して解析する。

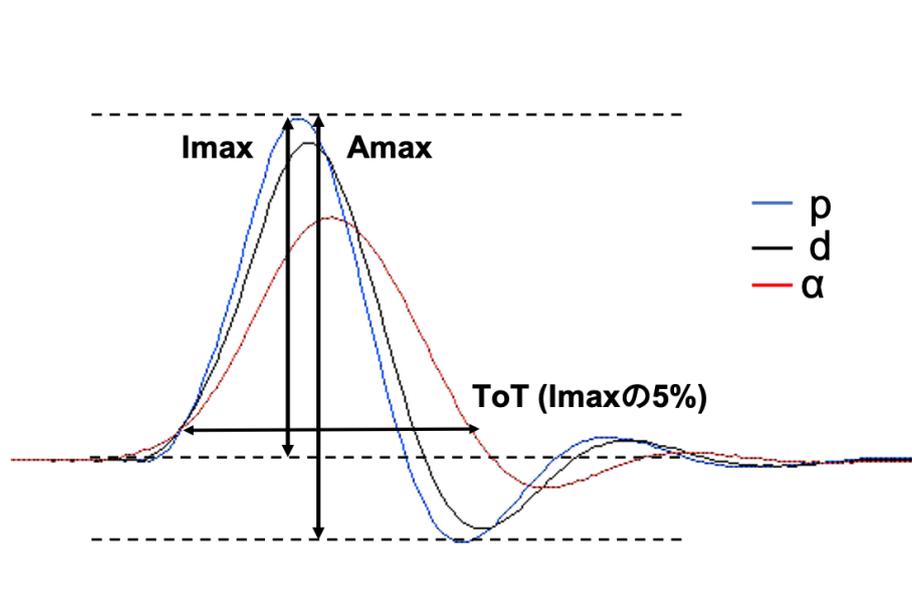


図 4.14. MPR-16 を用いて取得した  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子の平均微分波形

波形の微分には triangle filter を用いた。triangle filter は、フィルター長  $L$  を用いて、

$$y_i = \frac{\left(\sum_{k=1}^L x_{i+k}\right) - \left(\sum_{k=-L}^{-1} x_{i+k}\right)}{L} \quad (4.4)$$

で表される微分フィルターである。そこで、フィルター長  $L$  を、 $L = 1, 4, 7, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40$  と変化させ、各粒子の  $I_{\max}$  (図 4.15),  $t_{\text{ToT}}$  (図 4.16),  $A_{\max}$  (図 4.17) を求めた。その結果、各パラメータで分離度の改善がみられた。特に、 $I_{\max}$  と  $A_{\max}$  は  $L = 20$  付近で大幅に分離度が向上しており、 $T_{5-80\%}$  よりも高い性能を持つ粒子識別パラメータであることが分かった。今後の CYRIC 実験の解析では、3 MeV の  $p$  と  $\alpha$  粒子の分離度が  $R_{\alpha/p} = 4.0$  と最も性能の良い  $A_{\max}$  を用いて波形解析を行う。

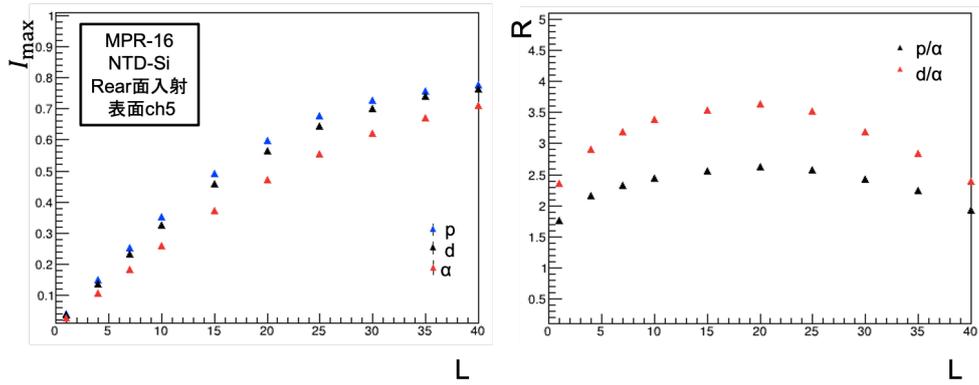


図 4.15.  $L$  を変化させた時の  $I_{\max}$  と分離度の推移

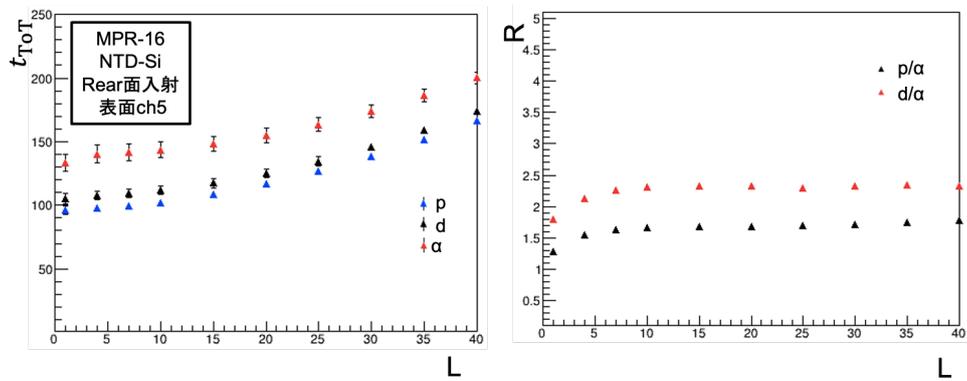


図 4.16.  $L$  を変化させた時の  $t_{ToT}$  と分離度の推移

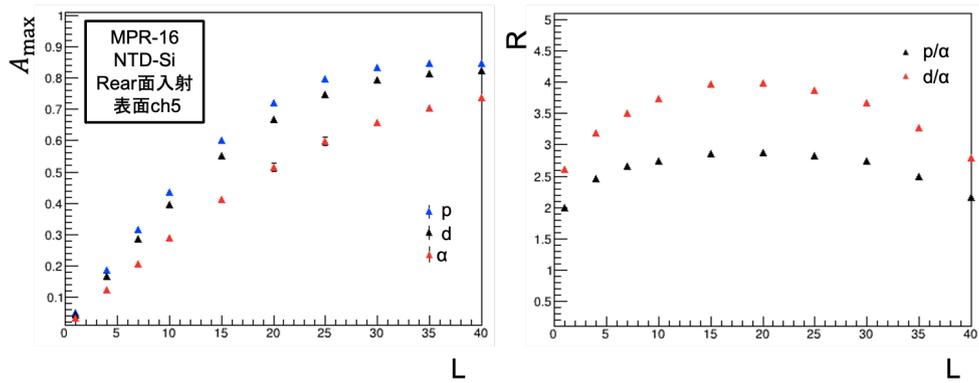


図 4.17.  $L$  を変化させた時の  $A_{\max}$  と分離度の推移

## 第5章 低エネルギー荷電粒子の波形弁別技術 の開発

本章では、2020/11/13–2020/11/18 に、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) 第4ターゲット室にて行われた、低エネルギー荷電粒子の波形弁別実験について述べる。

### 5.1 目的

神戸大学タンDEM静電加速器施設における測定では、3 MeV の  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子を用いて波形弁別に最適なセットアップ条件を決定した。そこで、本実験では、6 MeV 以下の連続エネルギー荷電粒子の波形情報を取得し、粒子識別能を評価する。実験では、 $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  の breakup 反応により放出される連続エネルギーの  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  粒子を Si 検出器で検出した。

### 5.2 ビームの決定

Beakup 反応により効率的に  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$  粒子を生成するためには、各粒子の崩壊閾値エネルギーが低いビーム核種を選択することが望ましい。そこで、表 5.1 に示すように、930 型 AVF サイクロトロンにおいて供給可能なビーム核種のうち、 $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  について  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$  粒子の崩壊閾値エネルギーを比較した。その結果、自己共役であり全体的に崩壊閾値の低い  $^{10}\text{B}$  が全ての種類の荷電粒子を満遍なく生成するうえで最も効率が良く期待される。しかし、CYRIC における加速実績によると  $^{10}\text{B}$  は他の核種に比べてビーム強度が 1/10 程度であり、統計の観点から不利であることが分かった。従って、次に各粒子の崩壊閾値が低い  $^{11}\text{B}$  をビームとして採用した。しかし、 $^{11}\text{B}$  の  $^3\text{He}$  崩壊閾値は非常に高いため、本実験では  $^3\text{He}$  の波形取得を断念せざるを得なかった。崩壊閾値エネルギーと

検出器の設置角度を考慮した二体散乱の計算を行った結果、ビームのエネルギーが 75 MeV 以上であれば Si 検出器の全ストリップで 6 MeV 以下の各種粒子を検出可能であることがわかった。そこで本実験では  $^{11}\text{B}$  ビームのエネルギーとして 85.9 MeV を選択した。

表 5.1. 崩壊閾値エネルギー (単位 : MeV)

	$p$	$d$	$t$	$^3\text{He}$	$\alpha$
$^{10}\text{B}$	6.6	6.0	18.7	17.8	4.5
$^{11}\text{B}$	11.2	15.8	11.2	27.2	8.7
$^{12}\text{C}$	16.0	25.2	27.4	26.3	7.4
$^{13}\text{C}$	17.5	18.8	23.9	24.4	10.6

### 5.3 標的

本実験では図 5.1 に示す  $^{12}\text{C}$  標的を用いた。 $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  反応の断面積が不明であったため、トリガーレートの調節を行えるよう、 $0.10 \text{ mg/cm}^2$  と  $0.97 \text{ mg/cm}^2$  の 2 種類の厚さの標的を用意した。実際の実験では、 $0.97 \text{ mg/cm}^2$  の  $^{12}\text{C}$  標的を使用して測定を行った。



図 5.1. 使用した  $^{12}\text{C}$  標的

## 5.4 実験セットアップ

図 5.2 にセットアップの模式図、図 5.3 に散乱槽内部の写真を示す。図 5.3 右側は、本実験と同時に行われた学部生の卒業研究のセットアップである。Beakup 反応では様々な核種の粒子が放出されるため、粒子の波形データを取得するとともに、その核種を同定する必要がある。そこで、本実験では、2 枚の検出器における測定エネルギーの相関を調べる  $E-\Delta E$  法によって粒子識別を行い、粒子種別の正解ラベル付き波形データを取得した。2 枚目の検出器には神戸大学での実験で使用した NTD-Si を使用し、1 枚目の検出器には厚さ  $100\ \mu\text{m}$  の同型の NTD-Si を用いた。Si 検出器は裏面から粒子が入射される向きに設置し、検出器の中心がビームの高さになるように調整した。このとき、標的と 1 枚目の Si 検出器との距離は  $220\ \text{mm}$ 、Si 検出器同士の距離は  $40\ \text{mm}$  であり、ビーム軸に対して  $30$  度の位置に設置した。実験中は、2 枚目の Si 検出器に  $125\ \text{V}$ 、1 枚目の Si 検出器に  $30\ \text{V}$  のバイアス電圧を印加しデータを取得した。この値は 4.3 節で述べた各 Si 検出器の full-depletion 電圧である。

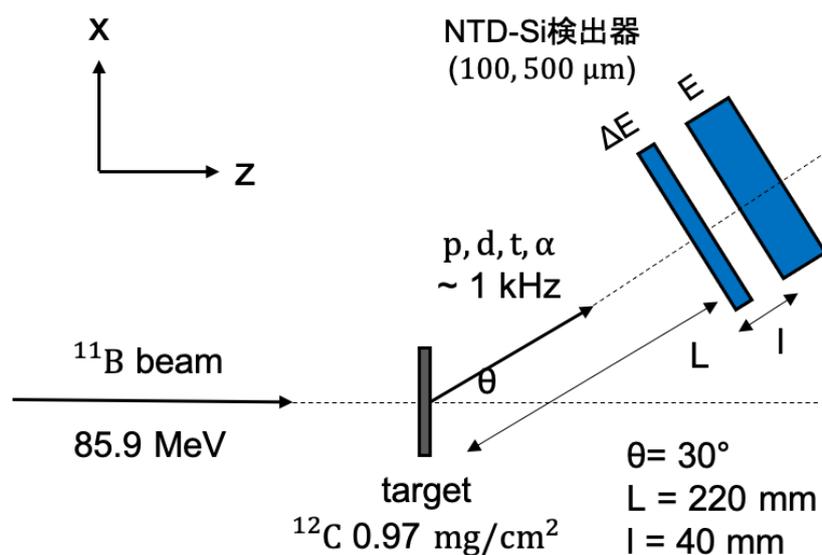


図 5.2. 東北大学 CYRIC における測定セットアップの模式図

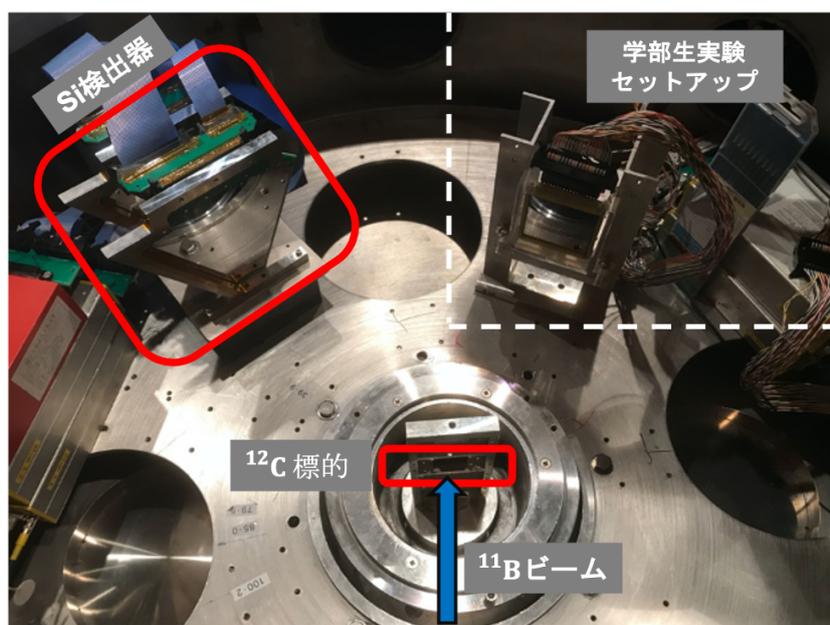


図 5.3. 散乱槽内部の様子。写真中央のラダーに  $^{12}\text{C}$  標的がマウントされ、崩壊粒子を左上に設置された 2 枚の Si 検出器で検出する。写真右側は同時に行われた学部生の卒業研究のセットアップである。

## 5.5 データ収集回路

本実験のデータ収集回路の模式図を図 5.4 に示す。Si 検出器の表面の信号は、神戸大学における実験と同様に電荷積分型プリアンプで信号を増幅した後、V1730 を用いて波形を取得した。裏面の信号は、2 台の Si 検出器の信号をまとめて 1 台のプリアンプに入力した。プリアンプからの出力信号を 2 つに分岐し、一方は V1730 を用いて波形を取得した。他方は MSCF-16 の CFD を用いてロジック信号に変換し、V2495 (後述) でトリガーを生成した。

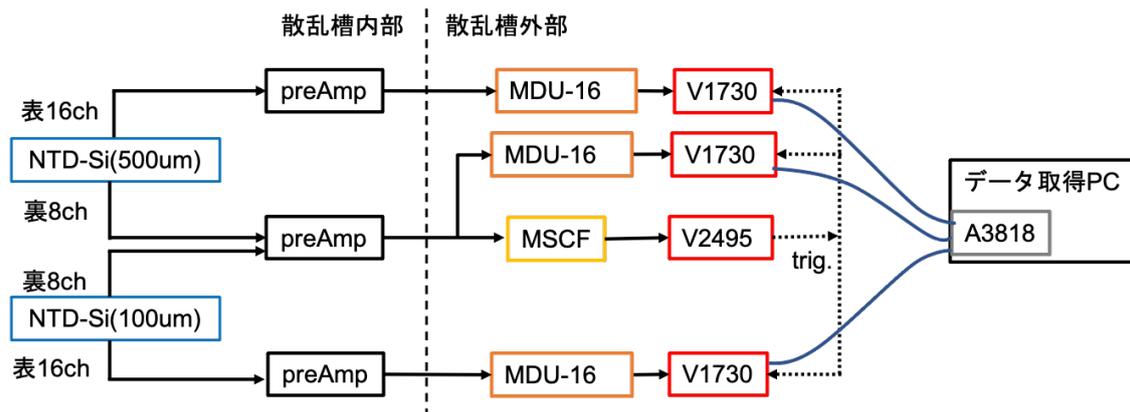


図 5.4. 東北大学 CYRIC での測定に用いたデータ取得回路の模式図

## 5.6 トリガー条件

本実験では、放出された粒子が1枚目の検出器内で停止するイベントを除外するために、前方と後方の2枚の検出器でそれぞれ信号を1つ以上検出する条件でトリガー信号を生成した。トリガー生成には CAEN 社製のロジックユニットである V2495 を用いた。V2495 には FPGA が内蔵されており、プログラムを書き換えることで入力信号に対して任意のロジック演算を行うことができる。そこで、2枚の Si 検出器についてそれぞれロジック信号の論理和を取った後、論理積を計算しトリガーとして出力させた。このとき、coincidence window (一致時間幅) を 200 ns に設定した。

# 第6章 東北大学CYRICにおける測定データの解析

## 6.1 エネルギー較正

Si 検出器のエネルギー較正には、3 種混合  $\alpha$  線源 ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{148}\text{Gd}$ ) を用いた。2 枚目の NTD-Si の表面 ch8 について、取得波形とその最大 ADC チャンネルのヒストグラムを図 6.5 に示す。このとき、400–800 ns の ADC の平均を baseline と定義し、baseline との差が最も大きくなる値を最大 ADC チャンネルとしている。それぞれのピークをガウス関数でフィッティングしてピーク中心のチャンネル数を読み取り、線源のエネルギーとの相関に一次関数を当てはめることで、チャンネル数からエネルギーへの変換式を求めた。ここで、ガウス関数の標準偏差をピーク中心のチャンネル数で除したものをエネルギー分解能として計算したところ、3.18 MeV  $^{148}\text{Gd}$  に対するエネルギー分解能は、面積が大きく最も不利な条件にある 1 枚目の Si 検出器の表面 ch0 で 3.49% (sigma)、2 枚目の Si 検出器の表面 ch0 で 2.00% (sigma) であった。また、面積が最も小さい 1 枚目の Si 検出器の表面 ch15 で 1.60% (sigma)、2 枚目の Si 検出器の表面 ch15 で 0.99% (sigma) であった。

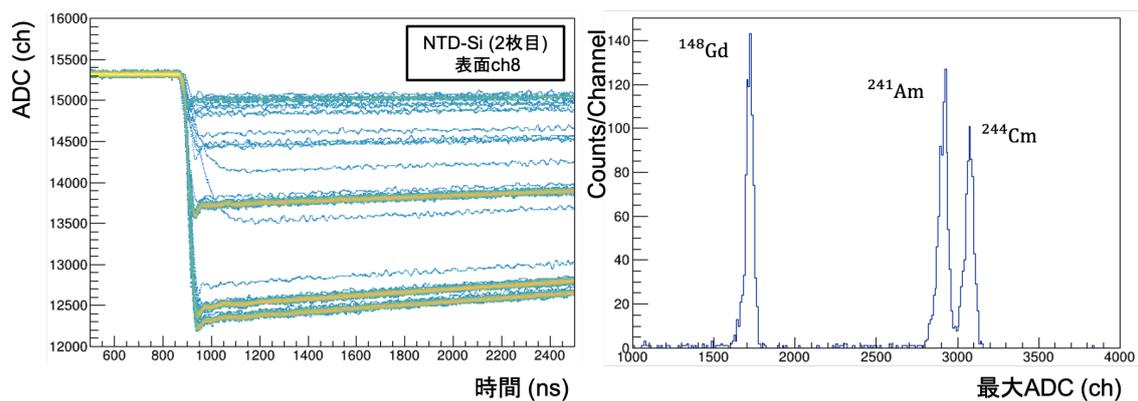


図 6.1. 2 枚目の NTD-Si の表面 ch8 の取得波形 (左) と最大 ADC チャンネル (右)

次に、信号処理によってエネルギー分解能の改善を行なった。ノイズ処理を行うために、FIR (Finite Impulse Response) フィルタを導入した。FIR フィルタは、入出力信号を  $x[n], y[n]$ 、フィルタ長を  $N$  とすると、

$$y[n] = \sum_{k=0}^N h[k]x[n-k] \quad (6.1)$$

で表される畳み込み処理である。ここで、 $h[k]$  は各入力信号に対する重みであり、このパラメータを適切に設定することで入力信号の周波数特性を変化させることができる。パラメータの取得には、石川高専山田洋士研究室で開発されている Web 版デジタルフィルタ設計プログラム [20] を使用した。今回の解析では、遮断周波数 1.5 MHz のローパスフィルタ (LPF) を設計し、高周波ノイズ成分を除いた。このとき、フィルタ長は  $N = 401$ 、使用する窓を Hamming 窓に設定した。図 6.2 は、図 6.1 に示した 2 枚目の Si 検出器の表面 8 ch からの出力信号をフィルタ処理した後の波形と最大 ADC チャンネルのヒストグラムである。上記と同様の解析を全てのストリップに対して行なったところ、3.18 MeV  $^{148}\text{Gd}$  に対するエネルギー分解能は、1 枚目の Si 検出器の表面 ch0 で 3.15% (sigma)、2 枚目の Si 検出器の表面 ch0 で 0.77% (sigma)、1 枚目の Si 検出器の表面 ch15 で 1.35% (sigma)、2 枚目の Si 検出器の表面 ch15 で 0.52% (sigma) となり、特に 2 枚目の Si 検出器の分解能が大幅に向上した。

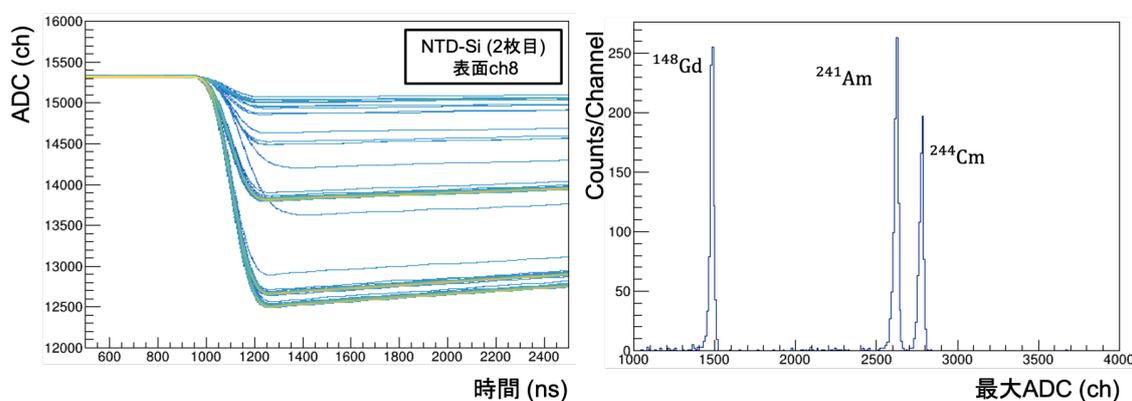


図 6.2. 2 枚目の NTD-Si の表面 ch8 について遮断周波数 1.5 MHz の LPF を適用した後の波形 (左) と最大 ADC チャンネル (右)

次に、パルサーを用いて信号処理回路の線形性を確認した。パルサーは設定した波高の信号を出力することができるモジュールである。パルサーの信号をプリアンプに入力し、波高

を一定間隔で変化させながら波形を取得した。2枚目のSi検出器の表面と裏面について、パルサーの入力電圧とADCのピークチャンネル相当のエネルギーとの相関を図6.3に示す。表面の入力電圧とエネルギーを1次関数でフィッティングした結果、標準誤差は約49 keVであり、十分に線形である。一方、裏面では8 MeV以上の領域で相関が大きく変化している。使用した線源のエネルギーは最も高いものでも5.49 MeVであることから、裏面の8 MeV以上の領域では粒子のエネルギーを正しく評価できないことがわかった。1枚目のSi検出器についても解析したところ、2枚目のSi検出器と同様に、表面の線形性は良いものの裏面は高エネルギー領域で線形性が失われていることがわかった。

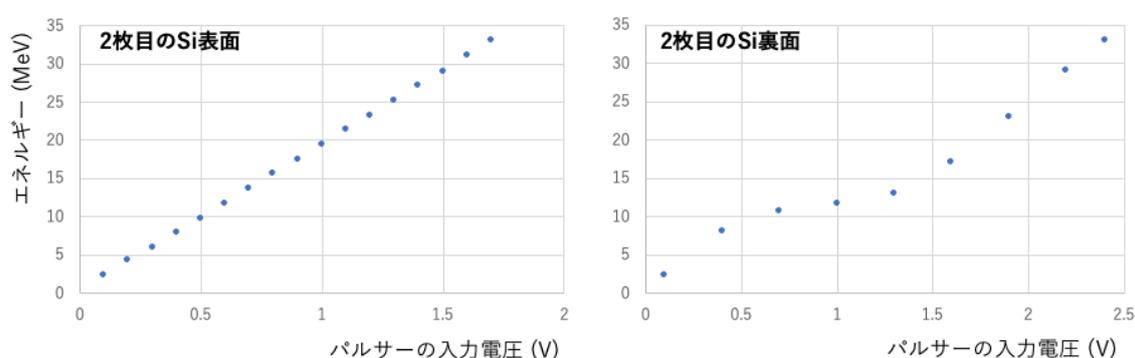


図 6.3. パルサーの入力電圧と Si 検出器両面それぞれのエネルギーとの相関

## 6.2 取得データ

MPR-16 を使用して取得した 2 枚の Si 検出器の表面 ch8 で測定したエネルギーの相関を図 6.4 左に示す。2 枚の Si 検出器のエネルギーの相関によると、2 枚目の Si 検出器で 30 MeV までの  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  粒子が検出され、その左側に、2 枚の Si 検出器をどちらも貫通したイベントが存在する。そこで、今後の解析では、貫通イベントの混入を防ぐために 2 枚目の Si 検出器で測定されたエネルギーが 6 MeV 以下の各粒子の波形データを使用する。

次に、実際に Si 検出器で信号を検出したイベントを決定する。ストリップ型の Si 検出器では、1 つのストリップに荷電粒子が当たった際にそのストリップだけでなく、周囲のストリップにも信号が誘起される場合がある。各 Si 検出器ごとのエネルギースペクトルを示した図 6.4 右では、どちらの検出器においても 1 MeV 以下の低エネルギー領域でノイズやクロストーク信号と見られるピークが観測されている。図 6.5 に示した NTD-Si の表面 ch8 の

出力波形では、本来観測される信号とは逆極性の波形が観測されており、このようなイベントを除去する必要がある。そこで、取得波形のうち、400–1,000 ns の ADC チャンネルの平均値を baseline  $B$  と定義し、ADC チャンネルと  $B$  との差を (6.2) 式のように積分する。

$$I = \sum_{i=0}^{4,000} (ADC[i] - B) \quad (6.2)$$

図 6.6 左は本実験で観測された信号波形の模式図であり、波形の積分を取ることで、クロストークや偶然計数イベントを真のイベントと区別する。図 6.6 右に、2 枚目の Si 検出器で取得したエネルギーと積分値  $I$  の相関を示す。赤線に囲まれた領域ではエネルギーと積分値  $I$  が比例しており、クロストーク信号やノイズ信号と十分に分離することができる。従って、2 枚目の検出器のエネルギーの下限を 0.5 MeV とした。1 枚目の検出器についても同様の解析を行い、検出器のエネルギーの下限を 1.0 MeV とした。

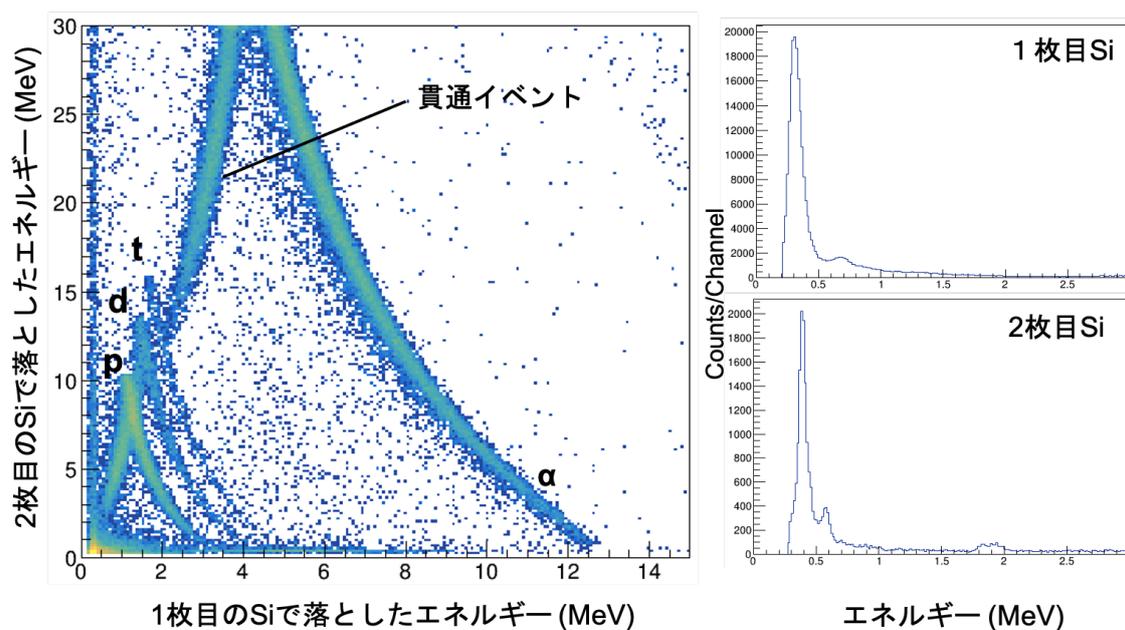


図 6.4. 2 枚の Si 検出器の表面 ch8 で測定したエネルギー相関と、各 Si 検出器ごとのエネルギースペクトル

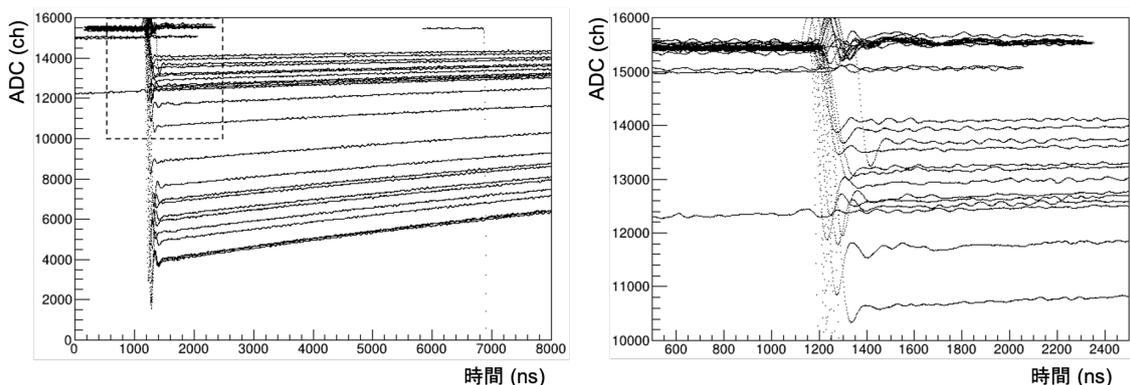


図 6.5. MPR-16 を使用して取得した 2 枚目の NTD-Si の出力波形。左図は取得した全時間範囲 (8  $\mu$ s) の波形であり、破線の枠部分を拡大したものが右図である。

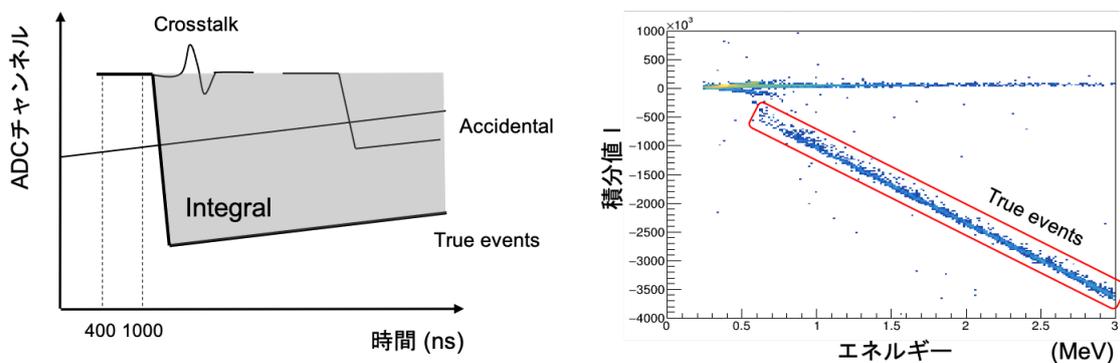


図 6.6. 波形積分の模式図 (左) とエネルギーと積分値  $I$  の相関。赤線で囲まれた領域内のイベントを選択し、それ以外の不要なイベントを解析から除外した。

### 6.3 イベント選択

Si 検出器に複数の粒子が同時に入射した場合、表面と裏面で複数の信号が検出されるため、それらを適切に組み合わせる必要がある。そこで、まず 2 枚目の Si 検出器の表面と裏面のエネルギーを対応づけることで、粒子の検出位置を決定した。次に、実験セットアップの幾何学的条件を用いて、1 枚目の Si 検出器の検出位置を決定した。

### 6.3.1 エネルギーによる検出位置の決定

図 6.7 は、2 枚の Si 検出器それぞれについて、表面 ch8 と裏面 ch4 で検出された信号のエネルギー相関である。6.1 節で述べたように、裏面の信号の線形性が悪いいため 8 MeV 以上の領域で表面と裏面のエネルギーが一致していない。そこで、図 6.7 の赤線を検出器の表面と裏面のエネルギーの相関曲線と定め、この線から 0.5 MeV 以内のイベントを同一粒子の検出イベントとみなすことで、粒子の検出位置を決定した。この条件により、2 枚目の Si 検出器で検出した粒子のエネルギーと検出位置を一意に決定することができた。また、粒子のエネルギーとして線形性の良い表面のエネルギーを採用した。

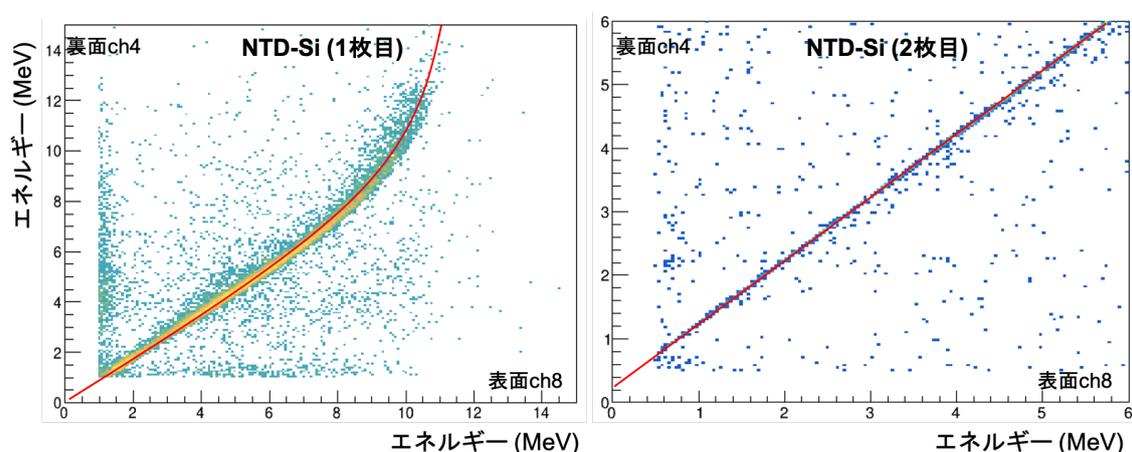


図 6.7. Si 検出器の表面 ch8 と裏面 ch4 のエネルギーの相関。低エネルギー領域では表裏面のエネルギーが一致しているものの、8 MeV 以上の領域では相関が大きく変化している。

### 6.3.2 検出位置によるイベント選択

breakup 反応により放出される複数の低エネルギー粒子が 1 枚目の Si 検出器に同時に入射するため、1 枚目の Si 検出器ではエネルギーと検出位置の組み合わせが決定できないイベントが存在する。そこで、2 枚目で一意に決定した粒子の検出位置を用いてイベント選択を行う。図 6.8 は、図 5.2 の実験セットアップを水平方向から見た図である。本セットアップでは 2 枚の同型の Si 検出器を 40 mm 離して平行に設置し、検出器の中心がビームの高さになるように調整した。そのため、端の方のストリップでは粒子の入射角度が大きく、各 Si

検出器の異なるストリップに粒子が入射する。このとき、粒子が入射する表面ストリップのずれは最大で 2ch であり、裏面のストリップについても同様に考察すると、各 Si 検出器で最大 2ch ずれて粒子が入射する可能性がある。そこで、2 枚目の Si 検出器で検出した粒子の検出位置を基準に、1 枚目の Si 検出器の表面と裏面それぞれで 2ch 以内の信号のみを選択した。この解析により粒子のエネルギーと検出位置を一意に決定できなかったイベントは全イベントの 0.1% 未満となり、統計量に大きく影響しないことから以降の解析では除外した。

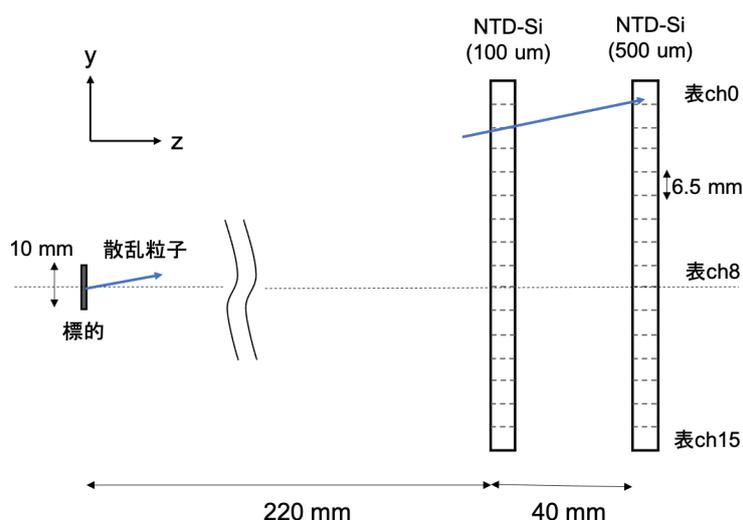


図 6.8. 標的と各 Si 検出器の表面ストリップとの位置関係。放出される粒子の散乱角度が大きくなると 2 枚の検出器で別々のストリップに粒子が入射する。

## 6.4 粒子識別 (PID)

本実験では、入射粒子の波形情報を取得するとともに、波形解析における粒子種別の正解ラベルを決定する必要がある。そこで、各 Si 検出器でそれぞれ決定した粒子のエネルギーの相関を用いて、粒子識別 (PID) を行った。2 枚の Si 検出器の  $E-\Delta E$  相関を図 6.9 に示す。図中の赤線は各粒子の相関曲線に沿うように作成した PID 関数であり、1 枚目のエネルギーから各粒子の PID 関数を引いたものを図 6.10 に示す。黒の点線で囲んだ範囲のイベントを選択し、 $p, d, t, \alpha$  の PID を行った。

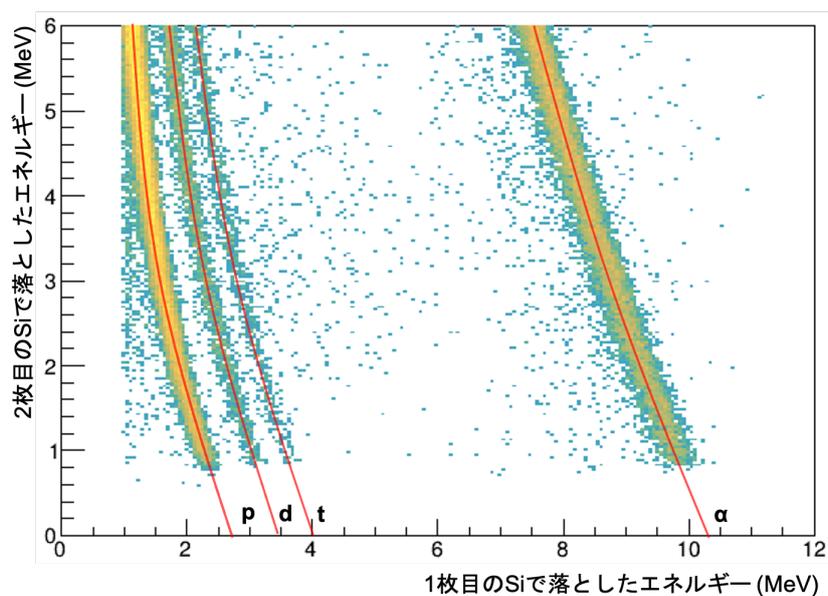


図 6.9. イベント選択後の各 Si 検出器のエネルギー相関。2 枚目の Si 検出器のエネルギーが 6 MeV 以下の領域について、 $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  の PID 関数を作成し、赤線で示した。

本実験で取得した全データに対して同じ解析を行い、全体で約 130 万イベントの信号を検出した。各粒子のイベント数はおよそ、 $p$ : 760,000、 $d$ : 76,000、 $t$ : 30,000、 $\alpha$ : 390,000 イベントであり、いずれにも分類されなかったイベントは 40,000 イベントであった。図 6.11 と図 6.12 に、各粒子の表面ストリップごとのイベント数と、エネルギーごとのイベント数を示す。表面はストリップごとに面積が違うため、表面 ch0 に対して表面 ch15 の収量はおよそ 1/5 であった。また、粒子のエネルギーが低くなるほど収量も減少しており、低エネルギーの  $d$ ,  $t$  の統計量が非常に少ないことがわかる。

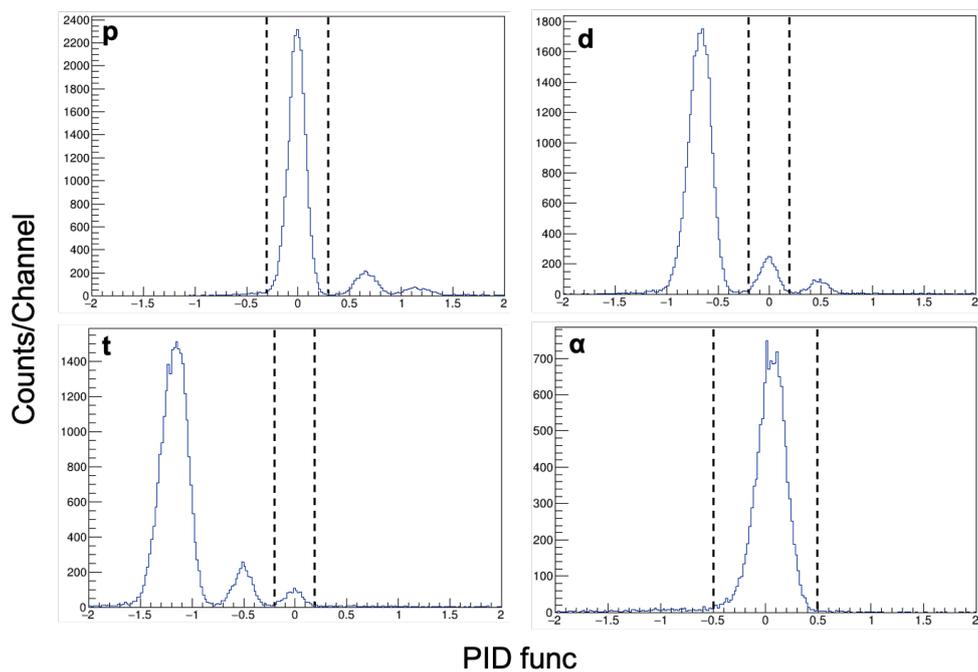


図 6.10. 各粒子の PID 関数。点線の範囲のイベントを選択した。

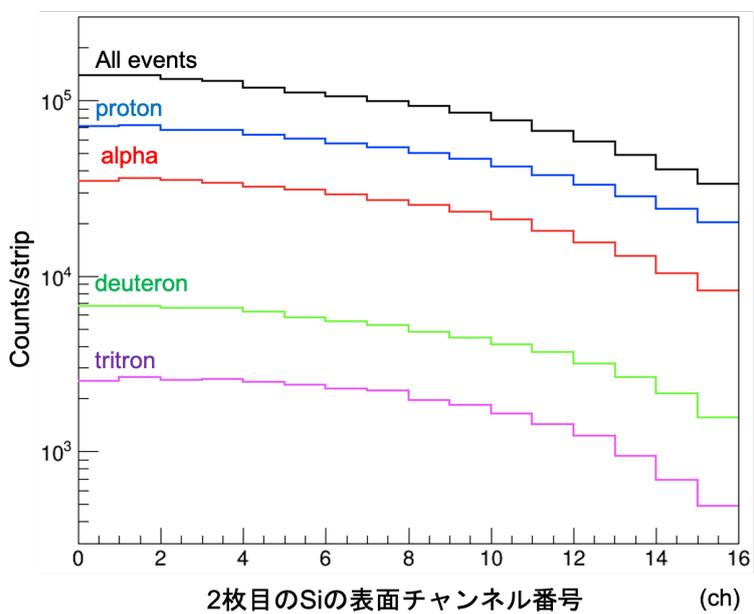


図 6.11. 2枚目の Si の各ストリップで検出したイベント数。全イベント (黒)、 $p$  (青)、 $d$  (緑)、 $t$  (紫)、 $\alpha$  (赤) である。

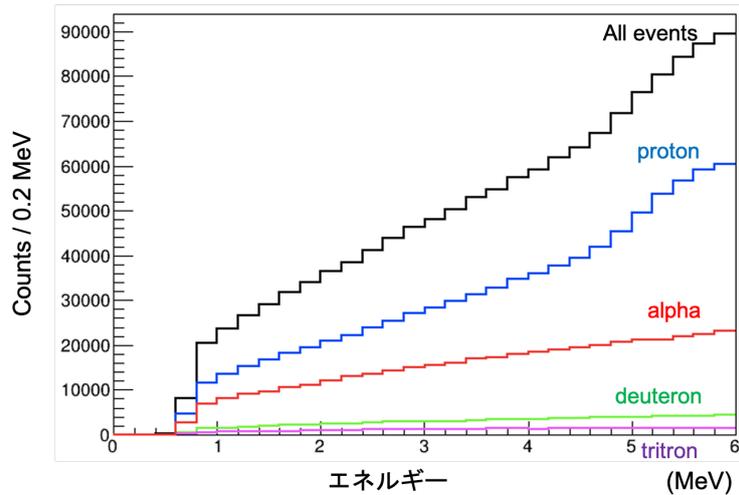


図 6.12. 2 枚目の Si 検出器でのエネルギーごとの検出イベント数。全イベント (黒)、 $p$  (青)、 $d$  (緑)、 $t$  (紫)、 $\alpha$  (赤) である。

## 6.5 波形解析による粒子識別

前節までの解析で、Si 検出器の各ストリップへ入射した粒子種別を同定し、 $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  粒子の波形を取得した。Si 検出器の ch と分離度の相関は神戸大学での実験の解析により理解されている。そこで本解析では、まず比較的分離度の悪いストリップである表面 ch5 で検出したイベントの解析を行う。表面 ch5 を選択した理由は、収量がある程度多く、電場分布が乱れているおそれのある有感領域の外縁から離れているためである。6 MeV 以下の領域における  $d$ ,  $t$  のイベント数は 400 Counts/0.2 MeV 以下であり、統計誤差が非常に大きいため、本節の分離度の評価には  $p$  と  $\alpha$  粒子のみのデータを使用する。

2 枚目の NTD-Si のエネルギーと粒子識別パラメータ  $A_{\max}$  の相関を図 6.13 に示す。また、図 6.14 は、NTD-Si のエネルギー  $E = 3.0, 2.5, 2.0, 1.5$  MeV での  $A_{\max}$  の分布である。一方、エネルギーの減少とともに粒子種別によるパラメータの差が減少し、2 MeV 以下の領域では  $p$  と  $\alpha$  粒子のピークの重なりが大きく分離度が大幅に悪化していることがわかる。一般に、粒子のエネルギーが低くなるほどノイズの影響を受けやすいため分離度は悪化する。しかしながら、以上の結果から、エネルギーが低下するにつれて  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  に対する波形に対する個性が失われ、分離が困難になっていると推察される。従って、本実験で用いた大面

積 Si 検出器に対する粒子識別パラメータ  $A_{\max}$  を用いた波形解析では、 $p$  と  $\alpha$  粒子を精度良く分離できるエネルギー下限値が 2 MeV 付近であると考察される。

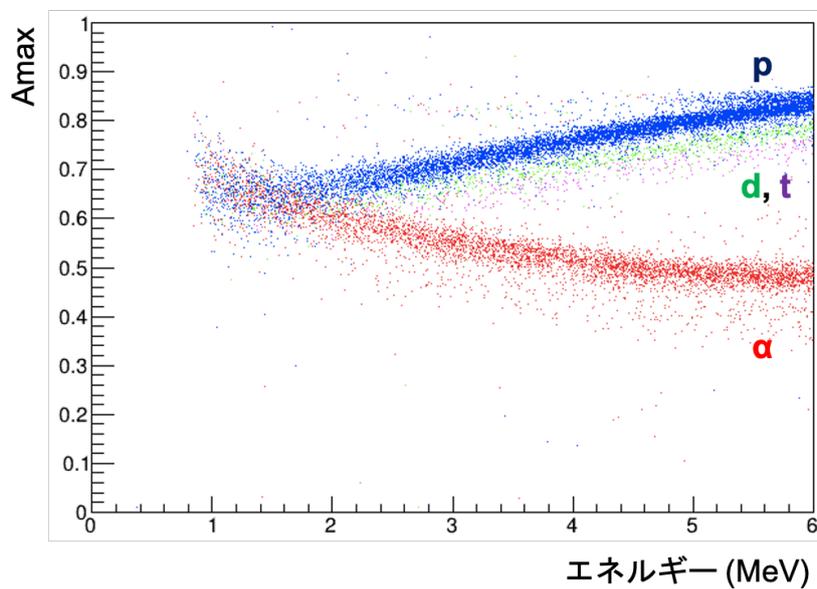


図 6.13. 2 枚目の Si 検出器のエネルギーと  $A_{\max}$  との相関。エネルギーの減少に伴い、 $p$ ,  $d$ ,  $t$ , と  $\alpha$  の  $A_{\max}$  の差が減少している。

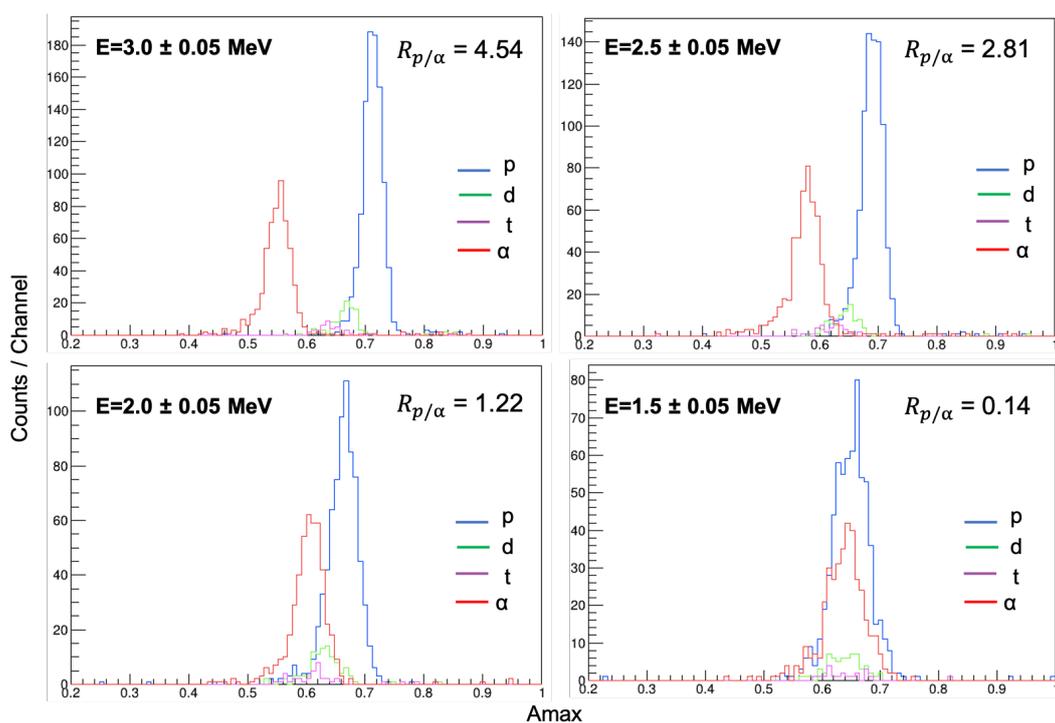


図 6.14. Si 検出器のエネルギー  $E = 3.0, 2.5, 2.0, 1.5$  MeV での  $A_{\max}$  の分布

後述する機械学習との比較のために、粒子のエネルギー  $E = 2 \pm 0.05$  MeV において  $A_{\max}$  を用いて  $p/\alpha$  弁別を行い、各 ch の正答率を求める。図 6.15 は、ch5 の  $p$  と  $\alpha$  粒子の識別パラメータ  $A_{\max}$  の分布である。そこで、最も正答率が高くなるような  $A_{\max}$  の値を 0.005 刻みで求めたところ、 $A_{\max} = 0.635$  で最大となり、正答率は 85% であった。他の ch についても同様の解析を行い各 ch の正答率を求めた。

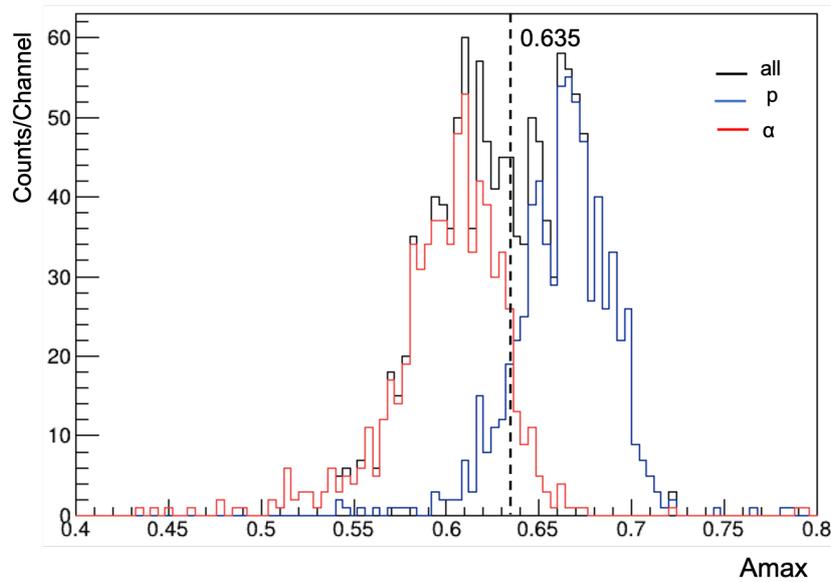


図 6.15.  $E = 2 \pm 0.05$  MeV での  $p, \alpha$  の  $A_{\max}$  の分布

## 6.6 機械学習を用いた粒子識別

### 6.6.1 目的

本節では、機械学習の導入による識別精度の向上の試みについて述べる。従来の波形解析では、粒子の種類に敏感な識別パラメータを探索し、エネルギーとの2次元相関から粒子識別を行ってきた。一方で、機械学習では識別パラメータを探索することなく信号波形の持つ特徴量を多次元解析することができるため、粒子識別能が低下する低エネルギー領域で特に有効であると期待される。さらに、エネルギーや検出 ch の異なるデータを一括して学習させることで解析をまとめて行うことができるため、解析時間の短縮につながる。そこで、本解析では、6 MeV 以下の  $p$  と  $\alpha$  粒子を識別するニューラルネットワークを構築し、その有用性を評価した。

### 6.6.2 データセットの準備

学習の事前準備として、学習用のデータセットを作成した。波形データの前処理として、取得波形の極性を反転させ baseline が 0 となるように調整した後、V1730 の最大 ADC チャンネルである 16,000 で割ることで波形データの最大値が 1 となるよう規格化した (図 6.16)。さらに、処理後の波形データのうち 400–2,400 ns のデータを要素数 1,000 の一次元配列に格納し、学習用データセットとした。

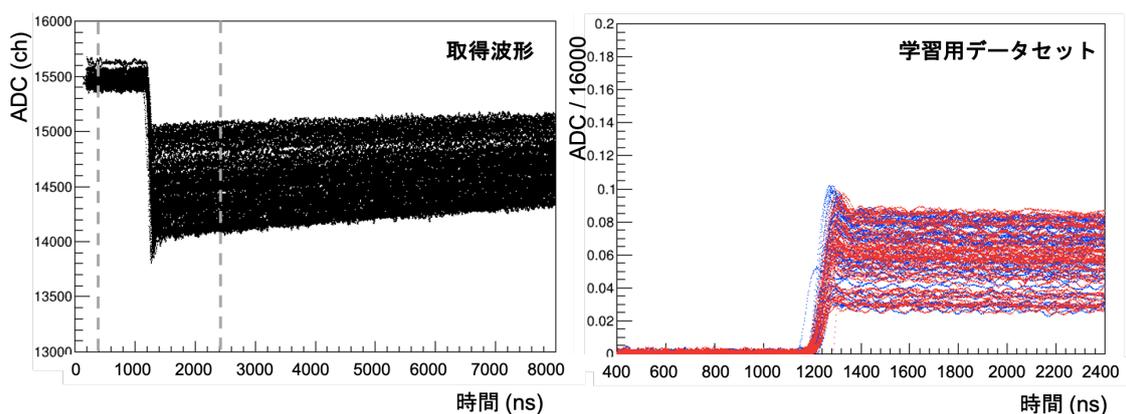


図 6.16. 取得波形 (左) と波形処理後の学習用データ (右)

### 6.6.3 モデル構築

本研究では、ニューラルネットワークライブラリである keras [21] を用いた。学習には、画像解析などで実績のある Convolutional Neural Network (CNN) を採用した。CNN は、データに対し複数のフィルターを通して処理を行い、データの特徴量をよく再現するようにフィルタを最適化することで識別を行う。従って、データに多数の特徴量を持つ画像データでは、それぞれの特徴量ごとにフィルタが最適化されるため、特徴量を複合的に解析することができる。本研究では、1次元の波形データの時間情報にフィルターを通すことで粒子種別による波形の時間応答の違いを学習させた。

本研究で使用した学習モデルを図 6.17 に示す。本研究では、波形データだけでなく複数の ch をまとめて学習させることを想定し、複数の入力層 (Input Layer) を持つモデルを作成した。input、output は各層での入力配列と出力配列である。まず、要素数 1,000 の一次

元配列である学習データをのみをCNNに通し、その出力を検出器の ch 情報と組み合わせ全結合ネットワークに接続させた。出力層では入力データが  $p$ 、 $\alpha$  粒子である確率を出力させ、確率が高いものをモデルによる予測とした。この予測と実際の粒子の正解データとの誤差が小さくなるようにパラメータを更新し、再度データを入力学習させた。この操作を繰り返すことにより、粒子識別を行うニューラルネットワークを育成した。

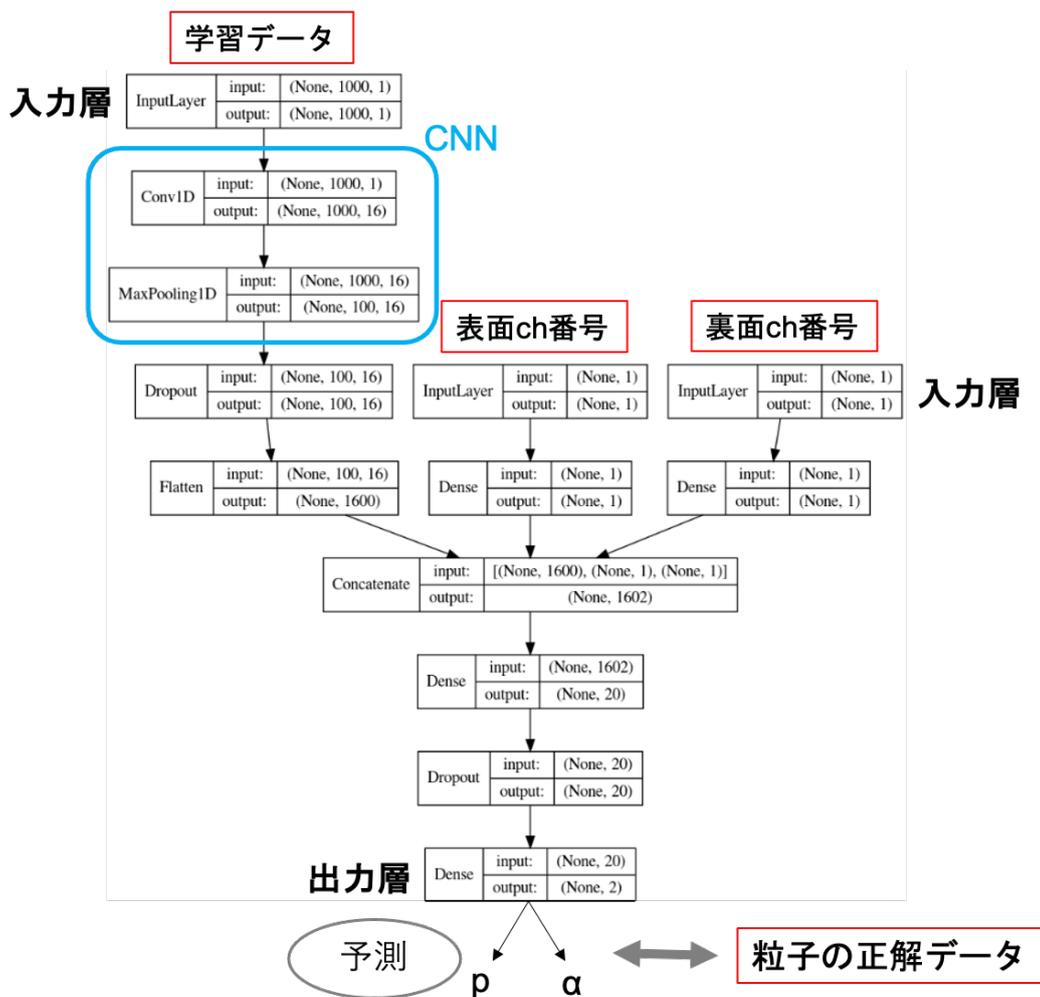


図 6.17. 本研究で作成したモデル。複数の入力層を用いることで、波形情報だけでなく検出器の ch 番号を学習できるようにした。

#### 6.6.4 粒子識別精度の評価

##### 粒子のエネルギー $E = 3 \pm 0.05$ MeV、表面 ch5 イベントの $p/\alpha$ 識別

初めに、従来の波形解析で十分に分離の良い  $E = 3 \pm 0.05$  MeV、表面 ch5 のイベントについて学習を行なった。 $p, \alpha$  それぞれを測定時間の早い順番に各 1,600 イベントずつ抽出し、1,400 イベントずつをトレーニングデータとして学習に使用し、残りの 200 イベントずつをテストデータとして性能評価に使用した。このときの学習曲線を図 6.18 に示す。epoch は学習を繰り返し行なった回数であり、学習開始から 200 epoch でテストデータの正答率は完全に収束し、99.75% の正答率を達成した。ここで、正答率は全テストデータのうち、各粒子を正しく識別できたデータの割合である。このとき不正解であった 1 イベントはは PID の解析により  $\alpha$  粒子であるとラベル付けされていたが、CNN を用いた解析では  $p$  と判定されていた。このイベントの識別パラメータ  $A_{\max}$  は 0.840 であり、6.14 左上に示した従来の波形解析でも機械学習と同様に  $p$  と判定されたイベントであった。そこで、トレーニングデータとテストデータのイベントを無作為に選択し学習を再度行なったところ、テストデータの正答率は 100% を達成した。

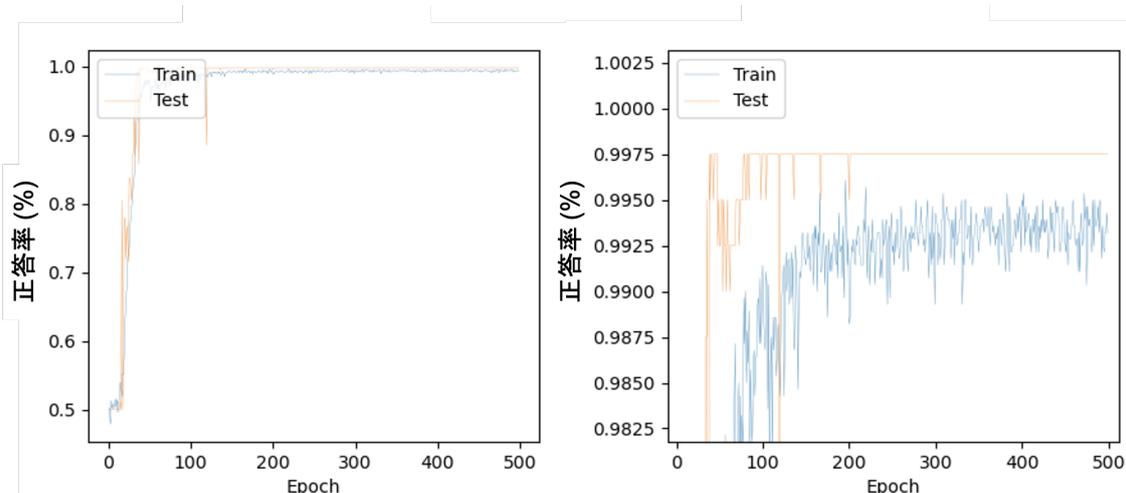


図 6.18. 機械学習による  $p/\alpha$  識別の正答率 (左) と正答率の 99% 付近を拡大した図 (右)

##### 粒子のエネルギー $E = 2 \pm 0.05$ MeV、表面 ch5 イベントの $p/\alpha$ 識別

次に、従来の波形解析での弁別能が悪化し始める  $E = 2 \pm 0.05$  MeV、表面 ch5 のイベント

について学習を行なった。 $p, \alpha$  それぞれを測定時間の早い順番に各 1,300 イベントずつ抽出し、1,100 イベントずつをトレーニングデータ、残りの 200 イベントずつをテストデータとして使用した。学習を開始したところ、500 epoch 時点で正答率が 50% と、学習が全く進まなくなってしまう。これは、波形弁別の難しさに対して学習データの統計が少なすぎるために、各粒子の特徴量を適切に抽出できていない可能性がある。

#### 粒子のエネルギー $E = 2 \pm 0.05$ MeV、全 ch イベントの $p/\alpha$ 識別

そこで、次に、全 ch のイベントをまとめて学習させた。表面ではストリップごとに粒子の波形特性が僅かに変化するため、個別に学習させた場合と比較して各 ch の正答率が減少してしまう恐れがあるものの、各粒子の平均的な特性を学習させることで上記の学習が進まない問題を解決できると考えた。粒子のエネルギー  $E = 2 \pm 0.05$  MeV の範囲で  $p, \alpha$  はそれぞれ約 13,000、8,000 イベント存在する。 $p, \alpha$  それぞれを測定時間の早い順番に各 8,000 イベントずつ抽出し、6,000 イベントずつをトレーニングデータ、残りの 2,000 イベントずつをテストデータとして使用した。

このときの各 ch ごとの正答率を表 6.1 に示す。ch 番号が大きくなるほど全体的に正答率が上昇しており、4.3 節で示した Si 検出器の ch 依存性と概ね合致しているものの、ch2 の正答率は隣接する ch に比べ大きく減少している。この ch はリーク電流が大きく他の ch と比較して明らかに波形特性が異なるために、各粒子の平均的な波形特性との乖離が大きく、学習がうまく進まなかったと考えられる。

表 6.1. ch ごとの正答率

	ch0	ch1	ch2	ch3	ch4	ch5	ch6	ch7
テストデータ数	396	337	363	362	342	320	324	276
正答率	0.795	0.908	0.777	0.898	0.904	0.934	0.926	0.946
	ch8	ch9	ch10	ch11	ch12	ch13	ch14	ch15
テストデータ数	260	222	202	185	139	111	89	72
正答率	0.962	0.973	0.980	0.973	0.978	0.981	0.978	0.986

#### 粒子のエネルギー $E = 2 \pm 0.05$ MeV、ch2 を除いたイベントの $p/\alpha$ 識別

ch2 の波形特性が大きく異なるために、全 ch をまとめて学習させた場合、他の ch にも影響を及ぼす可能性がある。そこで、ch2 を除いて  $p, \alpha$  を各 8,000 イベントずつ抽出し、学習を

行なった。さらに、抽出する 2,000 イベントのテストデータを変えながら 3 度学習を行なった。このとき、計 4 回の学習で使用するテストデータを重複なく選択することで、全 8,000 イベントのデータ全てをテストした。

計 4 回の学習の正答率の平均を表 6.2 に示す。表 6.1 と比較して、どの ch も概ね標準誤差の範囲内であり、ch2 による正答率の低下は見られなかった。また、標準偏差は学習させたモデルの安定性を表す値であり、正答率の誤差として扱う。

表 6.2. ch2 を除いて学習を行なったときの、ch ごとの正答率

	ch0	ch1	ch2	ch3	ch4	ch5	ch6	ch7
テストデータ数	1589	1669	-	1587	1456	1410	1376	1222
正答率	0.811	0.880	-	0.894	0.902	0.918	0.924	0.928
標準偏差	0.020	0.032	-	0.024	0.016	0.017	0.007	0.017
	ch8	ch9	ch10	ch11	ch12	ch13	ch14	ch15
テストデータ数	1148	1044	946	776	616	497	370	294
正答率	0.947	0.975	0.974	0.973	0.975	0.978	0.975	0.961
標準偏差	0.014	0.006	0.010	0.001	0.006	0.013	0.009	0.013

### 6.6.5 手動解析との比較

最後に、識別パラメータを用いて粒子識別を行う手動解析と比較した。図 6.19 は機械学習と手動解析との正答率の比較である。このとき、 $p$  を  $p$  と正しく判定する、もしくは  $\alpha$  粒子を  $\alpha$  粒子と正しく判定する確率分布は二項分布で与えられる。従って、各粒子について二項分布の標準偏差を求め、粒子識別において正答を得た事象数および誤答となった事象数の統計誤差を  $A_{\max}$  を用いた正答率の誤差として採用した。正答率の劇的な増加は見られないものの、機械学習を用いることで、全ての ch において系統的に正答率が上昇することがわかった。最も正答率の低い ch0 では正答率が 8% 程度向上しており、1.5–2 MeV の低エネルギー領域においては、機械学習がより有効となる可能性がある。また、ch 番号の大きい ch は学習データ数が相対的に少ないものの、いずれの ch も正答率は高く、Si 検出器の  $A_{\max}$  を用いた手動解析における正答率の ch 依存性と相違ない。これは、ニューラルネットワークがストリップの個性を適切に学習したことを示している。従って、複数の入力を持つモデルを使用し全 ch のイベントをまとめて解析することで、学習データの統計を増やしつつ、各

ch の正答率を維持できると考えられる。

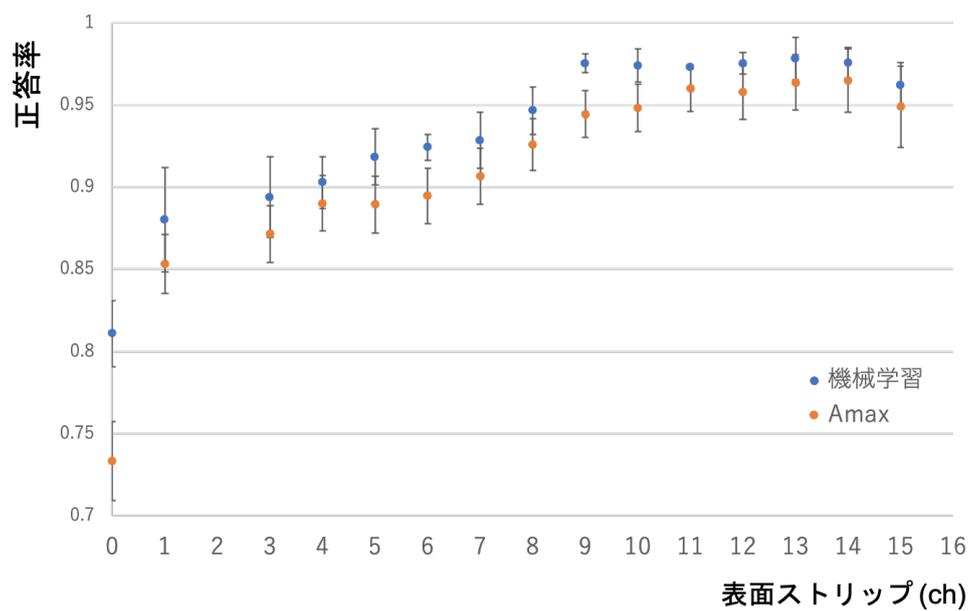


図 6.19. 機械学習と手動解析との正答率の比較

## 第7章 まとめと今後の方針

本研究では、大面積 Si 検出器を用いた波形解析を行い、粒子識別に適したセットアップ条件の探索と、低エネルギー荷電粒子の波形弁別技術の開発を行なった。まず、大面積 Si 検出器の波形特性を調査するために、神戸大学タンDEM加速器施設にて実験を行い、3 MeV の  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子の波形を取得した。また、Si 検出器のバイアス電圧、粒子の入射面、プリアンプ、Si 検出器の種類を変更し比較することで、波形弁別に最適なセットアップ条件を探索した。各波形の立ち上がり時間の違いを用いて解析した結果、NTD-Si 検出器に full-depletion 電圧を印加し、粒子を裏面から入射させた場合に、 $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  粒子の分離が最もよくなることがわかった。さらに、Triangle filter を用いて波形の微分処理を行い、その最大振幅  $A_{\max}$  を用いることで分離度を大幅に向上させた。

次に、神戸大学における測定データの解析に基づいて決定したセットアップ条件を用いて 6 MeV 以下の低エネルギー荷電粒子の波形弁別を試みた。実験は東北大学 CYRIC にて行い、 $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  の breakup 反応により放出される連続エネルギーの  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  粒子を 2 枚の Si 検出器で検出した。検出器の  $E-\Delta E$  相関を用いて粒子識別を行い、2 枚目の Si 検出器で 6 MeV 以下の  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  粒子の粒子種別波形データを取得した。信号波形にフィルタ処理を行い、特に 3 MeV 以下の低エネルギー粒子の波形特性と粒子識別能を調べた。その結果、エネルギーの低下に伴って各粒子の波形そのものの差異が小さくなり、1.5 MeV 以下では異なる粒子間で  $A_{\max}$  の値に変化が見られなくなった。手動解析を用いて精度よく  $p$  と  $\alpha$  粒子を識別することのできるエネルギーの下限は 2 MeV 付近であることがわかった。そこで、従来の波形解析に加え機械学習を導入することで識別精度の向上を試みた。機械学習では、Si 検出器の表面 ch の波形をまとめて学習させるモデルを作成し、2 MeV 付近の粒子識別を行なった。手動による波形解析と正答率を比較した結果、多くの ch で大幅な改善は見られなかったが、全ての ch において系統的な識別精度の向上を達成した。

現在、我々は  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  共鳴散乱を用いた  $^{24}\text{Mg}$  の  $6\alpha$  凝縮状態探索を計画している。 $6\alpha$  凝縮状態が崩壊する際に放出される 6 個の低エネルギー  $\alpha$  粒子を大立体角で検出しつつ粒子識別を行うために、本研究で開発した波形解析による粒子識別法を導入する。

図 7.1 に、 $E_{c.m.} = 19.5$  MeV での  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  共鳴散乱によって生成された  $6\alpha$  凝縮状態から放出される 6 つの  $\alpha$  粒子のエネルギー分布 (左) と、そのうち  $N$  個が高精度で PID 可能な 2 MeV 以上である確率 (右) を示す。6 つの  $\alpha$  粒子が全て 2 MeV 以上である確率は 25% 程度であり、検出した 6 つの粒子全てを粒子識別することは統計の観点から不利であると分かった。そこで、今後の方針として、 $6\alpha$  凝縮状態から放出される 6 つの粒子のうち、4 つの  $\alpha$  粒子の同定を行う。 $^{24}\text{Mg}$  の  $6\alpha$  凝縮状態が示唆されている  $E_x = 33.4$  MeV 付近では、4 つの  $\alpha$  粒子が放出されると残りの粒子も 2 つの  $\alpha$  粒子に崩壊するため、4 つの粒子を  $\alpha$  粒子と同定することができれば、 $^{24}\text{Mg}$  の励起状態が全て  $\alpha$  粒子に崩壊したと同定することができる。また、 $^{24}\text{Mg}$  の  $6\alpha$  凝縮状態から放出される 6 つの低エネルギー粒子のうち、4 個以上が 2 MeV 以上のエネルギーである確率は全イベントの 97% 程度であり、統計をほとんど損ねないことがわかっている。今後の解析では、従来の波形解析と機械学習の両面から粒子識別精度の向上を目指し、 $^{24}\text{Mg}$  実験に向けた準備を行う。

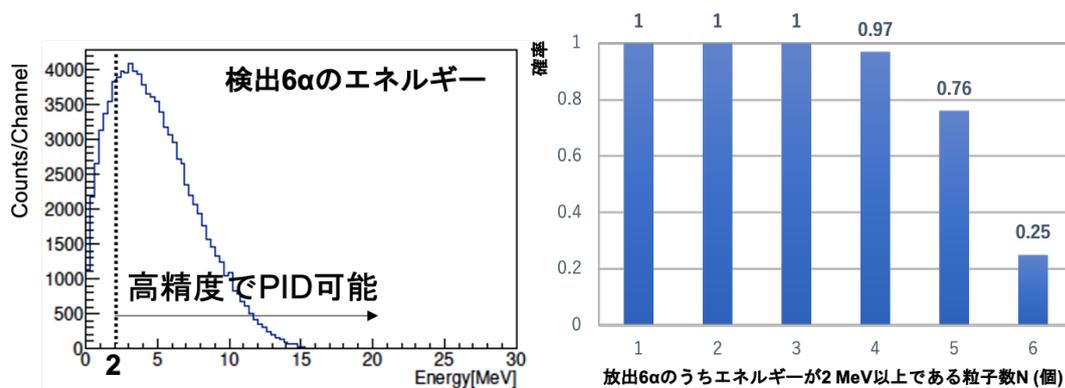


図 7.1.  $6\alpha$  凝縮状態から放出される 6 つの  $\alpha$  粒子のエネルギー分布 (左) と、そのうち  $N$  個が 2 MeV 以上である確率 (右)

## 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にご支援いただきました。この場をお借りして感謝申し上げます。大阪大学の川畑貴裕教授には、学部4年の卒業研究から現在に至るまで大変お世話になりました。実験から解析、執筆に至るまで、困っている時は親身になって事細かな助言、指導をしていただきました。本論文の執筆に際しても、お忙しい中何度も添削をしていただき、ありがとうございました。京都大学の藤川祐輝さんには、実験準備から現在に至るまで非常に多くのサポートをいただき、研究をスムーズに進めることができ、感謝しております。同グループの足立智さん、古野達也さん、村田求基さん、稲葉健斗さん、岡本慎太郎さん、辻聖也くん、氷見香奈子さんには、本研究で多くの力添えをいただきました。実験中にはさまざまな場面で助けていただきありがとうございました。同回生の伊賀友輝くん、前島大樹くんには、修士課程の2年間、研究以外の面でもたくさん助けられました。自分の考えを共有できる存在は私にとってとても大きく、楽しい2年間を過ごすことができました。本当にありがとう。また、実験準備にご協力いただいた京都大学の錢広十三准教授、土方祐斗くん、東北大学 CYRIC の伊藤正俊教授、松田洋平助教、本当にありがとうございました。最後に、これまでお世話になった全ての方々に感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] M. Oertel, M. Hempel, T. Kähn, S. Typel, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015007 (2017).
- [2] S. Typel, H. H. Wolter, G. Röpke, D. Blaschke, *Phys. Rev. C* **81** 015803 (2010).
- [3] S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, H. H. Wolter, *Eur. Phys. J. A* **50** 17 (2014).
- [4] Z. W. Zhang, L. W. Chen, *Phys. Rev. C* **100** 054304 (2019).
- [5] K. Ikeda, N. Takigawa, H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys. Suppl. E* **68** 464 (1968).
- [6] A. Tohsaki et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 192501 (2001).
- [7] T. Yamada and P. Schuck, *Eur. Phys. J. A* **26** 185-199 (2005).
- [8] T. Yamada, P. Schuck, *Phys. Rev. C* **69** 024309 (2004).
- [9] Y. Funaki, H. Horiuchi, A. Tohsaki, P. Schuck, G. Röpke, *Prog. Theor. Phys.* **108** 297-322 (2002).
- [10] M. Kamimura, *Nucl. Phys. A* **351** 456-480 (1981).
- [11] E. Uegaki, Y. Abe, S. Okabe, H. Tanaka, *Prog. Theor. Phys.* **57** 1262-1276 (1979).
- [12] R. B. Wiringa, S. C. Pieper, J. Carlson, V. R. Pandharipande, *Phys. Rev. C* **62** 014001 (2000).
- [13] Y. Funaki et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 082502 (2008).

- [14] J. A. Swartz, B. A. Brown, P. Papka, F. D. Smit, R. Neveling, E. Z. Buthelezi, S. V. Fortsch, M. Freer, Tz. Kokalova, J. P. Mira, F. Nemulodi, J. N. Orce, W. A. Richter, G. F. Steyn, *Phys. Rev. C* **91** 034317 (2015).
- [15] 藤川祐輝, "20Ne における  $\alpha$  凝縮状態の探索" 京都大学理学研究科修士論文 (2019)
- [16] W.R.Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"
- [17] Glenn E Knoll, "Radiation Detectibn and Measurement"
- [18] S. Barlinia, et al, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **600** 644-650 (2009).
- [19] CAEN, "User Manual UM6064, 725-730 DPP-ZLEplus, Digital Pulse Processing for Zero Length Encoding" (2019)
- [20] Y. Yanada, "Digital Filter Design Services", <http://dsp.jpn.org/dfdesign/fir/mado.shtml>
- [21] <https://keras.io/ja/>