

平成19年度 卒業論文

24〇非弾性散乱測定のための荷電粒子
検出器の開発

東京工業大学 理学部 物理学科 中村研究室

学籍番号 04_10407

小林 信之

平成20年4月16日

概要

近年の重イオン加速器の発展にともない、中性子過剰な不安定核を作り出し、測定できるようになってきた。不安定核では、安定原子核には見られない、さまざまな特異な性質を持つことがわかっている。その一つに、原子核の安定性を示す魔法数の破れがある。安定核ではよく成り立っていた中性子数が 20 の魔法数は、中性子過剰領域において消失することが分かってきた。さらに、陽子数が 8 の酸素同位体において、中性子数が 16 の新たな魔法数が出現することが報告された。すなわち、 ^{24}O は二重魔法数となる。しかし、その決定的な証拠はなく、励起準位の実験的研究が待たれている。

我々は、 ^{24}O の魔法数を検証すべく、その第一励起準位の探索を行う実験を 2008 年に予定している。この実験では、不変質量法と呼ばれる方法が用いられる。不変質量法では、放出される荷電粒子の同定のため、飛行時間とエネルギー損失を測定することが必要不可欠であり、このため、ホドスコープと呼ばれる荷電粒子検出器が用いられる。

本論文ではこのホドスコープの製作と開発について述べる。特に測定のために構築したデータ収集系、及びエネルギー分解能、ゲインを求めるためのテスト実験について詳述する。

目次

第1章	序	1
第2章	実験概要及び手法	4
2.1	実験概要	4
2.2	実験手法: 不変質量法	5
第3章	ホドスコープ概要	7
3.1	特徴	7
3.2	構造	7
3.3	ホドスコープ構成要素	9
第4章	ホドスコープの性能テスト	12
4.1	データ収集システム	12
4.2	エネルギー分解能	17
4.3	ゲイン	20
4.4	減衰長	23
第5章	考察	25
5.1	エネルギー分解能の評価	25
5.2	実験時の印加電圧	26
5.3	ゲイン	26
5.4	光電面で生じる光電子数	27
第6章	まとめと展望	29

目次

1.1	核図表	1
1.2	核図表 ($Z \leq 20, N \leq 24$)	2
1.3	2 中性子八口一核 ^{11}Li	3
1.4	1 中性子八口一核 ^{11}Be	3
2.1	実験のセットアップ概観	5
2.2	不変質量法	6
3.1	ホドスコープ構造	8
3.2	ライトガイド構造	9
4.1	DAQ システム	13
4.2	ADC のペDESTAL をガウシアンでフィット	15
4.3	ADC に入力される電荷とチャンネル数	16
4.4	NE102A に対するガンマ線吸収定数	17
4.5	コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布 (左図) とそのホールディング (右図)	18
4.6	フィッティングの例	19
4.7	光電子増倍管のゲイン	22
4.8	減衰長のフィッティング	24
5.1	粒子識別図のシミュレーション	25
5.2	全反射を起こさない立体角	28
5.3	全反射を起こす立体角	28

表目次

3.1	ホドスコープ構成要素	8
3.2	シンチレータ特性	9
3.3	光電子増倍管特性	10
3.4	オプティカルセメント特性	10
4.1	データ収集系構成	14
4.2	ADC のペDESTAL	14
4.6	エネルギー分解能	20
4.8	ゲインのフィッティング関数	21
5.1	実験時の印加電圧見積り	26

第1章 序

1911年、Rutherfordによって原子核が発見されて以来、その構造や性質について実験と理論の二つの側面から研究が行われてきた。理論研究の分野では、原子核の持つさまざまな性質、すなわち質量、励起準位、スピン・パリティといった性質について、実験をより再現し、さらには実験的に未測定の物理量を予測できるような理論を構築することを目標としてきた。一方、実験の分野では、理論の人々に原子核の実験データを提供し、より多くの核種の基本物理量を測定すべく研究を行ってきた。そしてこの過程において、中性子ハロー核など特異な性質を持つ原子核が発見されるに至った。

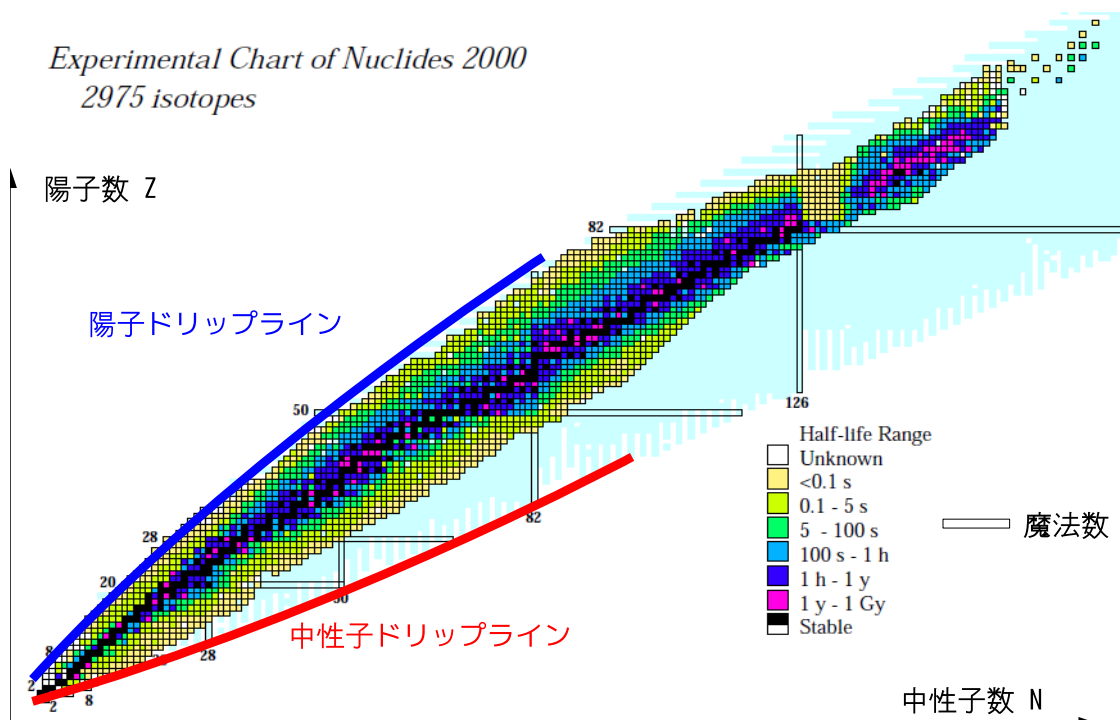


図 1.1: 縦軸に陽子数 Z 、横軸に中性子数 N を取った核図表

図 1.1 は、縦軸に陽子数、横軸に中性子数をとった核図表である。一つの四角は実験的に生成可能な原子核を表し、水色の広い領域は理論的に存在が予測されている原子核を表す。黒の四角は安定な原子核を表し、これらの安定原子核が連なる部分をベータ安定線と呼ぶ。ベータ安定線を外れ中性子数が過剰になると、あるところで原子核は束縛しなくなる。この境界を中性子ドリップラインと呼び、安定線と中性子ドリップラインに囲まれた領域を、中性子過剰領域と呼ぶ。陽子が過剰な領域でも同様に、陽子ドリップラインが存

在する。

重イオン加速器の発展とともに、中性子過剰領域の不安定核が生成可能になると、それらの不安定核は安定核と異なる振る舞いを示すことがわかってきた。これらの性質は、従来の理論では説明できないものであり、不安定核領域における新理論構築を促すきっかけとなった。不安定核の特異性として具体的な例は、中性子ハロー構造 [?], 魔法数の消失 [2] と新たな魔法数の出現 [3] などが挙げられる。中性子ハロー構造とは、図 1.2 に示すように、中性子ドリップライン近傍の原子核にしか見られない特異な構造である。コアとなる原子核の周りに、中性子が雲のように低密度で存在するような二重構造を持ち、図 1.3, 1.4 のように 2 中性子ハロー核 ^{11}Li や 1 中性子ハロー核 ^{11}Be の例が挙げられる。 ^{11}Li はコアとなる ^9Li の周りに 2 つの中性子がハローとして存在し、 ^{11}Be では、 ^{10}Be コアの周りに 1 つの中性子がハローとして存在する。

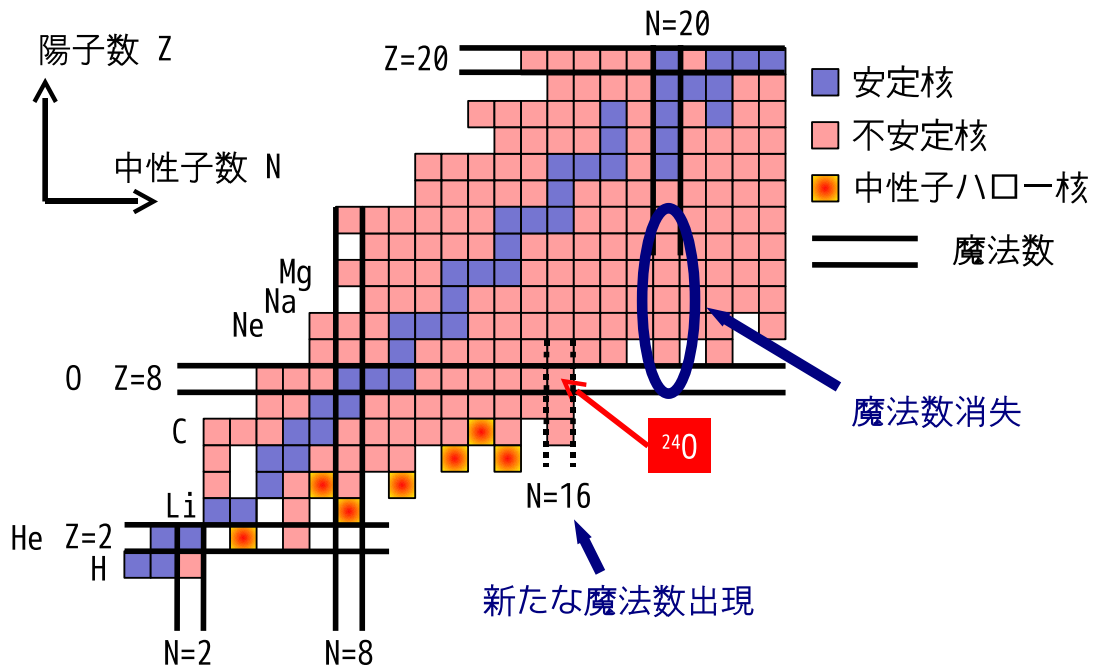


図 1.2: 縦軸に陽子数 Z 、横軸に中性子数 N を取った核図表 ($Z \leq 20, N \leq 24$)

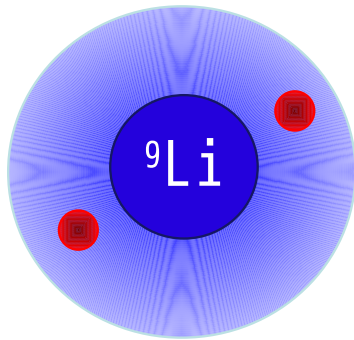


図 1.3: 2 中性子ハロー核 ^{11}Li

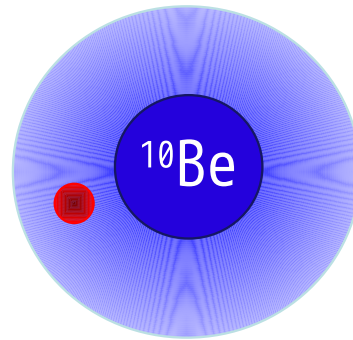


図 1.4: 1 中性子ハロー核 ^{11}Be

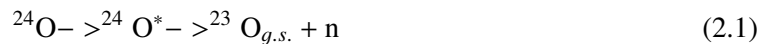
もう一つ、特異な不安定核構造として魔法数の消失や新魔法数出現が挙げられる。例えば、ベータ安定線付近で成り立っていた中性子数 $N = 20$ の魔法数は、中性子過剰領域の ^{32}Mg 付近で成り立たないことが報告された [2]。さらに、中性子ドリップライン近傍の原子核における、第一励起準位や相互作用断面積の測定、及び中性子分離エネルギーから、中性子数 $N = 16$ が新たに魔法数となることが示唆された [3]。

本研究では $N = 16$ の新魔法数が提唱されている ^{24}O について、その 2^+ 励起準位を特定する実験研究を行うが、本論文では特にその実験で使用ホドスコープ検出器の開発について述べる。ホドスコープのエネルギー分解能や、ゲインなどについての評価を行い、実験時のパラメータを最適化することを目的とする。第 1 章で実験の手法及び概要に触れたのち、第 2, 3 章でホドスコープの仕様とその性能テストについて述べる。第 4 章で性能テスト及び実験時のパラメータ最適化について考察し、第 5 章でまとめと展望を述べる。

第2章 実験概要及び手法

2.1 実験概要

我々は、「 ^{23}O 、 ^{24}O 核の非束縛準位の測定」という実験を2008年度に実施予定である。実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF で行われ、本研究で開発したホドスコープが使用される。中性子数 $N = 16$ のシェルギャップを特定することが主な目的であり、式 (2.1), (2.2) で示される反応によって放出される粒子の運動量をドリフトチェンバー、ホドスコープ、中性子検出器などを用いて測定し、運動量から不変質量法によって ^{23}O , ^{24}O 核の非束縛準位を特定する。



実験のセットアップは r364n のものをほぼ踏襲するが、二次標的上流の飛跡検出器が PPAC から NDC に、荷電粒子測定系最下流のホドスコープが本研究で開発したものに置き換えられる。概観を図 2.1 に示す。NDC は多線式ドリフトチェンバーの一種であり、NDC と PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) は共にガスの電離現象を利用した飛跡検出器である。しかし、構造や信号の読み出しに違いがあり、PPAC の位置分解能が約 $300\ \mu\text{m}$ であるのに対し、NDC の位置分解能は約 $100\ \mu\text{m}$ であると見積もられる。r364n で用いたホドスコープはシンチレータ厚が $10\ \text{mm}$ であるのに対し、新しいホドスコープはシンチレータ厚が $5\ \text{mm}$ であり荷電粒子が通過しやすく、より低いエネルギーを持つ荷電粒子のエネルギー損失を測定できる。

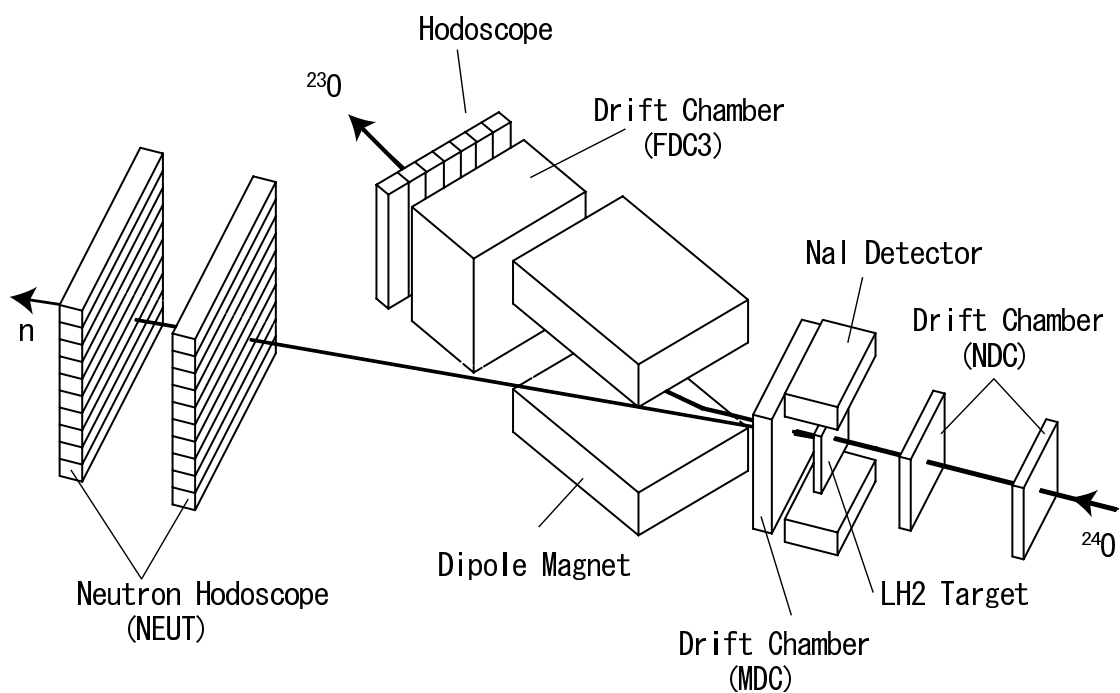


図 2.1: 実験のセットアップ概観

2.2 実験手法: 不変質量法

原子核の励起準位を特定する方法として、不変質量法がある。不変質量法は、非束縛な準位のエネルギーを測定することのできる方法の一つであり、我々が行う実験において良く使用される。不変質量法では、放出粒子の運動量の測定によって励起エネルギーを導出することができるため、入射粒子のエネルギー分解能に依存せず高いエネルギー分解能を得ることができる。

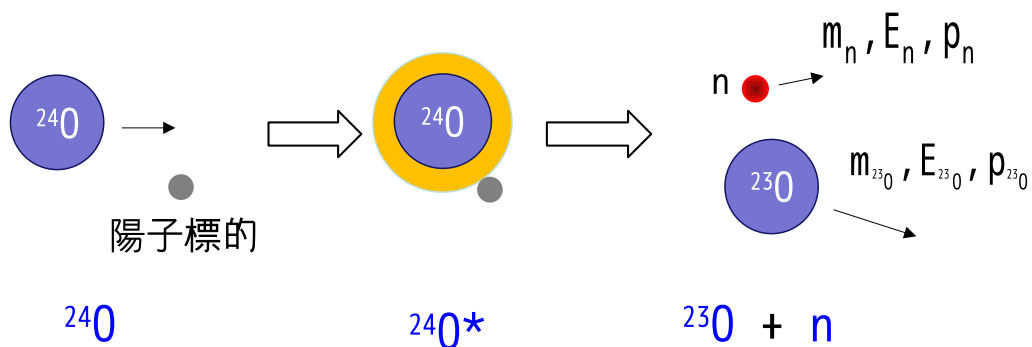


図 2.2: 不変質量法

例として、図 2.2 のように ^{24}O が陽子標的に衝突し、原子核が励起され、中性子と、 ^{23}O に分解するような反応を考える。分解後粒子の静止質量、運動量、エネルギーをそれぞれ m, p, E を用いて表すと、原子核が励起したときの質量 M は、

$$M = \sqrt{(E_{23\text{O}} + E_n)^2 - (p_{23\text{O}} + p_n)^2}$$

となる。この M を不変質量と呼び、これと分解後の粒子の静止質量を引いた値は、相対エネルギー E_{rel} と呼ばれ、以下のように表される。

$$E_{rel} = M - (m_{23\text{O}} + m_n)$$

また、 ^{24}O の中性子分離エネルギー S_n は、

$$S_n = (m_{23\text{O}} + m_n) - m_{24\text{O}}$$

となるが、これら E_{rel} と S_n から励起準位のエネルギー E_{ex} は $E_{ex} = E_{rel} + S_n$ と計算できる。よって、分解後の全粒子の運動量を測定すれば、 E_{ex} を求めることができる。以上の方法を不変質量法という。

第3章 ホドスコープ概要

本研究では、我々の実験「 ^{23}O 、 ^{24}O 核の非束縛準位の測定」で使用する荷電粒子検出器: ホドスコープを開発した。検出対象の原子核は、一核子当たり 70 MeV 程度のエネルギーを持つ ^{22}O 、 ^{23}O である。以下では、ホドスコープの特徴や構造、ホドスコープの構成要素について詳述する。

3.1 特徴

ホドスコープの時間分解能は一般に数百 psec と良く、粒子の飛行時間 (TOF) の測定にしばしば使用される。また、粒子が通過するときに落とすエネルギー、すなわちエネルギー損失 (ΔE) も測定することができる。しかし、エネルギー分解能は半導体検出器等に比べると良くなく、本研究で制作したホドスコープは 477.3 keV のエネルギーで $\Delta E(\text{FWHM})/E = 21\%$ 程度である。

3.2 構造

図 3.1 に示すように、検出器は 7 本のホドスコープから構成され、有感領域はおよそ鉛直方向 450 mm、水平方向 700 mm となる。1 本のホドスコープは、一枚のプラスチックシンチレータとその両端に接着したライトガイド、クッキー、光電子増倍管から成る。さらに、それは反射シートと遮光シートで包まれ、シンチレータ内で発生した光を反射し、外からの光を遮断している。ライトガイドは、シンチレータから出た光を集め、光電子増倍管に導く役割をしている。クッキーは、ライトガイドと、光電子増倍管の間に挿入された部品で、接着時の位置をあわせる役割と、接着部の強度を上げる役割をしている。表 3.1 に、ホドスコープの構成要素のサイズや素材などを示した。

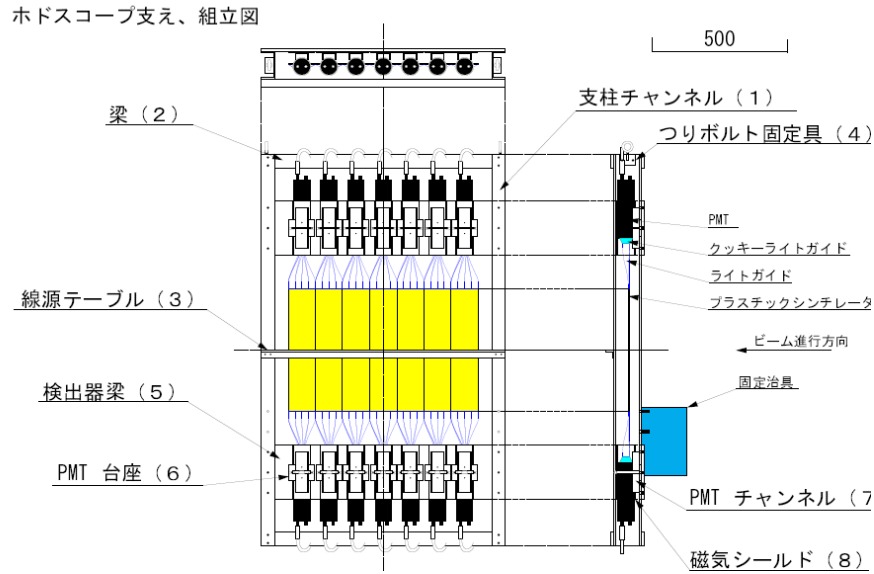


図 3.1: ホドスコープ構造

品目	型番	素材	サイズ・形状
シンチレータ	BC-400 相当	プラスチック	100 mm × 450 mm × 5 mm
ライトガイド	-	ルサイト	twisted light guide 4本のストリップで構成
クッキー	-	アクリル	最大直径: 48 mm, 高さ: 20 mm
光電子増倍管	H7195	-	光電面直径: 46 mm
オプティカルセメント	BC-600	resin, hardener	-
反射シート	-	アルミナイズドマイラー	250 mm × 900 mm × 0.10 mm
遮光シート	-	黒いビニルシート	250 mm × 900 mm × 12 μm
ホドスコープ支え	-	主にアルミ	約 900 mm × 1440 mm × 150 mm

表 3.1: ホドスコープ構成要素

3.3 ホドスコープ構成要素

シンチレータ

シンチレータには、Bicron社のプラスチックシンチレータ BC-400 相当のものを使用した。BC-400 の用途は汎用であり、さまざまな実験に使用できる。表 3.2 にその特性を示した。

最高放出波長	423 nm
減衰定数	2.4 nsec
減衰距離	250 cm
屈折率	1.581
水素/炭素比	1.103
密度	1.032 g/cm ³

表 3.2: シンチレータ特性

ライトガイド

ライトガイドは、シンチレータから出た光を集め、光電子増倍管に導く役割を担う。ライトガイドの形状は、twisted light guide と呼ばれるもので、サイズが 25 mm × 170 mm × 5 mm の 4 本のルサイトの板をねじって接着されている (図 3.2)。このような構造のため、twisted light guide の特徴は、光の入射面と出射面の面積が等しく、光の損失が少ないことが挙げられる。さらに、光がライトガイド入射面のどこに入射しても、ライトガイド中を通過する距離はほぼ一定となり、このため、時間分解能が良い。

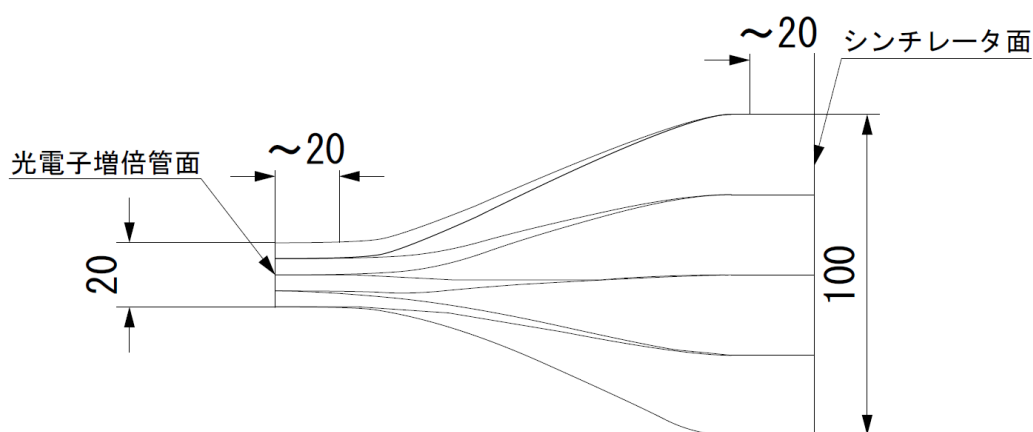


図 3.2: ライトガイド構造

クッキー

クッキーは、ライトガイドと光電子増倍管の間に挿入される。クッキーの主な役割は、接着時の位置決めをすることと、接着部の強度を上げることである。クッキーは、必ずしも必要な部品ではないが、この部品がないと、ライトガイドと光電子増倍管が直接接着されることになり、接着時には中心の位置決めが困難で、接着後も非常に不安定で折れ易くなるおそれがある。なぜなら、ライトガイドの端の面積はおよそ 25 mm × 20 mm であるが、これに対し、光電子増倍管の直径はおよそ 50 mm であり、面積にして約 4 倍の差があるためである。

光電子増倍管

光電子増倍管には浜松ホトニクス社の H7195 を使用する。表 3.3 にその特性を示した。

種類	ヘッドオン型
管径直径	60 mm
受光面サイズ直径	46 mm
最高感度波長	420 nm
光電面種類	バイアルカリ
窓材質	硼硅酸ガラス
ダイノード構造	ラインフォーカス
ダイノード段数	12
陽極-陰極間最大定格電圧	-2700 V
放射感度 Typ.	85 mA/W
-2000 V 印加時ゲイン Typ.	3.0E+06

表 3.3: 光電子増倍管特性

オプティカルセメント

オプティカルセメントは、シンチレータ、ライトガイド、光電子増倍管の間を接着する無色透明な接着剤である。Bciron 社の BC-600 を使用した。オプティカルセメントは resin と hardener を 100:28 の割合で混ぜたのち、10 分ほど真空に引き気泡をのぞいてから使用した。表 3.4 にその特性を示した。

屈折率	1.56
比重	1.18

表 3.4: オプティカルセメント特性

反射シート

シンチレータや、ライトガイドから漏れ出た光を反射させるために、アルミナイズドマイラーで覆った。有感領域部のアルミナイズドマイラーは、荷電粒子のエネルギー損失を防ぐために一重とした。

遮光シート

外部からシンチレータや光電子増倍管に光が入射しないように、黒いビニルシートで覆った。アルミナイズドマイラーと同様に、有感領域部のビニルシートは、荷電粒子のエネルギー損失を防ぐために一重とした。

第4章 ホドスコープの性能テスト

以下に述べる性能テストでは、ホドスコープのエネルギー分解能、ゲイン、減衰長について測定した。ホドスコープにおけるエネルギー損失の測定は、粒子識別を行う上で必要な情報であり、エネルギー損失のゆらぎの程度を表すエネルギー分解能は、粒子識別可能か否かを判断する重要な値である。ゲインの測定からは、実験時に印加すべき電圧が見積もられる。性能テストのために、CAMAC モジュールを用いたデータ収集システムを構築した。

4.1 データ収集システム

データ収集システムの役割は、ホドスコープから出力されるアナログ信号をデジタル信号に変換しパーソナルコンピュータ (PC) に保存することである。主に、ADC やコインシデンスといった電気信号を処理するモジュールと、データの保存場所である PC から構成される。

まず、エネルギースペクトルを取得するための回路を図 4.1 に示す。回路では、2 本のホドスコープに対し、各々の両端にある光電子増倍管 (PMT) からのアナログ信号を Dscri. でデジタル信号に変え AND を取った後、さらにその 2 つの信号の OR を取って GATE 信号としている。これはすなわち、シンチレータで発せられた光が両端の PMT に届いたとき、一定以上の光量を持つ場合にのみ GATE 信号が出力されるということを表している。また、データが PC に転送されているときには、GATE 信号の生成部分に VETO 信号が入力されてる。すなわち、ホドスコープから信号が出力されると、そのデータを処理する間は、次の信号を処理しないようになっている。表 4.1 には回路を構成する装置の名称と型番を示した。

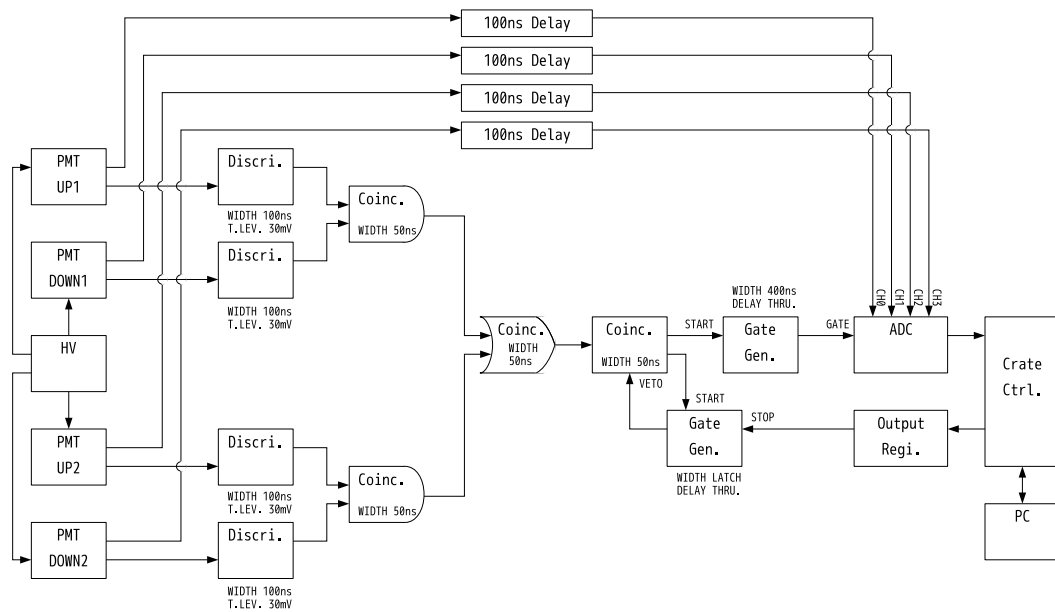


図 4.1: データ収集システム

略称	名称	型番
Discri.	ディスクリミネータ	MODEL 710 Octal Discriminator
Coinc.	コインシデンス	MODEL 754 Four Input Majority Logic Unit
HV	ハイボルテージサプライ	MODEL RPH-030 QUAD HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY
Output Regi.	アウトプットレジスタ	C-RP 202 16CH Output Register
Gate Gen.	ゲートジェネレータ	N-RY 007 2CH Gate and Delay Generator Type3
ADC	Analog to Digital Converter	C009 16CH チャージ積分型 ADC
TDC	Time to Digital Converter	KC3781A OCTAL TDC (25ps)
100ns DELAY	ディレイ回路	-
Crate Ctrl.	クレートコントローラ	TOYO CC/7700 CRATE CONTROLLER
PC	パーソナルコンピュータ	

表 4.1: データ収集系構成

ここで、ADC のキャリブレーション結果を述べる。ADC の GATE 信号にクロックからの信号を入力し、ADC のペDESTAL を測定すると、図 4.2 のようになった。この結果より、ペDESTAL は表 4.2 となる。さらに、検出器からの信号を二つに分け、一方をオシロスコープ、他方を ADC に入力し、イベントごとの電荷をオシロスコープと ADC で測定し、電荷とチャンネル数との関係を求めた。その結果は、図 4.3 のようになった。

ADC チャンネル	ペDESTAL [ch]
CH0	101
CH1	108
CH2	102
CH3	101

表 4.2: ADC のペDESTAL

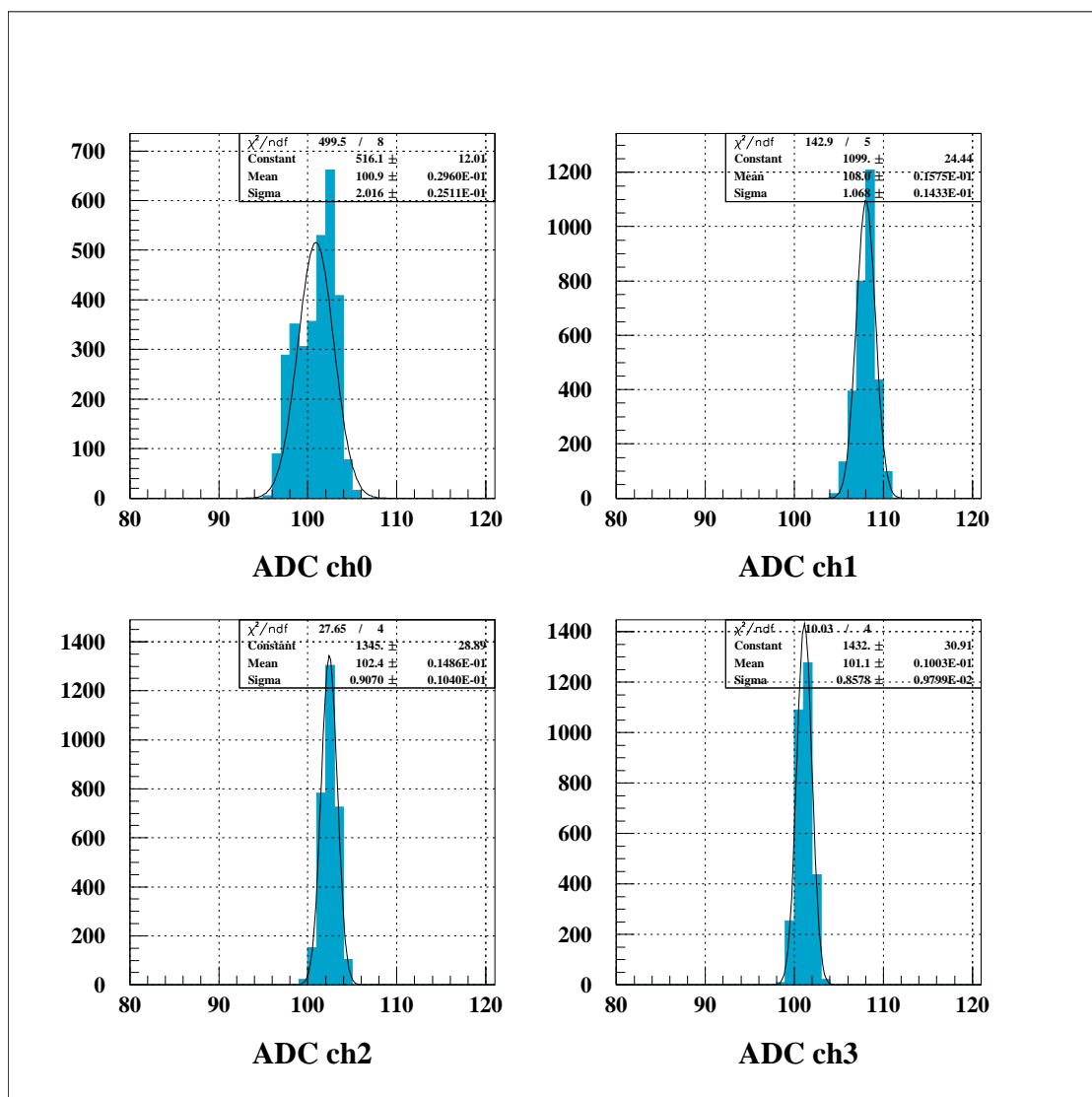


図 4.2: ADC のペDESTALをガウシアンでフィット

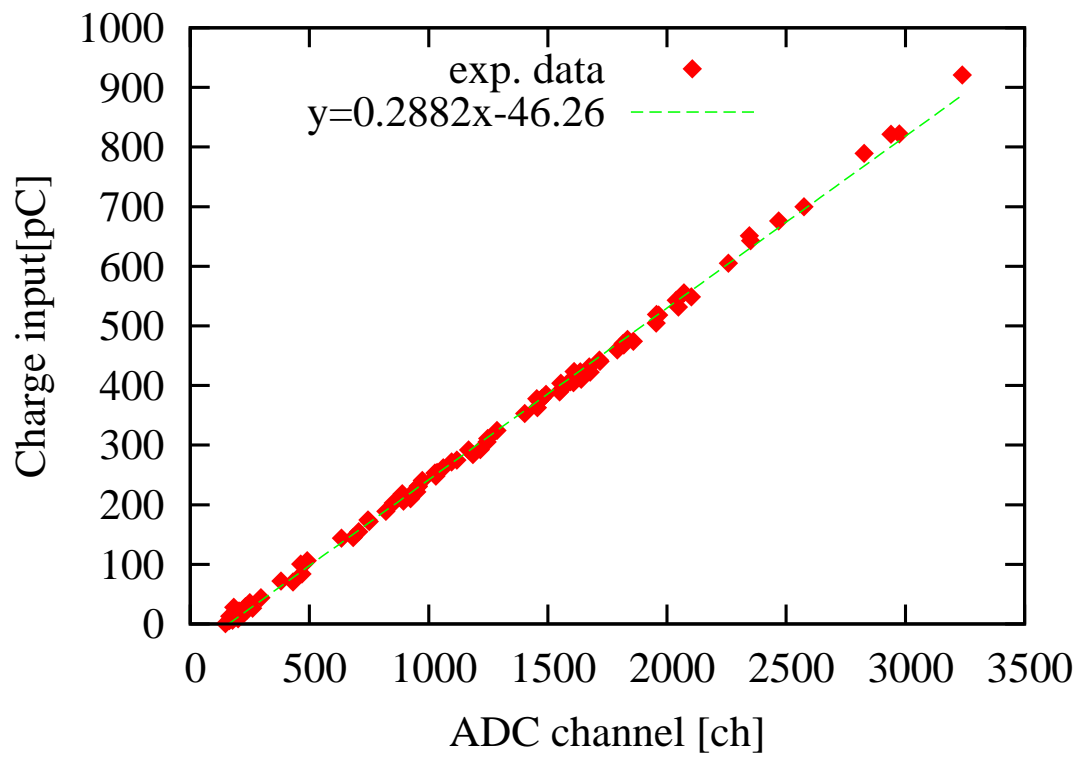


図 4.3: ADC に入力される電荷とチャンネル数の関係

4.2 エネルギー分解能

^{137}Cs ガンマ線源を用いて、図 4.1 の回路でエネルギースペクトルを取得した。図 4.4 で示すようにプラスチックシンチレータとガンマ線の相互作用は、光電効果がほとんど起こらないため、測定で得られたエネルギースペクトルには、光電ピークが見られない。そのため、光電ピークからエネルギー分解能を導出することはできない。よって、コンプトン散乱のエネルギースペクトルを理論的に計算し分解能でホールディングした関数形を用いて、エネルギースペクトルをフィッティングしホドスコープのエネルギー分解能を求めた。

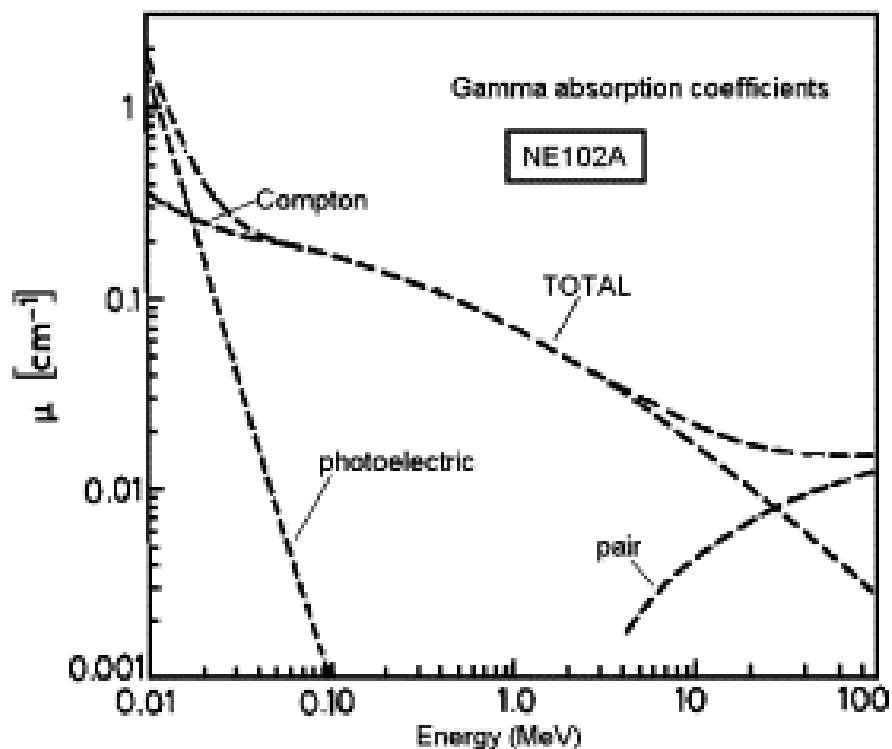


図 4.4: プラスチックシンチレータ NE102A に対するガンマ線吸収定数

コンプトン散乱のエネルギースペクトルの理論的計算は、以下の式に従い計算できる。

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right], \quad (4.1)$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2},$$

$$s = \frac{T}{h\nu}$$

ここで、

- T : 反跳電子のエネルギー
- $h\nu$: 入射するガンマ線のエネルギー
- m_e : 電子の質量
- r_e : 電子の古典半径

である。また、分解能によるホールディングにはガウス関数を使用し、以下のように計算できる。 $\frac{d\sigma}{dT} = f(T)$ とすると、

$$f_{hold}(T) = \int f(T') \text{gaussian}(T', T' - T) dT', \quad (4.2)$$

$$\text{gaussian}(T', x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(T')} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma(T')^2}\right),$$

$$\sigma(T') = a\sqrt{T'}$$

ここで、

T : 反跳電子のエネルギー
 a : 比例定数

である。これらの計算結果は、図 4.5 のようになる。

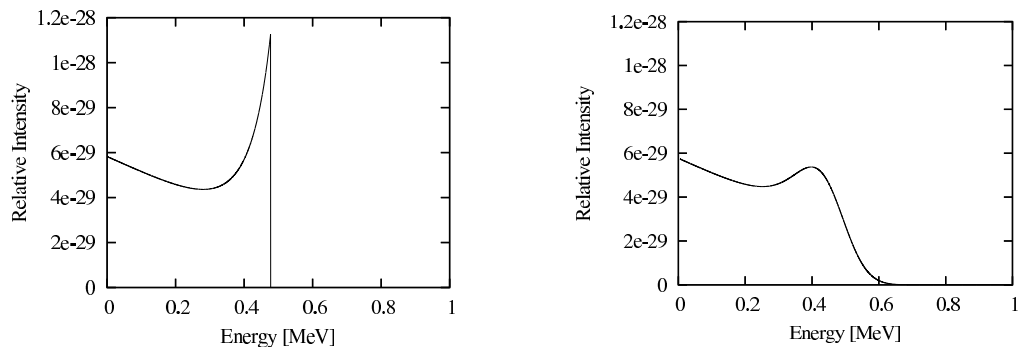


図 4.5: コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布 (左図) とそのホールディング (右図)

ただし、 ^{137}Cs 線源によるコンプトンエッジのエネルギーは以下のように計算される。 ^{137}Cs 線源の放出するガンマ線は 661.7 keV であるが、コンプトンエッジのエネルギー、すなわちガンマ線がコンプトン散乱によって反跳させる電子の最大エネルギー T_{max} は以下の式に従う。

$$T_{max} = hv \frac{1 - 2\gamma}{1 + 2\gamma}, \quad (4.3)$$

$$\gamma = \frac{hv}{m_e}$$

ここで、

T_{max} : コンプトンエッジのエネルギー = 反跳電子の最大エネルギー
 hv : 入射するガンマ線のエネルギー
 m_e : 電子の質量

である。これより、 ^{137}Cs 線源によるコンプトンエッジのエネルギーは、477.3 keV と計算される。

上記で計算したフィッティング関数を用いて、図 4.6 のように 7 本の光電子増倍管で取得したエネルギースペクトルのコンプトンエッジ付近(コンプトンエッジを中心としておよそ $-2\sigma \sim 2\sigma$ の区間を最小自乗フィットすると、エネルギー分解能は表 4.6 のように求まった。これは、 $E = 477.3\text{keV}$ のエネルギーにおけるエネルギー分解能を示している。この結果から、光電子増倍管の $\Delta E(1\sigma)$ の平均は 42 keV、 $\Delta E(\text{FWHM})/E$ の平均は 21 % となる。

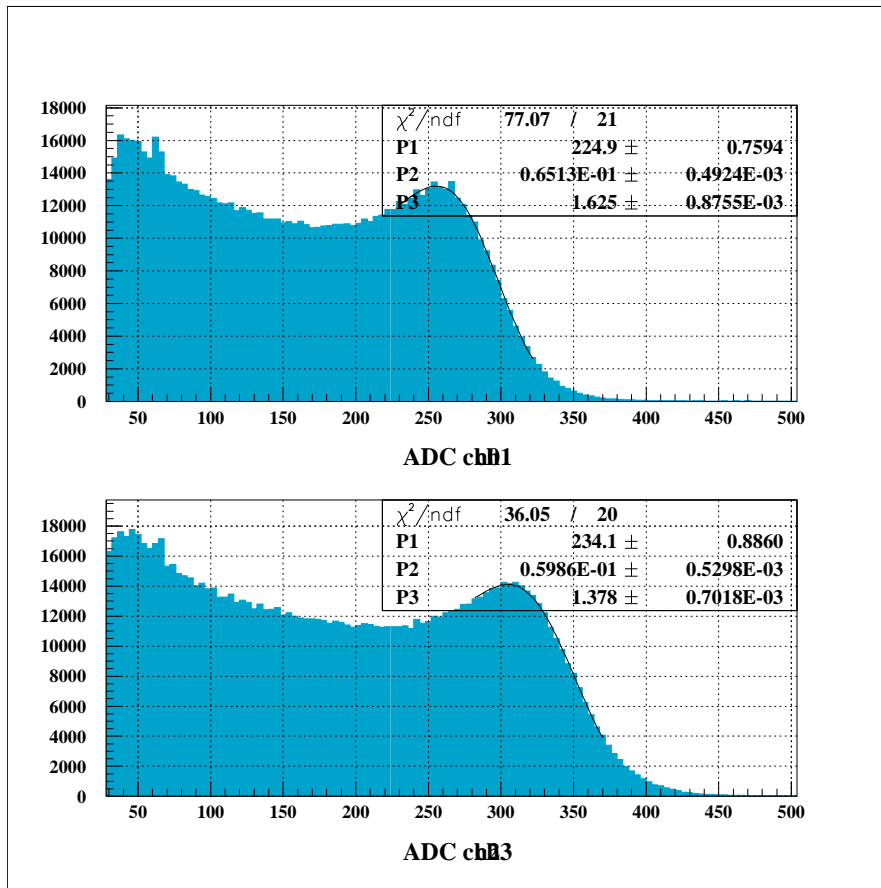


図 4.6: フィッティングの例。光電子増倍管に-2000 V を印加し、1 分程度測定。

ホドスコープ	$\Delta E(\sigma\text{値})$ [keV]	$\Delta E(\text{FWHM})/E$ [%]
hodo1	44.8	22.1
hodo2	41.8	20.6
hodo3	41.6	20.5
hodo4	39.3	19.4
hodo5	39.5	19.5
hodo6	41.7	20.6
hodo7	42.9	21.1

表 4.6: エネルギー分解能

4.3 ゲイン

エネルギー分解能の測定と同じセットアップにてゲインの導出のための測定を行った。ここでいうゲインとは、シンチレータ中でガンマ線が反跳させた電子のエネルギーと、それによって放出された光が光電子増倍管に届き、出力される信号の電荷量の比である。ゲインは光電子増倍管に印加する電圧に大きく左右され、式 (4.4) のような関係がある。

$$y = ax^b \quad (4.4)$$

ここで、

- y : ゲイン
- x : 光電子増倍管の印加電圧
- a, b : 定数

である。

ゲインの導出は具体的に以下のように行った。まず、光電子増倍管に印加する電圧を-1600 V から-2500 V に変化させ、エネルギースペクトルを測定した。それらをエネルギー分解能導出のときと同様に理論値でフィッティングし、そこからコンプトンエッジの電荷量を求めた。そして、印加電圧とコンプトンエッジの電荷量の関係をプロットし、式 4.4 によって最小自乗フィットした。

光電子増倍管からの信号の電荷量と印加電圧の関係を表すグラフ、及びそのフィッティングを図 4.7 に示す。また、フィッティングで使った関数を表 4.8 に示す。表 4.8 より、光電子増倍管のゲインは平均で印加電圧の 8.1 乗に比例することがわかった。

hodo1	$y = 7.36 \times 10^{-26} x^{8.20}$
hodo2	$y = 1.44 \times 10^{-25} x^{8.12}$
hodo3	$y = 7.53 \times 10^{-26} x^{8.20}$
hodo4	$y = 1.19 \times 10^{-25} x^{8.11}$
hodo5	$y = 3.17 \times 10^{-26} x^{8.29}$
hodo6	$y = 8.29 \times 10^{-26} x^{8.18}$
hodo7	$y = 1.06 \times 10^{-24} x^{7.93}$

表 4.8: ゲインのフィッティング関数

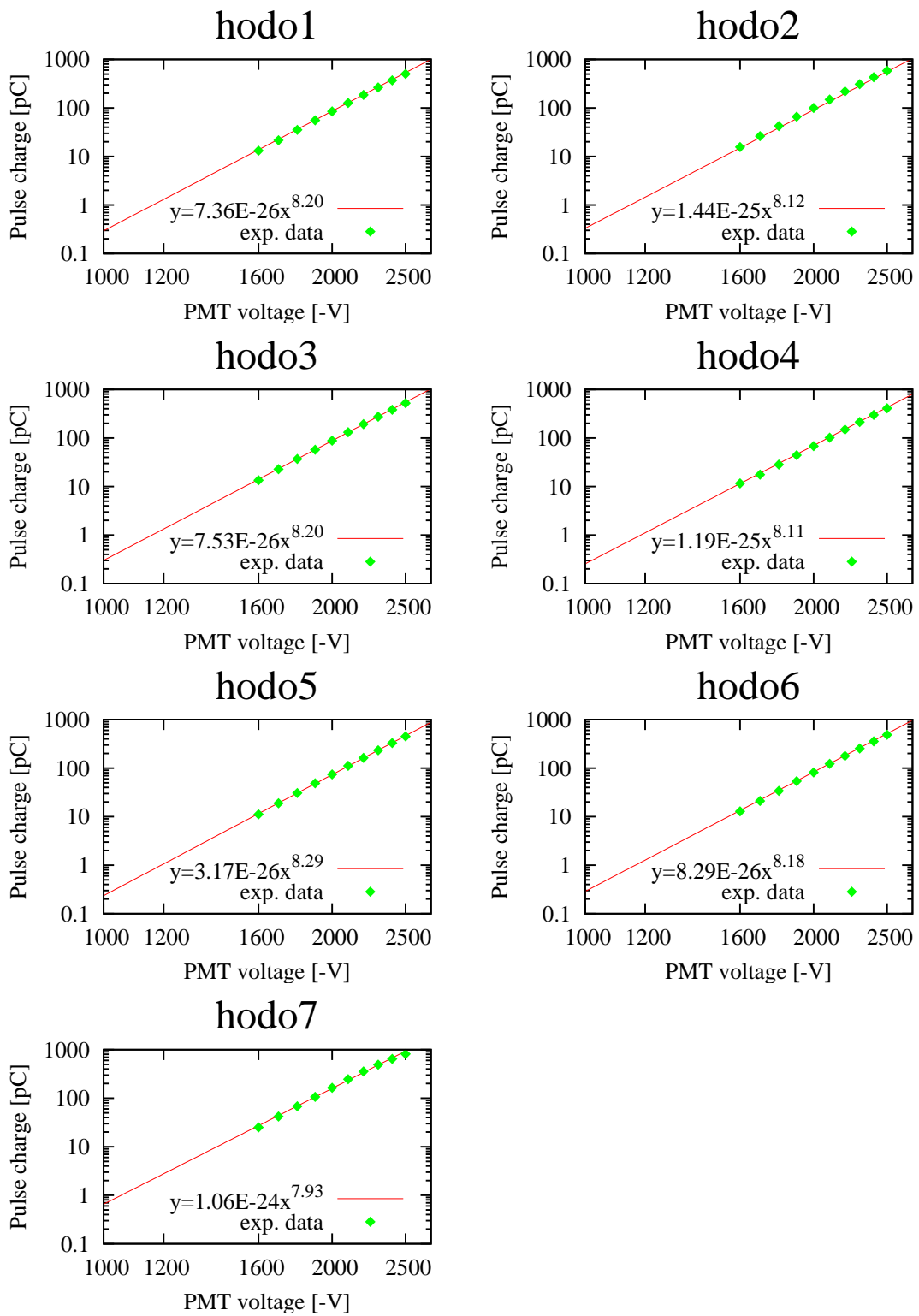


図 4.7: 光電子増倍管のゲイン

4.4 減衰長

^{137}Cs 線源からのガンマ線を位置を変えてホドスコープに照射し、図 4.1 の回路でデータを取得した。ここから、シンチレータの減衰長を導出した。減衰長とは、シンチレータ中のあるところで放出された光が $1/e$ に減衰するまでの距離であり、光量は位置の関数として、以下のように近似できる。

減衰長の導出は具体的に以下のように行った。まず、ガンマ線源の位置をシンチレータの端から 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 cm と変えて、エネルギースペクトルを取得した。それぞれのエネルギースペクトルをエネルギー分解能を求めたときと同様に、理論値でフィッティングし、コンプトンエッジの ADC チャンネル数を求めた。ガンマ線源の位置と、コンプトンエッジの ADC チャンネル数の関係をプロットし、式 (4.5) で最小自乗フィットし、減衰長を求めた。

$$L = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.5)$$

ここで、

x : 線源の位置

λ : 減衰長

である。

光電子増倍管 RD2413 に対して測定を行い、図 4.8 のような結果を得た。フィッティングの結果から、減衰長は 65 cm となった。一般には、1, 2 m 程度であるが、それよりも小さい値となった。実験時のスレッシュホルドレベル設定などにおいて注意が必要であると考えられる。

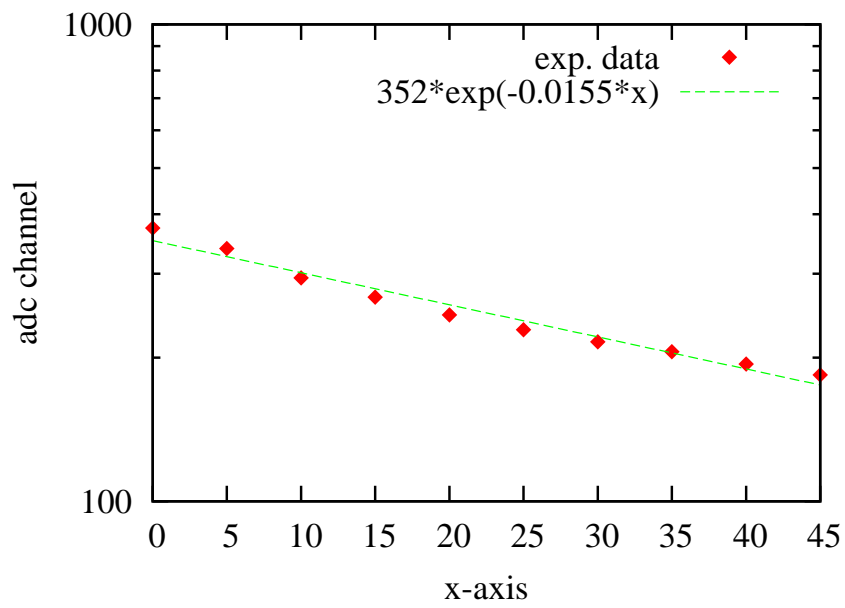


図 4.8: 減衰長のフィッティング

第5章 考察

5.1 エネルギー分解能の評価

本研究で製作したホドスコープが粒子識別に必要なエネルギー分解能を有するかを評価する。計算コード `enew` を用いて、シンチレータにおける 70 MeV/u の ^{23}O のエネルギー損失を計算すると、 324 MeV となる。エネルギー損失は *bethe-bloch* の式より Z^2 に比例するが、エネルギー損失によって生じる光はおよそ $Z^{1.3}$ に比例する。よって、核子当たり 70 MeV の ^{23}O によって生じる光は、 $324 \text{ MeV} \times Z^{1.3}/Z^2 = 75.5 \text{ MeVee}$ 相当の光量となる。これは、ゲインの測定時に用いた ^{137}Cs 線源のガンマ線による反跳電子の最大エネルギー 477.3 keV の 158 倍となる。 477.3 keVee のときエネルギー分解能 $\Delta E(\text{FWHM})/E$ は 21% であるから、 75.5 MeVee のときのエネルギー分解能 $\Delta E(\text{FWHM})/E$ は $21\% / \sqrt{158} = 1.7\%$ となる。すなわち、 $E = 75.5 \text{ MeVee}$ において $\Delta E(1\sigma) = 0.54 \text{ MeVee}$ となる。

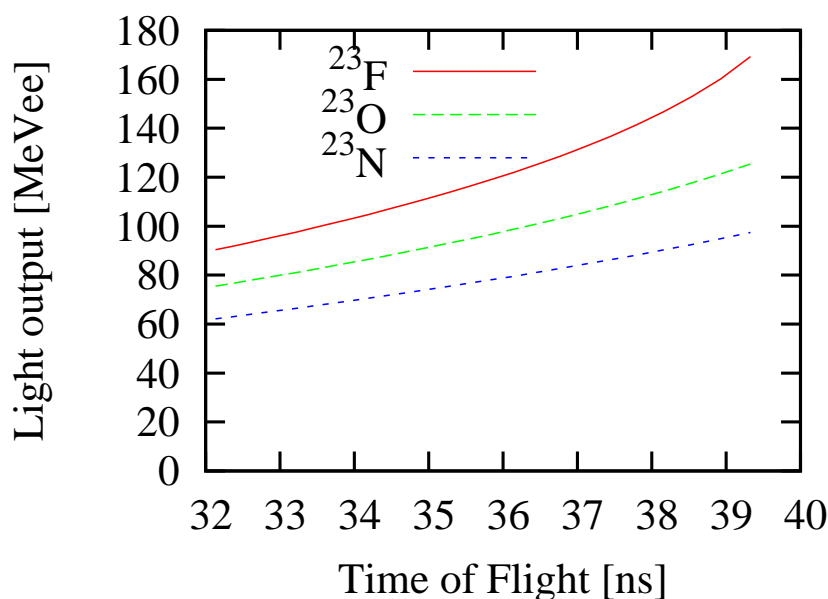


図 5.1: 粒子識別図のシミュレーション

一方、ホドスコープで識別したい粒子は質量数 A が等しく、陽子数 Z が異なるような粒子である。よって、 ^{23}N 、 ^{23}F と ^{23}O の識別について考える。図 5.1 は横軸を粒子の TOF、縦軸をシンチレータ中での発光量とした粒子識別図のシミュレーション結果である。核子当たり 70 MeV の ^{23}N 、 ^{23}F によって生じる光はそれぞれ 90.3 MeVee 、 62.1 MeVee であるから、 ^{23}O との光量の差は、 15 MeVee 、 13 MeVee となる。エネルギー分解能 $\Delta E(1\sigma)$ は

0.54 MeVee であるから、 ^{23}N と ^{23}O は 28σ で、 ^{23}F と ^{23}O は 24σ で分離可能である。よって、本研究で製作したホドスコープは粒子識別に必要なエネルギー分解能を有すると考えられる。

5.2 実験時の印加電圧

ゲインの測定から、ホドスコープを実験で使用するとき印加すべき電圧が見積もられる。ここでは、核子当たり 70MeV の ^{23}O が入射したときに、100 pC 程度のパルス信号を出力するように印加電圧を決定する。シンチレータにおける 70 MeV/u の ^{23}O のエネルギー損失を計算すると、324 MeV となる。エネルギー損失は bethe-bloch の式より Z^2 に比例するが、エネルギー損失によって生じる光はおおよそ $Z^{1.3}$ に比例する。よって、核子当たり 70 MeV の ^{23}O によって生じる光は、 $324\text{MeV} \times Z^{1.3}/Z^2 = 75.5 \text{ MeVee}$ 相当の光量となる。これは、ゲインの測定時に用いた ^{137}Cs 線源のガンマ線による反跳電子の最大エネルギー 477.3 keV の 158 倍となる。 ^{23}O の入射によって 100 pC の信号を出力するには、 ^{137}Cs 線源を用いたとき $100 \text{ pC}/158 = 0.632 \text{ pC}$ 程度の信号を出力するような印加電圧にすれば良い。よって、表 4.8 を用いて、印加電圧を見積もると表 5.1 となる。

hodo1	-1098 V
hodo2	-1083 V
hodo3	-1095 V
hodo4	-1119 V
hodo5	-1127 V
hodo6	-1101 V
hodo7	-995.8 V

表 5.1: 実験時の印加電圧見積り

5.3 ゲイン

ゲインの電圧依存性について考える。浜松ホトニクスのカatalogより、光電子増倍管のゲイン μ は、以下のように書ける。

$$\mu = K \cdot V^{\alpha n} \quad (5.1)$$

ここで、

- μ : 光電子増倍管のゲイン
- K : 定数
- V : 印加電圧
- α : ダイノードの形・材質に依存し、0.7~0.8 の値になる
- n : ダイノードの段数

である。

性能テストの結果より、光電子増倍管のゲインは印加電圧の約 8.1 乗に比例することがわかった。すなわち、 $\alpha n = 8.1$ となる。光電子増倍管のダイノード段数 n は 12 であるから、 $\alpha = 0.68$ となり、カタログ値 0.7~0.8 に近い値となった。

5.4 光電面で生じる光電子数

光電子増倍管の光電面で生じる光電子数 N について考察する。シンチレータ内で ^{137}Cs ガンマ線によって反跳される電子の最大エネルギーは 477.3 keV となる。しかし、このエネルギーを検出器で測定した場合、その測定値には $E = 477.3$ keV を中心とした ΔE のゆらぎが生じる。 ΔE の主な原因は、光電子増倍管の光電面で生じる光電子数 N の統計誤差 $\Delta N = \sqrt{N}$ である。これより、エネルギー分解能は式 (5.2) のようになる。実験から測定される $E = 477.3$ keV での分解能は $\frac{\Delta E(1\sigma)}{E} = 6.3\%$ であるから、式 (5.2) より、 $N = 2.5 \times 10^2$ と見積もられる。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} \quad (5.2)$$

一方、 N の値は式 () のように表される。一般に $E_0 = 100$ eV であり、 $E = 477.3$ keV のとき、 $\frac{E}{E_0} = 4773$ となる。また、浜松ホトニクスカタログより、 $\epsilon_{QE} = 25\%$ と計算される。よって、 ϵ_t を見積もれば N が計算される。

$$N = \frac{E}{E_0} \epsilon_t \epsilon_{QE} \quad (5.3)$$

ここで、

- E : 反跳電子のエネルギー
- E_0 : シンチレータが光子を 1 つ放出するのに必要なエネルギー
- $\frac{E}{E_0}$: 反跳電子によって生じる光子の数
- ϵ_t : 光子が光電面に到達する確率 = 光の伝送効率
- ϵ_{QE} : 量子効率 = 光子が光電面で光電効果を起こし、光電子を放出する確率

である。

ここで、光の伝送効率 ϵ_t を直接計算することを考える。まず、プラスチックシンチレータ内で放出された光のうち、プラスチックの側面で全反射する光の割合 ϵ_c は、以下のように表される。

$$\epsilon_c = 1 - \frac{1}{4\pi} \cdot 4 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_c} d\theta \sin\theta \quad (5.4)$$

ここで、

θ_c : シンチレータの臨界角

である。 $\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_c} d\theta \sin\theta$ は、図 5.2 のような立体角である。また、 ϵ_c は、全立体角に対

する、図 5.3 の図形を見込む立体角の割合を表す。ただし、図 5.3 の x 軸正方向と負方向に光電子増倍管が存在する。

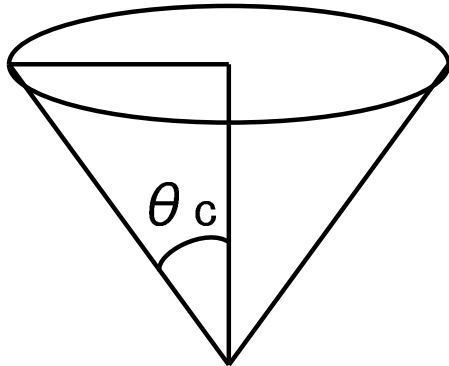


図 5.2: 全反射を起こさない立体角

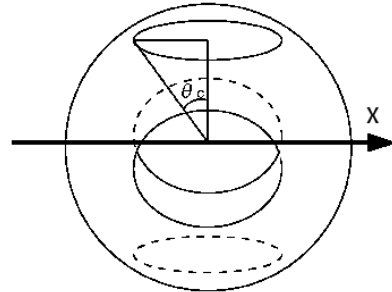


図 5.3: 全反射を起こす立体角

シンチレータの臨界角 θ_c は、 $\sin\theta_c = \text{空気の屈折率}/\text{シンチレータの屈折率}$ の関係式を満たすので、空気の屈折率=1, シンチレータの屈折率=1.581 として計算すると、 $\theta_c = 39.2^\circ$ となる。これより、 $\epsilon_c = 54.9\%$ と計算される。

プラスチックの側面で全反射しない光は光電子増倍管に到達せず、かつライトガイドでの光の損失はないと仮定し、さらに光の減衰を考慮すると、 ϵ_t は、式 (5.5) のように表される。これを計算すると、 $\epsilon_t = 31\%$ となる。これより、光電子数 N を計算すると $N = 3.6 \times 10^2$ となる。

$$\epsilon_t = \frac{1}{4\pi} \int_D d\phi d\theta e^{-\frac{l}{\lambda \cos\theta}} \sin\theta \quad (5.5)$$

ここで、

- l : シンチレータの端から、光が放出された地点の距離
- λ : シンチレータの減衰長
- D : 図 5.3 の図形を見込む角度
- θ : 図 5.3 の x 軸からの角度

である。

さらに、光電子増倍管のゲインの値から光電子数 N の値を計算する。光電子増倍管に -2000 V を印加したときの出力信号の電荷の平均は 384 pC であり、電子の数は 2.4×10^9 個である。カタログでは、-2000 V を印加したときのゲインは 3.0×10^6 である。これより、 $N = 8.0 \times 10^2$ となる。

以上より、光子の伝送効率から計算した光電子数 $N = 3.6 \times 10^2$ や、カタログ値のゲインから計算した光電子数 $N = 8.0 \times 10^2$ に比べ、式 (5.3) で計算した光電子数 $N = 2.5 \times 10^2$ は 3 分の 2 またはそれ以下となる。実際の光電子数が $N = 2.5 \times 10^2$ よりも多かった仮定とすると、 N の統計的なゆらぎ以外の要因でエネルギー分解能が悪くなったと考えられる。

第6章 まとめと展望

本研究では、荷電粒子検出器であるホドスコープを製作しその性能テストを行った。ホドスコープはシンチレータ厚が 5 mm と薄く、低いエネルギーの荷電粒子でもエネルギー損失を測定できるという特徴を持つ。7本のホドスコープから構成され、有感領域は 450 mm × 700 mm である。

性能テストでは、データ収集システムを構築したのち、エネルギー分解能や光電子増倍管のゲインの測定を行った。その結果、エネルギー分解能 $\Delta E(\text{FWHM})/E$ は 1.7 % となった。ゲインからは、実験における印加電圧が -1100 V 程度と見積もられた。

今後の課題として、高精度な性能テストや時間分解能の測定があげられる。ドリフトチェンバーを用いて宇宙線の飛跡をとらえ、シンチレータに入射する位置を測定すれば、正確な時間分解能の測定ができる。さらに高エネルギーの粒子に対するエネルギー分解能の測定も宇宙線を用いて可能となる。

参考文献

- [1] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
- [2] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. B **346**, 9 (1995).
- [3] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5492 (2000).

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方のご協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司準教授には、問題提起や解析の方法など、様々なことについてご指導頂き、物理的思考の基礎をご教授頂きました。助教の佐藤義輝氏には、解析や、実験装置について分からないことがある度に助言をして頂きました。南日卓氏、島村智之氏、中山佳晃氏の先輩方には、計算機の使い方など身近なことから教えていただきました。同じ4年生の田中佳奈氏には、物理についての初歩的な議論につき合っていただきました。旭研究室のみなさまには、昼食に誘っていただいたりと、お世話になりました。

心より深く感謝致します。