

2010 年度

学士論文

# 不安定核ビーム反応実験のための 高精細中性子検出器の開発

田中 隆己

学籍番号 07B16980

指導教官 中村 隆司

東京工業大学 理学部 物理学科

平成 23 年 2 月 24 日

## 概要

超重水素 (質量数 3 を超える非束縛水素同位体) は生成可能な原子核の中で最も中性子数/陽子数比の大きな原子核であり、安定核にはない特有の構造を持つと考えられ注目されている。本研究で進める  ${}^5\text{H}$  の研究は、近年急速に進展している Ab-Initio(第一原理) 計算の検証や、三体力の解明、四中性子相関の探求など、原子核物理学の基礎理論を発展させる重要な物理を含んでいる。しかし、 ${}^5\text{H}$  の質量測定実験は非束縛原子核であるために困難で、従来行われた複数の実験結果は互いに矛盾しており準位が確定していない状況にある。一方、 ${}^5\text{H}$  はもとより、原子核の構造理論の確立のために不可欠な多数の非束縛原子核が未だ全て調べられておらず、そのような核の質量測定の手法の確立が求められている。

本研究では非束縛原子核の質量測定実験で用いる装置のうち、測定精度のボトルネックとなっている中性子検出器の改良を主眼とし、従来よりも微細モジュール化した中性子検出器を開発している。その第一段階として幾種かのプロトタイプモジュールを作製し、それらについて中性子検出器の基本性能である時間分解能、及び減衰長を測定し比較する。また、シミュレーションにより新型中性子検出器の質量分解能を評価する。その結果、プロトタイプモジュールの時間分解能と減衰長の値、及び時間分解能の系統性が得られ、モジュールの微細化のための基礎データが得られた。さらに、新型中性子検出器の質量分解能は従来の中性子検出器の 4 倍程度まで改善することが分かった。

# 目次

第 1 章	序	1
1.1	背景・目的	1
1.2	中性子過剰核の準位測定	2
1.3	実験施設	6
第 2 章	中性子検出器の概要	10
2.1	プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器の構造	10
2.2	中性子検出原理	11
2.3	新型中性子検出器の概要	14
第 3 章	性能評価 – 実験	17
3.1	実験装置	17
3.2	実験原理	20
3.3	実験セットアップ	23
3.4	調整・補正・較正	24
3.5	解析・結果・議論	29
3.6	減衰長の形状依存性	36
第 4 章	性能評価 – シミュレーション	39
4.1	DEMONS によるシミュレーション	39
4.2	相対エネルギーの再構成	44
第 5 章	結論・今後の展望	46
Appendix		48
A.1	スルー補正	48
A.2	アテネーションの式の導出	49
A.3	効率の概算	51
参考文献		52

# 図目次

1.1.1	核図表	1
1.1.2	$^5\text{H}$ の模式図	1
1.1.3	$^5\text{H}$ の質量スペクトル	2
1.1.4	$^{10}\text{Li}$ の相対エネルギースペクトルの質量分解能による違い	3
1.2.1	中性子過剰核の相対的な準位の模式図	3
1.2.2	不安定核反応の模式図	4
1.2.3	質量と相対エネルギー、及び励起エネルギーの関係	5
1.3.1	RIBF の概観	6
1.3.2	加速器の模式図	7
1.3.3	RIBF の加速能力	7
1.3.4	SAMURAI セットアップの概観	8
1.3.5	中性子検出器 NEBULA の写真	9
2.1.1	中性子検出器の概観	10
2.2.1	中性子と炭素または水素との反応断面積	11
2.2.2	プラスチックシンチレータに落としたエネルギーに対する相対発光量	12
2.2.3	中性子の運動量の決定方法	13
2.2.4	粒子選別の模式図	14
2.3.1	新型中性子検出器の概観	15
3.1.1	実験装置の概観	17
3.1.2	信号処理回路の回路図	19
3.2.1	Trigger を使う場合のジオメトリ	20
3.2.2	二本の NEUT を使う場合のジオメトリ	21
3.2.3	宇宙線の飛行時間のスペクトルとその fold 結果	22
3.4.1	HV と gain の関係	25
3.4.2	slew 補正の例	27
3.4.3	スルー補正後の飛行時間のエネルギー依存性	28
3.4.4	5x5 における位置較正の結果	28
3.5.1	20x20:20x20 におけるエネルギー gate の例	30
3.5.2	上下の NEUT それぞれのエネルギー相乗平均の相関	30
3.5.3	低エネルギー相関に gate をかけたときの飛行時間	31
3.5.4	飛行時間の位置依存性	32
3.5.5	時間分解能の位置依存性	33

3.5.6	20x20 の ch5 のシグナルのアテネーションの様子 . . . . .	34
3.5.7	20x20 の場合の減衰曲線の peak の fit 結果 . . . . .	34
3.5.8	時間分解能の光電子数依存性 . . . . .	36
3.6.1	それぞれの形状についての式 (A.2.11) による fitting 結果 . . . . .	37
4.1.1	DEMONS におけるジオメトリの設定の概観 . . . . .	40
4.1.2	中性子と陽子の散乱における陽子の散乱角度分布 . . . . .	41
4.1.3	陽子のエネルギーロスと飛程 . . . . .	41
4.1.4	反跳陽子のエネルギーに対するプラスチックシンチレータ通過枚数とその割合 . . . . .	42
4.1.5	プラスチックシンチレータの総厚を変化させたときの検出効率 . . . . .	42
4.1.6	厚みが一定 (100cm) のときの検出効率 . . . . .	43
4.1.7	40x20 を仮定した場合の運動量分布の計算結果 . . . . .	43
4.2.1	$^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ , $E_{rel} = 1.0 \text{ MeV}$ 、自然幅はゼロと仮定したときの相対エネルギー分布 . . . . .	44
6.2.1	シンチレータの反射を解析的に解くため座標設定 . . . . .	49
6.2.2	反射率を考慮したときの減衰曲線 . . . . .	51

# 表目次

1.3.1	NEBULA の仕様 . . . . .	9
2.3.1	$^5\text{H}$ の基底状態を決定するための新型中性子検出器の目標性能 . . . . .	15
3.1.1	プラスチックシンチレータの仕様 . . . . .	18
3.1.2	PMT(光電子増倍管) の仕様 . . . . .	18
3.3.1	実験を行ったモジュールの組み合わせ . . . . .	23
3.3.2	Trigger を用いた測定における HV とスレッシュホールドの値 . . . . .	24
3.3.3	二本の NEUT を用いた測定における HV とスレッシュホールドの値 . . . . .	24
3.4.1	HV と gain の関係 . . . . .	25
3.4.2	HV と gain の関係を $\text{gain} \propto \text{HV}^k$ により近似したときの乗数 $k$ の値 . . . . .	26
3.4.3	SOLDIRAs により求めた宇宙線のエネルギーロスの peak の値 . . . . .	26
3.4.4	TDC のチャンネルと時間間隔の較正結果 . . . . .	26
3.4.5	左右の測定時間差と位置の較正 . . . . .	29
3.5.1	Trigger を用いた場合と二本の NEUT を用いた場合の $40 \times 20$ の時間分解能 . . . . .	31
3.5.2	プラスチックシンチレータの中心における時間分解能の測定結果 . . . . .	33
3.5.3	有効な減衰長とプラスチックシンチレータの両端間での減衰の測定結果。 . . . .	34
3.5.4	各モジュールで生じる光電子数 . . . . .	35
3.5.5	各 NEUT についての時間分解能のエネルギー依存性 . . . . .	35
3.5.6	PMT の T.T.S 由来の時間分解能 . . . . .	36
3.6.1	アテネーションの fitting 結果 . . . . .	37
4.1.1	DEMONS で設定したシミュレーション条件 . . . . .	39
4.1.2	250MeV の中性子を入射したときの一本の NEUT により検出する場合の運動量分解能 . . . . .	44
4.2.1	相対エネルギー分解能の計算結果 . . . . .	45

# 第 1 章

## 序

### 1.1 背景・目的

超重水素 (質量数 3 を超える非束縛水素同位体) は生成可能な原子核の中で最も中性子数/陽子数比の大きな原子核であり、安定核にはない特有の構造を持つと考えられ注目されている。本研究で進める  ${}^5\text{H}$  の研究は、近年急速に進展している Ab-Initio(第一原理) 計算の検証や、三体力の解明、四中中性子相関の探求など、原子核物理学の基礎理論を発展させる重要な物理を含んでいる。図 1.1.1 に示すように、 ${}^5\text{H}$  は中性子ドリップラインを超える領域に位置する非束縛原子核である。一方、図 1.1.2 の様に  ${}^5\text{H}$  は t(三重水素) を核とし、二つの中性子が t を中心とする軌道を描く共鳴状態

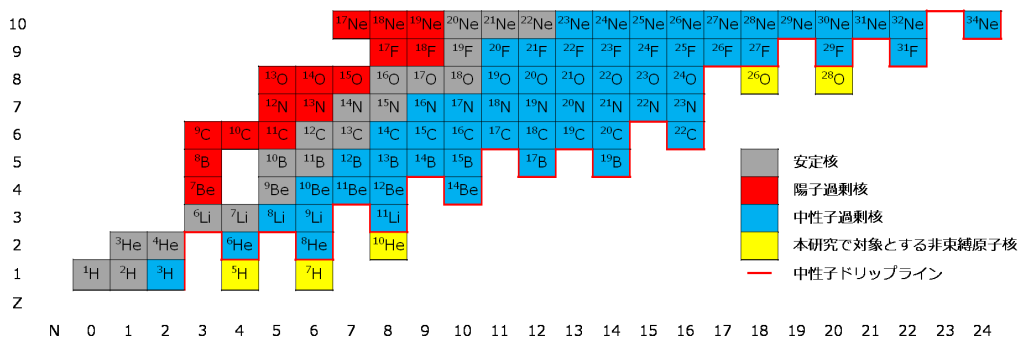


図 1.1.1 核図表。 ${}^5\text{H}$  はドリップラインを超える領域に位置する非束縛原子核である。

を持つ可能性がある。さらに、 $t+n+n$  間の三体力や四中中性子相関が存在すれば核力から説明される準位よりも安定に

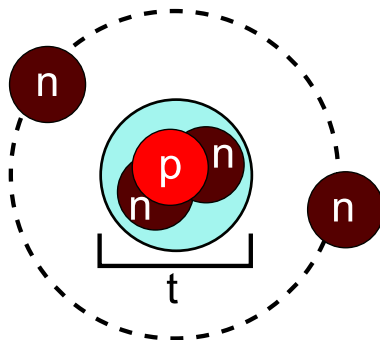


図 1.1.2  ${}^5\text{H}$  の模式図。 ${}^5\text{H}$  の共鳴状態は  $t+n+n$  や  $p+4n$  と見ることができ、三体力や四中中性子相関の理解につながる。

なると考えられる。また、安定核から中性子星まで全ての核子多体系を説明する統一的な構造理論の確立のためには、 ${}^5\text{H}$  はもとより、多数の非束縛原子核 ( $4\text{n}$ ,  ${}^7\text{H}$ ,  ${}^{10}\text{He}$ ,  ${}^{28}\text{O}$  など) を調べる必要がある。

しかし、 ${}^5\text{H}$  の質量測定実験は非束縛原子核であるために困難で、Ter-Akopian らや Meister らによる質量測定の実験報告 [1], [2] は互いに矛盾しており (図 1.1.3(a)(b)) 準位が確定していない状況にある。実験のエネルギー分解能は

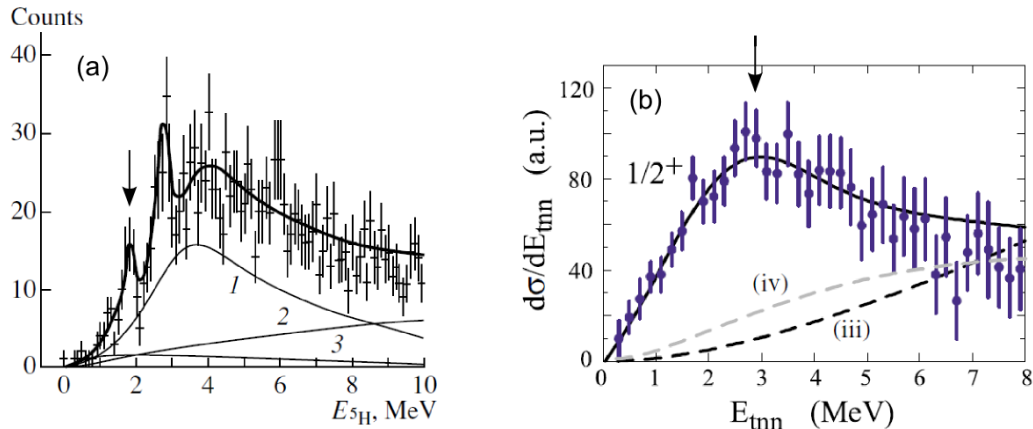


図 1.1.3 (a) Ter-Akopian らにより測定された  ${}^5\text{H}$  の相対エネルギー ( $t+2\text{n}$  から測った  ${}^5\text{H}$  の質量) スペクトル [1]。実験で用いた反応は  ${}^3\text{H}(t, p){}^5\text{H}$ 。基底状態が  $1.8(1)\text{MeV}$  であると主張 (図中矢印)。(b) Meister らにより測定された  ${}^5\text{H}$  の相対エネルギー スペクトル [2]。用いた反応は  $\text{C}({}^6\text{He}, {}^5\text{H})$ 。基底状態が  $3\text{MeV}$  程度と主張 (図中矢印)。

それぞれ  $\sim 400\text{keV}$ ,  $\sim 800\text{keV}$  (FWHM) であるために、どちらもそれを共鳴準位の peak と断定する根拠を欠いている。一方、Ter-Akopian らの報告では基底状態の自然幅が  $0.5\text{MeV}$  以下と非常に狭いことを示唆しており、分解能を改善することで  ${}^5\text{H}$  の基底状態について決着を付けることができると考えられる。

また、 ${}^5\text{H}$  に限らず中性子過剰核の非束縛準位測定ではより高い質量分解能が求められている。 ${}^{10}\text{Li}$  についての例を挙げると、図 1.1.4 に示すように、質量分解能が従来より 2~3 倍まで改善すれば (茶色のスペクトル)、スペクトルの持つ自然幅から散乱長をより正確に評価でき、今までスペクトルの和としてしか解析できなかった準位も断定することができる。

本研究では非束縛原子核の質量測定実験で用いる装置のうち、測定精度のボトルネックとなっている中性子検出器の改良を主眼とし、従来よりも微細モジュール化した新型中性子検出器を開発している。その第一段階として四種類のプロトタイプモジュールを作製し、それらについて中性子検出器の基本性能である時間分解能、及び減衰長を測定し比較する。また、シミュレーションにより新型中性子検出器の質量分解能を評価する。

## 1.2 中性子過剰核の準位測定

中性子過剰核の準位を測定する方法には  $\gamma$  線分光法、欠損質量法、不変質量法があげられる。特に  ${}^5\text{H}$  のような非束縛原子核の準位測定は欠損質量法か不変質量法に限られ、本研究では不変質量法による研究を前提として中性子検出器を開発している。以下、それぞれの測定方法とその特徴について述べる。

### $\gamma$ 線分光法

$\gamma$  線分光法は原子核が励起状態から脱励起するときに放出する  $\gamma$  線を測定する方法で、脱励起の過程は電磁相互作用により説明され、詳細な議論が可能である。 $\gamma$  線分光法により束縛準位を測定することはできるが、図 1.2.1 に示す様



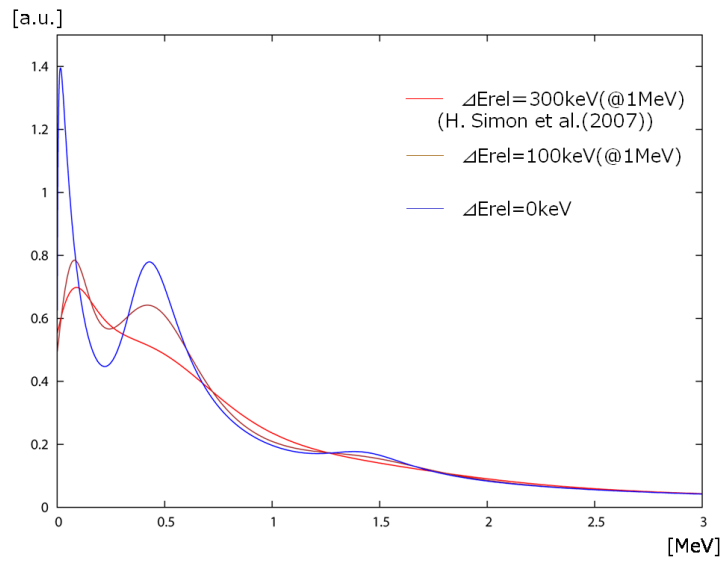


図 1.1.4  $^{10}\text{Li}$  の相対エネルギー ( $^9\text{Li}+n$  から測った  $^{10}\text{Li}$  の質量) スペクトルの相対エネルギー分解能による違い。赤色のスペクトルは Simon らによる測定結果 [3]、茶色のスペクトルは相対エネルギーが 1MeV における分解能が 200keV(FWHM) のとき、青色のスペクトルは相対エネルギー分解能が無限大のときを表す。Simon らの測定では相対エネルギー分解能は 600keV 程度であった。一つ目の peak が基底状態に対応し、分解能を改善することでその幅から散乱長をより正確に議論できる。また、三つ目の peak は励起状態に対応し、その存在が確かになる。

に、非束縛準位から脱励起する場合は  $\gamma$  線を放出する前に中性子を放出するので、非束縛準位を測定することはできない。

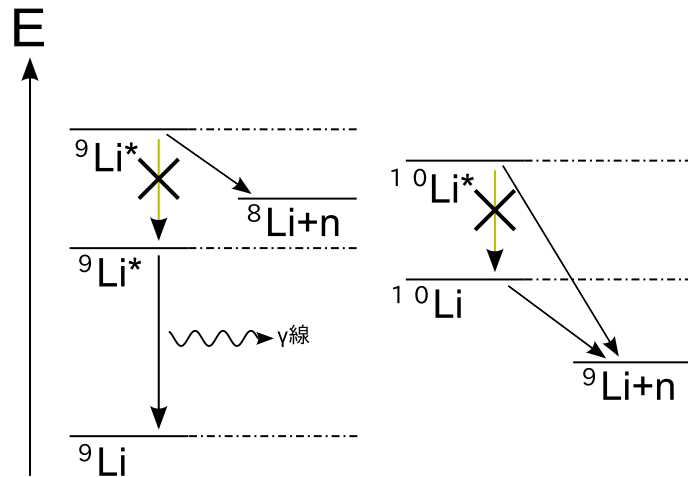


図 1.2.1 中性子過剰核の相対的な準位の模式図。束縛準位から脱励起するとき放出する  $\gamma$  線を測定することにより励起準位のエネルギーや配位が分かる。非束縛準位からの脱励起では先に中性子を放出するため、 $\gamma$  線分光法を用いることはできない。

## 欠損質量法

欠損質量法は目的の原子核以外の粒子を測定することにより、その残りとして目的の原子核の質量を求める方法である。図 1.2.2 に示すように、入射粒子を  $a$ 、標的を  $X$ 、散乱された入射粒子を  $a'$ 、核反応により得られた目的の原子核

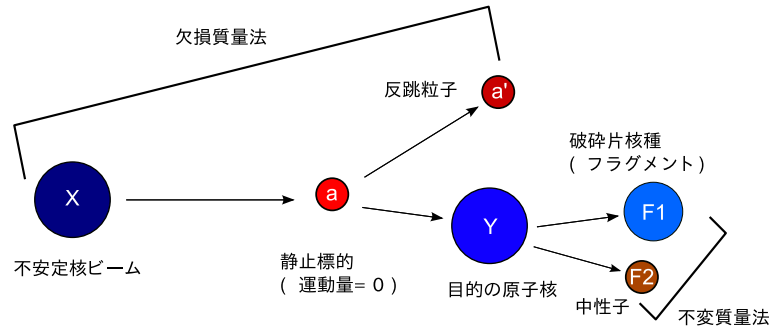


図 1.2.2 不安定核反応の模式図。欠損質量法は不安定核ビームのエネルギーと反跳した標的のエネルギーを測定することにより目的の原子核の質量を求める。不変質量法は目的の原子核の放出粒子の運動量を測定することにより質量を求める。

を  $Y$ 、目的の原子核の放出粒子 (フラグメントと中性子) を  $F_i (i=1,2,\dots)$  とし、エネルギーを  $E$ 、運動エネルギーを  $T$ 、運動量を  $p$ 、質量を  $m$  とする。エネルギー保存則と運動エネルギーの定義より、

$$E_a + E_X = E_{a'} + E_Y \quad (1.2.1)$$

$$E = T + m \quad (1.2.2)$$

$$\therefore T_{a'} + T_Y - T_a - T_X = m_a + m_X - m_{a'} - m_Y = Q \quad (1.2.3)$$

となり、 $Q$  のことを質量欠損と呼ぶ。 $X$  は静止標的なので  $E_X = m_X$ 、 $p_X = 0$  であり、エネルギー保存則と運動量保存則より、

$$E_Y = E_a - E_{a'} + m_X \quad (1.2.4)$$

$$p_Y = p_a - p_{a'} \quad (1.2.5)$$

となる。以上から、標的の質量  $m_Y$  は特殊相対性理論より、

$$m_Y^2 = E_Y^2 - p_Y^2 \quad (1.2.6)$$

$$= (E_a - E_{a'} + m_x)^2 - (p_a - p_{a'})^2 \quad (1.2.7)$$

$$= \left( \sqrt{m_a^2 + p_a^2} - \sqrt{m_{a'}^2 + p_{a'}^2} + m_x \right)^2 - (p_a - p_{a'})^2 \quad (1.2.8)$$

と求まる。これより、 $m_a, m_{a'}, m_x$  が既知のとき  $p_a, p_{a'}$  を測定すれば目的の原子核の質量  $m_Y$  が求まる。

非束縛原子核を測定する実験において欠損質量法を用いる利点は、目的の原子核の放出粒子の運動量を測定する必要がないことにある。一方、質量分解能は測定する粒子の運動エネルギー分解能が直接効いてくるので、高エネルギーを必要とする不安定核実験において分解能をあげることは困難である。また、静止標的の受け取るエネルギーが小さいので標的厚を薄くする必要がある。

## 不変質量法

不安定核反応の模式図 1.2.2 に示すように、不変質量法は全ての放出粒子を測定することにより目的の原子核の質量を求める。エネルギー保存則、及び運動量保存則から、欠損質量法と同じ notation を用いると、

$$E_Y = E_{F_1} + E_{F_2} \quad (1.2.9)$$

$$\mathbf{p}_Y = \mathbf{p}_{F_1} + \mathbf{p}_{F_2} \quad (1.2.10)$$

$$\therefore \sqrt{E_Y^2 - \mathbf{p}_Y^2} = \sqrt{\sum_i E_{F_i}^2 - \sum_i \mathbf{p}_{F_i}^2} \quad (1.2.11)$$

となる。特殊相対性理論より式 1.2.11 の左辺値は目的の原子核 Y の静止質量に一致する。特にこの量のことを不変質量 M と呼ぶ。これより、全ての放出粒子の運動量を測定し、不変質量を求めることで目的の原子核の質量を得る。

不変質量と放出粒子の質量の差、

$$E_{rel} = M - \sum_i m_{F_i} \quad (1.2.12)$$

を相対エネルギーと呼び、放出粒子間の相対的な運動エネルギーを表す。原子核の質量と相対エネルギー、及び励起エネルギーの関係 (図 1.2.3) より、相対エネルギーから目的の原子核の励起エネルギーや共鳴準位が求まる。

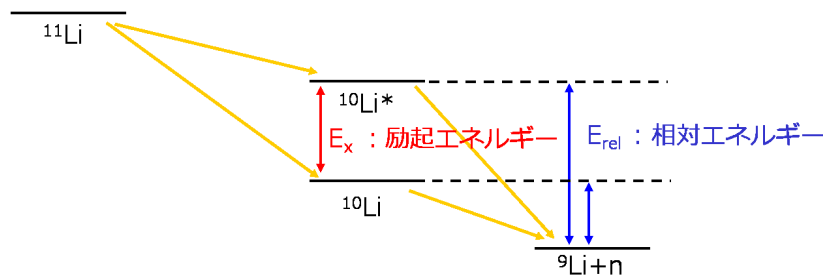


図 1.2.3 質量と相対エネルギー、及び励起エネルギーの関係。 $^{11}\text{Li}$  をビームとし、一中性子ノックアウト反応により  $^{10}\text{Li}$  が得られたときの例。 $^{10}\text{Li}$  は非束縛原子核なので、基底状態でも中性子を放出して  $^9\text{Li}$  に崩壊する。赤い矢印は励起エネルギーを表し、青い矢印は相対エネルギーを表す。非束縛原子核では一番小さい相対エネルギーの peak が目的の原子核の基底状態の (放出粒子の質量から測った) 質量となる。

相対エネルギーは古典極限において、

$$E_{rel} = \frac{1}{2} \mu v_{rel}^2 \quad (1.2.13)$$

と表される。 $\mu$  は換算質量、 $v_{rel}$  は相対速度を表す。不変質量法を用いたときの相対エネルギー分解能  $\Delta E_{rel}$  は、放出粒子が二粒子の場合、入射粒子のエネルギーを  $E_{in}$ 、質量を  $A_{in}$  とし、放出粒子の速度を  $v_1, v_2$ 、内角を  $\theta_{12}$ 、質量を  $A_1, A_2$  とすると、

$$\Delta E_{rel} \sim \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{rel}} \sqrt{\frac{E_{in}}{A}} \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{v_2}\right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (1.2.14)$$

となる。

不変質量法は欠損質量法に比較して高いエネルギー分解能が得られ、アクセプタンスが有利になる。また、標的を厚くすることができ、高いイベントレートが得られる。一方、中性子過剰核は多数の中性子を放出して崩壊するのでこれら全ての中性子を検出する必要がある。

本研究では分解能が有利なことから不変質量法を前提として中性子検出器を開発する。

### 1.3 実験施設

本研究で開発する新型中性子検出器は理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF)(図 1.3.1) で使用する予定である。不変質量法による実験では、まず  $^{48}\text{Ca}$  などの安定核を加速器により加速し、生成標的との反応によりさまざまな

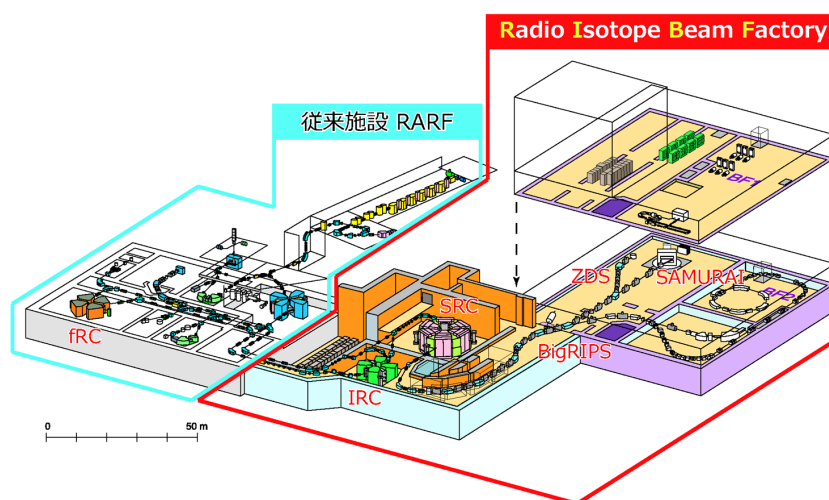


図 1.3.1 RIBF の概観。RIBF は従来施設 RARF を増設した構造になっている。RIBF の主要装置は fRC(RARF 内に設置), IRC, SRC, BigRIPS からなり、基幹実験設備として我々が直接関係するものでは、ZDS, SAMURAI などがある。

中性子過剰核を生成する。この中から二次ビームとして用いる原子核を選別し、二次標的に入射する。二次標的との反応で目的の原子核が生成され、そのフラグメントの運動量をスペクトロメータにより測定し、不変質量が求まる。実験の要である、加速器、RI ビーム生成分離装置 (BigRIPS)、スペクトロメータ (SAMURAI, NEBULA) について述べる。

#### 加速器

RIBF の中核である加速器の模式図を図 1.3.2 に示す。前段加速器として、RILAC と AVF を備え、主加速器として四つのリングサイクロトロンを備える。特に最終段の SRC は超伝導磁石を持つ史上初のセクター分離型リングサイクロトロンである。これら加速器により、世界最大強度の重イオンビームが得られる。図 1.3.3 に示すように、軽元素は AVF+RRC+SRC の組み合わせにより 440 MeV/u まで加速することができ、四段全てのリングサイクロトロン (RRC,fRC,IRC, SRC) を用いることによりウランまでの元素を 350 MeV/u まで加速することができる。

#### BigRIPS(超伝導 RI ビーム生成分離装置)

BigRIPS は二次ビームを生成・分離・識別する装置である。不安定核実験を行うために、加速器より打ち出された安定核ビームを生成標的に入射し、二次ビームとして不安定核ビームを生成する。この二次ビームにはさまざまな原子核が含まれるため、必要な原子核のみに分離し、標的に入射する不安定核を識別する。

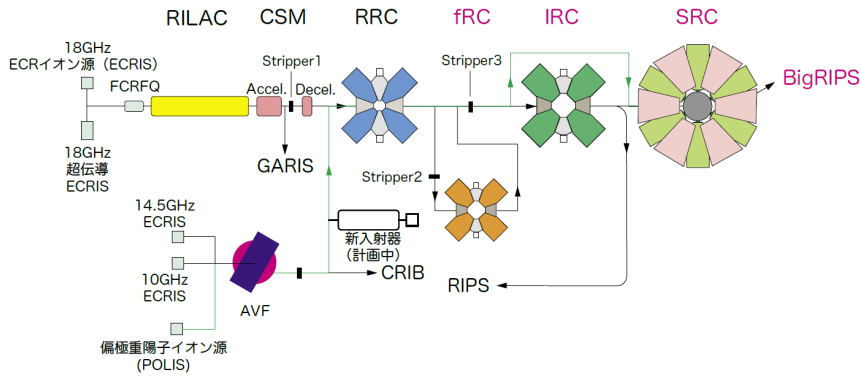


図 1.3.2 加速器の模式図。前段加速器 RILAC(理研重イオン線形加速器) 及び AVF(周回変動磁場型) サイクロトロンと、主加速器 RRC(理研リングサイクロトロン), fRC(固定周波数型リングサイクロトロン), IRC(中間段リングサイクロトロン), SRC(超伝導リングサイクロトロン) からなる。

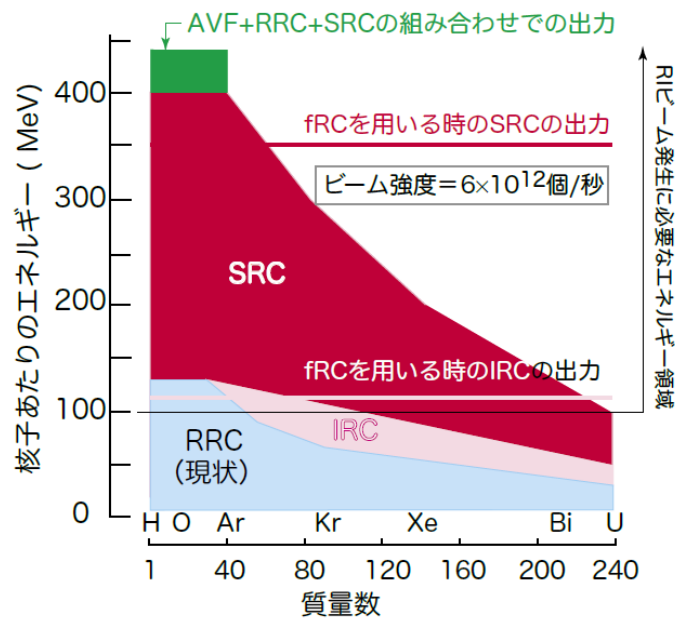


図 1.3.3 RIBF の加速能力。加速する元素の質量数に対する核子あたりの加速エネルギーを表す。色分けされた領域について、一番下の青い領域が RRC により加速できるエネルギー、桃色の領域は IRC による加速分、赤色の領域はそれらに加えて SRC を用いたときの加速エネルギーを表し、軽元素では AVF を前段加速器として用いることにより緑の領域まで加速できる。また、fRC を用いることにより、IRC、SRC で加速できるエネルギーがそれぞれ桃色の横線 (114MeV)、赤色の横線 (345MeV) まで上昇する。

### SAMURAI(Superconducting Analyser for Multi-particle from RAdio Isotope beam)

二次標的以降に設置される超伝導双極子磁石を核とするスペクトロメータ群を SAMURAI と呼び、不安定核ビームを用いた原子核反応により生じる多様な粒子を分離・測定する装置である(図 1.3.4)。2012 年初頭に不安定核ビーム実験を行うことを目指して現在建設中である。二次標的以降のビームには様々な核種が含まれ、これらを大立体角を持つ

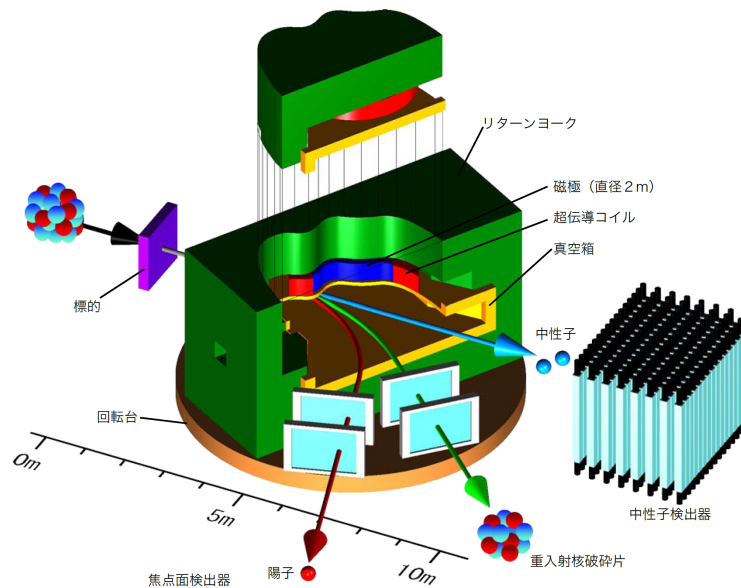


図 1.3.4 SAMURAI セットアップの概観。超伝導双極子磁石 (中心磁場:3.1 T) を核とし、ビーム軸上に中性子検出器、ついで扇形に重イオン検出器、陽子検出器と粒子検出器が並ぶ。

超伝導双極子磁石 (中心磁場:3.1 T) により質量電荷比に比例する曲率で軌道を曲げ、荷電粒子検出器や中性子検出器により測定する。中性子は磁場によって曲げられないためビーム軸上に中性子検出器が置かれる。現在ここに NEBULA と呼ばれる中性子検出器が建設中である。

### NEBULA(NEutron Detection System for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance)

現在建設中の中性子検出器 NEBULA の写真を図 1.3.5 に示す。また、NEBULA の仕様を表 1.3.1 に示す。NEBULA は、高効率、大立体角を持つ中性子検出器であり、相対エネルギー 1MeV における分解能が 400keV(FWHM) 程度と見込まれている。新型中性子検出器ではこの NEBULA と相補的な役割を持つ、より高分解能、多中性子測定能力を備える検出器を目指している。



図 1.3.5 現在建設中の中性子検出器 NEBULA の写真。青色の枠は各モジュールを支えるための架台で、手前左側に設置されている黒い縦長のモジュールは”VETO”と呼ばれる荷電粒子と中性子を識別するためのモジュールで、その奥に設置されているのは中性子検出器本体である。完成すると、中性子検出器本体の前面を覆うように VETO が設置され、さらに三つの架台に同様にモジュールが設置される。

プラスチックシンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain) 12 cm(H) × 180 cm(V) × 12 cm(T) (NEUT) 32 cm(H) × 190 cm(V) × 1 cm(T) (VETO)
光電子増倍管	R7724ASSY (浜松フォトニクス)
モジュール数	120 本 (NEUT) 48 本 (VETO)
有効面積	3.6 m (H) × 1.8 m (V)
効率	41% (一中性子検出、スレッシュヨルド:5 MeVee)

表 1.3.1 NEBULA の仕様 [6]。有効面積が  $6.5 \text{ m}^2$  と広く、大きなアクセプタンスを持つ。将来的にはモジュールの数を倍の 240 本に増やし、一中性子の検出効率を 64.6% まで上昇させる予定である。

## 第 2 章

# 中性子検出器の概要

中性子は電荷を持たないため電磁相互作用を用いた直接的な検出を行うことはできない。そこで、核力によって生じる二次粒子を検出することにより、間接的に中性子の測定を行う。ここでは中性子過剰核の分解反応で生じる中性子の検出として有用な、プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器について述べる。また、新型中性子検出器の特徴を述べる。

### 2.1 プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器の構造

典型的な中性子検出器の概観を図 2.1.1 に示す。中性子検出器の本体は、直方体のプラスチックシンチレータの両

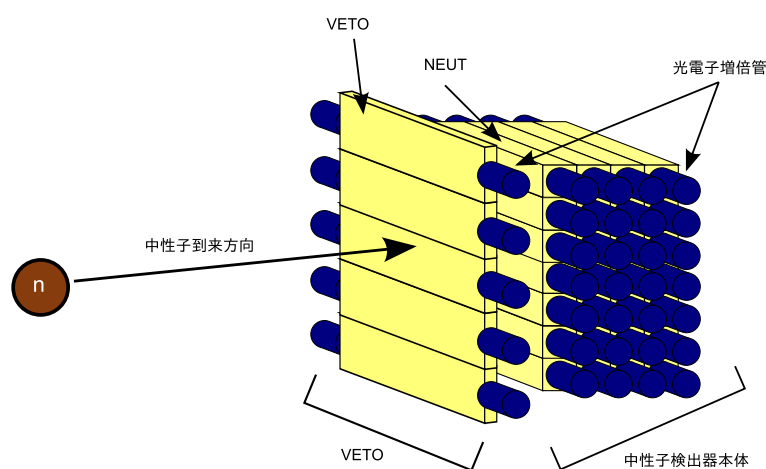


図 2.1.1 中性子検出器の概観。NEUT と呼ばれる中性子を検出するためのモジュールを積層した構造を持つ。その前面に中性子と荷電粒子を区別するための VETO が設置される。

端に PMT(光電子増倍管) を接続したモジュールを積層した構造を持つ。このモジュール一本をここでは”NEUT” と呼ぶことにする。中性子検出器本体の前面には、荷電粒子を検出し排除するための薄いプラスチックシンチレータモジュールが置かれる。これをここでは”VETO” と呼ぶ。VETO と NEUT はプラスチックシンチレータの厚みを除いて同じ構造を持つ。中性子検出器に入射した中性子は基本的に一本の NEUT により検出し、これを積層することにより検出効率を高めている。VETO については後述する。



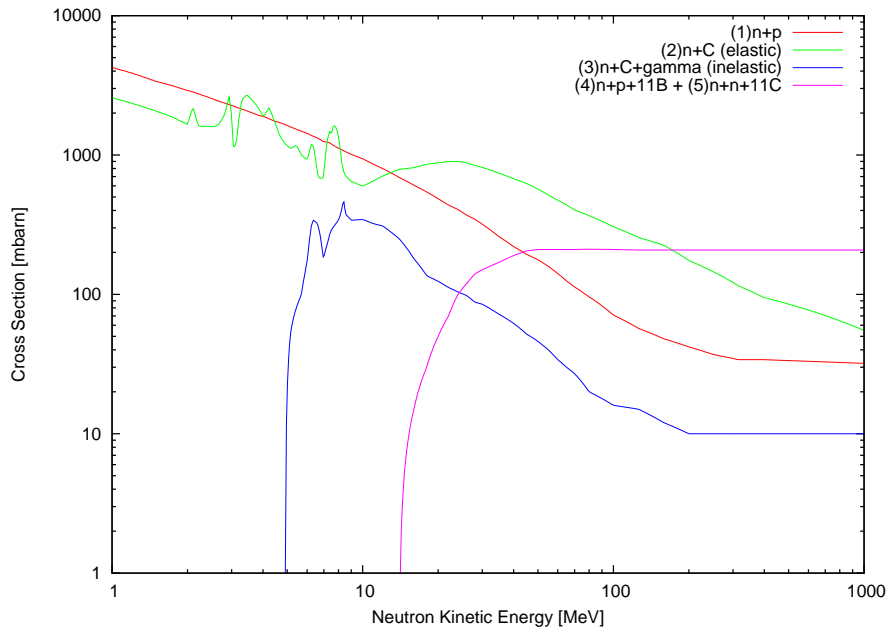


図 2.2.1 中性子と炭素原子核または陽子との反応断面積の入射エネルギー依存性。計算コード DEMONS の値を引用。赤の線は 2.2.1 節本文中の (1) の反応断面積、緑の線は (2)、青の線は (3)、紫の線は (4) と (5) の反応断面積の和を表す。

## 2.2 中性子検出原理

### 2.2.1 プラスチックシンチレータと中性子の反応

プラスチックシンチレータは炭素と水素によって構成されている。実験で測定する中性子のエネルギーは 100MeV から 300MeV 程度で、このエネルギー領域で重要となる中性子とプラスチックシンチレータとの反応は、

- (1)  $n+p \rightarrow n+p$  (弾性散乱)
- (2)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$  (弾性散乱)
- (3)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}+\gamma$  (非弾性散乱)
- (4)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+p+^{11}\text{B}$
- (5)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+n+^{11}\text{C}$

の 5 つである。それぞれの断面積を図 2.2.1 に示す。(1) と (4) の陽子を打ち出す反応は中性子を検出するための主な反応で、(2),(3),(5) の反応は検出精度を悪くする。弾性散乱におけるエネルギー移行率は非相対論的運動学では、

$$\frac{E}{E_n} = 4 \cos^2 \theta \frac{M}{(1+M)^2} \quad (2.2.1)$$

となる。ここで、 $E$ ,  $E_n$  はそれぞれ反跳粒子と中性子のエネルギーを表し、 $\theta$  は反跳粒子の散乱角を、 $M$  は (反跳粒子の質量)/(中性子の質量) を表す。質量が同程度である陽子へのエネルギー移行率はゼロ度散乱において  $E/E_n = 1$  であり、炭素へのエネルギー移行率は  $E/E_n \sim 0.3$  と陽子に比べて小さい。さらに、図 2.2.2 に示すように重イオンになるほど相対発光量 (プラスチックシンチレータに落とすエネルギーに対する発光量) が減少する。これより、中性子とプラスチックシンチレータとの反応において、(1) と (4) の陽子を打ち出す反応が重要なことが分かる。一方、炭素は

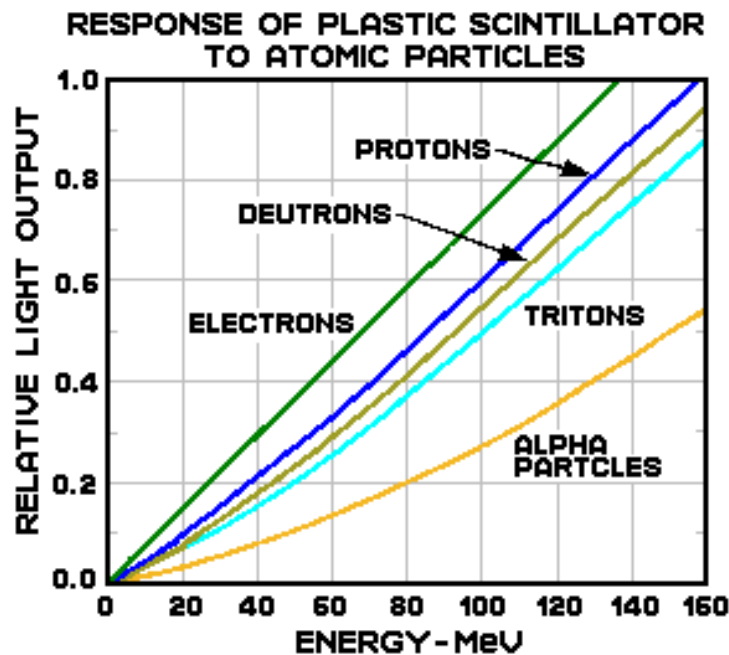


図 2.2.2 プラスチックシンチレータに落としたエネルギーに対する相対発光量 [9]。電子がプラスチックシンチレータに落とすエネルギーに対するプラスチックシンチレータの発光量は線形となる。これを基準とすると、重イオンが落としたエネルギーに対する発光量は質量が重くなるほど小さくなる。

エネルギーを受け取りにくいだけでなく、中性子の運動方向を大きく変化させるので (2) の反応は運動量の測定精度を悪くするとともに、クロストーク (一つの中性子に対して複数の NEUT が鳴ることをクロストークと呼び、複数の中性子が入射した場合と区別が付かなくなる) の原因となる。(3) の反応により生じる  $\gamma$  線 (4.43 MeV) は平均自由行程が 20cm 程度と長く、中性子検出器の位置分解能 (1cm~10cm) を超えるため、分解能を悪化させる。(5) の反応では二次粒子として中性子が生じてしまい、直接的なクロストークの原因となる。

## 2.2.2 運動量測定

運動量を測定するには粒子の位置と時間を 2 点で決める必要がある。図 2.2.3 で示すように、中性子の運動量測定では、始点は標的内での反応位置及び反応時間であり、標的上流に設置される薄いプラスチックシンチレータと位置検出器 (PPAC (Parallel Plate Avalanche Counters) やドリフトチェンバー) により測定される。終点は中性子検出器上での検出位置及び時間である。プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器は、強い相互作用により生じた二次粒子をその検出器自身で測定する。

実験データとして得られる測定量は、左右の PMT に到達したシグナルの強度  $A_l, A_r$  と時間  $T_l, T_r$ 、及びどの NEUT が鳴ったかという情報である。二次粒子の発生位置の  $x$  と  $z$  は検出器の座標  $x(id), z(id)$  で決定し、 $y$  は左右のシグナルの測定時間差  $T_l - T_r$  で決定する。中性子の到達時間は左右の測定時間の平均  $(t_l + t_r)/2$  より求める。具体的には、

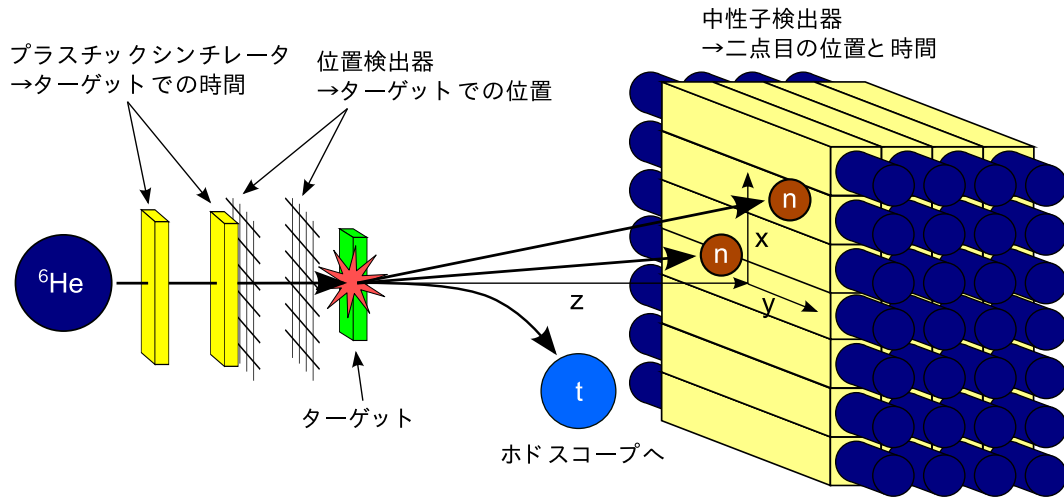


図 2.2.3 中性子の運動量の決定方法。始点は標的内の反応位置と時間であり、標的上流（図中左側）の薄いプラスチックシンチレータと位置検出器により測定する。終点は中性子検出器上での検出位置及び時間である。始点と終点の位置と時間から中性子の運動量を得る（詳細は本文参照）。

シンチレーション光の伝搬速度を  $v$ 、シンチレータの長さを  $l_y$ 、検出器の幅を  $\Delta x, \Delta z$  とすると、

$$x = x(id) + (0,1)\Delta x \tag{2.2.2}$$

$$y = v(T_l - T_r) \tag{2.2.3}$$

$$z = z(id) + (0,1)\Delta z \tag{2.2.4}$$

$$t = \frac{1}{2} \left( T_l + T_r - \frac{l_y}{v} \right) \tag{2.2.5}$$

と与えられる。ただし、(0,1) は 0 と 1 の間の一様乱数を表す。二次粒子の観測された位置と時間は中性子の検出された位置と時間と近似できるので、中性子の運動量は、

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{ct} \tag{2.2.6}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{2.2.7}$$

$$p = m\gamma\beta \tag{2.2.8}$$

$$p_i = p \frac{x_i}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (i = x, y, z) \tag{2.2.9}$$

と与えられる。

### 2.2.3 中性子イベントの選別

中性子検出器に荷電粒子や  $\gamma$  線が入射すると、そのイベントが中性子によるものなのか判断が付かなくなるため、あらかじめ中性子によるイベントであると決定しておく必要がある。粒子選別の模式図を図 2.2.4 に示す。ビームやフラグメントはターゲット直後の双極子磁石により質量電荷比に従って軌道を曲げられるので、これらが中性子検出器に直接入射することはない。しかし、装置に当たって反跳したビームなど、想定できない経路により一部の荷電粒子は中性子検出器に入射してしまう。このイベントを除くために中性子検出器の手前に VETO と呼ばれる薄いプラスチックシンチレータを設置し、VETO が鳴ったイベントを排除することにより中性子イベントのみを測定することができる。

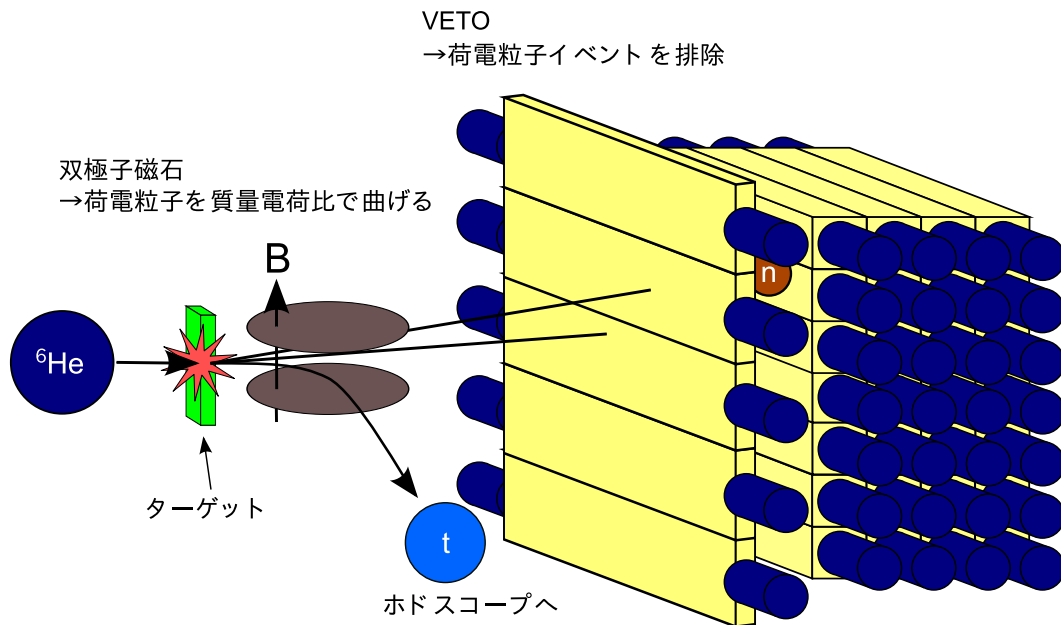


図 2.2.4 粒子選別の模式図。ビームやフラグメントはターゲット直後の双極子磁石により中性子検出器に直接入射することはないが、想定できない経路により一部の荷電粒子は入射する。このイベントを取り除くためには、VETO が鳴ったイベントは排除する。また、 $\gamma$  線を排除するために適切なスレシヨルド (5MeVee) を設ける。

二次粒子による発光等量  $E[\text{MeVee}]$  は、シグナル強度  $A$  により、

$$E \propto \sqrt{A_l A_r} \quad (2.2.10)$$

と表される。これは、シンチレーション光の減衰が位置の指数関数、

$$A_l = A \exp\left(-\frac{y}{\lambda}\right) \quad (2.2.11)$$

$$A_r = A \exp\left(-\frac{l_y - y}{\lambda}\right) \quad (2.2.12)$$

で表せると仮定すると成立する。ただし、 $\lambda$  は減衰長と呼ばれる定数である。シンチレータ内で炭素が脱励起するときには発生する  $\gamma$  線 (4.43MeV) や周囲から飛んでくるアクシデンタルな  $\gamma$  線は荷電粒子に比べてシンチレータに落とすエネルギーが小さく、発光等量に対して適切なスレシヨルド (5MeVee 程度) をかけることにより  $\gamma$  線由来のシグナルを排除できる。

## 2.3 新型中性子検出器の概要

新型中性子検出器の概観を図 2.3.1 に示す。新型中性子検出器では層ごとに NEUT を直行させて組むという構造を計画している。 ${}^5\text{H}$  に目的を絞らない汎用の高精度中性子検出器としては、10x10x1000 mm から 40x20x1000 mm 程度のシンチレータを縦横 1 m に重ね、さらに厚みが 50cm 程度になるまで積層することを予定している。

### 2.3.1 ${}^5\text{H}$ を測定するために必要な性能

新型中性子検出器では、表 2.3.1 に示す性能があれば、概算では  ${}^5\text{H}$  を一時間の測定で 200 イベント程度測定できることになり、 ${}^5\text{H}$  の基底状態を決定することができると推定している (appendix A.3)。

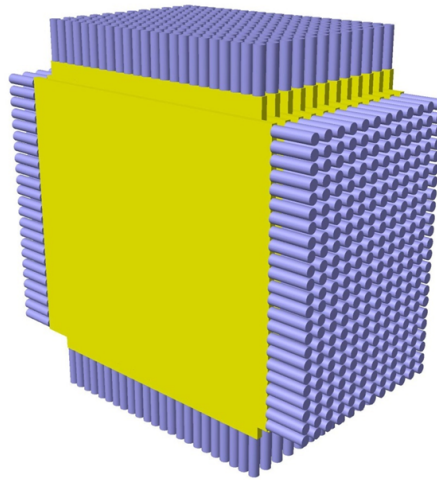


図 2.3.1 新型中性子検出器の概観。層ごとに NEUT を直行させて組むという構造を計画している。

相対エネルギー分解能	100keV( $\sigma$ , at $E_{rel}=1$ MeV)
efficiency	一中性子イベント:15% 二中性子イベント:0.2%
acceptance	$\pm 3$ 度

表 2.3.1  $^5\text{H}$  の基底状態を決定するための新型中性子検出器の目標性能。この値は appendix A.3 に示す概算により求めた。

### 2.3.2 モジュールの微細化

#### 相対エネルギー分解能

新型中性子検出器では相対エネルギー分解能を向上させるために、プラスチックシンチレータに従来よりも細かいシンチレータを使い、これを層ごとに直行させて組む。式 2.2.3, 2.2.5 より、細かいシンチレータを使用することで  $x, z$  方向の位置分解能がその幅の分改善する。さらに、二次粒子が二本のシンチレータを通過するイベントでは  $y$  方向の位置を二本目の NEUT の幅で決定することができる。二次粒子が三本以上のシンチレータを通過するイベントでは、二次粒子をトラッキングすることができ、位置をトラックにより精度よく決めることができる。時間分解能についても検出器を通過した数の平方根程度精度が改善する。

#### モジュールの微細化に伴う問題

モジュールを微細化することにより NEUT の時間分解能が低下することが問題となる。位置の分解能は NEUT の幅 (2cm~4cm) で決まり、この標準誤差は 5mm~1cm 程度である。NEUT の時間分解能を位置に換算したときに、これを大きく下回らないことが条件となり、1cm の位置分解能を得るには 70ps の時間分解能が必要になる。この 2~3 倍程度の時間分解能、つまり 200ps 程度の時間分解能でないとモジュールを微細化するメリットが小さくなる。時間分解能は第 3 章の実験により求め、相対エネルギー分解能の具体的な計算は第 4 章のシミュレーションにより行う。

二つ目の問題として、減衰長が短いと系統誤差が大きくなり、測定精度を上げることが難しくなる。明確な境目はな

いが、シンチレータの端から端へ伝搬する光が  $1/10$  減衰するとき測定レンジを 10 倍広げる必要があり、系統誤差はレンジの広がりによって比例して 10 倍増えると考えられる。減衰長は第 3 章の実験により求める。

#### マルチニュートロンイベント

現在建設中の中性子検出器 NEBULA ではクロストークを解決するために中性子の飛行時間とその因果律を用いる。新型中性子検出器ではこの方法に加えて、反跳陽子をトラッキングすることにより中性子の反跳方向を推定し、より多くのイベントでクロストークを解決可能とする。クロストークの解決能力の具体的な見積りは次の研究課題とする。

## 第3章

# 性能評価 — 実験

新型中性子検出器の性能評価をするために、四種類 (40x20x1000 mm, 20x20x1000 mm, 10x10x1000 mm, 5x5x1000 mm) のシンチレータを用いた NEUT のプロトタイプを作成し、中性子検出器の基本性能である

- 時間分解能
- 時間分解能のエネルギー依存性
- 減衰長

を求める実験を行い、比較する。また、減衰長の形状依存性について議論する。

### 3.1 実験装置

実験装置の概観を図 3.1.1 に示す。もっとも長い検出器 (図中 a) は測定対象の NEUT であり、短い検出器 (図中

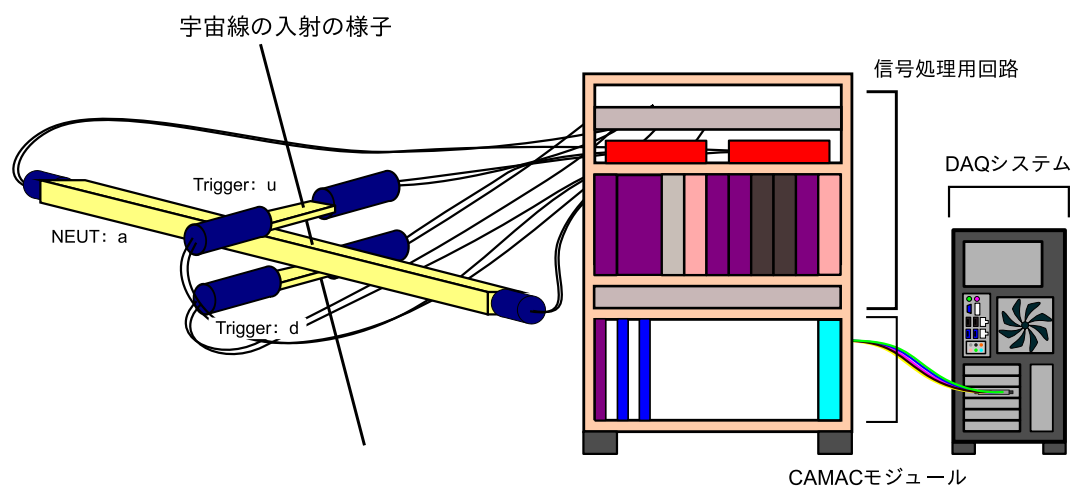


図 3.1.1 実験装置の概観。測定対象の NEUT、Trigger counter(Trigger)、信号処理用の回路、データ収集用の PC からなる。宇宙線の落としたエネルギーに対応する光子がシンチレータ内で発生し、このシグナルを PMT で増幅して回路で処理し、シグナルの到達時間と電荷量が記録される。

u,d) は Trigger counter(Trigger) で NEUT と同じ構造を持つ検出器である。実験装置は NEUT と Trigger、信号処理回路、データ収集用の PC からなる。宇宙線が NEUT を通過すると、宇宙線のエネルギーに対応する光子がシンチレータ内で発生する。このシグナルを PMT で増幅して回路で処理し、シグナルの到達時間と電荷量が記録される。これらの情報を元に各物理量を計算する。以下、各装置についての詳細を述べる。

### 3.1.1 プラスチックシンチレータ

実験に用いたプラスチックシンチレータの仕様を表 3.1.1 に示す。NEUT に用いるシンチレータには、系統的な結果

型番	EJ-200(ELJEN Technology)(BC-408 相当)
形状	40x20x1000, 20x20x1000, 10x10x1000, 5x5x1000 mm
屈折率	1.58
減衰長	(210 cm)
上昇時間	0.9 ns

表 3.1.1 プラスチックシンチレータの仕様 [9]。ただし、減衰長は BC-408(Saint-Gobain) の値 [10] を示す。減衰長が長く、上昇時間が短い EJ-200 を選択した。

を得るために新型中性子検出器として想定している太さ (2 cm 程度) よりも細いシンチレータ (10x10 mm, 5x5 mm) も用意した。中性子検出器ではシンチレータの体積および長さが必要で、且つ時間分解能も必要なため、減衰長が特に長く (一般に 50 cm~200 cm)、上昇時間が遅すぎることのない (一般に 0.5 ns~1 ns) EJ-200 を選択した。

シンチレーション光はシンチレータ表面で屈折しながら PMT までたどり着くが、臨界角を超えたシンチレーション光は外へ逃げてしまう。この光を集めるためにアルミナイズドマイラー (11 $\mu$ m・両面蒸着) を反射材として用いた。また、PMT との絶縁のために両端に 1cm 程度テフロンテープを巻きつけ、さらにその外側に遮光シートを巻いて検出器全体を遮光した。

### 3.1.2 PMT(光電子増倍管)

今回使用した PMT の仕様を表 3.1.2 に示す。検出器に使用できる PMT はジオメトリの関係から一定以上の大きさ

型番	H7415(管球:R6427)(浜松フォトニクス)
受光面径	$\phi$ 25 mm
光電面	バイアルカリ
上昇時間	1.7 ns
電子走行時間広がり	0.5 ns(1 光子あたり)

表 3.1.2 PMT(光電子増倍管) の仕様 [7], [8]。比較的安価で、上昇時間が短く、T.T.S が小さい H7415 を選択した。

にはできないが、20x40x1000 mm のシンチレータに適する PMT を選択し、一貫して測定に使用した。新型中性子検出器では時間分解能が求められるので、上昇時間が短く (一般に 1~3 ns)、T.T.S が小さい (一般に 0.5~1.5 ns) H7415 を選択した。

### 3.1.3 信号処理回路

信号処理回路の回路図を図 3.1.2 に示す。状況によって delay を調整したが、これについては代表値を示す。PMT から出たシグナルは、Digital(時間の測定、及び start trigger を作るための系統) と Analog(シグナルの電荷を測定するための系統) に分かれる。

以下、各モジュールの概要を示す。



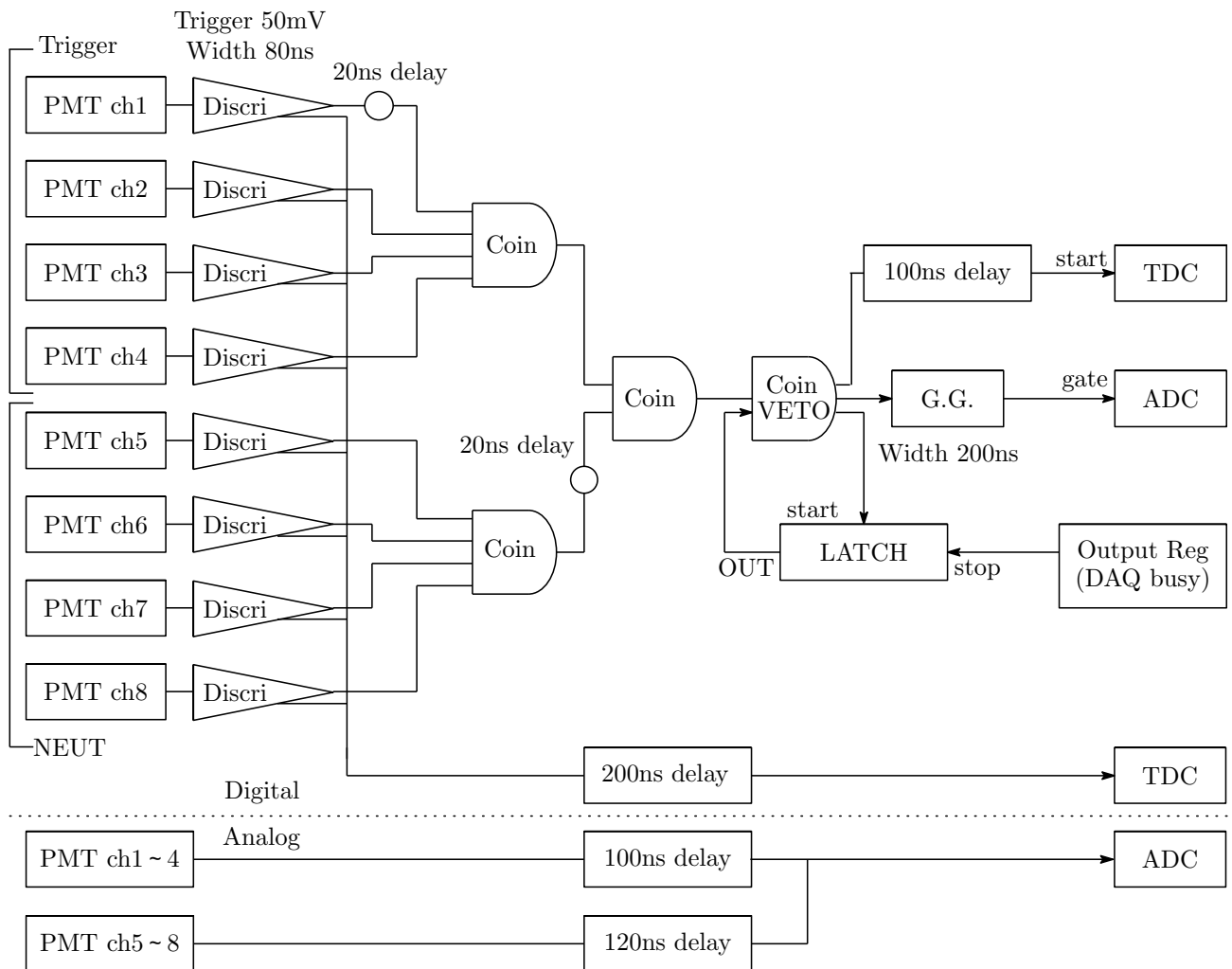


図 3.1.2 信号処理回路の回路図 (詳細は本文参照)。

- Discri(Discriminator)  
スレッシュド以上のシグナルが来たときにデジタルパルスを出力する。
- Coin(Coincidence)  
シグナルの論理和をとる。最後に入力されたパルスの時間が Coincidence から出力されるパルスの時間を決めるので、start trigger としてほしい ch によって出力時間が決まるように delay を調整する。
- G.G.(Gate Generator)  
Analog を測定するための区間を生成する。
- QDC(charge to Digital Converter)  
入力された Analog の電荷を積分し、デジタルデータに変換する。
- TDC(Time to Digital Converter)  
Start と Stop の入力を持ち、Start にシグナルが入力された時間から Stop に入力されるまでの時間を測定し、デジタルデータに変換する。

- CAMAC

Analog, Digital それぞれのシグナルは CAMAC モジュールである QDC, TDC に入力され、デジタルデータに変換されたシグナルのデータは PC に送られる。クレーンコントローラはモジュールからの読み出しや PC へのデータ転送を行う。これらのモジュール、及びクレーンコントローラを総称して CAMAC と呼ぶ。

- DAQ(Data Acquisition)

データ収集系の総称で、本実験では CAMAC と PC がその役目をする。PC はデータ取得を開始したり、CAMAC より送られてきたデータの処理を行う。

- Latch

DAQ がデータ処理を行っている間に次のデータが送られてくることを防ぐため、Latch は DAQ が処理を終えたという合図を送るまで Coincidence の VETO(on の間、出力を止める) にシグナルを送り続ける。

## 3.2 実験原理

各物理量の測定方法、計算方法の詳細を述べる。

### 3.2.1 時間分解能

中性子検出器では式 (2.2.5) により中性子の到達時間を求めるので、中性子検出器の時間分解能を求めるために NEUT の左右の測定時間の平均値を評価する。一般に時間分解能を求めるためには、分解能が無大のときに event によらず一定になる時間を求める必要がある。この一定な時間を測定したときの分布の幅が検出器の時間分解能となる。本実験では時間分解能を評価するために、NEUT を二本の Trigger で挟む”Trigger を使う方法”と、二本の NEUT を平行に置く”二本の NEUT を使う方法”の二種類を用いたので、それぞれについて述べる。

#### Trigger を使う方法

Trigger を使う場合のジオメトリを図 3.2.1 に示す。一本の NEUT を挟むように Trigger を上下に設置する。

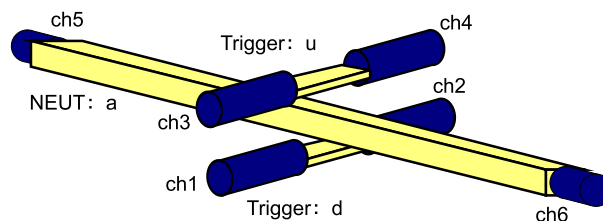


図 3.2.1 Trigger を使う場合のジオメトリ。一本の NEUT を挟むように Trigger を上下に設置する。チャンネルは Trigger の手前下側から、ch1, ch2, ch3, ch4 とし、続いて NEUT の左から ch5, ch6 とする。

チャンネルは Trigger の手前下側から、ch1, ch2, ch3, ch4 とし、続いて NEUT の左から ch5, ch6 とする。モジュール単位で、下の Trigger を d、上の Trigger を u、挟んだ NEUT を a と呼ぶ。Trigger を使う場合のジオメトリのことを下から順に”d:40x20:u”(Trigger d,u の間に 40x20x1000 mm の NEUT を使用した場合) と省略して表記する。それぞれの測定量にはチャンネルの番号を付加する。モジュールの左右のシグナルの時間平均を  $T_d = (T_1 + T_2)/2$ ,  $T_u = (T_3 + T_4)/2$ ,  $T_a = (T_5 + T_6)/2$  と定義する。この  $T_a$  の時間分解能が実験目的の NEUT の時間分解能である。Trigger 全チャンネルの時間平均 ( $T = (T_u + T_d)/2$ ) はイベントによらず、宇宙線が上下の Trigger の中点を通った時間になる。さらに、NEUT の左右のチャンネルの時間平均  $T_a$  は NEUT に宇宙線が入射した時間 (+

offset) になる。以上から、これらの差、

$$T_{na} = T_a - T = \frac{T_5 + T_6}{2} - \frac{T_1 + T_2 + T_3 + T_4}{4} \quad (3.2.1)$$

はイベントによらず一定になる。

誤差の伝搬の法則、

$$\sigma_y^2 = \left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots \quad (3.2.2)$$

より、 $T, T_{na}, T_a$  の時間分解能は

$$\sigma_T^2 = \sigma_{T_u}^2 + \sigma_{T_d}^2 \quad (3.2.3)$$

$$\sigma_{T_{na}}^2 = \frac{\sigma_{T_u}^2 + \sigma_{T_d}^2}{4} + \sigma_{T_a}^2 \quad (3.2.4)$$

$$\therefore \sigma_{T_a}^2 = \sigma_{T_{na}}^2 - \frac{\sigma_{T_u}^2 + \sigma_{T_d}^2}{4} \quad (3.2.5)$$

となり、 $T$  及び  $T_{na}$  の時間分解能より  $T_a$  の時間分解能が求まる。

### 二本の NEUT を使う方法

二本の NEUT を使う場合のジオメトリを図 3.2.2 に示す。二本の NEUT は平行に設置する。チャンネルは NEUT

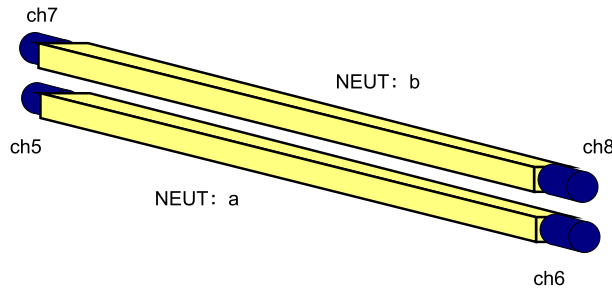


図 3.2.2 二本の NEUT を使う場合のジオメトリ。二本の NEUT は平行に設置する。チャンネルは NEUT の下から ch5, ch6, ch7, ch8 とする。

の左下から ch5, ch6, ch7, ch8 とする。モジュール単位で下の NEUT を a、上の NEUT を b と呼ぶ。二本の NEUT を使う場合のジオメトリのことを下から順に”20x20:40x20” (下に 20x20x1000 mm の NEUT、上に 40x20x1000 mm の NEUT を使用した場合) と省略して表記する。二本の NEUT の間の宇宙線の飛行時間は、上下の NEUT それぞれの測定時間の平均 ( $T_a = (T_5 + T_6)/2, T_b = (T_7 + T_8)/2$ ) の差、

$$T_{ab} = T_a - T_b = \frac{T_5 + T_6}{2} - \frac{T_7 + T_8}{2} \quad (3.2.6)$$

より求まる。宇宙線の入射角度が一定のとき、この飛行時間は一定となり時間分解能を評価できる。一方、宇宙線は  $\cos^2 \theta$  という天頂角分布をしているのでその大半は上下の NEUT に垂直入射し、斜めに入射する宇宙線の飛行時間は時間分解能の評価に影響しない。SOLDIRAs(汎用宇宙線シミュレーター)により、NEUT に入射する宇宙線の飛行時間のスペクトルを求め、NEUT の時間分解能を 50ps( $\sigma$ ) と仮定してスペクトルをガウシアンで fold すると図 3.2.3 のようになる。垂直入射したときの飛行時間 (267ps) に強い peak を持ち、飛行時間の入射角度依存性は宇宙線の垂直入射近傍の統計量が多いことにより時間分解能に影響しないことがわかる。

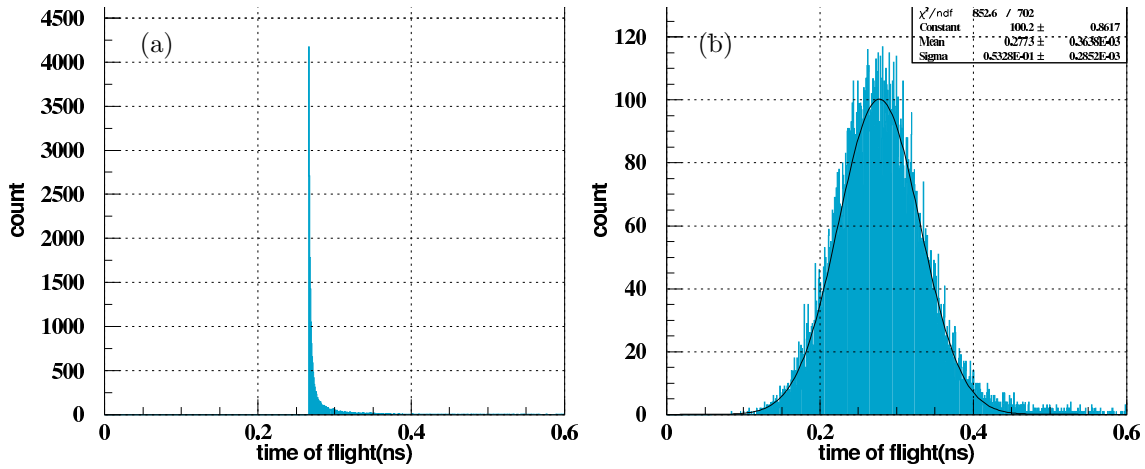


図 3.2.3 宇宙線の飛行時間のスペクトルとその fold 結果。(a)20x20:20x20 を仮定したときのシンチレータ間 (8 cm) の宇宙線の飛行時間のスペクトルを SOLDIRAs により求めた。垂直入射したときの飛行時間 (267ps) に強い peak を持つことがわかる。(b) 図 (a) をガウシアンで fold したときの様子。検出器の時間分解能は 50ps( $\sigma$ ) と仮定した。このとき、入射角度の違いによる飛行時間の変化は時間分解能の評価に影響しないことがわかる。

誤差の伝搬の法則 (式 (3.2.2)) から  $T_{ab}$  の時間分解能は、

$$\sigma_{T_{ab}}^2 = \sqrt{\sigma_{T_a}^2 + \sigma_{T_b}^2} \quad (3.2.7)$$

と求まる。特に、 $\sigma_{T_a} = \sigma_{T_b}$  のとき、

$$\frac{\sigma_{T_{ab}}}{\sqrt{2}} = \sigma_{T_a} = \sigma_{T_b} \quad (3.2.8)$$

となり、 $T_a, T_b$  の時間分解能が求まる。

### 測定時間と真の時間

実験で得られる測定時間は start trigger を基準として測った時間であるが、時間分解能を計算するための測定量  $T, T_{na}, T_{ab}$  は start trigger の時間に依存しないことを示す。真の時間を  $T_x$ 、測定時間を  $T'_x$  とし、start trigger の時間を  $T_s$  とする。これらの関係は  $T'_x = T_x - T_s$  となるので、 $T$  (Trigger の時間平均) は、

$$T' = T'_u - T'_d \quad (3.2.9)$$

$$= \frac{T'_1 + T'_2}{2} - \frac{T'_3 + T'_4}{2} \quad (3.2.10)$$

$$= \frac{T_1 + T_2 - 2 * T_s}{2} - \frac{T_3 + T_4 - 2 * T_s}{2} \quad (3.2.11)$$

$$= \frac{T_1 + T_2}{2} - \frac{T_3 + T_4}{2} \quad (3.2.12)$$

$$= T_u - T_d \quad (3.2.13)$$

$$= T \quad (3.2.14)$$

となり、測定時間は start trigger の時間に依存しない。 $T_{na}, T_{ab}$  についても同様である。

### 3.2.2 時間分解能のエネルギー依存性

シンチレーション検出器の時間分解能は粒子がシンチレータに落とすエネルギーに依存する。これは、光子数の統計誤差が時間分解能のエネルギー依存性を支配するからである。発生した光子数を  $N$  とすると、光子の到達時間の幅は  $1/\sqrt{N}$  に比例する。光子数は粒子の落とすエネルギーに比例するので、エネルギー  $E$  における測定時間の幅は  $1/\sqrt{E}$  に比例する。実際には光子の持つ統計誤差以外に、PMT 内部の電子の増幅に伴う統計誤差や回路の持つ系統誤差があるので、エネルギー  $E$  における時間分解能  $\sigma_T$  は、

$$\sigma_T \propto \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad (3.2.15)$$

と表せる。この比例係数を決定することが時間分解能のエネルギー依存性を決めることになる。エネルギー依存性を求めるための方法はいくつか考えられるが、本実験では使える粒子が宇宙線のみという制約から形状の異なる複数の検出器について光電子数で規格化することにより求める。

### 3.2.3 減衰長

減衰長は粒子の入射位置とシグナルの強度を関係付ける代表的な量である。光子がシンチレータ中を単位距離進むときに確率  $P$  で吸収、散乱されるとする。光子数  $N$  であった光が  $dx$  だけ進んだときに減少する光子数  $-dN$  は、

$$-dN = NPdx \quad (3.2.16)$$

$$\therefore N = N_0 \exp(-Px) \quad (N_0 \text{ は } x = 0 \text{ での光子数}) \quad (3.2.17)$$

となり、シグナルの減衰は長さの次元を持つ量である減衰長  $\lambda$  を用いて、

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.2.18)$$

と表せる。実験では平行に置いた二本の NEUT について、入射位置を限定せずに宇宙線を測定する。これを位置について適当な間隔で区切り、区間毎にシグナルの強度スペクトルの peak を求めることにより入射位置とシグナルの強度の関係が得られ、減衰長が求まる。

## 3.3 実験セットアップ

実験を行った NEUT の組み合わせを表 3.3.1 に示す。40x20 のシンチレータについては Trigger を用いた測定、及

d : 40x20 : u
40x20 : 40x20
20x20 : 40x20
20x20 : 20x20
20x20 : 10x10
20x20 : 5x5

表 3.3.1 実験を行ったモジュールの組み合わせ。モジュールの組み合わせは、下に設置したモジュールから順にコロンで区切って表記する。20x20 などは 20x20x1000 mm のプラスチックシンチレータを用いた NEUT を表す。

び二本の NEUT を用いた測定の両方を行った。それ以外のシンチレータについては二本の NEUT を用いた測定のみ

	HV[V]	thr[mV]
ch1	-1504	-50.7
ch2	-1757	-50.4
ch3	-1425	-50.7
ch4	-1360	-50.6
ch5	-1275	-50.6
ch6	-1362	-50.6
ch7	-1334	-50.4
ch8	-1189	-50.5

表 3.3.2 Trigger を用いた測定における HV とスレッシュホールドの値。HV は 2 cm 厚のシンチレータにおいて、250 MeV 程度の中性子が打ち出す陽子を測れるように設定した。

	HV[V]	thr[mV]
ch5	-1241	-50.6
ch6	-1302	-50.6
ch7	-1314	-50.4
ch8	-1184	-50.5

表 3.3.3 二本の NEUT を用いた測定における HV とスレッシュホールドの値。ただし、5x5 の場合は、HV は ch7:1730 V, ch8:1510 V, スレッシュホールドは ch7:-15.3 mV, ch8:-15.2 mV とした。

行った。Trigger を用いた測定では表 3.3.2 に示す HV とスレッシュホールドを用いた。また、二本の NEUT を用いた測定では表 3.3.3 に示す HV とスレッシュホールドを用いた。HV は 2 cm 厚のシンチレータにおいて、250MeV 程度の中性子が打ち出す陽子を測れるように設定した。10x10 のシンチレータにおいては HV による時間分解能の変化を防ぐため、同じ HV, スレッシュホールドの値を用いた。ただし、5x5 のシンチレータでは宇宙線のエネルギーロスの peak がスレッシュホールドを下回ってしまうため、HV は ch7:1730 V, ch8:1510 V, スレッシュホールドは ch7:-15.3 mV, ch8:-15.2 mV に変更した。Trigger を用いた測定と二本の NEUT を用いた測定で HV が異なるが、それぞれの測定結果は直接比較しないので問題としない。

### 3.4 調整・補正・較正

検出器の性能を評価するためには、

- gain(利得) 調整
- ADC の ch と宇宙線の落としたエネルギーの較正
- TDC の ch と時間間隔の較正
- スルー (シグナルの波高に対する測定時間の変化) 補正
- 左右の測定時間の差と宇宙線の入射した位置の較正

の 5 つの調整、補正、較正が必要である。

### 3.4.1 gain 調整

40x20:40x20 の組み合わせを用いて HV と gain の関係を求めた結果を図 3.4.1 に示す。gain は  $(HV)^k$  に比例する

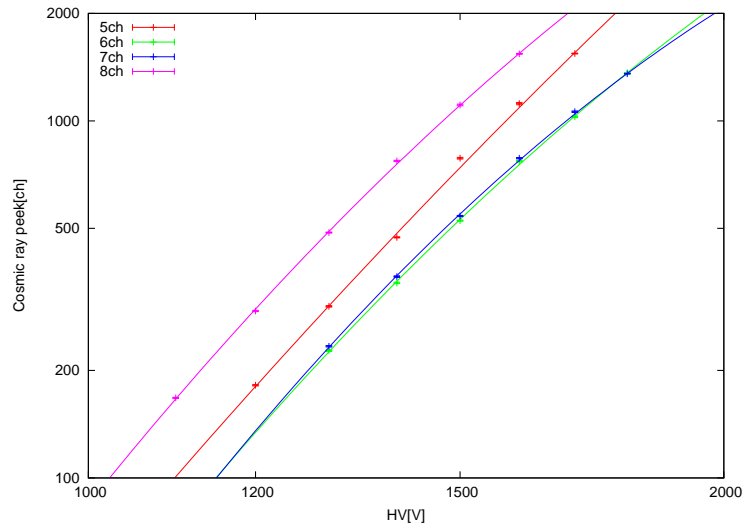


図 3.4.1 HV と gain の関係。赤の線は ch5、緑の線は ch6、青の線は ch7、紫の線は ch8 の場合を表し、縦軸は ADC の測定 ch からペDESTALを除いた値を表す。両対数軸上で線形となることが期待されるが、明らかに非線形なので fit には二次式 (式 3.4.1) を用いた。

ことが期待されるが、図 3.4.1 に示すように明らかに両対数軸上で非線形となるので、両対数軸上において二次式、

$$\log(\text{gain}) = k_0 + k_1 \log(\text{HV}) + k_2 \log^2(\text{HV}) \quad (3.4.1)$$

による fit から HV と gain の関係を求めた。このときの  $k_0, k_1, k_2$  の値を表 3.4.1 に示す。また、 $\text{gain} \propto \text{HV}^k$  の関係

	$k_0$	$k_1$	$k_2$
ch5	-99.2	22.9	-1.15
ch6	-162.5	40.5	-2.39
ch7	-205.8	52.4	-3.21
ch8	-165.0	41.7	-2.49

表 3.4.1 HV と gain の関係。図 3.4.1 を式 3.4.1 により fit したときの値。 $k_0$  が定数項、 $k_1$  が一次の項の係数、 $k_2$  が二次の項の係数を表す。

における  $k$  の値を HV が 1300V のときの両対数軸上での傾きとして定義し、このときの  $k$  の値は表 3.4.2 のようになる。なお、HV による調整で正確に gain が合わない分はソフトウェアにより微調整を行った。

### 3.4.2 エネルギー較正

SOLDIRAs(汎用宇宙線シミュレーター) により実験のジオメトリごとに宇宙線のエネルギーロスの peak を求め、これによりエネルギー較正を行った。各シンチレータの組み合わせにおけるエネルギーロスの peak の値を表 3.4.3 に示す。

ch	$k$
ch5	$6.40 \pm 0.25$
ch6	$6.31 \pm 0.20$
ch7	$6.47 \pm 0.20$
ch8	$6.05 \pm 0.05$

表 3.4.2 HV と gain の関係を  $\text{gain} \propto \text{HV}^k$  により近似したときの乗数  $k$  の値。 $k$  の値を HV が 1300V のときの両対数軸上での傾きと定義する。

組み合わせ	peak の値 [MeV](下の NEUT)	peak の値 [MeV](上の NEUT)
d:40x20:u	$3.455 \pm 0.006$	—
40x20:40x20	$3.479 \pm 0.001$	$3.473 \pm 0.001$
20x20:40x20	$3.491 \pm 0.002$	$3.487 \pm 0.002$
20x20:20x20	$3.461 \pm 0.002$	$3.460 \pm 0.002$
20x20:10x10	$3.475 \pm 0.004$	$1.674 \pm 0.002$
20x20: 5x 5	$3.451 \pm 0.005$	$0.801 \pm 0.001$

表 3.4.3 SOLDIRAs により求めた宇宙線のエネルギーロスの peak の値。この値を元に、エネルギー較正を行う。

### 3.4.3 時間較正

TDC キャリブレーションによる TDC の時間間隔の較正の結果を表 3.4.4 に示す。測定量の時間幅が 100ps のとき、そ

	比例係数 [ns/ch]
ch1	$0.02454 \pm 0.00027$
ch2	$0.02470 \pm 0.00027$
ch3	$0.02466 \pm 0.00027$
ch4	$0.02435 \pm 0.00027$
ch5	$0.02402 \pm 0.00026$
ch6	$0.02468 \pm 0.00027$
ch7	$0.02457 \pm 0.00021$
ch8	$0.02487 \pm 0.00027$

表 3.4.4 TDC のチャンネルと時間間隔の較正結果。TDC のチャンネル [ch] と時間間隔 [ns] を結ぶ比例係数 [ns/ch] と、その fitting 誤差を表す。

の幅の TDC キャリブレーションによる誤差は 1ps 程度となり詳細な評価は意味をなさないため、相対誤差の二乗平均の平方根を TDC キャリブレーションによる誤差とし、これは 1.1% となる。測定時間の offset は時間分解能、及び減衰長の評価に影響しないので、解析を行いやすくするために start trigger の測定時間の値を基準にし、測定時間の平均値が揃うようにした。



### 3.4.4 時間補正

測定時間の一番大きな系統誤差は、シグナルのディスクリミネータのスレッシュホールドレベルを超えるタイミングがシグナルの立ち上がりによって変化してしまうことで、このことをスルーと呼ぶ。スルーは近似的に  $\sqrt{E}$  に反比例することが知られており、横軸にエネルギーに関する量、縦軸に時間に関する量をプロットすることによりスルーを評価できる。

本実験では横軸に  $1/\sqrt{\text{ADC}(\text{左}) * \text{ADC}(\text{右})}$  (NEUT の左右のシグナルの電荷量の相乗平均)、縦軸に  $T_{na}$  または  $T_{ab}$  を取ることでスルーを評価する。シンチレータの中心に入射したシグナルに gate をかけることによりスルーを容易に評価できるが、一方でスルーの比例係数は両チャンネルの和としてしか見えないので (appendix A.1)、左右のチャンネルのスルーパラメータは等しいと仮定する。このときのスルー補正の結果の例を図 3.4.2 に示す。図 3.4.2(b) の

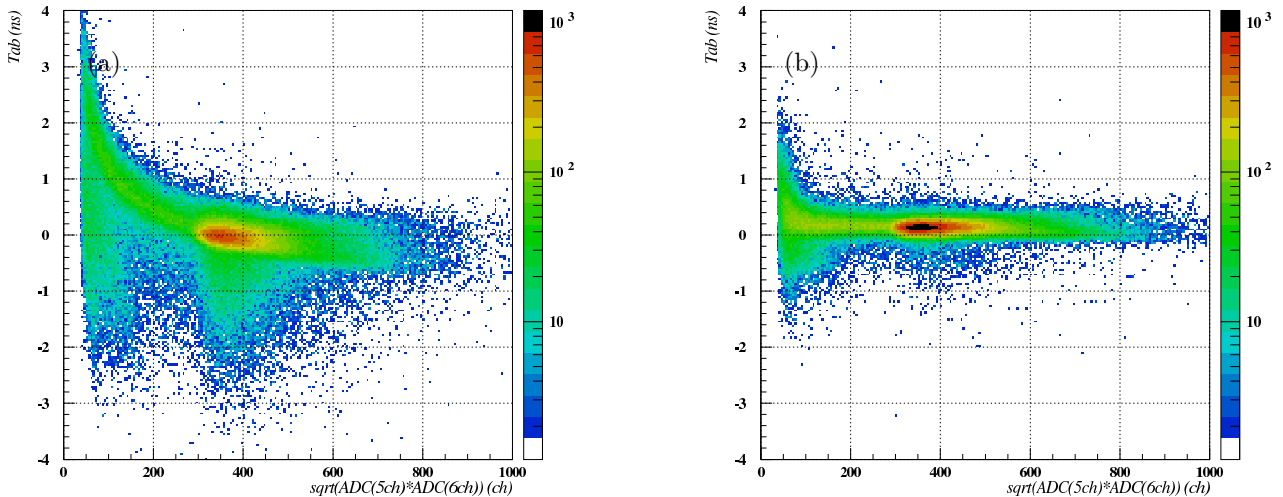


図 3.4.2 20x20:20x20 の組み合わせで横軸に ch5, ch6 の相乗平均、縦軸に  $T_{ab}$  を取ったときのスルー補正の例。(a) はスルー補正前、(b) はスルー補正後を表す。スルー補正により低エネルギーでのタイミングが正しくなるだけでなく、対となる NEUT のスルー補正も行っているため全域に渡って時間の幅が狭くなる。

縦軸について平均を取り、横軸に相乗平均の平方根の逆数を取ったときのグラフを図 3.4.3(a) に示す。スルー補正後も飛行時間はエネルギーに依存し、低エネルギー側 (グラフ右側) と高エネルギー側 (グラフ左側) で一定にならない。このエネルギー依存性は後述するエネルギー gate により取り除く。エネルギー gate をかけたときの図 3.4.3(a) を図 3.4.3(b) に示す。これにより飛行時間の mean の振れ幅は 10ps 程度に抑えられる。

### 3.4.5 位置較正

NEUT に対して宇宙線の入射する位置を絞って測定を行い、左右の測定時間差の peak 値をその位置に対応する時間差とする。まず、5x5 のシンチレータを用いたときの位置較正の結果を図 3.4.4 に示す。このときの fit の結果は、

$$(\text{位置}) = (15.13 \pm 0.13[\text{ns/cm}]) * (\text{時間差}) - (0.19 \pm 0.18[\text{cm}]) \quad (3.4.2)$$

$$\chi^2 = 1.3856, \quad \text{自由度} = 4 \quad (3.4.3)$$

となり、位置と時間差の関係が線形である確率は 85% と求まる [12]。これより線形で近似することは妥当と言える。なお、このとき得られる比例係数はシンチレーション光の伝搬速度を表す。以上から他のシンチレータについても線形を仮定し、時間差と位置の関係を求める。この結果と 5x5 の結果をまとめて表 3.4.5 に示す。また、最終的に得られる

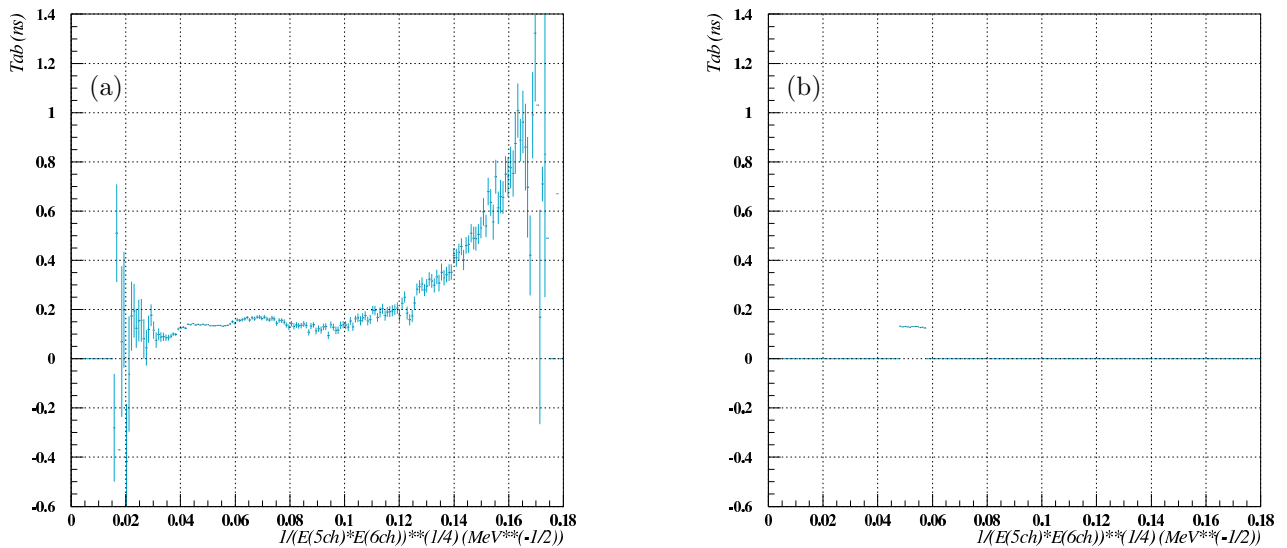


図 3.4.3 スルー補正後の飛行時間のエネルギー依存性。(a) 図 3.4.2(b) の縦軸について平均を取り、横軸は相乗平均の平方根の逆数とした。スルー補正後も飛行時間はエネルギーに依存し、低エネルギー（グラフ右側）と高エネルギー（グラフ左側）で一定とならない。(b) (a) で見られるエネルギー依存性は後述するエネルギー gate により取り除く。(b) はこのエネルギー gate をかけたときの様子で、横軸の値が 0.047~0.057 の範囲のイベントのみが選択され、飛行時間の mean の振幅は 10ps 程度に抑えられている。

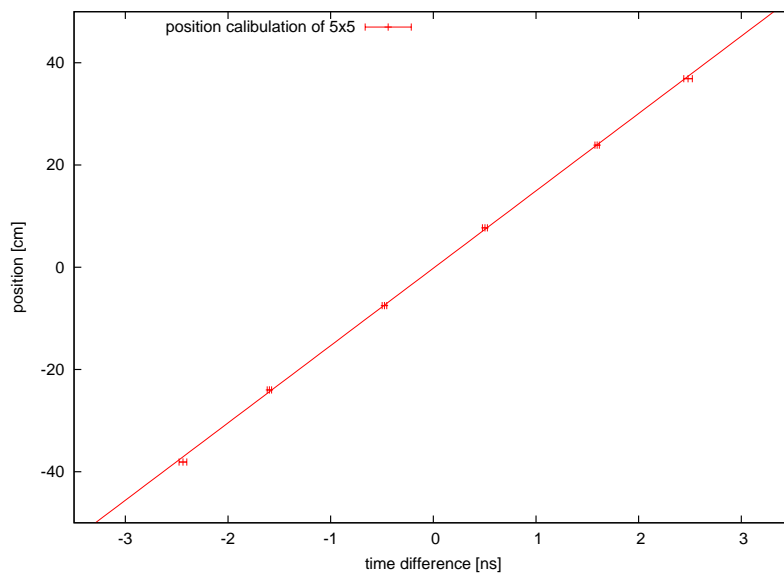


図 3.4.4 5x5 における位置較正の結果。左右の測定時間差と宇宙線の入射位置の関係を六点測定し、線形を仮定して fit した。このとき  $\chi^2 = 1.3856$  となり、fit が妥当である確率は 85% と求まるので位置と測定時間差の関係は線形であると言える。

形状	伝搬速度 [cm/ns]	定数項 [cm]	位置分解能 [cm]
40x20	15.56 ± 0.25	0.19 ± 0.37	2.11 ± 0.13
20x20	15.60 ± 0.58	-1.22 ± 1.1	1.35 ± 0.14
10x10	15.81 ± 0.35	1.62 ± 0.49	2.43 ± 0.13
5x5	15.13 ± 0.13	-0.19 ± 0.18	4.22 ± 0.16

表 3.4.5 左右の測定時間差と位置の較正結果。5x5 の測定結果を元に、測定時間差と位置の関係は線形であると仮定した。位置分解能は、最終的に得られる時間分解能の結果より求めた。

時間分解能の測定結果 3.5.2 により求めた、NEUT の位置分解能も合わせて示す。なお、一般的には中性子を測定するときの位置分解能は宇宙線により求めた位置分解能よりも悪くなる。これはシンチレータ内で生じた二次粒子がシンチレータを斜めに通過することなどによる。このため、今回得られた位置分解能は検出器の基礎データに止まる。

## 3.5 解析・結果・議論

時間分解能、時間分解能のエネルギー依存性、減衰長、それぞれの解析方法とそれにより得られる結果、及びそれぞれの結果に対する議論を述べる。

### 3.5.1 時間分解能

実験により得られる測定値には多少の系統誤差が含まれているが、正確に補正することはできないので代わりにエネルギーに gate をかけることにより系統誤差の影響を小さくする。また、バックグラウンドを取り除くための  $\gamma$  線 gate をかける。次に、Trigger を使用する方法によりシンチレータの個体差を求め、時間分解能を二本の NEUT を使用する方法により求める。

#### エネルギー gate

図 3.4.3(a) で示した様に、スルー補正を行っても時間分解能はエネルギーロス (正確には測定された電荷) に依存してしまう。この由来は、定かではないので (シンチレーション光の時間分布は、アテネーションにより減衰する場合と、エネルギーロス自体が小さい場合では同じ電荷量でも波形の立ち上がりが異なると予想され、これが影響していると考えられるが本実験では推測の域を出ない)、スルー補正が正確に行えているエネルギースペクトルの peak 近傍のイベントに gate をかける。この gate の範囲は図 3.5.1 に示すようにエネルギー peak の半値幅以内とする。この gate をかけたときのスルーのエネルギー依存性は 3.4.4 節で示したように、10ps 程度に抑えられる。

#### $\gamma$ 線 gate

20x20:20x20 の組み合わせにおける、上下の NEUTa, b それぞれのエネルギー相乗平均の相関と、この相関の低エネルギー部分に gate をかけたときの様子を図 3.5.2 に示す。宇宙線のエネルギーロスの peak は約 3.5MeV であるため、この図の 2 MeV 以下の領域 (図 3.5.2(b)) にある peak は宇宙線以外の自然放射線 (主に  $\gamma$  線) に由来すると言える。さらに、この低エネルギー相関に gate をかけ飛行時間を求めると、図 3.5.3 に示すように二つの peak が見える。この peak の間隔は約 470ps であり、光速度の粒子が上から下へ飛んだ場合と下から上へ飛んだ場合の時間差 (~530ps) にほぼ一致する。以上のことから、この低エネルギー相関の由来は  $\gamma$  線であると結論し、このイベントに

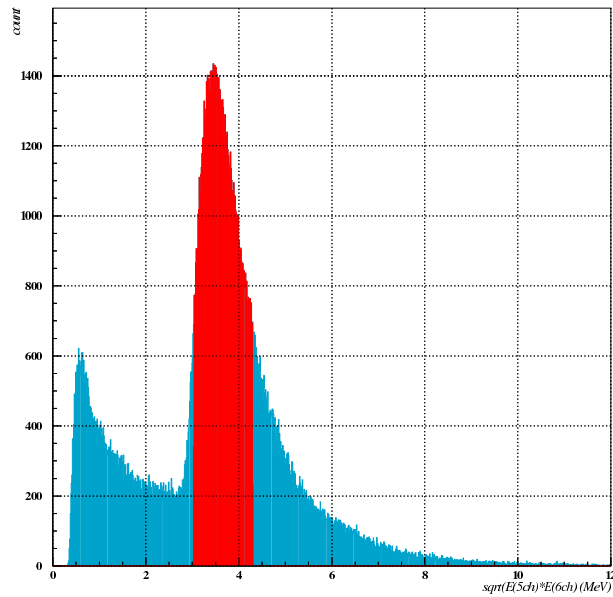


図 3.5.1 20x20:20x20 におけるエネルギー gate の例。宇宙線の落とすエネルギー peak の半値幅以内のイベント (スペクトルの赤い部分) に gate をかけ、スルーによる系統誤差を小さくする。

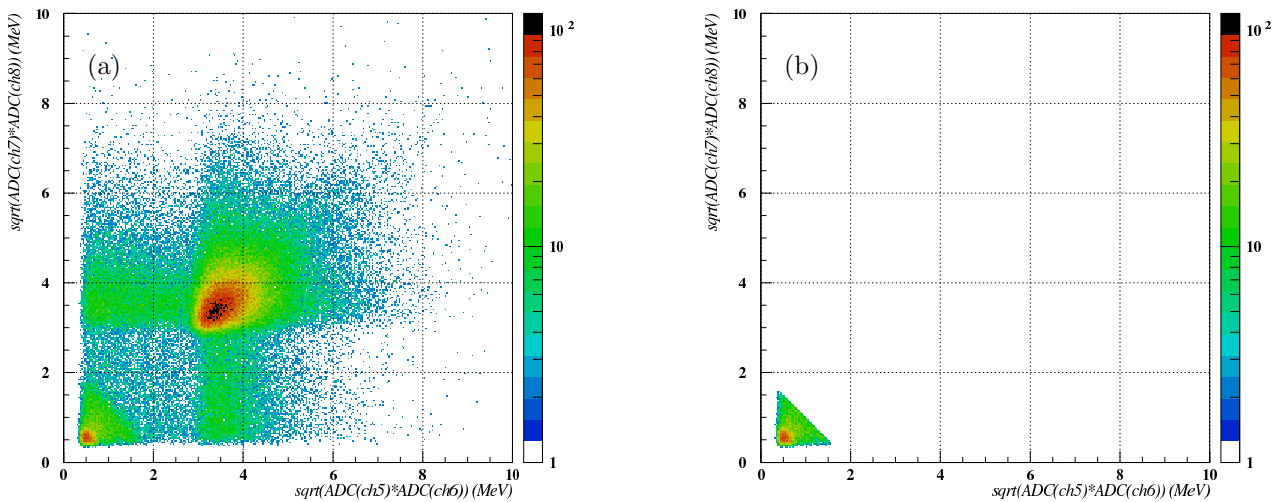


図 3.5.2 (a) 上下の NEUTa, b それぞれのエネルギー相乗平均の相関。2 MeV 以下の領域にある peak は  $\gamma$  線に由来するので、このイベントに gate をかけ除外する。(b) (a) の図に  $\gamma$  線 gate をかけた様子。解析を通してこのイベントは除外する。

gate(図 3.5.2(b)) をかけて除く。

### 個体差

NEUT の個体差を求めるために、40x20 のシンチレータについて Trigger を用いる場合のジオメトリにさらに Trigger の上に二本目の NEUT を一本目の NEUT に対して平行に置いて測定する。このジオメトリの場合、上下の NEUT それぞれについて、Trigger を用いる方法と二本の NEUT を用いる方法との両方の方法を用いて解析することができる。垂直入射する宇宙線に絞るために四本全ての検出器の Coincidence を取り、先の項と同様にエネルギー gate

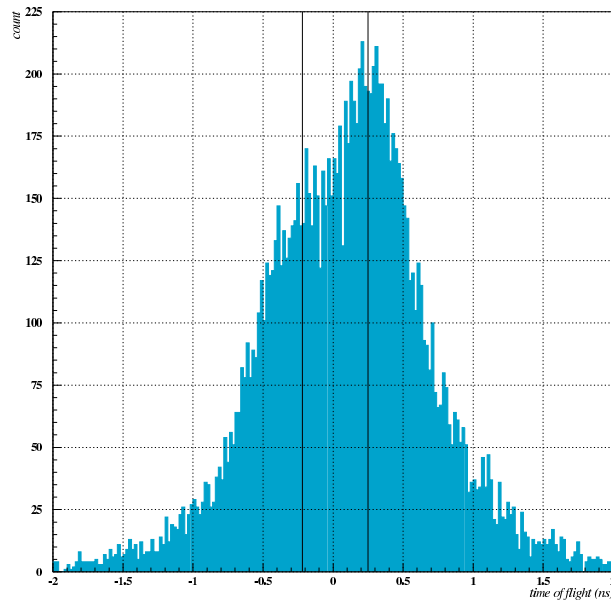


図 3.5.3 図 3.5.2 の低エネルギー相関に gate をかけたときの飛行時間。縦線で示すように二つの peak があり、この間隔は光速度の粒子が上下のシンチレータを往復する時間 (~530ps) にほぼ一致するため、 $\gamma$  線由来であると断定できる。

をかける。このときの  $\sigma_{T_{ab}}$  (NEUTa と NEUTb の時間分解能の二乗平均),  $\sigma_{T_a}$  (NEUTa の時間分解能),  $\sigma_{T_b}$  (NEUTb の時間分解能) の測定結果を表 3.5.1 に示す。

時間分解能 ( $\sigma$ ) [ps]	
$\sigma_{T_a}$	$0.619 \pm 0.026$
$\sigma_{T_b}$	$0.541 \pm 0.024$
$\sigma_{T_{ab}}$	$0.812 \pm 0.019$

表 3.5.1 Trigger を用いた場合 ( $\sigma_{T_a}, \sigma_{T_b}$ ) と二本の NEUT を用いた場合 ( $\sigma_{T_{ab}}$ ) の 40x20 の時間分解能。同じ仕様のモジュールでも個体差のために時間分解能が異なる ( $\sigma_{T_a} \neq \sigma_{T_b}$ )。

時間分解能を  $\sigma_{T_{ab}}/\sqrt{2} = \sigma_{T_a} = \sigma_{T_b}$  として評価する場合、二つの検出器 a, b の個体差を誤差として取り入れる必要がある。個体差により  $\sigma_{T_{ab}}/\sqrt{2}$  が持つ相対誤差を、

$$+\left(1 - \frac{\sigma_{T_a}}{\sigma_{T_{ab}}/\sqrt{2}}\right), -\left(1 - \frac{\sigma_{T_b}}{\sigma_{T_{ab}}/\sqrt{2}}\right) \tag{3.5.1}$$

と定義し、表 3.5.1 の結果より  $+0.065, -0.069 \sim \pm 0.07$  と見積る。

次の項で示すように時間分解能は位置依存性を持ち、Trigger を用いた一点による測定方法では系統誤差が大きいと考えられる。また、細いシンチレータでは測定にかなりの時間を要するので、位置依存性と統計の両方が得られる二つの NEUT を用いる方法により NEUT の時間分解能を評価する。

#### 時間分解能の位置依存性

左右に到達するシグナルの波高は宇宙線の入射位置によってアテネーションの分大きく異なってくるので、時間分解能は宇宙線の入射位置に依存する。

NEUTa の時間分解能  $\sigma_{T_a}$  は、

$$T_a = (T_l + T_r)/2 \quad (3.5.2)$$

$$\therefore \sigma_{T_a} = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{T_l}^2 + \sigma_{T_r}^2} \quad (3.5.3)$$

と表せ、これに光子数と時間分解能の関係 (式 3.2.15)、およびエネルギーと減衰の関係 (式 3.2.18) を考慮すると、

$$\sigma_{T_a} = \sqrt{\left(a/\sqrt{E_l} + b\right)^2 + \left(a/\sqrt{E_r} + b\right)^2} \quad (3.5.4)$$

$$\therefore \sigma_{T_a}(x) = \sqrt{\left(\frac{a'}{\sqrt{\exp(-x/\lambda)}} + b\right)^2 + \left(\frac{a'}{\sqrt{\exp(-(z-x)/\lambda)}} + b\right)^2} \quad (3.5.5)$$

となる。ただし、 $x$  はシンチレータの端から測った宇宙線の入射位置を表す。また、 $z$  はシンチレータの長さ (100 cm)、 $a, a', b$  はパラメータである。この関数は  $\lambda$  が小さいほど曲率の小さいパラボラを描く。つまりアテネーションが強いほど時間分解能の位置依存性は強くなる。また、スルー補正は peak 近傍のエネルギーに対して最適になっているので、中心から外れた位置に宇宙線が入射した場合はアテネーションによりシグナルが減衰し、スルー補正が不正確となりその分さらに時間分解能が悪くなる。加えて、位置と  $T_{ab}$  の相関 (図 3.5.4) より、物理的には宇宙線の飛行時間を表す  $T_{ab}$  がそれとは関係ないはずの位置依存性を持つ。この由来が定かではないため、位置と飛行時間の相関を、統計が

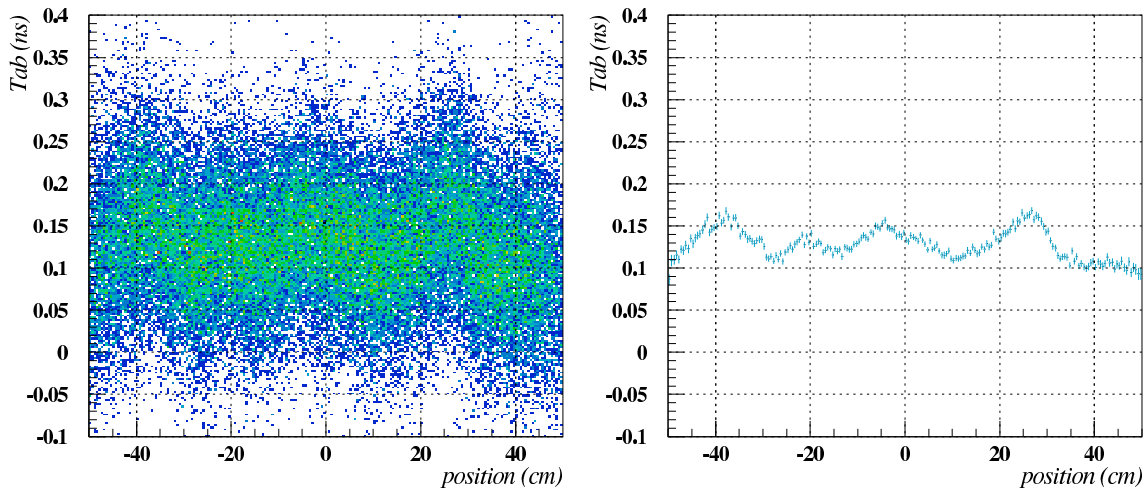


図 3.5.4 飛行時間の位置依存性。右の図は、左の図の  $y$  軸方向について平均を取ったもの。理想的には宇宙線の入射位置によって飛行時間は変化しないが、最大 70ps 程度揺れている。この由来が定かでないため、位置を適当な区間に分けて時間分解能を求めることにより、揺れの影響を小さくする。

十分に得られる範囲で位置について分割し、それぞれの区間での時間分解能を求める。得られた位置と時間分解能のプロットを式 3.5.5 により fit し、中心での値を NEUT の時間分解能と定義する。この fit の結果、及び中心での値をそれぞれ図 3.5.5、表 3.5.2 に示す。40x20 より 20x20 の方が時間分解能が良いのは、PMT に接しているシンチレータの接地面積比が 20x20 の方が大きい (40x20:0.550, 20x20:0.972) ので、生じたシンチレーション光をより多く集められるからである。モジュールに依存しない時間分解能の系統的な結果は 3.5.3 節で求める。

3.2 節で示したように、入射した宇宙線のほとんどは垂直入射であり、エネルギー gate かけ、さらに位置依存性を取り除いているので理想的な条件下で時間分解能を評価している。これより、表 3.5.2 の結果は検出器の持つ純粋な時間分解能を表していると考えられる。一方、中性子の測定では二次粒子が様々な角度で反跳することや、二次粒子の落とすエネルギーのレンジが広いことから検出器の持つ純粋な時間分解能に到達することは難しく、表 3.5.2 の値を中性子

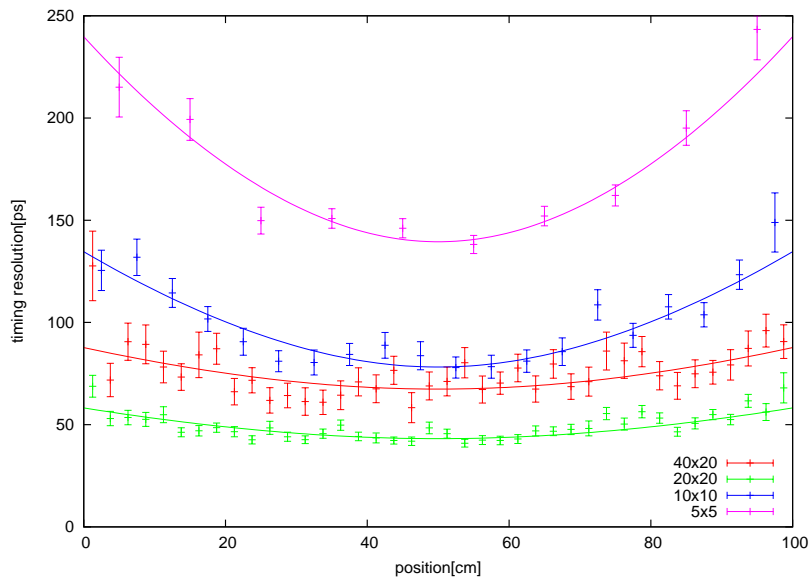


図 3.5.5 時間分解能の位置依存性。位置と飛行時間の相関を、統計が十分に得られる範囲で位置について分割し、それぞれの区間での時間分解能を求めた。赤の線は 40x20、緑の線は 20x20、青の線は 10x10、紫の線は 5x5 の場合を表す。この曲線の中心での値を NEUT の時間分解能と定義する。

形状	時間分解能 ( $\sigma$ ) [ps]
40x20	$66.9 \pm 3.9$
20x20	$43.2 \pm 4.3$
10x10	$78.0 \pm 4.1$
5x5	$139.5 \pm 5.0$

表 3.5.2 プラスチックシンチレータの中心における時間分解能の測定結果。図 3.5.5 に示す位置と時間分解能の関係より、中心での時間分解能を求めた。40x20 より 20x20 の方が時間分解能が良いのは、PMT に接しているシンチレータの接地面積比が 20x20 の方が大きい (40x20:0.550, 20x20:0.972) からである。得られた結果は検出器の持つ純粋な時間分解能を表していると考えられるが、一方で中性子測定における時間分解能はこの値に到達することは難しく、これを議論するには更なる実験を必要とする。

測定における時間分解能とすることはできない。中性子測定における時間分解能の詳細な評価は更なる実験を必要とし、今後の課題とする。

### 3.5.2 減衰長

宇宙線の入射位置とシグナルの強度の相関の例を図 3.5.6 に示す。このようなデータから減衰長を求めるために、まずシンチレータの位置を 5 cm 単位で分割し、シグナルの強度スペクトルを landau 分布で fit することにより各位置での peak を求める。得られた位置と peak の関係を appendixA.2 で示す式 (A.2.11) により fit する (図 3.5.7、20x20 の fit の例)。減衰曲線の解析式による fit については 3.6 節で議論する。両端での減衰を exp で結んだときの減衰長を有効な減衰長と定義し、その結果を表 3.5.3 に示す。合わせて両端間での減衰も示す。

許容できる減衰長の下限は明確に存在しないが、10x10 と 5x5 は両端間での減衰が 0.1 を切ってしまう、減衰がないときよりも 10 倍以上レンジを広げる必要があり、系統誤差を増やす要因となるため好ましくない。一方、十分な

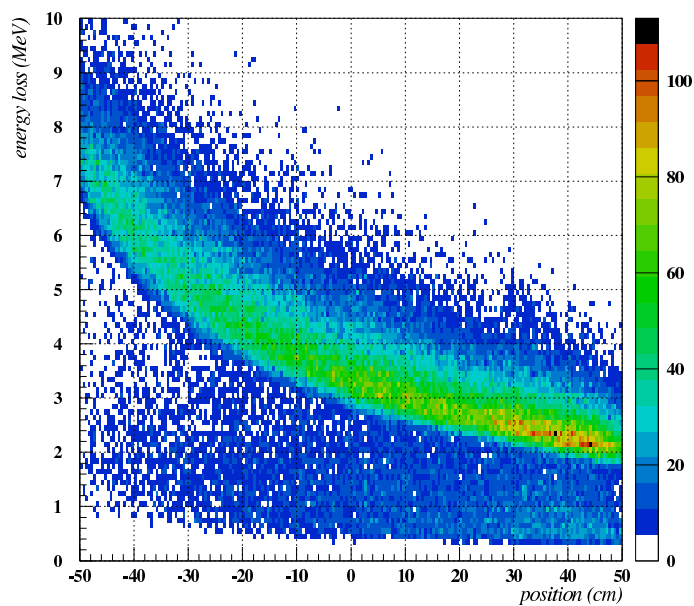


図 3.5.6 20x20 の ch5 のシグナルのアテネーションの様子。横軸は位置を表し、縦軸はシグナルの強度を表す。左側が PMT に近いところのシグナルで、右に行くほどその peak は減少する。

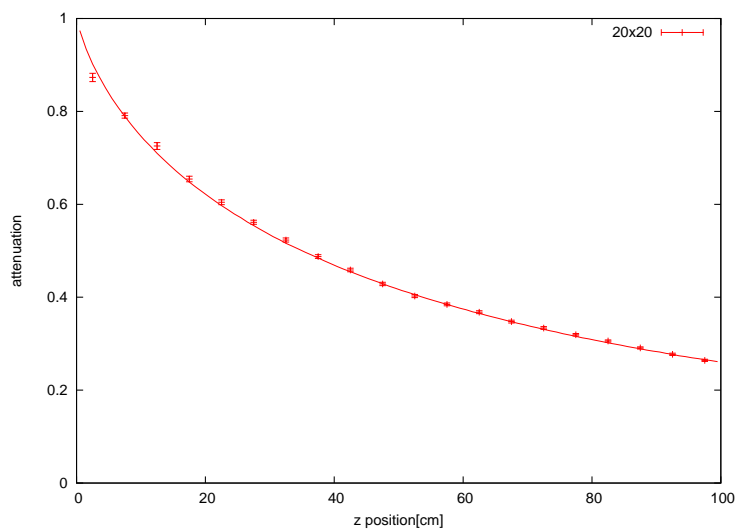


図 3.5.7 20x20 の場合の減衰曲線の peak の fit 結果。fit には appendixA.2 で示す式 (A.2.11) を用いた。fit 結果を元に、 $z=0$  の位置の減衰が 1 になるように規格化した。

形状	有効な減衰長 [cm]	両端間での減衰
40x20	91.8	0.336
20x20	74.3	0.260
10x10	41.1	0.088
5x5	32.9	0.048

表 3.5.3 有効な減衰長とプラスチックシンチレータの両端間での減衰の測定結果。両端での減衰を exp で結んだときの減衰長を有効な減衰長と定義する。



分解能を得るために 10x10 などが必要になった場合は、減衰長を伸ばす工夫が必要になると言える。減衰長の解析式 A.2.11 より反射率が 1 に近づけば減衰長は長くなるので、表面を光学研磨するなどし、極力乱反射を抑えるようにすることなどが挙げられる。しかし、3.6 節で述べるように、本研究では減衰長の解析式の各パラメータが定まらなかったため、定性的な議論に止まる。

### 3.5.3 時間分解能のエネルギー依存性

宇宙線のエネルギーロスと PMT で生じた光電子数の関係は、(i) シンチレータにおけるエネルギーロスと生成される光子数の関係、(ii) シンチレータによるアテネーション、(iii) シンチレータの端面の面積と PMT の有効面積の比、(iv) PMT の量子効率によって結ばれる。エネルギーロスにこれらを乗算すれば、形状の異なるシンチレータ間でも形状に依存しない光電子数に統一され、時間分解能のエネルギー依存性が比較できるようになる。エネルギーロスと光電子数を結ぶパラメータを表 3.5.4 に示す。この結果より、横軸に光電子数、縦軸に時間分解能を取り、式 (3.2.15) を仮

形状	エネルギーロス [MeV]	生成光子数/ $\Delta E$ [1/MeV]	アテネーション	有効面積比	量子効率	光電子数
40x20	3.49	10000	0.519	0.550	0.25	2490
20x20	3.46	10000	0.417	0.972	0.25	3510
10x10	1.67	10000	0.204	1.000	0.25	852
5x5	0.80	10000	0.166	1.000	0.25	333

表 3.5.4 各モジュールで生じる光電子数。光電子数は左右の PMT で生じる光電子数の和となっている。光電子数は各値の積 ((エネルギーロス)x(生成される光子)x(アテネーション)x(有効面積比)x(量子効率)) により求まる。エネルギーロスは 3.4.2 節で求めた表 3.4.3 の値、1MeV あたりの生成光子数は参考文献 [9] の値、アテネーションは 3.5.2 節で求めた表 3.5.3 の値、有効面積比は幾何学的に決まり、量子効率はバイアルカリの典型的な量子効率の値を用いた。

定すると、

$$(\text{時間分解能 } (\sigma)[\text{ps}]) = (2250 \pm 450) / \sqrt{(\text{光電子数})} + (11 \pm 14) \tag{3.5.6}$$

と求まる (図 3.5.8)。ただし、光電子数の誤差は評価していない。この結果はモジュールの特性に依存しない系統的な結果であり、新型中性子検出器開発における重要な基礎データである。荷電粒子のエネルギーロスや減衰長、有効面積比などが変化したときでも表 3.5.4 の値を計算することにより、エネルギーロスを光電子数に変換でき、式 3.5.6 から時間分解能のエネルギー依存性が求められる。

今回実験した NEUT について、PMT との接地面積比を 1 として時間分解能の光電子数依存性をエネルギー依存性に変換すると、表 3.5.5 のようになる。二次粒子の落とすエネルギーは 1MeVee 程度まで取得できることが望ましく、

形状	時間分解能のエネルギー依存性 [ $\text{ps} \cdot \text{MeV}^{1/2}$ ]
40x20	62.45 ± 12.38
20x20	69.68 ± 13.82
10x10	99.67 ± 19.76
5x 5	110.28 ± 21.87

表 3.5.5 各 NEUT についての時間分解能のエネルギー依存性。測定結果そのものではなく、得られた時間分解能の系統性 (3.5.6) を仮定し、PMT との接地面積比を 1 としたときの時間分解能のエネルギー依存性。1MeVee 以上のシグナル全てについて時間分解能 100ps を目指すと、少なくとも 10x10 以上の太さが必要である。

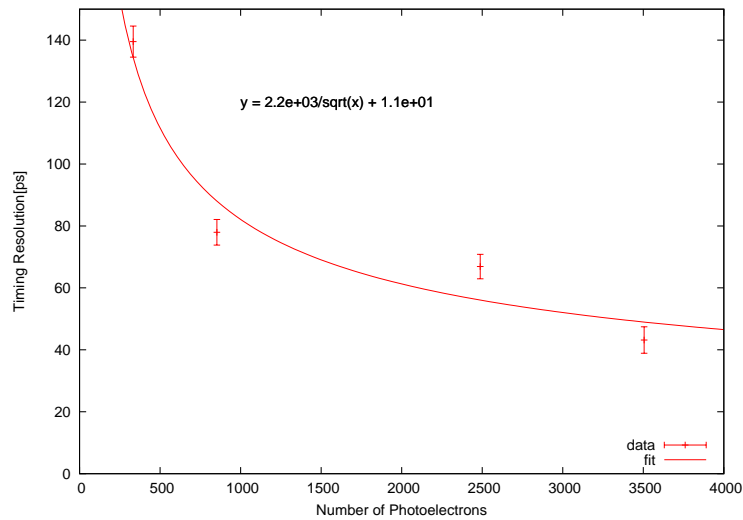


図 3.5.8 時間分解能の光電子数依存性。時間分解能は光子数 ( $\propto$  光電子数  $\propto$  エネルギー) の平方根の逆数に比例すると仮定して fit した (fit 結果:式 (3.5.6))。

1MeVee のシグナルについて時間分解能 100ps 以上を目指す、少なくとも 10x10 以上の太さが必要である。

NEUT の評価に直接関係はないが、求めた光電子数より、PMT の T.T.S 由来の時間分解能が求まる。本実験で使った PMT(H7415) の T.T.S は 0.5ns なので、これを光電子数の平方根で割ると表 3.5.6 のようになる。これより、

形状	T.T.S 由来の時間分解能 [ps]
40x20	10.0
20x20	8.44
10x10	17.1
5x 5	27.4

表 3.5.6 PMT の T.T.S 由来の時間分解能。T.T.S 由来の時間分解能は一光子の持つ T.T.S を光電子数の平方根で割ることにより求まる。T.T.S の時間分解能への影響は二割程度となり、PMT の選定は過不足ないと言える。

T.T.S の時間分解能への影響は二割程度となり、PMT の選定は過不足ないと言える。

以上の時間分解能のエネルギー依存性と減衰長の測定結果をシミュレーションに反映し、中性子検出器の相対エネルギー分解能を評価する。

### 3.6 減衰長の形状依存性

この節では実験で得られた減衰曲線を元に、減衰長の形状依存性を説明するための解析式 (appendixA.2) の妥当性を議論する。

#### 減衰長の最適 fit

減衰長は細いシンチレータほど短くなる傾向がある。これはシンチレータ表面での反射が主原因と考えられ、これを考慮するとシグナルの減衰は式 A.2.11 で表される。ただし、 $R_a, R_b, R_{mylar}$  はそれぞれ研磨面の反射率、キャス

ト面の反射率 (形状が正方形のとき、 $R_a$  と  $R_b$  は区別がない)、マイラーの反射率を表し、 $\lambda$  は減衰長を表す。なお、ここで言う減衰長は、減衰曲線を  $\exp$  のみで説明するための典型的な意味の減衰長ではなく、光がシンチレータを進むときにシンチレータに吸収、または散乱される確率から求まる純粋な減衰長である。この式の妥当性を評価するため、実験で求めたシグナルの強度スペクトルの peak について、式 (A.2.11) とのカイ二乗値が最小になるパラメータ ( $R_a, R_b, R_{mylar}, \lambda$ ) を求め、得られたパラメータを比較する。このとき、中心の四点 (42.5, 47.5, 52.5, 57.5 cm) の平均値が実験の値と同じになるように規格化した。それぞれの形状についての fitting 結果、及び各パラメータの値をそれぞれ図 3.6.1、表 3.6.1 に示す。

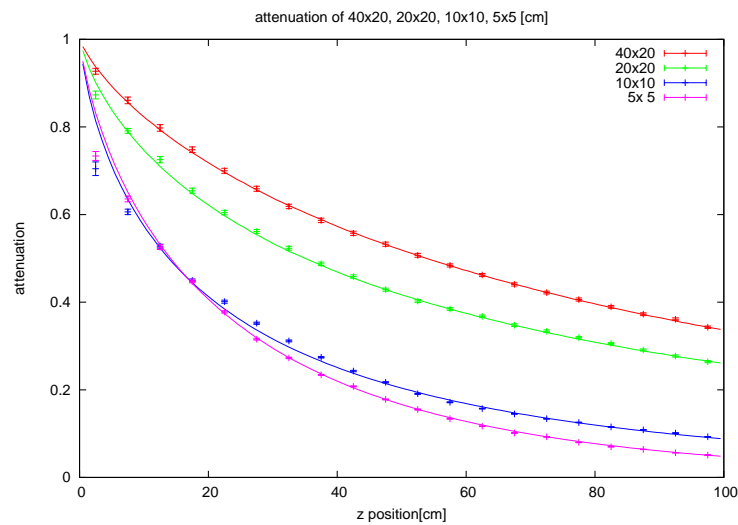


図 3.6.1 それぞれの形状についての式 (A.2.11) による fitting 結果。赤の線は 40x20、緑の線は 20x20、青の線は 10x10、紫の線は 5x5 の場合を表す。PMT 近傍で fit が合っていないことについては本文で議論する。

形状	$R_a$	$R_b$	$R_{mylar}$	$\lambda$ [cm]	$\chi^2$
40x20	0.990	1.000	1.000	280	0.418
20x20	0.994	1.000	1.000	1640	1.87
10x10	0.982	0.989	0.999	310	19.4
5x5	0.998	1.000	1.000	60	12.9

表 3.6.1 図 3.6.1 におけるアテネーションの fitting 結果。マイラーの反射率を除いて一貫性が見られない。これについては本文で議論する。

### 妥当性の議論

各測定で異なる可能性のあるパラメータは、加工精度に依存する  $R_a$  のみである。これは、シンチレータの研磨面の反射率なので、シンチレータが細かいほど綺麗な研磨をすることが難しいからである。しかし、最適なパラメータは  $R_{mylar}$  を除いて一貫性がなく、特に  $\lambda$  は一桁以上も違いがある。これは、主に x 軸の誤差、つまり位置の誤差、およびシンチレータの端におけるアクセプタンスが小さいことから来していると考えられる。

式 A.2.11 におけるパラメータ  $R_a, R_b, R_{mylar}$  は PMT 近傍での減衰曲線の振る舞いに強く影響する。しかし、シンチレータの端の統計はジオメトリの制限から少なくなり、各位置におけるシグナルの強度スペクトルの peak を求める

段階でアクセプタンス補正をしていない今回の解析では、PMTに近い区間の peak はその区間の中で統計の多い内側に引きずられ、本来よりも peak を小さく見積もってしまう。fitting パラメータである反射率は PMT 近傍のシグナルの相対的な変化が大きいほど小さくなる方向へ、減衰長は長くなる方向へ動く。この影響を敏感に受けた結果、パラメータが一致しなかったと考えられる。また、式 (A.2.11) による fit は減衰曲線の形を議論していることになり、位置の絶対値の offset の誤差に影響を受ける。今回の fit では位置の誤差を評価していないが、一貫したパラメータを得るには位置の誤差を取り入れた評価が必要と考えられる。

以上の議論から、表 3.6.1 の結果は系統誤差を含んでおり、得られたパラメータは実験結果を統一的に説明する必然性がなく、解析式 A.2.11 を検証するには不十分であると言える。一方、減衰曲線の形状ではなく、減衰長や両端間での減衰など、パラメータの詳細に強く依存しない量は十分な評価ができていると考え、減衰長の評価に用いた。本来はこれらの誤差を評価すべきであるが、今後の課題とする。

解析式の検証をする目的においては、PMT 近傍のシグナルの統計を増やし、アクセプタンス補正をすることにより減衰曲線の形状を詳細に評価することができ、正確なパラメータを求めることができると考えられる。また、解析式を検証しやすくする方法として、極端な状態で実験をすることによりパラメータを減らす (例えばアルミナイズドマイラーを取り除くことによって  $R_{mylar} \simeq 0$  とする) ことなどが挙げられる。

## 第 4 章

# 性能評価 – シミュレーション

第 3 章の実験結果を受けて、シミュレーションにより新型中性子検出器の相対エネルギー分解能を求める。まず、計算コード DEMONS により運動量分解能を求め、これを元にモンテカルロシミュレーションにより相対エネルギー分解能を求める。また、新型中性子検出器では反跳陽子をトラッキングするため、その基礎として陽子の振る舞いを議論する。

### 4.1 DEMONS によるシミュレーション

DEMONS は横置き中性子検出器専用の計算コードで、特定のジオメトリに対して詳細なシミュレーションが可能である。検出器の評価には想定しているジオメトリそのままにシミュレーションすることが理想的であるが、本研究では横置きのジオメトリの結果から近似的に運動量分解能を求める。また、反跳陽子のトラッキングを用いた分解能の評価は行わず、直行する二本の NEUT により  $p_x$  と  $p_y$  を個別に測定する解析方法による分解能の評価を行う。

#### 4.1.1 シミュレーションセットアップ

ジオメトリの設定の概観を図 4.1.1 に示す。最前面に VETO を、その後ろに横置きの NEUT を積層した構造となっている。シミュレーション条件を以下に示す。第 3 章で実験したプロトタイプについてのシミュレーション (5x5 は除

標的と検出器の距離	1000 cm
ビーム形状	半径 1cm の円筒形
中性子の入射エネルギー	250 MeV
時間分解能	測定値 +100 ps または、 $100/\sqrt{E}+100$ ps
減衰長	測定値 または、100 cm
シンチレータ中の光の伝搬速度	15.525 cm/ns

表 4.1.1 DEMONS で設定したシミュレーション条件。第 3 章で実験したプロトタイプについてのシミュレーション (5x5 は除く) では得られた時間分解能と減衰長の値を用いる。なお、中性子を検出する場合の系統誤差を考慮して、時間分解能のエネルギー依存性の定数項を 100 ps とする。その他の形状では  $100/\sqrt{E} + 100$  ps, 100 cm と仮定する。

く) では得られた時間分解能と減衰長の値を用いる。ただし、実際の測定では中性子の飛行時間を測定するため、検出器の時間分解能に系統誤差が入る。本シミュレーションではこの系統誤差を 100 ps と仮定し、表 3.5.5 の値に加える。シンチレータの形状やモジュールの数を変数とし、体系的なことを議論する場合は時間分解能と減衰長をそれぞれ、 $100/\sqrt{E} + 100$  ps, 100 cm とする。シンチレータ中の光の伝搬速度は実験により求めた値の平均を用いる。

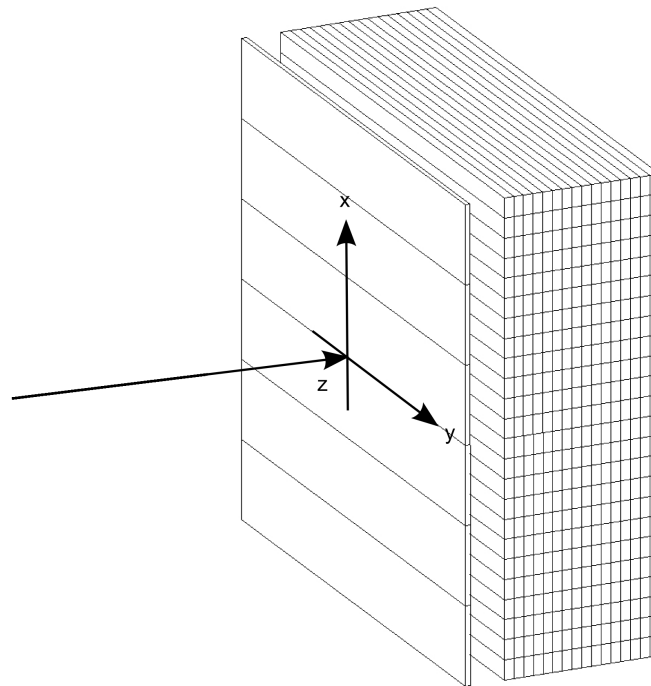


図 4.1.1 DEMONS におけるジオメトリの設定の概観。一層の VETO と、複数の層の横置き NEUT からなる。中性子の入射方向を z 軸とし、モジュールに長軸方向を y 軸、モジュールに直行する方向を x 軸とする。

#### 4.1.2 データ解析

DEMONS により実験データに対応する観測量が得られるので、実験と同様に中性子の運動量を 2.2.2 節に示した式 (2.2.3–2.2.9) により求める。本来ならば二次粒子が複数のシンチレータを鳴らすことを利用してそのトラッキングを行うのだが、今回はトラッキングを行わず、通常の本の NEUT により中性子の  $p_x, p_y, p_z$  を測定する”一本の NEUT による検出方法”と、直行する二本の NEUT により  $p_x$  と  $p_y$  を個別に測定する”二本の NEUT による検出方法”により解析した場合の分解能を評価をする。さらに、新型中性子検出器のジオメトリとはことなるジオメトリでシミュレーションしているので、二本の NEUT による検出方法で分解能を評価する場合は y 方向の運動量分解能を、

$$\Delta p_y = \Delta p_x \quad (4.1.1)$$

と近似する。スレッシュホールドは、一本の NEUT による検出方法の場合は 6 MeVee とし、二本の NEUT による検出方法の場合は 3 MeVee とする。

#### 4.1.3 結果と考察

##### 陽子の振る舞い

二次粒子として生じる陽子の振る舞いを考える上で重要となるのは、中性子と陽子の散乱における散乱角度分布と陽子のシンチレータでのエネルギーロス、及び飛程である。

中性子と陽子の衝突における散乱角度分布は、低エネルギー ( $\sim 30$  MeV) では一様となり、それ以上では前方散乱が強くなる。また、量子力学より陽子と中性子の散乱においてそれぞれの粒子の区別がつかなくなり、(見掛け上) 入れ替

わかることにより散乱角度分布は前方散乱と後方散乱で対称になる。これを反映するように DEMONS の中では図 4.1.2 に示すような分布が組み込まれている。この図の横軸は天頂角  $\theta$  を表すので、立体角分布に  $\sin\theta$  がかったグラフと

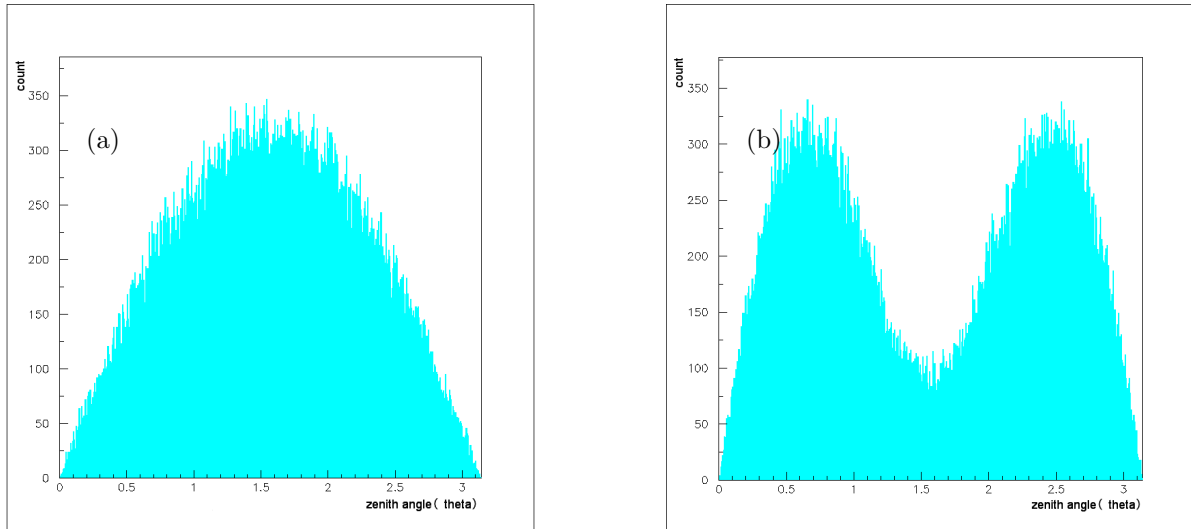


図 4.1.2 中性子と陽子の散乱における陽子の散乱角度分布。横軸は天頂角  $\theta$  の値なので、立体角に  $\sin\theta$  がかったスペクトルとなっている。(a) 中性子の入射エネルギーが 20MeV の場合。中性子の入射エネルギーが低エネルギー ( $\sim 30$  MeV) の場合、散乱分布は一樣となる。(b) 中性子の入射エネルギーが 250MeV の場合。中性子の入射エネルギーが 30 MeV 以上になってくると、前方散乱と後方散乱の割合が多くなる。

なっている。

陽子のエネルギーロスは bethe-bloch の式により計算できる。中性子検出器の素材であるプラスチックシンチレータを想定したときの単位長さあたりのエネルギーロスと陽子の飛程を図 4.1.3 に示す。これら、陽子の角度分布、及び飛

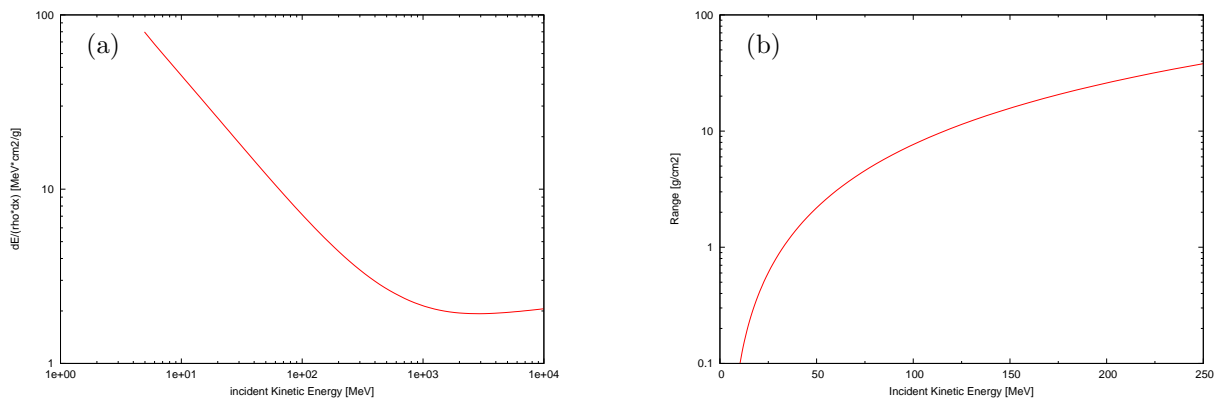


図 4.1.3 陽子のエネルギーロスと飛程。(a) プラスチックシンチレータにおける単位長さあたりの陽子のエネルギーロス。bethe-bloch の式にプラスチックシンチレータを適応した。(b) プラスチックシンチレータにおける陽子の飛程。bethe-bloch の式を積分することにより求める。

程から反跳陽子のプラスチックシンチレータを通過する枚数を概算することができる。中性子のエネルギーが 250MeV の場合、中性子とのゼロ度散乱では飛程が 40cm 弱となり、2cm 厚のシンチレータならば 20 枚程度通過する。また、中性子のエネルギーを  $E_n$ 、反跳陽子のエネルギーを  $E$ 、散乱角度を  $\theta$  とすると、これらの関係は近似的に、

$$E = \cos^2 \theta E_n \tag{4.1.2}$$

となるので、45度の散乱における陽子のエネルギーは125MeVとなり飛程はおよそ10cmとなる。これより、陽子が生じるイベントのうち少なくとも半分は2cm厚のシンチレータを二枚以上通過することが分かる。

以上の概算を踏まえ、DEMONSにより反跳陽子のエネルギーに対するプラスチックシンチレータの通過枚数と、陽子の通過可能枚数の割合(陽子イベントの総数を1とする)を計算すると、図4.1.4のようになる。陽子イベントのう

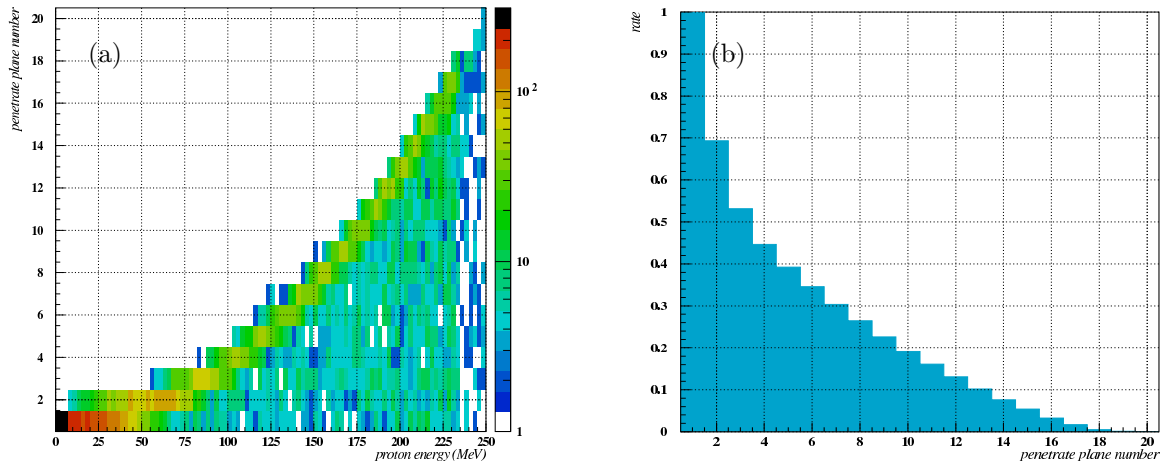


図 4.1.4 (a) 反跳陽子のエネルギーに対するプラスチックシンチレータ通過枚数。エネルギーが高い陽子ほど通過枚数が多い。(b) 反跳陽子のプラスチックシンチレータ通過可能枚数の割合。縦軸は横軸の枚数以上を通過する割合を表す。陽子イベントのうち、69.3%が二枚以上通過し、直行する二本のNEUTを用いた解析が十分に行える。また、53.1%の陽子が三枚以上通過するので、トラッキングも可能であると言える。

ち、69.3%が二枚以上通過し、直行する二本のNEUTを用いた解析が十分に行えると言える。また、53.1%の陽子が三枚以上通過するので、新型検出器の要となる陽子のトラッキングも可能であると言える。

#### 検出効率

図4.1.5に中性子検出器の総厚を変化させたときの検出効率を示す。概算では、(検出効率) $\simeq$ (厚み [cm]) $\times$ 10%が成

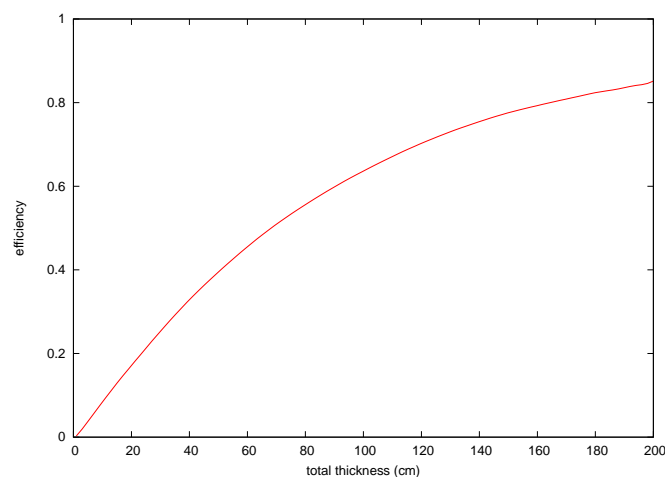


図 4.1.5 プラスチックシンチレータの総厚を変化させたときの検出効率。一つの中性子を検出する効率はプラスチックシンチレータの総厚でほぼ決まるので、この結果は中性子検出器を微細化したときでも成り立つ。



り立つ。一つの中性子を検出する効率はプラスチックシンチレータの総厚でほぼ決まるので、この結果は中性子検出器を微細化したときでも成り立つ。

次に、中性子検出器全体の厚みを一定 (100cm) にし、シンチレータを微細化したときの検出効率 (一本の NEUT により検出する場合と直行する二本の NEUT により検出する場合) を図 4.1.6 に示す。微細化していくと低エネルギー

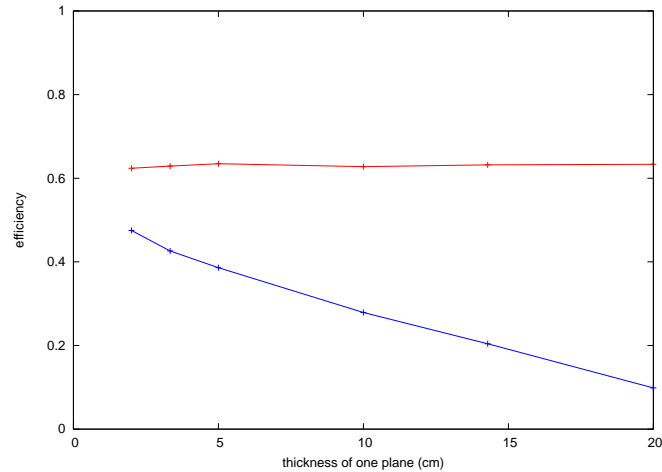


図 4.1.6 厚みが一定 (100cm) のときの検出効率。赤の線は一本の NEUT により検出する場合を示し、青の線は直行する二本の NEUT により検出する場合を示す。それぞれの方法での検出効率の比は 2cm 厚のときに 76.2% となり、同程度の検出効率を得られると言える。

の二次粒子でも複数枚のシンチレータを通過できるようになることから検出効率が向上する。それぞれの方法での検出効率の比は、2cm 厚のときに 76.2% と、陽子の振る舞いより得られた結果とほぼ同じになり、 $x$ ,  $y$  座標を検出器の幅で抑えるだけならば従来の中性子検出器と同程度の検出効率を得られると言える。

#### 運動量分解能

一本の NEUT による検出方法で得られる運動量分布の例 (40x20 の場合) を図 4.1.7 に、得られた運動量分解能を表 4.1.2 に示す。この結果を受けて、次の節で相対エネルギーを再構成する。

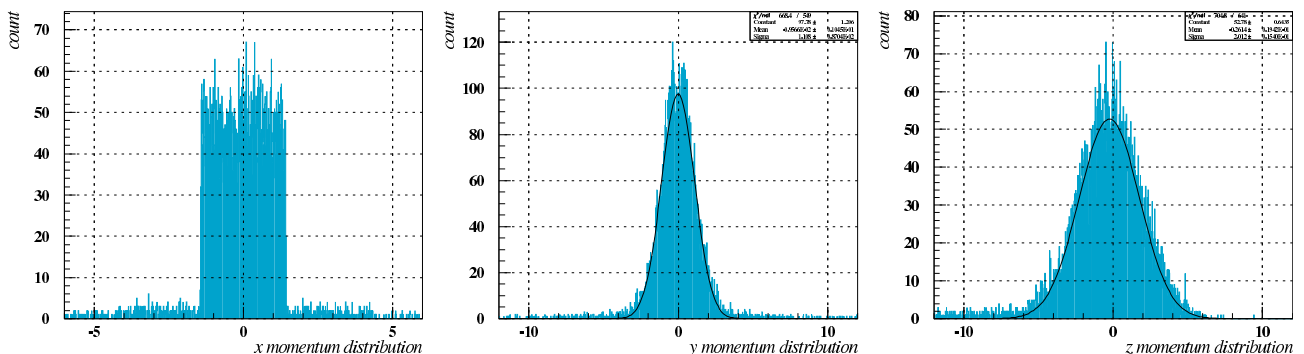


図 4.1.7 40x20 を仮定した場合の運動量分布の計算結果。左から、 $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$  の分布を表す。 $p_x$  は NEUT の座標で決めるので矩形になる。 $p_y$  は左右の時間差を用いて測定した場合の分布を表す。

形状	$\sigma_{p_x} [MeV]$	$\sigma_{p_y}$	$\sigma_{p_z} [MeV]$
40x20	0.831(2.88)	1.11	2.01
20x20	0.416(1.44)	1.14	2.07
10x10	0.208(0.72)	1.42	2.33

表 4.1.2 250MeV の中性子を入射したときの運動量分解能。表の値は一本の NEUT により検出する場合。直行する二本の NEUT により検出する場合は、 $\sigma_{p_y} = \sigma_{p_x}$  とする。括弧内の数字は矩形の分布となる  $p_x$  の全幅を表す。

## 4.2 相対エネルギーの再構成

DEMONS により求めた運動量分解能をパラメータとし、これとは独立なモンテカルロシミュレーションにより相対エネルギー分解能を再構成する。 ${}^5\text{H}$  をシミュレーションするには三体崩壊を計算しなければならないが、本研究では簡単のため、またリファレンスとして  ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$  の反応を仮定する。中性子検出器以外の分解能は無視できるとし、相対エネルギーは仮想的に 1.0 MeV とし、自然幅はゼロとする。この条件で計算した相対エネルギー分布と分解能をそれぞれ図 4.2.1、表 4.2.1 に示す。形状を細くしていくと FWHM が改善する一方、分布はガウシアンから外

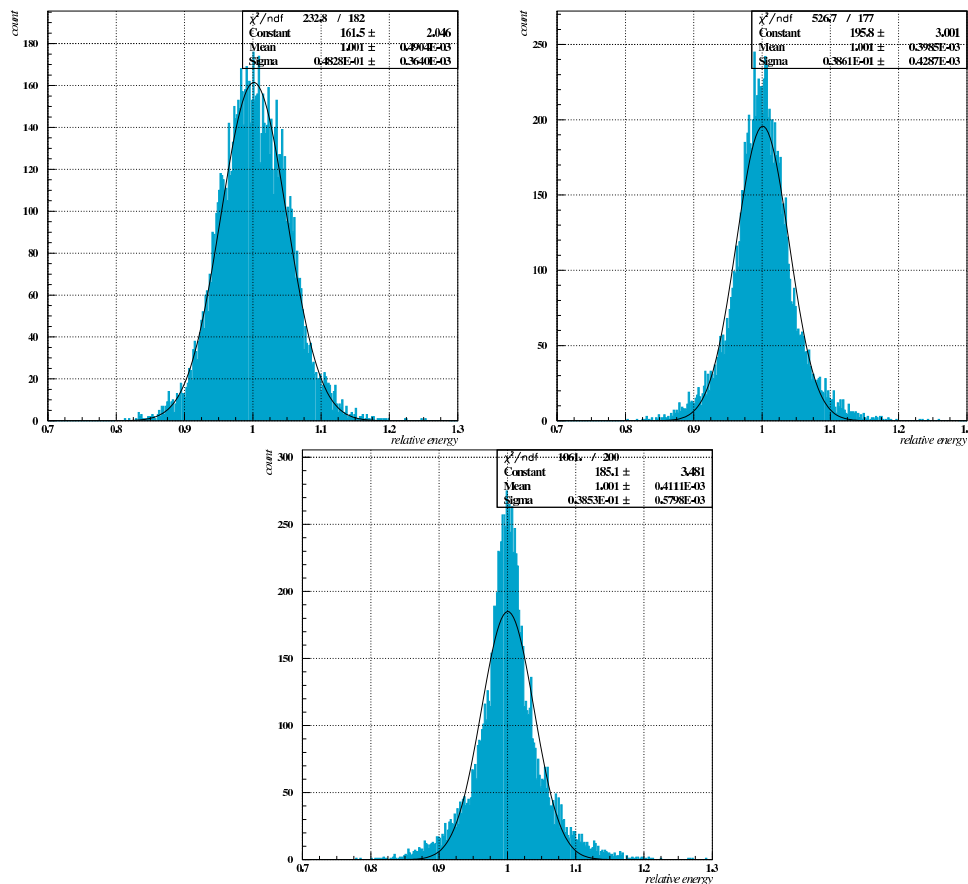


図 4.2.1  ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$ ,  $E_{rel} = 1.0$  MeV、自然幅をゼロと仮定したときの相対エネルギー分布。左上から順に、40x20, 20x20, 10x10 の場合を示す。形状を細くしても、FWHM は改善するがガウシアンから外れていき分解能が改善しなくなる。

形状	$\sigma$ [keV]	FWHM [keV]
40x20	48.28	116
20x20	38.61	70
10x10	38.53	64

表 4.2.1 相対エネルギー分解能の計算結果。各モジュールの相対エネルギー分解能を  $\sigma$  と FWHM で示す。いずれのモジュールを用いても目標の 100keV( $\sigma$ ) に到達可能である。

れていき分解能が改善しなくなる。これは位置分解能に対して相対的に時間分解能が悪くなるからと言える。

本章の仮定が成り立つとき (時間分解能の系統誤差が 100 ps、中性子検出器以外の分解能は無視できる)、40x20, 20x20, 10x10 のいずれの太さのシンチレータでも目標の 100keV( $\sigma$ , at  $E_{rel}=1$  MeV) に到達できることが示唆された。

## 第 5 章

# 結論・今後の展望

本研究では新型中性子検出器のプロトタイプとして、40x20x1000 mm, 20x20x1000 mm, 10x10x1000 mm, 5x5x1000 mm のプラスチックシンチレータを用いたモジュールを作製し、それぞれの時間分解能は  $66.9 \pm 3.9$  ps、 $43.2 \pm 4.3$  ps、 $78.0 \pm 4.1$  ps、 $139.5 \pm 5.0$  ps と求まり、減衰長は 91.8 cm、74.3 cm、41.1 cm、32.9 cm と求まった。また、時間分解能の光電子数依存性は、

$$(\text{時間分解能 [ps]}) = (2250 \pm 450) / \sqrt{(\text{光電子数})} + (11 \pm 14) \quad (5.0.1)$$

と求まった。この結果を元に相対エネルギー分解能をシミュレーションにより求め、40x20 の場合は  $\sigma = 48.28$  keV, FWHM = 116 keV、20x20 の場合は  $\sigma = 38.61$  keV, FWHM = 70 keV、10x10 の場合は  $\sigma = 38.53$  keV, FWHM = 64 keV と求まった。以上より、いずれのモジュールを用いても、目標性能の 100keV( $\sigma$ , at  $E_{rel}=1$  MeV) を達成でき、 $^5\text{H}$  の基底状態を決定できることが示唆された。

### 中性子の時間分解能

本実験では宇宙線を用いて時間分解能を求めたが、実際に測定するのは中性子の運動量であり、中性子が入射したときの時間分解能を求める必要がある。4.2 節では宇宙線により求めた時間分解能に 100 ps を加えたが、系統誤差をどこまで縮められるかを評価するには実際に中性子を用いて時間分解能を測定することが必要である。単に時間分解能を測定するだけでなく、系統誤差を小さくするためにシグナルの波形解析なども行い、中性子を測定したときの時間分解能の系統誤差が 100ps を切るように目指していく。

### Geant による詳細な評価

本研究では、直行する二つの NEUT による検出方法で相対エネルギー分解能を求めたが、二次粒子が三つ以上の NEUT を通過するイベントを解析することにより二次粒子の飛跡を求め、時間分解能と位置分解能を改善することができ、さらに、飛跡から中性子の反跳方向を予測することができ、クロストークの解決につながる。これらの想定される利点を実際にどこまで実現できるかをシミュレーションするために、DEMONS に代わって汎用のシミュレータである Geant を用いることを考えている。シミュレーションを元に詳細な解析方法を確立し、分解能とマルチニュートロンイベントの解析能力を評価していく。

### アクセプタンスの評価

検出器の効率を決めるファクターとしてアクセプタンスがある。アクセプタンスは、ビームの運動量の広がり、target での反応による運動量移行、相対エネルギーによる反跳の三つにより決まる。検出効率の評価と同時にアクセプタンスを考慮し、新型中性子検出器の具体的な大きさを決めていく。

### ガス検出器との併用

従来の中性子検出器を微細モジュール化する構造では、efficiency を稼ぐために数千以上の NEUT が必要となり、多額の費用が必要となる。これを解決するために、位置検出と時間検出を異なる種類のモジュールにより測定することが考えられる。時間検出は従来どおりのプラスチックシンチレータと PMT を用いた測定とし、位置検出に比例計数管などのガス検出器を用いる方法が挙げられる。このように、ローコスト・ハイパフォーマンスな検出器についても検討していく。

# Appendix

## A.1 スルー補正

Discriminator を用いた時間測定ではシグナルの波高に依存して測定時間が変化する。この時間変化のことをスルーといい、スルーを補正することをスルー補正という。シグナルの強度を  $A$ 、シンチレータの長さを  $z$ 、減衰長を  $\lambda$  とするとスルーは近似的に、

$$(\text{スルー}) = \frac{a}{\sqrt{A}} + b, \quad A \sim \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (\text{A.1.1})$$

と表される。スルーを評価するためには、スルーを除いてイベントによって変化しない時間に関する量を評価する必要があり、代表的には二つのシンチレータの間の飛行時間、

$$(\text{flight time}) = \frac{T_5 + T_6}{2} - \frac{T_7 + T_8}{2} \quad (\text{A.1.2})$$

によりスルーを求める。このとき、それぞれのシンチレータに落ちるエネルギーに相関がないとすると（断面が正方形に近いシンチレータでは宇宙線はシンチレータをかすめることができるので近似的に成り立つ）、横軸に片方のモジュールで測定されたエネルギーを取ると、そのモジュールの両端の PMT の時間  $(T_l + T_r)/2$  に由来するスルーのみが見える。以上から、 $T'$  をスルーを含む時間、 $l, r$  を左右を表す添字とし、エネルギーと飛行時間の相関について飛行時間を縦軸に、

(i)  $\frac{1}{(A_l A_r)^{1/4}}$  を横軸にとると、

$$T'_l + T'_r = T_l + \frac{a_l}{\sqrt{A_l}} + b_l + T_r + \frac{a_r}{\sqrt{A_r}} + b_r \quad (\text{A.1.3})$$

$$= T_l + T_r + \frac{1}{(A_l A_r)^{1/4}} \left( a_l \left( \frac{A_r}{A_l} \right)^{1/4} + a_r \left( \frac{A_l}{A_r} \right)^{1/4} \right) + b' \quad (\text{A.1.4})$$

$$a_l \left( \frac{A_r}{A_l} \right)^{1/4} + a_r \left( \frac{A_l}{A_r} \right)^{1/4} = a_l \exp\left(\frac{z_l - z_r}{4\lambda}\right) + a_r \exp\left(\frac{z_r - z_l}{4\lambda}\right) \quad (\text{A.1.5})$$

$$\therefore |z_l - z_r| \ll 4\lambda \text{ のとき} \rightarrow a_l + a_r \quad (\text{A.1.6})$$

(ii)  $\frac{1}{\sqrt{A_l}} \left( \frac{1}{\sqrt{A_r}} \text{でも同義} \right)$  を横軸にとると、

$$T'_l + T'_r = T_l + \frac{a_l}{\sqrt{A_l}} + b_l + T_r + \frac{a_r}{\sqrt{A_r}} + b_r \quad (\text{A.1.7})$$

$$= T_l + T_r + \frac{1}{\sqrt{A_l}} \left( a_l + a_r \left( \frac{A_l}{A_r} \right)^{1/2} \right) + b' \quad (\text{A.1.8})$$

$$a_l + a_r \left( \frac{A_l}{A_r} \right)^{1/2} = a_l + a_r \exp\left(\frac{z_r - z_l}{2\lambda}\right) \quad (\text{A.1.9})$$

$$\therefore |z_l - z_r| \ll 2\lambda \text{ のとき} \rightarrow a_l + a_r \quad (\text{A.1.10})$$

となり、どちらの方法でも中心で測定することにより左右のスルーの和を評価できる。このとき相乗平均を取った方が位置の依存性が小さい。また、複数の位置で測定することにより左右のパラメータが独立に求まる。

## A.2 アテネーションの式の導出

細いシンチレータにおける減衰では、減衰長に加えて表面での反射における散乱の効果が顕著に現れる。つまりシンチレータが細くほど減衰長は短くなる。これを説明するための素朴な描像による解析式を導出する。

表面での反射率を  $R$ 、減衰長を  $\lambda$  とする。なお、ここで言う減衰長は、減衰曲線を  $\exp$  のみで説明するための典型的な意味の減衰長ではなく、光がシンチレータを進むときにシンチレータに吸収、または散乱される確率から求まる純粋な減衰長である。表面で反射率が 1 にならないのは、反射面が荒いことにより一部が散乱されるからである。シンチレータの反射を解析的に解くために、図 6.2.1 に示すように反射面の反対側にシンチレータを無限遠まで仮想的に設置する。光を検出する面と平行な面を  $xy$  面とし、発光した点から  $xy$  面までの距離をパラメータ  $z$  と置く。

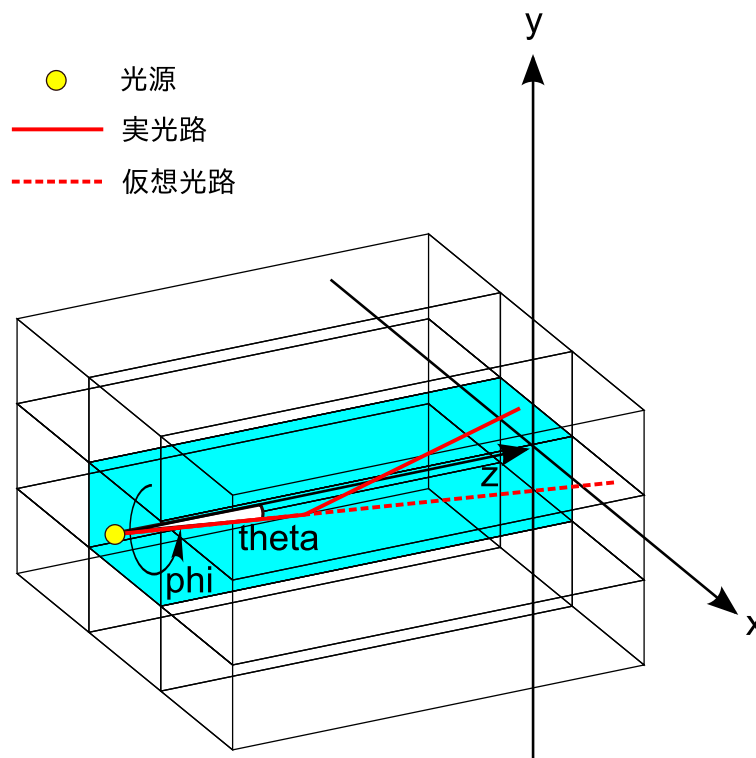


図 6.2.1 シンチレータの反射を解析的に解くため座標設定。図では仮想のシンチレータを周囲にしか書いていないが、計算上は無限縁まで設置する。

$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  とし、 $\theta$  は  $z$  軸からの角度、 $\phi$  は  $z$  軸周りの角度とする。角度と座標の関係は、

$$\cos \theta = \frac{z}{r} \quad (\text{A.2.1})$$

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r} \quad (\text{A.2.2})$$

$$\cos \phi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (\text{A.2.3})$$

$$\sin \phi = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (\text{A.2.4})$$

となる。これより、シンチレータ表面での散乱による減衰とシンチレータ自身による吸収は、

$$\text{反射} : R^{(|x|+|y|)} \quad ([ ] \text{ は四捨五入}) \quad (\text{A.2.5})$$

$$\text{吸収} : \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \quad (\text{A.2.6})$$

と書ける (シンチレータの一辺の長さを 1 とした)。光源は一様球面状に光を発するとし、これらの減衰を  $\theta, \phi$  で積分すると、

$$(\text{Attenuation}) = \frac{1}{2\pi} \iint R^{(|x|+|y|)} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.2.7})$$

となる。ただし、減衰がないときに 1 になるように規格化した。式 (A.2.7) の積分の中身を  $\theta$  と  $\phi$  だけに書き直すと、

$$(\text{Attenuation}) = \frac{1}{2\pi} \iint R^{(|z \tan \theta \cos \phi|+|z \tan \theta \sin \phi|)} \exp\left(-\frac{z}{\lambda \cos \theta}\right) \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.2.8})$$

となる。より詳細には反射面の反射率がキャスト面か研磨面かで大きく変わってくること、及び臨界角を超えた光がシンチレータを抜けてマイラーに反射され戻ってくることを考慮する必要がある。シンチレーション光の x 面、y 面への入射角  $x_{in}, y_{in}$  は幾何学的に、

$$x_{in} = \arccos(\sin \theta \cos \phi) \quad (\text{A.2.9})$$

$$y_{in} = \arccos(\sin \theta \sin \phi) \quad (\text{A.2.10})$$

と求まるので、この入射角について場合分けを行う。具体的には、臨界角を  $\theta_0$  とすると、

$$\begin{aligned} & x_{in} > \theta_0 \quad \text{and} \quad y_{in} > \theta_0 \text{ の場合、} \\ (\text{Attenuation}) &= \frac{1}{2\pi} \iint R_a^{(|z \tan \theta \cos \phi/b|)} R_b^{(|z \tan \theta \sin \phi/a|)} \exp\left(-\frac{z}{\lambda \cos \theta}\right) \sin \theta d\theta d\phi \\ & x_{in} > \theta_0 \quad \text{and} \quad y_{in} < \theta_0 \text{ の場合、} \\ (\text{Attenuation}) &= \frac{1}{2\pi} \iint R_a^{(|z \tan \theta \cos \phi/b|)} (R_b^2 R_{mylar})^{(|z \tan \theta \sin \phi/a|)} \exp\left(-\frac{z}{\lambda \cos \theta}\right) \sin \theta d\theta d\phi \\ & x_{in} < \theta_0 \quad \text{and} \quad y_{in} > \theta_0 \text{ の場合、} \\ (\text{Attenuation}) &= \frac{1}{2\pi} \iint (R_a^2 R_{mylar})^{(|z \tan \theta \cos \phi/b|)} R_b^{(|z \tan \theta \sin \phi/a|)} \exp\left(-\frac{z}{\lambda \cos \theta}\right) \sin \theta d\theta d\phi \\ & x_{in} < \theta_0 \quad \text{and} \quad y_{in} < \theta_0 \text{ の場合、} \\ (\text{Attenuation}) &= \\ & \frac{1}{2\pi} \iint (R_a^2 R_{mylar})^{(|z \tan \theta \cos \phi/b|)} (R_b^2 R_{mylar})^{(|z \tan \theta \sin \phi/a|)} \exp\left(-\frac{z}{\lambda \cos \theta}\right) \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.2.11}) \end{aligned}$$

となる。ただし、 $R_a, R_b, R_{mylar}$  はそれぞれ研磨面の反射率、キャスト面の反射率 (形状が正方形のとき、 $R_a$  と  $R_b$  は区別がない)、マイラーの反射率を表す。また、 $a, b$  はそれぞれ研磨面とキャスト面の一辺の長さを表す。以上の議論より、いくつかの反射率について計算すると図 6.2.2 のようになる。反射の項が効いてくると端面近傍で急速に減衰し、 $\exp$  から外れていく。

シンチレーション光の時間の分布は  $t = r/v$  ( $v$  は光の伝搬速度) という関係より、横軸を  $r$  としてアテネーションの式をプロットすることにより得られる。式 (A.2.8) の積分について  $\phi$  方向だけ積分すれば  $r$  と  $\theta$  の関数になる。積分の中身を  $r$  と  $\phi$  だけに書き直すと、

$$(\text{Attenuation}) = \frac{1}{2\pi} \iint R^{(|r \sin \theta \cos \phi|+|r \sin \theta \sin \phi|)} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.2.12})$$

となる。なお、 $r$  と  $\theta$  の関係は、

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \frac{z^2}{r^2}} \quad (\text{A.2.13})$$



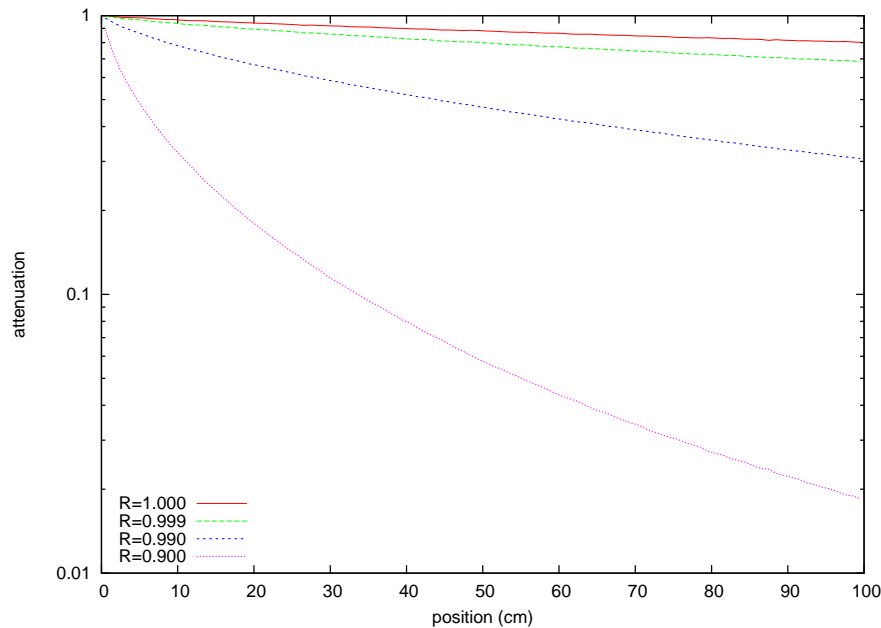


図 6.2.2 反射率を考慮したときの減衰曲線。減衰の小さい方から、 $R=1.000$ ,  $R=0.999$ ,  $R=0.990$ ,  $R=0.900$  の場合を表す。減衰長は 1640 cm と仮定した。反射率が小さいほど減衰が強くなり、且つ exp から外れていく。

で与えられる。これより、 $\phi$  について積分すれば時間方向の分布が得られる。

以上の議論は直方体のシンチレータに PMT を直付けした場合を想定しており、形状が異なったりライトガイドを付ける場合はシミュレーションが必要となる。

### A.3 効率の概算

$^5\text{H}$  を測定するための性能として  $1n:15\%$ ,  $2n:0.2\%$  としたが、DEMONS による結果を用いてこの概算の根拠を示す。20cm の厚みのとき中性子の反応率は約 20%、そのうち直行する NEUT により解析できるイベントは約 70% である。クロストークの解決能力を  $1/4$  と仮定すると、 $1n$  と  $2n$  の検出効率はそれぞれ 14%, 0.12% となる。相対エネルギーを 2MeV とすると検出器の必要な角度は約  $\pm 2$  度となり、一边を 1m とすれば十分カバーできると考えられるので、アクセプタンスによるロスはないとする。 $^6\text{He}$  の生成量が  $10^6\text{cps}$ 、ターゲットは  $1\text{ g/cm}^2$  の炭素標的とし、一陽子ノックアウト反応の断面積を 1mb と仮定すると、

$$(\text{生成量}) \simeq (\text{入射粒子の rate}) * \frac{(\text{断面積}) * (\text{ターゲットの単位面積あたりの重さ}) * (\text{アボガドロ定数})}{(\text{ターゲットの質量数})} \quad (\text{A.3.1})$$

という関係より、 $^5\text{H}$  の生成量は 50 cps となる。これに中性子検出器の効率をかけると、一時間で約 200 イベント取れることになる。

## 参考文献

- [1] G. M. Ter-Akopian et al., Nucl.Phys. A719, 229c (2003)  
[http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)00924-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(03)00924-2)
- [2] M. Meister et al, Nucl.Phys. A723, 13 (2003); Erratum Nucl.Phys. A739, 353(2004)  
[http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01312-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01312-5)
- [3] H. Simon et al, Nucl.Phys. A791 (2007) 267  
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.04.021>
- [4] 理化学研究所 プレスリリース (2007)  
<http://www.riken.go.jp/r-world/info/release/press/2007/070324/detail.html>
- [5] T. Kobayashi et al., Large-Acceptance Multi-Particle Spectrometer SAMURAI Construction Proposal
- [6] Y. Kondo et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. 43 (2010)
- [7] 浜松フォトニクス, H7415 の諸元表  
<http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-modules/part-h7415-01.php>
- [8] 浜松フォトニクス, R6427 の諸元表  
[http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/R6427\\_R7056\\_TPMH1187E05.pdf](http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/R6427_R7056_TPMH1187E05.pdf)
- [9] ELJEN Technology, EJ-200 の諸元表  
<http://www.ggg-tech.co.jp/maker/eljen/ej-200.html>
- [10] Saint-Gobain, BC-408 の諸元表  
[http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product\\_Data\\_Sheets/BC400-404-408-412-416-Data-Sheet.pdf](http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product_Data_Sheets/BC400-404-408-412-416-Data-Sheet.pdf)
- [11] 田中佳奈, 卒業論文, 東京工業大学 (2008)
- [12] N. C. Barford 著、酒井 英行 訳「実験制度と誤差一測定の確からしさとは何か」丸善 (1997)

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導、助言いただきました。指導教官である中村隆司氏には問題提起から始まり、狭い視野しか持たない私に常に大きな視点から助言をしていただきました。特に、自分がやりたいことを尊重していただき、一年間を通して有意義に研究が行えたことを深く感謝いたします。助教の近藤洋介氏には環境のセットアップから解析の仕方、実験結果の議論など、研究に必要なことを一から教えていただきました。同研究室の小林信之氏を始めとする先輩方には些細なことから漠然とした質問まで親身に付き合ってくださいました。研究を支えていただいた方々に心より感謝いたします。