

2012 年度  
修士論文  
ver. 1.1

# 不安定核反応実験における高速中性子の検出

田中 隆己  
学籍番号 11M01177  
指導教官 中村 隆司

東京工業大学 大学院理工学研究科 基礎物理学専攻  
平成 25 年 2 月 8 日

更新履歴

2013/2/8 ver. 1.1

- $N\phi$  コース →  $N0$  コース

2013/2/7 (無印)

- first release

## 概要

中性子過剰領域では魔法数の消失や一粒子軌道の逆転といった殻構造の変化や密度の飽和性を破る中性子ハローといった特異構造の出現等、 $\beta$ 安定線近傍では見られない性質が現れる。これらの多様性とその中に現れる秩序は原子核が有限量子多体系であることに起因しており、 $\beta$ 安定線からドリップライン、さらにはその先までの核子多体系を統一的に記述することが原子核物理学の一つの目的である。

ドリップラインやそれを超える中性子過剰核の特異構造を探る上で、中間・高エネルギーでの分解反応が重要となっている。本論文ではこうした反応で放出される高速中性子の検出のために開発した大立体角・高検出効率を有する NEBULA と反跳陽子の飛跡測定が可能な HIME という 2 種の異なった特徴を持つ中性子検出器の開発について述べる。NEBULA は理化学研究所の不安定核ビーム施設 RIBF の大立体角多重粒子磁気分析装置 SAMURAI の基幹検出器であり、2012 年 3 月に完成した。HIME は従来の中性子検出器では測定が難しい四中性子の同時測定と高分解能測定を目指しており、先行研究としての役割を持つ小規模の検出器群の建設を 2012 年 11 月に終えたところである。

これらの中性子検出器の開発・解析のためにシミュレーションコード Geant4 のフレームワークを用いてプラスチックシンチレータで構成される中性子検出器のための汎用的なシミュレータを作成した。NEBULA の性能評価を目的の一つとして行われた SAMURAI のコミッショニング実験の結果とこのシミュレータの出力結果の比較を行い、一中性子に対する応答に関して良い一致が得られた。

SAMURAI のコミッショニング実験では  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により 200 MeV と 250 MeV の準単色中性子を生成し、一中性子に対する NEBULA の基本性能を評価した。この結果、200 MeV と 250 MeV の中性子に対してそれぞれ 263(6) ps ( $1\sigma$ ) と 257(8) ps ( $1\sigma$ ) の飛行時間分解能、32.3(4)% と 32.2(7)% の検出効率を得た。また、 ${}^{14}\text{Be}$  の核力分解反応により生じる  ${}^{12}\text{Be}+n+n$  の相対エネルギー分布の測定を行い、二中性子分離エネルギーから 284(5) keV 上に 87(5) keV ( $1\sigma$ ) の幅のピークが見られた。この結果は過去の結果と一致しており、SAMURAI+NEBULA によるセットアップで二中性子の同時測定が可能であることだけでなく、クロストークが正しく除去されていることが確認された。

放射線総合医学研究所の HIMAC 加速器施設において、一次ビームの陽子 (230 MeV) 及び重イオン反応で生成される  $\gamma$  線を用いて HIME の基本性能評価実験を行った。この結果、陽子に対して 113 ps ( $1\sigma$ ) 以下の時間分解能、 $\gamma$  線に対して 131 ps ( $1\sigma$ ) 以下の時間分解能を得た。相対エネルギーが 1 MeV のときに 40 keV ( $1\sigma$ ) の相対エネルギー分解能が得られることに相当し、求められる分解能を達成することが示された。

## Abstract

In the vicinity of the neutron drip line, some nuclei exhibit exotic structure which are not observed near the line of  $\beta$ -stability. These include the disappearance of nuclear magicity and non-standard ordering of single particle levels, as well as halo structure which has significantly lower density than nuclear saturation density. This rich variety of phenomena arises from the finite many-body quantum character of the nucleus. As such, one of the goals of nuclear physics is to describe nuclei in a universal manner from the line of  $\beta$ -stability to the drip lines, and even beyond.

Breakup reactions at intermediate/high energies play important roles in investigating exotic structures of extreme neutron-rich nuclei. In this thesis, we report on the development of two different neutron detectors, NEBULA and HIME, which have been developed to detect fast neutrons emitted in these reactions. NEBULA is one of the principal detectors of the large-acceptance multi-particle spectrometer SAMURAI at RI Beam Factory in RIKEN, and was commissioned in March 2012. HIME is a high resolution neutron detector which should also have unique ability to detect four neutrons in coincidence, which has never been realized by former neutron detectors. Part of HIME detectors were completed in November 2012.

In this thesis, the simulations of neutron detections using the framework of the simulation package Geant4 were also performed. A general code for development and analysis of plastic scintillator based neutron detector has been made, which can be applicable to NEBULA and HIME. An excellent agreement was obtained between the results of the simulations and the data from the SAMURAI commissioning experiment which was used to establish the performance of NEBULA.

The evaluation of NEBULA for a single neutron event was done for 200 MeV and 250 MeV quasi-monoenergetic neutrons produced in the well known  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  reaction. A timing resolution of 263(6) ps/257(8) ps and an overall efficiency of 32.3(4)%/32.2(7)% for 200 MeV/250 MeV neutron were obtained. The two-neutron response of NEBULA was explored using a measurement of the  ${}^{12}\text{Be}+n+n$  relative energy spectrum following the nuclear breakup of  ${}^{14}\text{Be}$ . A narrow peak — 87(5) keV ( $1\sigma$ ) width — was observed at 284(5) keV above the two-neutron threshold. This result is consistent with earlier work and confirms that the measurement of two neutrons with the SAMURAI+NEBULA setup is possible and, importantly, validates the cross-talk rejection procedure.

The basic performances of HIME were determined from an experiment performed at the heavy ion accelerator HIMAC at National Institute of Radiological Sciences. A timing resolution of less than 113 ps ( $1\sigma$ ) for 230 MeV proton and less than 131 ps ( $1\sigma$ ) for  $\gamma$  rays produced in the heavy ion reaction was obtained. These resolutions corresponds to a relative energy resolution of 40 keV ( $1\sigma$ ) at relative energy of 1 MeV. This result satisfies the requirements for the experiments envisaged with HIME.

# 目次

第 1 章	序	1
第 2 章	中性子検出器について	7
2.1	基本構造	7
2.1.1	プラスチックシンチレータ	7
2.1.2	光電子増倍管	8
2.2	中性子検出器の物理	8
2.2.1	中性子とプラスチックシンチレータの反応	8
2.2.2	中性子と陽子の弾性散乱	11
2.3	解析原理	13
2.3.1	中性子の運動量	15
2.3.2	中性子検出器の運動量分解能	15
2.3.3	粒子識別	16
2.3.4	クロストーク	17
2.3.5	一中性子イベントの選択	18
2.3.6	複数中性子イベントの選択	19
2.4	中性子検出器 NEBULA と HIME、MoNA の概要	20
2.4.1	NEBULA	20
2.4.2	HIME	21
2.4.3	MoNA	21
第 3 章	シミュレータの開発	25
3.1	シミュレータの設計	26
3.1.1	Geant4 部：素情報の生成	26
3.1.2	ROOT 部：実験情報の生成/解析	29
3.2	シミュレータの評価	37
3.2.1	運動エネルギー 50 MeV の中性子に対する応答	37
3.2.2	運動エネルギー 200 MeV と 250 MeV の中性子に対する応答	47
3.3	まとめ	54
第 4 章	NEBULA の開発	55
4.1	実験セットアップ	55
4.1.1	ビームと標的	57
4.1.2	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$ 反応の断面積	58

4.1.3	二次ビーム測定系	59
4.1.4	$\gamma$ 線検出器	60
4.1.5	超伝導双極子磁石 (SAMURAI マグネット)	60
4.1.6	荷電粒子測定系	60
4.1.7	中性子検出器	61
4.1.8	トリガー	61
4.2	較正	63
4.2.1	ビームの定義	64
4.2.2	TDC の較正	64
4.2.3	QDC のペDESTAL の除去	67
4.2.4	飛行時間補正	68
4.2.5	モジュール間の相対的な時間較正	70
4.2.6	スルー補正	70
4.2.7	位置較正	78
4.2.8	絶対的な時間較正	82
4.2.9	発光量の較正	82
4.3	評価	89
4.3.1	ビームの定義	89
4.3.2	ビーム量とライブタイム	89
4.3.3	飛行時間と発光量の相関	89
4.3.4	一中性子イベントの選択	91
4.3.5	時間分解能とエネルギー分解能	91
4.3.6	検出効率	95
4.3.7	2 架台目の VETO の取扱い	99
4.3.8	クロストーク	101
4.4	$^{14}\text{Be}$ の分解反応	109
4.4.1	二次ビーム測定系の較正	109
4.4.2	荷電粒子測定系の較正	109
4.4.3	上流粒子識別	115
4.4.4	ビームの定義	115
4.4.5	下流粒子識別	115
4.4.6	運動量	118
4.4.7	相対エネルギー分布	121
4.5	議論	123
4.5.1	運動量分解能	123
4.5.2	相対エネルギー分解能	123
4.5.3	設計性能との比較	124
4.6	まとめ	124
第 5 章	HIME の開発	126
5.1	設計	126
5.1.1	目的	126

5.1.2	測定手法	127
5.1.3	基本構造の決定	128
5.1.4	一中性子に対する性能評価	133
5.1.5	相対エネルギー分解能	137
5.1.6	議論	138
5.2	基本性能評価実験	144
5.2.1	HIMAC を用いた性能評価実験のセットアップ	144
5.2.2	陽子に対する飛行時間分解能	145
5.2.3	$\gamma$ 線に対する飛行時間分解能	146
5.2.4	中性子に対する飛行時間分解能	149
5.2.5	タイミングシフト問題	150
5.2.6	まとめ	153
5.3	実証実験計画	154
5.3.1	実験目的	154
5.3.2	実験概要	154
5.3.3	実験施設	157
5.3.4	配置と構成	159
5.3.5	分解能	159
5.3.6	ビーム強度とイベントレート	160
5.3.7	陽子ビームラン	163
5.3.8	ビームタイム	164
5.4	まとめ	164
<b>第 6 章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>166</b>
<b>Appendix</b>		<b>167</b>
A.1	不変質量法	167
A.2	プラスチックシンチレータ中での $\gamma$ 線の平均自由行程	170
A.3	SAMURAI マグネットによる中性子の散乱	171
A.4	飛行時間の発光量依存性	175
A.5	プラスチックシンチレータ中での光の減衰	176
A.6	上流物質厚	177
A.7	スルー補正	179
A.7.1	波形とスルーの関数	179
A.7.2	スルーの評価	179
A.8	二体の運動学	181
A.8.1	導出	181
A.9	三次元直線のフィット	183
<b>参考文献</b>		<b>184</b>

# 目次

1.0.1	核図表	1
1.0.2	酸素同位体の基底状態のエネルギー	2
1.0.3	相互作用半径の質量数依存性	3
1.0.4	$^{11}\text{Li}$ におけるパウリブロッキングの模式図	4
1.0.5	分解反応の模式図	4
1.0.6	RIBFの概観	5
1.0.7	SAMURAIの概観	6
2.1.1	本論文で対象とする中性子検出器群の概観と座標軸の定義	8
2.2.1	中性子と $^{12}\text{C}$ / Hとの弾性散乱／非弾性散乱の反応断面積の入射エネルギー依存性	9
2.2.2	中性子と $^{12}\text{C}$ またはHとの反応断面積の入射エネルギー依存性	10
2.2.3	荷電粒子ごとの発光量の入射エネルギー依存性	11
2.2.4	プラスチックシンチレータ中での陽子の単位距離あたりのエネルギーロス	12
2.2.5	中性子の陽子による散乱微分断面積	12
2.2.6	中性子と陽子の弾性散乱における角度分布	13
2.2.7	反跳陽子の散乱角とエネルギー、飛程の関係	14
2.3.1	中性子の運動量の測定方法	15
2.3.2	中性子検出器における粒子選別の模式図	17
2.3.3	クロストークにおける中性子や物理量の記号の定義	18
2.3.4	クロストークの模式図	18
2.4.1	NEBULAの概観	20
2.4.2	HIMEの模式図	22
2.4.3	MoNAの概観	23
3.1.1	MENATEL RとDEMONSで用いている断面積	28
3.1.2	本シミュレータで使用している中性子と水素、リチウム、鉄の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積	29
3.1.3	シミュレータで用いている中性子と水素の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積	30
3.1.4	シミュレータで用いている中性子と炭素の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積	31
3.1.5	シミュレータで用いている中性子とリチウムの弾性散乱と非弾性散乱の全断面積	32
3.1.6	シミュレータで用いている中性子と鉄の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積	34
3.1.7	シミュレータで用いている中性子と炭素の非弾性散乱の全断面積	35
3.1.8	シミュレータで用いている $^{12}\text{C}(n, pX)$ の反応経路の断面積	35
3.1.9	シミュレータで用いているエネルギーロスから発光量への変換式	36
3.2.1	MoNAの実験のセットアップの概観	38

3.2.2	シミュレータ内で MoNA に粒子を打ち込んだときの様子	39
3.2.3	MoNA をシミュレーションしたときの発光量の分布	40
3.2.4	MoNA をシミュレーションしたときの多重度の分布	41
3.2.5	MoNA をシミュレーションしたときの層ごとの相対的な検出効率の分布	42
3.2.6	$D_{12}$ の分布	43
3.2.7	$\theta_{12}$ の分布	44
3.2.8	$V_{12}$ の分布	45
3.2.9	MENATEL_R の H と C との弾性散乱の物理を Geant4 標準の物に切り替えたときの $V_{12}$ の分布	46
3.2.10	シミュレータ内で NEBULA に粒子を打ち込んだときの様子	48
3.2.11	NEBULA をシミュレーションしたときの多重度、発光量、相互との相対的な検出効率の分布	49
3.2.12	中性子のエネルギーが 200 MeV のときの層ごとの発光量の分布	50
3.2.13	中性子のエネルギーが 250 MeV のときの層ごとの発光量の分布	51
3.2.14	NEBULA の検出効率を決めるためのエネルギー分布におけるテールのイベントを除いたフィット	52
3.2.15	NEBULA の検出効率のスレッシュホールド依存性	53
3.2.16	NEBULA の検出効率のスレッシュホールド依存性の実験結果とシミュレーションの比	53
4.0.1	$C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$ の反応についての相対エネルギー分布	56
4.1.1	ビームラインの概観	56
4.1.2	二次ビーム測定系の位置関係	59
4.1.3	NEBULA のモジュールの位置関係	61
4.1.4	NEBULA の ID (識別番号)	62
4.2.1	中性子検出器の較正の相関図	63
4.2.2	SBT のパイルアップによる NEBULA の飛行時間のシフト	65
4.2.3	SBT の時間差と発光量のカット	66
4.2.4	TDC キャリブレーションにより得られる分布	66
4.2.5	TDC の較正を行った後の残差曲線	67
4.2.6	無信号時の QDC のスペクトル	68
4.2.7	実験前後の各チャンネルのペDESTAL の分布	69
4.2.8	波形の立ち上がりの仮定によるスルー補正の違い	71
4.2.9	スルー補正前後のスペクトル	72
4.2.10	スルー補正後の飛行時間の中心値と $\sigma$ の発光量依存性	73
4.2.11	中性子と $\gamma$ 線、宇宙線のイベントで求めたスルー	74
4.2.12	中性子と $\gamma$ 線、宇宙線のイベントで求めたスルーの傾き	74
4.2.13	$\gamma$ 線と中性子により得られたスルーパラメータを統合して得られたパラメータによりスルー補正したときの飛行時間の中心値と $\sigma$ の発光量依存性	75
4.2.14	発光量の対数と $T_0$ の相関	76
4.2.15	宇宙線により得られたスルーパラメータを用いた場合の飛行時間の中心値と $\sigma$ の発光量依存性	76
4.2.16	個々の NEUT の時間分解能の分布	77
4.2.17	HPC の位置と二つの HPC のコインデンスの組み合わせ	78
4.2.18	二つの HPC がコインシデンスすることを条件としたときの $dT$ の分布	79
4.2.19	$dT$ と $y$ の相関を線形と仮定してフィットしたときの様子	80
4.2.20	HPC の ID で (1,5) を選んだときの ID ごとの $y$ の分布	80

4.2.21	モジュール中の光の伝搬速度の分布	81
4.2.22	HV と伝搬速度の相関	81
4.2.23	4.44 MeV の $\gamma$ 線と宇宙線の発光量分布、及びフィット結果	83
4.2.24	上下の PMT に入射する光の量の較正を行った前後の様子	84
4.2.25	発光量と位置の相関	84
4.2.26	VETO の較正における宇宙線分布のフィットの例	85
4.2.27	上下の PMT ごとに較正を行ったときの VETO の発光量分布	86
4.2.28	発光量の相乗平均の位置依存性と各位置における発光量のピーク	87
4.2.29	較正後の片方の PMT の光量の位置依存性	87
4.2.30	上端の PMT に入射する光量の位置依存性	88
4.3.1	中性子と $\gamma$ 線の飛行時間と発光量の相関	90
4.3.2	${}^7\text{Be}$ の準位図	92
4.3.3	準単色中性子の時間分布とエネルギー分布のフィットの様子と分解能	94
4.3.4	$\gamma$ 線の時間分布のフィットの様子と分解能	95
4.3.5	検出効率の閾値依存性	96
4.3.6	準単色中性子の位置分布と角度分布	98
4.3.7	準単色中性子の角度分布を導出するためのイベント選択	99
4.3.8	準単色中性子の角度分布	100
4.3.9	NEBULA の角度アクセプタンス	101
4.3.10	200 MeV の準単色中性子が入射したときの 2 架台目の VETO の飛行時間と発光量の相関	102
4.3.11	diff. wall のイベントの相関	104
4.3.12	same wall のイベントの相関	105
4.3.13	$\beta_{01}/\beta_{12}$ に対する 2 中性子間の相対エネルギー	107
4.3.14	中性子とプラスチックシンチレータの反応により生じる $\gamma$ 線のエネルギーロス分布	108
4.4.1	HOD の飛行時間と発光量の相対的な較正を行った後の FDC2 での水平方向の位置との相関	110
4.4.2	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, \text{Be}+\text{Xn})$ における TDC 分布	111
4.4.3	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, \text{Be}+\text{Xn})$ における STC	112
4.4.4	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, \text{Be}+\text{Xn})$ における残差分布のドリフト時間依存性	113
4.4.5	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, \text{Be}+\text{Xn})$ における残差分布	114
4.4.6	${}^{14}\text{Be}$ ビームのランにおける F7-SBT の飛行時間と SBT の発光量の相関	115
4.4.7	${}^{14}\text{Be}$ の標的位置での像	116
4.4.8	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+\text{Xn})$ 反応における下流の Z の識別	116
4.4.9	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+\text{Xn})$ 反応における下流の A の識別	117
4.4.10	中性子と ${}^{12}\text{Be}$ の速度分布	119
4.4.11	相対エネルギーと $\beta_{01}/\beta_{12}$ の相関	119
4.4.12	$\beta_{01}/\beta_{12} < 1$ の条件の有無による相対エネルギー分布の違い	120
4.4.13	$\text{Pb}({}^{15}\text{C}, {}^{14}\text{C}+2\text{n})$ の反応についての相対エネルギー分布	120
4.4.14	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+1\text{n}+\text{X})$ と $\text{Pb}({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+1\text{n}+\text{X})$ の相対エネルギー分布	121
4.4.15	${}^{14}\text{Be}+\text{H}$ 反応により得られる ${}^{13}\text{Be}$ の相対エネルギー分布	121
4.4.16	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+2\text{n})$ と $\text{Pb}({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+2\text{n})$ の相対エネルギー分布	122
4.5.1	${}^{14}\text{Be}$ の第一励起状態に対するフィット結果	125

5.1.1	$^{12}\text{B}$ ビームを用いて $^{10}\text{Li}$ を生成したときの相対エネルギー分布のシミュレーション結果	127
5.1.2	従来の中性子検出器と新型中性子検出器 HIME の測定手法の模式図	128
5.1.3	クロストークと二中性子イベントを区別する手法の模式図	129
5.1.4	シミュレーションにおいて二中性子イベントとクロストークを判別した例	129
5.1.5	プラスチックシンチレータの厚みとその厚みを通過することができる反跳陽子のエネルギーの最小値の関係	130
5.1.6	プラスチックシンチレータの厚みとその厚みを通過することができる反跳陽子の割合の関係	130
5.1.7	SAMURAI マグネットの漏れ磁場の計算における座標	133
5.1.8	シミュレータ内で HIME に粒子を打ち込んだときの様子	135
5.1.9	250 MeV と 100 MeV の中性子を入射したときの時間分解能	136
5.1.10	250 MeV の中性子を入射したときの運動量分解能	140
5.1.11	時間分解能の入射エネルギー依存性	141
5.1.12	検出効率の入射エネルギー依存性	141
5.1.13	入射エネルギー 250 MeV のときの検出効率のスレッシュホールド依存性	142
5.1.14	入射エネルギー 250 MeV/u のときのアクセプタンス	142
5.1.15	入射エネルギー 100 MeV/u のときのアクセプタンス	143
5.2.1	HIMAC 実験における検出器のジオメトリ	145
5.2.2	陽子に対する性能を評価するときに適応した S.C. のゲート	146
5.2.3	H2 と S.C. 間の陽子に対する飛行時間と発光量の相関、及び飛行時間の分布	147
5.2.4	$\gamma$ 線に対する性能を評価するときに適応した S.C. のゲート。	147
5.2.5	$\text{C}+^{40}\text{Ar} \rightarrow \gamma+\text{X}$ という反応を用いたときの飛行時間と発光量の相関	148
5.2.6	$\gamma$ 線を入射したときの各モジュールの飛行時間分布	149
5.2.7	中性子に対する性能を評価するときに適応した S.C. のゲート	150
5.2.8	各モジュールについての飛行時間と発光量の相関	151
5.2.9	エネルギーロスごとに区切ったときの左右の PMT の時間差と左右の PMT の発光量の比の対数の相関	152
5.3.1	二つの実験セットアップのイラスト	155
5.3.2	HIME の時間分解能の入射エネルギー依存性	156
5.3.3	中性子の検出効率のエネルギー依存性	156
5.3.4	二つのセットアップで得られるエネルギースペクトルの比較	157
5.3.5	RCNP の全体図	158
5.3.6	100 MeV の陽子に対する HIME の角度分解能	164
7.1.1	不安定核反応の模式図	167
7.1.2	質量と相対エネルギー、及び励起エネルギーの関係	168
7.2.1	プラスチックシンチレータ中での $\gamma$ 線の質量減衰係数とエネルギー吸収係数	170
7.3.1	SAMURAI マグネットの影響を評価するためのシミュレーションを実行したときの様子	172
7.3.2	中性子がマグネットの開口部を通過したときと開口部以外を通過したときの $\tan(x)$ と $\tan(y)$ の相関と $\tan(x)$ の分布。	173
7.3.3	NEBULA で観測されたシグナルが中性子によるものと仮定して得られるエネルギー分布	174
7.4.1	TOF の発光量依存性	175

# 表目次

2.4.1	NEBULA の NEUT と VETO の仕様	21
2.4.2	NEBULA の検出効率と分解能の性能	21
2.4.3	HIME の NEUT と VETO の仕様	22
2.4.4	HIME の検出効率と分解能の設計性能	23
2.4.5	MoNA の NEUT と VETO の仕様	23
2.4.6	MoNA の検出効率と分解能の設計性能	24
3.1.1	シミュレータで取り扱う物質の諸元表	33
3.1.2	エネルギーロスと発光量の関係のパラメータ	33
3.1.3	式 3.1.1 のフィット結果	33
3.2.1	シミュレータの評価に用いた条件	37
3.2.2	検出効率のモデル依存性と細かな効果による補正	52
4.1.1	二次ビームと二次標的の情報	57
4.1.2	Li 標的の情報	58
4.1.3	F7 以降での入射粒子と中性子のエネルギー	58
4.2.1	実験室系の散乱角と中性子の速度の関係のパラメータ	69
4.2.2	スルーパラメータごとの時間分解能	77
4.2.3	SBT-標的間の飛行時間と追加のオフセット	82
4.3.1	トリガーの数とライブタイム、ビームの定義後の DSB の数	89
4.3.2	中性子と $\gamma$ 線に対する NEBULA の時間分解能とエネルギー分解能	93
4.3.3	2 架台目の VETO の適応アルゴリズムによる一中性子イベントの計数の違い	101
4.3.4	一中性子が検出されたときのクロストークの割合	106
5.1.1	宇宙線により測定したモジュール単位の時間分解能	130
5.1.2	減衰長と減衰量	130
5.1.3	モジュール一本の時間分解能	131
5.1.4	SAMURAI マグネットの中心から測った距離ごとの磁場の最大値	133
5.1.5	HIME の一中性子に対する性能評価を行うためのシミュレーションセットアップ	134
5.1.6	250 MeV と 100 MeV の中性子を入射したときの時間分解能と運動量分解能	137
5.1.7	HIME を用いた場合の相対エネルギー分解能	137
5.2.1	HIMAC を用いた性能評価実験におけるビームと標的	144
5.2.2	テストしたモジュールと荷電粒子イベント検出用の VETO の仕様	144
5.2.3	HIMAC 実験のビームと標的の情報	146

---

5.2.4	モジュール一本の時間分解能 . . . . .	153
5.3.1	実験セットアップと ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$ 反応によるイベントレートのもとめ . . . . .	157
5.3.2	入射エネルギーが 250 MeV のときの断面積 . . . . .	161
5.3.3	イベントレートとトリガーレート . . . . .	163
5.3.4	本実験で申請したビームタイム . . . . .	165
7.3.1	マグネットに散乱される成分の寄与 . . . . .	173
7.6.1	膜や気体の厚みと組成 . . . . .	177
7.6.2	F7 から標的までの物質 . . . . .	178

# 第1章

## 序

重イオン加速器技術の進展に伴い  $\beta$  安定線から離れた原子核の研究が進み、中性子過剰領域では魔法数の消失や一粒子軌道の逆転といった殻構造の変化や密度の飽和性を破る中性子ハローといった特異構造の出現等、 $\beta$  安定線近傍では見られなかった性質が現れることが分かってきた。

例えば  $^{28}\text{O}$  は陽子数  $Z=8$ 、中性子数  $N=20$  の二重魔法数を持つため、当初は束縛核と予想されていたが、実験により非束縛核であることが結論づけられた [1, 2]。また、中性子の束縛限界線 (中性子ドリップライン) は陽子数の増加に従ってなめらかに中性子過剰側に伸びるが、酸素同位体は質量数  $A=24$  までしか存在せず、束縛限界が F や Ne などの周りの同位体よりも  $\beta$  安定線に明らかに近い (図 1.0.1)。この酸素同位体におけるドリップラインの異常の理解には、理論的には三体力の必要性が示唆されており、例えば [3] に示される三体力効果を取り入れた殻模型計算では  $^{24}\text{O}$  より重い同位体は非束縛となることが示された (図 1.0.2)。三体力はここでは二つの中性子間の斥力として寄与するため、酸素同位体の束縛限界に影響するだけでなく、多くの中性子過剰核の予想に大きな影響を持つ。このような背景から  $^{26}\text{O}$  や  $^{28}\text{O}$  の準位測定が強く望まれているが、近年  $^{26}\text{O}$  の測定が行われたのみで、 $^{28}\text{O}$  の測定は未だ行われていない。

図 1.0.1 に示すように、中性子ハローは現在  $^{11}\text{Li}$  や  $^{14}\text{Be}$ 、 $^{19}\text{C}$  など多数見つかっている。安定核では核密度の飽和性から核半径  $R_0$  は質量数  $A$  に関して、

$$R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}} (r_0 \sim 1.1\text{-}1.2 \text{ fm}) \quad (1.0.1)$$

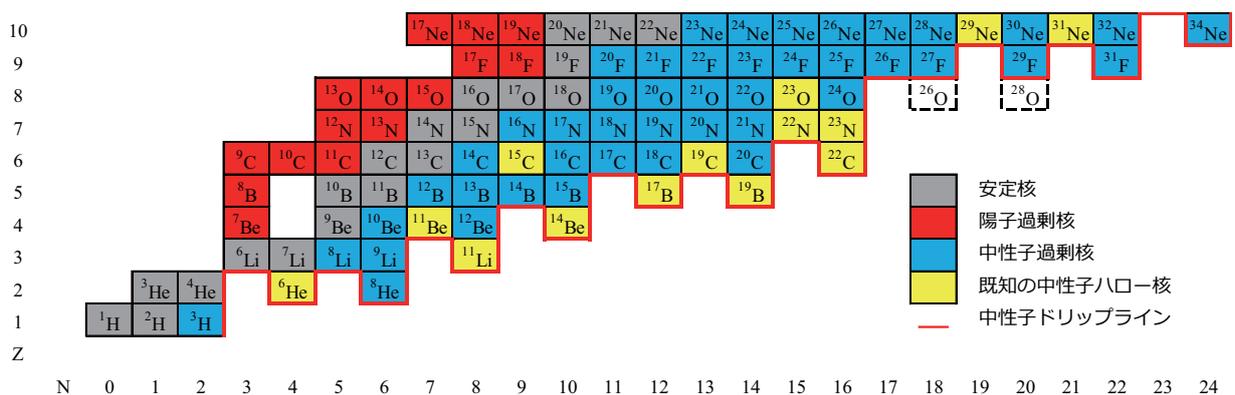


図 1.0.1 核図表。既知のハロー核の定義は [4] による。中性子の束縛限界線 (中性子ドリップライン) は陽子数の増加に従ってなめらかに中性子過剰側に伸びるが、酸素同位体は質量数  $A=24$  までしか存在せず、束縛限界が F や Ne などの周りの同位体よりも  $\beta$  安定線に明らかに近い。

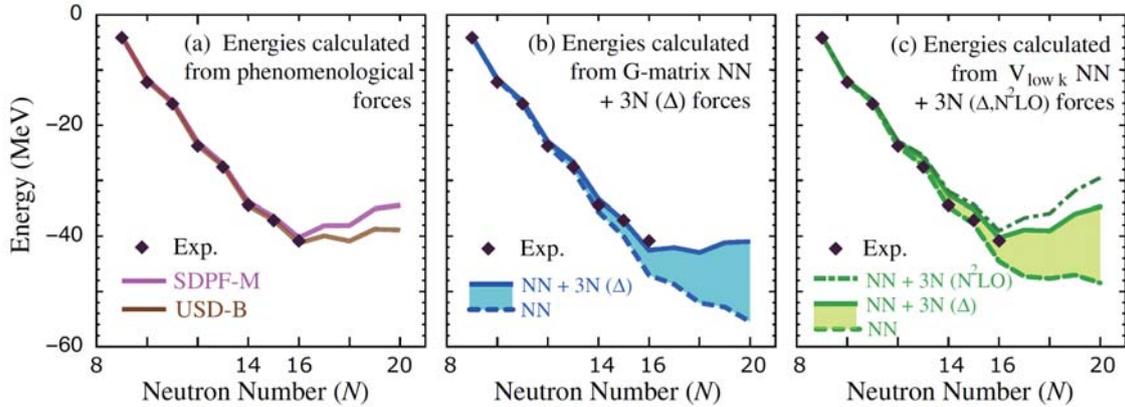


図 1.0.2 酸素同位体の基底状態のエネルギー [3]。(a) は通常の二体力を用いた殻模型計算との比較を示す。(b)、(c) は三体力を取り入れたミクロスコピックな計算結果との比較を示す。(c) では  $N=16$  以降で基底状態のエネルギーが上昇しており、 $^{24}\text{O}$  が最も重い束縛した酸素同位体となることがミクロスコピックな理論計算でも示された。

という関係を満たすことが知られている [5]。中性子ハローは中性子分離エネルギー  $S_n$  が 1 MeV 以下程度と、通常の原子核の中性子分離エネルギー (6-8 MeV 程度) に比べて小さく、遠心力ポテンシャルがない (s 軌道) / 小さい (p 軌道) ことにより価中性子が通常の核半径より大きく染み出す現象である (図 1.0.3)。ハロー核の特徴的な性質として、ソフト E1 励起と呼ばれる励起エネルギー 1-2 MeV 程度の E1 遷移に起因してクーロン分解反応の断面積が異常に大きくなることが挙げられる [7]。クーロン分解反応による遷移強度分布  $B(E1)$  の測定はハロー部分の振幅に感度が高く、ハロー核の価中性子の構造の探索に適している。しかし、中性子の測定を伴うことによる困難さから、 $^{11}\text{Be}$  や  $^{11}\text{Li}$  等の限られた原子核についてしか測定が行われていない。

核は通常球形であるが、逆転の島と呼ばれる領域に位置する原子核は変形することで回転対称性が破れより、安定になることが知られている。逆転の島とは、原子核の変形に伴い一粒子軌道の逆転が起こるためにそう呼ばれている。軌道が逆転する他の機構として、コアの励起が挙げられる。 $^{11}\text{Li}$  は  $^9\text{Li}$  のコアと二つの価中性子により構成される。 $^{11}\text{Li}$  の基底状態における二つの価中性子の配位は通常の殻模型では  $\nu(1p_{1/2})^2$  となることが予想されるが、実際には  $\nu(1p_{1/2})^2$  と  $\nu(2s_{1/2})^2$  がそれぞれ 50% 程度ずつ混合していることが実験的に分かった [9, 10, 11]。これは Tensor-Optimized Shell-Model (TOSM) により以下の様な描像で説明できることが示された [12]。 $^9\text{Li}$  の基底状態は図 1.0.4 の上段に示すような "0p-0h" と "Pairing"、"Tensor" と名づけた三つの状態の重ね合わせとなっている。 $^{11}\text{Li}$  の基底状態において、二つの価中性子がどちらも  $1p_{1/2}$  軌道に入ると、パウリブロッッキングによりコアである  $^9\text{Li}$  が "Pairing" と "Tensor" の状態を取ることができなくなる (図 1.0.4 中段)。一方、二つの価中性子がどちらも  $2s_{1/2}$  軌道に入れば、コアの励起を妨げないため、原子核全体として  $1p_{1/2}$  軌道に入ると同程度の安定性が得られる。このような配位の逆転現象は中性子ドリップライン近傍の原子核で頻繁に見られるが、非束縛準位の測定では原子核が分解してしまうため、中性子の測定が必要となる。

この様に、ドリップライン近傍の中性子過剰核は核構造論の厳格なテストとなるだけでなく、安定核では得られない環境下での核力の性質を研究する場となり、テンソル力や核力のアイソスピン依存性、ダイニュートロン相関の有無、 $^{28}\text{O}$  の理解に必要な四中子相関の理解にもつながる。これらの多様性は原子核が核子多体系であることに起因しており、 $\beta$  安定線からドリップライン、さらにはその先までの核子多体系を統一的に記述することが原子核物理学の一つの終着点となる。これらの基礎的な知識は原子核の合成プロセスとして重要な r-process の議論や、その表層が中性子のみで構成される中性子星の状態方程式 (EOS) の理解にもつながっており、EOS はさらにビッグバンの議論へと発展していくため、最終的には元素の起源の解明へとつながっている。

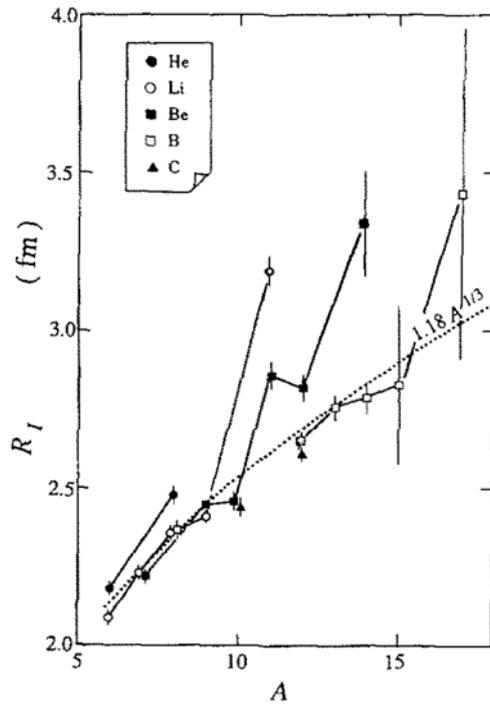


図 1.0.3 相互作用半径の質量数依存性 [8]。 $^{11}\text{Li}$  や  $^{14}\text{Be}$ 、 $^{17}\text{B}$  では核密度の飽和性 (式 1.0.1) を大きく上回る半径を示す。

上記で示したような中性子ドリップライン近傍の原子核の構造を探るために、中間・高エネルギーでの分解反応が重要となっている。こうした反応の精密測定には不変質量法が有効である。図 1.0.5 に分解反応の模式図を示す。不変質量法では中性子過剰核の崩壊に伴って放出される中性子を含む全ての粒子の運動量を測定することで不変質量、すなわち目的の非束縛準位における質量 (に類似する量) を求めることができる。目的の粒子が  $n$  個の粒子に崩壊した際の不変質量  $M$  と相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$ 、二個の粒子に崩壊した際の相対エネルギー分解能  $\Delta E_{\text{rel}}$  は、

$$M = \sqrt{\left(\sum_i^n E_i\right)^2 - \left(\sum_i^n \mathbf{p}_i\right)^2} \quad (1.0.2)$$

$$E_{\text{rel}} = M - \sum_i^n m_i \quad (1.0.3)$$

$$\Delta E_{\text{rel}} \simeq \gamma^2 \beta \mu \sqrt{\sum_{i=x,y,z} (\beta_{ni} - \beta_{fi})^2 \left( \left(\frac{\Delta p_{ni}}{p_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{fi}}{p_f}\right)^2 \right)} \quad (1.0.4)$$

で表される (A.1 節)。 $M$  は不変質量、 $E_i$  と  $\mathbf{p}_i$ 、 $m_i$  はそれぞれ放出粒子  $i$  のエネルギーと運動量ベクトル、静止質量である。不変質量法の難しさは中性子の検出にある。特に、 $^{28}\text{O}$  のように中性子ドリップラインを大きく超える原子核は多数の中性子を同時に放出するため、実験の難しさが飛躍的に上昇する。

こうした反応で放出される高速中性子の検出のために我々は高検出効率を有する NEBULA (NEutron Detection System for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance) と反跳陽子の飛跡測定が可能な HIME (HIgh resolution detector array for Multi-neutron Events) という 2 種の異なった特徴を持つ中性子検出器の開発を行ってきた。

2012 年の春に理化学研究所の不安定核ビーム施設 RIBF (RI Beam Factory) 内に建設されていた大立体角多重

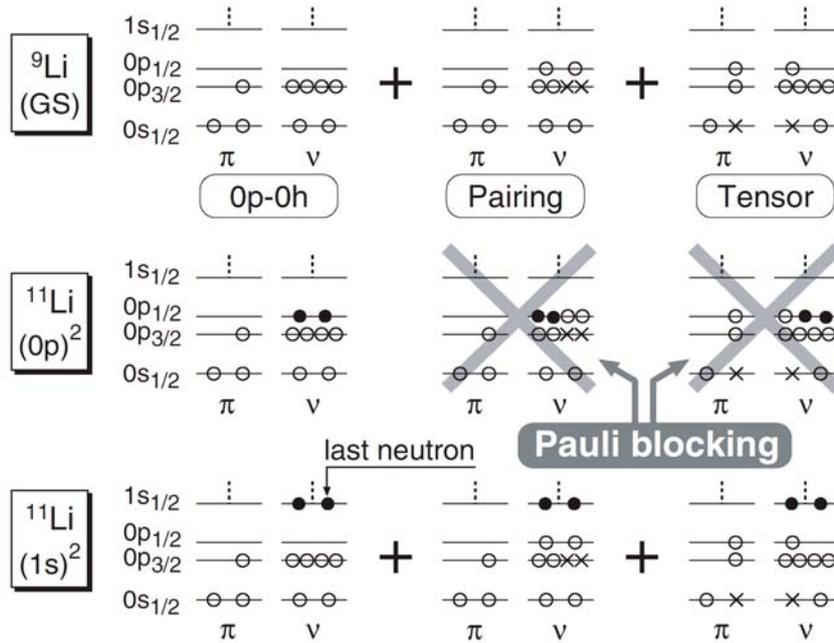


図 1.0.4  $^{11}\text{Li}$  におけるパウリブロッキングの模式図[12]。 $^9\text{Li}$  の基底状態は”0p-0h”と”Pairing”、”Tensor”と名づけた三つの状態の重ね合わせとなっている (上段)。 $^{11}\text{Li}$  の基底状態において、二つの価中性子がどちらも  $1p_{1/2}$  軌道に入ると、パウリブロッキングによりコアである  $^9\text{Li}$  が”Pairing”と”Tensor”の状態を取ることができなくなる (中段)。一方、二つの価中性子がどちらも  $2s_{1/2}$  軌道に入れば、コアの励起を妨げないため、原子核全体として  $1p_{1/2}$  軌道に入る場合と同程度の安定性が得られる (下段)。

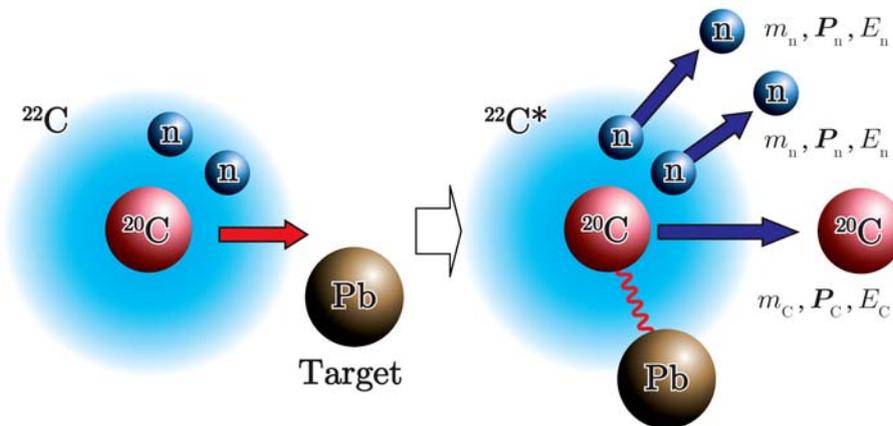


図 1.0.5 分解反応の模式図。図は  $^{22}\text{C}$  がクーロン分解反応により  $^{20}\text{C}$  と二つの中性子に分解する様子を示している。

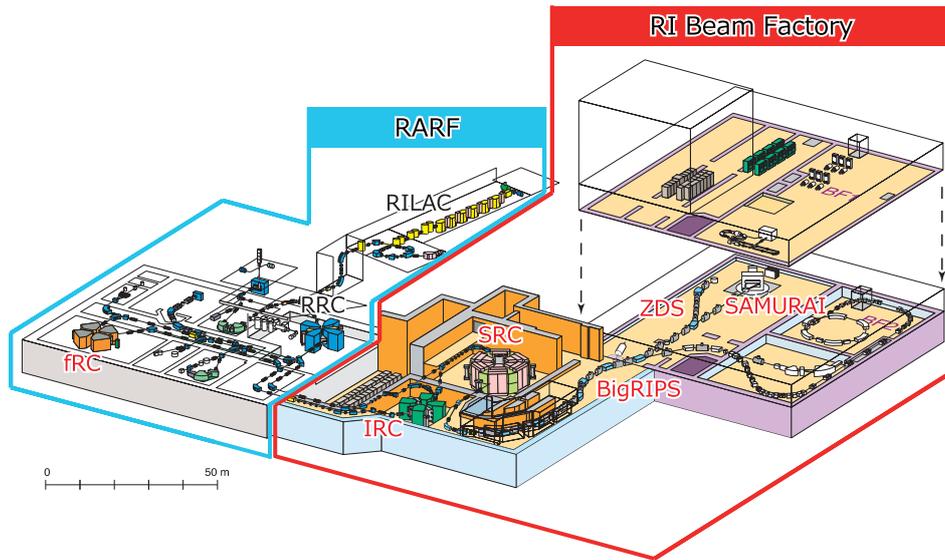


図 1.0.6 RIBF の概観。RIBF は従来施設 RARF を増設した構造になっている。RIBF の主要装置は fRC (RARF 内に設置)、IRC、SRC、BigRIPS からなり、基幹実験設備として我々が直接関係するものでは、ZDS、SAMURAI などがある。

粒子磁気分析装置 SAMURAI (Superconducting Analyser for Multi-particle from Radioisotope Beams) が完成し、2012 年 3 月にコミッシュニング実験を、2012 年 5 月に  $^{22}\text{C}$  や  $^{19}\text{B}$ 、 $^{26}\text{O}$  などの測定を行った。図 1.0.6、1.0.7 に RIBF と SAMURAI の概観を示す。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。SAMURAI と RIBF で得られる最高強度の不安定核ビーム (従来施設の  $10^2 \sim 10^5$  倍) を組み合わせることで、世界最高性能の不変質量法による不安定核の分光実験を行うことができる。分解反応により生じる荷電フラグメントは超伝導双極子磁石の作る磁場により軌道を曲げられ、荷電粒子測定系により粒子識別や運動量の測定が行われ、磁場によって曲げられない中性子はビーム軸上に置かれた中性子検出器により測定される。SAMURAI は磁気高度 7 Tm の荷電フラグメントを最大 60 度まで曲げることができるため、運動量分解能  $p/\Delta p \gtrsim 700$  を有し、 $A=100$  の粒子の識別も十分可能である。一方、鉛直方向の開口は最大 80 cm と大立体角を有しており、これは相対エネルギーの大きい分解反応により生じる中性子を測定する上で重要である。

NEBULA は SAMURAI の基幹検出器の一つとなる中性子検出器である。NEBULA は高い検出効率を有し、RIBF と SAMURAI を合わせることで、今までイベントレートの問題から測定できなかった重い・陽子/中性子比の大きい原子核の測定が可能となる。2012 年 5 月に行われた実験で測定された  $^{19}\text{B}$  や  $^{22}\text{C}$ 、 $^{26}\text{O}$  はその一例である。さらに、NEBULA は大立体角を有するため、クーロン分解反応によるソフト E1 励起だけではなくピグミー双極子共鳴などの相対エネルギーが大きいスペクトルも測定可能となる。2012 年 3 月に行われた SAMURAI のコミッシュニング実験では、NEBULA の性能評価もその目的に含まれており、 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応による準単色中性子を用いた一中性子に対する性能評価や、 $^{14}\text{Be}$  の分解反応測定による二中性子測定法の確立を目指した。

HIME は次世代型の中性子検出器として、四中中性子の同時測定と高分解能測定を目指して開発されている。従来の測定手法では不可能であった四中中性子の同時測定が可能となれば、四中中性子相関や  $^{28}\text{O}$  の観測といった従来は全く手のつけられていない中性子超過剰な多体系の研究が可能となる。また、 $^5\text{H}$  や  $^{10}\text{Li}$  など最も軽い部類の中性子超過剰な原子核の構造でさえも今までのデータでは決着がついておらず [13, 14, 15]、高分解能を得ることでこのような状況を打開することが期待される。このように、HIME は先行研究としての役割を持っており、小規模の検出器群を

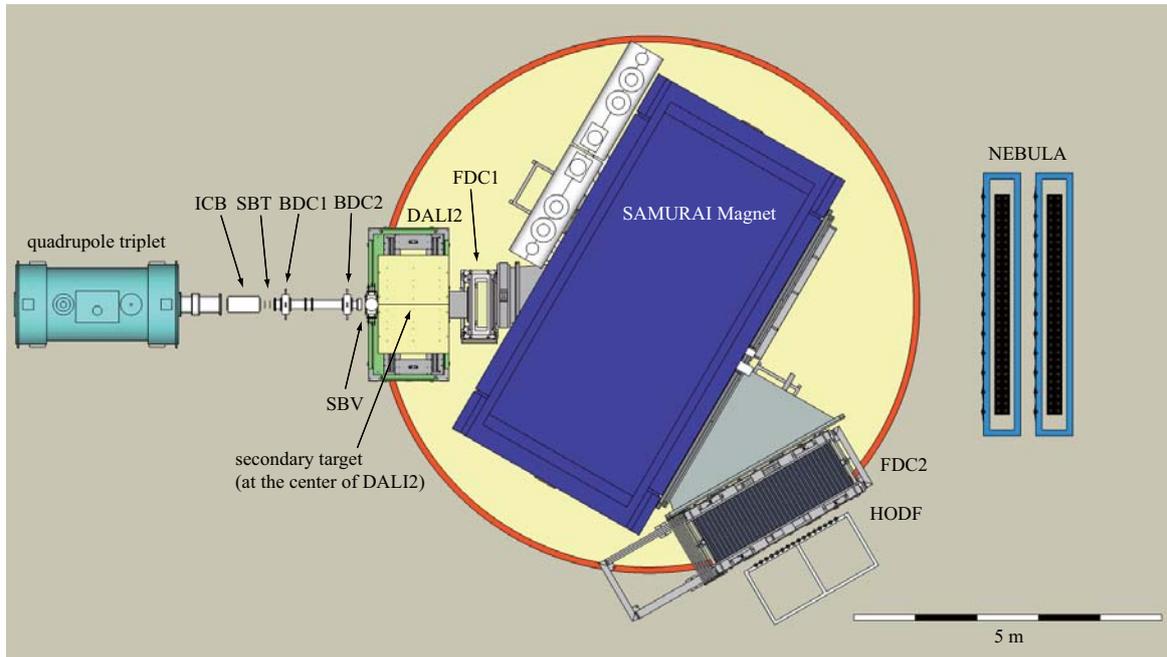


図 1.0.7 SAMURAI の概観。SAMURAI のコミッションング実験時のセットアップとなっている。二次標的以降に設置される超伝導双極子磁石を核とするスペクトロメータ群を SAMURAI と呼び、不安定核ビームを用いた原子核反応により生じる多様な粒子を分離・測定する装置である。SAMURAI は二次ビーム測定系、 $\gamma$ 線検出器、双極子磁石、荷電粒子測定系、中性子検出器から構成される。二次ビーム測定系は上流から BPC(MWPC、F5 に設置されている)、F7 plastic(プラスチックシンチレータ、F7 に設置されている)、ICB(イオンチェンバー)、SBT(プラスチックシンチレータ)、BDC1/2 ドリフトチェンバー)、SBV(穴空きのプラスチックシンチレータ)により構成される (BPC と F7 plastic は都合図から省略した)。荷電粒子測定系は上流から FDC1/2(ドリフトチェンバー)、HODF(ホドスコープ)により構成される。詳細は 4.1 節で述べる。

使用したモデルの建設を 2012 年 11 月に終えた。宇宙線による HIME のモジュール単体の基本性能の測定は筆者の卒業論文 [18] で示した。また、2011 年 5 月には放射線医学総合研究所の重粒子線がん治療装置 HIMAC(Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) を用い、 $\gamma$ 線や陽子に対するモジュール単体の基本性能の評価も行っている。さらに、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応による準単色中性子を用いた HIME の新しい測定手法の実証、及び性能評価実験が RCNP(大阪大学核物理研究センター)で採択されている。

本研究では 100~200 MeV における複数の高速中性子の検出を目指した中性子検出器に関する開発・研究を総合的に行い、特に NEBULA・HIME の建設・開発とその性能評価を行っている。第二章では中性子検出器全般についての一般的な知識と、本論文で扱う中性子検出器 NEBULA、HIME、及び、比較のために用いる MSU(ミシガン州立大学)で開発された MoNA について述べる。第三章ではシミュレーションコード Geant4[16, 17] のフレームワークで構築した中性子検出器のシミュレータの設計とその評価について述べる。第四章では SAMURAI のコミッションング実験の解析結果と NEBULA の性能について、第五章では次世代型中性子検出器となる HIME の設計と HIMAC で行った基本性能評価実験の結果、RCNP での実証実験計画について述べる。

## 第2章

# 中性子検出器について

中性子検出器の役割は入射中性子の個数まで含めて粒子識別し、各々の中性子の運動量を求めることにある。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、間接的に中性子を検出し、飛行時間と検出位置から運動量を決定する。逆運動学条件下における中性子過剰核の分解反応ではビームの速度に近い高速中性子が前方に収束して放出される。RIBFで行う分解反応実験では 50-300 MeV 程度の中性子を測定する必要があり、このような中性子の運動量測定には応答速度が早く、大体積を得易いプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器が有用である。本章では中性子検出器の構造や中性子とプラスチックシンチレータの反応に関する物理等の基礎知識と、本論文で議論に登場する中性子検出器である NEBULA[19, 20] と HIME(5.1 節)、MoNA[21, 22] について述べる。

### 2.1 基本構造

プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器では、中性子とプラスチックシンチレータとの強い相互作用により生じる二次粒子をそのプラスチックシンチレータ自身で観測・蛍光に変換し、プラスチックシンチレータの両端に光学的に接続された PMT(光電子増倍管)により電気信号に変換することで中性子を測定する。図 2.1.1 に本論文で対象とする中性子検出器群の概観と座標軸の定義を示す。中性子検出器は中性子を検出するための素子であるプラスチックシンチレータを使用したモジュール(以降 NEUT と呼ぶ)を複数積層した構造を持つ。その前面に NEUT と同様の構造を持つ、中性子と荷電粒子を区別するためのモジュール(以降 VETO と呼ぶ)が設置される。NEUT と VETO はいずれも長方形のプラスチックシンチレータの両端にライトガイド(アクリル等)を通して PMT が一つずつ光学接着される。NEUT は通常 10 cm 程度の厚みにするのに対して、VETO は 1 cm 程度と相対的に薄い厚みにする。中性子検出器に入射した中性子は NEUT 単独で検出することができ、これを積層することによりアクセプタンスと検出効率を高めている。中性子検出器の運動量分解能は NEUT の短軸方向の幅とビーム軸方向の厚み、時間分解能、検出器の位置により決まる。幅と厚み、時間分解能は小さく、位置は遠いほど高分解能が得られる。

#### 2.1.1 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータは水素と炭素のみにより構成される高分子化合物で、基礎となる材料はポリビニルトルエンである。中性子検出器として重要な特長は数百 ps 程度の高い時間分解能と減衰長  $\sim 4$  m 程度の高い透明度が得られることにある。50 MeV-1 GeV 程度までの中性子に対する検出効率は  $1 \text{ g/cm}^2$  あたり 1 % 程度と小さいため、中性子検出器として機能させるためには大体積を必要とするが、十分な時間性能と減衰長が得られる BC-408(Saint-Gobain)[23] や EJ-200(Eljen Technology)[24] であれば  $1 \text{ l}$  あたり 2 万円程度と比較的安価に購入できるため、中性子検出器としての利用が可能である。

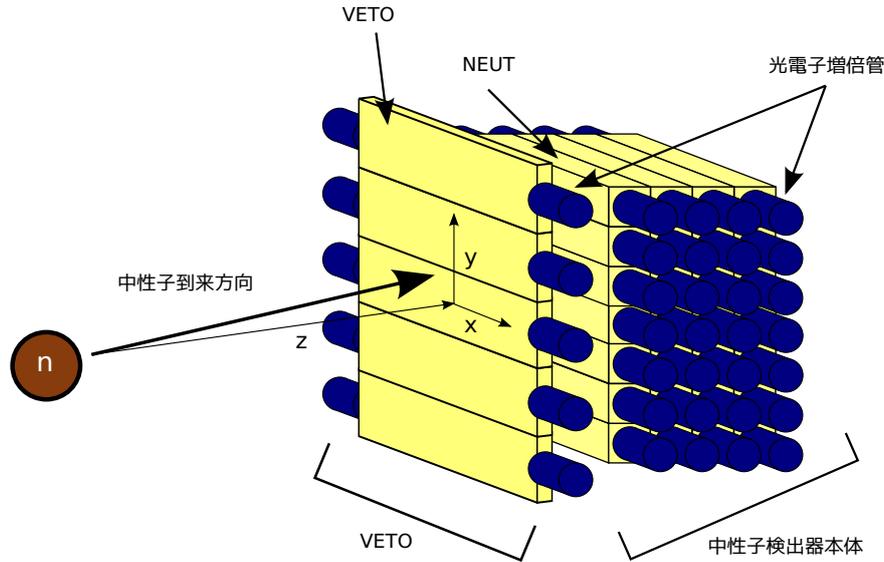


図 2.1.1 本論文で対象とする中性子検出器群の概観と座標軸の定義。中性子検出器は中性子を検出するための素子であるプラスチックシンチレータを使用したモジュール (以降 NEUT と呼ぶ) を複数積層した構造を持つ。その前面に NEUT と同様の構造を持つ、中性子と荷電粒子を区別するためのモジュール (以降 VETO と呼ぶ) が設置される。座標軸はビーム軸方向下流側を  $+z$  軸、水平方向右側を  $+x$  軸、鉛直方向上側を  $+y$  軸と定義する。この座標軸の取り方により解析で得られる図は上流から見た像と一致するが、左手系であることに注意が必要である。

## 2.1.2 光電子増倍管

プラスチックシンチレータの時間特性を生かすためには蛍光の読み出し素子に PMT を用いることが必須となる。1 光子あたりの電子走行時間の広がり典型的に 1 ns 程度であり、例えば光電子数が 1000 個であれば 30 ps 程度の揺らぎに抑えられる。中性子検出器はダイナミックレンジの広い信号 (100 倍程度) を生成するが、PMT はこのようなダイナミックレンジの広い信号に対しても高い線形性が得られる。例えば H7195 (浜松ホトニクス) であれば出力波高が 4 V 以下の信号に対して増幅率の変動は 2% 以下に抑えられる [36]。

## 2.2 中性子検出器の物理

### 2.2.1 中性子とプラスチックシンチレータの反応

中性子過剰核の分解反応に伴い放出される中性子のエネルギーは RIBF では 50 MeV から 300 MeV 程度までである。このエネルギー領域で重要な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)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow \gamma+X$
- (4)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow p+X$
- (5)  $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+n+X$

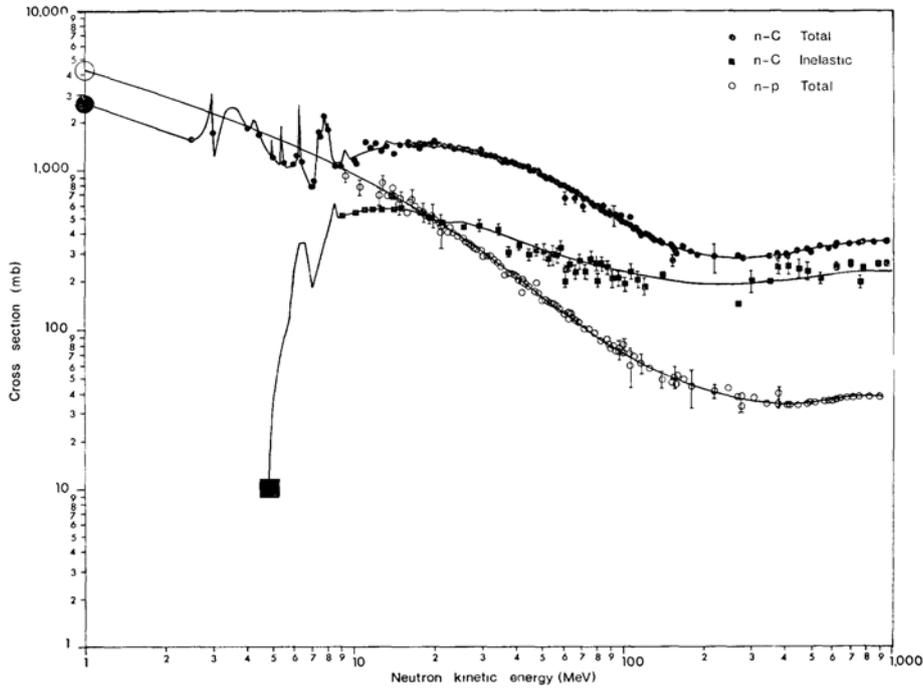


図 2.2.1 中性子と  $^{12}\text{C} / \text{H}$  との弾性散乱/非弾性散乱の反応断面積の入射エネルギー依存性 [26]。実線は Del Guerra 氏のモンテカルロシミュレーションで使用している値を示す。200-300 MeV 程度で最小値となる傾向はその他の原子核の反応でも同様に成り立つ傾向で、このエネルギーはメソン生成の閾値となっている。

の5つに分けられる。(1)と(4)の陽子を放出する反応は中性子を検出するための主たる反応である。一方、(2)と(3)、(5)の反応は検出できないため、エネルギーや検出位置の精度を悪化させる反応である。

中性子と  $^{12}\text{C} / \text{H}$  との弾性散乱/非弾性散乱の断面積については図 2.2.1 に示すように、RIBF で行う実験に必要なエネルギー領域を十分にカバーする正確なデータが存在する。100 MeV 程度以下の中性子とプラスチックシンチレータとの反応は図 2.2.2 に示すような個別の反応経路を考慮することで中性子検出器の正しい評価を行えることが多数のシミュレータ [27, 28] や実験 [29, 30] を通して確認されている。

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、

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

と表される [31]。ここで、 $E$ 、 $E_n$  はそれぞれ反跳粒子と入射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、 $^{12}\text{C}$  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。準弾性散乱による  $^{12}\text{C}$  からの陽子のノックアウトの場合も、一陽子分離エネルギー (15.957 MeV [32]) と  $^{12}\text{C}$  核内でのフェルミ運動による揺らぎを除いて陽子との弾性散乱と同等のエネルギー移行率となる。

荷電粒子がプラスチック中でエネルギーロスしたときの発光量  $dL/dx$  は単位距離あたりのエネルギーロス  $dE/dx$  に依存し、

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{(1 + kB \frac{dE}{dx})} \tag{2.2.2}$$

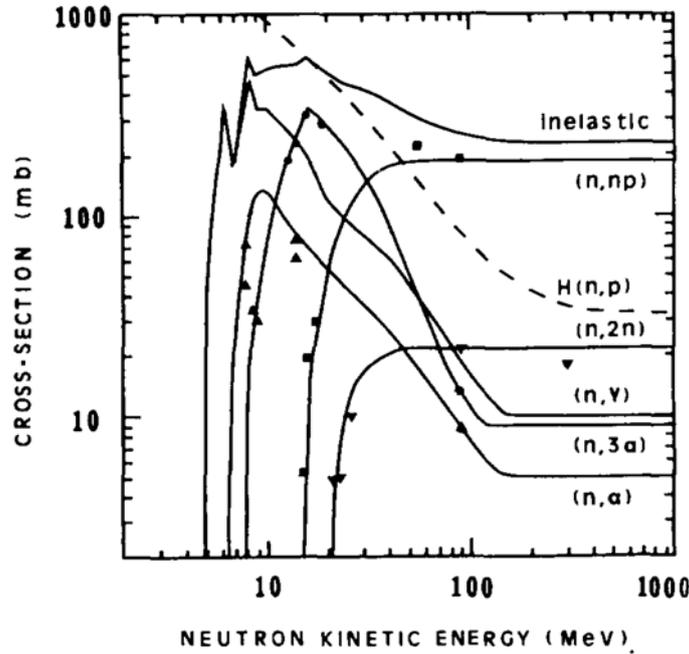


図 2.2.2 中性子と  $^{12}\text{C}$  または H との反応断面積の入射エネルギー依存性 [25]。実線は Cecil 氏らのモンテカルロ計算コードに使われている断面積を表す。点は Del Guerra 氏によりコンパイルされた [26] 中性子と  $^{12}\text{C}$  の非弾性散乱の断面積の測定結果を表す。

という関係式 (Birks の式) により再現される [35]。  $B$  はエネルギーロス  $dE/dx$  により損傷を受ける分子の密度、  $k$  はその内の消光する割合、  $S$  は規格化定数を表す。電子は運動エネルギーが 1 MeV 程度のときに MIP (Minimum Ionizing Particle) となるため、それ以上の運動エネルギーを持つ電子の単位距離あたりのエネルギーロスは一定とみなすことができ、発光量は線形で近似できる。この様な背景から、電子が 1 MeV エネルギーロスしたときの発光量は 1 MeVee (MeV electron equivalent、発光等量) と定義される。図 2.2.3 に、荷電粒子をプラスチックシンチレータに入射したときの発光量の入射エネルギー依存性を示す。電子以外の荷電粒子では電荷と質量が大きいほどエネルギーロスに対する発光量は相対的に減少する。

以上のエネルギー移行率と発光量の議論より、中性子検出器ではシグナルの検出の閾値 (スレッシュホールド) を通常 6 MeVee 程度と取ることから (2) の  $^{12}\text{C}$  の弾性散乱の反応の多くは中性子検出器にとって不感であることが理解できる。ただし、この反応により中性子の運動方向は大きく変化されるため、運動量の測定精度を悪くする原因となる。(3) の反応により生じる  $\gamma$  線 (4.44 MeV [32]) の平均自由行程は 30 cm 程度 (A.2 節) と中性子検出器の位置分解能 ( $\leq 10$  cm) を超えるために二次的に発生した  $\gamma$  を検出したとしても分解能が悪く、クロストークの原因にもなる。クロストークとは一つの中性子に対して複数の NEUT にシグナルが観測される現象のことで、複数の中性子が入射した場合と区別が付かなくなる等の問題を生じる (2.3.4)。そのため、スレッシュホールドを 6 MeVee 程度に設定することでこのような  $\gamma$  線を排除する (スレッシュホールドにより排除しない場合、分解能が下がる一方で検出効率を上げる役割は果たす)。(5) の反応では荷電粒子は生成されず、逆に二次粒子として中性子が生じてしまうため、 $\gamma$  線と同様に分解能を悪化させ、直接的なクロストークの原因となる。ただし、この反応によるクロストークは (5) の反応に加えて、(1) ないし (4) の反応が二回以上起こるの必要があり、その確率は二中性子検出効率に比べて 1 桁以上小さいために通常問題にならない。以上より、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。特に中性子のエネルギーが 50 MeV を超えてくると (1) より (4) の反応の断面積が大きくなり、 $^{12}\text{C}$  との

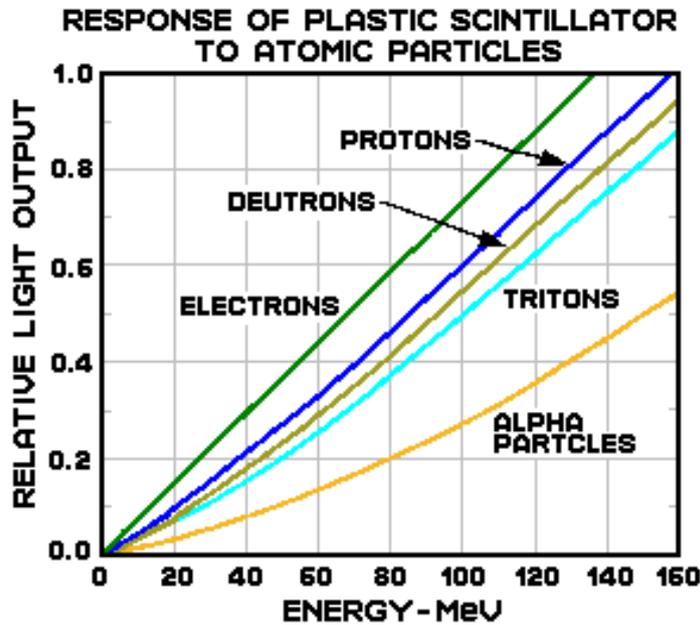


図 2.2.3 荷電粒子ごとの発光量の入射エネルギー依存性 [24]。横軸に示される入射エネルギーで荷電粒子をプラスチックシンチレータに入射し、荷電粒子が静止するまでエネルギーロスしたときの相対的な発光量。電子は質量が小さいために 1 MeV 程度で MIP (Minimum Ionizing Particle) となり、電子のエネルギーロスと発光量の関係は線形で近似できるが、それ以外の荷電粒子では電荷と質量が大きいためエネルギーロスに対する発光量は相対的に減少する。

非弾性散乱によりノックアウトされる反跳陽子が最も重要となる。

## 2.2.2 中性子と陽子の弾性散乱

Bethe-Bloch の式 [37] により計算したプラスチックシンチレータ中での陽子の単位距離あたりのエネルギーロスを図 2.2.4 に示す。例えば 250 MeV の陽子の単位距離あたりのエネルギーロスは約 4 MeV/cm となる。

中性子と陽子の弾性散乱における角度分布はエネルギーが高くなるほど前方に集束するが、中性子と陽子の間に交換力が働くため、実際の角度分布は重心系で対称となる [5]。実際の中性子と陽子の弾性散乱における中性子の角度分布を図 2.2.5 に示す。この角度分布  $f(\theta)$  を中性子検出器シミュレータ DEMONS [28] では、

$$f(\theta) = (rat + 3(1 - rat) \cos^2 \theta) \quad (2.2.3)$$

$$(rat = \frac{1}{1 + r/3}, r = E_{in}/30 \text{ MeV} - 1)$$

という式により近似的に表現している。この式の計算結果を図 2.2.6 に示す。なお、シミュレーションコード内で式 2.2.4 に従う角度分布を生成する場合は、図 2.2.6 の右列に示したように立体角の重みである  $\sin \theta$  をかける必要があることに注意しなければならない。

中性子と陽子の弾性散乱における反跳陽子の散乱角とエネルギー、飛程の関係を図 2.2.7 に示す。この関係は NEUT での発光量の最大値や反跳陽子が突き抜ける NEUT の数を見積る際に有用である。

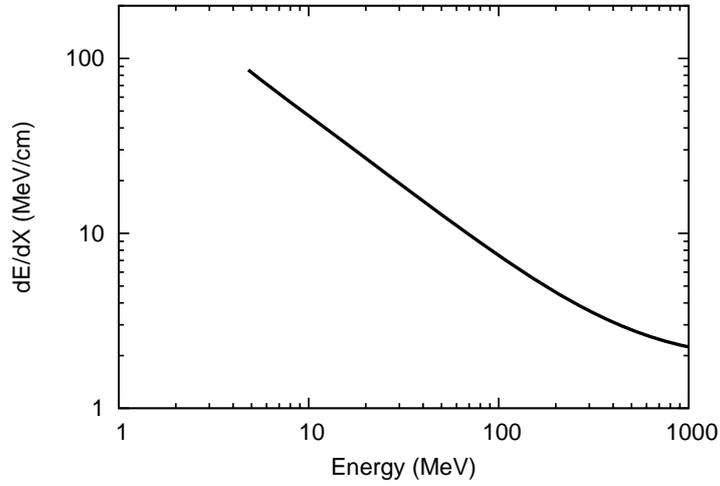


図 2.2.4 プラスチックシンチレータ中での陽子の単位距離あたりのエネルギーロス。Bethe-Bloch の式 [37] により計算した。5 MeV あたりで計算結果が途切れるのは、粒子の速度が遅くなりすぎると表的中の電子が制止しているという近似が成り立たなくなる。この効果を経験的に取り入れているが、この補正式が妥当となる範囲が  $\beta\gamma \geq 0.1$  であり [37]、その時点で計算を打ち切っているためである。

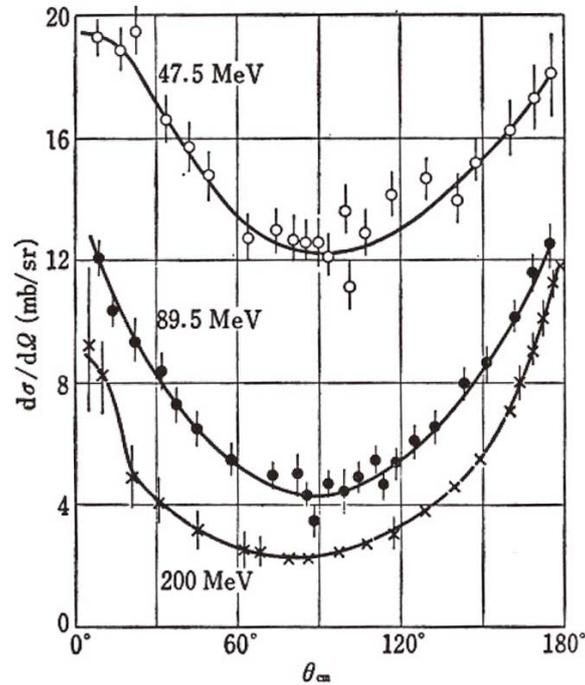


図 2.2.5 中性子の陽子による散乱微分断面積 [5]。図中の数値は実験室系での中性子の入射エネルギーを示す。角度分布の異方性は P 波以上の寄与を表している。前方と後方の断面積が同等となるのは交換力により理解できる。

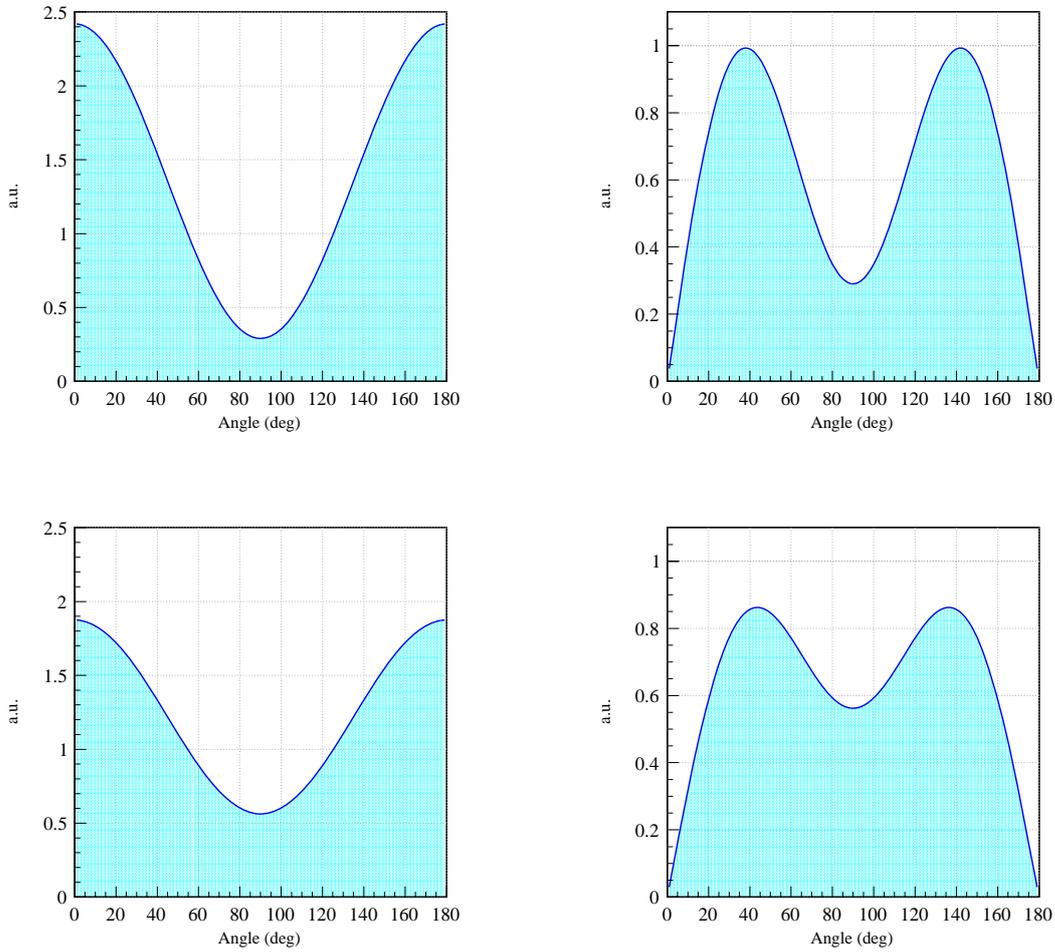


図 2.2.6 中性子と陽子の弾性散乱における角度分布。(左上) 入射エネルギー 250 MeV の場合。(右上) 左上図について  $\phi$  方向の積分を行った後の角度分布。左図の分布に  $\sin \theta$  を掛けた分布となっている。(左下) 入射エネルギー 100 MeV の場合。(右下) 左下図について  $\phi$  方向の積分を行った後の角度分布。図 2.2.5 に即して、中性子のエネルギーが高いほど前方と後方に集中する分布となっている。

### 2.3 解析原理

実験データとして得られる観測量は、中性子検出器が横置き (プラスチックシンチレータの長軸方向を  $x$  軸に沿って設置する方法) の場合、左右の PMT で観測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 でスレッシュヨルドを超える信号が観測されたか (以降では”ヒットする”と表現する) という情報である。中性子の位置  $x, y, z$  と時

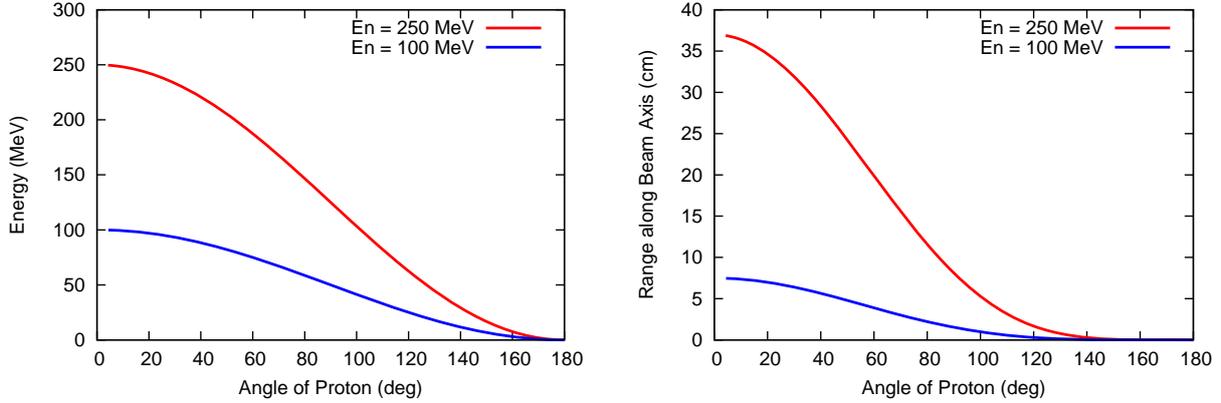


図 2.2.7 反跳陽子の散乱角とエネルギー、飛程の関係。(左) 反跳陽子の散乱角とエネルギーの関係。純粋な運動学から求めることができる。中性子と陽子はほぼ同じ質量を持つため、反跳陽子のエネルギーの最大値は中性子の入射エネルギーとほぼ同じになる。(右) 反跳陽子の散乱角と飛程の関係。ここで言う飛程とは、入射中性子の運動方向軸の成分の長さを表す。図 2.2.4 に示した Bethe-Bloch の式と運動学により計算した。

間  $t$  は、

$$x = \frac{v}{2}(T_1 - T_r)x_{\text{offset}} - x_0 \quad (2.3.1)$$

$$y = y(\text{id}) - y_0 \quad (2.3.2)$$

$$z = z(\text{id}) - z_0 \quad (2.3.3)$$

$$t = \frac{1}{2} \left( T_1 + T_r - \frac{L}{v} \right) - T_0 \quad (2.3.4)$$

と求めることができる。 $v$  は蛍光の伝搬速度、 $x_{\text{offset}}$  は  $x$  方向の位置のオフセット、 $y(\text{id})$ 、 $z(\text{id})$  は ID ごとの検出器の位置、 $L$  はプラスチックシンチレータの長さ、 $x_0$ 、 $y_0$ 、 $z_0$ 、 $T_0$  は中性子が発生した時点での位置と時間を表す。 $y$  座標と  $z$  座標が離散的になることが解析上問題となる場合は、検出器の幅  $W$  と奥行き  $D$  により、

$$y = y(\text{id}) + [0, 1]W \quad (2.3.5)$$

$$z = z(\text{id}) + [0, 1]D \quad (2.3.6)$$

と検出器内で平均化する。 $[0, 1]$  は 0 と 1 の間の一様乱数を表す。例えば、角度分布を求める場合は  $y$  座標のみについて乱数を振ることで散乱角が離散的になることを防ぐ。

二次粒子による発光等量は運動量の決定には直接関係しないが、飛行時間のスルー (波高依存性) 補正とソフトウェアでスレッシュホールドを正しく設定する目的に用いる。スレッシュホールドは先に述べたプラスチックシンチレータ内部で発生する  $\gamma$  線を減らす目的以外にも、検出効率を精度良く得るために必要である。蛍光の減衰が減衰長  $\lambda$  により位置の指数関数で表せると仮定すると、左右の PMT で観測される発光量  $A_l$ 、 $A_r$  は、

$$A_l = A \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (2.3.7)$$

$$A_r = A \exp\left(-\frac{L-x}{\lambda}\right) \quad (2.3.8)$$

となる (A.5)。このとき、発光量  $A$  は  $A_l$ 、 $A_r$  と、

$$A = \sqrt{A_l A_r} \exp\left(\frac{L}{2\lambda}\right) \quad (2.3.9)$$

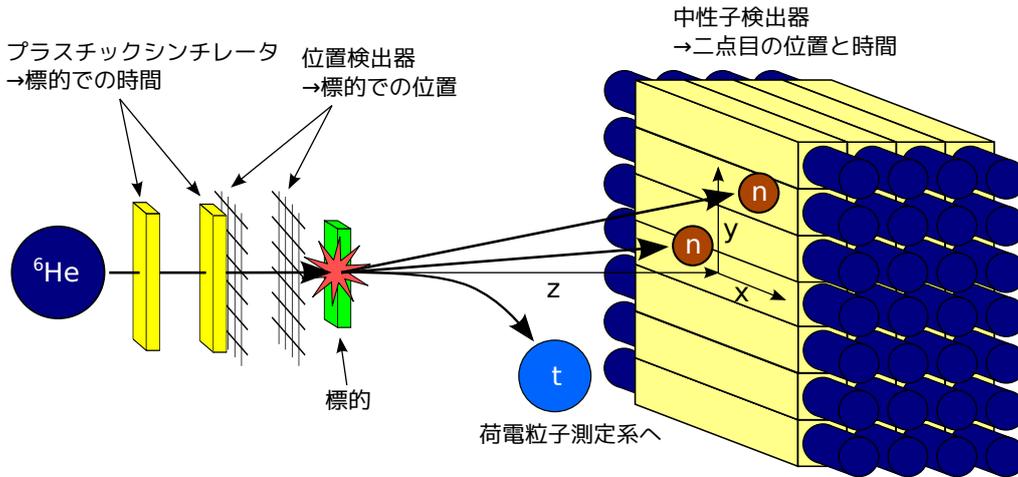


図 2.3.1 中性子の運動量の測定方法。中性子の運動量は中性子の位置と時間を二点で測定し、その差より決定できる。運動量の始点は標的内での反応位置及び反応時間であり、標的上流に設置される薄いプラスチックシンチレータとドリフトチェンバーなどの位置検出器により測定される。終点は中性子検出器上での検出位置及び時間である。

という関係を持つ。実際の検出器では指数関数よりも早い減衰を示すため、 $A = A(x)$  として偶関数の多項式で展開することが多い。蛍光の減衰が位置に関する指数関数とならないことは、蛍光がプラスチックシンチレータを伝搬する際の表面での散乱を考慮することで説明される [18]。

### 2.3.1 中性子の運動量

中性子の運動量は中性子の位置と時間を二点で測定し、その差より決定する。二次ビームが標的と反応すると同時に中性子は生じるため、図 2.3.1 に示すように、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ドリフトチェンバーなどの位置検出器により二次ビームの反応時間と位置を外挿により決定し、中性子の運動量の始点とする。終点は中性子検出器上での検出位置及び時間である。

中性子検出器で観測するシグナルは核力により生じる二次粒子の情報であるが、その位置と時間は中性子の位置と時間と近似できるので、中性子の運動量は、

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{ct} \tag{2.3.10}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{2.3.11}$$

$$p = m_n \gamma \beta \tag{2.3.12}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \tag{2.3.13}$$

$$p_i = p \frac{r_i}{r} \quad (r_i = x, y, z) \tag{2.3.14}$$

と与えられる。 $c$  は光速、 $m_n$  は中性子の静止質量を表す。

### 2.3.2 中性子検出器の運動量分解能

中性子検出器は相対エネルギーを求めるために中性子の運動量を測るが、式 1.0.4 から分かるように、相対エネルギー分解能は各方向の運動量分解能を運動量の絶対値で割った値  $dp_i/p$  ( $i = x, y, z$ ) に比例するため、 $dp_i/p$  が中性子

検出器の性能の指標となる。各軸方向の運動量分解能は、非相対論では、

$$\frac{\Delta p_i}{p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta r_i}{r}\right)^2 + \left(\frac{r_i}{r} \frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (2.3.15)$$

となり、相対論では、

$$\frac{\Delta p_i}{p} = \sqrt{\left((1 + \beta_i^2 \gamma^2) \frac{\Delta r_i}{r}\right)^2 + \left((\beta_i \beta_j \gamma^2) \frac{\Delta x_j}{r}\right)^2 + \left((\beta_i \beta_k \gamma^2) \frac{\Delta x_k}{r}\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{r_i}{r} \frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (2.3.16)$$

$$\simeq \gamma^2 \sqrt{\left(\frac{\Delta r_i}{r}\right)^2 + \left(\frac{r_i}{r} \frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (2.3.17)$$

となる。相対論を用いた場合の二行目の近似は、任意の二つの方向の速度  $\beta_i, \beta_j$  が 1 より十分小さく、残りの方向の速度  $\beta_k$  に関して  $\beta_k \simeq \beta$  が成り立つことを仮定した。

分解反応により生じる高速中性子の運動方向はビーム軸方向に収束しているので、ビーム軸と垂直な方向であれば  $r_i/r \ll 1$  となり、運動量分解能は位置分解能が支配的となる。一方、ビーム軸方向の場合は  $r_i/r \sim 1$  となるため、位置分解能を飛行距離で割った値と時間分解能を飛行時間で割った値が同程度の重みで寄与する。

中性子は検出器の表面ではなく内側で反応するが、その反応位置を知ることはできない。この反応位置の不定性は、反応位置が正しいと思うことにより反応時間の不定性に押し付けることができる。解析的には式 2.3.15 より、

$$\frac{\Delta p_i}{p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta r'_i}{r}\right)^2 + \left(\frac{r_i}{r} \frac{\Delta t'}{t}\right)^2} \quad (2.3.18)$$

$$\Delta r'_i = 0 \quad (2.3.19)$$

$$\Delta t' = \sqrt{\Delta t^2 + \left(\frac{\Delta x}{\beta_i}\right)^2} \quad (2.3.20)$$

となる。例えば 12 cm 厚のプラスチックシンチレータを用いて 250 MeV ( $\beta = 0.613$ ) の中性子を測定した場合、反応位置の不定性は反応時間の不定性にして 188 ps(rms) の寄与となる。実際の解析ではビーム軸方向の反応位置を正しく測定していると思って解析していることに相当するため、時間分布を見た場合は常にこの反応時間の不定性が含まれてくる。

分解能の寄与は上記で示した測定位置や時間の測定精度だけでなく、中性子が検出限界以下の反応により散乱される場合には運動量は実際よりも低く観測されてしまう。このようなイベントは検出効率の評価に強く影響するため、例えばシミュレーションにより応答関数を求めることで検出効率をより正確に評価することができる。

### 2.3.3 粒子識別

中性子検出器で観測されるシグナルそのままでは荷電粒子や  $\gamma$  線によるイベントも含んでしまうため、粒子識別を行う必要がある。粒子選別の模式図を図 2.3.2 に示す。荷電粒子と中性子の区別には一般的には VETO を用いる。VETO は通常 1 cm 程度の厚みしか持っておらず、中性子に対する検出効率は 1 % 程度なのに対して荷電粒子に対する検出効率は 100 % なので、VETO に信号が観測された場合は荷電粒子が入射したとみなすことができる。ビーム由来の荷電粒子はそのほとんどが双極子磁石で曲げられ、散乱されて偶然中性子検出器に入射する荷電粒子も VETO により中性子イベントと区別できるために、荷電粒子が問題となることは基本的にない。

偶発的な宇宙線によるイベントを取り除くための検出器は多くの場合は用意せず、バックグラウンドランによりこれらのイベントの差し引きを行ったり、宇宙線のシグナルのトラッキングを行うことで除外する。

標的で発生する  $\gamma$  線は目的の中性子に比較して飛行時間が明らかに早いために容易に区別することができる。一方、中性子検出器内部で発生する  $\gamma$  線は容易には区別することができない。シンチレータ内で  $^{12}\text{C}$  が脱励起するときに発

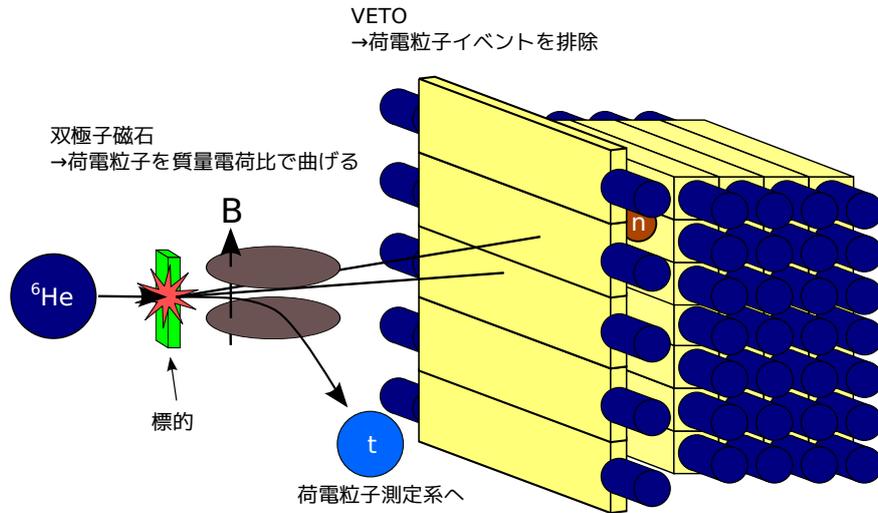


図 2.3.2 中性子検出器における粒子選別の模式図。ビームやフラグメントは標的直後の双極子磁石により中性子検出器に直接入射することはないが、散乱された荷電粒子が偶然中性子検出器に入射する可能性がある。このような荷電粒子によるイベントは VETO の信号の有無により区別することができる。また、中性子検出器内部で発生する  $\gamma$  線を排除するため、特に二中性子以上の複数の中性子を測定する場合には高めのスレッシュホールド (6 MeVee 程度) を設ける。

生ずる  $\gamma$  線 (代表的には第一励起状態からの脱励起光:4.44 MeV) 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ッシュホールド (6 MeVee 程度) を設けることにより排除できる。なお、液体シンチレータを使用した中性子検出器では波形解析を用いた  $\gamma$  線の除去が行われることがあるが、本研究で開発している個体のプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器ではスレッシュホールドを設けることで  $\gamma$  線由来のシグナルを十分に排除できるので、そのような手法は用いない。

### 2.3.4 クロストーク

中性子が一つ入射した場合 (一中性子イベント) でも複数のモジュールに信号が見られることがあり、これをクロストークと呼ぶ。ここでは簡単のために一つの中性子が二つのモジュールに信号を残した場合を考える。図 2.3.3 にクロストークにおける中性子や物理量の記号の定義を示す。ヒットは観測時間順に  $S_1, S_2, \dots$  と定義する。クロストーク解析をする上で、2つのヒット間の速度を用いる。速度の方向には任意性があるが、本論文では  $S_2$  の位置が  $S_1$  の位置より後方であればマイナスとし、同じ、ないし前方であればプラスと定義する。クロストークは異なる層で二つの信号が観測される "different (diff.) wall" と同一の層で二つの信号が観測される "same wall" に分けられる。クロストークの種類を反応で分けると、

- (a) 反跳陽子が複数のモジュールを通過する
- (b) 1つの中性子が複数のモジュールで反応する
- (c) 一回目の反応で中性子が発生し、入射中性子とは別の中性子が反応する

に大別される。(b) の場合はクロストークは一回目の反応より前方でしか生じないのに対して、(c) の場合は後方でのクロストークを生じる可能性がある。(c) の反応で後方散乱が存在することは  ${}^{12}\text{C}+p \rightarrow X+n$  という反応の実験で後方に進む中性子が見られることから理解できる [38]。diff. wall と same wall、反応の種類を組み合わせた模式図を図 2.3.4 に示す。(c) の反応において二つ目の中性子が実験室系で後方に飛ぶ場合以外は (b) と同様の扱いをする。

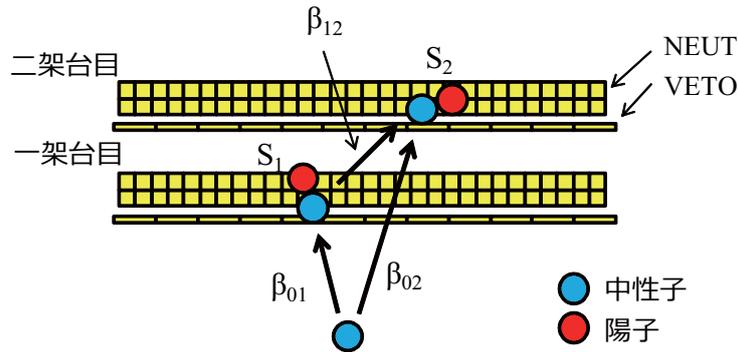


図 2.3.3 クロストークにおける中性子や物理量の記号の定義。ヒットは観測時間順に  $S_1, S_2, \dots$  と、一つ目のヒットの速度を  $\beta_{01}$ 、二つ目のヒットの速度を  $\beta_{02}$ 、一つ目のヒットと二つ目のヒットの間の速度を  $\beta_{12}$  と定義する。速度の方向には任意性があるが、本論文では  $S_2$  の位置が  $S_1$  の位置より後方であればマイナスとし、同じ、ないし前方であればプラスと定義する。

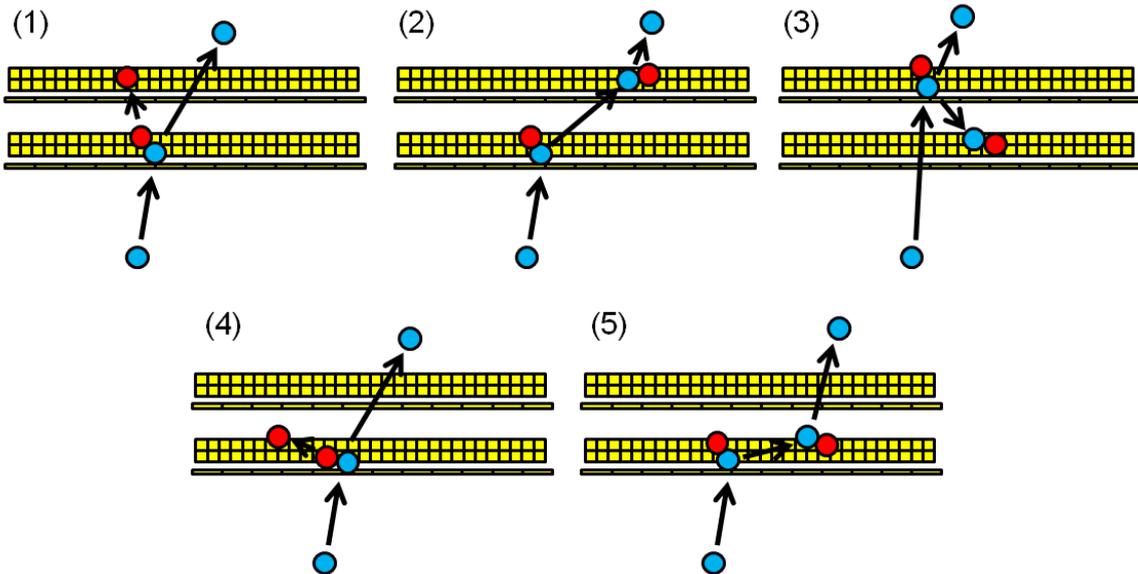


図 2.3.4 クロストークの模式図。(1) は diff. wall と (a)、(2) は diff. wall と (b)、(3) は diff. wall と (c)、(4) は same wall と (a)、(5) は same wall と (b) の組み合わせで考えられるクロストークの例。(c) の反応において二つ目の中性子が実験室系で後方に飛ぶ場合以外は (b) と同様の扱いをする。

### 2.3.5 一中性子イベントの選択

一中性子イベントの測定ではクロストークがある中で観測された信号(ヒット)を一つに絞る必要がある。複数のヒットの内、最初のヒットが真の運動量を最も正確に反映している可能性が高く、測定時間が最も早いヒットを選ぶのが容易で確実なアルゴリズムである。中性子が反応した位置の不確定性を除いた NEBULA の時間分解能は 200 ps 程度であり、上記のアルゴリズムを適応した場合にたとえ正しく最も早いヒットを選べていなくとも、それは時間分解能程度の誤差、位置分解能にすれば最大 4 cm 程度の誤差、しか生まないため問題とならない。

一方、標的近傍で発生した $\gamma$ 線を同時計測してしまった場合にはこの手法では誤評価してしまうため、予想される中性子の到達時間よりも早いヒットを除外するべきである。しかし、実際には $\gamma$ 線を検出するレートは中性子の検出効率の精度に比較して十分小さくなるため、たとえ標的近傍で発生する $\gamma$ 線を除外しなくても上記のアルゴリズムを適応して問題にならない。例えばSAMURAIのコミッショニング実験で $11 \text{ g/cm}^2$ という厚いCu標的を使用することにより $\gamma$ 線を意図的に発生させたが、その場合でも $4.4 \times 10^4 \text{ cps}$ のビームに対して中性子検出器NEBULAのカウントレートは高々 $1 \text{ kcps}$ のオーダーであり、そのうち $\gamma$ 線のイベントは $0.1\%$ 程度しかないので、どれだけ多く見積っても $10^{-4}$ 程度のレートでしか $\gamma$ 線はNEBULAによって観測されない。つまり、中性子の検出数と中性子を検出した上で $\gamma$ 線を検出する数の比は $10^{-4}$ 以下であり、一中性子の議論だけでなく、クロストークの議論をする場合でもこれを考慮する意味がないことが分かる。

### 2.3.6 複数中性子イベントの選択

一中性子イベントの場合は最も早いヒットを選ぶだけで容易に運動量を求めることが可能だが、中性子が複数入射した場合(複数中性子イベント)はクロストークと個別の中性子によるシグナルを区別する必要があり、容易ではない。NEBULA(理研)やLNEUT(理研)[30]、MoNA(MSU)などのプラスチックシンチレータのみで構成され、各層を離して置かれる中性子検出器では、シグナル間の速度の関係をを用いてクロストークの判断を行う。フラグメントの粒子識別により二中性子が放出されていることの確認が取れている場合について述べる。

二中性子が二つの信号を残した場合、二つの信号間の情報は基本的に非相関となるが、クロストークの場合は一つ目と二つ目の信号間の速度 $\beta_{12}$ が入射ビームの速度 $\beta_{01}$ を超えることはない。これより、

$$0 < \frac{\beta_{12}}{\beta_{01}} < 1 \quad (2.3.21)$$

という条件を満たすときにクロストークの可能性があり、これらのイベントは除去する。実験技術的には二中性子による信号の場合、相対エネルギーが $2 \text{ MeV}$ 程度のときに $\beta_{12}$ が発散してしまう場合があるため、

$$\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < 1 \quad (2.3.22)$$

の条件を満たすとき、二中性子の信号と判断するのが都合が良い。この手法は二つの信号間の距離が大きくなるdiff. wallのイベントの場合にのみ適応できる。same wallの場合は、中性子が直角に反跳するイベントがほとんどないことから時空間が離れた信号は二中性子によるイベントと判断される。時空間が近い信号は反跳陽子が突き抜けたことにより生成されている場合が多く、これは通常クロストークとして扱われる。

LAND(GSI)のように、プラスチックシンチレータの間に鉄板が入っている中性子検出器では中性子と鉄の反応により生じるハドロンシャワーの分布からクロストークを判断することができる[33]。なお、LANDの後継にあたるNeuLAND(GSI)では中性子の全エネルギーを測定できる程にプラスチックシンチレータを厚くし、カロリメトリーにより中性子の個数を決定できるとしている[34]。

我々が開発している新型中性子検出器HIME(東工大)では反跳陽子のトラッキングによりクロストークを解決することを考えている。反跳陽子のトラッキングを利用した手法についての詳細は5.1節で述べる。

LANDでは相対エネルギーが高いときに複数中性子の検出効率が高いものの、相対エネルギーが小さいときには感度が低かった。NEBULA等のように速度差を用いる方法は相対エネルギーが小さいときでも有効であったが、こちらも全てのイベントを拾えるわけではなかった。一方、HIMEのトラッキングを用いた方法ではトラッキングが引けてさえしまえば非常に高い信頼性で複数中性子と断定できることが期待されている。このトラッキングを用いた手法はNeuLANDでも検討されている。



図 2.4.1 NEBULA の概観 (撮影: 佐古貴行)。NEBULA は NEUT、VETO とともに縦置きとなっており、1 架台目に 12 本の VETO と 30 本 × 2 層の NEUT、2 架台目も同様に検出器が積まれている。図中下側に見えるのはケーブルディレイ、右側に見えるのは信号処理回路である。

## 2.4 中性子検出器 NEBULA と HIME、MoNA の概要

本論文で議論に登場する中性子検出器 NEBULA と HIME、MoNA について述べる。NEBULA は理研の SAMURAI の基幹検出器であり、その性能評価を SAMURAI のコミッションング実験で得られたデータにより行う。また、コミッションング実験の結果は本研究で作成したシミュレータの評価にも使用する。HIME は反跳陽子のトラッキングを利用した新型の中性子検出器であり、本研究では設計とシミュレーションによる評価を行った。MoNA は MSU の NSCL の不安定核実験で用いられる標準的な中性子検出器であり、MoNA を使用した実験結果とシミュレーション結果を比較することでシミュレータの実装の確認と 50 MeV 程度の中性子に対する応答の評価を行った。

### 2.4.1 NEBULA

NEBULA (NEutron Detection System for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance) の概観を図 2.4.1 に示す。NEBULA は NEUT、VETO とともに縦置きとなっており、1 架台目に 12 本の VETO と 30 本 × 2 層の NEUT、2 架台目も同様に検出器が積まれている。NEBULA の有感領域は 3.6 m(H) × 1.8 m(V) となっており、水平方向に ±10 度と非常に大きなアクセプタンスを持つ。このアクセプタンスを実現するためにモジュールを横置きにすると、非常に長いプラスチックシンチレータを使用することになり、光の減衰が大きくなりすぎるものが懸念される。このため、NEBULA ではモジュール一本の長さが短くなる縦置きを採用した。

NEBULA の NEUT と VETO の仕様を表 2.4.1 に、本研究で評価した性能を表 2.4.2 に示す。

NEBULA は 2012 年 3 月にコミッションング実験を終え、2012 年 5 月に  $^{22}\text{C}$  や  $^{19}\text{B}$ 、 $^{26}\text{O}$  等の測定に使用された。本論文ではこのコミッションング実験の解析についても述べる。

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
光電子増倍管	R7724ASSY (光電面の直径: 46 mm, 浜松ホトニクス)
寸法	12 cm(H)×12 cm(T)×180 cm(V)
有感領域	3.6 m(H)×1.8 m(V)
モジュール数	30 NEUTs×4 Layers
VETO	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
光電子増倍管	R7724ASSY (光電面の直径: 46 mm, 浜松ホトニクス)
寸法	32 cm(H)×1 cm(T)×190 cm(V)
有感領域	3.7 m(H)×1.9 m(V)
モジュール数	12 VETOs×2 Layers

表 2.4.1 NEBULA の NEUT と VETO の仕様。

位置分解能	$\sigma_x = 3.5 \text{ cm}, \sigma_y \sim 2.8 \text{ cm}, \sigma_z = 3.5 \text{ cm}$
飛行時間分解能	257(8) ps
相対エネルギー分解能	$0.163(9)\sqrt{E_{\text{rel}} \text{ (MeV)}} (1\sigma)$
検出効率	32.2(7) %

表 2.4.2 NEBULA の検出効率と分解能の性能。y 方向の位置分解能は伝搬速度が 15.8 cm/ns(図 4.2.21)、時間分解能が 175 ps(表 4.3.2) と仮定して解析的に求めた。時間分解能と検出効率は 250 MeV の中性子に対する測定値を示す。相対エネルギー分解能は SAMURAI のコミッションング実験で NEBULA を 11.12 m 後方に設置したときの、 $^{14}\text{Be}$  の第一励起状態 ( $J^\pi = 2^+$ ) に由来するピークの幅から求めた値を示す。

## 2.4.2 HIME

HIME (**HI**gh resolution detector array for **M**ulti-neutron **E**vents) の概観を図 2.4.2 に示す。NEBULA とは異なり、HIME は層ごとに NEUT を直行させて組むという構造をとっている。HIME は NEUT の厚みが 2 cm と薄く、中性子によってプラスチックシンチレータから打ち出される反跳陽子は複数のモジュールを通過することができる。これにより反跳陽子のトラッキングが可能となり、分解能と複数中性子の検出効率の改善が期待できる。

HIME の NEUT と VETO の仕様を表 2.4.3 に、設計性能を表 2.4.4 に示す。HIME の分解能は NEBULA や LNEUT の 2 倍、LAND の 3~4 倍の分解能となることが期待されている。HIME の設計や性能評価の詳細は 5.1 章で述べる。

## 2.4.3 MoNA

MoNA (The **M**odular **N**eutron **A**rray) の概観を図 2.4.3 に示す。現在の MoNA と参考文献 [21, 22] で示されている仕様は配置や鉄のコンバーターの有無等が異なっている。MoNA の NEUT の仕様を表 2.4.5 に、設計性能を表 2.4.6 に示す。MoNA は理化学研究所の旧施設である RIPS を用いた実験で標準的に使用されていた中性子検出器 LNEUT[30] を参考にしており、その性能は LNEUT や NEBULA に類似している。

3.2 節でシミュレータのコーディングの確認、及び評価のために、MoNA を用いた実験結果を引用、再評価する。

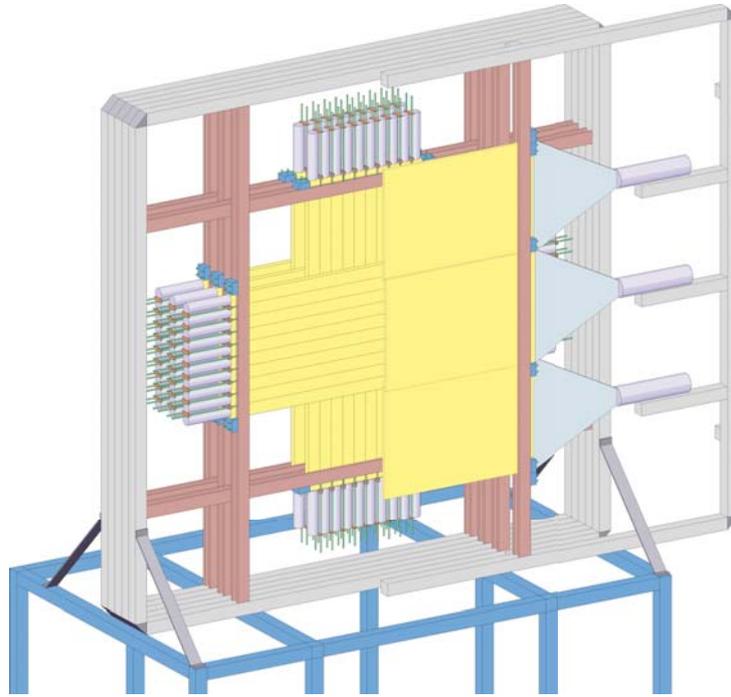


図 2.4.2 HIME の模式図。NEUT が見えるように VETO は半分のみ描かれている。

NEUT	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
光電子増倍管	H7415 (光電面の直径: 25 mm, 浜松フォトニクス) (100 本中 4 本のみテーパタイプ)
寸法	100 cm(H)×2 cm(T)×4 cm(V)
有感領域	40 cm(H)×40 cm(V)
モジュール数	10 NEUTs×5 Layers
VETO	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
光電子増倍管	H6410 (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	105 cm(H)×1 cm(T)×36 cm(V)
有感領域	105 cm(H)×106 cm(V)
モジュール数	3 VETOs×1 Layer

表 2.4.3 HIME の NEUT と VETO の仕様。

位置分解能	$\sigma_x < 1.15 \text{ cm}, \sigma_y < 1.15 \text{ cm}, \sigma_z = 0.58 \text{ cm}$
飛行時間分解能	$\sim 100 \text{ ps}$
相対エネルギー分解能	$\sim 0.05 \sqrt{E_{\text{rel}} (\text{MeV})} (1\sigma)$
検出効率	9%(従来の手法、スレッシュホールド: 4 MeVee)
	3%(新しい手法、スレッシュホールド: 2 MeVee)

表 2.4.4 HIME の検出効率と分解能の設計性能。時間分解能と相対エネルギー分解能は目標値を示す。検出効率のうち、従来の手法と付記されている方は一本の NEUT で中性子の運動量を決定する手法を用いた場合を示し、新しい手法と付記されている方は反跳陽子のトラッキングを行った場合を示す。



図 2.4.3 MoNA の概観 [39]。MoNA は横置き of NEUT のみで構成され、1-3 架台目は 16 本  $\times$  2 層、最後の架台は 16 本  $\times$  3 層の計 144 本の NEUT で構成される。

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
光電子増倍管	XP2262B (光電面の直径: 51 mm, PHOTONIS)
寸法	200 cm(H) $\times$ 10 cm(T) $\times$ 10 cm(V)
有感領域	200 cm(H) $\times$ 160 cm(V)
モジュール数	16 NEUTs $\times$ 9 Layers

表 2.4.5 MoNA の NEUT と VETO の仕様 [39]。

位置分解能	$\sigma_x = 5.1 \text{ cm}[40], \sigma_y = 2.9 \text{ cm}, \sigma_z = 2.9 \text{ cm}$
時間分解能	$< 1 \text{ ns}[41]$
相対エネルギー分解能	—
検出効率	~70%[21] (スレッシュヨルド: 0.4 MeVee)

表 2.4.6 MoNA の検出効率と分解能の設計性能。MoNA は  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  等のリファレンスとなる測定を行っていないため、実験的に正確な分解能や検出効率が測られていない。時間分解能についてはいくつかの論文(参考文献 [40] 等)で 0.24 ns(FWHM) と表記されているが、中性子の飛行時間分解能として現実的な性能でなく、位置分解能とも矛盾している。相対エネルギー分解能に関しては筆者が文献を調べていないため省略した。

## 第3章

# シミュレータの開発

理化学研究所の RI ビーム生成分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)[42] を用いた逆運動学による不安定核実験では 50-100 MeV 程度の中性子を検出していた [7, 43] のに対して SAMURAI を用いた実験では 200-300 MeV 程度の中性子を検出する必要がある。

RIPS に設置された中性子検出器 LNEUT の評価には FORTRAN77 で書かれた古典的なシミュレータとして KSUVAX[44] や DEMONS(Differential Efficiency for Multi-cell Organic Neutron Scintillators)[28] が用いられており、実験結果と良い一致が得られている [30]。しかし、これらのシミュレータが用いている物理過程 [25] は 1980 年以前に測定された 100 MeV 以下までの古い実験データ (図 2.2.2) に基づいているため、SAMURAI に設置された中性子検出器 NEBULA の応答評価に用いる場合、信頼性に疑問が残る。

一方、Geant4[16, 17] という粒子線に関する汎用的なシミュレーションのツールキットがあり、高エネルギー・医療の分野で急速に開発が進んでいる。Geant4 を用いてシミュレータを構築すれば幾何学的に自由な形の中性子検出器を導入することが比較的容易にでき、中性子検出器以外の物質を自由にシミュレーションに含めたり、荷電粒子検出器と同時にシミュレーションを行うことができる。また、Geant4 は大規模に開発・検証が行われているため、信頼性の高いシミュレータを少ないコストで作成することができる。このような利点がありながら、Geant4 を用いた中間エネルギー (~100 MeV) 領域用の中性子検出器のシミュレーションは、近年 Kohley 氏らが独自に開発・評価した MENATE\_R[45] という Geant4 非標準的物理モデルを用いたものが一例あるに過ぎない。彼らは MoNA[21, 22] という MSU の NSCL で開発された中性子検出器のシミュレーションを行うために MENATE\_R[45] という特別な物理モデルをコーディングした。MENATE\_R は Cecil 氏らのコード [25] を元にした MENATE[27] コードを移植したものであり、Geant4 に標準的に実装されている物理モデルとは異なり、有限の反応経路を個別に計算できるようになっている。MENATE\_R は実験結果と良く一致している [45] 一方で、物理の記述は DEMONS 等と同様に 100 MeV 程度までの実験結果に基づいており、また 50 MeV 前後の実験との比較しか行われていないため、SAMURAI/NEBULA セットアップへの適用には限界がある可能性が高い。

Geant4 には古くから標準で実装されている Bertini intranuclear cascade model(BERT) という物理モデルと近年新しく実装された INCLXX という物理モデルがある。BERT は古典的な核内カスケードモデルで核内核子と中性子の反応を計算した後、励起した原子核を pre-equilibrium decay により脱励起させ反応経路を決定する。一方、INCLXX は現在も開発が進んでいる INCL という計算コードを移植した物理モデルである [46]。INCL は BERT と同様に個別の反応経路を記述せず、理論モデルによりハドロンの反応を計算しており、最新のデータを再現するよう現在も更新されているために Geant4 で標準的に実装されている物理モデルの中では最も信頼性が高いといえる。これらモデルの適応範囲は 200 MeV 程度以上で妥当とされている [46] ため、MENATE\_R とは対照的に、MoNA などのシミュレーションには適しておらず、むしろ SAMURAI/NEBULA セットアップ等の実験は良く再現することが期待される。しかし、これらを 200-300 MeV の中性子に対する中性子検出器の応答評価に用いた例は知られていない。

以上の背景から、本研究では BERT と INCLXX、MENATE\_R を導入した Geant4 による新たな中性子検出器の

シミュレータを開発した。中性子のエネルギーが 50 MeV 程度と比較的エネルギーの低い MoNA の実験結果との比較、さらに、後の章で詳細を示す中性子のエネルギーが 200-250 MeV の SAMURAI コミッショニング実験の実験結果との比較・評価を行い、その結果について述べる。

## 3.1 シミュレータの設計

Geant4 はシミュレーションのためのライブラリに過ぎないため、シミュレータ自体を設計・実装する必要がある。Geant4 にはステップという概念が存在し、物質と反応したり物質の境界に到達する度にステップが区切られ、このステップごとに入射粒子のエネルギーロス等の素過程の情報 (以後、素情報と呼ぶ) が得られる。ステップごとに得られる素情報を蓄積する部分までの構造の大枠が慣習的に決まっているものの、素情報から実験情報の生成とその解析部分の構造やアルゴリズムの実装は完全にユーザーに任されている。

本シミュレータではステップごとの素情報とイベントごとのビームの情報、シミュレーションに用いたパラメータを ROOT[48] の TFile クラス [49] に保存することで、素情報を求めるまでの過程 (Geant4 部分) と実験情報を生成・解析する過程 (ROOT 部分) に分離した。これによりシミュレーション時間の短縮が可能となり、さらにシミュレーション結果の管理を容易にした。ROOT は高エネルギーの分野におけるデファクトスタンダードであり、最近では理化学研究所の加速器実験のデータ解析においても ROOT をベースとした解析ソフトが使われるようになっている。また、ROOT は Geant4 と同じく c++ での使用がサポートされており、オブジェクト指向が取り入れられているために Geant4 との親和性が高いという特長がある。以上より ROOT を本シミュレータの実験情報の生成・解析部分に導入した。

### 3.1.1 Geant4 部：素情報の生成

本シミュレータの開発には 2012 年 11 月 30 日にリリースされた Geant4.9.6 を使用した。少なくともこのバージョンの Geant4 には中性子の弾性散乱にバグがあり、これは Geant4 のソースコードを直接修正することで解決した。具体的には、 $H(n,np)$  の様な弾性散乱において、中性子のエネルギーと運動量は更新されるが速度は更新されないという現象である。

#### 3.1.1.1 Geant4 における物理モデルと断面積の取扱い

Geant4 は粒子線に関するシミュレーションを行うための汎用的なツールキット (ライブラリ) であり、目的とする検出器ごとに考慮する物理過程を最適化する必要がある。一般にハドロンと物質との反応過程は弾性散乱と非弾性散乱 (弾性散乱以外全て) という大きな括りで反応の有無を決定した後、現象論、ないし理論的なモデルを用いて反応経路や運動学が決定される。つまり、Geant4 に標準で実装されている非弾性散乱のモデルは反応経路の相対的な割合を決定するだけの役割しか持たず、非弾性散乱の全断面積によりスケールされる。

中性子と物質との反応は核力が支配しているために弾性散乱と非弾性散乱の全断面積の適切な入力だけでなく、入射エネルギーごとに適切なモデルを選ぶことが重要になってくる。100 MeV 程度以下の中性子と原子核との反応経路は多岐に渡るため、20 MeV 以下の中性子の反応については豊富な実験データを元にした反応経路ごとの断面積、および運動学がデータセットとして特別に用意されているが、それ以上のエネルギーでは実験データが不十分なためにそのような個別のデータセットは用意されておらず、代わりに理論をベースとするパラメトライズされたクラスが複数用意されている。

### 3.1.1.2 物理モデル

冒頭で述べたように、本研究では Geant4 に標準で実装されている Bertini intranuclear cascade model(BERT) と INCLXX、非標準の物理モデルである MENATEL\_R を使用する。

### 3.1.1.3 断面積

BERT と INCLXX を用いた場合の断面積だが、Geant4.9.4 以降で標準に用意されている G4NEUTRONXS(version 1.2) というパラメータセットを用いた弾性散乱と非弾性散乱の全断面積の決定手法を使用した。弾性散乱と非弾性散乱の全断面積の選択は直接シミュレーション結果に影響するが、自然に存在する物質の断面積が全て与えられており、且つ実験データを比較的良く再現する本データセットを用いた。G4NEUTRONXS は 10 MeV 以下の断面積では G4NDL という ENDF/B-VI ライブラリを元にしたデータセットを平均化しており、20 MeV 以上では G4BGGNucleonInelasticXS と G4BGGNucleonElasticXS というクラスから計算している [47]。G4BGGNucleonInelasticXS と G4BGGNucleonElasticXS だが、これは 91 GeV 以下では Barashenkov の parameterization を用いている。10-20 MeV の領域は上記の手法で求められる断面積を線形に内挿することで決定している。

前述したとおり、Geant4 における標準的なハドロンの反応の決定は、まず弾性散乱と非弾性散乱の全断面積から反応の有無を決定した後、非弾性散乱の場合はさらに独立したモデルによって反応経路を決定している。一方 MENATEL\_R は標準的な方法とは異なり、物理モデル自体が各反応経路の絶対量を決定するようになっており、各反応経路の断面積は入力データとして使われる。MENATEL\_R で使用している断面積と、比較のために DEMONS の断面積を図 3.1.1 に示す。これらは Cecil 氏等が導入した値 [25] を元にしていているが、MENATEL\_R では  $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$  の断面積が 50 MeV で 100 mbar 程度と非常に大きく、文献値 (50 MeV において 5 mb 程度 [50]) と一致しない。Kohley 氏の論文ではこの値を修正せずに用いているため、最終的な結果では帳尻が合うようになっていると考え変更はしなかった。一方 DEMONS では  $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$  の反応経路をそもそも除外している。

中性子検出器のシミュレーションにおいて主に寄与する炭素と水素、リチウム (標的)、鉄 (中性子窓 (ステンレス製)) の弾性散乱と非弾性散乱 (弾性散乱以外全て) の本シミュレータで使用している断面積を図 3.1.2 に示す。また、G4NEUTRONXS と MENATEL\_R、さらに確認のために JENDL\_HE(後述) と DEMONS についてエネルギーの関数として図 3.1.3(H)、3.1.4(C)、3.1.5(Li)、3.1.6(Fe) に示す。200 MeV 以上では MENATEL\_R も異なる振る舞いを示している。G4NEUTRONXS を用いたときの断面積は本シミュレータの中で、G4HadronicProcessStore クラスの GetElasticCrossSectionPerAtom と GetInelasticCrossSectionPerAtom 関数を呼ぶことで実際に使用している断面積を取得した。MENATEL\_R と DEMONS の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積はそれぞれの反応経路の断面積の和により求めた。日本原子力研究開発機構では評価済み核データライブラリー JENDL(Japanese Evaluated Nuclear Data Library) (中性子の入射エネルギーの上限は 20 MeV) を公開しており [52]、さらに特殊用途向けとして JENDL High Energy File 2007 (JENDL/HE-2007, JENDL\_HE) (3 GeV までの中性子及び陽子入射反応データ) も公開している [53]。JENDL\_HE では全断面積と弾性散乱が公開されているので、全断面積と弾性散乱の断面積の差分を取ることで非弾性散乱の断面積を求めた。炭素の弾性散乱の断面積は 100 MeV 以上で DEMONS の断面積が大きく異なっており、200 MeV 以上では MENATEL\_R も異なる振る舞いを示している。MENATEL\_R では 100 MeV を超えるエネルギーの断面積は一部 DEMONS のパラメータを使用している。このため、MENATEL\_R では不自然な飛びが見られる。より新しいデータを元にする G4NEUTRONXS と JENDL\_HE が一致しているため、DEMONS や MENATEL\_R で使用している断面積が大きく間違っていると考えられる。それ以外の断面積についてはいずれも良く一致している。ただし、Li の断面積に関しては G4NEUTRONXS でのみ値を得られた。

本シミュレーションに必要な 10MeV-300MeV 程度の領域で G4NEUTRONXS と JENDL\_HE は一致している。一方、図 3.1.4 の下図、及びこの図を拡大した図 3.1.7 から分かるように、Cecil 氏等の導入した断面積をベース

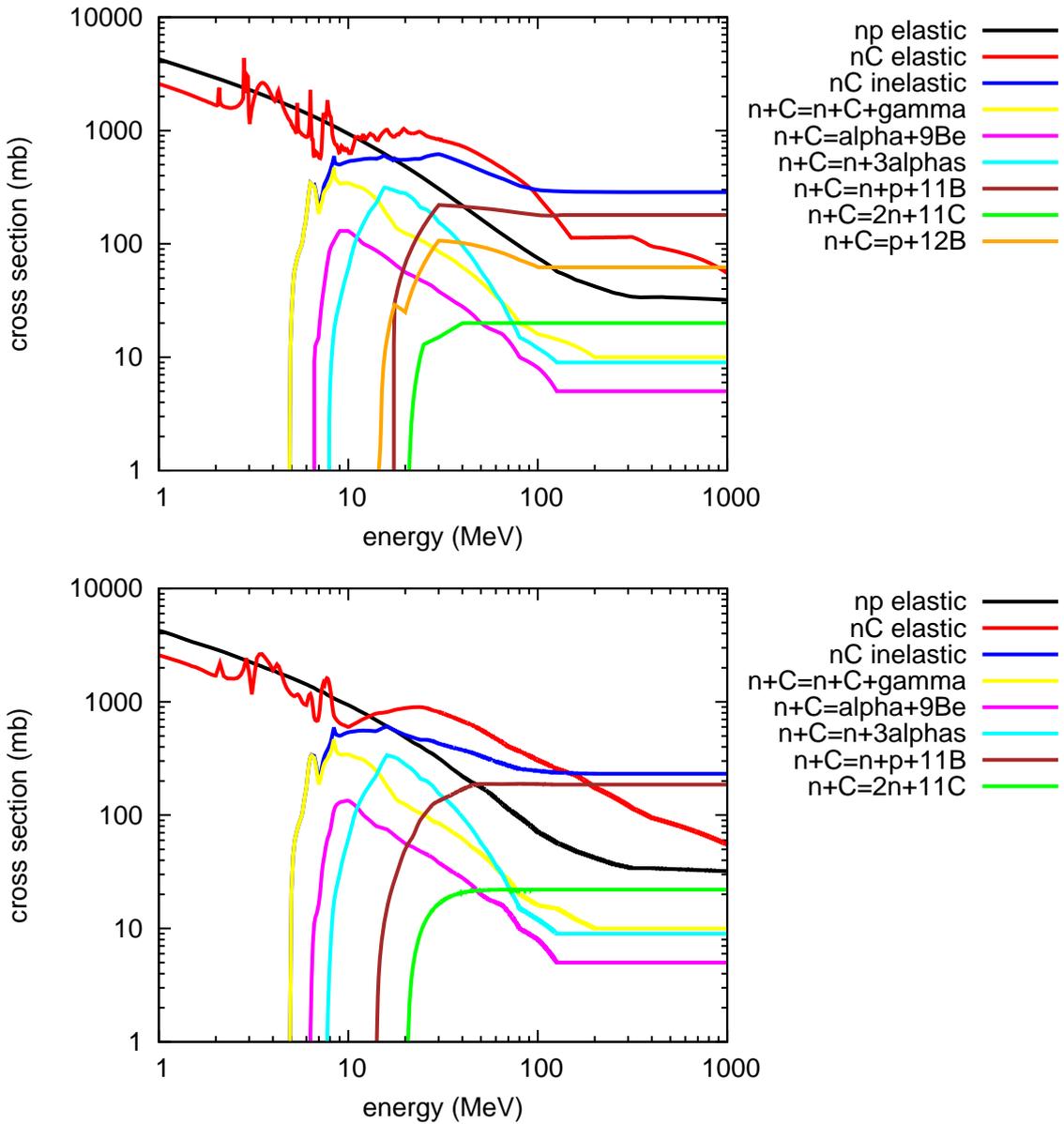


図 3.1.1 MENATE-R (上) と DEMONS (下) で用いられている断面積。MENATE-R は Geant4 における標準的な断面積の取扱いとは異なり、物理モデル自体が各反応経路の絶対量を決定するようになっており、各反応経路の断面積は入力データとして使われる。DEMONS で用いている断面積は比較のために示した。MENATE-R では  $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$  の断面積が 50 MeV で 100 mbar 程度と非常に大きく、文献値 (50 MeV において 5 mb 程度 [50]) と一致しない。一方 DEMONS では  $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$  の反応経路をそもそも除外している。

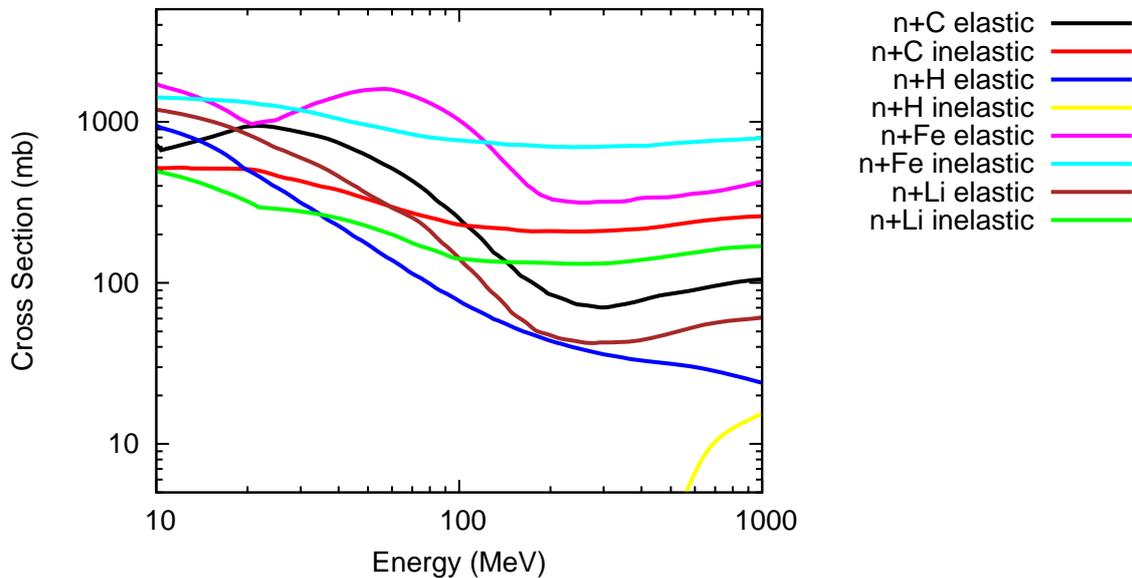


図 3.1.2 本シミュレータで使用している中性子と水素、リチウム、鉄の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積。本シミュレータでは G4NEUTRONXS というクラスにコンパイルされた断面積を用いる。

としている MENATE\_R と DEMONS の炭素の非弾性散乱の全断面積は 100 MeV 以上で一定となっているが、G4NEUTRONXS や JENDL\_HE では 300 MeV 付近を極小とする緩やかな曲線を描いている。これは図 2.2.1 でも示唆されていることであり、Cecil 氏等のコードをベースとしている従来のシミュレーション結果 [19] と比較しても低い検出効率を示すことが予想される。一方、MENATE\_R では  $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$  の反応経路の断面積が大きいことにより 1.3 倍ほど大きな断面積を示している。

次に、高速中性子のシミュレーションにおいて重要な  $^{12}\text{C}(n,pX)$  の断面積を図 3.1.8 に示す。BERT と INCLXX では同数程度の陽子が生じているが、最終的に得られた検出効率は二割程度異なる結果になった。このため、BERT と INCLXX の違いを議論するためには、単に陽子の数を比較するだけでなく、その他の軽粒子や陽子のエネルギー等まで比較する必要がある。

#### 3.1.1.4 中性子検出器と物質の記述

重イオン加速器実験で用いられる最新の高速中性子検出器は一般に一つの軸のみ長い直方体の固体プラスチックシンチレータを複数層に渡って積み上げた構造を取ることが多い。我々が用いている NEBULA、HIME、MSU で用いている MoNA も同様である。そこで、本研究では汎用的なシミュレータとするために、特定の周期的なジオメトリであれば再コンパイルなしでシミュレーション可能とした。また、SAMURAI を用いた実験でバックグラウンドや中性子束の減少の要因となる Li 標的、SAMURAI マグネットの中性子窓 (3mm 厚、ステンレス)、空気の導入を可能とした。表 3.1.1 にシミュレータで取り扱う各物質の諸元を示す。

#### 3.1.2 ROOT 部：実験情報の生成/解析

本シミュレータの開発には 2012 年 9 月 21 日にリリースされた ROOT Version 5.34/02 を使用している。前述の通り、ステップごとの素情報とイベントごとのビームの情報、シミュレーションに用いたパラメータの全てを ROOT [48] の TFile クラス [49] に保存しており、このファイル単体を受け渡すことでシミュレーションを継続する。素情報とビー

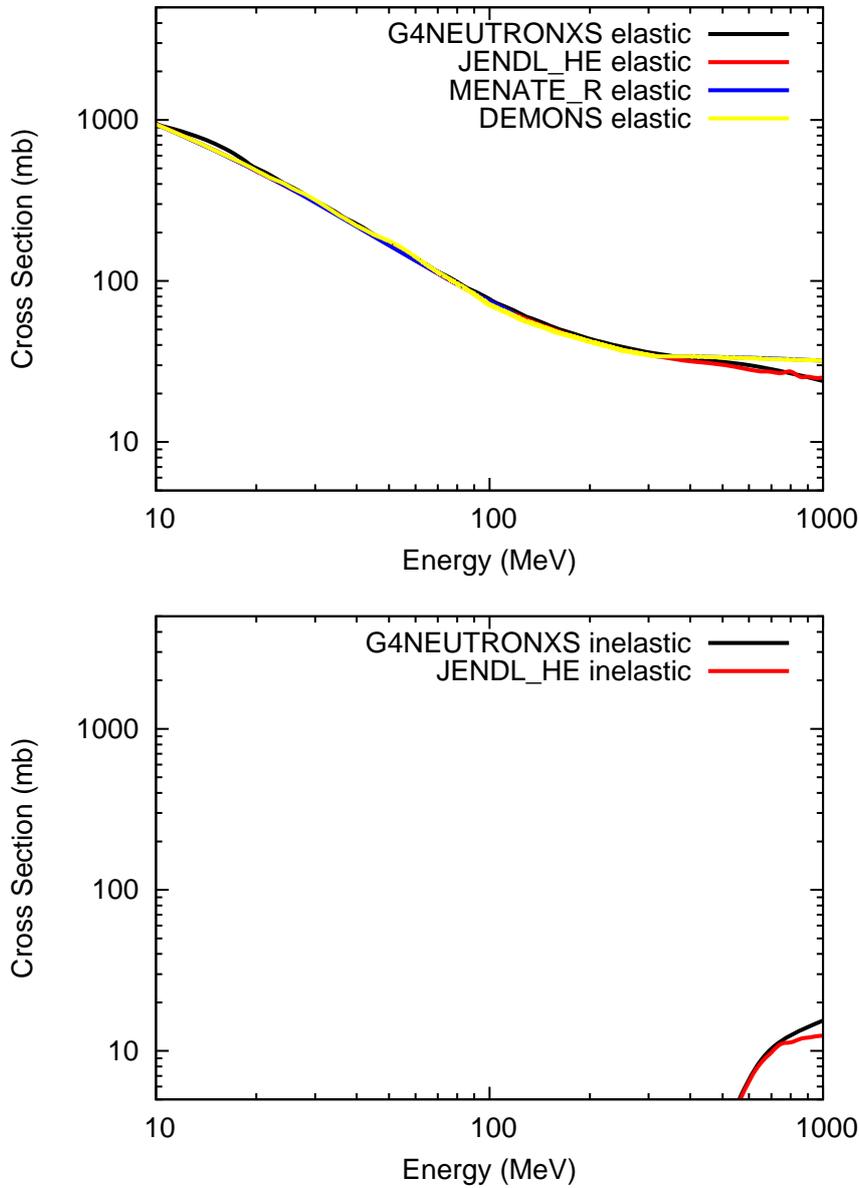


図 3.1.3 シミュレータで用いている中性子と水素の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積。(上) 弾性散乱の全断面積。(下) 非弾性散乱 (弾性散乱以外全て) の全断面積。

ムの情報は TTree クラス [51] にイベントごとに詰められた上で TFile クラスに保存されており、従って TTree クラスの標準的な扱い方を適応すればよい。以下では実験情報生成部で考慮している物理過程について述べる。解析方法は第 2 章で述べた通りである。

### 3.1.2.1 エネルギーロスと発光量

2.2 節で示したように、荷電粒子がプラスチック中でエネルギーロスをしたときの発光量は単位距離あたりのエネルギーロスに依存する。エネルギーロスから発光量への変換には、式 2.2.2 を基本とするが、重イオンではデルタ線がエ

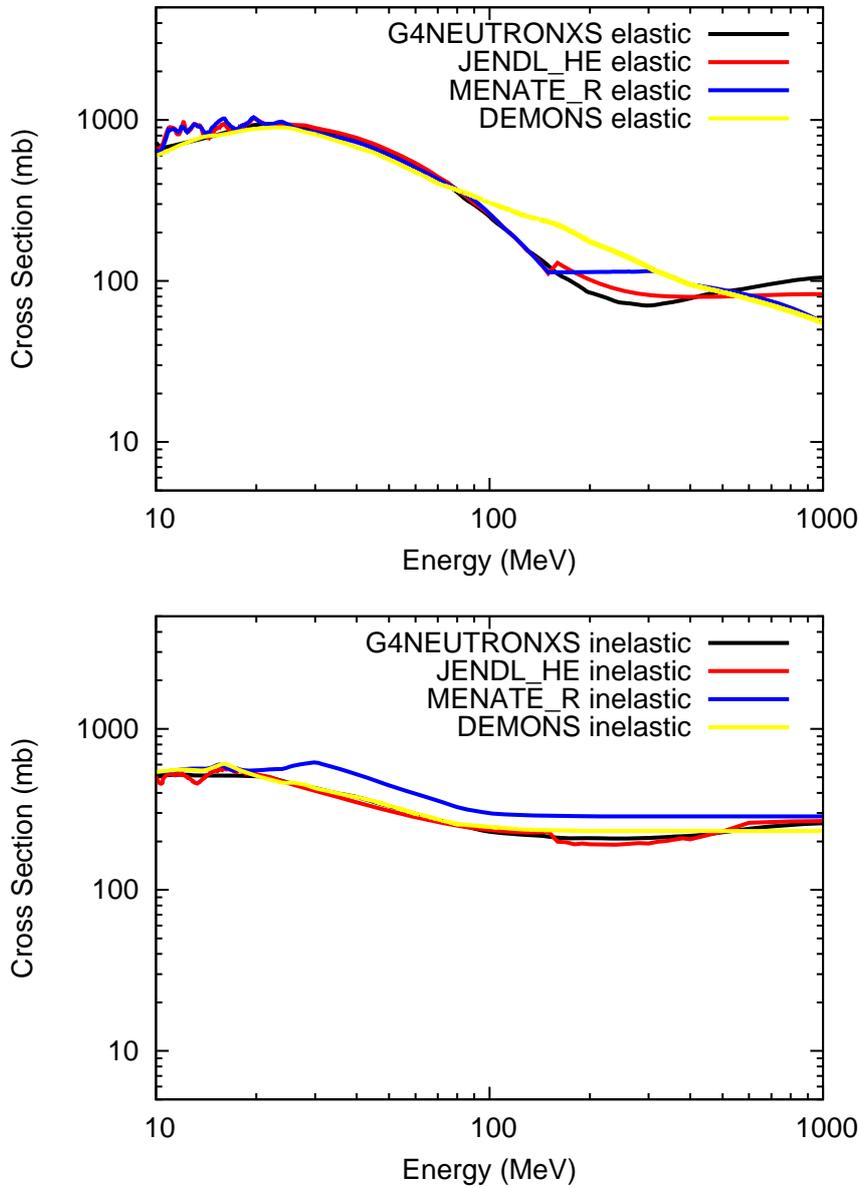


図 3.1.4 シミュレータで用いている中性子と炭素の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積。(上) 弾性散乱の全断面積。  
(下) 非弾性散乱 (弾性散乱以外全て) の全断面積。

エネルギーを持ち出す効果などがある。Fox 氏らは陽子数  $1 \leq Z \leq 18$ 、エネルギー 12-72 MeV/A の重イオンビームを用いて個体シンチレータである BC-444(Saint-Gobain) のエネルギーロスと発光量の関係を測定し、消光の係数  $kB$  と規格化定数  $S$ 、デルタ線のカットオフエネルギー  $T_0$  の三つのパラメータにより実験値を説明した [54]。本シミュレータで使用したパラメータの値を表 3.1.2 に示す。 $S_{Li}$  の絶対値は [54] に示されていないため、図 2.2.3 に示した陽子の結果と計算結果が一致するような値を使用した。

参考文献 [54] に示された式をそのまま実装すると計算量が増してしまうため、計算結果を、

$$L(T) = a_1 T - a_2 (1 - \exp(-a_3 T^{a_4})) \tag{3.1.1}$$

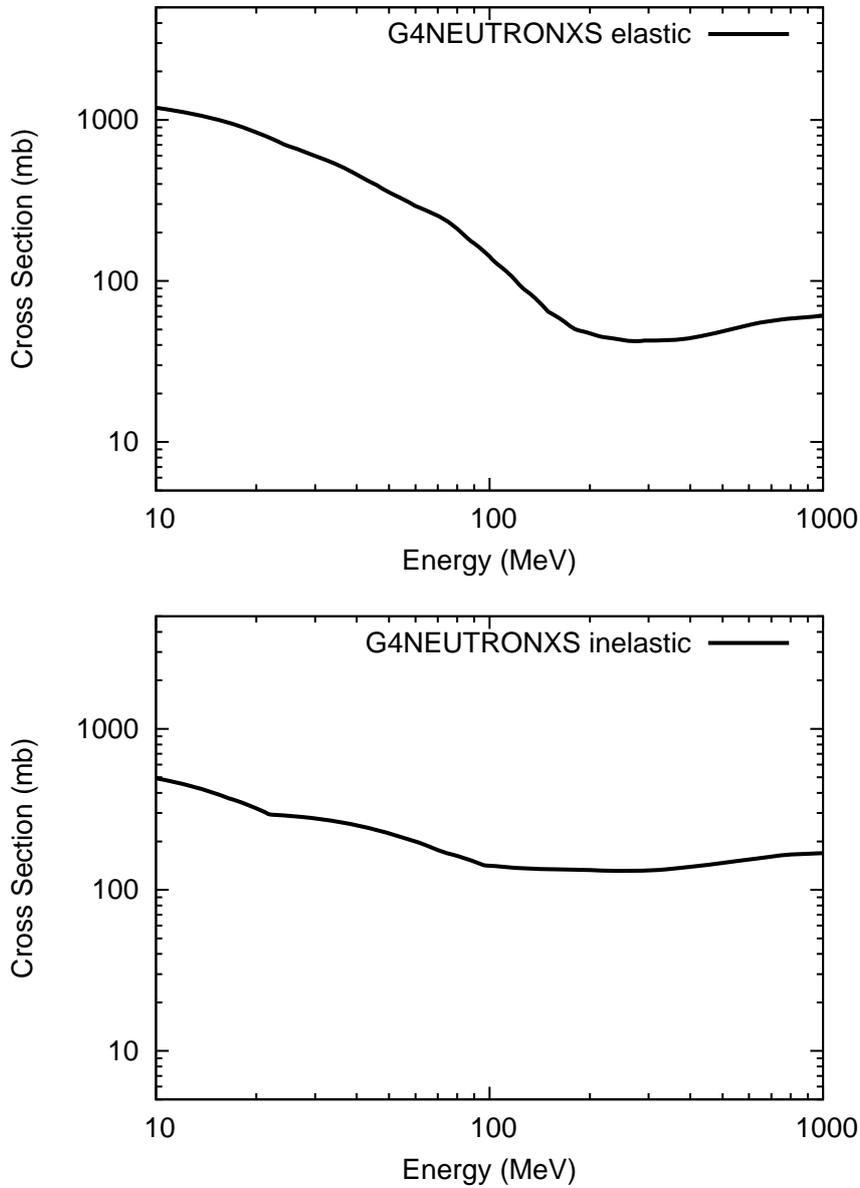


図 3.1.5 シミュレータで用いている中性子とリチウムの弾性散乱と非弾性散乱の全断面積。

という近似式 [55] で表現した。  $T$  は運動エネルギーを表し、  $a_n$  ( $n=1,2,3,4$ ) はパラメータである。また、  $Z=1$  と  $Z=2$  の粒子のみ質量数の違いを考慮し、それ以外は天然に最も多く存在する同位体のみ代表として計算し、質量数の違いを無視した。図 3.1.9 に上記手法で求めたエネルギーロスから発光量への変換式を、表 3.1.3 に式 3.1.1 のフィット結果を示す。式 3.1.1 は入射粒子がシンチレータ中で静止した場合の発光量を示しており、粒子が通過した場合の発光量  $L'$  はエネルギーロス  $dE$  を直接 MeVee に変換するのではなく、

$$L'(dE) = L(E_{in}) - L(E_{out}) \tag{3.1.2}$$

と計算する必要があることに注意しなければならない。

名称	密度 (g/cm <sup>3</sup> )	構成要素	原子量 (u)	質量比 (%)	組成比 (%)
プラスチックシンチレータ	1.032	C	12.01	91.50	47.46
		H	1.01	8.50	52.54
リチウム	0.534	Li	6.94	100	100
ステンレス	8.000	Fe	55.85	73.73	74.00
		Ni	58.69	18.85	18.00
		Cr	52.00	7.42	8.00
空気	0.001205	N	14.01	75.53	78.44
		O	16.00	23.18	21.07
		Ar	39.95	1.28	0.47
		C	12.01	0.01	0.02

表 3.1.1 シミュレータで取り扱う物質の諸元表。G4NistManager クラスを通して Geant4 に標準で実装されている物質の定義を使用している。

	$kB$	$T_0$	$S_{LI}$
$Z \leq 3$	8.31 mg/cm <sup>2</sup> /MeV	2.85 keV	0.921 MeVee/MeV
$Z \geq 4$	7.18 mg/cm <sup>2</sup> /MeV	1.13 keV	$S_{LI}/1.3$

表 3.1.2 エネルギーロスと発光量の関係のパラメータ。エネルギーロスと発光量の関係式は [54] に示されている。

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	適応する粒子 (計算に使用した粒子)
本シミュレータで導入したパラメータ				
1	0	0	0	$e^-, e^+, \mu^-, \mu^+$
0.902713	7.55009	0.0990013	0.736281	p
0.891575	12.2122	0.0702262	0.782977	d
0.881489	15.9064	0.0564987	0.811916	t
0.803919	34.4153	0.0254322	0.894859	$^3\text{He}$
0.781501	39.3133	0.0217115	0.910333	$\alpha$
0.613491	57.1372	0.0115948	0.951875	Li( $^7\text{Li}$ )
0.435772	45.538	0.0104221	0.916373	Be( $^9\text{Be}$ )
0.350273	34.4664	0.0112395	0.912711	B( $^{11}\text{B}$ )
0.298394	25.5679	0.0130345	0.908512	その他 ( $^{12}\text{C}$ )
DEMONS で使われていたパラメータ				
1	0	0	0	$e^-, e^+, \mu^-, \mu^+$
0.95	8.0	0.1	0.9	p, d, t
0.41	5.9	0.065	1.01	$\alpha, ^3\text{He}$
0.29	37.492	0.01	0.874	その他

表 3.1.3 式 3.1.1 のフィット結果。最後の列の括弧ないの注釈は適応する粒子と計算に使用した粒子が異なる場合のみ示した。下段には参考に DEMONS で使用されていたパラメータを示した。

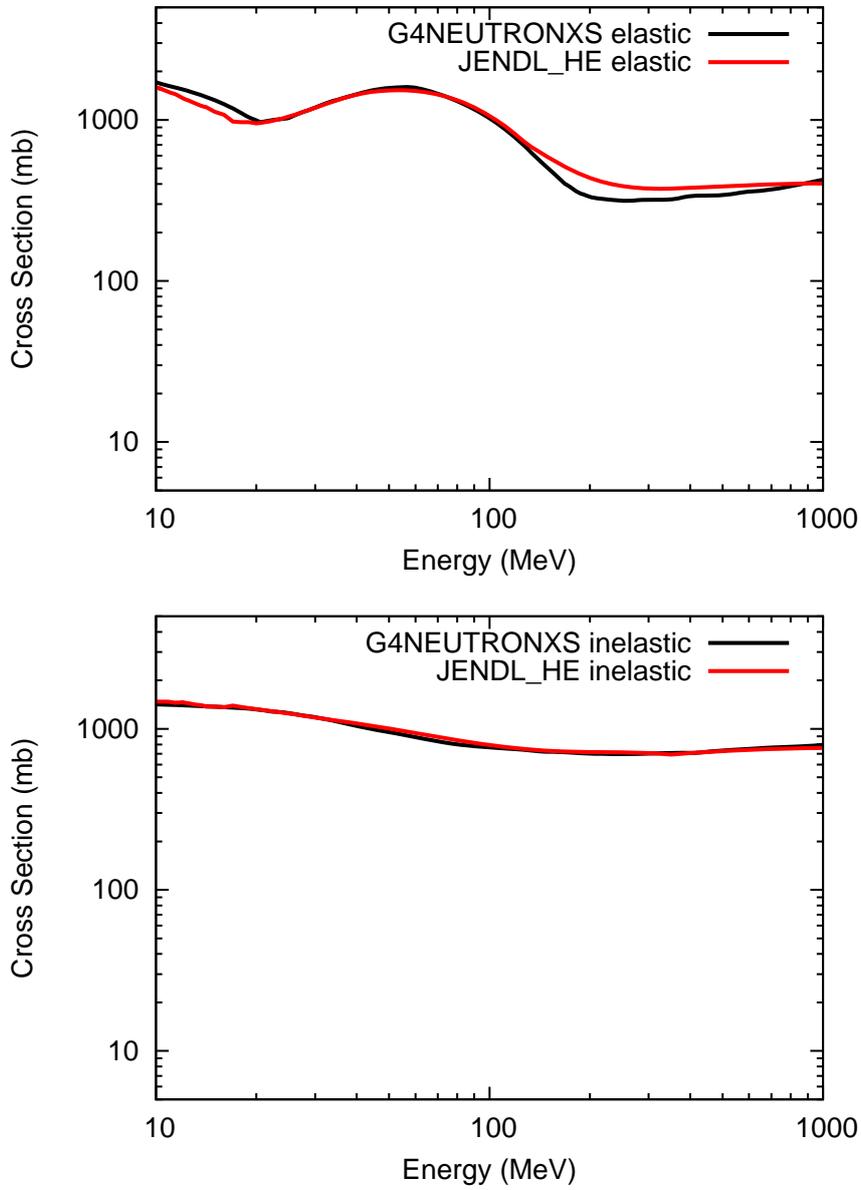


図 3.1.6 シミュレータで用いている中性子と鉄の弾性散乱と非弾性散乱の全断面積。

### 3.1.2.2 プラスチックシンチレータ中での光の減衰

飛跡に沿って放出される即発蛍光はプラスチックシンチレータ中を伝搬し、両端に光学的に接着された PMT(光電子増倍管) によって電気信号に変換される。この伝搬の過程における光の減衰を、

$$A(x) = A \exp(-x/\lambda) \tag{3.1.3}$$

と近似 (A.5) した上で導入した。 $\lambda$  は減衰長、 $x$  は発光点から PMT までの距離、 $A$  は発光点での発光量、 $A(x)$  は PMT で観測される発光量を表す。

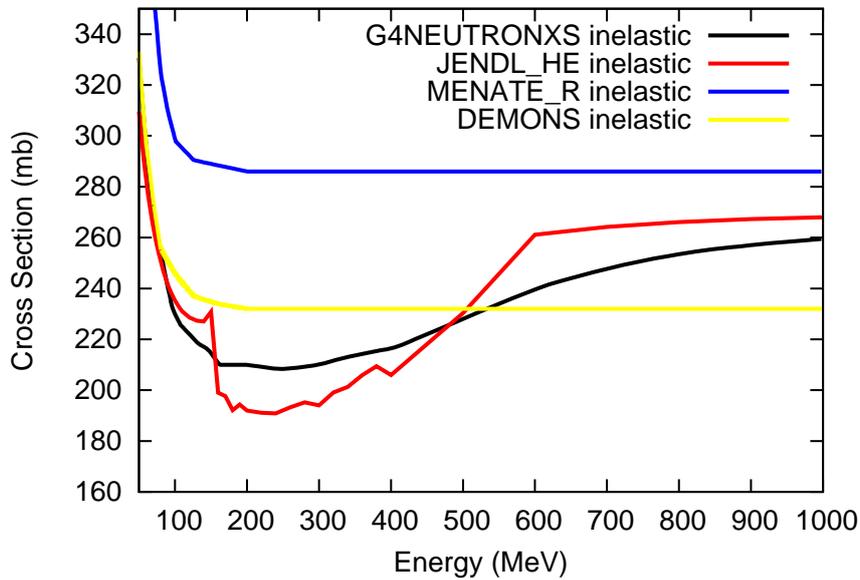


図 3.1.7 シミュレータで用いている中性子と炭素の非弾性散乱の全断面積。図 3.1.4 の拡大図。Cecil 氏等の導入した断面積をベースとしている MENATE\_R と DEMONS の炭素の非弾性散乱の全断面積は 100 MeV 以上で一定となっているが、G4NEUTRONXS や JENDL\_HE では 300 MeV 付近を極小とする緩やかな曲線を描いている。これは図 2.2.1 でも示唆されていることであり、Cecil 氏等のコードをベースとしている従来のシミュレーション結果 [19] と比較しても低い検出効率を示すことが予想される。MENATE\_R では  $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$  の反応経路の断面積が大きいことにより 1.3 倍ほど大きな断面積を示している。

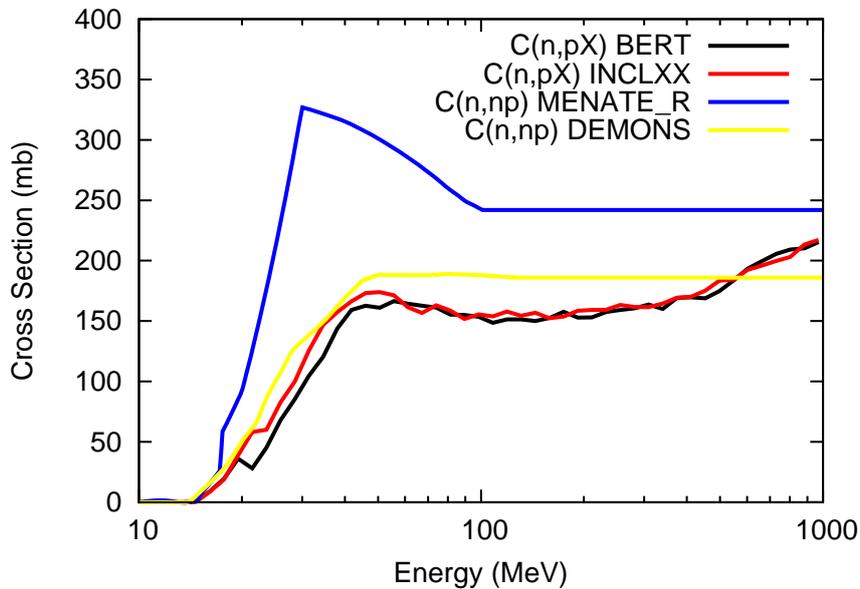


図 3.1.8 シミュレータで用いている  $^{12}\text{C}(n, pX)$  の反応経路の断面積。BERT と INCLXX の断面積はシミュレータを用いて微小体積のプラスチックに実験的に入射し、生じる陽子の数を数えることで求めた。DEMONS と MENATE\_R の場合は  $^{12}\text{C}(n, np)^{11}\text{B}$  と  $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$  の反応経路の断面積の和を示す。

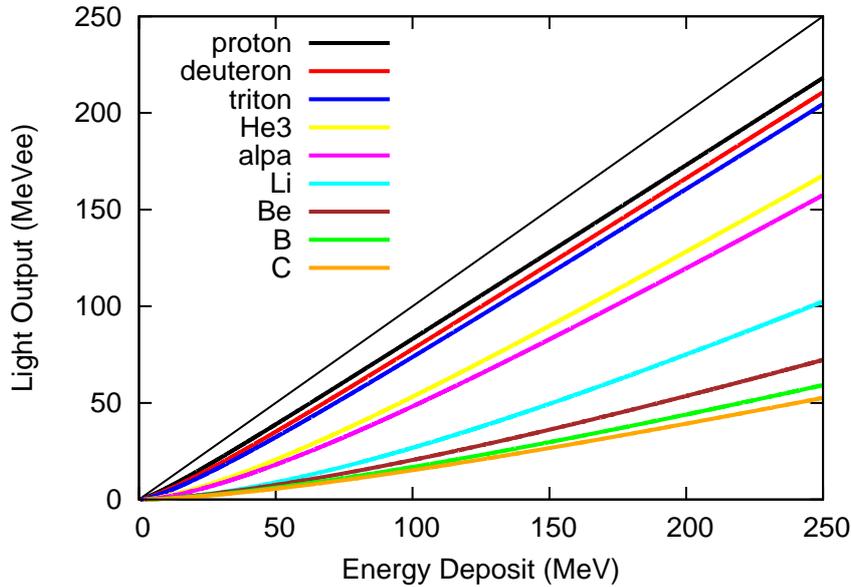


図 3.1.9 シミュレータで用いているエネルギーロスから発光量への変換式。参考文献 [54] の結果を式 3.1.1 により近似的に表現した。また、 $Z=1$  と  $Z=2$  の粒子のみ質量数の違いを考慮し、それ以外は天然に最も多く存在する同位体のみ代表として計算し、質量数の違いを無視した。

### 3.1.2.3 ハードウェアのスレッシュホールド

実際の検出器では時間信号を取得するためにディスクリミネータを用いる。これにより両端の PMT からくる信号に対しそれぞれ独立にスレッシュホールドが設定される。本シミュレータではプラスチックシンチレータの両端に到達した光に対して上記の減衰の式を適応した後、ディスクリミネータのスレッシュホールドレベルを仮定して各チャンネルごとに実験データの生成の有無を判定している。

### 3.1.2.4 時間分解能による時間情報のフォールド

シグナルの検出される時間については粒子がエネルギーロスを開始した時間に PMT までの伝搬時間を加算したものを観測時間とし、これを実験で得られる時間分解能の幅を持つガウシアンでフォールドすることにより最終的な観測時間とする。ただし、時間分解能の発光量依存性やスルー (A.7) の影響は考慮していない。また、発光量の分解能についてだが、エネルギーロスの分布がランダウ分布になることが考慮されているのみで、フォトン数の揺らぎ ( $\sim 10000$  photon/1 MeV[24]) を考慮していない。

パラメータ	NEBULA	MoNA
時間分解能 (ps)	200	300
neut hardware thr.(MeVee)	2	0.1
neut software thr.(MeVee)	6	0.4
veto hardware thr.(MeVee)	0.1	—
veto software thr.(MeVee)	1	—
NEUT 減衰長 (cm)	668	←
VETO 減衰長 (cm)	258	—
シンチレーション光の伝搬速度 (cm/ns)	15.8	←

表 3.2.1 シミュレータの評価に用いた条件。MoNA は VETO を備えていないので VETO に関するパラメータは空欄になっている。

## 3.2 シミュレータの評価

MSU で  $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$  という分解反応実験が行われた [56]。この反応では一中性のみが放出されるため、中性子検出器の応答評価に適している。Kohley 氏らはこの実験により得られる一中性子に対する MoNA の応答と、MENATE.R と BERT を使用したときのシミュレーション結果との比較を行った [45]。そこで、この結果を再導出することによりシミュレータの動作確認を行い、旧来の施設のエネルギー領域 (50 MeV-100 MeV) での妥当性を評価する。

SAMURAI のコミッションング実験では  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s.+0.43 \text{ MeV})$  反応により 200 MeV と 250 MeV の準単色中性子を生成し、NEBULA の性能評価を行っている。その実験結果とシミュレーション結果を比較することで SAMURAI/NEBULA セットアップにおけるシミュレータの妥当性を評価する。

### 3.2.1 運動エネルギー 50 MeV の中性子に対する応答

#### 3.2.1.1 シミュレーション条件

MoNA の仕様は 2.4.3 に示した通りである。MoNA のシミュレーションで使用した値を表 3.2.1 に示す。また、MoNA の実験セットアップの概観を図 3.2.1 に示す。シミュレーションでは空気なども含めて MoNA 以外の物質は一切置いていない。

シミュレーション条件は、

- 入射中性子数:  $1 \times 10^5$  counts
- 中性子の角度分布:  $\theta < \pm 40$  mrad で切り取った実験室系で球上一様分布
- 中性子のエネルギー分布: 中心値は 50 MeV、幅は  $\sigma = 7$  MeV のガウス分布

とした。Kohley 氏らの論文で示されている結果はスレッシュホールドが 400 keV [57] の場合のみだが、このスレッシュホールドでは  $\gamma$  線の影響を強く受けてしまうため、スレッシュホールドを 6 MeV としたときの結果も合わせて示す。また、それぞれの分布でどのようにヒットを選んだか明記されていなかったが、2.3.5 小節で示した最も早いヒットを選択する手法を用いた。クロストークの分布を見る場合だが、Kohley 氏らの論文にアルゴリズムが示されていないため、論文に示されている分布に近い分布が得られた”最も早い二つのヒットを選択する”という手法を用いた。

図 3.2.2 に実際にシミュレータ内で粒子を打ち込んだときの様子を示す。上記のシミュレーションセットアップが直

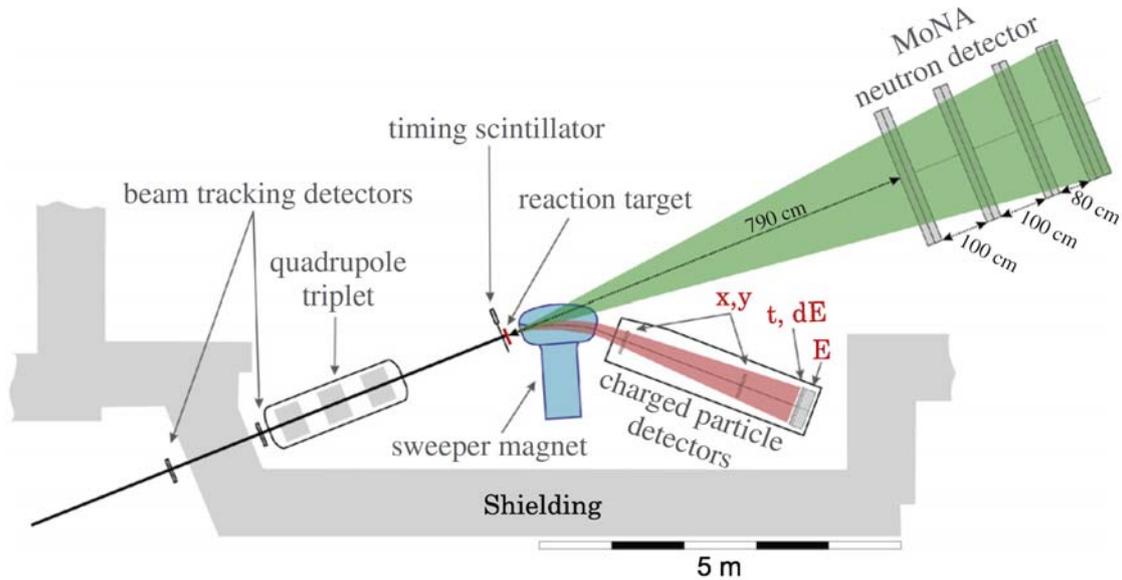


図 3.2.1 MoNA の実験のセットアップの概観 [45]。 $^{17}\text{C}+^9\text{Be}\rightarrow^{16}\text{B}\rightarrow^{15}\text{B}+n$  という分解反応実験のセットアップ。ここでは、このセットアップにより生じる 50 MeV 程度の中性子に対する応答を評価する。なお、このセットアップ図に示されている MoNA の位置関係と層ごとのイベント数の分布の図が一致しない。クロストークの分布などから、層ごとのイベント数の分布より推察される配置でシミュレーションを行っているように見受けられるため、MoNA の 1 層目の位置 (NEUT の中心) を 7.9 m、2 層目と 3 層目、4 層目と 5 層目の間隔を 85 cm、6 層目と 7 層目の間隔を 60 cm とした。

感的に正しく実装されていることが確認できる。

### 3.2.1.2 検出器の基本的な応答

図 3.2.3、3.2.4、3.2.5 に発光量、多重度、層ごとの相対的な検出効率の分布をそれぞれ示す。MENATE\_R の発光量分布は Kohley 氏らの結果とほぼ一致したが、BERT の結果は発光量が大いところで Kohley 氏らの結果と大きく異なっている。Kohley 氏らの結果では 35-40 MeV あたりにピークが見られるが、この様なピークが見られる根拠は全くなく、Kohley 氏らの計算に何かしらの問題があると考えられる。また、MoNA の実験結果と MENATE\_R の結果は縦軸が対数軸となっていることにより比較が困難となっているが、実際にはあまり合っていない。これらの考察から、発光量分布から何かを言うことは難しい。

多重度分布は、Geant4 に標準で実装されている BERT や INCLXX を使用した場合には MENATE\_R よりも高くなっており、Kohley 氏らが言及しているように  $\gamma$  線が実際よりも多量に発生しているからと考えられる。これは  $\gamma$  線による発光を取り除いた図 3.2.4 の左下図やスレッシュホールドを 6 MeV にすることで  $\gamma$  線の影響を取り除いた右上図で三つの結果が一致していることから理解できる。

BERT と INCLXX で用いている全断面積は同じため、層ごとの相対的な検出効率の分布に大きな違いは生じない。MENATE\_R と BERT・INCLXX の結果を比較すると、前方の層では相対的に MENATE\_R の方がイールドが多く、後方の層では小さくなっている。これは BERT と INCLXX では MENATE\_R に比較して断面積が小さい値となっているからと考えられる。仮に BERT と INCLXX の断面積を大きくすると前の層ではカウント数が増えるはずで、後ろの層では反応率が高くなる一方フラックスが少なくなるのでカウント数の増減は相殺し、MENATE\_R に近づく可能性が高い。

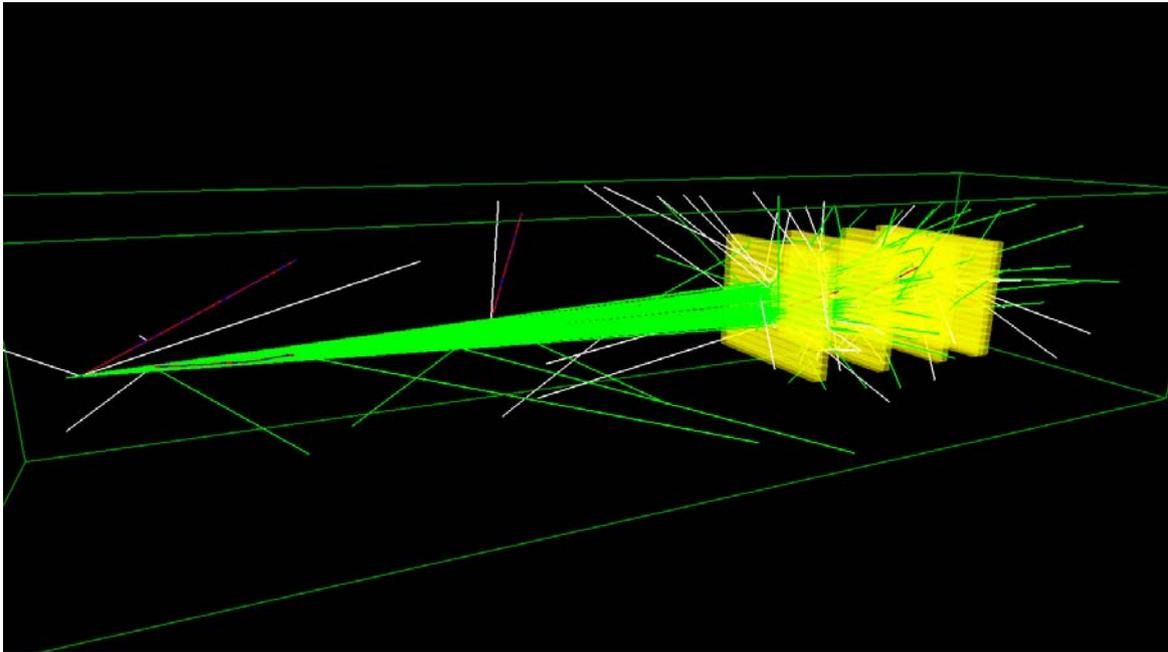


図 3.2.2 シミュレータ内で MoNA に粒子を打ち込んだときの様子。中性子を 100 個入射しており、緑が中性子、白が  $\gamma$  線、赤が陽子、青が電子を表す。上記のシミュレーションセットアップが直感的に正しく実装されていることが確認できる。

### 3.2.1.3 クロストークの分布

クロストークの解決にはその 2 つのヒット間の物理量の情報が有効であり、Kohley 氏らの論文では、

- $D_{12}$ : 2 ヒット間の距離
- $\theta_{12}$ : 入射粒子の運動量ベクトルと 2 ヒット間を結ぶ直線の成す角度
- $V_{12}$ : 2 ヒット間の速度の絶対値

の三つについて分布を調べている。なお、 $\theta_{12}$  を求める際に入射粒子はビーム軸に沿って入射すると近似した。

図 3.2.6、3.2.7、3.2.8 に  $D_{12}$ 、 $\theta_{12}$ 、 $V_{12}$  の分布をそれぞれ示す。 $V_{12}$  以外の分布については三つの物理クラスのいずれも互いに一致する結果となった。 $V_{12}$  の分布に見られる違いだが、スレッシュホールドを 6 MeVee まで上げ、且つ MENATE\_R の弾性散乱の物理を Geant4 標準の物に切り替えることにより、3 つの物理クラスでほぼ同じ結果が得られた (図 3.2.9)。この操作は弾性散乱の角度分布を変えているだけでなく、断面積そのものも変えている。

以上に示したとおり、MENATE\_R を用いたときの結果は Kohley 氏らの論文と良く一致し、MENATE\_R の導入が正しく行えていることが確かめられた。一方 BERT の結果は Kohley 氏らの論文と比較して発光量のみ大きく異なる結果となり、Kohley 氏らの結果に疑問が残る。BERT と INCLXX を比べるとどの分布についても INCLXX の方が MENATE\_R に近い結果となり、INCLXX の方が実験結果により近い結果となった。多重度の分布は  $\gamma$  線の反応を除くとほぼ同じ分布となり、さらに  $V_{12}$  の分布は弾性散乱の物理を Geant4 標準の物に切り替えることにより同じ分布が得られた。Kohley 氏らの論文では多重度と発光量分布が BERT を用いた場合では再現できないことから BERT の使用に関して否定的だが、本研究の結果により中性子検出器にとってバックグラウンドとなる  $\gamma$  線の影響を受けないようスレッシュホールドを上げれば良い一致が得られることが示された。もっとも、MoNA は 0.4 MeVee のスレッシュホールド

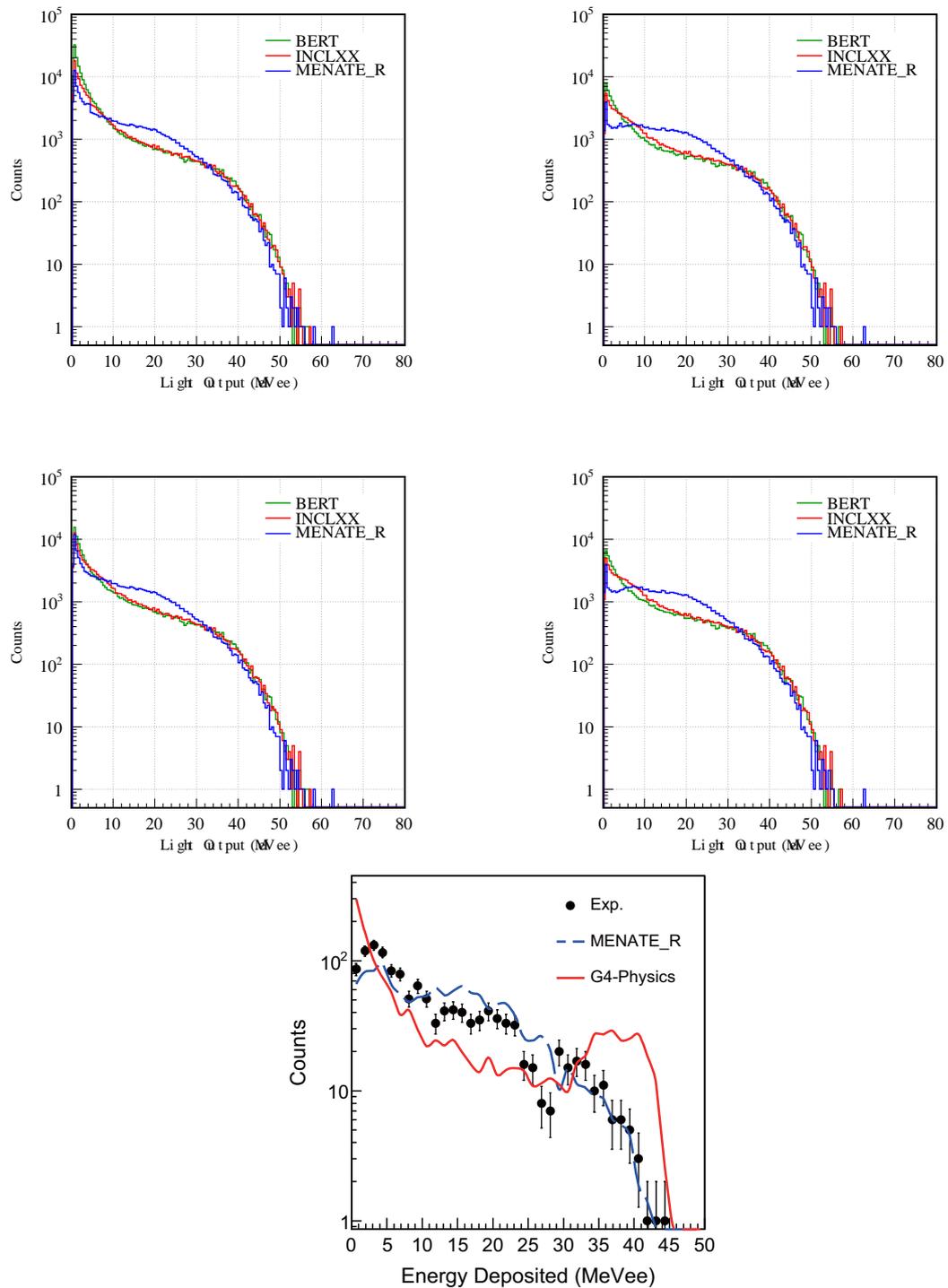


図 3.2.3 MoNA をシミュレーションしたときの発光量の分布。(左上) 全てのヒットの発光量分布。(右上) 最も早いヒットの発光量分布。(左中)  $\gamma$  線によるシグナルを除いたときの全てのヒットの発光量分布。(右中)  $\gamma$  線によるシグナルを除いたときの最も早いヒットの発光量分布。(下) Kohley 氏らの結果 [45]。元の図に凡例を加えた。凡例中の”G4-Physics”とは本論文で物理モデル BERT を用いた場合に対応する。

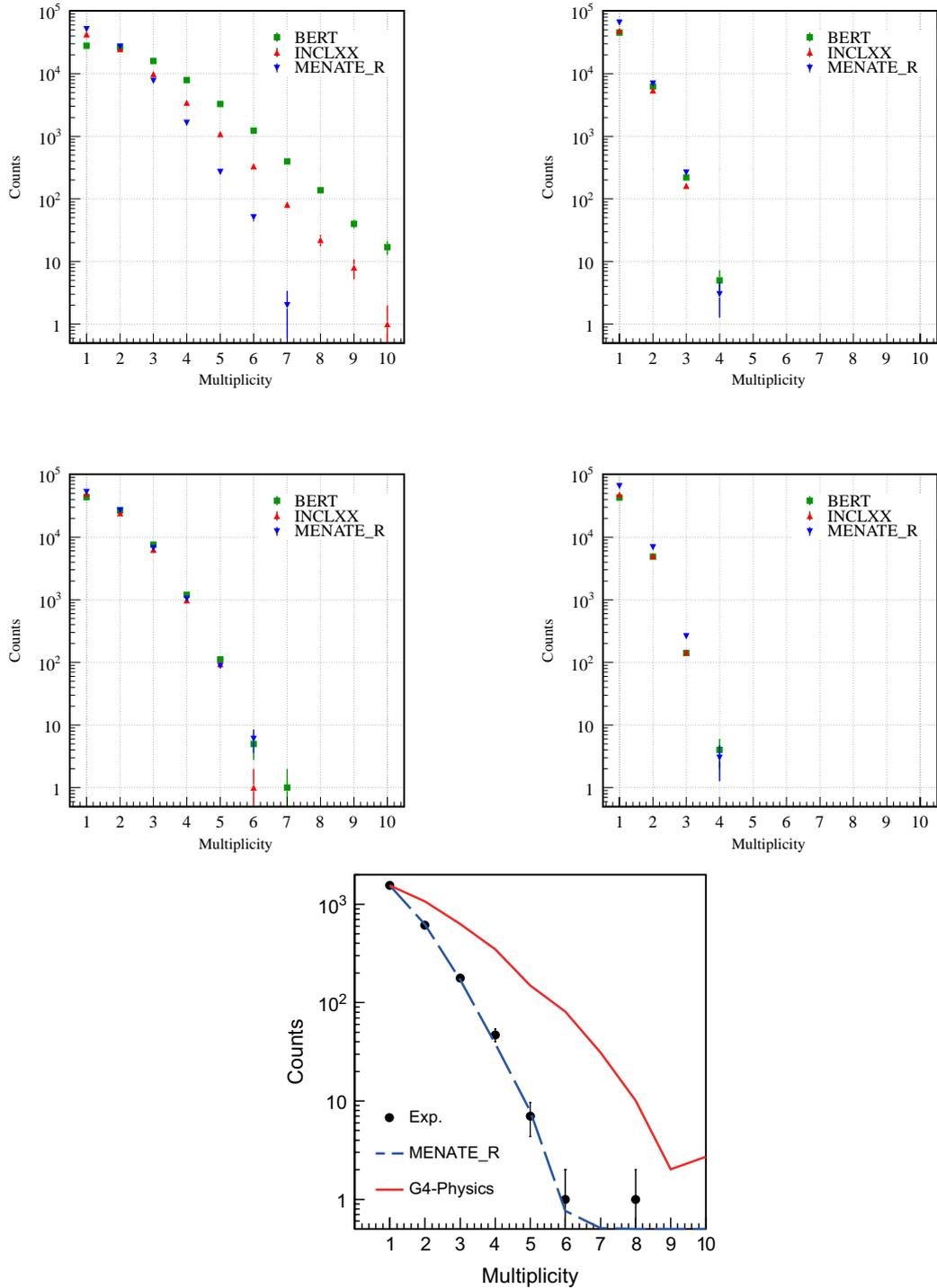


図 3.2.4 MoNA をシミュレーションしたときの多重度の分布。時間的に最も早いヒットを一つ選択してプロットしている。(左上) スレッシュホールドが 400 keV のときの多重度。(右上) スレッシュホールドが 6 MeV のときの多重度。(左中)  $\gamma$  線によるシグナルを除いたときのスレッシュホールドが 400 keV のときの多重度。(右中)  $\gamma$  線によるシグナルを除いたときのスレッシュホールドが 6 MeV のときの多重度。(下) Kohley 氏らの結果 [45]。

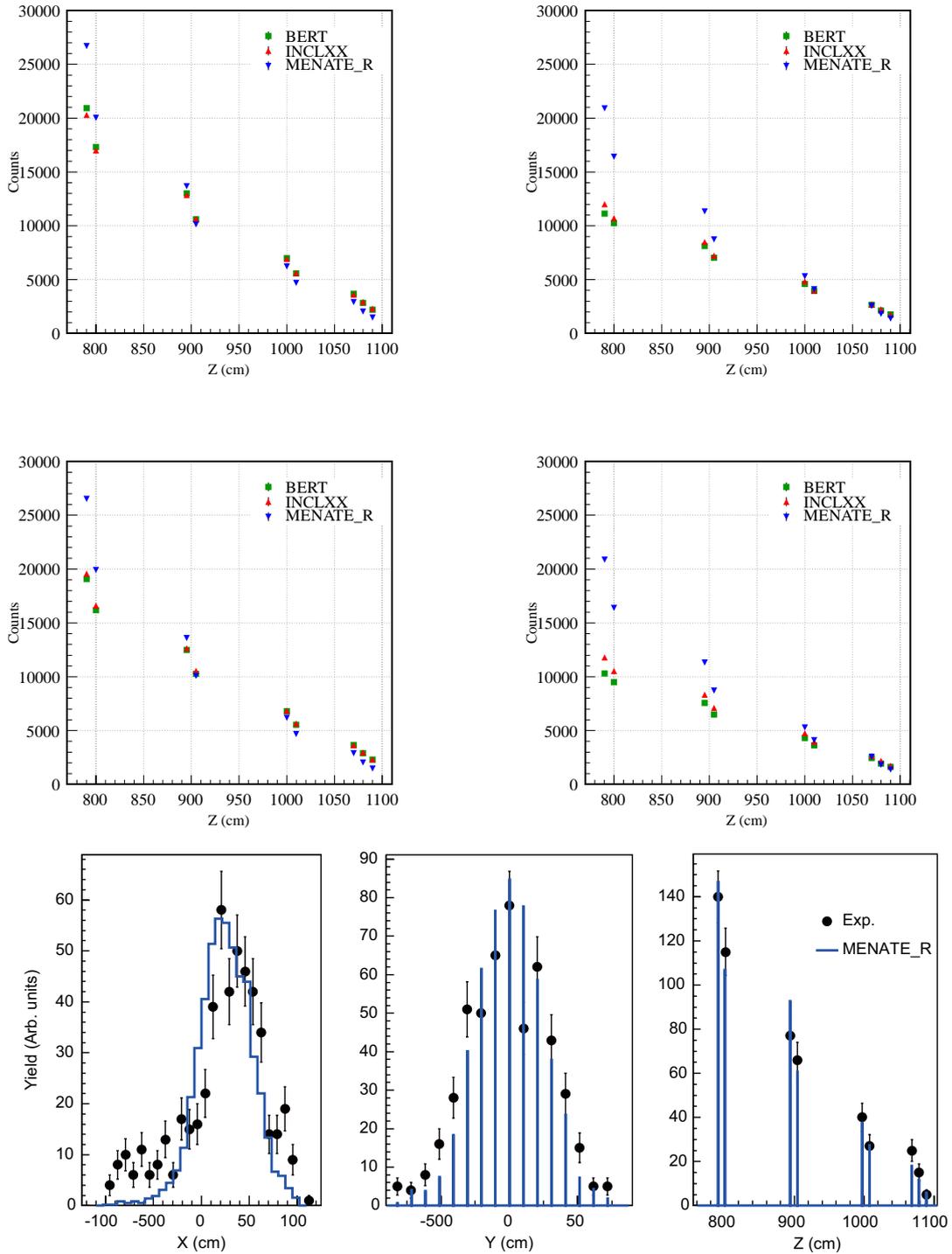


図 3.2.5 MoNA をシミュレーションしたときの層ごとの相対的な検出効率の分布。横軸はビーム軸方向の検出器の位置を表しているため、一つのプロットが一つの層に対応する。時間的に最も早いヒットの一つを選択してプロットしている。(左上) スレッシュولدが 400 keV のときの層ごとの相対的な検出効率の分布。(右上) スレッシュولدが 6 MeV のときの層ごとの相対的な検出効率の分布。(左中)  $\gamma$  線によるシグナルを除いたときのスレッシュولدが 400 keV のときの層ごとの相対的な検出効率の分布。(右中)  $\gamma$  線によるシグナルを除いたときのスレッシュولدが 6 MeV のときの層ごとの相対的な検出効率の分布。(下右) Kohley 氏らの結果 [45]。下左図と下中図は水平方向と鉛直方向のイベント分布だが、これは中性子検出器のシミュレーションでは違いが生じないので特に比較を行わなかった。

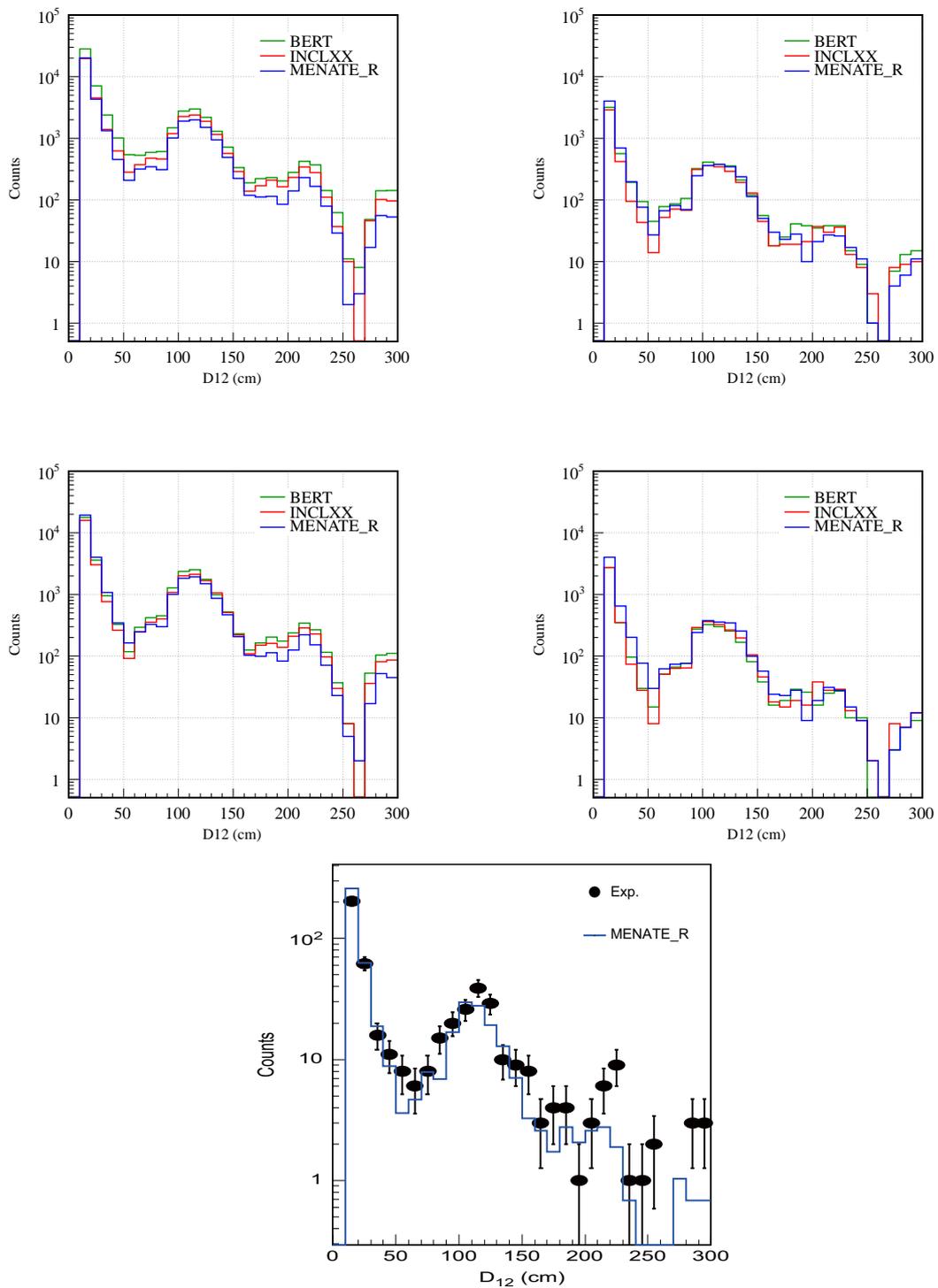


図 3.2.6  $D_{12}$  の分布。(左上) スレッシュホールドを 400 keV としたときの分布。(右上) スレッシュホールドを 6 MeV としたときの分布。(左下)  $\gamma$  線によるシグナルを除き、スレッシュホールドを 400 keV としたときの分布。(右下)  $\gamma$  線によるシグナルを除き、スレッシュホールドを 6 MeV としたときの分布。(下) Kohley 氏らの結果 [45]。比較を容易にするために元の図を横方向に引き伸ばした上で、凡例を加えた。

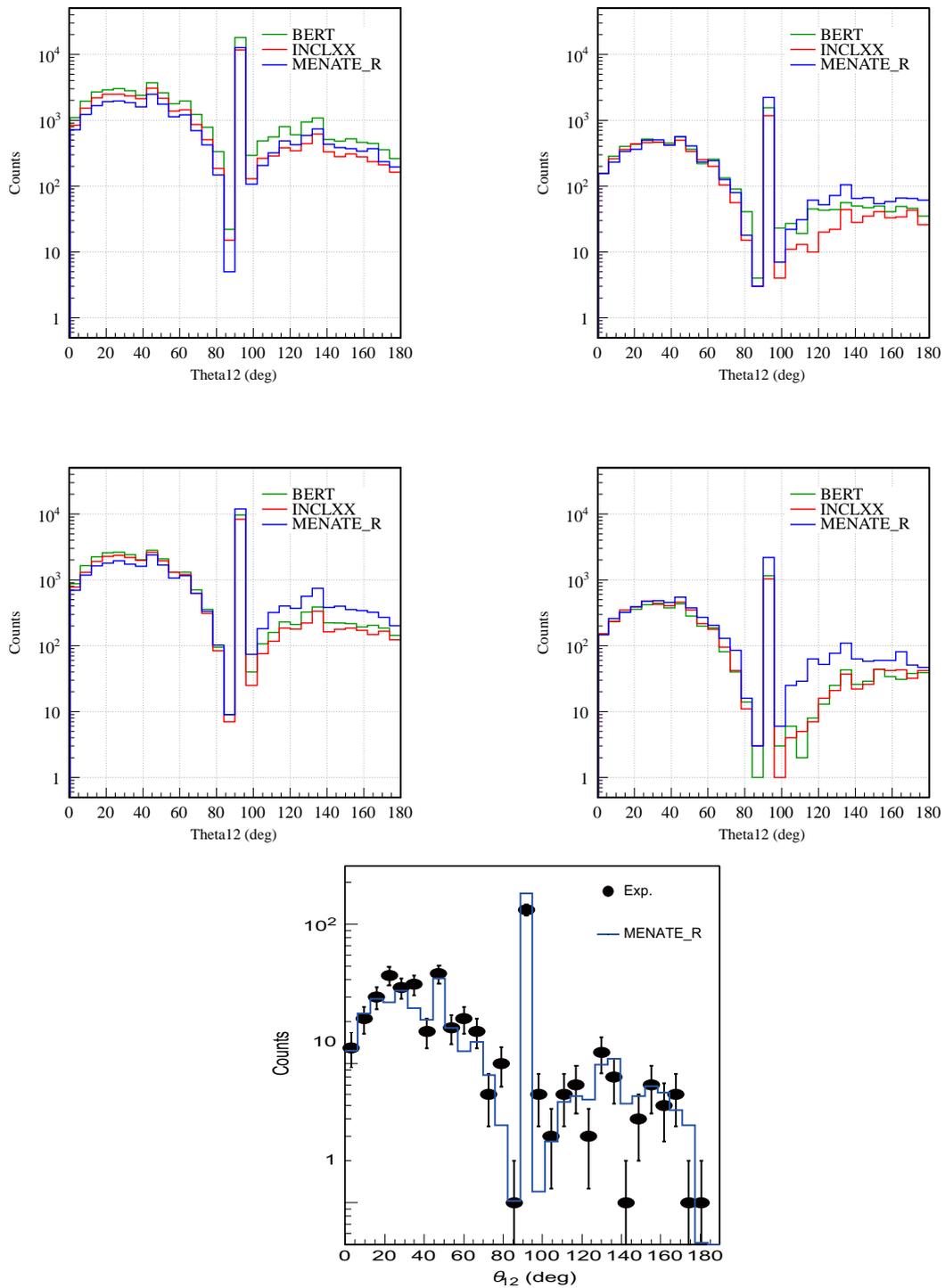


図 3.2.7  $\theta_{12}$  の分布。(左上) スレッシュホールドを 400 keV としたときの分布。(右上) スレッシュホールドを 6 MeV としたときの分布。(左下)  $\gamma$  線によるシグナルを除き、スレッシュホールドを 400 keV としたときの分布。(右下)  $\gamma$  線によるシグナルを除き、スレッシュホールドを 6 MeV としたときの分布。(下) Kohley 氏らの結果 [45]。比較を容易にするために元の図を横方向に引き伸ばした上で、凡例を加えた。

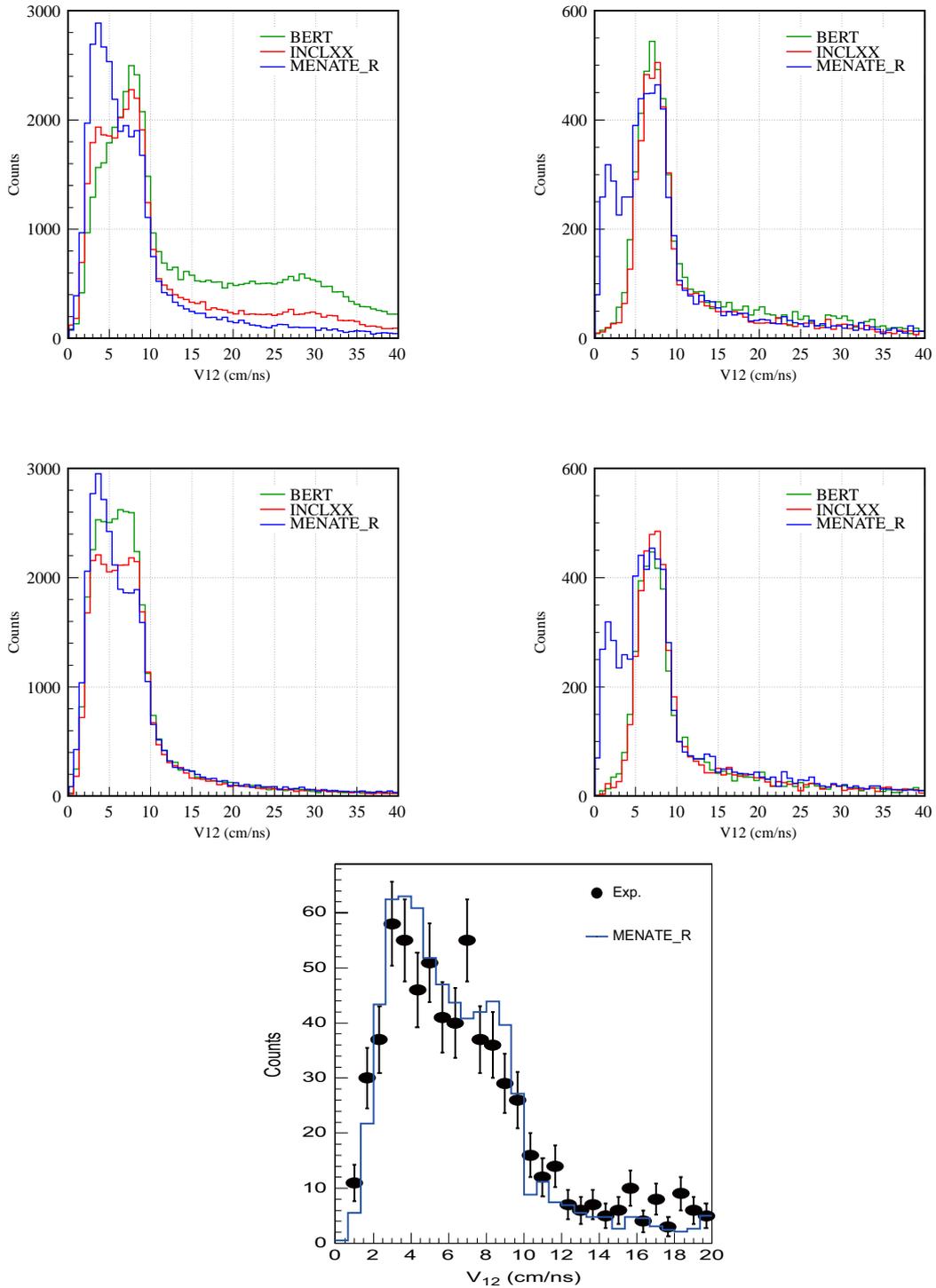


図 3.2.8  $V_{12}$  の分布。(左上) スレッシュホールドを 400 keV としたときの分布。(右上) スレッシュホールドを 6 MeV としたときの分布。(左下)  $\gamma$  線によるシグナルを除き、スレッシュホールドを 400 keV としたときの分布。(右下)  $\gamma$  線によるシグナルを除き、スレッシュホールドを 6 MeV としたときの分布。(下) Kohley 氏らの結果 [45]。比較を容易にするために元の図を横方向に引き伸ばした上で、凡例を加えた。

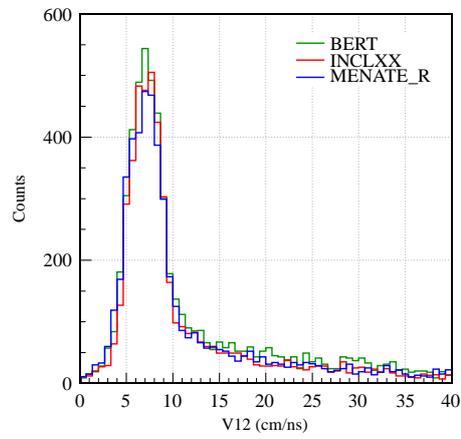


図3.2.9 MENATE\_RのHとCとの弾性散乱の物理をGeant4標準の物に切り替えたときの $V_{12}$ の分布。BERTとINCLXXの結果は図3.2.8の右上と同じである。スレッシュホールドは6 MeVeeとしている。MENATE\_Rの分布はBERTとINCLXXとほぼ同じになり、弾性散乱の物理が図3.2.8における速度が小さい領域のバンプを作っていることが分かる。

ドでオペレートしないと検出効率が落ちてしまうため、そのような対処療法は使えない。MoNAの検出効率は実験的に測られていないため、検出効率の絶対値の精度については議論することができない。

## 3.2.2 運動エネルギー 200 MeV と 250 MeV の中性子に対する応答

### 3.2.2.1 シミュレーション条件

NEBULA の仕様は 2.4.1 に示した通りである。NEUT の実際の幅と厚みは平均 120.35 mm×118.68 mm、NEUT 間の隙間は平均 2.0 mm の隙間だが、シミュレーションでは 120 mm×120 mm、NEUT 間の隙間は 2.4 mm とした。NEBULA の性能として使用した値は表 3.2.1 に示した。SAMURAI のコミッション実験のセットアップの概観は図 1.0.7 に示した。SAMURAI のコミッション実験のシミュレーションについては BERT と INCLXX を用いた場合は空気、中性子窓、Li 標的をシミュレーションに加えている。MENATEL.R は中性子の反応について、炭素と水素の散乱しか扱えないため、中性子検出器のみのシミュレーションとなっているが、検出効率以外は特に違いは見られない。

シミュレーション条件は、

- 入射中性子数:  $1 \times 10^6$  counts
- 中性子の角度分布:  $\theta < \pm 60$  mrad で切り取った球上一様分布
- 中性子のエネルギー分布: 194 MeV と 246 MeV の単色エネルギー

とした。本シミュレーションではビーム軸を基準に  $\pm 60$  mrad よりも内側の球面上に一様分布するビームを入射した。解析する際は、実験・シミュレーションどちらも最も早いヒットのエネルギーが中心値  $\pm 3\sigma$  よりも内側に入ったものに絞り、さらにその後ビーム軸から測った角度の測定値が 60 mrad に入っていたイベントのみを選択した。上記の条件をかけた上で検出された数を分母として各スペクトルを規格化した。この規格化により本項では一回目の散乱の検出効率は無関係になる。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43 \text{ MeV})$  反応で得られる中性子のエネルギーと角度分布についてはよく知られているものの、 ${}^7\text{Be}$  の高い励起準位が生成される反応経路やナチュラルリチウムに混ざっている  ${}^6\text{Li}$  などを考慮することは煩雑となるため、ここでは上記のように角度分布が一様な単色中性子のみを発生させた。

ところで、中性子のエネルギー分布のピークの右半分(エネルギーの高い方)のみにゲートをかければ中性子の散乱によるテールのイベントや  ${}^7\text{Be}(g.s.+0.43 \text{ MeV})$  以外の準位の寄与がなくなると考えられそうだが、一方でエネルギー分布のピークの右半分と左半分というのは NEUT のどこにあたったか、ということと相関しており、ランダムにイベントを拾っていることには相当しない。この選択手法ではシミュレータの物理部分が完璧で、且つ分解能も正確に入っている必要があり、むしろ評価を困難にしてしまう。また、実験側についても自然に存在する時間情報の発光量依存性を乱すことなくスルー補正を行う必要があるが、実際にこれを行うことは難しく、右半分や左半分にくるべき成分が混ざってしまう。このため、シミュレーションでエネルギー分布のピークの右半分にゲートをかけたとときと実験で右半分にゲートをかけたとときの各種分布に違いが生じる可能性が高い。そこで、本研究ではエネルギー分布のピークよりエネルギーが高い成分と低い成分を均等にアクセプトした。

図 3.2.10 に実際にシミュレータ内で粒子を打ち込んだときの様子を示す。上記のシミュレーションセットアップが直感的に正しく実装されていることが確認できる。

### 3.2.2.2 検出器の基本的な応答

図 3.2.11 に多重度と発光量、相互との相対的な検出効率の分布の実験結果とシミュレーション結果の比較を示す。

12 cm のプラスチックシンチレータによるエネルギーロス、200 MeV の陽子の場合で 55 MeVee、250 MeV の陽子の場合で 46 MeVee となる。INCLXX と実験の発光量分布ではこれよりも少し大きな発光量に小さなピークが確認できる。一方 BERT に関しては 250 MeV の場合は実験同様 50 MeV 付近にはっきりとピークが見えるものの、200 MeV の場合には 60 MeV にわずかなピークが観測できる程度である。MENATEL.R に関してはそもそもそのようなピークは見られないため、発光量を支配している物理過程、つまり反跳陽子が放出される反応に何か問題があると考

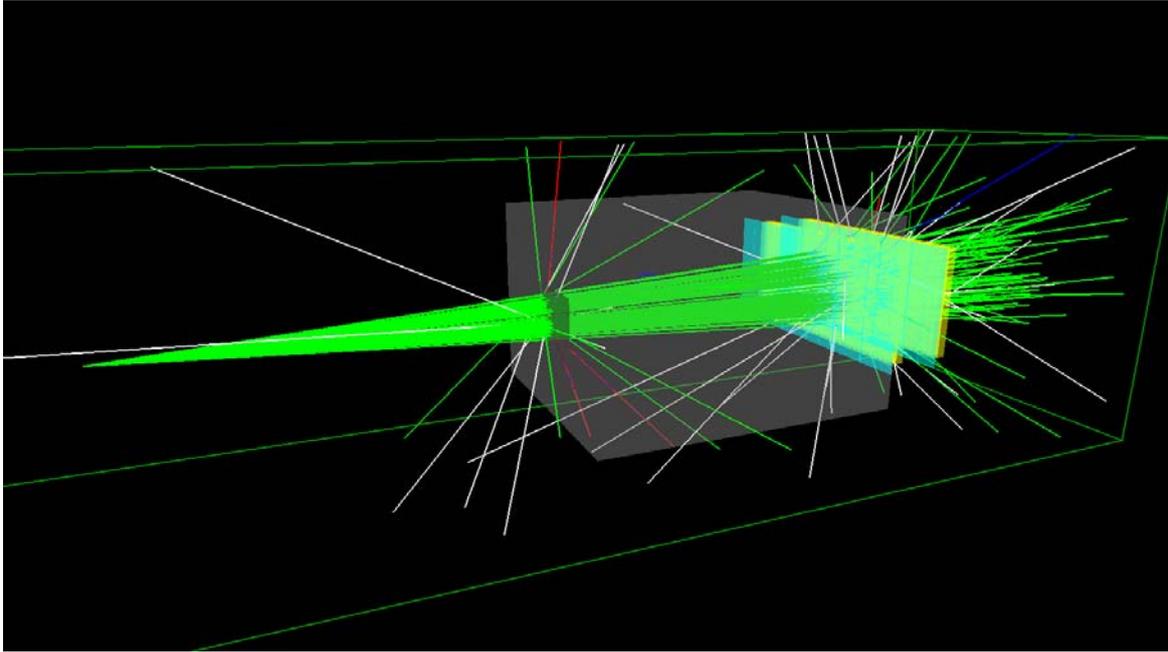


図 3.2.10 シミュレータ内で NEBULA に粒子を打ち込んだときの様子。中性子を 100 個入射しており、緑が中性子、白が  $\gamma$  線、赤が陽子、青が電子を表す。上記のシミュレーションセットアップが直感的に正しく実装されていることが確認できる。

えられる。BERT で低エネルギーの発光量が大きくなっているのは MoNA のシミュレーション同様、 $\gamma$  線によるものと考えられる。

多重度は主に反跳陽子がモジュールを突き抜けることを起源としているため、発光量分布が全体的に正しければ多重度分布も正しくなることが期待される。実際に、Geant4 に標準で実装されている BERT と INCLXX の発光量分布は全体的に実験に良く一致しており、その結果多重度分布も実験と良い一致が得られたと考えられる。MENATE\_R は発光量分布が高エネルギー側によっているために多重度分布も全体的に高くなったと考えられる。

断面積が大きすぎると中性子のフラックスが変わってしまい、層ごとの中性子の検出数は前方の層と後方の層で相対的にずれてしまう。また、VETO の取扱いによっても大きく変わってしまうが、実験とシミュレーションどちらも 1 架台目の VETO に信号が観測されたイベントは破棄し、二架台目の VETO の信号は無視するという手法を共に用いた。結果、どの物理過程を用いた場合でも最大 5% 程度の違いが生じてしまったが、実験で得られる検出効率は系統誤差を含めると 5% 程度になってしまうため、実用上は問題ないと言える。

次に、層ごとの発光量の分布を図 3.2.12、3.2.13 に示す。層ごとに発光量分布を見た場合でもやはり BERT と INCLXX は実験とよく一致しており、MENATE\_R は大きく異なっている。

### 3.2.2.3 一中性子に対する検出効率

200 MeV と 250 MeV における一中性子に対する検出効率を実験、BERT、INCLXX、MENATER、DEMONS の場合について求めた結果を表 3.2.2 に示す。スレッショルドは 6 MeVee とした。エネルギー分布におけるテールのイベントのカット ( $T_{cut}$ ) を行ったときの検出効率はエネルギー分布の中心値から  $-1\sigma$  と  $+3\sigma$  までをガウシアンでフィットし、得られたガウシアンを面積を検出数とすることで求めた。この様子を図 3.2.14 に示す。

DEMONS と実験結果の検出効率の違いは主に非弾性散乱の全断面積の違いで説明できる。250 MeV での非弾性散乱の全断面積を JENDL\_HE と比較すると  $192 \text{ mb}/232 \text{ mb}=82.8\%$ 、TrG4NEUTRONXS で使用している断面積と

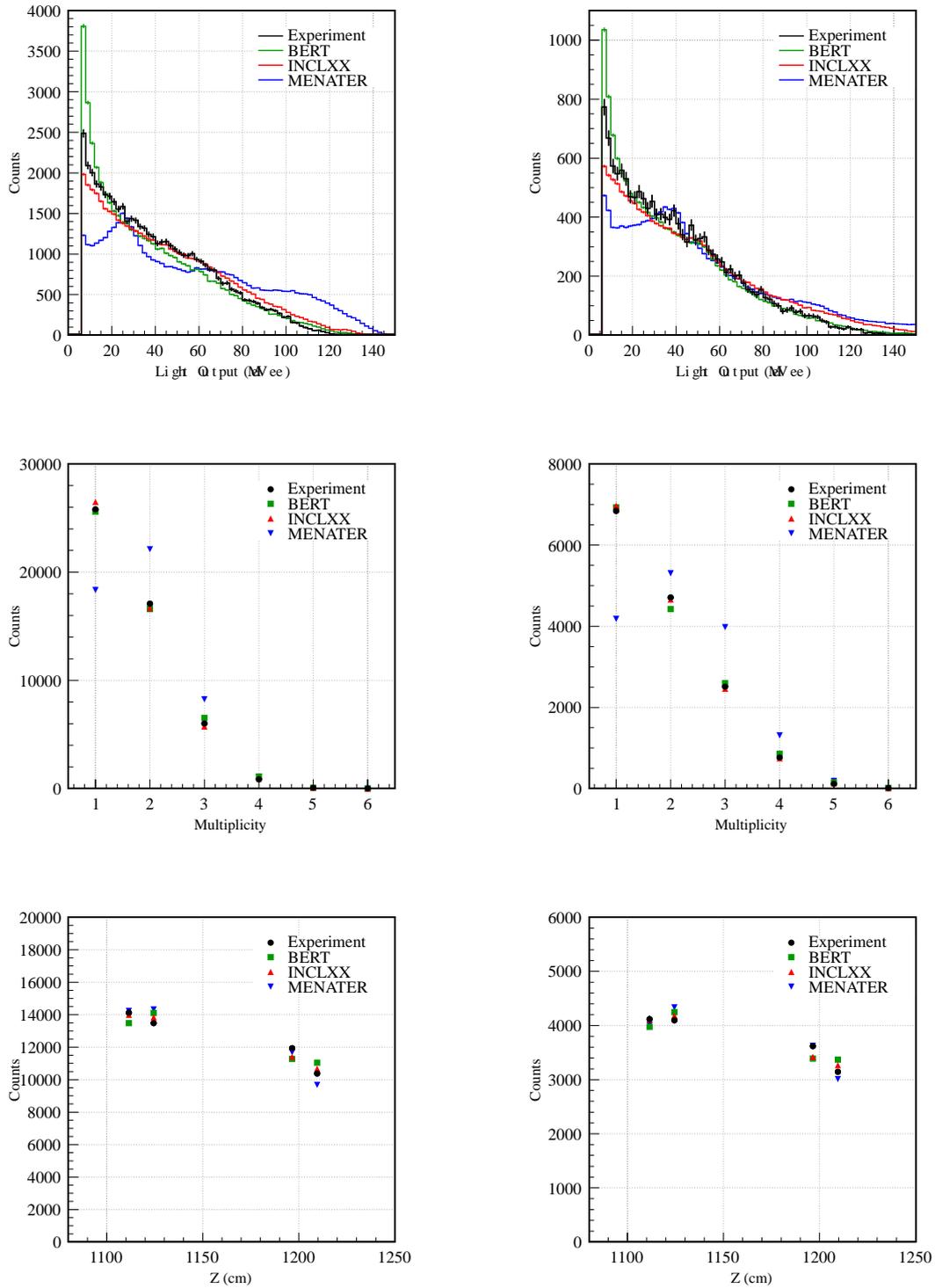


図 3.2.11 NEBULA をシミュレーションしたときの多重度、発光量、相互との相対的な検出効率の分布。時間的に最も早いヒットを一つ選択してプロットしている。(左上) 200 MeV のときの発光量分布。(右上) 250 MeV のときの発光量分布。(左中) 200 MeV のときの多重度分布。(右中) 250 MeV のときの多重度分布。(左下) 200 MeV のときの Z のヒット分布。(右下) 250 MeV のときの Z のヒット分布。

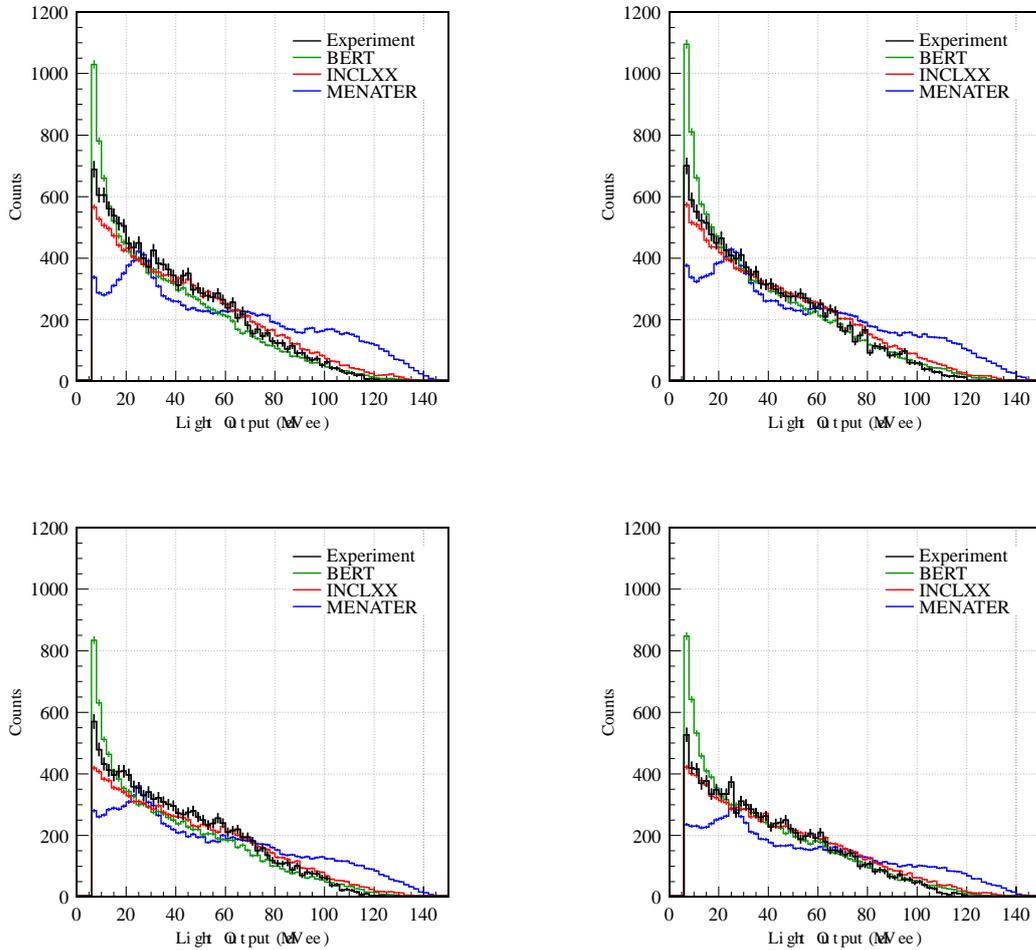


図 3.2.12 中性子のエネルギーが 200 MeV のときの層ごとの発光量の分布。(左上) 一層目。(右上) 二層目。(左下) 三層目。(右下) 四層目。

比較すると  $208 \text{ mb}/232 \text{ mb}=89.7\%$ 、と 1-2 割小さいことになり、実験結果が DEMONS の結果に比べて 9% 小さくなったこととコンシステントと言える。

図 3.1.8 では BERT と INCLXX はほぼ同程度の反跳陽子を発生するという結果となっており、検出効率も同程度とすることが期待されたが、実際のシミュレーション結果では BERT を使用したときの検出効率と INCLXX を使用した検出効率の比が 1:1.19 と、INCLXX の方が二割も大きな値を示した。これより、BERT と INCLXX では反跳陽子以外の粒子、例えば重陽子や三重陽子の数が異なっていることや、反跳陽子のエネルギー分布が異なることが考えられる。

MENATER を用いた場合に他に比べて 2-3 割程度高い検出効率を示している。これは、3.1.1.3 少々節で述べたように MENATER では  $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$  反応の断面積が 62 mbarn とされており、 $^{12}\text{C}(n, pX)$  の断面積が他のモデルに比較して 3 割程度大きくなっていることが原因と考えられる。

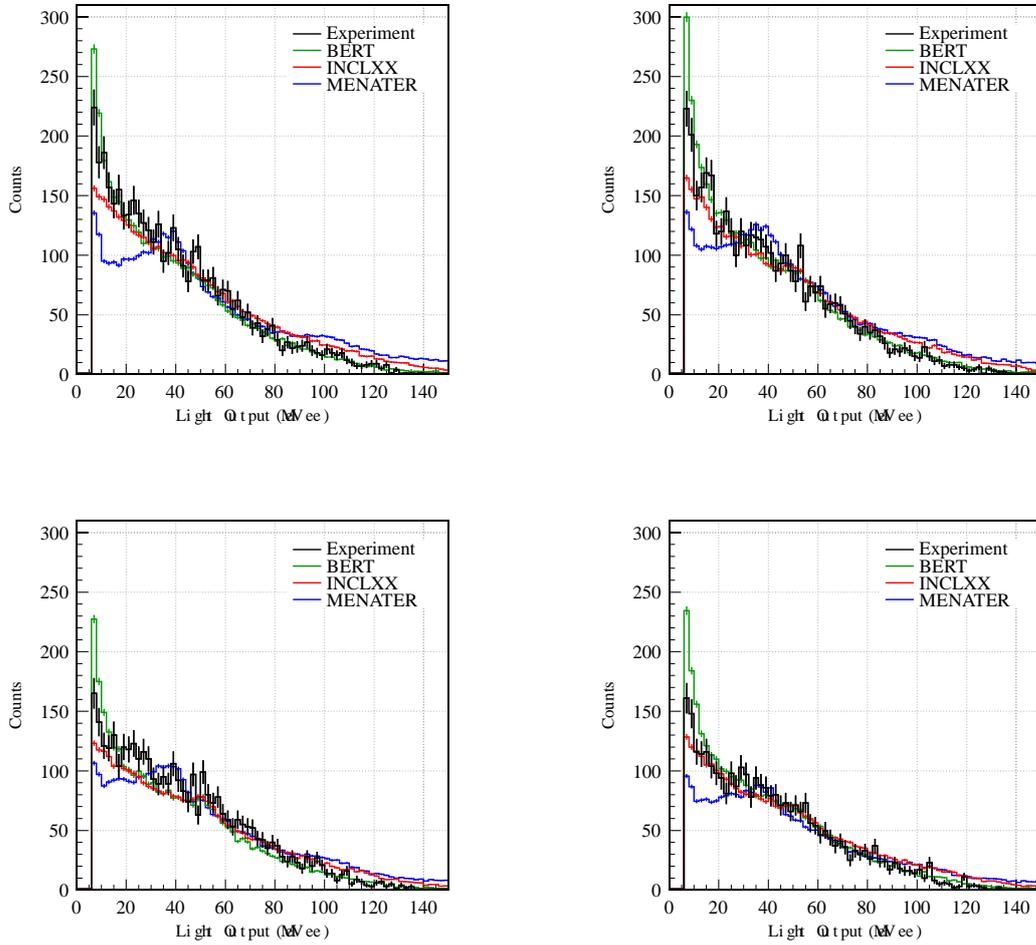


図 3.2.13 中性子のエネルギーが 250 MeV のときの層ごとの発光量の分布。(左上) 一層目。(右上) 二層目。(左下) 三層目。(右下) 四層目。

### 3.2.2.4 検出効率のスレッシュホールド依存性

各物理モデルを用いたときの検出効率のスレッシュホールド依存性と実験結果を図 3.2.15 に示す。実験とシミュレーションの違いが単に断面積の違いであればスレッシュホールド依存性の比は一定になるはずである。しかし、図 3.2.16 に示すように、BERT と MENATER では実験結果との比が一定になっておらず、断面積の違いだけでなく、発光量分布も実験と一致していないことを意味する。一方、INCLXX は 0 MeVee から 20 MeVee に渡ってほぼ一定となっており、検出効率の実験結果に合うように断面積を 6-10% スケールすれば  $\pm 2\%$  程度の誤差で実験結果を再現することが期待される。

	実験	BERT	INCLXX	MENATER	DEMONS	係数
200 MeV						
V,noG	(35.7%)	(31.5%)	(37.6%)	(48.5%)	40.6(2)%	—
V	(35.0%)	30.914(1)%	36.896(1)%	47.537(2)%	(39.8%)	0.980%
V,Tcut	(33.8%)	29.25(12)%	35.61(13)%	46.91(15)%	(38.4%)	0.965%
T,W,A	(33.7%)	30.038(1)%	35.597(1)%	(46.9%)	(38.4%)	1.000%
T,W,A,Tcut	(32.6%)	28.49(12)%	34.35(13)%	(45.3%)	(37.0%)	0.965%
T,W,A,Tcut,Vcor	32.3(4)%	(28.3%)	(34.1%)	(44.9%)	(36.8%)	0.992%
250 MeV						
V,noG	(35.3%)	(31.8%)	(36.6%)	(47.29%)	40.1(2)%	—
V	(34.6%)	31.117(1)%	35.912(1)%	46.348(2)%	(39.3%)	0.980%
V,Tcut	(33.6%)	29.83(12)%	34.91(12)%	45.42(14)%	(38.2%)	0.972%
T,W,A	(33.5%)	29.943(1)%	34.745(1)%	(45.2%)	(38.0%)	0.995%
T,W,A,Tcut	(32.5%)	28.66(11)%	33.70(12)%	(43.8%)	(36.9%)	0.970%
T,W,A,Tcut,Vcor	32.2(7)%	(28.4%)	(33.4%)	(43.5%)	(36.6%)	0.992%

表 3.2.2 検出効率のモデル依存性と細かな効果による補正。一列目の記号はそれぞれ、V:検出器以外は真空、T:リチウム標的による散乱、W:中性子窓による散乱、A:空気による散乱、Tcut:エネルギー分布におけるテールのイベントのカット、Vcor:実際のモジュールの大きさが設計値である 120 mm×120 mm ではなく 120.35 mm×118.68 mm(ID1-30 についての平均) であることの補正、noG:NEUT の間隔を水平方向に 2.4 mm 空けていないことをそれぞれ表す。実験値はフィットの仕方によって検出効率が全体に対して 2% ほど変化する。Tcut は後述するように $-1\sigma$  から  $+3\sigma$  までをガウシアンでフィットし、得られたガウシアンを検出数とすることで行った。標中の値に括弧が付いているものはシミュレーションにより求めた値ではなく、解析的な計算や INCLXX の結果により求めた係数 (最後の列の値) を上の項の値にかけることによりスケールしていることを表す。数字の後ろの括弧は統計誤差を表す。

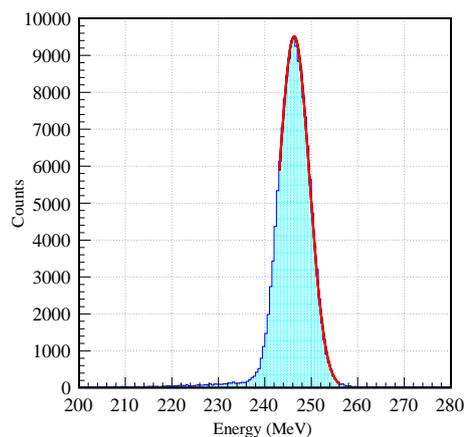


図 3.2.14 NEBULA の検出効率を決めるためのエネルギー分布におけるテールのイベントを除いたフィット。赤い実線で示すようにエネルギー分布の中心値から $-1\sigma$  と  $+3\sigma$  までを再帰的にガウシアンでフィットし、得られたガウシアンを検出数とすることで行った。

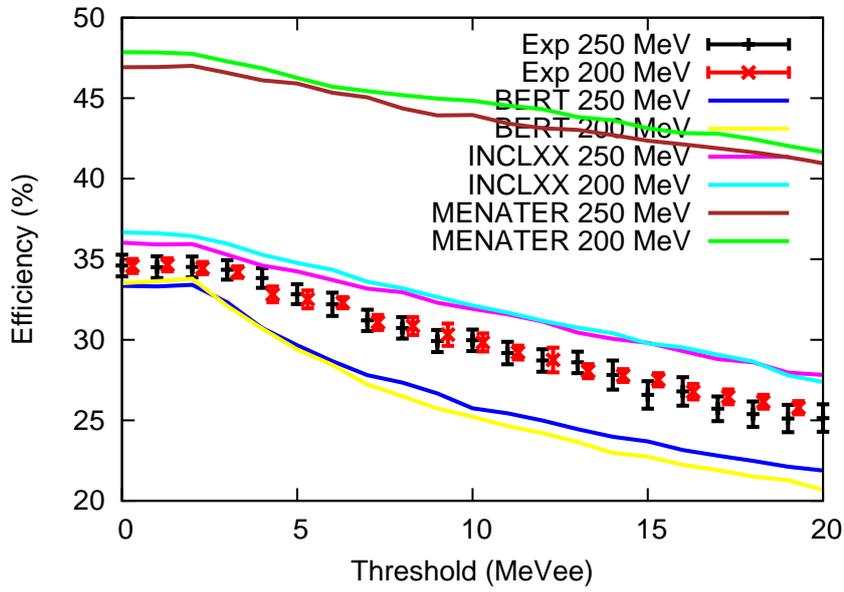


図 3.2.15 NEBULA の検出効率のスレッシュホルド依存性。実験結果は図 4.3.5 で得られた結果をプロットしている。

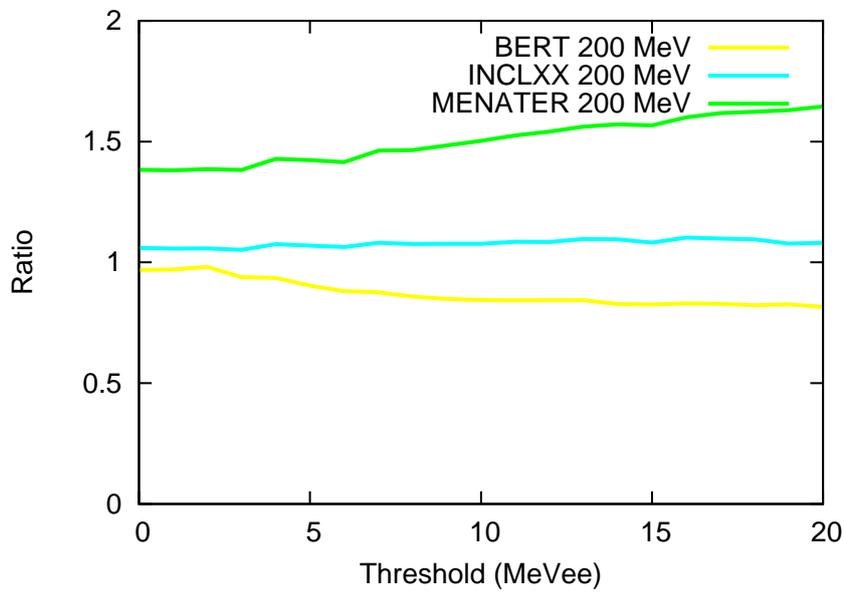


図 3.2.16 NEBULA の検出効率のスレッシュホルド依存性の実験結果とシミュレーションの比。分母を実験結果としている。250 MeV の場合も同様となるため省略した。BERT と MENATER では実験結果との比が一定になっておらず、断面積の違いだけでなく、発光量分布も実験と一致していないことを意味する。

### 3.3 まとめ

粒子線に関するシミュレーションのツールキット Geant4 を用いて中性子検出器のシミュレータを作成し、Geant4 に標準で実装されている BERT+G4NEUTRONXS と INCLXX+G4NEUTRONXS、Kohley 氏らにより開発された MENATE\_R を用いて 50 MeV と 200 MeV、250 MeV の中性子に対するシミュレーション結果と実験結果の比較を行った。

MENATE\_R を用いた 50 MeV の中性子に対するシミュレーション結果は Kohley 氏らの結果と良く一致したため、実験を良く再現することが分かった。BERT を用いた場合の 50 MeV の中性子に対するシミュレーション結果は Kohley 氏らとは一部異なる結果となったが、スレッシュホールドを上げ、 $\gamma$  線の影響を取り除くことにより MENATE\_R と同様の結果が得られた。

200 MeV と 250 MeV の中性子に対するシミュレーション結果とコミッションング実験の結果の比較では、いずれも INCLXX を用いた場合に非常によい一致が得られた。BERT を用いた場合は検出効率が 1 割以上低くなるだけでなく、低エネルギーの発光量が相対的に多くなったことにより検出効率の閾値依存性が実験結果と大きく異なる結果となった。MENATE\_R は層ごとの相対的な検出効率以外はほとんど一致せず、現状では根本的な問題を含んでいると思われる。

本研究では一中性子に対する応答評価のみを行ったが、実験結果と良い一致が得られることが分かったため、二中性子検出効率などの実験的に得にくい中性子検出器の性能の評価への応用が期待される。

## 第4章

# NEBULA の開発

2012年3月に理化学研究所のRIBFでSAMURAIのコミッショニング実験が行われた。実験は回路やDAQなどを含むSAMURAI全体の最終的な動作確認だけでなく、各装置個別の性能評価(SAMURAIマグネット、ビーム検出器、重イオン破砕片検出器、中性子検出器NEBULA)も目的として実験を行った。

NEBULAの性能評価を目的としたランでは、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により準単色中性子を、 $\text{Cu}({}^{15}\text{C}, \gamma)$  反応により高エネルギーの $\gamma$ 線を生成しNEBULAに入射した。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応で生成される準単色中性子により中性子に対する検出効率や時間分解能を直接評価し、発光量分布など中性子に対する基本的な応答のデータを得た。なお、既に第3章で準単色中性子によって得られた結果とシミュレータの比較・評価を行っている。 $\text{Cu}({}^{15}\text{C}, \gamma)$  反応により得られる $\gamma$ 線のエネルギーは線源により得られる $\gamma$ 線より一桁エネルギーの高い最大40 MeV程度となる。この $\gamma$ 線により時間原点の決定とスルー補正、時間分解能の評価を行った。

SAMURAIは不変質量を測定する装置であるため、実際に計画されている物理実験と同様の実験となる ${}^{15}\text{C}$ と ${}^{14}\text{Be}$ のクーロン/核力分解反応によるイクスクルーシブな測定も行った。 ${}^{14}\text{Be}$ の核力分解反応では図4.0.1に示すように、第一励起状態( $J^\pi = 2^+$ )が二中性子分離エネルギー1.26(13) MeVより0.28(1) MeV上に鋭いピークとして観測される[62]ため、相対エネルギー分解能の評価に適している。また、同状態は2中性子を放出して ${}^{12}\text{Be}$ に崩壊するため、複数中性子の同時測定の評価を直接行うことができる。これらの理由からNEBULAの開発のために ${}^{14}\text{Be}$ の核力分解反応は非常に有用な測定である。

本章ではSAMURAIのコミッショニングで得られたデータの内、NEBULAの較正・解析結果と性能評価、さらに、簡易的ではあるが、 ${}^{15}\text{C}$ と ${}^{14}\text{Be}$ のクーロン/核力分解反応の相対エネルギー分布を求めた解析結果について述べる。

### 4.1 実験セットアップ

図4.1.1にビームラインの概観を示す。SAMURAIを用いるセットアップでは超伝導リングサイクロトロンSRCを主加速器としており、 ${}^{238}\text{U}$ までの重イオンを最大エネルギー345 MeV/u、最大強度は ${}^{238}\text{U}$ の場合に5 pnA (1 pnA $\approx 6.3 \times 10^9$  cps)、 ${}^{18}\text{O}$ の場合に500 pnAの一次ビームを生成することができる。SRCにより加速された ${}^{18}\text{O}$ ビーム(一次ビーム)は一次標的であるBeに入射され、入射核破砕反応により種々の不安定核が生成される。これら種々の不安定核は超伝導RIビーム分離生成装置BigRIPSにより、粒子の磁気硬度とエネルギー減衰版でのエネルギー損失の違いを利用し、目的とする核種に分離・精製される。本論文で関係する二次ビームは陽子と ${}^{14}\text{Be}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ の三種である。

SAMURAIセットアップの概観は図1.0.7に示した通りである。SAMURAIは二次ビーム測定系、 $\gamma$ 線検出器、超伝導双極子磁石(SAMURAIマグネット)、荷電粒子測定系、中性子検出器から構成される。二次ビーム測定系は上流からBPC(MWPC)、F7 plastic(プラスチックシンチレータ)、ICB(イオンチェンバー)、SBT(プラスチックシンチレータ)、BDC1/2(ドリフトチェンバー)、SBV(穴空きのプラスチックシンチレータ)から構成される。荷電粒子測定

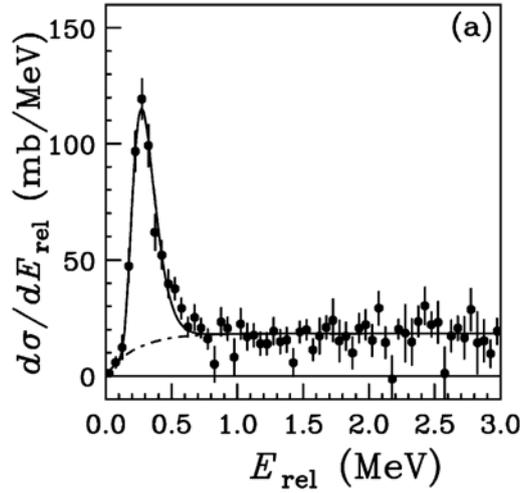


図 4.0.1 C( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n$ ) の反応についての相対エネルギー分布 [62]。入射エネルギーは 68.1 MeV/nucleon である。 $^{14}\text{Be}$  の核力分解反応では第一励起状態 ( $J^\pi = 2^+$ ) が二中性子分離エネルギー 1.26(13) MeV より 0.28(1) MeV 上に鋭いピークとして観測されるため、相対エネルギー分解能の評価に適している。

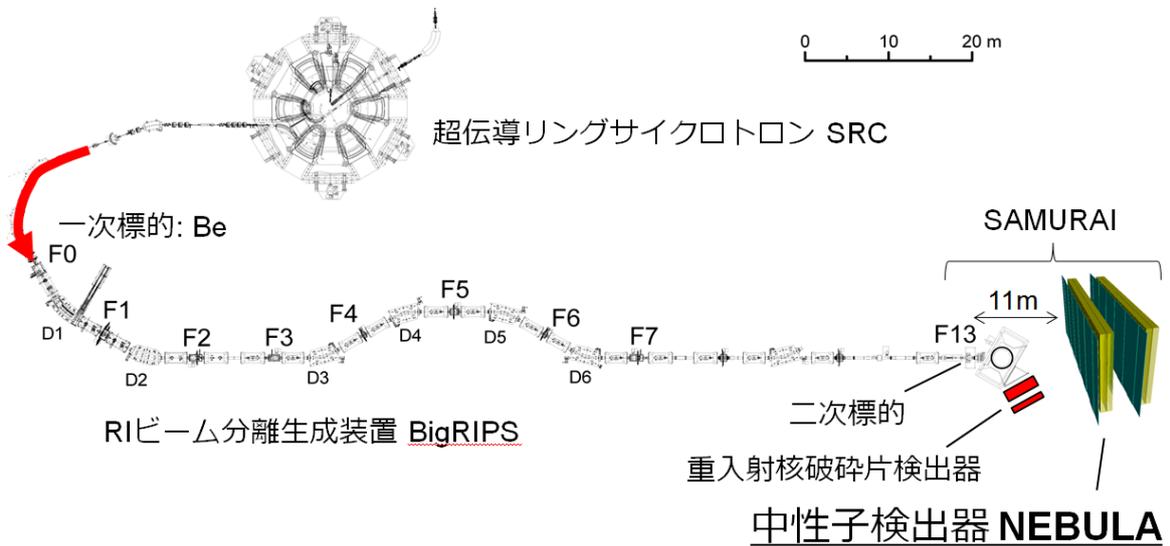


図 4.1.1 ビームラインの概観。Dn(n=1-6) は双極子磁石、Fn(n=0-7,13) は焦点面を表す。F1 と F5 がディスパーシブな焦点面となっており、磁気硬度に制限をかけたり測定ができる。F7 と F13 がアクロマティックな焦点面となっており、この区間での飛行時間 (TOF) やエネルギーロスを用いて二次粒子の運動量の測定や粒子識別を行う。

核種	$E(F7)$	$E(\text{標的中心})$	強度	時間	純度	反応	標的厚
$p$	201.5 MeV	195.8 MeV	$1.9 \times 10^5$ cps	11 h	100%	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	1.089 g/cm <sup>2</sup>
	253.0 MeV	248.1 MeV	$2.4 \times 10^5$ cps	3.5 h	100%	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	1.089 g/cm <sup>2</sup>
${}^{15}\text{C}$	244.6 AMeV	199.1 AMeV	$2.0 \times 10^4$ cps	13 h	96%	$\text{Cu}({}^{15}\text{C}, \gamma\text{X})$	10.894 g/cm <sup>2</sup>
${}^{15}\text{C}$	244.7 AMeV	234.3 AMeV	$1.3 \times 10^5$ cps	124 min	91%	$\text{Pb}({}^{15}\text{C}, n){}^{14}\text{C}$	1.056 g/cm <sup>2</sup>
		232.0 AMeV	$4.4 \times 10^4$ cps	108 min	95%	$\text{C}({}^{15}\text{C}, n){}^{14}\text{C}$	1.119 g/cm <sup>2</sup>
${}^{14}\text{Be}$	220.8 MeV/u	214.7 AMeV	$2.9 \times 10^4$ cps	65 min	95%	$\text{Pb}({}^{14}\text{Be}, 2n){}^{12}\text{Be}$	2.312 g/cm <sup>2</sup>
		212.6 AMeV	$2.2 \times 10^4$ cps	51 min	95%	$\text{C}({}^{14}\text{Be}, 2n){}^{12}\text{Be}$	2.241 g/cm <sup>2</sup>

表 4.1.1 二次ビームと二次標的の情報。 $E(F7)$  は F7 に入る前のエネルギーを表し、D5 と D6 の磁場より決定した磁気高度の値の平均より求めた。 $E(\text{標的中心})$  は標的中心でのビームのエネルギーを表す。二次標的はいずれも精製していないナチュラルなものである。それぞれ標的なしのランも取っているが省略した。陽子の純度は実験的に評価できないが、100% と考えられる。その他の純度は F7-F13 間の TOF と F13 でのエネルギーロスから簡易的に PID した上で目分量で計数する領域を決めたため、目安程度である。強度は SBV により VETO をかけた後の値を示している。

系は上流から FDC1/2 (ドリフトチェンバー)、HODF (ホドスコープ) から構成される。

二次ビームは二次ビーム測定系により運動量と電荷、質量数を測定され、二次標的である  ${}^7\text{Li}$  や Cu、C、Pb に入射される。ここで生成された粒子が脱励起することにより放出する  $\gamma$  線は、二次標的の周囲に配置した  $\gamma$  線検出器 DALI2 (Detector Array for Low-Intensity radiation 2) [58, 59] により検出される。二次標的で生成された荷電粒子 (フラグメント) は二次ビームとほぼ同じ速度で進みながら SAMURAI マグネットによってその軌道を曲げられ、荷電粒子測定系で検出される。一方二次標的で生成された中性子は、磁場の影響を受けずにほぼ前方に放出され中性子検出器により測定される。実験では二次ビーム、フラグメント、 $\gamma$  線、中性子をイベントごとに同時測定している。

#### 4.1.1 ビームと標的

一次ビームには 294 MeV/u、最大強度  $\sim 300$  pA の  ${}^{18}\text{O}$  ビームを使用し、一次標的には目的ごとに 5 mm か 15 mm、30 mm、40 mm の Be を使用した。二次ビーム、二次標的については表 4.1.1 に示す。

陽子ビームの用いるランでは比較的大強度 (表 4.1.1 中強度は  $\sim 2 \times 10^5$  cps となっているが、SBV により半分程度のイベントは捨てられている) のビームを出すためにプラスチックシンチレータ以外の検出器の動作を停止した。このとき二次粒子測定系の一部が動作していないため、イベントごとに運動量を測定できないが、代わりに F1 のスリットを  $\pm 5$  mm (F0-F1 の dispersion:  $-2.14$  cm/% [60]) に狭めることで陽子の運動量を制限し、あらかじめ弱いビーム強度でその飛行時間幅を測定した。

${}^{15}\text{C}$  と Cu 標的により  $\gamma$  線を生成したが、この反応で生じる  $\gamma$  線の由来は原子核の制動放射ではないかと推測されている。 $\gamma$  線に由来する発光量分布はエネルギーに関して指数関数的に減少し、最大 40 MeV 程度のシグナルが得られる。入射粒子のエネルギーが高い程  $\gamma$  線が多く生成される [20] が、本実験では他のランとの兼ね合いから 240 MeV/u の  ${}^{15}\text{C}$  を使用した。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  反応により NEBULA の性能を評価する際に Li 標的の情報が必要となるため、表 4.1.2 に示す。

F7 以降での入射粒子と中性子のエネルギーの一覧を表 4.1.3 に求める。

	<sup>nat</sup> Li	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li
存在比		7.59%	92.41%
原子量		6.015	7.016
質量比		6.58%	93.42%
密度	0.534 g/cm <sup>3</sup>	0.0351 g/cm <sup>3</sup>	0.499 g/cm <sup>3</sup>
厚み	20.40 mm	1.34 mm	19.06 mm
厚み	1.089 g/cm <sup>2</sup>	0.0717 g/cm <sup>2</sup>	1.018 g/cm <sup>2</sup>

表 4.1.2 Li 標的の情報 [61]。<sup>7</sup>Li(*p, n*)<sup>7</sup>Be(g.s.+0.43 MeV) 反応により NEBULA の性能を評価する際に Li 標的の情報が必要となる。

二次ビーム	<i>p</i> (200 MeV)	<i>p</i> (250 MeV)	<sup>15</sup> C
標的	Li	Li	Cu
F7 前	2.1590 Tm	2.4490 Tm	5.9895 Tm
標的の下流	2.1130 Tm	2.4125 Tm	4.6806 Tm
F7 前	201.501 MeV	253.002 MeV	244.615 AMeV
標的中心	195.814 MeV	248.087 MeV	199.053 AMeV
中性子	194.170 MeV	246.443 MeV	—
F7 前	0.56762	0.61604	0.61030
標的中心	0.56159	0.61185	0.56654
中性子	0.55964	0.61025	—
TOF SBT-TGT	13.49 ns	12.40 ns	12.60 ns

表 4.1.3 F7 以降での入射粒子と中性子のエネルギー。“F7 前”は F7 に入る前の値を表し、D5 と D6 の磁場より決定した磁気高度の値の平均より求めた。“中性子”は <sup>7</sup>Li(*p, n*)<sup>7</sup>Be(g.s.+0.43 MeV) 反応によってゼロ度に散乱される中性子のエネルギーを表す。“標的中心”は標的中心における二次ビームのエネルギーを表す。F7 から標的までの物質の厚みは 866 mg/cm<sup>2</sup> である A.6。

#### 4.1.2 <sup>7</sup>Li(*p, n*)<sup>7</sup>Be(g.s.+0.43 MeV) 反応の断面積

<sup>7</sup>Li(*p, n*)<sup>7</sup>Be(g.s.+0.43 MeV) 反応の断面積や角度分布は Taddeucci 氏らにより 80-795 MeV まで詳細に調べられている [63]。ゼロ度における反応断面積はエネルギーによらず約 26 mb/sr となる。一方断面積の角度分布は運動量移行 *q* が小さい領域において、

$$\sigma(q) = \sigma_0 \exp\left(-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right) \quad (4.1.1)$$

という関係を満たす。 $\sigma_0$  はゼロ度における断面積、 $\langle r^2 \rangle$  は平均二乗半径を表す。 $\langle r^2 \rangle$  はパラメータとして実験的に  $q < 0.5$  の領域のフィッティングから求められている。本研究では  $\sigma_0 = 26.0 \text{ mb/sr}$ 、 $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.3 \text{ fm}^2$  に固定して解析を行った。実験室系でのゼロ度の断面積は入射エネルギーが 200 MeV のときは 35.6 mb/sr、250 MeV のときは 36.0 mb/sr となる。 $\sigma_0$  の値は 3%(1 $\sigma$ ) 程度の誤差を含んでいる。 $\langle r^2 \rangle / 3$  の値は 5.0-5.8 fm<sup>2</sup> 程度になる可能性があるが、 $\pm 40 \text{ mrad}$  までの断面積の総和は 0.9% しか変化しないため、本論文での議論においてその誤差は無視できる。運動量移行は入射中性子と出射陽子の運動量の差として計算を行った。

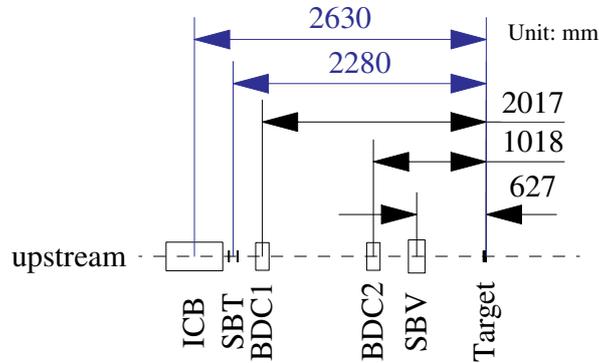


図 4.1.2 二次ビーム測定系の位置関係。青字で示す標的-SBT 間と標的 ICB 間の距離は 1 cm 程度の誤差を含んでいる。BPC は F5 に、F7 plastic は F7 に設置されている。F7-SBT 間の距離は 37.22(1) m である。

### 4.1.3 二次ビーム測定系

二次ビーム測定系は上流から BPC(MWPC)、F7 plastic(プラスチックシンチレータ、F7 に設置されている)、ICB(イオンチェンバー)、SBT(プラスチックシンチレータ)、BDC1/2 ドリフトチェンバー)、SBV(穴空きのプラスチックシンチレータ) により構成される。それぞれのビーム軸方向の位置関係を図 4.1.2 に示す。

#### 4.1.3.1 BPC

BPC はワイヤーを垂直方向に 64 本 4 mm 間隔で並べた構造を持つ MWPC で、荷電粒子の水平方向の位置を検出することができる。二次ビームの磁気硬度は F5 でのビームの位置から求めるように設計されている。これは BPC や PPAC、Plastic などを用いて測定することが想定されているが、本実験では BPC が  $^{14}\text{Be}$  のランではインストールされているものの、それ以外では F5 に PPAC が設置されているのみで、基本的には F5 でのビームの位置は解析には使用しないようなセットアップになっている。本実験で解析する核種は質量数が軽く、F5 に設置されているスリットにより十分に磁気硬度が選択されているため、F7-F13 間の TOF と SBT でのエネルギーロスにより粒子識別を行った。

#### 4.1.3.2 F7 plastic

F7 plastic とは F7 に設置した厚さ 3 mm のプラスチックシンチレータを指す。二次ビームの運動量の測定や粒子識別のために F7-F13 間での飛行時間が必要であり、この計測のために使用する。また、発光量の情報を荷電粒子の電荷を決定するために使用する場合がある。

#### 4.1.3.3 ICB

ICB は 21 層の薄膜電極を持つイオンチェンバーで、二次ビームのエネルギーロスから電荷を決定することができる。プラスチックに比較して良い線形性と高い分解能が得られるが、イオンの移動を伴うためレート耐性は高くない。本実験では ICB は使用せず後述する SBT を用いて二次ビームの電荷を決定する。

#### 4.1.3.4 SBT

SBT は標的の上流 2 m 程度の位置に設置された厚さ 1 mm のプラスチックシンチレータを使った検出器二組の総称である。F7-F13 間での飛行時間の計測にも使用するが、レートが高いビームのエネルギーロスの測定や標的位置での時間の導出にも使用する。本実験では二次ビームの電荷は SBT を用いて決定した。

#### 4.1.3.5 BDC1/2

BDC1/2 は水平方向と垂直方向にそれぞれ 16 本のアノードワイヤーが 5 mm 間隔で 4 層ずつ張られたドリフトチェンバーである。BDC1 は標的から約 2 m 上流、BDC2 は約 1 m 上流に設置されている。標的での位置と角度を測定するために用いられる。

#### 4.1.3.6 SBV

SBV はビームの通過する位置に  $\phi 25$  mm の穴が開いたプラスチックシンチレータで、SBV に信号が観測された場合にトリガーの生成を抑止 (VETO) することでビームの像を穴の形状で定義できる。SBV は標的の 70 cm 上流に設置されている。陽子ビームによる大強度ビームのランでは BDC を使用できないため、標的に当たるビームを SBV により選択するために使用した。これ以外にも、トリガーレートが高い場合に標的に当たったイベントのみを選択する目的でも使用した。

### 4.1.4 $\gamma$ 線検出器

二次標的に入射後、フラグメントが励起状態だった場合に ps のオーダーで  $\gamma$  線を放出して脱励起する。この  $\gamma$  線を捉えるために NaI(Tl) シンチレータアレイ (DALI2) が二次標的の周囲に配置されている。インビームの  $\gamma$  線の測定のためにはドップラー補正が必要で、DALI2 はモジュールの位置から放出角を決定できるようになっている。本実験ではフラグメントが励起状態に行く割合などを決定するために使用したが、本研究ではまだ解析を行っていない。

### 4.1.5 超伝導双極子磁石 (SAMURAI マグネット)

荷電粒子は SAMURAI マグネットにより曲げられ、粒子識別や運動量の測定が可能になる。また、中性子は磁場によって曲げられないため、中性子は前方へ飛行する。SAMURAI マグネットの詳細は第 1 章で述べた。本実験では荷電粒子の垂直方向の開口は  $\pm 20$  cm に制限されている。SAMURAI マグネットの磁場だが、解析を行ったランはいずれも 3.0 T である。

### 4.1.6 荷電粒子測定系

#### 4.1.6.1 FDC1/2

FDC1 は垂直方向と鉛直方向の軸から  $\pm 30$  度方向にそれぞれ 32 本のアノードワイヤーが 10 mm 間隔、FDC2 は垂直方向と鉛直方向の軸から  $\pm 30$  度方向にそれぞれ 112 本 (内 2 本はダミー) のアノードワイヤーが 20 mm 間隔で張られたドリフトチェンバーで、どちらも鉛直方向は 6 層、 $\pm 30$  度方向は 4 層ずつとなっている。図 1.0.7 に示すように、FDC1 は標的から約 1 m 下流、FDC2 は SAMURAI マグネットの荷電粒子の出口窓から約 1 m 上流に設置されている。FDC1 はフラグメントの散乱角を測定するために用いられ、FDC1 と FDC2 を組み合わせることでフラグメントの運動量の測定を行う。また、後述する HODF と組み合わせることで TOF とエネルギーロス、磁気硬度を求め、粒子識別を行う。

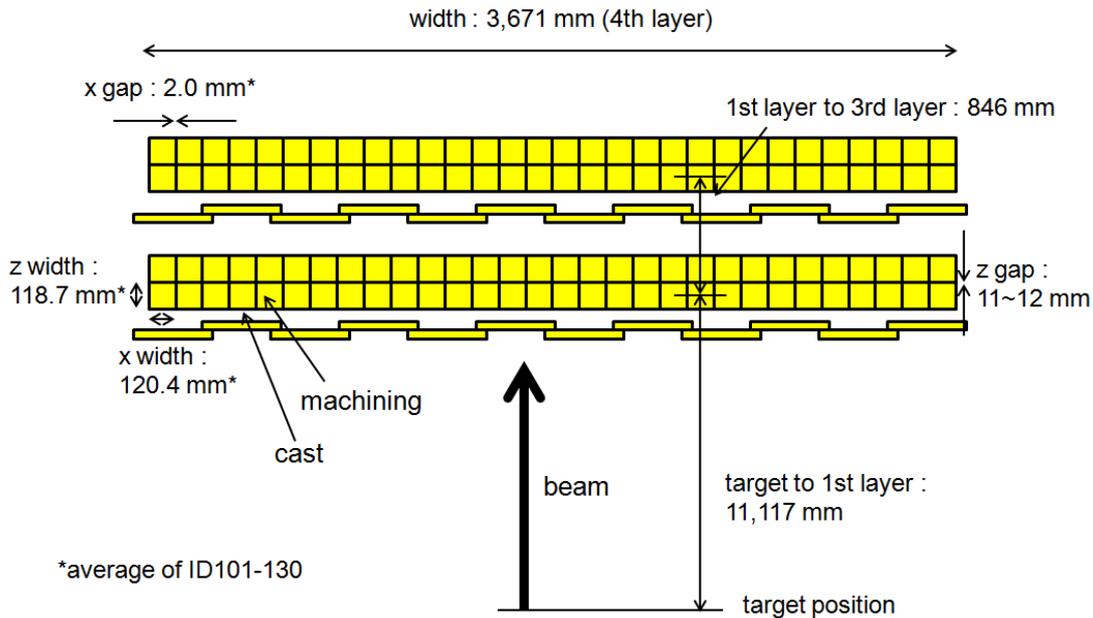


図 4.1.3 NEBULA のモジュールの位置関係。

#### 4.1.6.2 HODF

HODF はフラグメント測定用のプラスチックシンチレータを用いたホドスコープで、1200 mm(V)×100 mm(H)×10 mm(T) のプラスチックシンチレータが 16 本水平方向に並べられている。フラグメントの電荷と飛行時間を決定することができ、上述の FDC と組み合わせることで粒子識別を行う。

#### 4.1.7 中性子検出器

中性子は中性子検出器 NEBULA により測定する。NEBULA の仕様は 2.4.1 小節に示した通りである。NEBULA のモジュールの位置関係を図 4.1.3 に示す。本実験では NEBULA の中心の位置がビームから見て左に 12 cm、ビーム軸方向の位置が一層目の中心で 11.117 m となっている。スレッシュホールドは特に断らない限り 6 MeVee とした。

NEBULA の各モジュールの ID(識別番号) を図 4.1.4 に示す。モジュールの上下に接続された PMT や回路を識別する場合は ID の後ろに U (上の場合)、D (下の場合) をつけて表記する。例えば、ID 101 の上側に接続された PMT の情報について言及する場合は、“101U” と表記する。解析の都合上 ID とは別に通し番号を使用する場合がある。この換算は NEUT の ID 101-130 を 1-30、201-230 を 31-60、301-330 を 61-90、401-430 を 91-120、VETO の ID 101-112 を 121-132、201-212 を 133-144 とする。

#### 4.1.8 トリガー

本解析では、DSB (Down Scale Beam) トリガーと  $DSB \cup \text{Beam} \cap \text{NEBULA}$  トリガーを使用した。“Beam”とは標的上流の検出器のみでデータ取得に妥当と判断したイベントのことで、 $SBT1 \cap SBT2 \cap \overline{SBV}$  (SBT1、SBT2、SBV はそれぞれの検出器で信号が観測されたことを表す) という論理を用いている。“DSB”とは Beam が設定値の倍数個の係数されたイベントのときに真となるトリガーである。“NEBULA”とは NEBULA で信号が観測されたときに真となることを表す。NEBULA の較正や性能評価では  $DSB \cup \text{Beam} \cap \text{NEBULA}$  トリガーのイベントを使用した。DSB

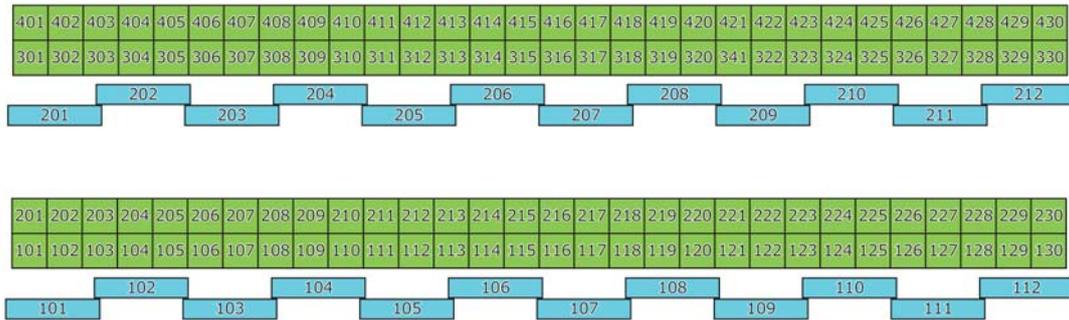


図 4.1.4 NEBULA の ID (識別番号)。本図は NEBULA を俯瞰した図となっている。緑色部分が NEUT、青色部分が VETO である。モジュールの上下に接続された PMT や回路を識別する場合は ID の後ろに U (上の場合)、D (下の場合) をつけて表記する。例えば、ID101 の上側に接続された PMT の情報について言及する場合は、"101U" と表記する。

トリガーは二次ビームの性質を解析したり、二次ビームの数、デッドタイムを測定するのに用いた。

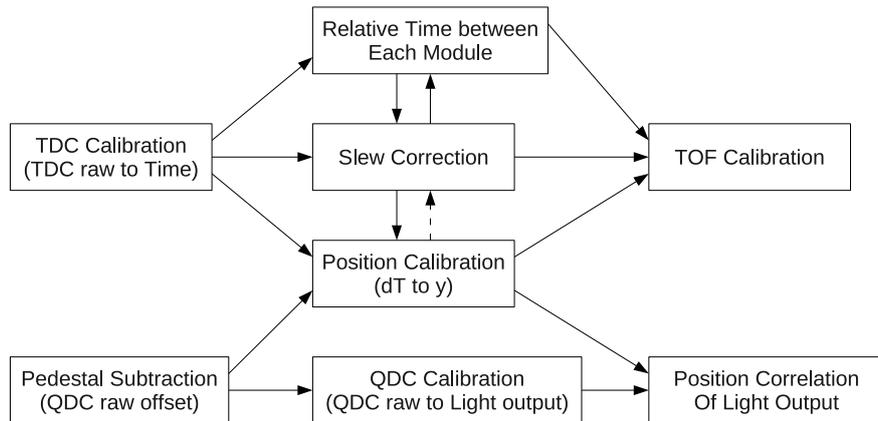


図 4.2.1 中性子検出器の較正の相関図。矢印の先の項目を求めるためには出発点の項目が決まっている必要がある。ただし、破線の矢印はその依存関係があまり強くないことをあらわす。

## 4.2 較正

本節では中性子検出器 NEBULA の較正について述べる。較正には加速器実験 (オンライン) で取得した  $\text{Cu}(^{15}\text{C}, \gamma)$  により得られる  $\gamma$  線と  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$  により得られる準単色中性子によるデータ、加速器を用いない実験 (オフライン) で取得した宇宙線と Am-Be 線源による 4.44 MeV の  $\gamma$  線によるデータを用いた。準単色中性子のエネルギーは 200 MeV と 250 MeV の二つを取得したが、本節では 200 MeV のランを使用した。オフラインのデータは実験の前後で取得しており、それらの比較も行った。

中性子検出器により中性子の運動量を測定するための較正として、

1. TDC の較正
2. QDC のペDESTAL の除去
3. 飛行時間補正
4. モジュール間の相対的な時間較正
5. スルー補正
6. 位置較正
7. 絶対的な時間較正
8. 発光量の較正

を行う必要がある。これらの項目の相関を図 4.2.1 に示す。この相関図より、先に単独で求めることができる「時間原点の決定」と「TDC の較正」、「QDC のペDESTAL の除去」、を行う。「飛行時間補正」と「モジュール間の相対的な時間較正」、「スルー補正」、「位置較正」は相互に依存するため、アイテレーションが必要となる。「飛行時間補正」は解析の都度再計算するため、特にアイテレーションを意識する必要はない。その他については、実際の解析ではそれぞれについて適当な結果を得た後、「スルー補正」、「位置較正」、「モジュール間の相対的な時間較正」の順に最後の較正を行い、アイテレーションを打ちきる。「モジュール間の相対的な時間較正」がアイテレーションに含まれる理由だが、本実験で得られた準単色中性子の統計が少ないため、検出器全体のイベントを合算して全モジュール共通のスルーパラメータを精度良く求める方が結果的に良い時間分解能が得られるからである。なお、「スルー補正」は発光量に依存すると思われることがあるが、実際にはシグナルの波高に依存しており、「発光量の較正」は必要としないため、「発光量

の較正」は最後に行えば良い。ただし、バックグラウンドのカットのためにあらかじめラフな較正を行ってある。

#### 4.2.1 ビームの定義

本節の較正においては検出効率などの計数が関係する量を較正するわけでは無いため、ビームの定義はあまり重要ではない。ハードウェアによるビームの定義は  $SBT1 \times SBT2 \times SBV$  となっている。ソフトウェアによる定義は当初何も行っていなかったが、後に SBT でパイルアップしているイベントは TOF が 300 ps 程ずれていることがわかった。このパイルアップの様子を図 4.2.2 に示す。SBT の発光量は SBT1 の発光量と SBT2 の発光量の平均により求めており、SBT1 と SBT2 の発光量は中性子検出器と同様、左右の PMT の発光量の相乗平均により求めている。図 4.2.2 の上段の図より、SBT の発光量がちょうど二倍程度になっているところでは TOF が 300 ps 程度ずれていることがわかる。この原因はパイルアップしているイベントに対するスルー補正が適切でないことに由来する。パイルアップしているイベントは QDC のゲートが開いている間に独立な二つのイベントに由来する信号が積分されることにより測定値が大きくなっている。このため、パイルアップしたイベントの測定値は信号の波高を表しているわけではないため、パイルアップしていないイベントと同じようにスルー補正をすると、スルーの過小評価をしてしまう。実際、スルーのパラメータは SBT1 が左右とも  $-28.6 \text{ ns} \cdot \text{ch}^{1/2}$ 、SBT2 は  $-26.7 \text{ ns} \cdot \text{ch}^{1/2}$  という値を使用しており、これから計算すると SBT の発光量が 200 ch と 400 ch のときで 500 ps ほど補正量が変わってしまう。パイルアップしているイベントのみを切り出すことは難しいため、準単色中性子の場合には 400 ch 付近のピークに対してガウシアンでフィットし、ピークより  $-2\sigma$  より上はカットした。 $\gamma$  線の場合はパイルアップしていないイベントのピークを中心に  $\pm 2\sigma$  をアクセプトした。SBT の発光量のカットの適応前後の飛行時間分解能を評価することにより、パイルアップしているイベントによる飛行時間分解能への寄与は 170 ps 程度 ( $1\sigma$ ) であった。

上記の発光量のカットに加えて、SBT1 と SBT2 の時間差に対してもカットをかけた。SBT1 と SBT2 は空間的に近いとその時間差は本来一定になるべきである。しかし図 4.2.3 に示すようにテール成分が多く見られるため、これらのイベントをカットした。SBT の時間平均に対してカットをかけてしまうとトリガーのタイミングが Beam のタイミングで決まっていなかったイベントを落してしまうため、これは行わなかった。

以上の SBT に対するカットをかけたときのビームの数は 78.56% まで減少した。本節で述べる較正結果は特筆しない限り全て図 4.2.2 に示すソフトウェアによるビームの定義をする前の結果である。上記の SBT のカットを行った上で再度較正を行うと性能が改善されることが期待されるが、現状の較正で期待されていた性能程度が得られているため、再度較正は行っていない。

#### 4.2.2 TDC の較正

TDC には CAEN 社の V775 を使用しており、分配されたトリガーをコモンスタートに、各検出器からのシグナルを個別のストップとして使用している。TDC はスタートとストップの間の時間差を計測することができ、フルケール約 250 ns を 4096 ch に分割して記録している。

TDC のチャンネルと時間の関係を TDC キャリブレーションにより較正した。TDC キャリブレーションによって得られたスペクトルの例を図 4.2.4 に示す。左図は正常な場合 (VETO202U) を示しており、等間隔に時間分解能 0.6 ch ( $1\sigma$ 、40 ps 相当) 程度のパルスが見られる。一方、右図は異常な場合 (VETO203U) を示しており、時間分解能が 3000 ch で 1.0 ch ( $1\sigma$ 、65 ps 相当) と測定値が TDC の上位のチャンネルであるほど正常な場合の時間分解能より徐々に悪くなるという現象が見られる。後述する様に残差分布にも系統的な違いが見られるが、VETO 用の TDC であることと測定に影響が得るほど分解能が低下していないことからこの問題に特別な対処はしなかった。

図 4.2.5 に示したスペクトルに対して、個々のピークをガウシアンでフィットすることでいくつかのチャンネルと時間間隔の関係を得る。この測定点について、300 ch から 3600 ch の範囲の中でチャンネルと時間の関係が線形と仮定

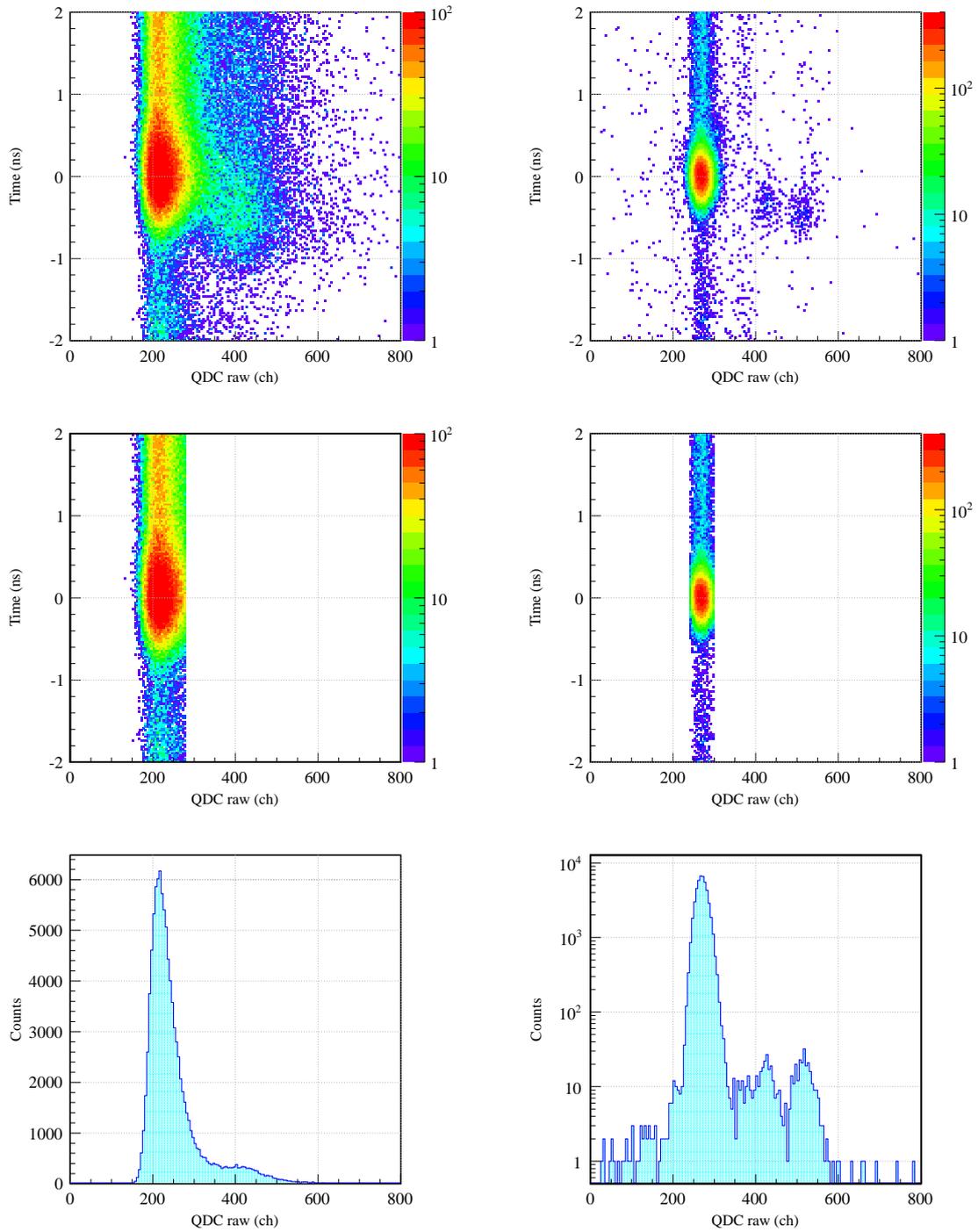


図 4.2.2 SBT のパイルアップによる NEBULA の飛行時間のシフト。SBT-NEBULA 間の TOF 対 SBT の発光量 (SBT1 の発光量と SBT2 の発光量の平均) を示す。(左列) 200 MeV の準単色中性子のラン。(右列)  $\gamma$  線のラン。(上段) 相関に対してカットをかける前。(中段) 相関に対してカットをかけた後。(下段) 上段の結果の内、y 軸の値が-1 から 1 までの範囲のイベントを x 軸へ投影した分布。SBT の発光量がちょうど二倍程度になっているところでは TOF が 300 ps 程度ずれている。

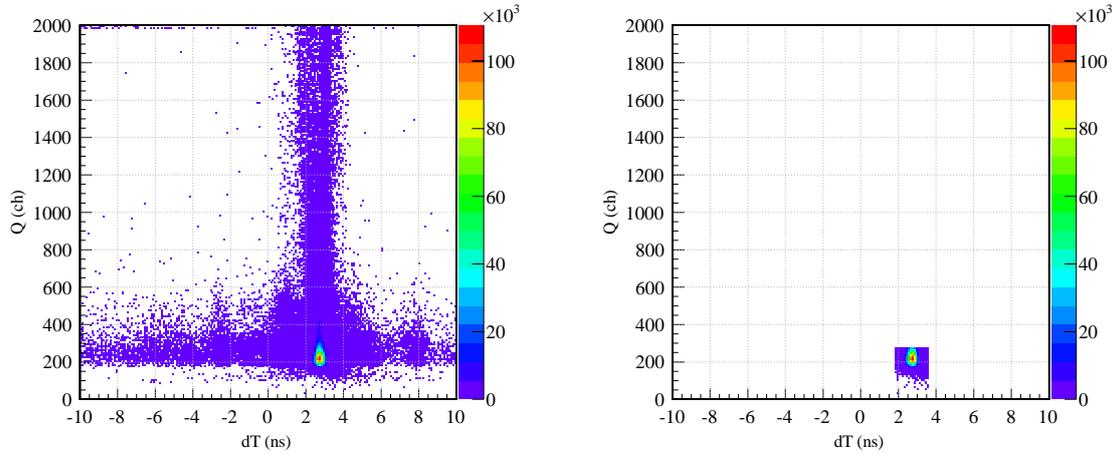


図 4.2.3 SBT の時間差と発光量のカット。(左) cut 前。(右) cut 後。

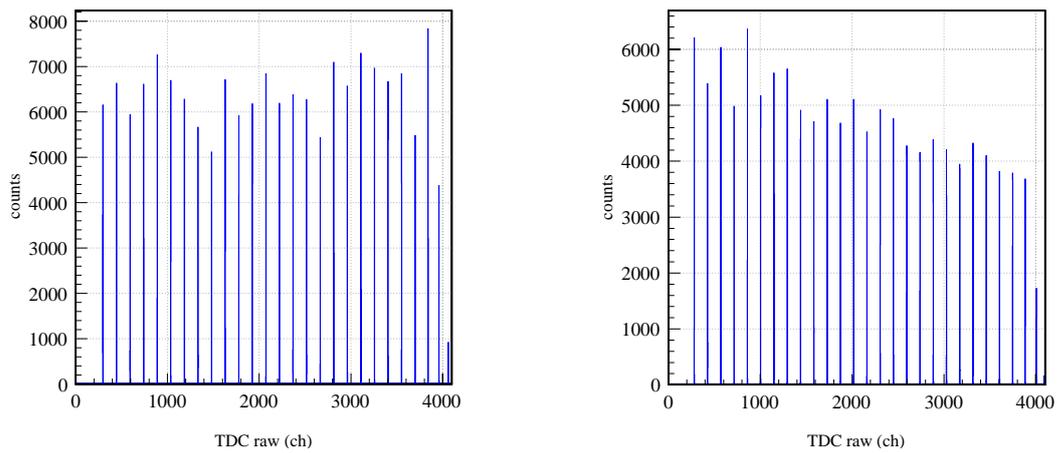


図 4.2.4 TDC キャリブレーションにより得られる分布。TDC キャリブレーションの周期は 20 ns である。(左) 正常な場合 (VE TO202U)。(右) 異常な場合 (VE TO203U)。測定値が TDC の上位のチャンネルであるほど正常な場合の時間分解能より徐々に悪くなるという現象が見られる。この異常が見られたチャンネルは後述する図 4.2.5 中の赤線に対応する。

してフィットを行った。288 チャンネル全ての結果の平均は 0.0665 ns/ch、RMS は 0.0016 ns/ch となった。小さなチャンネルと大きなチャンネルをフィットから除外したのは、後述する残差の議論からそれらの領域では無視できないほど非線形となるが、実験で得られるデータは 2000 ch 付近に集まっており重要でないからである。TDC の較正の結果は 64 ps/ch 程度となり、設定値である 60 ps/ch と一致している。フィットの誤差は  $\pm 0.023\%$  程度であり、中心値の揺らぎはフルスケール (250 ns) で  $\pm 60$  ps 程度となった。

続いて、TDC の較正を行ったときのコミッションング実験時と後の 2012 年 5 月に行われた同様のセットアップの実験 (Dayone 実験) 時の残差曲線を図 4.2.5 に示す。図から明らかなように、コミッションング実験と Dayone 実験のどちらも 300 ch 以下と 3600 ch 以上では系統的に非線形となっている一方、中間のチャンネルでは十分に線形性が確保されていることが確認できる。コミッションング実験時では残差曲線が 1500 ch や 2000 ch 付近で 100 ps 程度ずれ

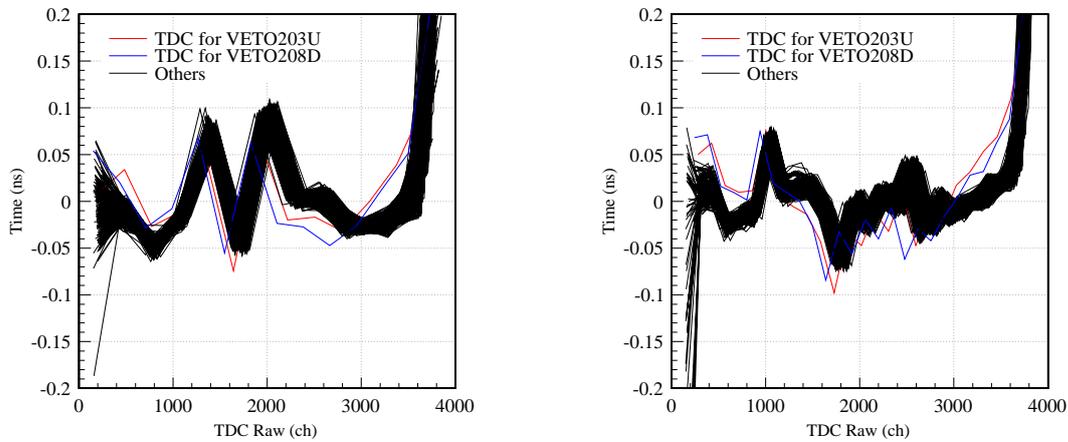


図 4.2.5 TDC の較正を行った後の残差曲線。残差とは TDC キャリブレーションにより得られたチャンネルと時間間隔の関係の離散的な測定点とそれらのフィットで得られた線形式との差である。(左) 2012 年 3 月に行ったコミッション実験時の残差曲線。(右) 2012 年 5 月に行った同様のセットアップの実験 (Dayone 実験) 時の残差曲線。赤と青の線は典型的な残差曲線とは違った振る舞いを示しているものを強調している。

ているが、これら局所的な変動が全ての ch で共通に見えることと、同じセットアップの dayone では異なる ch で同様の局所的な変動が見られることから、入力波そのものにジッターが乗っていると考えられる。この仮定の下に、TDC の較正を行った後の真の残差は残差曲線の集合の y 軸方向の幅で評価でき、大きくても 50 ps 程度と考えられる。

NEBULA の時間分解能は  $\gamma$  線に対して 100 ps 程度、中性子に対して 250 ps 程度であり、上記で議論したフィットの誤差による中心値の揺らぎと残差は十分無視できるため、以下では TDC の較正による誤差は無いものとして議論を進める。

### 4.2.3 QDC のペDESTAL の除去

QDC には CAEN 社の V792 を使用しており、分配されたトリガーにより生成した 400 ns のゲート信号を入力した。QDC は波形の積分を行うモジュールである。理想的には入力がなければ積分値はゼロだが、通常入力 GND に対して完全に 0 V ではない。このため無信号時でも有意な測定値が観測され、これをペDESTAL と呼ぶ。無信号時にデータを取得することでペDESTAL を測定し、ガウシアンでフィットしたときの中心値をペDESTAL とした。ペDESTAL の幅が一番細いチャンネルと太いチャンネルの無信号時の QDC のスペクトルを図 4.2.6 に示す。ペDESTAL の幅はチャンネルによってばらつきがあり、さらにいくつかのチャンネルでは図 4.2.6(b) の様にピークが二つ以上見られる。この原因は HV に由来しているという事実以上のことは分かっていない。ペDESTAL の広がりやエネルギー分解能に影響し、間接的に検出効率やスルー補正に影響する。しかし、その影響は小さいと考え、以降の議論にペDESTAL の影響は考慮していない。

本実験では実験前と実験後にペDESTAL を測定している。実験後のペDESTAL を基準としたときの実験前後の各チャンネルの無信号時の QDC のスペクトルを図 4.2.7 に示す。実験前後での変動は全体的に実験前の方が小さい傾向にあり、変動の絶対値が最大のもは ID 137(VETO) で -8.8ch (-330keV)、NEUT のうち最大のもは ID 43 で -4.9ch (-180keV) の変動である。NEUT のみのヒストグラムの総和の中心値はモジュール上側に接続された QDC で -3.3ch (-120keV)、下側では -3.1ch (-110keV) ずれている。後述する式 4.3.4 の結果より、スレッシュホールドを 6 MeV としたときのペDESTAL の変動による検出効率の変化は 0.3 % 以下となる。これは  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43\text{ MeV})$  反応の既知の断面積の誤差 (3% 程度) より十分に小さいため、本論文の解析では実験後のペDESTAL を採用して解析を

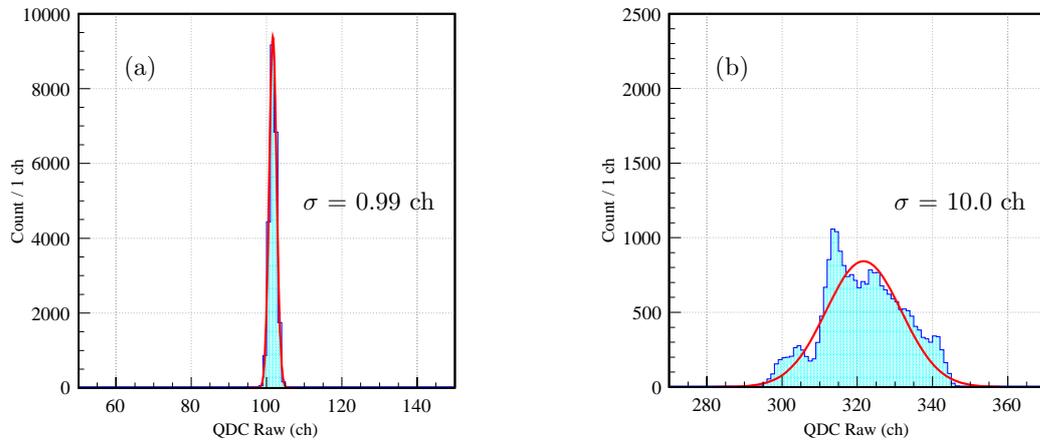


図 4.2.6 無信号時の QDC のスペクトル。(a) ペDESTAL が一番細いチャンネル。(b) ペDESTAL が一番太いチャンネル。いくつかの ch では右図のようにピークが二つ以上あるが、この原因が HV モジュール (SY1527LC (CAEN)) に由来しているという以上の事実は分かっていない。

行った。実験後を採用したのは、実験前に取ったデータは実験直前に取ったわけではなく、全ての機器が正常につながれていなかった可能性があり、対して実験後に取ったデータはまさに実験直後に取ったデータであり、実験中のペDESTAL をより反映していると考えられるからである。

#### 4.2.4 飛行時間補正

$\text{Cu}(^{15}\text{C}, \gamma)$  により得られる  $\gamma$  線や  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  により得られる準単色中性子は観測される位置により飛行時間が異なる。モジュール間の相対的な時間較正とスルー補正、絶対的な時間較正を行うときは、観測される位置による飛行時間の違いを含めて飛行時間を差引いた上で解析を行う。これを行うことでスペクトルが常に 0 ns に集まるようになり、処理の自動化が容易になるだけでなく、全てのモジュールを同時に扱うことができるため、統計量を飛躍的に増やすことができ、不要なイベントを除去する場合も一律に処理することができる。スルー補正を行うときは定数となるべき時間の発光量依存性を評価する必要があり、観測される位置による飛行時間の補正は必須となる。

モジュールで観測した位置とターゲットの位置間の距離 (飛行距離) を粒子の速度  $\beta$  で割れば計算上の飛行時間が求まる。これを観測時間から差し引くことで、

$$(\text{飛行時間補正後の観測時間}) = (\text{観測時間}) - \frac{(\text{飛行距離})}{(\text{速度})} + C \quad (4.2.1)$$

と、飛行時間補正後の観測時間が得られる。モジュール間の相対的な時間較正は飛行時間補正後の観測時間がゼロに集まるように定数  $C$  をモジュールごとに決定することで行える。

$\gamma$  線の場合だが、 $\gamma$  線はエネルギーに依らず  $\beta = 1$  なので、式 4.2.1 を適応するだけである。

$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  によって得られる準単色中性子の場合だが、この反応で得られる中性子のエネルギーは散乱角に依存する。実験室系の散乱角を入力として重心系での散乱角を求め、運動量とエネルギーの保存則から中性子のエネルギーを求めることができる (A.8 節)。解析では計算時間の短縮のために、実験室系の散乱角と中性子の速度の関係  $\beta(\theta)$  を、

$$\beta(\theta) = \beta_0(a \cos(b\theta) + c + d\theta^2); \quad (4.2.2)$$

という式で近似して使用した。 $\beta_0$  はゼロ度散乱したときの中性子の速度、 $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$  はそれぞれ経験的なパラメータ

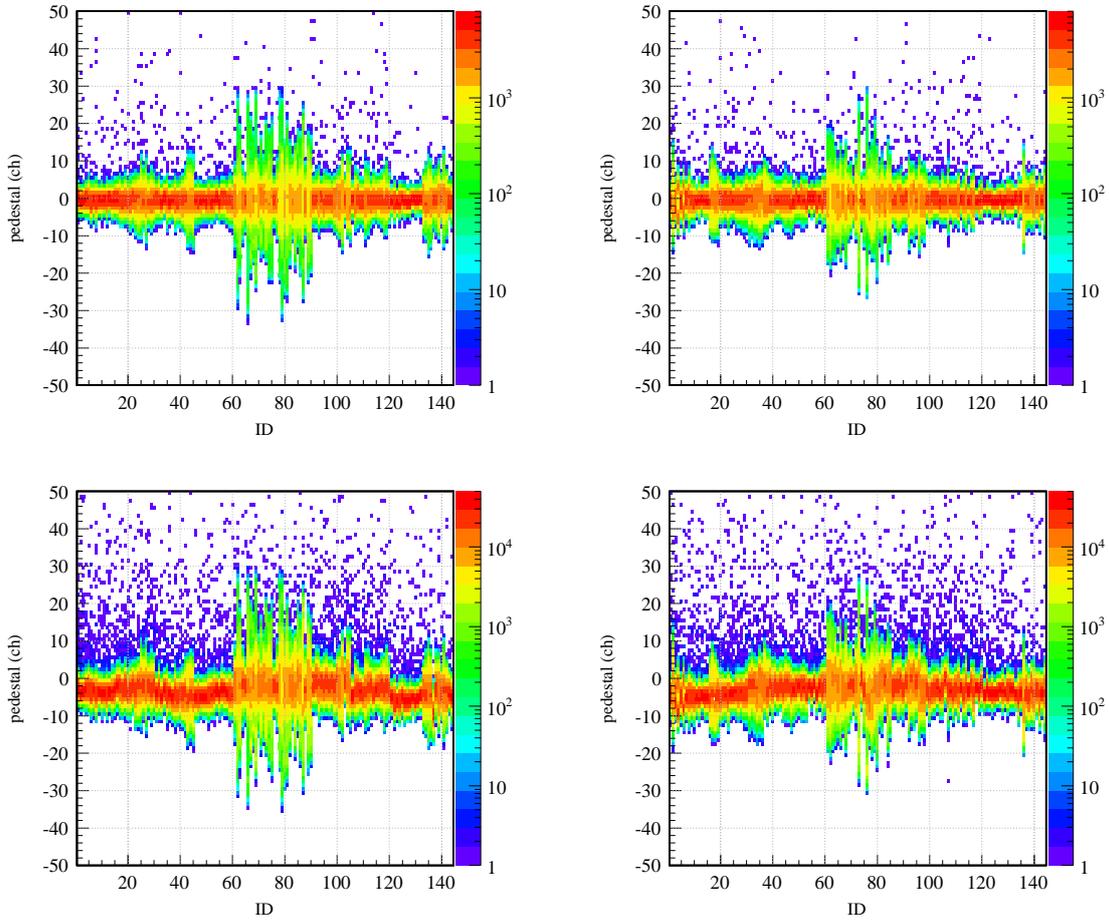


図 4.2.7 実験前後の各チャンネルのペダスタルの分布。実験後のペダスタルを基準としている。(上段) 左 (右) 図: 実験後のモジュール上 (下) 側の信号が接続されている QDC のペダスタル。(下段) 左 (右) 図: 実験前のモジュール上 (下) 側の信号が接続されている QDC のペダスタル。実験前後で最大 10 ch 程度変動している。

中性子のエネルギー	$\beta_0$	a	b	c	d
194.158 MeV	0.55980	0.297597	0.857825	0.702498	0.0486969
246.437 MeV	0.61042	0.297542	0.854344	0.70258	0.0501803

表 4.2.1 実験室系の散乱角と中性子の速度の関係のパラメータ。実験室系の散乱角と中性子の速度の関係は式 4.2.2 で近似し、式中のパラメータの値を示す。 $\beta_0$  はゼロ度散乱したときの中性子の速度、a、b、c、d はそれぞれ経験的なパラメータである。

である。なお、 $a + c = 1$  という条件をかけるべきだが、本論文の解析では個別のパラメータとして扱った (もともと、フィットの結果得られた a と c の和はほぼ 1 となった)。それぞれのパラメータの結果を表 4.2.1 に示す。

### 4.2.5 モジュール間の相対的な時間較正

モジュール間の相対的な時間較正は上記の飛行時間補正と同様の目的で行う。式 4.2.1 の飛行時間補正後の観測時間がゼロに集まるように定数  $C$  をモジュールごとに決定することで較正する。このモジュール間の相対的な時間は中性子検出器に使用している PMT やケーブルを変えない限り同じになるため、解析が容易な  $\gamma$  線の飛行時間を使用して定数  $C$  を求めた。なお、 $\gamma$  線によるシグナルの発光量が大きいつき、 $\gamma$  線がモジュールを長い距離通過するためにモジュールの手前をで反応したイベントを選択的に選んでいることになり、飛行時間が短くなってしまふ (A.4 節)。このため、発光量が 100 ch (~3.6 MeVee) から 600 ch (~22 MeVee) までのイベントを使って中心値を求め、これがゼロになるようにした。

### 4.2.6 スルー補正

スルーとは、PMT からのシグナルの波高によってディスクリミネータの閾値を超えるタイミングが変わることによるタイミングのずれのことである (A.7 節)。スルーは荷電粒子の入射位置での発光量ではなく、シグナルの波高そのものに依存するため、発光量の較正を行う前の QDC で得られるデータそのものに対して補正を行う。本来はモジュールごとにスルーパラメータを求めるべきだが、実際に解析すると統計的なふらつきが大きだけでなく、モジュール個々に特有のスルー以外の発光量依存性も補正してしまう可能性があるため、各モジュールのイベントを合算して得られるスペクトルに対して一律にスルーパラメータも求める。また、 $\gamma$  線と中性子、宇宙線に対するスルーパラメータは経験的に異なるため、個別に求め、比較を行う。準単色中性子のデータからスルーを求める場合は S/N を上げるために  $x$  と  $y$  の位置共に  $\pm 48$  cm (NEUT8 本分) で観測されたイベントのみに制限した。

#### 4.2.6.1 スルー

通常、電荷に対するスルーの関係式は、波形の立ち上がりを二次関数と仮定すると、

$$T' = T + C_0 + \frac{C_1}{\sqrt{A}} \quad (4.2.3)$$

となるが、中性子検出器の場合はダイナミックレンジが広く、この式で全領域のスルーを説明することはできない。一方、経験的に、

$$T' = T + C_0 + C_1 \log A \quad (4.2.4)$$

という関係式の方が広いレンジでの合いが良いことが図 4.2.8 より定性的に理解できる。この場合の波形の立ち上がりは指数関数を仮定していることになる。二次関数を仮定した場合低エネルギーと中エネルギー領域で良い線形性が得られているが、高エネルギーで傾きが大きく変わってしまっている。一方、指数関数を仮定した場合は中エネルギーと高エネルギーで線形となっており、低エネルギーでは緩やかな曲線を描いている。どちらを想定した場合でも線形とはならないが、指数関数を仮定した場合の方が統計量の多いエネルギーレンジで線形となっており、且つ全領域で緩やかな変化となっている。上記の結果から、指数関数を仮定した上で高次の補正項を追加し、

$$T' = T + C_0 + C_1 \log A + C_2 \log^2 A + C_3 \log^3 A \quad (4.2.5)$$

という関係式により  $\gamma$  線と中性子のスルーを求めた。

#### 4.2.6.2 スルーパラメータ

スルーパラメータの導出は、上下の PMT の発光量 (ch) の相乗平均の対数関数  $\log \sqrt{A_U A_D}$  と飛行時間 TOF の相関に対して、 $x$  軸を 20 等分した上で  $y$  軸に投影し、それぞれについてガウシアンでフィットすることにより各  $x$

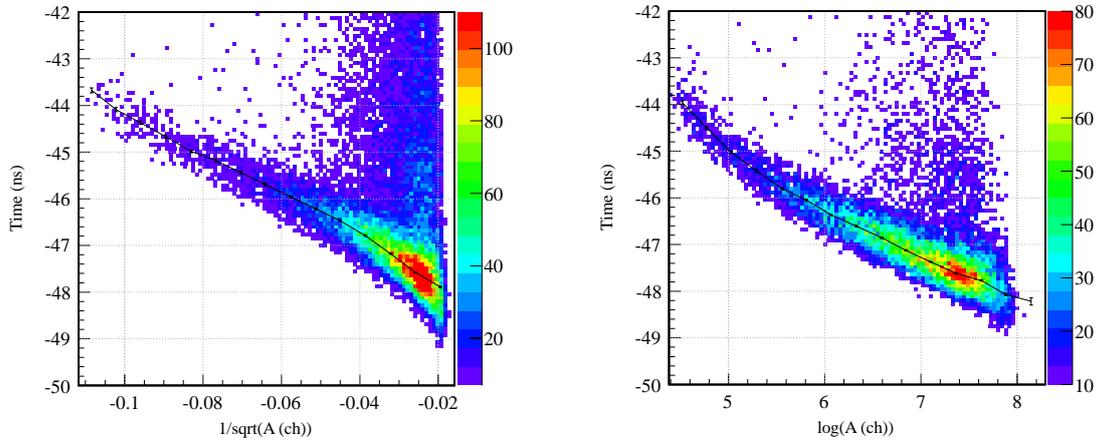


図 4.2.8 波形の立ち上がりの仮定によるスルー補正の違い。(左) 横軸を  $-1/\sqrt{A}$  とした場合、y 軸について反転させているのは右図と比較を容易にするためである。(右) 横軸を  $\log A$  とした場合、右図の方が全領域で良い線形性が得られていることがわかる。

軸の値での  $y$  のピーク値を求め、式 4.2.5 によりフィットを行った。ガウシアンでフィットする際、中性子の場合には時間的に遅い方にテールを引くので、フィットの範囲を  $(-2\sigma, 1\sigma)$  とした。この範囲は経験的に決定したが、特に  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.})$  より 3.423 MeV 下にピークを作る、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$  によるピークを避ける意図がある。 $\gamma$  線の場合はバックグラウンドが少なく、対称なスペクトルのため、フィットの範囲は  $(-2\sigma, 2\sigma)$  とした。上下の発光量の相乗平均の対数と飛行時間の関係は、スルーパラメータを一次としている場合は、

$$\text{TOF} = \frac{T_U + C_U \log A_U + T_D + C_D \log A_D}{2} - T_{\text{offset}} \quad (4.2.6)$$

$$\simeq \frac{T_U + T_D}{2} + C \log \sqrt{A_U A_D} - T_{\text{offset}} \quad (4.2.7)$$

となり、相関図における傾きがそのままスルーパラメータとなる。二行目への計算には  $C_U \simeq C_D = C$  という近似を用いた。しかし、ここでは式 4.2.5 の様に高次の項まで導入しており、二次以上の項に関してはフィット結果が直接スルーパラメータとはならない。そこで、フィットで得られる各項の係数をスルーパラメータとして導入し、飛行時間の発光量依存性が十分小さくなるまで繰り返しスルーパラメータを合算した。その結果、中性子の場合、

$$C_1 = -3.852 \pm 1, C_2 = 0.367 \pm 0.2, C_3 = -0.015 \pm 0.01,$$

となり、 $\gamma$  線の場合は、

$$C_1 = -11.060 \pm 0.7, C_2 = 1.494 \pm 0.1, C_3 = -0.074 \pm 0.006,$$

と求めた。なお、ここで示した誤差は 3 次関数でフィットしたときの誤差であり、単純に誤差の桁でパラメータを丸めることはできない。スルー補正前後のスペクトルを図 4.2.9 に示す。図 4.2.10 にスルー補正後の飛行時間の発光量依存性の中心値と  $\sigma$  を示す。飛行時間分解能は通常光子の数に依存するため、発光量が大きくなると共に飛行時間分解能は改善するはずである。これは  $\gamma$  線の場合は真と考えられるが、中性子の場合にはそもそもの飛行時間分解能が悪く、発光量の変化は影響するはずがない。主な原因は発光量が大きくなるほど荷電粒子がモジュールの手前の方で放出される必要があり、反応位置の不確定性を狭めていることになると考えられる。これにより、中性子の飛行時間分解能が発光量が増加するに連れ分解能が上がっており、 $\gamma$  線の場合もモジュールの位置の不確定性から生じる時間幅 116 ps を上回る時間分解能 (100 ps 程度) が得られていると考えられる。この効果はシミュレーションでも確認できる (A.4 節)。

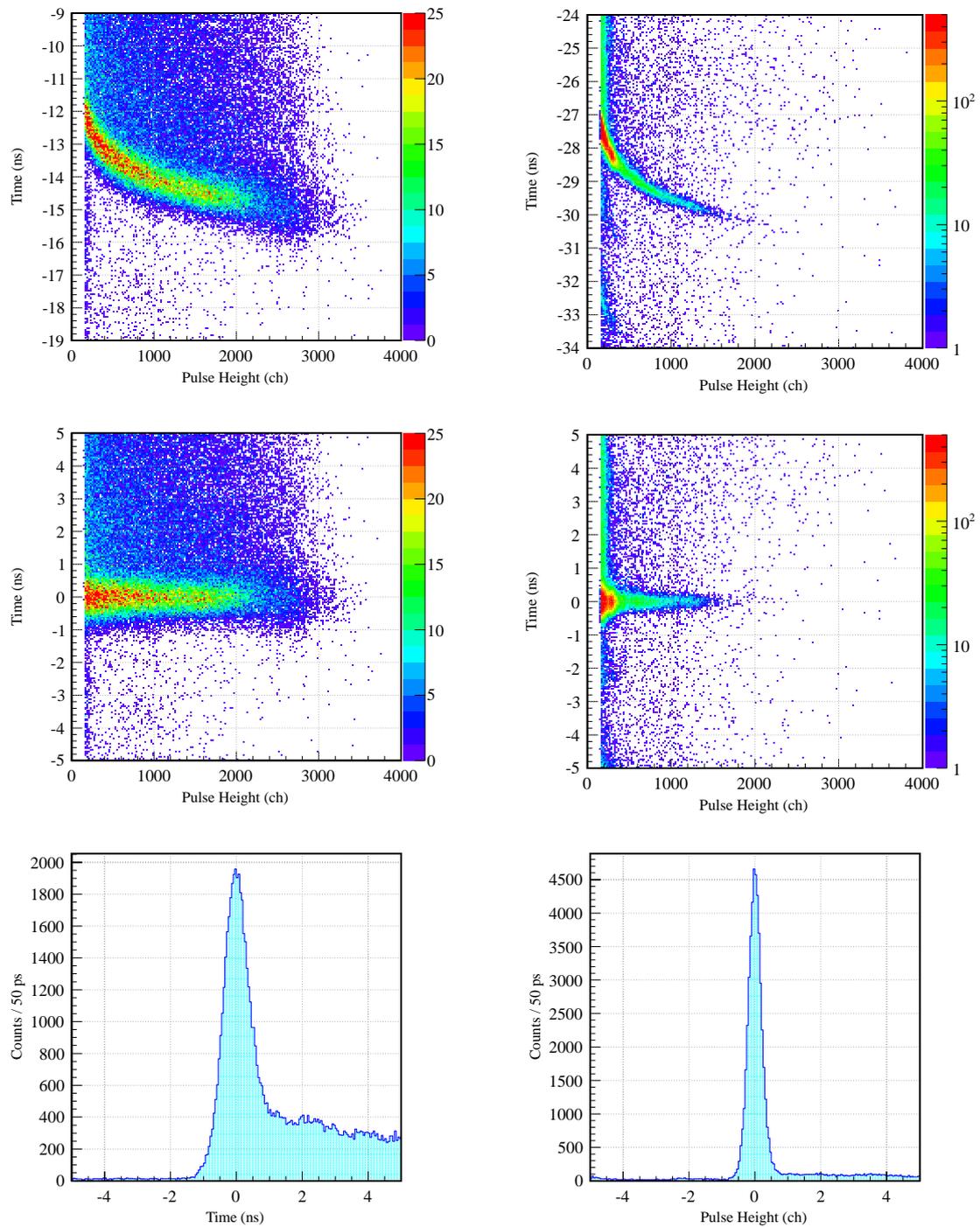


図 4.2.9 スルー補正前後のスペクトルと飛行時間分布。(左列) 中性子に関する相関と分布。(右列)  $\gamma$  線に関する相関と分布。(上段) スルー補正前の発光量と飛行時間の相関。(中段) スルー補正後の発光量と飛行時間の相関。(下段) 中段の相関を y 軸方向に投影した分布。スルー補正により飛行時間の発光量依存性が取れているのがわかる。

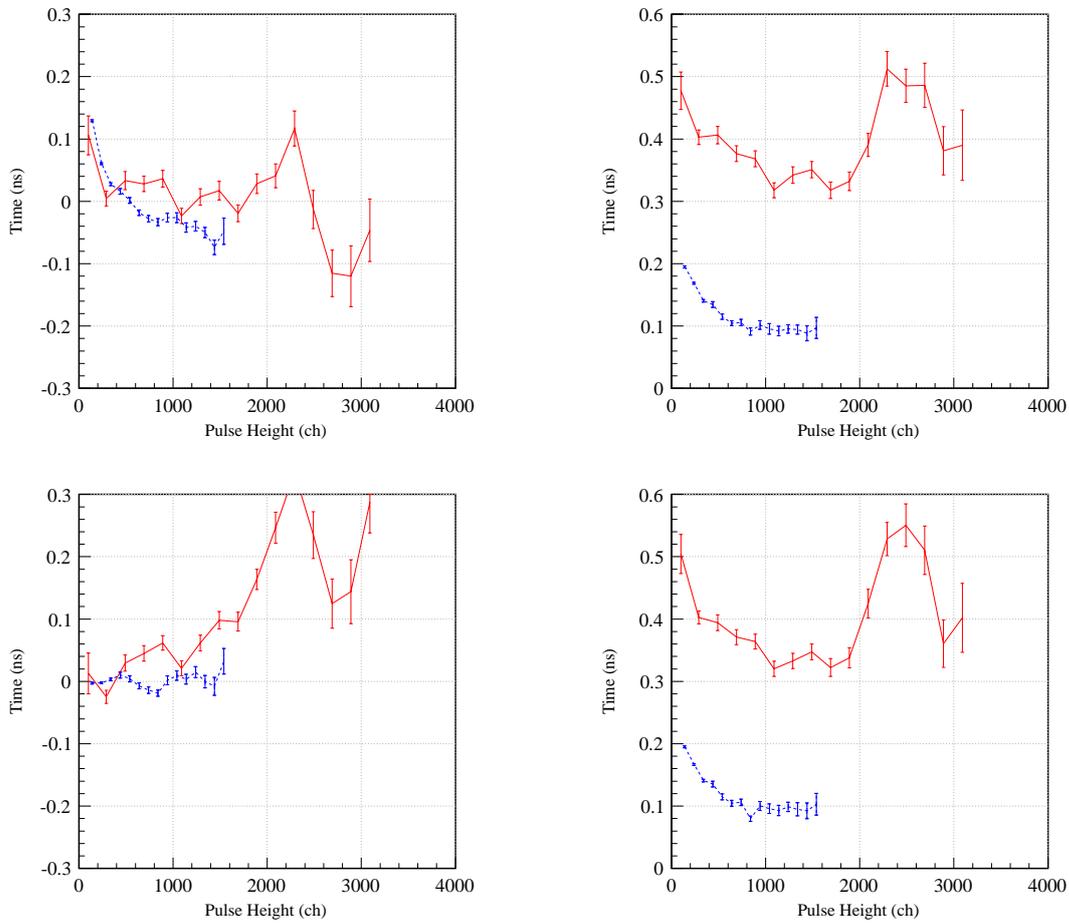


図 4.2.10 スルー補正後の飛行時間の中心値と  $\sigma$  の発光量依存性。赤い線は中性子、青い線は  $\gamma$  線を表す。(上段) 中性子に対するスルーパラメータでスルー補正したとき。(下段)  $\gamma$  線に対するスルーパラメータでスルー補正したとき。(左列) 飛行時間の中心値。(右列) 飛行時間の  $\sigma$ 。発光量と飛行時間の相関図において、発光量を 20 等分した上で y 軸に投影し、それぞれについてガウシアンでフィットすることで中心値と  $\sigma$  を求めた。

#### 4.2.6.3 スルーパラメータの統合

中性子と  $\gamma$  線、それぞれのイベントで求めたスルーを図 4.2.11 に示す。この図から明らかのように、スルーが中性子と  $\gamma$  線の場合で大きく異なり、この違いはレンジが大きいところでは 1 ns 以上の違いとなっている。この結果より、 $\gamma$  線によりスルー補正を行っても中性子のスルーは完全には取りきれないことを示している。一方、発光量が小さい領域では図 4.2.10 から分かるように、中性子のイベントで求めたスルーパラメータを用いた場合に  $\gamma$  線、中性子いずれも 100 ps 程中心値が大きくなっており、 $\gamma$  線のイベントで求めたスルーパラメータを用いた場合の方が良い結果となっている。そこで、 $\gamma$  線のイベントで求めたスルーパラメータと中性子のイベントで求めたスルーパラメータを統合することでよりよいスルーパラメータを求めていく。

スルーパラメータを統合するとき、スルーの傾きが連続になるように中性子のイベントで求めたスルーパラメータと  $\gamma$  線のイベントで求めたスルーパラメータを統合するべきである。スルーの関数を発光量の対数関数で展開した場

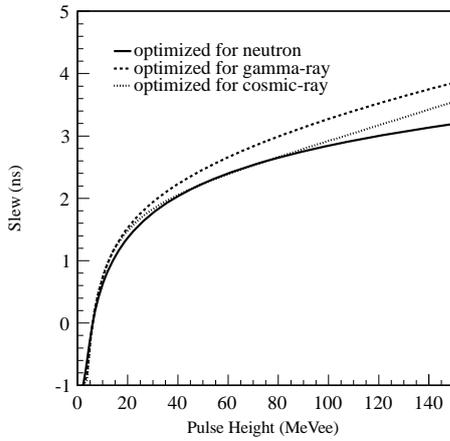


図 4.2.11 中性子と  $\gamma$  線、宇宙線のイベントで求めたスルー。横軸は議論をしやすいように発光等量 MeVee に変換した。また、スルーの絶対値に物理的な意味は無いので 6 MeVee のときにスルーが 0 となるようにオフセットを調整した。宇宙線のイベントで求めたスルーに関しては本文で後述する。

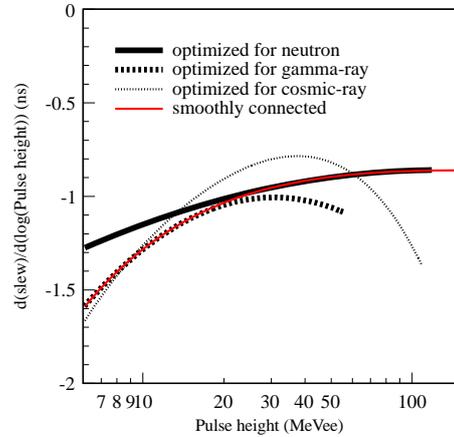


図 4.2.12 中性子と  $\gamma$  線、宇宙線のイベントで求めたスルーの傾き。スルーパラメータを統合する際に、スルーの傾きが連続になるようにする。宇宙線のイベントで生じるスルーに関しては本文で後述する。

合についての傾きを求めると、

$$T' = T + f(\log A) \tag{4.2.8}$$

$$= T + C_0 + C_1 \log A + C_2 \log^2 A + C_3 \log^3 A + \dots \tag{4.2.9}$$

$$\therefore A \frac{dT'}{dA} = \frac{dT'}{d(\log A)} = C_1 + 2C_2 \log A + 3C_3 \log^2 A + \dots \tag{4.2.10}$$

となる。式 4.2.10 より、 $\gamma$  線と中性子のスルーの傾きを計算した結果を図 4.2.12 に示す。エネルギーロス約 20 MeVee で傾きがほぼ一致し、その前後で  $\gamma$  線のスルーの傾きの方が大きくなっている。 $\gamma$  線のフィットの範囲と統計を考えると、低エネルギーのピークに高次の項がつけられていると考えられる。ここでは高次の項を 3 次で打ち切ったので、低エネルギーのフィットをよくするために大きくなった 3 次の項がパラボラの傾きを決定しており、 $\gamma$  線より得られた高エネルギー部分のスルーの傾きは信頼できない。一方、中性子のスペクトルはダイナミックレンジが広く統計も少ないため、低エネルギーの傾きは  $\gamma$  線の方が精度があると考えられる。以上から、 $\gamma$  線と中性子では波形が完全に同じと仮定すると、スルーの傾きが一番近づいた 20 MeVee を境にして、 $\gamma$  線で得られたスルーと中性子で得られたスルーをなめらかにつなぐ関数をもっとも良いスルーを与えようと考えられる。

そこで、機械的に二つの式を 20 MeVee を境にして結合し、4 次関数でフィットを行った。傾きに対して 4 次関数でフィットするという事はスルー補正としては 5 次の項まで取り入れることになり、結果、

$$T' = T + C_0 + C_1 \log A + C_2 \log^2 A + C_3 \log^3 A + C_4 \log^4 A + C_5 \log^5 A \tag{4.2.11}$$

$$C_1 = -24.648, C_2 = 5.5502, C_3 = -0.65631, C_4 = 0.039378, C_5 = -0.00095958$$

と求めた。このスルーパラメータを用いて再度中心値と  $\sigma$  を評価した結果を図 4.2.13 に示す。このように、 $\gamma$  線と中性子により得られたスルーパラメータを統合して得られたスルーパラメータを用いてスルー補正することで、 $\gamma$  線と中性子のイベント両方に関してスルーによる飛行時間の変動を  $\pm 100$  ps 以下に抑えることができる。

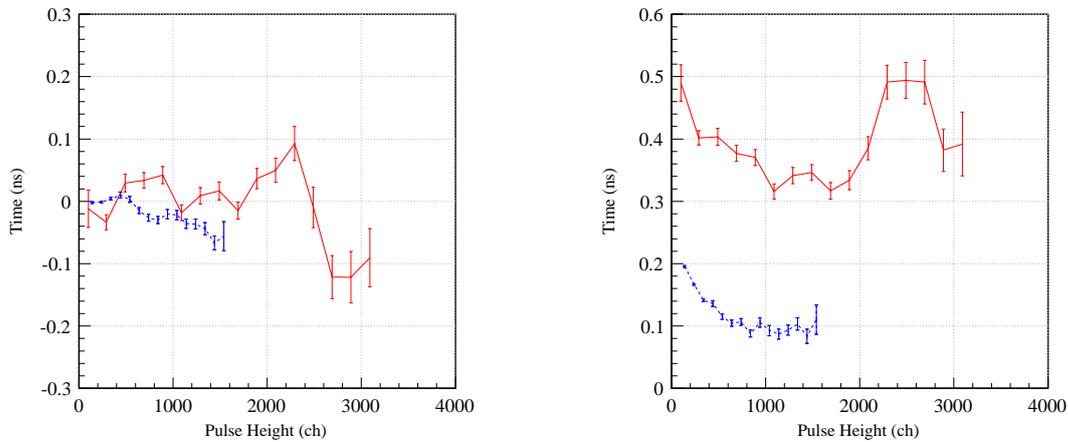


図 4.2.13  $\gamma$  線と中性子により得られたスルーパラメータを統合して得られたパラメータによりスルー補正したときの飛行時間の中心値と  $\sigma$  の発光量依存性。(左) 飛行時間の中心値。(右) 飛行時間の  $\sigma$ 。 $\gamma$  線と中性子により得られたスルーパラメータを統合して得られたパラメータにより、 $\gamma$  線と中性子の両方を  $\pm 100$  ps 程度の範囲でスルー補正することができている。

#### 4.2.6.4 宇宙線によるスルー補正

上記ではオンラインで得られた中性子と  $\gamma$  線によるデータからスルーパラメータを導出したが、本少々節ではオフラインで得られる宇宙線のデータを用いてスルーパラメータを導出し、上記で得られたスルーと比較する。

宇宙線のデータは多重度を 2 としたときに 1 時間で  $1 \times 10^6$  events 程度取得でき、宇宙線のデータ単独でスルーの高次の項まで決定できる。本解析では  $24 \times 10^6$  events (約 18 時間分) のデータを使用してスルーを 5 次の項までで求めたが、実際には一桁少ないイベント数でも十分決定できると思われる。スルー補正を行うためにはイベントによらず一定となるべき時間を求める必要がある。宇宙線の速度は光速と近似することができるため、同一の宇宙線による二つの信号の距離を光速で割って得られる時間から観測時間を引けばゼロになるはずである。このゼロになるべき量 ( $T_0$ ) に見られる発光量依存性を見ることでスルーが得られる。具体的には、

1. 4 つ以上のシグナルが観測されたイベントに対して最小二乗法によりトラックを引く (A.9 節)。
2. カイ二乗値が 10 以上の場合、空間的な距離がトラックより 30 cm 以上離れている点を除き、手順 1 に戻る。
3. 4 つ以上のシグナルが残っていれば解析対象のイベントとする。
4. 各測定点について、測定点の内 y 座標が一番遠いシグナルとの組み合わせで  $T_0$  を求める。

という手順を取った。なお、トラックを引く際に、鉛直方向 (y 座標) の測定点には誤差がないとして、xy 平面 (x 座標は水平方向) と yz 平面 (z 座標はビーム軸方向) に分けた上で最小二乗法を適応した。

上記のアルゴリズムを適応した結果得られる発光量の対数と  $T_0$  の相関を図 4.2.14 に示す。左図がスルー補正前の相関を表しており、各発光量ごとの  $T_0$  のピークからスルーパラメータを求めることができる。ただし、左図のカーブにより求めたスルーパラメータは真のスルーパラメータではないため、右図の様に発光量の依存性がなくなるまで再帰的にスルーパラメータを調整していく。右図を得られたときのスルーパラメータは、

$$C_1 = -51.941, C_2 = 14.866, C_3 = -2.2817, C_4 = 0.18326, C_5 = -0.00608$$

である。

中性子と  $\gamma$  線と同様に、宇宙線で求めたスルーパラメータを用いた場合の飛行時間の中心値と  $\sigma$  の発光量依存性を

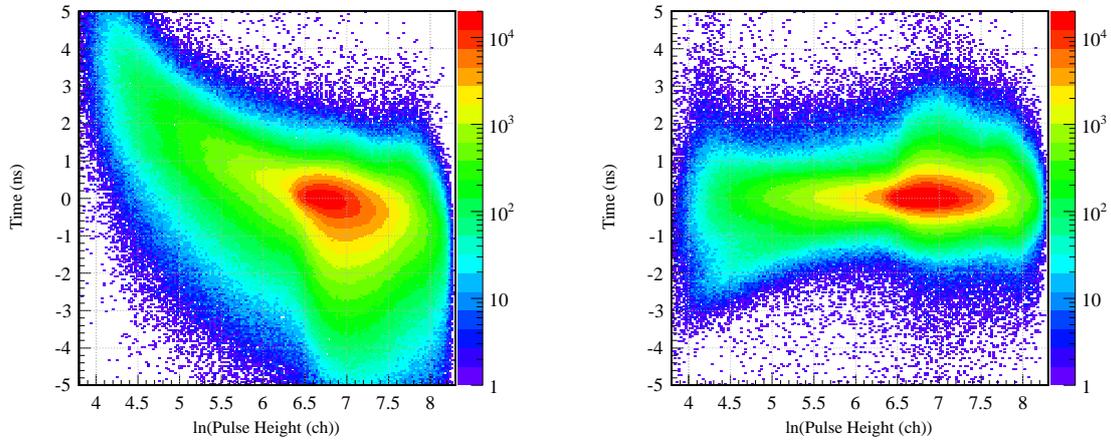


図 4.2.14 発光量の対数と  $T_0$  の相関。(左) スルー補正前。(右) スルー補正後。左図は宇宙線により見られるスルーを表す。 $T_0$  とは同一の宇宙線による二つの信号の距離を光速で割って得られる時間から観測時間を引いた量で、常にゼロになるべき量である。

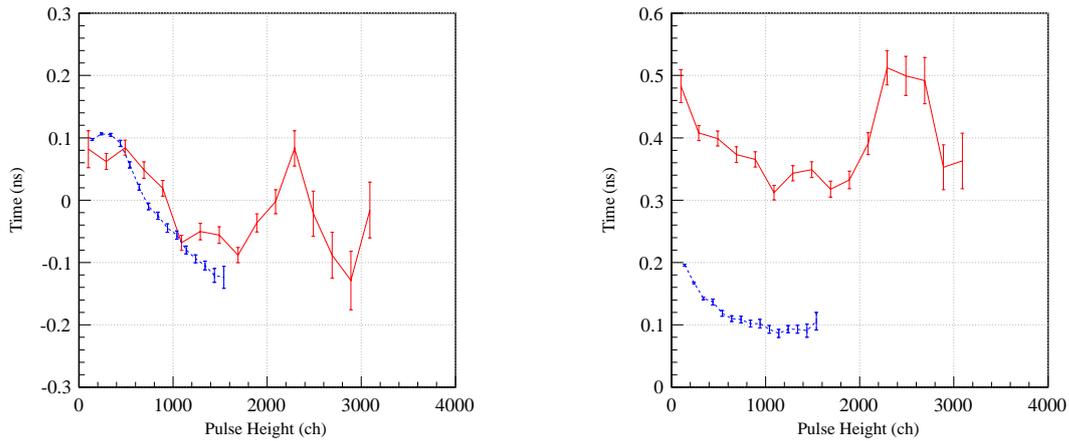


図 4.2.15 宇宙線により得られたスルーパラメータを用いた場合の飛行時間の中心値と  $\sigma$  の発光量依存性。(左) 飛行時間の中心値。(右) 飛行時間の  $\sigma$ 。図 4.2.10 と比較しても、決定的な大きな違いは見られないことがわかる。

図 4.2.15 示す。宇宙線により求めたスルーと中性子、 $\gamma$  線により求めたスルー、またそれらの傾きの比較は図 4.2.11、4.2.12 に示した。

図 4.2.15 と図 4.2.10 を比較して、決定的な大きな違いは見られないことがわかる。特に、 $\sigma$  に関しては中性子や  $\gamma$  線により求めたスルーパラメータを使用した場合と同等の結果が得られていることがわかる。図 4.2.15 の発光量が小さい領域から発光量大きい領域にかけて飛行時間が小さい方にドリフトしているが、これは大きな発光量を得るためにはモジュール中、手前の部分で荷電粒子が発生する必要があるからと考えられる (A.4 節)。

最後に、それぞれの粒子により得られたスルーパラメータを用いたときの飛行時間分解能を表 4.2.2 に示す。ただし、ここで示した時間分解能は中性子検出器の時間分解能だけで決まっているわけではなく、ビームの広がりなども含んでいる。いずれの場合も飛行時間分解能は誤差の範囲内で一致している。一方、図 4.2.10、4.2.13、4.2.15 に示すように、

スルーパラメータ	中性子 (200 MeV) の飛行時間分解能 (ps)	$\gamma$ 線の飛行時間分解能 (ps)
中性子	339(3)	167(2)
$\gamma$ 線	339(3)	169(2)
中性子と $\gamma$ 線	338(3)	168(2)
宇宙線	341(3)	168(2)

表 4.2.2 スルーパラメータごとの時間分解能。中性子の時間分解能の評価には  $\pm 40$  mrad 以内に観測されたイベントのみを使用している。また、4.3.5 小節に述べる  ${}^6\text{Li}$  等の寄与と、表 4.3.2 に示す NEBULA 以外の寄与を考慮した。ただし、バックグラウンドランを差し引いていない。 $\gamma$  線の時間分解能は飛行時間分布を  $\pm 3\sigma$  でフィットすることで求めた。ここでは、本節の冒頭に説明したパイルアップの除去等のビームの定義を適応している。

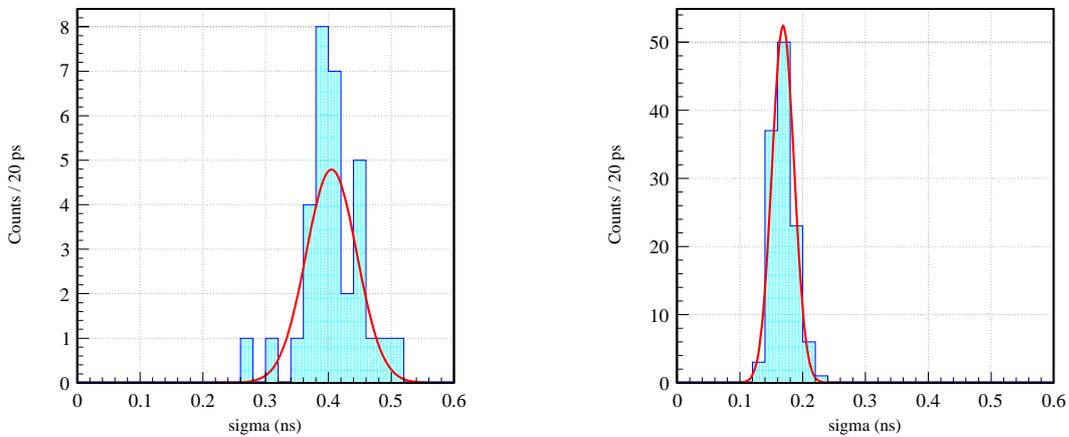


図 4.2.16 (左) 中性子の飛行時間分解能の分布。中心値が 405(10) ps で分散が 40(16) ps となった。飛行時間分解能のフィットの誤差の中心値は 40(3) ps となったので、飛行時間分解能の分散は統計誤差以上の意味を持たない。(右)  $\gamma$  線の飛行時間分解能の分散。中心値が 169(2) ps で分散が 18(1) ps となった。飛行時間分解能のフィットの誤差の中心値は 9.9(2) ps となり、飛行時間分解能の分散より小さいため、NEUT の飛行時間分解能は統計誤差以外の要因で分散が大きくなっていると言える。

飛行時間の中心値は 100 ps オーダーで発光量に依存して変動しており、場合によってはこちらが問題となる可能性がある。

以上、スルーパラメータをいくつかの手法で求めたが、いずれを用いても有意な差は見られなかった。十分な分解能を得るといふ観点から言えばオフラインで取得できる宇宙線によりスルーパラメータを決定すれば良いと言える。

#### 4.2.6.5 モジュールごとのスルー補正

NEUT と VETO それぞれについて共通のスルーパラメータを使用した場合でも十分な時間分解能が得られていることから、本研究では個別にスルーを求めることはしない。個々の NEUT の時間分解能の分布を図 4.2.16 に示す。中性子の飛行時間分解能の分散と飛行時間分解能のフィットの誤差の中心値がほぼ一致したため、この場合の飛行時間分解能の分散は統計誤差以上の意味を持たない。一方  $\gamma$  線の飛行時間分解能の分散は飛行時間分解能のフィットの誤差の中心値以上に大きかったため、統計誤差以外の要因で分散が大きくなっていると言える。これは、各 NEUT の個性の可能性もあるが、スルーパラメータがモジュールごとに最適ではないことから来ている可能性もある。表 4.2.2 の結果は、

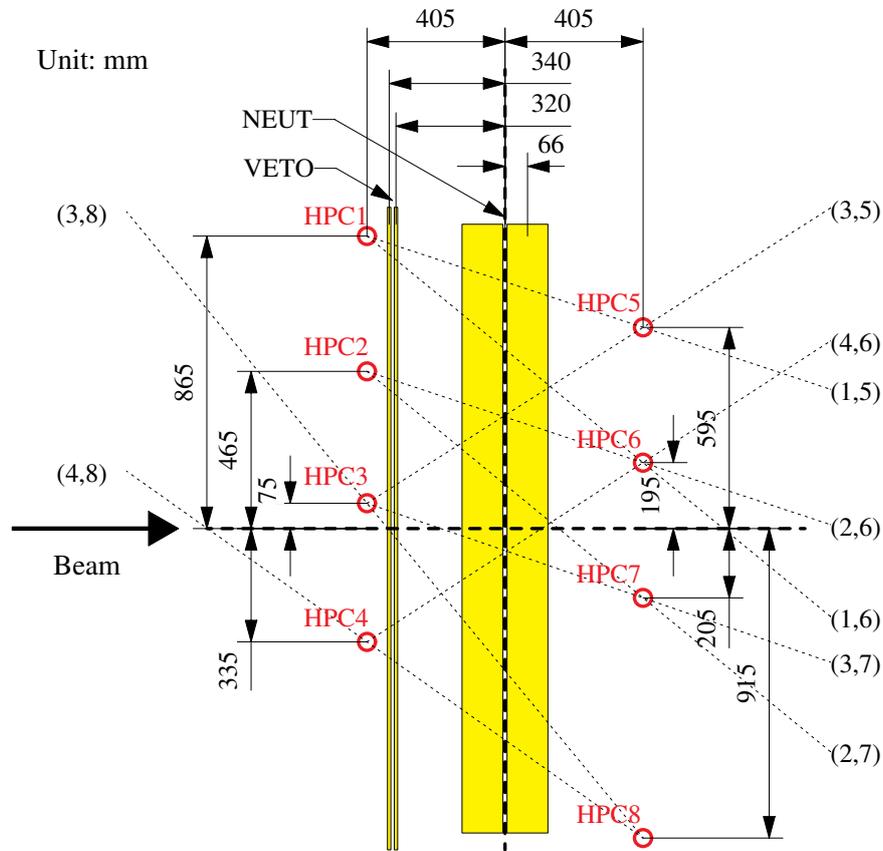


図 4.2.17 HPC の位置と二つの HPC のコインデンスの組み合わせ。

スルーパラメータを 3 次の項まで求めれば十分な時間分解能を得られることを示唆しており、宇宙線のデータを使って個別のモジュールごとに 3 次の項までスルーパラメータを求めることで良い分解能が得られることが期待される。

#### 4.2.7 位置較正

鉛直方向 ( $y$  座標) の位置  $y$  の検出は式 2.3.3 に示したように、上下の PMT の時間差  $dT$  と伝搬速度の積より行う。 $dT$  から  $y$  への変換の較正 (位置較正) は、HPC と呼ばれる全長 4 m、内径 48 mm の比例計数管を用いて行った。HPC を設置したときの様子を図 4.2.17 に示す。二つの HPC を通過した宇宙線によるイベントはその飛跡を同定できるため、モジュールの通過位置を幾何学より計算することができ、位置較正を行うことができる。4.2.17 に示すように、本論文では、

- (上流, 下流): (1,5),(2,6),(3,7),(4,8)
- (上流, 下流-1): (1,6),(2,7),(3,8)
- (上流-2, 下流): (3,5),(4,6)

の 9 通りの組み合わせを用いて位置較正を行った。

二つの HPC に信号が観測されることを条件としたときの  $dT$  の分布の例を図 4.2.18 に示す。HPC のコインシデン

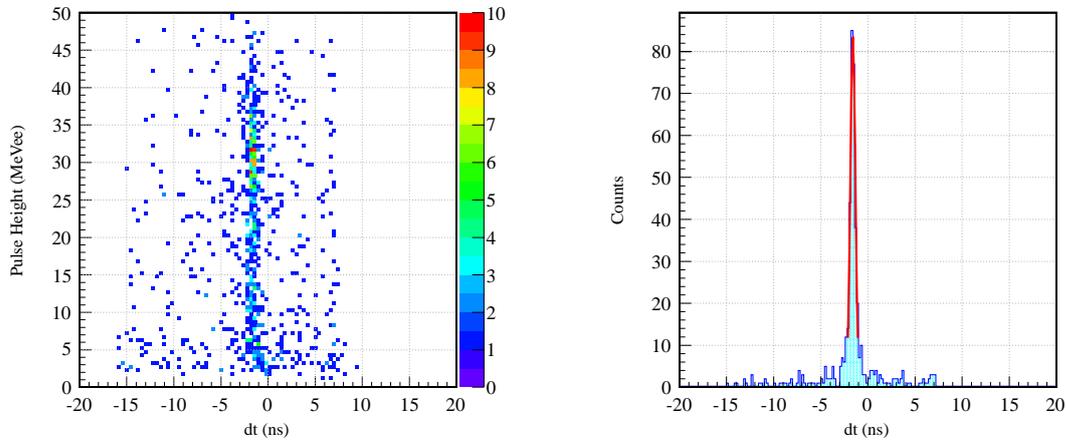


図 4.2.18 二つの HPC がコインシデンスすることを条件としたときの  $dT$  の分布。(左)  $dT$  と発光量の相関の例 (ID 116、(2,7) の組み合わせを使用)。(右)  $dT$  の分布の例 (ID 116、(2,7) の組み合わせを使用)。 $dT$  分布は発光量が 20 MeVee から 40 MeVee の間のイベントのみを使用して評価した。

スを取ったときの宇宙線の天頂角は 39-72 度の範囲となる。NEUT の向かい合う面を最短距離で通過した宇宙線のエネルギーロス (2 MeVee/cm 程度) は、

$$\text{最低} : 12 \text{ cm} / \sin(72 \text{ deg}) \times 2 \text{ MeVee} = 25 \text{ MeVee},$$

$$\text{最大} : 12 \text{ cm} / \sin(39 \text{ deg}) \times 2 \text{ MeVee} = 38 \text{ MeVee},$$

となる。そこで、発光量が 20 MeVee から 40 MeVee の間のイベントのみを使用して  $dT$  分布を評価した。VETO の場合は 1 MeVee から 10 MeVee のイベントを使用した。 $dT$  の誤差は、ほとんどのモジュールでは 200 ps ~ 300 ps 程度だったが、ID 104 や ID 108 は  $dT$  が広がっており、まれに 500 ps ~ 1 ns 程度までピークの幅が広がっていた。

次に  $dT$  と  $y$  の相関を線形と仮定してフィットしたときの様子の例を図 4.2.19 に示す。全体的に中心値の誤差は 1 mm 程度、傾きの誤差は 1/400 程度だった。なお、解析ソフトの都合上、フィットの際には宇宙線の入射位置の誤差は 1 mm という有限の誤差を仮定した。

位置較正後の ID ごとの  $y$  の分布を図 4.2.20 に示す。 $y$  の分布が ID によらず一定となっていることが確認できる。

#### 4.2.7.1 位置分解能

図 4.2.20 に示すように、モジュール間で相対的に鉛直方向の位置が揃ったため、全てのモジュールのイベントをまとめることが可能となり、NEBULA 全体を使用したときの位置の分解能を評価することができる。結果、位置の分解能は  $\sigma_y \sim 2.0 \text{ cm}$  となった。これを  $\sigma_y = \frac{v}{2} \sigma_{dT}$  という式により時間差の分解能に換算すると約 250 ps となり、飛行時間分解能と直接関係する時間差に換算すると約 180 ps となる。モジュールの端と中心で分解能が明らかに変わることはなかった。 $\gamma$  線の飛行時間分解能は 100 ps 程度得られているため、これと比較すると 2 倍程度悪く、NEUT 一本の持つ時間分解能と同程度の位置分解能を得ることはできていないと言える。

#### 4.2.7.2 モジュール中の光の伝搬速度

モジュール中の光の伝搬速度の分布を図 4.2.21 に示す。本研究で導出した NEUT の伝搬速度の分布は 15.8 ns/cm の回りにまとまっているのに対して、佐古氏の導出した値は 15.6 ns/cm の回りにまとまっており、二つの結果の違い

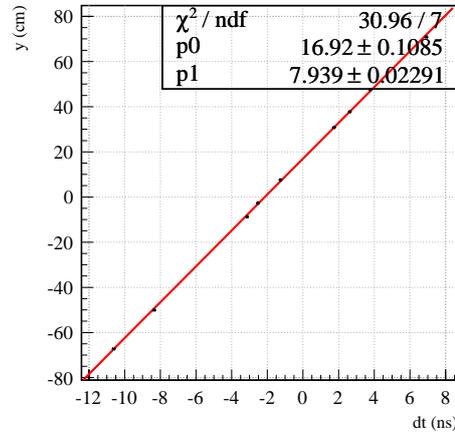


図 4.2.19  $dt$  と  $y$  の相関を線形と仮定してフィットしたときの様子。ID 208 の場合を示す。全体的に中心値の誤差は 1 mm 程度、傾きの誤差は 1/400 程度だった。

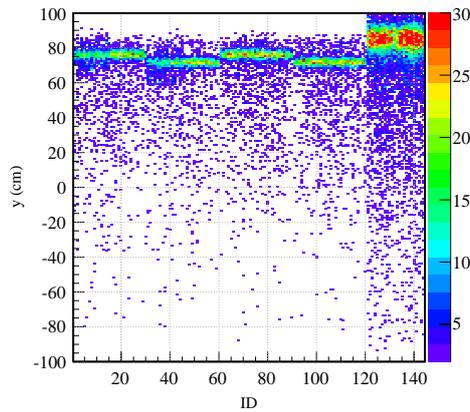


図 4.2.20 HPC の ID で (1,5) を選んだときの ID ごとの  $y$  の分布。 $y$  の分布が ID によらず一定となっていることが確認できる。

は 1% 程度である。

VETO の伝搬速度は 1 架台目と 2 架台目で 3% ほど異なっているが、この原因として、2 架台目に使用した VETO のゲインが 1 架台目より小さいために HV を高く設定しており、一方スルーパラメータを一律にしたことによりその傾向が伝搬速度に現れたということが考えられる。そこで、図 4.2.22 に HV と伝搬速度の相関を示す。VETO に関しては若干相関があるように見えるが相関があると断定はできない。伝搬速度の違いを時間に直すと端において 140 ps 程度の違いであるため、時間分解能に紛れると考えられる。また、VETO の位置分解能は測定に直接影響しないので、議論はここまでとする。

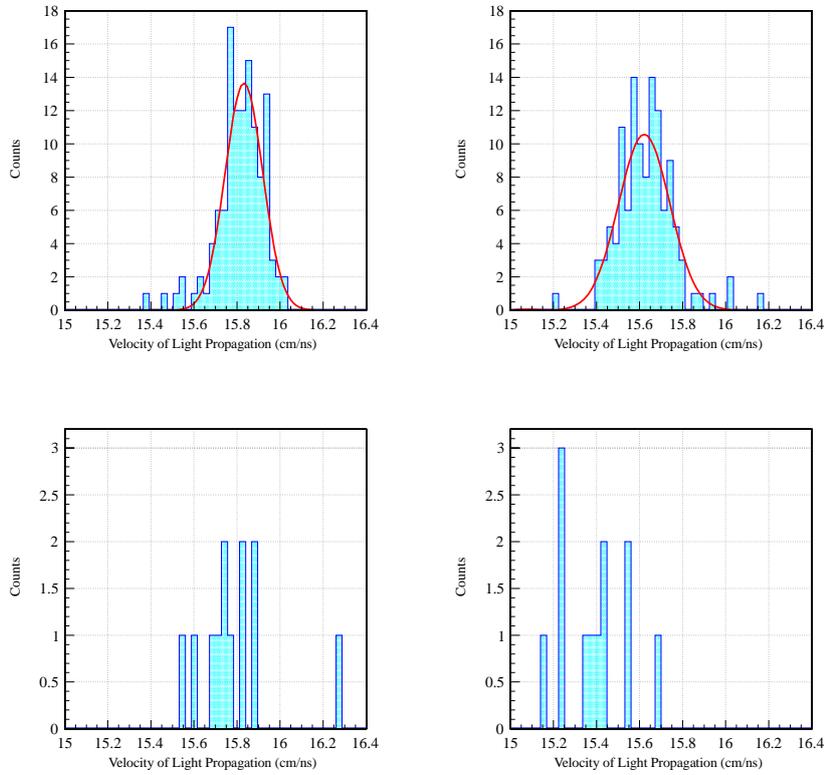


図 4.2.21 モジュール中の光の伝搬速度の分布。(左上)NEUT の伝搬速度の分布。(右上)佐古氏の導出した NEUT の伝搬速度の分布 [20]。(左下)1 架台目の VETO の伝搬速度の分布。(右下)2 架台目の VETO の伝搬速度の分布。本研究で導出した NEUT の伝搬速度の分布は中心値 15.8 ns/cm、標準偏差 0.11 ns/cm となったのに対して、佐古氏の導出した値は中心値 15.6 ns/cm、標準偏差 0.13 ns/cm となり、二つの結果の違いは 1% 程度である。VETO の伝搬速度は 1 架台目と 2 架台目で系統的に 3% ほど異なる結果となった。

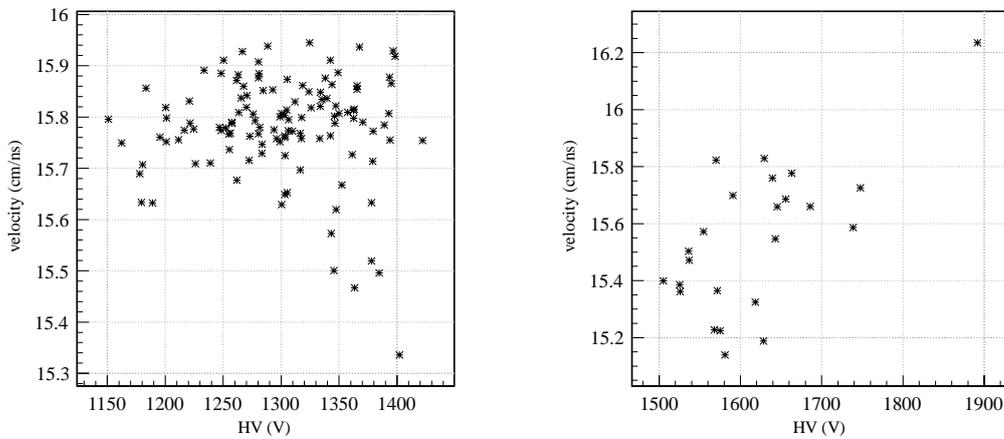


図 4.2.22 HV と伝搬速度の相関。VETO に関しては若干相関があるように見えるが相関があると断定はできない。

二次ビーム	SBT-標的間の飛行時間	標的-NEBULA 間の飛行時間	追加のオフセット
$^{15}\text{C}$	12.60(6) ns	37.083 ns	0 ns
p (200 MeV)	13.49(6) ns	66.243 ns	-5.361 ns
p (250 MeV)	12.40(5) ns	60.749 ns	-5.361 ns - 0.175 ns

表 4.2.3 SBT-標的間の飛行時間と追加のオフセット。各検出器／焦点面間でのエネルギー等は表 4.1.3 を参照のこと。SBT-標的間の飛行時間の誤差は SBT-標的間の距離の誤差が 1 cm と仮定したときの誤差。標的-NEBULA 間の飛行時間の精度は 4 桁目までである。5 ns 程度の追加のオフセットは SBT にかけた HV の違いにより電子走行時間が変化しているからと考えられる。二つの陽子ビームのランでオフセットが少し異なる理由はわかっていない。

#### 4.2.8 絶対的な時間較正

上記のキャリブレーションが全て終わった段階で計算される飛行時間を実現する様にオフセットを決めることで絶対的な時間較正が行われる。実験で得られる観測量は SBT の位置での時間と NEBULA の位置での時間のため、飛行時間を得るためには SBT-標的間の飛行時間  $T_{\text{SBT-Target}}$  を差し引く必要がある。NEBULA での観測時間  $T_n$ 、SBT1 と SBT2 の時間平均  $T_{\text{SBT}}$  から、飛行時間 TOF は、

$$\text{TOF} = T_n - T_{\text{SBT}} - T_{\text{SBT-Target}} + C \quad (4.2.12)$$

で与えられる。末項の定数  $C$  はケーブル長や PMT 内での電子走行時間の違いにより生じる観測時間のオフセットであり、回路や電圧を変更しない限り実験を通して一定であるべき量である。TDC の較正やスルー補正などでも観測時間のオフセットは生じるため、実際には飛行時間が正しくなるように較正の最後にまとめてパラメータを決定する。

SBT-標的間の距離は直接測定しておらず、写真などから 228(1) cm と推定される。表 4.1.3 に示す標的上流のエネルギーと SBT-標的間の距離からその間の飛行時間が求められる。また、標的中心で発生した中性子／ $\gamma$  線のエネルギーと標的-NEBULA(一層目の中心) 間の飛行距離 11.117 m から標的-NEBULA 間の飛行時間が求まる。表 4.2.3 に SBT-標的間の飛行時間と追加のオフセットを示す。5 ns 程度の追加のオフセットは SBT にかけた HV が  $^{15}\text{C}$  のランに比べて陽子ビームのランの方が高く、電子走行時間が早くなることにより相対的に NEBULA と SBT 間の飛行時間が伸びたためと考えられる。200 MeV と 250 MeV の測定は基本的に同じセットアップで測定しているため、200 MeV で正しいオフセットが設定していれば 250 MeV の場合にオフセットを変更する必要はないはずである。しかし、実際には飛行時間が 175 ps ずれる結果となった。この理由はわかっていない。本論文では、250 MeV の中性子の解析を行うときはこのずれた分を補正して解析することとした。

#### 4.2.9 発光量の較正

本実験では PMT からのシグナルを QDC により積分することでシグナルの電荷量を得ている。QDC のチャンネルと電荷量の関係は十分に線形と仮定して、チャンネルと発光量の較正を行う。なお、一般意はペDESTAL 近傍は線形性が良くないためにペDESTAL を較正に含めないが、中性子検出器では発光量の分解能はあまり必要ないため、ペDESTAL を 0 MeV とした。また、Am-Be 線源により生じる 4.44 MeV の  $\gamma$  線のコンプトンエッジと多重度を 2 としたときの宇宙線のエネルギーロスのピーク ( $\sim 30$  MeVee) の三点により較正を行った。

中性子の測定という観点からは中性子が入射した位置での発光量が分かれば良い。しかし、解析の都合上上下の PMT に入射する光の量も較正されていると便利である。そこで、本研究では先に上下の PMT に入射する光の量を較正した後、上下の PMT の発光量の相乗平均を較正し、これの位置依存性を取り除いた後に再度上下の PMT の発光量の相乗平均を較正した。

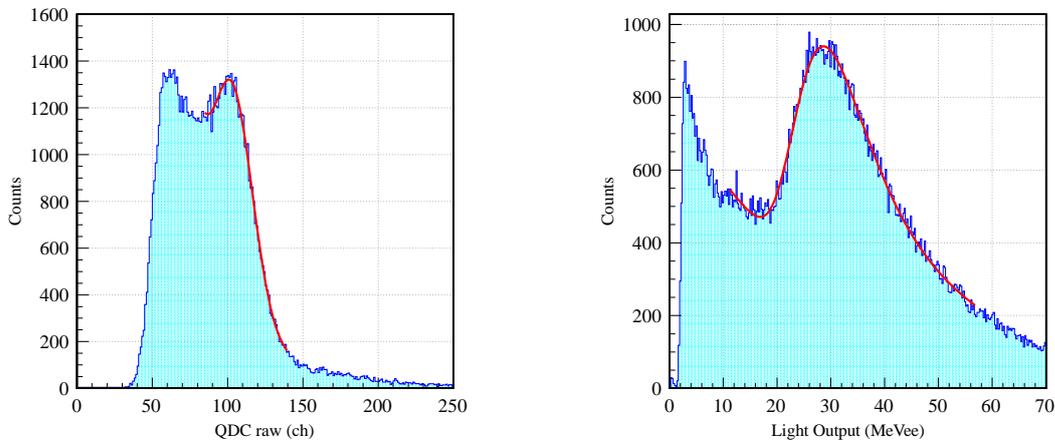


図 4.2.23 4.44 MeV の  $\gamma$  線と宇宙線の発光量分布、及びフィット結果。ID 101U について示す。(左) 較正前の 4.44 MeV の  $\gamma$  線の発光量分布。(右) 4.44 MeV の  $\gamma$  線により上下の PMT ごとに較正した後の宇宙線の発光量分布。 $\gamma$  線の発光量分布のフィットにはクライン・仁科の式と指数関数の和を分解能でなました関数を用いた。宇宙線の発光量分布のフィットにはランダウ分布と指数関数の和を分解能でなました関数を用いた。

#### 4.2.9.1 NEUT の発光量の較正

まず、上下の PMT に入射する光の量の較正を行うが、位置依存を取り除くために  $y \leq \pm 48$  cm のイベントを使用した。また、この段階では正確な較正を行う必要はないため、ペDESTアルと 4.44 MeV の  $\gamma$  線の二点で求めた。 $\gamma$  線のフィットにはクライン・仁科の式と指数関数の和を分解能でなました関数を用いた。図 4.2.23 に 4.44 MeV の  $\gamma$  線の発光量分布とフィット結果の例を示す。図 4.2.24 に上下の PMT に入射する光の量の較正を行った前後の様子を示す。ID 106D だけは実験前の 4.44 MeV の  $\gamma$  線と宇宙線、実験後の宇宙線により求めた係数が近いのに対して、実験後の 4.44 MeV の  $\gamma$  線により求めた係数のみ 3.6% 程度大きい。これより実験後の Am-Be 線源のデータ取得時にゲインもしくはペDESTアルが変動していると考えられるため、ID 106D のゲインを

$$(\text{実験後 ID 106D}) = (\text{実験後 ID 106U}) \frac{(\text{実験前 ID 106D})}{(\text{実験前 ID 106U})}$$

と、実験後の 4.44 MeV の  $\gamma$  線のデータを使わずに決定した。NEUT240 チャンネル全ての結果の平均は 0.0367 MeVee/ch、RMS は 0.0009 MeVee/ch となった。

次に発光量の相乗平均の位置依存性 (A.5 節) を求める。図 4.2.25 に位置依存性を補正する前後の発光量と位置の相関を示す。左図に見られる発光量のピークの位置の依存性を、

$$Q(x) = Q_0(1 + ax^2) \tag{4.2.13}$$

という関係式によりフィットした。モジュールは上下対象であると仮定し、一次の項はゼロとした。また、NEUT の場合は発光量の位置の依存性が大きくないため、二次の項で打ち切った。この結果、ID 108 が最大の  $a = 5.69(26) \times 10^{-5}$  となり、ID 328 が最小の  $a = 2.88(21) \times 10^{-5}$  となった。最大の依存性を示した場合に、両端の位置 ( $y = \pm 90$  cm) で 10.2% の変化、最小の依存性を示した場合は 5.2% の変化に対応する。

次に、上下の発光量の相乗平均の位置依存性を取り除いた量について、ペDESTアルと 4.44 MeV の  $\gamma$  線、宇宙線によるピークを用いて再度正確に発光量の較正をする。このとき、モジュール端を掠るイベントを取り除くために  $y \leq \pm 70$  cm の領域に観測されたイベントのみを使った。宇宙線の発光量分布のフィットにはランダウ分布と指数関数

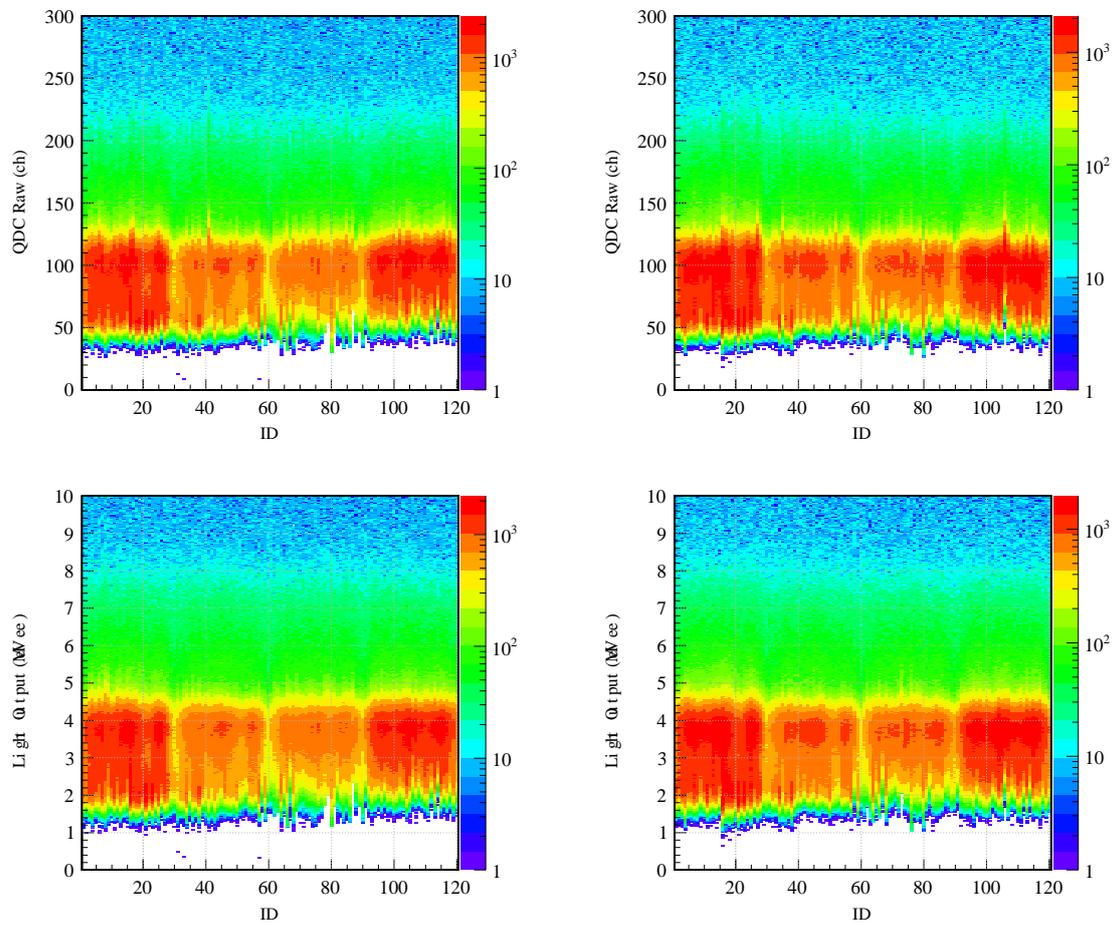


図 4.2.24 上下の PMT に入射する光の量の較正を行った前後の様子。

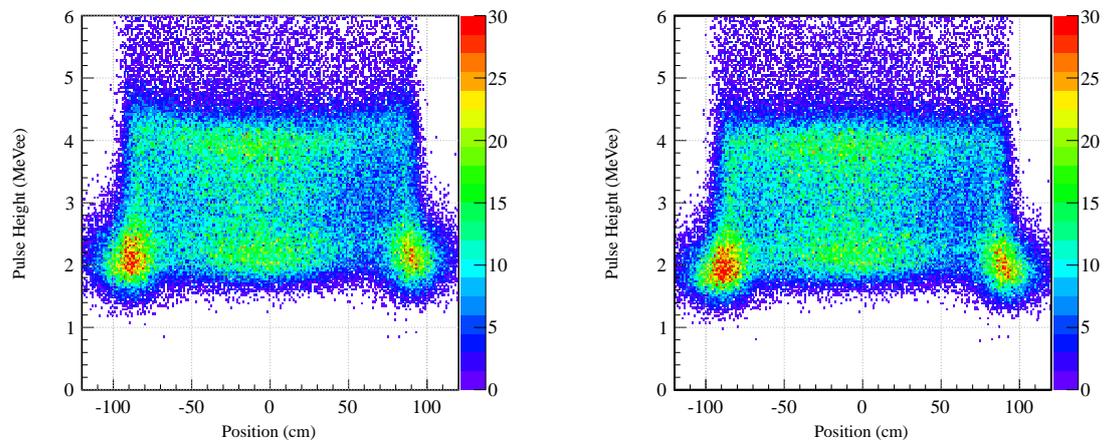


図 4.2.25 発光量と位置の相関。(左) 位置依存性を補正する前。(右) 位置依存性を補正した後。

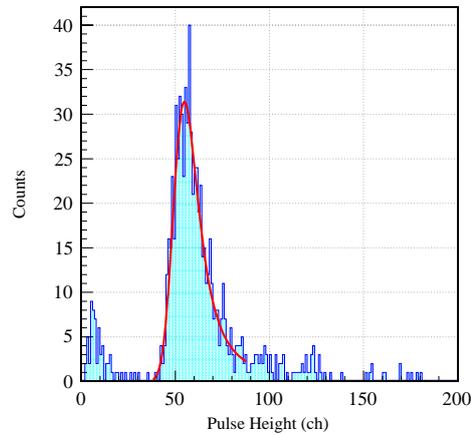


図 4.2.26 VETO の較正における宇宙線分布のフィットの例。ID 121U の場合を示す。

の和を分解能でなました関数を用いた。4.44 MeV の  $\gamma$  線と宇宙線による発光量分布とそのフィットの様子は図 4.2.23 に示した。

多重度を 2 としたときの宇宙線のエネルギーロスのピーク (ランダウ分布と仮定したときの MPV) はシミュレーションでは 30 MeV と予想されている [20]。この値が妥当であるかを調べるために、宇宙線のエネルギーロスのピークをパラメータとし、全 NEUT を較正したときのカイ二乗値の総和が最小になるような値を求めると 29.77(1) MeVee という結果が得られた。ただし、ID 106 だけはゲインが変動していることがわかっているため、上記の計算には参加させなかった。カイ二乗の総和が最小になる、というアルゴリズムが最適であるという根拠はなく、この最小にする量の取り方によってエネルギーロスの値は変わってくるが、シミュレーション結果とコンシステントな結果となった。これより、ペDESTAL (0 MeVee) と、4.44 MeV の  $\gamma$  線、宇宙線によるピーク (29.77 MeVee) によりそれぞれの傾きを求めた。NEUT120 本全ての結果の平均は 1.015、RMS は 0.004 となった。

上下の PMT ごとの発光量の較正結果と上記の結果を合わせた、最終的なチャンネルから発光量への変換の係数は、平均 0.0372 MeVee/ch、RMS は 0.0006 MeVee/ch となった。実験前のデータを使った較正では、平均 0.0361 MeVee/ch、RMS は 0.0006 MeVee/ch となった。実験前後を比べると 3.0% 変化しており、後述する式 4.3.4 の結果より、スレッシュホールドを 6 MeVee としたときの検出効率の誤差は 0.35% となる。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応の既知の断面積の誤差は 3% 程度あるため、実験前後の発光量の変動は結果に大きく影響しない。これより、本論文の解析では実験後の発光量の較正結果を採用した。

#### 4.2.9.2 VETO の発光量の較正

VETO の発光量の較正はペDESTALと宇宙線のエネルギーロスのピークのみにより行う。宇宙線のエネルギーロスは入射角に依存するが、同時に計測される NEUT の情報から宇宙線のトラックを求めることにより入射角を決定し、VETO を垂直に突き抜ける場合のエネルギーロスに換算することにより入射角依存性を取り除いた。NEUT による宇宙線のトラッキングは宇宙線によるスルー補正を行ったときと同様の手法を用いた。入射角依存性を取り除いた後の分布に対して、ランダウ分布をガウシアンでなました関数によりフィットし、ピークを求めた。このフィットの例を図 4.2.26 に示す。VETO の発光量の情報は荷電粒子を区別するために使用するだけなので、宇宙線が MIP であると仮定し、ランダウ分布のピークが 2 MeVee と考える。

NEUT と同様に、先に上下の PMT ごとに較正を大雑把に行う。減衰長の影響を小さくするために中心から  $y = \pm 12 \text{ cm}$  の位置のシグナルに制限した。図 4.2.27 に較正前後の発光量分布を示す。VETO48 チャンネル全ての結

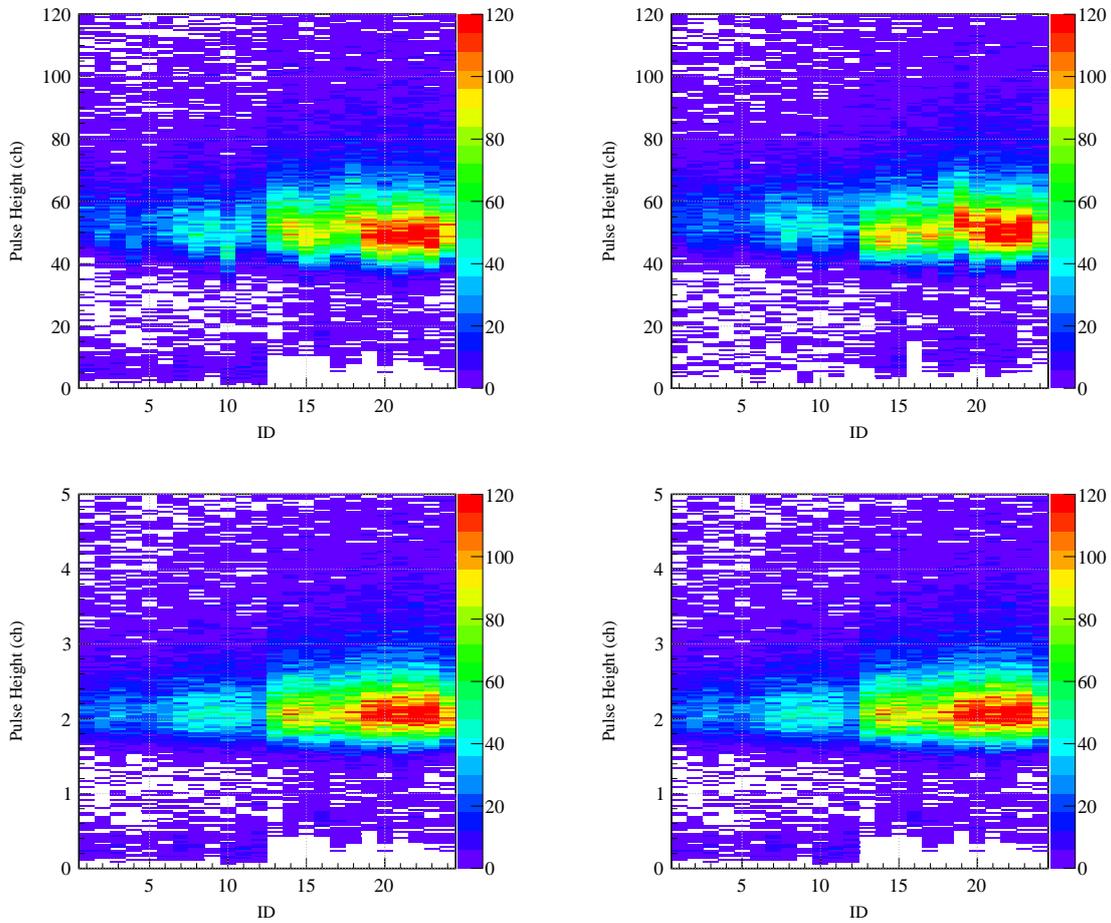


図 4.2.27 上下の PMT ごとに較正を行ったときの VETO の発光量分布。(左列) VETO の上側の PMT の場合。(右列) VETO の下側の PMT の場合。(上段) 較正前の分布。(下段) 較正後の分布。

果の平均は 0.0400 MeVee/ch、RMS は 0.0016 MeVee/ch となった。

次に上下の PMT の発光量の相乗平均の位置依存性を求める。理想的には位置依存性は各モジュールごとに求めるべきだが、トラッキングを行った場合に二層目の VETO の端のイベントが極端に少なくなることと絶対的にイベント数が少ないこと、較正の精度はあまり重要ではなことから全てモジュールで共通のパラメータとした。ただし、NEUT と異なり VETO の場合は反射による減衰が大きいため、4 次の項を付け加えた、

$$Q(x) = Q_0(1 + ax^2 + bx^4) \tag{4.2.14}$$

という関係式によりフィットを行った。発光量の相乗平均の位置依存性と各位置における発光量のピークを図 4.2.28 に示す。

最後に、発光量の相乗平均の位置依存性を補正した後の発光量を再度較正した。VETO24 本全ての結果の平均は 0.986、RMS は 0.011 となった。上下の PMT ごとの発光量の較正結果と上記の結果を合わせた、最終的なチャンネルから発光量への変換の係数は、平均 0.0394 MeVee/ch、RMS は 0.0014 MeVee/ch となった。

VETO は荷電粒子によるイベントを取り除く役割を持つが、偶発的に入射した環境  $\gamma$  線やターゲットで発生した低エネルギーの  $\gamma$  などを荷電粒子によるイベントと認識してしまうと過剰にイベントを捨てることになる。ハードウェア

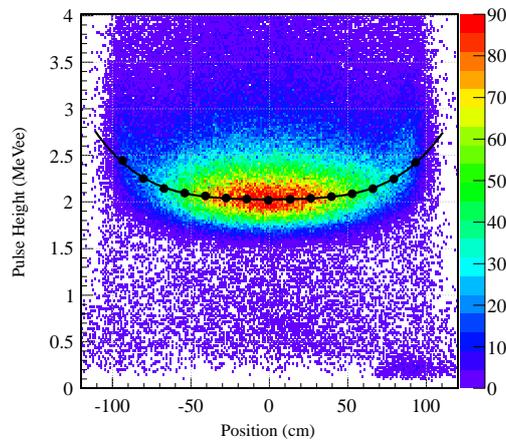


図 4.2.28 発光量の相乗平均の位置依存性と各位置における発光量のピーク。VETO の場合は反射による減衰が大きいため、4 次の項を付け加えてフィットした。

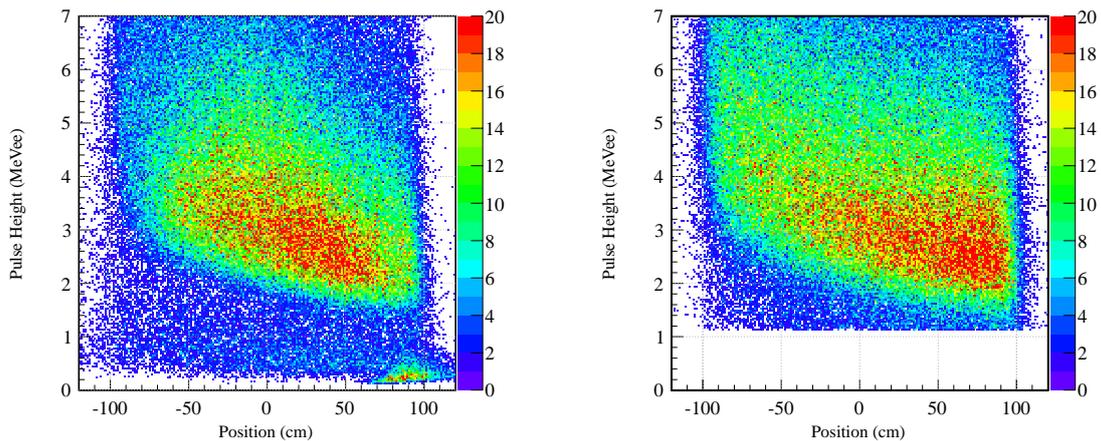


図 4.2.29 較正後の片方の PMT の光量の位置依存性。この相関の下部の切れている部分が VETO のハードウェアの閾値に相当する。(左) ディスクリミネータによる閾値が見えている場合 (ID 109) で、閾値がおおよそ 0.1-0.5 MeVee 程度と分かる。(右) ディスクリミネータによる閾値ではなく QDC の下位ビットをマスクする機能により発光量の下限が決まっている場合 (ID 204)。この図はそのようなシグナルの内、最も切れている場合を示しており、1.2 MeVee 程度まで切れていることがわかる。縦軸の発光量は中心の発光量で合わせており、中心と端では 0.7 倍程度の減衰となるため、一番端では 1.7 MeVee 程度の信号まで切れていることになる。

の閾値は図 4.2.29 に示すように 0.1 MeVee 程度となっていたことが分かる。ここで、モジュール中心でのエネルギーロスが 3 MeVee 程度に見えるのは、宇宙線が斜め入射しているからである。左図はディスクリミネータによる閾値が見えている場合 (ID 109) で、閾値がおおよそ 0.1-0.5 MeVee 程度と分かる。右図はディスクリミネータによる閾値ではなく QDC の下位ビットをマスクする機能により発光量の下限が決まっている場合 (ID 204) を示している。この図はそのようなシグナルの内、最も切れている場合を示しており、1.2 MeVee 程度まで切れていることがわかる。縦軸の発光量は中心の発光量で合わせており、中心と端では 0.7 倍程度の減衰となるため、一番端では 1.7 MeVee 程度の信号まで切れていることになる。我々の実験のエネルギー領域で最小のエネルギーロスとなる粒子は 300 MeV 程度の陽子

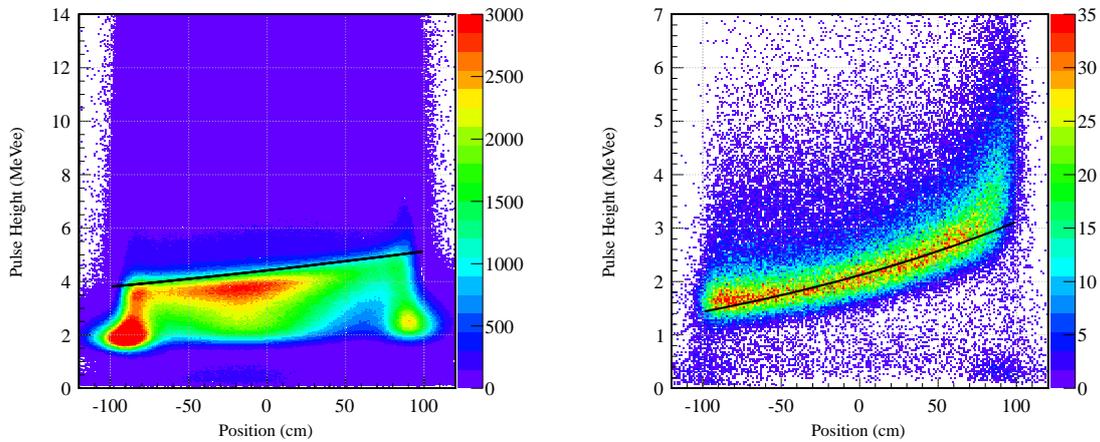


図 4.2.30 上端の PMT に入射する光量の位置依存性。(左) NEUT の場合。(右) VETO の場合。黒い実線が指数関数によるフィット結果を表す。NEUT の場合は Am-Be 線源により生じる 4.44 MeV の  $\gamma$  のデータから減衰長を求めた。VETO の場合は Am-Be 線源により生じる  $\gamma$  線のコンプトンエッジは見えないため、代わりに入射角を補正した宇宙線のエネルギーロスを用いた。左図においてピークよりも発光量が大いところにフィットしているのは、コンプトンエッジではなく、4.44 MeVee に相当する点でフィットを行っているからである。

の場合で、そのエネルギーロスのピークは 3.6 MeV 程度、発光等量で 3.2 MeVee 程度である。これより、ハードウェアでは決定的にはイベントをロスしていないことがわかる。一方、ハードウェアの閾値は過剰に低くなっているため、本論文の解析では発光量に対して 1 MeVee のスレッシュホールドを設定した。

#### 4.2.9.3 減衰長

減衰長とは、伝搬によるモジュール内での光の減衰の目安の長さで、光子数が単位距離あたり一定の確率での減少すると仮定すると、荷電粒子の入射位置での発光量を  $A$ 、上端に接続された PMT に観測される発光量を  $A_U$ 、入射位置と PMT までの距離を  $x$ 、減衰長を  $\lambda$  と置いたとき、

$$A_U = A \exp(-\lambda x) \quad (4.2.15)$$

という関係で表される。実際には光子数の減少は側面での反射の際でも生じるため、一般には指数関数よりも早い減少を見せる。

ここでは減衰の目安を得るために減衰曲線を指数関数でフィットすることで減衰長という指標を得る。また、モジュールごとのアテネーションに興味は無いので、全モジュールのシグナルを合算した上で平均的な減衰長を求めた。NEUT は Am-Be 線源のデータから減衰長を求めた。VETO の場合は Am-Be 線源により生じる 4.44 MeV の  $\gamma$  線のコンプトンエッジは見えないため、代わりに入射角を補正した宇宙線のエネルギーロスを用いた。この手法では VETO の二層目は中心付近しかシグナルが得られないため、一層目のシグナルを合算することにより求めた。なお、NEUT の場合は両端のイベントの有効なプラスチックの厚みが小さくなってしまいうため  $\pm 80$  cm のイベントのみでフィットを行った。VETO に関しては全長である  $\pm 95$  cm までのイベントに対してフィットを行った。このフィットの様子を図 4.2.30 に示す。フィットの結果、NEUT の減衰長は 668(1) cm、VETO の減衰長は 258(1) cm となった。

NEBULA に使用しているプラスチックシンチレータ (BC-408) の仕様では、ライトガイドを使用しない  $1 \times 20 \times 200$  cm<sup>3</sup> のモジュールの場合の減衰長が 210 cm となっている。このモジュールの規格は VETO とほぼ同じであり、減衰長も程度となったことから妥当な結果が得られたと考えられる。

### 4.3 評価

本節では前節の較正と同様に、 $\text{Cu}(^{15}\text{C}, \gamma)$  により得られる  $\gamma$  線と  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  により得られる準単色中性子によるデータを用いた中性子検出器 NEBULA の時間分解能や検出効率、クロストーク除去性能等の性能評価について述べる。

#### 4.3.1 ビームの定義

小節 4.2.1 と同じビームの定義を用いた。

#### 4.3.2 ビーム量とライブタイム

標的以外の物質によるバックグラウンドのイベントを差し引くためには標的ありのランと標的なしのランのビーム、ないしダウンスケールビーム (DSB) の数の比を取り、スケールすれば良い。ただし、ソフトウェアでビームの定義をしたことにより、標的あり・なしのイベント数の比が変わらないことを仮定する必要がある。トリガーの数とライブタイム、ビームの定義後の DSB の数を表 4.3.1 に示す。これより、200 MeV の中性子のイベントについての標的以外の寄与

	トリガー	Gated	Ungated	割合	ビーム定義後
200 MeV 標的あり	中性子	4010851	4780093	83.9%	—
	DSB	2976674	3251921	91.5%	2338357
200 MeV 標的なし	中性子	521025	625934	83.2%	—
	DSB	469261	510866	91.9%	359802
250 MeV 標的あり	中性子	1950656	2507558	77.8%	—
	DSB	1172037	1346776	87.0%	701674
250 MeV 標的なし	中性子	226793	262608	86.4%	—
	DSB	177247	190452	93.1%	120720

表 4.3.1 トリガーの数とライブタイム、ビームの定義後の DSB の数。“Gated”とは DAQ がデータ取得可能な時間の間に計数されたことをあらわし、“Ungated”とは DAQ とは無関係に計数されたことをあらわす。“割合”とは Gated と Ungated の比である。“ビーム定義後”とはソフトウェアによりビームの定義をした後に計数されたことを表す。ダウンスケールファクター (DSF) はいずれも 2000 である。

の差し引きを行うためには、標的なしのランで得られる分布に、 $(2338357/91.5 \times 83.9)/(359802/91.9 \times 83.2) = 6.582$  をかけて標的ありのランから引けば良い。250 MeV の中性子のイベントの場合は、 $(701674/87.0 \times 77.8)/(120720/93.1 \times 86.4) = 5.601$  となる。

#### 4.3.3 飛行時間と発光量の相関

基本となる飛行時間と発光量の相関を図 4.3.1 に示す。左上の図の 40 ns 付近に見えるピークが標的の位置で発生した  $\gamma$  線である。その後ろの大量のイベントは全て中性子である。左中と左下の図の 55 ns 付近に見えるピークは陽子ビームが SAMURAI マグネットのヨークに当たった際に発生した  $\gamma$  線と思われる。その後ろの鋭いピークが準単色中性子によるイベントである。 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  は反応レートが小さいため、相対的に自然放射線によるバックグラウンドが多くなっている。準単色中性子によるピークの部分への標的以外の寄与 (図 4.3.1 の右中と右下の

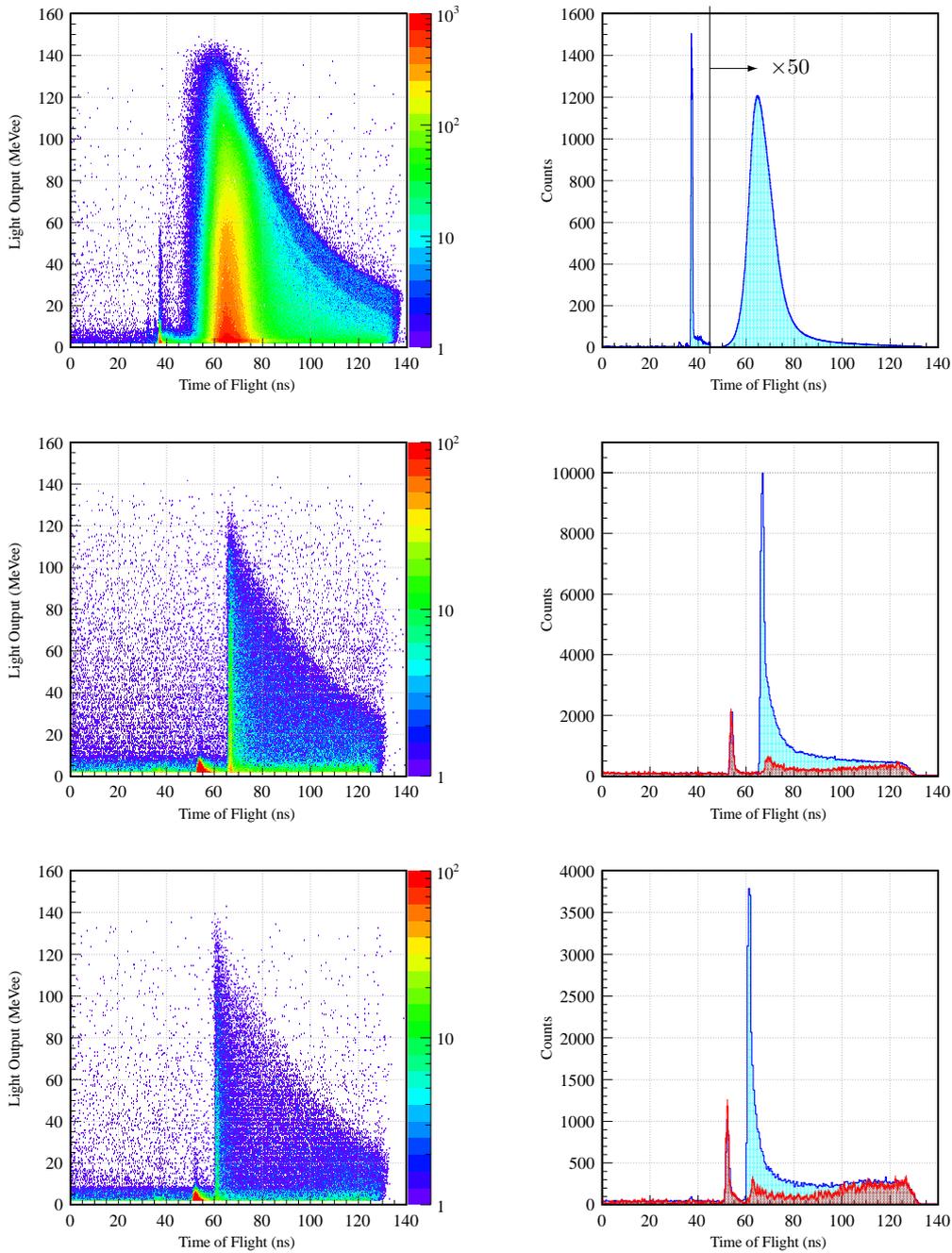


図 4.3.1 中性子と  $\gamma$  線の飛行時間と発光量の相関。(上)  $\gamma$  線の場合。(中) 200 MeV の中性子の場合。(下) 250 MeV の中性子の場合。(左列) 飛行時間と発光量の相関。閾値を 2 MeVee としている。(右列) 発光量が 6 MeVee 以上の飛行時間の分布。青塗りは標的あり、赤塗りはスケールした標的なしの場合を表す。全ての図において、ビーム軸との角度を  $\pm 0.08$  rad に絞っており、一層目のレイヤーに当たったイベントのみプロットしている。また、上記のビームの定義の他に、SBT の時間相についても適当なカットをかけている。これにより飛行時間の遅い成分が多少余分に切れている。 $\gamma$  線の飛行時間分布については 45 ns 以上の部分を 1/50 にスケールしている。この図では標的なしのランのスケールを 200 MeV のときに 6.501、250 MeV のときに 5.813 としており、前小節とは微妙に異なる。

図における赤で示す分布) は 6% 程度であった。

#### 4.3.4 一中性子イベントの選択

一中性子イベントの選択手法は 2.3.5 小節で示したように、最も時間的に早いヒットを選択するアルゴリズムを適応した。準単色中性子よりも早く到達するイベントが同時計測されることにより誤判定してしまうことを防ぐために、準単色中性子の作る飛行時間のピークより 2 ns 以上早いイベントを切った上で上記のアルゴリズムを適応した。実際には、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応では標的からの  $\gamma$  線は少なく、また、ヨークからの  $\gamma$  線は中性子と同時計測されないため結果に大きな違いはあらわれない。

偶発的に前方から飛んでくる荷電粒子を除去するために、VETO のソフトウェアスレッシュホールドを 1 MeVee に設定し、一層目の VETO に信号が観測されたイベントは除去した。一中性子イベントの場合は 2 架台目の VETO のシグナルは無視するだけだが、クロストークや 2 中性子イベントを考える場合の 2 架台目の VETO の取扱いは後述する。

具体的な解析の手順は、

1. ビームの定義外のイベントを棄却
2. NEBULA の各モジュールごとに位置や飛行時間、発光量、中性子と仮定したときの速度やエネルギー等、後に必要な全ての情報を計算
3. スレッシュホールド以下のヒットを棄却
4. 1 架台目の VETO のヒットがあればイベントを棄却
5. 準単色中性子の作る飛行時間のピークよりも 2 ns 以上早いヒットを棄却
6. 時間的に最も早いヒット以外を棄却

となる。

#### 4.3.5 時間分解能とエネルギー分解能

準単色中性子のデータにより、中性子に対する NEBULA の時間分解能とエネルギー分解能の評価を行った。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により得られる準単色中性子の飛行時間分布は図 4.3.1 などから分かるように、飛行時間が遅い方にテールを引く。この要因には、

- (1)  ${}^7\text{Be}$  の 0.43 MeV 以外の励起準位の寄与。
- (2) 中性子検出器の特性。
- (3)  ${}^{\text{nat}}\text{Li}$  標的を用いたことによる  ${}^6\text{Li}$  の混じり。
- (4) ビームの一部の標的ホルダーへの入射。

等が挙げられる。

${}^7\text{Be}$  の準位図を図 4.3.2 に示す。 ${}^7\text{Be}$  には基底状態と第一励起状態 (0.43 MeV) 以外に多数の励起状態が存在しており、(1) の事実は容易に理解できる。しかし、これらの反応経路を全て議論することは容易ではない。

(2) に関しては、中性子が検出限界以下の反応により散乱されたり、二次的に生じた  $\gamma$  線が検出されたりすることにより、運動量は実際よりも低く観測されてしまうことから理解できる。この成分は (1) と重なる。

(3) についてだが、参考文献 [64] の図 2(a) より、 ${}^6\text{Li}$  のゼロ度における  ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$  反応の断面積は約 14 mb/sr である。一方、 ${}^7\text{Li}$  のゼロ度における  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応の断面積は重心系で 26 mb/sr である。 ${}^7\text{Li}$  と  ${}^6\text{Li}$  の組成比は 92.41(4):7.59(4) ([61]) なので、これらを合わせると、スペクトルのピークの内 4.4% が  ${}^6\text{Li}$  からの寄与と言える。なお、 ${}^6\text{Li}$  のピークは運動学の計算より、 ${}^7\text{Li}$  のピークよりも 3.432 MeV 小さいところに現れる。

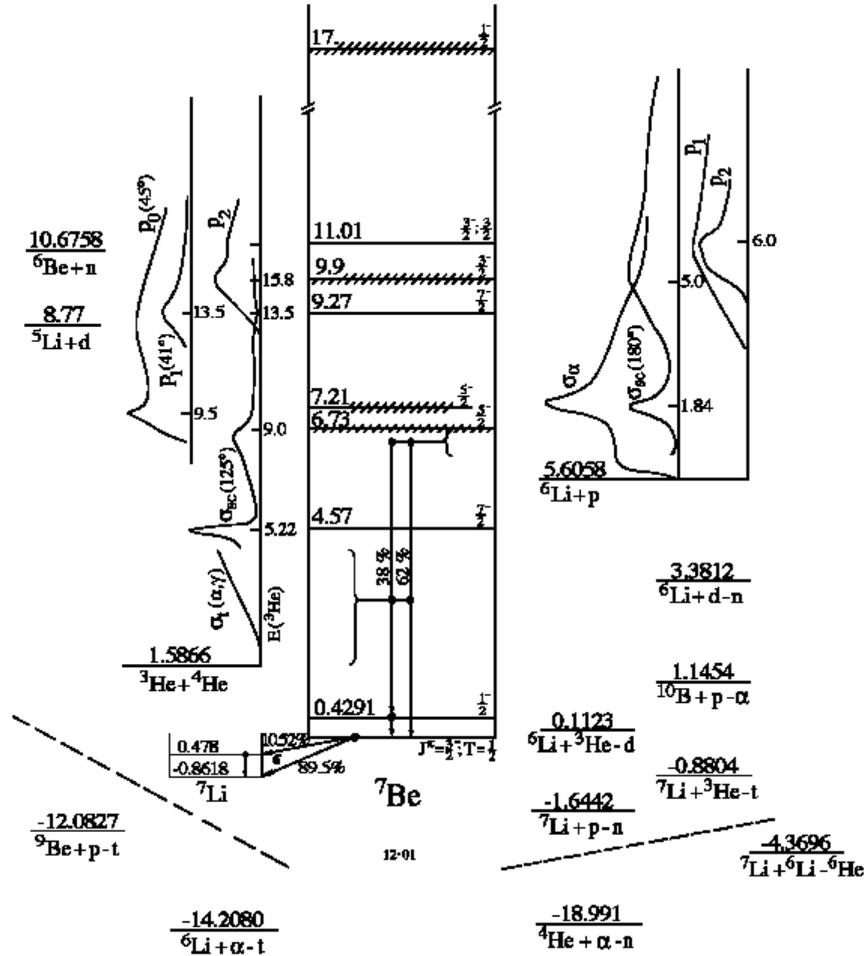


図 4.3.2  ${}^7\text{Be}$  の準位図。 ${}^7\text{Be}$  には基底状態と第一励起状態 (0.43 MeV) 以外に多数の励起状態が存在することがわかる。

(4) について述べる。ビームを BDC1/2 で測っているランの解析結果より、SBV の定義をしたときにビームの角度が  $\sigma_a = 5.0 \text{ mrad}$ ,  $\sigma_b = 4.3 \text{ mrad}$  と広がっている。SBV の内径が 25 mm、SBV-標的間の距離が 70 cm 程度なので、標的位置でのビームの像は  $\phi = 32 \text{ mm}$  程度となる。標的は  $\phi 30 \text{ mm}$  なので、ビームを SBV で定義しても一部のビームは標的ホルダーに当たっていることが分かる。BDC1/2 のトラックから、200 MeV のときに 8.1%、250 MeV のときに 4.9% が標的ホルダーに当たっていた。標的ホルダーに当たった成分は Al2 mm 厚のホルダーを垂直に通ったと仮定すると、200 MeV の場合に 1.93 MeV、250 MeV の場合に 1.67 MeV エネルギーが小さくなる。

以上から、まず、高い励起準位の寄与を相対的に減らすために散乱角  $\theta$  は  $\pm 40 \text{ mrad}$  に絞った。なお、散乱角が離散的にならないように、水平方向の観測値は NEUT の幅で乱数を振った。また、 ${}^6\text{Li}$  と標的ホルダーの寄与は  ${}^7\text{Li}$  由来のピークよりエネルギーが定数値下がるだけなので、解析的に測定されるべきエネルギーを求め、ガウス分布で表されると仮定した。それでもなお残るテール ((1) と (2) の寄与) は階段関数のエッジをガウス分布でなました分布により表

現した。これら四つの重ね合わせからピーク近傍の分布は構成されていると考え、分解能は統一することでエネルギー分解能を得た。時間分解能を評価する場合は、 ${}^6\text{Li}$  などの各ピークのエネルギー  $K$  を、

$$\frac{dK}{K} = -\gamma(1+\gamma)\frac{dt}{t} \quad (4.3.1)$$

という特殊相対論の関係式により時間  $t$  に変換することで寄与を考慮した。

時間分布とエネルギー分布のフィットの様子と分解能を図 4.3.3 に示す。フィットの範囲が  $\pm 3\sigma$  となるように再帰的にフィットを行った。エネルギー分布は  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応における散乱角依存性を補正している。測定位置などに対して乱数は振っていない。図中の分解能の値はビームの広がりや SBT の時間分解能等を含んでいる。フィットの仕方 (カイ二乗検定, likelihood) やフィットの範囲によって分解能と計数は共に最大で 5% 程度変化する。分解能の評価において、フィットの方法はカイ二乗検定、フィットの範囲は  $\pm 3\sigma$  に固定した。QDC で測定している電荷が 500 ch (約 18 MeVee) から 2000 ch (約 72 MeVee) のイベントに絞ったときに分解能が改善した理由は、中性子のあたった位置に制限がかかり、当たった位置の不確かさが小さくなるために分解能が上がったと考えられる。なお、時間分解能の評価では高い励起準位などの寄与による階段関数の立ち上がる時間が収束しなかったため、エネルギーのフィットで得られたエネルギーの立ち上がりを時間に換算することでパラメータを決定し (200 MeV のときに準単色中性子の飛行時間から 0.853 ns、250 MeV のときに 0.734 ns 後ろ)、フィットに使用した。

上記のフィットはエネルギー分解能と時間分解能を独立に行っているため、得られたエネルギー分解能と時間分解能が式 4.3.1 を満たすことを確認する。中性子のエネルギーが 246 MeV のときに  $\beta = 6.099$ ,  $\gamma = 1.262$  となる。時間分解能からエネルギー分解能を求めると、3.46(8) MeV となる。194 MeV の場合は  $\beta = 5.595$ ,  $\gamma = 1.206$  となり、時間分解能からエネルギー分解能を求めると、2.61(4) MeV となる。いずれの場合もエネルギー分布からエネルギー分解能を求めた場合と誤差の範囲で一致しており、式 4.3.1 を満たすことが確認された。

$\gamma$  線の時間分布のフィットの様子を図 4.3.4 に示す。

最後に、NEBULA 以外の成分の寄与などを考慮したときの中性子と  $\gamma$  線に対する分解能を表 4.3.2 に示す。中性子

	200 MeV	250 MeV	$\gamma$ 線
ビームのエネルギー幅	114 ps	85 ps	22 ps
SBT の時間分解能	84 ps	93 ps	25 ps
標的中でのエネルギーロス	151 ps	88 ps	—
上記の寄与の合計	207 ps	154 ps	33 ps
NEUT での反応位置の不確か性	206 ps	189 ps	116 ps
飛行時間分解能	335(5) ps	300(7) ps	174(1) ps
飛行時間分解能への NEBULA の寄与	263(6) ps	257(8) ps	171(1) ps
NEBULA 固有の時間分解能	164(6) ps	175(8) ps	126(1) ps
エネルギー分解能	2.59(4) MeV	3.49(7) MeV	—
エネルギー分解能への NEBULA の寄与	2.03(5) MeV	3.00(8) MeV	—

表 4.3.2 中性子と  $\gamma$  線に対する NEBULA の時間分解能とエネルギー分解能。いずれも  $1\sigma$  の値を示す。"NEUT での反応位置の不確か性"とは中性子が NEUT 中のどこで反応したか分からないことによる時間幅を示している。時間分解能の寄与からエネルギー分解能の寄与への変換は式 4.3.1 を用いた。上段は NEBULA の時間分解能以外の飛行時間分解能への寄与を表す。"NEBULA 固有の時間分解能"とは"飛行時間分解能への NEBULA の寄与"から"NEUT での反応位置の不確か性"を差し引いた量である。

に対する NEBULA 固有の時間分解能が  $\gamma$  線に対する NEBULA 固有の時間分解能よりも悪い結果となったが、この原因はわかっていない。

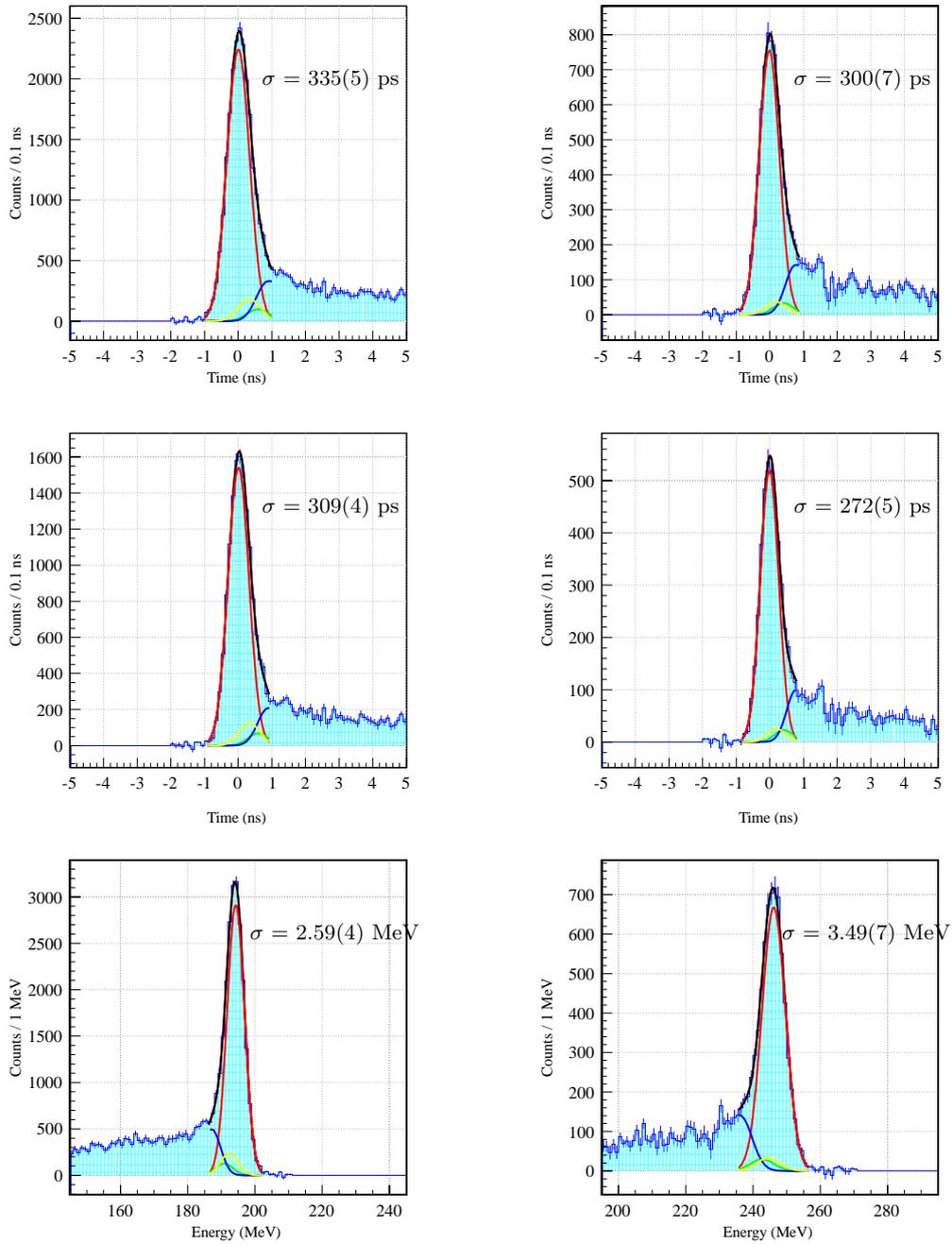


図 4.3.3 準単色中性子の時間分布とエネルギー分布のフィットの様子と分解能。(左列) 中性子の入射エネルギーが 200 MeV の場合。(右列) 中性子の入射エネルギーが 250 MeV の場合。(上段) 閾値を 6 MeVee としたときの時間分布。時間分布は飛行時間を差っ引いているため、ゼロに集まるようになっている。(中段) QDC で測定している電荷が 500 ch(約 18 MeVee) から 2000 ch(約 72 MeVee) のイベントを切り出したときの時間分布。閾値を 6 MeVee とする場合に比べて 1 割ほど時間分解能が改善する。(下段) 閾値を 6 MeVee としたときのエネルギー分布。赤線は  ${}^7\text{Li}$  による寄与、黄線はフレームに当たった成分の寄与、緑線は  ${}^6\text{Li}$  による寄与、青線は高い励起準位と散乱された中性子による分解能の悪いイベントの寄与、黒線はそれらの和である。図中の数字は  ${}^7\text{Li}$  による成分の  $\sigma$  を示す。詳細は本文参照。

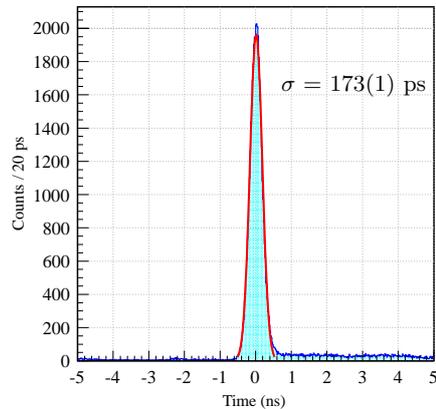


図 4.3.4  $\gamma$  線の時間分布のフィットの様子と分解能。閾値は 6 MeVee としている。 $\gamma$  線の場合は散乱角による制限をかけていない。なお、散乱角を前方等に絞っても分解能は変わらなかった。フィットの範囲は  $\pm 3\sigma$  となるように再帰的にフィットを行った。図中の数字はフィット結果を示す。

上記の分解能の評価は準単色中性子の散乱角が  $\pm 40$  mrad 以下のイベントについて評価しているが、散乱角が大きい場合は  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  反応以外の寄与が大きくなり、バックグラウンドの取扱いより分解能が大きく変化してしまう。このため、散乱角が大きいイベントを使用するバイアスのかからない分解能の評価は行えなかった。

#### 4.3.6 検出効率

検出効率は (NEBULA で観測された中性子の数)/(入射中性子の数) で求められる。NEBULA で観測された準単色中性子による中性子の数は、図 4.3.3 に示したエネルギー分解能を求める際にフィットから得られたガウシアン面積そのものである。検出効率を求める上で以下を考慮する必要がある。

- ${}^6\text{Li}$ 、標的ホルダーに当たっている成分、観測できない反応チャンネルによる散乱、高い励起準位の寄与
- 入射ビームの数と DAQ のデッドタイム
- 標的の厚み、厚い標的によるビームのロス
- 中性子の角度分布 (実験室系で  $\pm 40$  mrad までの積分値)
- 標的中、中性子窓、空気での反応することによる中性子束の減少

シミュレーションと実験結果を比較する上では NEUT 間の隙間と NEUT に使用しているプラスチックシンチレータの設計値との違いを考慮する必要がある。

$\pm 40$  mrad 以下の領域に入射した中性子の数を計算していく。まず、陽子ビームの総数だが、200 MeV の場合はビームの定義後の DSB の数が 2338357 個、ライブタイムが 91.5% なので、有効な陽子ビームの数は  $2338357 \cdot 2000 \cdot (100/91.5) = 5.111 \times 10^9$  個である。250 MeV の場合の有効な陽子ビームの数は  $701674 \cdot 2000 \cdot (100/87.0) = 1.613 \times 10^9$  個である。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  の反応における  $\pm 40$  mrad までの総断面積は 200 MeV の場合に 0.1705 mbarn、250 MeV の場合に 0.1708 mbarn となるが、計算する際にはどちらも 0.171 mbar に丸めた。表 4.1.2 に示した通り、 ${}^7\text{Li}$  標的の厚みは  $1.018 \text{ g/cm}^2$ 、原子量は 7.016 なので、反応レートは、 $6.02 \times 10^{23} \cdot 0.171 \text{ mbarn} \cdot 1.018 \text{ g/cm}^2 / 7.016 = 1.494 \times 10^{-5}$  となる。以上より、入射した中性子の数は 200 MeV の場合は  $1.494 \times 10^{-5} \cdot 5.111 \times 10^9 = 7.634 \times 10^4$ 、250 MeV の場合は  $1.494 \times 10^{-5} \cdot 1.613 \times 10^9 = 2.410 \times 10^4$  となる。入射中性子の数の統計誤差は中性子の検出数の統計誤差に比べて充分小さいため無視する。ただし、SBT や標

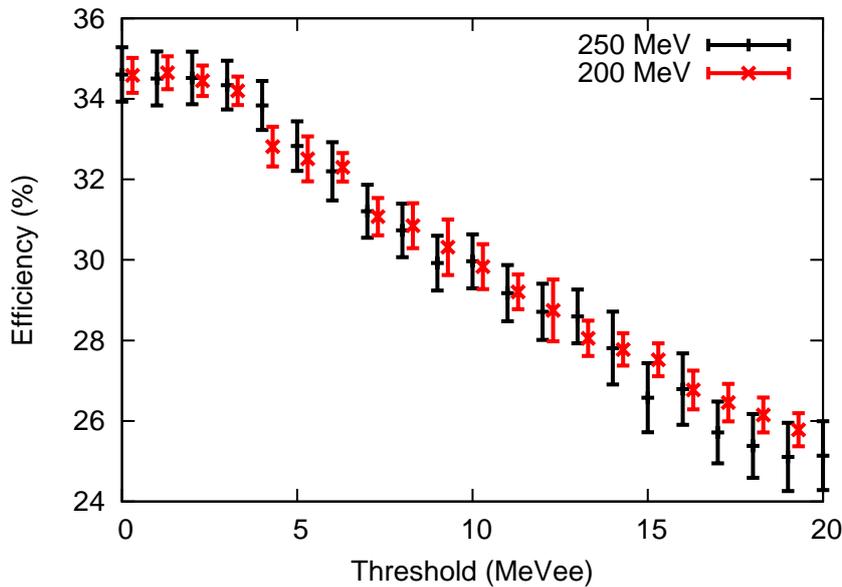


図 4.3.5 検出効率の閾値依存性。プロットの都合上、200 MeV のデータは横軸について +0.3 MeV ずらしてプロットした。絶対値は閾値が 6 MeVee の値が上記で示した検出効率になるようにスケールしている。閾値が 2MeVee 以下のときに変化が小さいのはハードウェアのスレッシュホールドが 2 MeVee 程度であることの影響である。200 MeV と 250 MeV の中性子に対する閾値依存性の有意な違いは見られない。

的で失われるビームの数は考慮していない。

以上より、200 MeV の場合の検出効率は、 $\pm 40$  mrad 以下の領域で検出された中性子の数は 20685(226)、ライブタイムは 83.9% なので、 $20685(226)/83.9\%/7.634 \times 10^4 = 32.3(4)\%$  となる。また、250 MeV の場合の検出効率は、 $\pm 40$  mrad 以下の領域で検出された中性子の数は 6039(135)、ライブタイムは 77.9% なので、 $6039(135)/77.9\%/2.410 \times 10^4 = 32.2(7)\%$  となる。誤差は統計誤差のみを表す。

上記で求めた検出効率は中性子窓と空気、リチウム標的による中性子の散乱の影響と、中性子が検出限界以下の反応により散乱され、エネルギー分布にテールを引く影響も含んでおり、検出器固有の検出効率はこれらの影響を取り除いたものとなる。Geant4 を用いたシミュレーションより、これらの影響により 200 MeV の場合に 6.9%、250 MeV の場合に 6.2% 計数が減少することが予想される (表 3.2.2)。以上より、200 MeV の中性子に対する検出器固有の検出効率は 34.7(4)%、250 MeV の中性子に対する検出効率は 34.3(7)% となる。

70 MeV 程度のエネルギーの中性子に対する検出効率として良い一致が得られている [30] シミュレータ KSUEFF[44] と同じ物理過程や断面積を使用するシミュレータ DEMONS を用いて 200 MeV、ないし 250 MeV の中性子の検出効率を求めると、スレッシュホールドを 6 MeV としたときに 40% 程度という結果になる。しかし、DEMONS で想定している非弾性散乱の断面積の総和は図 3.1.7 に示したように、より新しい研究に基づく JENDL-HE の値や Geant4 が導入している値より 1-2 割程度大きいため、40% より 1-2 割程度減少することは十分に考えられる。

#### 4.3.6.1 閾値依存性

検出効率の閾値依存性を図 4.3.5 に示す。絶対値は閾値が 6 MeVee の値が上記で示した検出効率になるようにスケールしている。閾値が 2 MeVee 以下のときに変化が小さいのはハードウェアのスレッシュホールドが 2 MeVee 程度であることの影響である。200 MeV と 250 MeV の中性子に対する閾値依存性の有意な違いは見られない。なお、シミュレーションとの比較は既に 3.2.2.4 小々節で行った。

3 MeV から 10 MeV までのデータ点について線形を仮定してフィットすると、

$$(\text{検出効率 \%}) = -0.62(5) \times (\text{スレッシュヨルド MeVee}) + 35.8(3)(200 \text{ MeV}) \quad (4.3.2)$$

$$(\text{検出効率 \%}) = -0.69(4) \times (\text{スレッシュヨルド MeVee}) + 36.4(3)(250 \text{ MeV}) \quad (4.3.3)$$

$$(4.3.4)$$

と求まった。この関係式より、発光量の誤差から検出効率の誤差を見積ることが可能である。

#### 4.3.6.2 準単色中性子の位置分布

準単色中性子の検出位置分布を確認する。準単色中性子由来のイベントを選択するために、エネルギーの高い成分のみを選んだ場合と、エネルギーの低い成分のみを選んだ場合、両方の成分を選んだ場合で位置分布が異なることが分かった。これを図 4.3.6 に示す。エネルギーのピークの右側・左側というのは一見他の物理量と相関がないように思えるが、実際には例えばモジュールの奥行き方向のどこに当たるかという情報と関連がある。これと位置分布の非対称性との関連性はわからないが、エネルギーのピークを全て含むようにイベントを選択した場合の位置分布は原点对称となっており、問題の無い位置分布が得られた。これより、準単色中性子由来のイベントを選択する時に、ピークの一部を切り取ってはいけないということである。

#### 4.3.6.3 準単色中性子の角度分布

準単色中性子の角度分布を Taddeucci 氏らの測定 [63] と比較する。角度分布を求める際に、準単色中性子由来のイベントのみを数える必要があるが、標的なしのランのイベントを差し引き、さらに、上記の位置分布の非対称性を生まないように、準単色中性子由来のエネルギーの中心値から  $\pm 2\sigma$  のイベントを計数した (図 4.3.7)。この手法では低エネルギー側に見られる高い励起準位の寄与等を取り除けないことに注意が必要である。

Taddeucci 氏らの測定により  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  反応により得られる準単色中性子の角度分布が正確に得られている [63]。この角度分布は 4.1.2 に示した式とパラメータにより求めた。この Taddeucci 氏らの結果を基準とし、本実験の測定結果を 60 mrad 以下でフィットすることで本実験結果と Taddeucci 氏らの結果の比を求め、これらの結果の比較を行った (図 4.3.8)。実験室系で 60 mrad 以下では Taddeucci 氏らの測定と一致する結果となった。60 mrad 以降で実験結果が小さくなっているのは鉛直方向のアクセプタンスの影響である。

#### 4.3.6.4 アクセプタンス

実験で得られたアクセプタンス込みの準単色中性子の角度分布を実際の角度分布で割ることによりアクセプタンスが実験的に求められる。この結果を図 4.3.9 に示す。角度アクセプタンスが 60 mrad 付近で急激に落ち初め、140 mrad 付近でもう一度減少を見せている。60 mrad に見られる落ち込みは鉛直方向のアクセプタンスが切れ始めていることを表しているが、NEBULA の鉛直方向の長さは  $\pm 90 \text{ cm}$  であり、四層目の距離が 12.09 m なので、本実験での角度アクセプタンスは 74 mrad となるはずであった。しかし、実際には中性子窓の出口でアクセプタンスが決まっていることを示している。140 mrad 付近の減衰は水平方向のアクセプタンスが切れ初めていることを表している。中性子窓の関係からビームから見て右側が先に切れ始めるように設置されており、ビーム軸からの水平方向の距離が 165 cm なので、四層目では角度アクセプタンスが 136 mrad となる。これは解析結果と一致しており、解析が正しいことを裏付けている。

角度アクセプタンスは入射中性子のエネルギーに依らないはずだが、角度が大きい領域で少し異なっている。これは、250 MeV の場合の方がエネルギー分解能が悪く、高い準位のイベントを余分に数えているからと思われる。この考察から、角度が大きいところほど過剰にアクセプタンスを評価しているはずである。

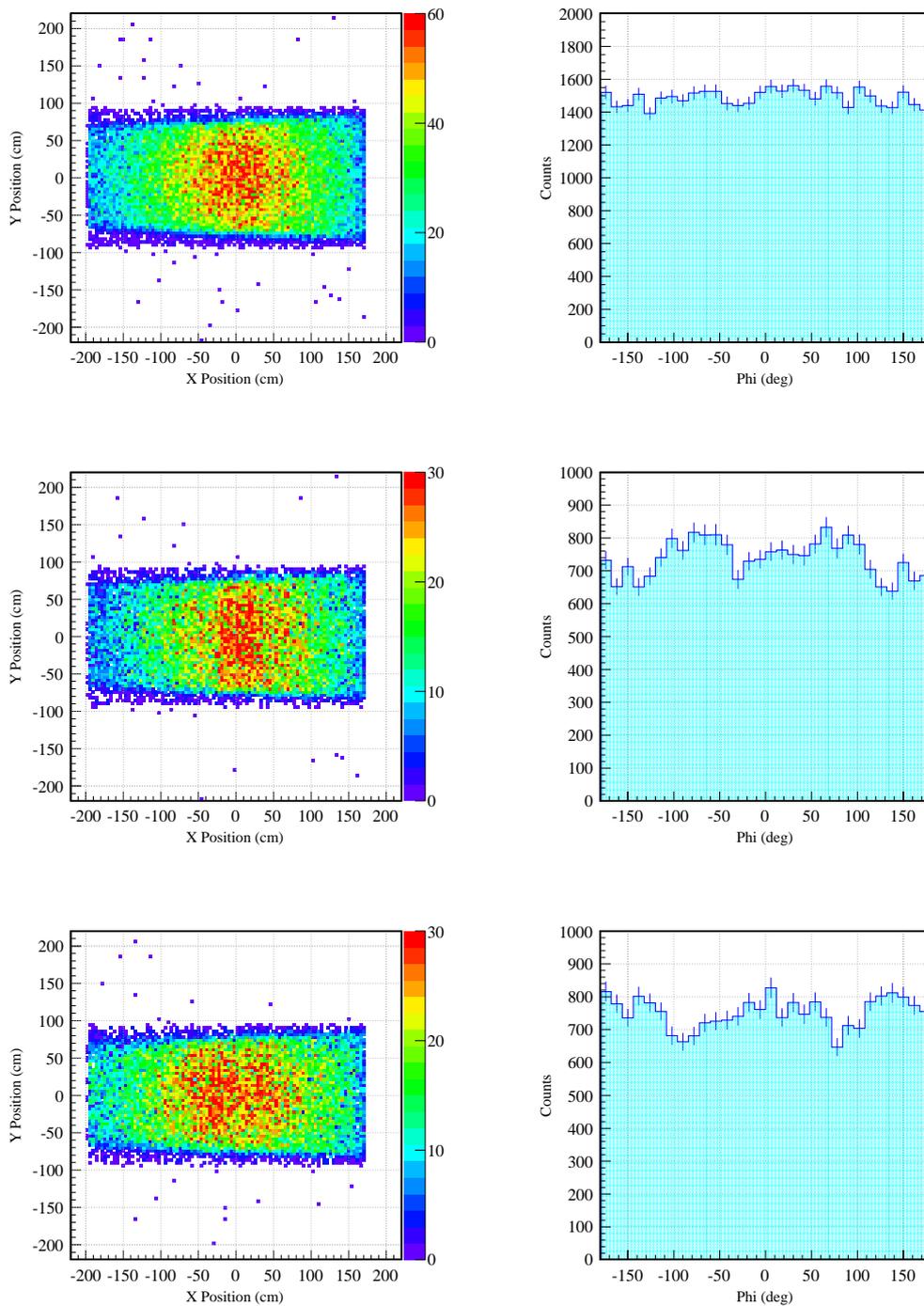


図 4.3.6 準単色中性子の位置分布と角度分布。(左列) 位置分布。ビーム軸から見たときの像になっている。(右列) 60 mrad 以下のイベントの  $\phi$  分布。ビームから見て水平方向右側の軸をゼロとしている。(上段) エネルギーの中心値から  $\pm 2\sigma$  までを選んだ場合。(中段) エネルギーの高い成分 (中心から  $+2\sigma$  まで) のみを選んだ場合。(下段) エネルギーの低い成分 (中心から  $-2\sigma$  まで) のみを選んだ場合。中性子のエネルギーは 200 MeV である。エネルギーは 193.8 MeV から  $\pm 5.7$  MeV を選択した。

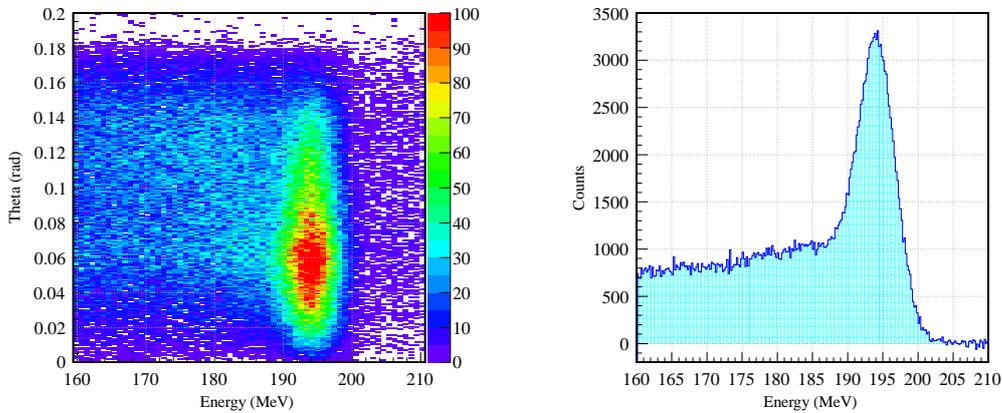


図 4.3.7 準単色中性子の角度分布を導出するためのイベント選択。(左)  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  により得られるイベント全てについての中性子のエネルギーと散乱角の相関。(右)  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  により得られるイベント全てについての中性子のエネルギー分布。200 MeV では 193.8 MeV から  $\pm 5.7 \text{ MeV}$ 、250 MeV では 246.2 MeV から  $\pm 7.4 \text{ MeV}$  を選び出した。中心値が中性子の入射エネルギーと少し違うのは分布のピークを単純に使用したからである。エネルギーの幅も、ピークをガウシアンで単純にフィットして得られる値を使用している。

#### 4.3.7 2 架台目の VETO の取扱い

クロストークを議論する前に、2 架台目の VETO の取扱いについて議論する。

クロストークの除去や 2 中性子イベントを議論する場合は 2 架台目の VETO のヒットのある／なしによって 1 架台目から飛び出した反跳陽子によるイベントを区別することができる。図 4.3.10 に 200 MeV の準単色中性子が入射したときの 2 架台目の VETO で観測された飛行時間と発光量の相関を示す。飛行時間が 69 ns、発光量が 4 MeVee 以上のところに強い相関が見られる。これは 1 架台目から中性子によって打ち出される反跳陽子と考えられる。このように、2 架台目の VETO で反跳陽子は数多く観測されていることが理解できる。

2 架台目の VETO を生かす最も簡単なアルゴリズムとして、

- 手法 (1) 2 架台目の VETO のヒットが一つでもあった場合はそのイベントを破棄する。
- 手法 (2) 2 架台目の VETO のヒットが一つでもあった場合は 2 架台目のヒットを全て除外する。
- 手法 (3) VETO のヒットのあった位置の後方のヒットを除外する。
- 手法 (4) 反跳陽子のトラッキングを行い、そのトラックを構成するヒットに VETO が入っていれば除外する。

等が考えられる。手法 (3) は比較的容易に 2 架台目の VETO を生かす目的のアルゴリズムで、本論文では VETO のヒットのあった位置から xy 平面で半径 60 cm の円内に入り、かつ VETO のヒットから 1 ns 以上、6 ns 以下の時間がかかったイベントを排除することにした。表 4.3.3 に 1 架台目の VETO のみを使用した場合の準単色中性子のイベント数と上記の (1)、(2)、(3) を適応した場合のイベント数の違いを示す。二中性子イベントの場合に VETO の取扱いで検出効率がどう変化するかが重要であるが、この評価は正確なシミュレーションを必要とするためまだ行っていない。表 4.3.3 の結果から言えることとして、(1) のアルゴリズムを用いた場合の結果より、1 架台目にヒットしたイベントのうち 23% は 2 架台目の VETO に当たっており、(2) のアルゴリズムを二中性子の場合に適応すると、diff. wall のイベントを 23%、1 架台目の same wall のイベントを 41% ロスすることになると言える。

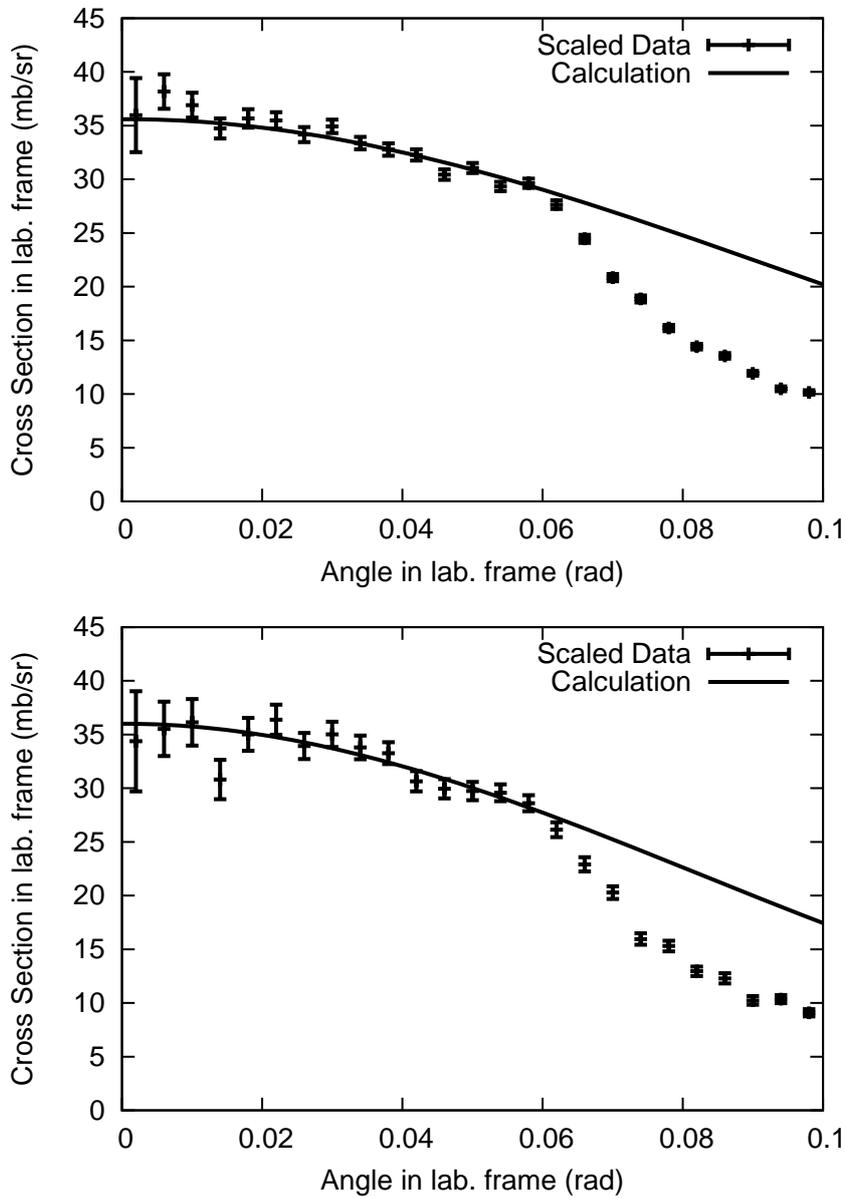


図 4.3.8 準単色中性子の角度分布。(上) 200 MeV の中性子の場合。(下) 250 MeV の中性子の場合。誤差は統計誤差のみ。実線は Taddeucci 氏らの結果を示す。Taddeucci 氏らの結果を本実験の 60 mrad 以下の結果でフィットすることでスケリングの係数を求め、実験結果をスケールした。フィットの結果、カイ二乗値は 200 MeV のときに 1.35、250 MeV のときに 0.96 となった。アクセプタンスの補正は行っていない。

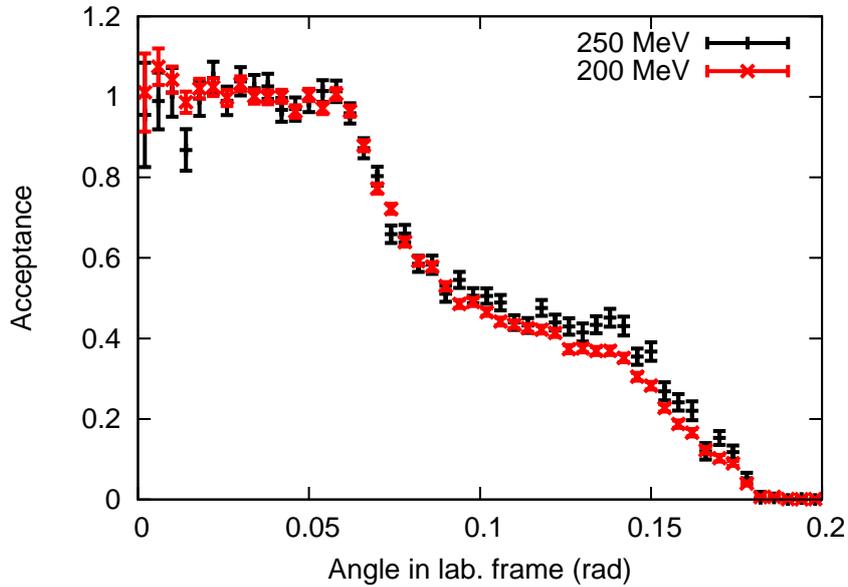


図 4.3.9 NEBULA の角度アクセプタンス。誤差は統計誤差のみ。赤が 200 MeV の中性子を入射した場合、青が 250 MeV の中性子を入射した場合。60 mrad 以下でのアクセプタンスが 1 になるように規格化している。詳細は本文参照のこと。

	1 架台目の VETO のみ	VETO なし	手法 (1)	手法 (2)	手法 (3)
1 架台目	11535(162)	102(2) %	77(2) %	100(2) %	99(2)
2 架台目	9030(178)	100(3) %	95(3) %	96(3) %	95(3)
全体	20129(303)	103(2) %	87(2) %	100(2) %	97(2)

表 4.3.3 2 架台目の VETO の適応アルゴリズムによる一中性子イベントの計数の違い。1 架台目の VETO のみを使用した場合を基準としたときの、各手法を用いた場合の計数の割合を示す。1 架台目の計数と 2 架台目の計数の和や割合が全体の計数や割合の中心値と一致しないのは、それぞれ別々にフィットすることで計数しているからである。VETO を使用しないときの計数が 0-3% 程高くなっているのは VETO が生成標的として機能しているからで、プラスチックの厚み 48 cm と VETO の厚み 1 cm の比に一致する値となっている。これより NEBULA に入射している荷電粒子は無視できるほどに少ないことが分かる。2 架台目のイベント数が 4% 程小さくなっているのは、2 架台目の VETO が生成標的として機能しているからで、2 架台目のプラスチックの厚み 24 cm と VETO の厚み 1 cm の比に一致する値となっている。(2) に比べて (3) のアルゴリズムでイベント数が若干少なくなったのは、宇宙線などによるバックグラウンドが (3) の方が多くなったからと考えられる。

本論文では (3) の手法を適応することでクロストークや 2 中性子イベントを評価した。

### 4.3.8 クロストーク

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応では中性子が一つしか入射しないことが保証されるため、測定したエネルギー分布などから準単色中性子によるイベントを選択することで、クロストーク (2.3.4 小節) を議論することができる。厳密に  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応でなく、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$  や  ${}^7\text{Be}$  のより高い励起準位に遷移したイベントでも  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により得られる中性子のエネルギー近傍であれば 2 中性子が放出されることはないため、最も早いシグナルの与えるエネルギーが実験で得られる中性子のエネルギーのピークから  $\pm 3\sigma$  程度にあたる

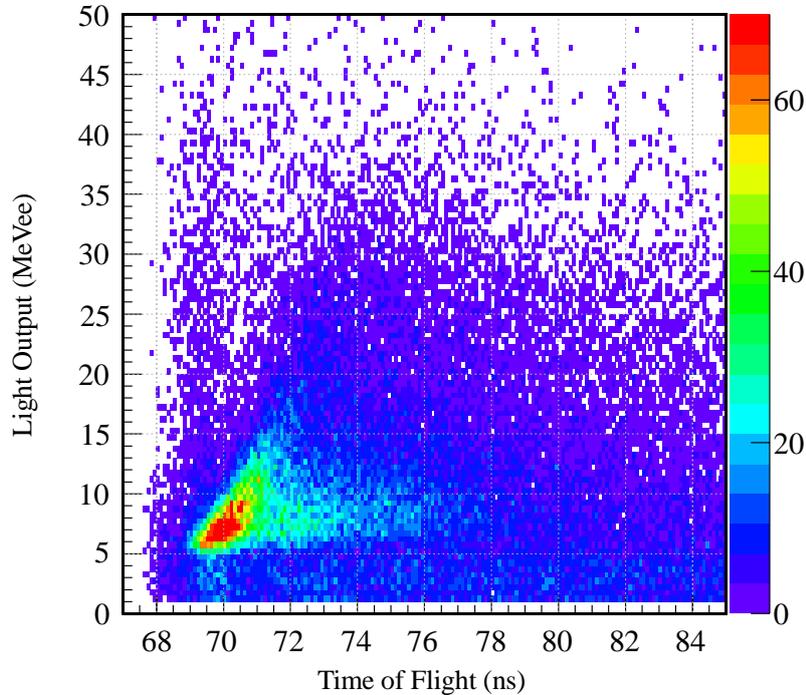


図 4.3.10 200 MeV の準単色中性子が入射したときの 2 架台目の VETO の飛行時間と発光量の相関。飛行時間が 70 ns 程度に見られるピークが反跳陽子によるシグナルと考えられる。2 架台目の VETO の位置は 11.7 m であり、200 MeV の中性子のランでの準単色中性子の飛行時間の中心値は 69.7 ns となる。反跳陽子が中性子のエネルギーを全てもらった場合、この準単色中性子の飛行時間に一致するはずで、図 4.3.10 に見られるピークは妥当な飛行時間となっている。一方、発光量だが、角度分布のピークは 2.2.6 より重心系で約 40 度であり、このときの反跳陽子のエネルギーは図 2.2.7 より約 220 MeV となる。VETO の厚みは見掛け上 1.06 cm となり、そのときのエネルギーロス は 4.6 MeV、発光量は 4.1 MeVee となる。図 4.3.10 に見られるピークの発光量のピークは 7 MeVee 程度であり、良く一致しているとは言い難い。しかし、飛行時間が遅くなるほど発光量が遅くなっており、反跳陽子以外とは考えにくい。発光量の議論が不十分であるか、発光量の較正に問題があると考えられる。

186 MeV から 202 MeV の範囲に入ったイベントを選択した。VETO のアルゴリズムには前小節で示した手法 (3) を用いた。

クロストークを考える上で、まず、最も簡単なのは diff. wall のみを考える手法である。これは、各架台ごとに最も早いヒットを 1 つ選ぶことで 2 つのヒットを選択することができる。この手法を "diff. only method" と名づけておく。diff. only method でクロストークを解析するための具体的な解析の手順は、

1. ビームの定義外のイベントを破棄
2. 各モジュールごとに位置や飛行時間、発光量、中性子と仮定したときの速度やエネルギー等、後に必要な全ての情報を計算
3. スレッシュホールド以下のヒットを除外
4. 1 架台目の VETO のヒットがあればイベントを破棄
5. 最も早い中性子の到達時間よりも 2 ns 以上早いヒットを除外

6. 時間的に最も早いヒットのエネルギーが適当でない場合はイベントを破棄
7. 2 架台目の VETO のヒットがあれば適当なアルゴリズムを適応し、陽子によるヒットを除外
8. それぞれの架台ごとに時間的に最も早いヒットを残してそれ以外を除外
9. それぞれの架台ごとにヒットが一つずつなければイベントを破棄

となる。

same wall のクロストークは反跳陽子によって多量に生じている。そこで、これらの影響をなくすために先にクラスター解析を行う必要がある。本論文におけるクラスター解析とは、基準となる距離により二つ以上のヒットを一つのクラスターとし、そのクラスターの中で最も早いヒットをクラスターを代表するヒットと考える手法を意味する。得られたクラスターを代表するヒットのうち、最も観測時間が早いヒットを二つ選択し、それらが同一架台のヒットであれば same wall、異なる架台のヒットであれば diff. wall と判断する。クラスターを形成する距離の基準は、

$$\frac{1}{\sqrt{4}} \sqrt{\left(\left(\frac{dx}{12 \text{ cm}}\right)^2 + \left(\frac{dy}{12 \text{ cm}}\right)^2 + \left(\frac{dz}{12 \text{ cm}}\right)^2 + \left(\frac{dt}{12 \text{ cm}/c\beta}\right)^2\right)} < 2 \quad (4.3.5)$$

という条件にした。12 cm というのはモジュール間の距離にあたる。4 は次元の数である。最後の 2 という無次元の量はクラスターを形成する距離を最終的に決めるパラメータで、ここでは経験的に決定した。 $c$  は光速を表し、 $\beta$  は反跳陽子の速度を表す。反跳陽子の速度  $\beta$  はイベントごとに求めるべきだが、ここでは  $\beta = 0.6$  と近似した。クラスター解析した場合を "Clustering method" と名づけておく。反対に、クラスター解析を行わないでクロストークを見る場合を "No Clustering method" と名づけておく。

Clustering method でクロストークを解析するための具体的な解析の手順は、

1. ビームの定義外のイベントを破棄
2. 各モジュールごとに位置や飛行時間、発光量、中性子と仮定したときの速度やエネルギー等、後に必要な全ての情報を計算
3. スレッシュホールド以下のヒットを除外
4. 1 架台目の VETO のヒットがあればイベントを破棄
5. 最も早い中性子の到達時間よりも 2 ns 以上早いヒットを除外
6. 時間的に最も早いヒットのエネルギーが適当でない場合はイベントを破棄
7. 2 架台目の VETO のヒットがあれば適当なアルゴリズムを適応し、陽子によるヒットを除外
8. クラスター化し、クラスターの中で一番早いヒット以外を除外 (発光量の和などは計算していない)
9. ヒットが二つ未満ならばイベントを破棄
10. 時間的に最も早いヒットと二番目のヒット以外を除外
11. 残った二つのヒットが同一架台のヒットならば same wall、異なる架台のヒットならば diff. wall と判断

となる。No Clustering method の場合は上記の手法の内、クラスター化する処理を省くだけである。

図 4.3.11 に diff. only method で解析したときの diff. wall のクロストークを、図 4.3.12 に Clustering method で解析したときの same wall のクロストークを示す。なお、diff. only method により diff. wall のみを探した場合と Clustering method によりクラスター解析した後に diff. wall を探す場合では、後述するように結果はほとんど変わらなかったため、Clustering method で解析したときの diff. wall の相関図は省略する。図 4.3.11 に見られる相関は五つの起源に分けられる。図 4.3.11 の左中図に見られる赤い筋 (図中 (a)) は一架台目で生じた反跳陽子によるエネルギーロスのピークである。右中図に示した (b) は中性子が一架台目で検出されたのちに、散乱中性子が二架台目で再度検出されるイベントである。(c) は二架台目で中性子が検出されたのちに、evaporation や pre-equilibrium により生じた中性子が後方に散乱し、一架台目で検出されるイベントと考えられる。後方散乱される中性子のエネルギーは二つ

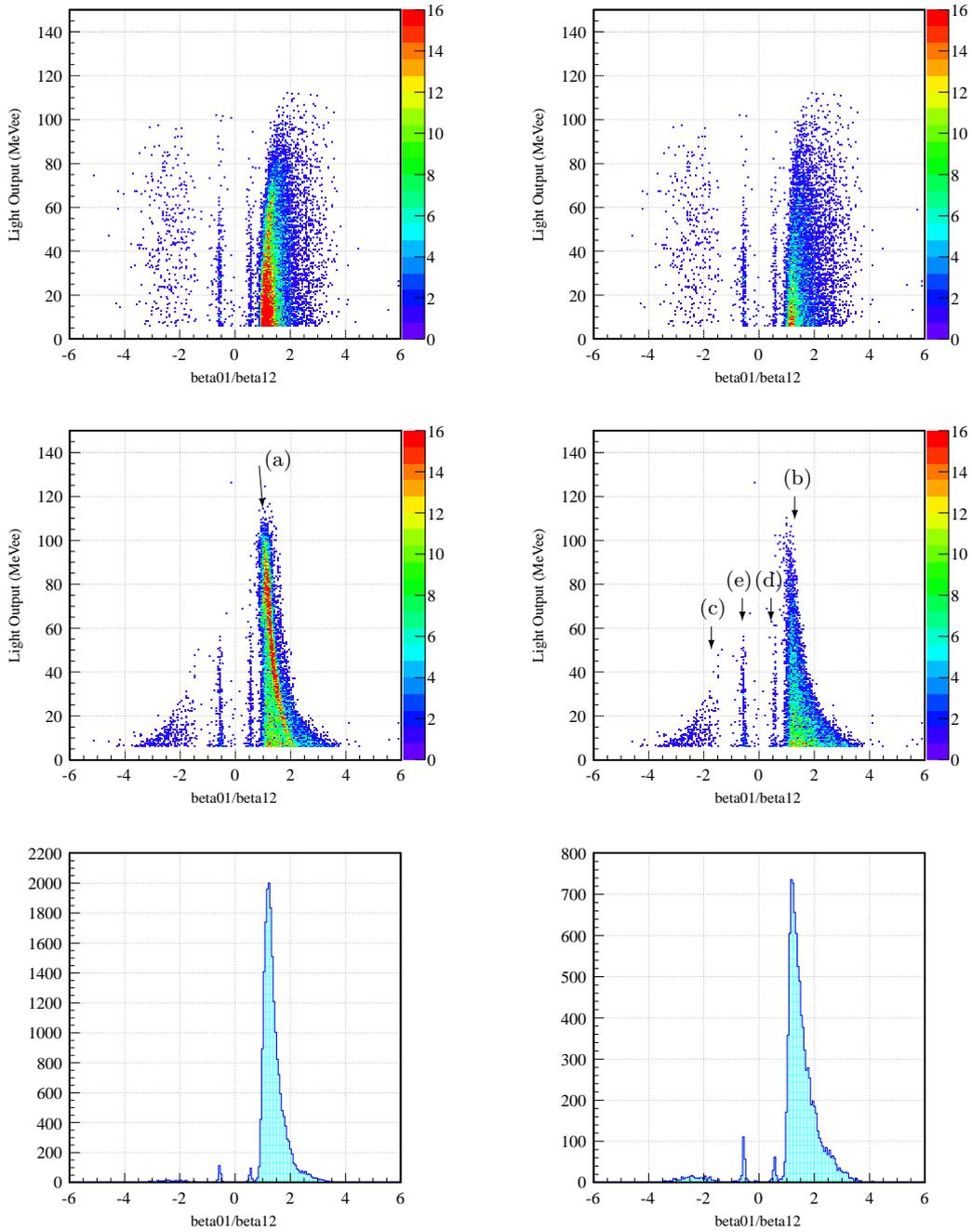


図 4.3.11 diff. wall のイベントの相関。(左列) 1 層目の VETO のみを使った場合。(右列) 手法 (3) により 2 層目の VETO を使った場合。(上段)  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と先に観測されたヒットの発光量の相関。(中段)  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と後に観測されたヒットの発光量の相関。(下段)  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の分布。中性子の入射エネルギーは 200 MeV である。定量的な議論を行うわけではないので、統計を得るために  $\theta$  に条件をかけていない。標的なしのランは差っ引いていない。diff. only method を用いている。クロストークの起源は図に示した (a), (b), (c), (d), (e) の五つに分けられる。詳細は本文参照のこと。

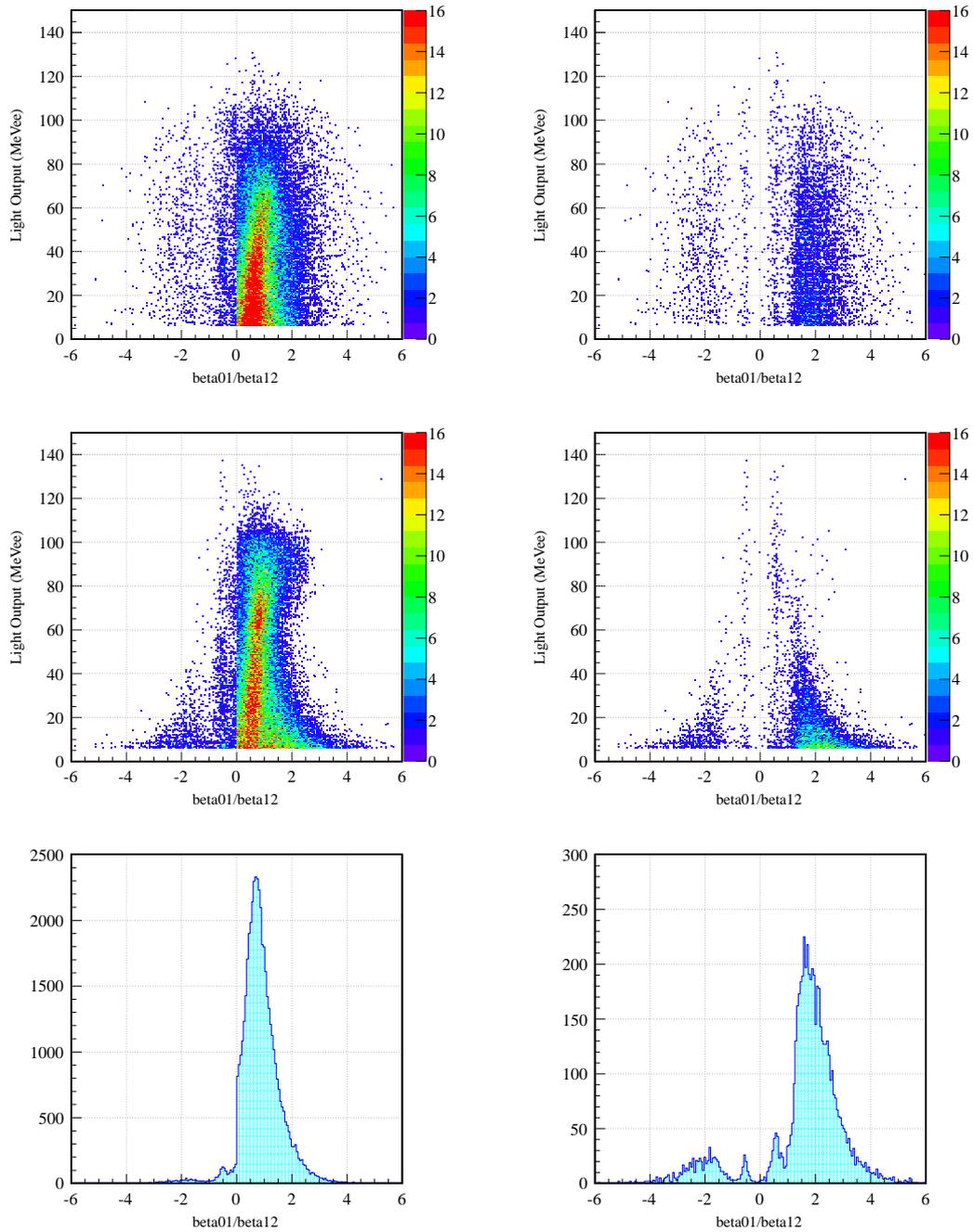


図 4.3.12 same wall のイベントの相関。(左列) 1 層目の VETO のみを使った場合。(右列) 手法 (3) により 2 層目の VETO を使った場合。(上段)  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と先に観測されたヒットの発光量の相関。(中段)  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と後に観測されたヒットの発光量の相関。(下段)  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の分布。中性子の入射エネルギーは 200 MeV である。定量的な議論を行うわけではないので、統計を得るために  $\theta$  に条件をかけていない。標的なしのランは差っ引いていない。Clustering method を用いている。

目のヒットの発光量の最大値から最大 40 MeV 程度と考えられる。この様に後方に散乱されるエネルギーの高い中性子は、陽子と  $^{12}\text{C}$  の反応で確認されている [38]。(d) と (e) は宇宙線や  $\gamma$  線によるイベントである。宇宙線や  $\gamma$  線は  $\beta = 1$  となるため二つのヒット間の速度は鋭い分布となる。(d) は NEBULA の前方から後方へ向かうイベント、(e) はその逆のイベントである。図 4.3.12 に見られる相関も同様に説明される。

表 4.3.4 に一中中性子が検出されたときのクロストークの割合を示す。 $0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$  のイベントのほとんどは、分解

		1 架台目の VETO のみ	手法 (2)	手法 (3)
diff. only method				
diff. wall	$\beta_{01}/\beta_{12} < -1$	0.31(4)%	0.30(4)%	0.30(4)%
	$-1 < \beta_{01}/\beta_{12} < 0$	0.07(3)%	0.05(2)%	0.06(3)%
	$0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$	1.25(7)%	0.20(3)%	0.23(3)%
	$1 < \beta_{01}/\beta_{12}$	16.3(3)%	6.8(2)%	7.8(2)%
	全て	17.6(3)%	7.3(2)%	8.3(2)%
Clustering method				
diff. wall	$\beta_{01}/\beta_{12} < -1$	0.30(4)%	0.29(4)%	0.30(4)%
	$-1 < \beta_{01}/\beta_{12} < 0$	0.06(6)%	0.05(2)%	0.05(6)%
	$0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$	1.17(7)%	0.19(3)%	0.21(3)%
	$1 < \beta_{01}/\beta_{12}$	16.0(3)%	6.6(2)%	7.6(2)%
	全て	17.2(3)%	7.1(2)%	8.0(2)%
same wall	$\beta_{01}/\beta_{12} < -1$	0.53(5)%	0.54(5)%	0.55(5)%
	$-1 < \beta_{01}/\beta_{12} < 0$	0.04(3)%	0.03(3)%	0.04(3)%
	$0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$	0.18(7)%	0.09(6)%	0.10(6)%
	$1 < \beta_{01}/\beta_{12}$	4.3(1)%	4.2(1)%	4.2(1)%
	全て	5.0(2)%	4.8(2)%	4.9(2)%
No Clustering method				
diff. wall	$\beta_{01}/\beta_{12} < -1$	0.22(3)%	—	—
	$-1 < \beta_{01}/\beta_{12} < 0$	0.05(2)%	—	—
	$0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$	1.13(7)%	—	—
	$1 < \beta_{01}/\beta_{12}$	12.2(3)%	—	—
	全て	13.3(3)%	—	—
same wall	$\beta_{01}/\beta_{12} < -1$	0.60(5)%	—	—
	$-1 < \beta_{01}/\beta_{12} < 0$	0.76(10)%	—	—
	$0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$	21.2(4)%	—	—
	$1 < \beta_{01}/\beta_{12}$	13.8(3)%	—	—
	全て	35.4(5)%	—	—

表 4.3.4 一中中性子が検出されたときのクロストークの割合。表中の値はクロストークの数を検出した中性子の数で割った値を示す。“手法”とは表 4.3.3 と同じ定義である。検出器からはみ出すクロストークのイベントが成分少なくなるように中性子の当たった位置が  $\theta < \pm 40$  mrad となるイベントに絞った。クラスタリングをすれば diff. wall と same wall は同時にはほとんど起きていないということである。なにもクラスタリングしないと same wall のイベントのバックグラウンドが非常に大きくなる。

能が無限大のときに  $\beta_{01}/\beta_{12} > 1$  となるクロストークが、分解能が有限であることにより染みだしている成分である。

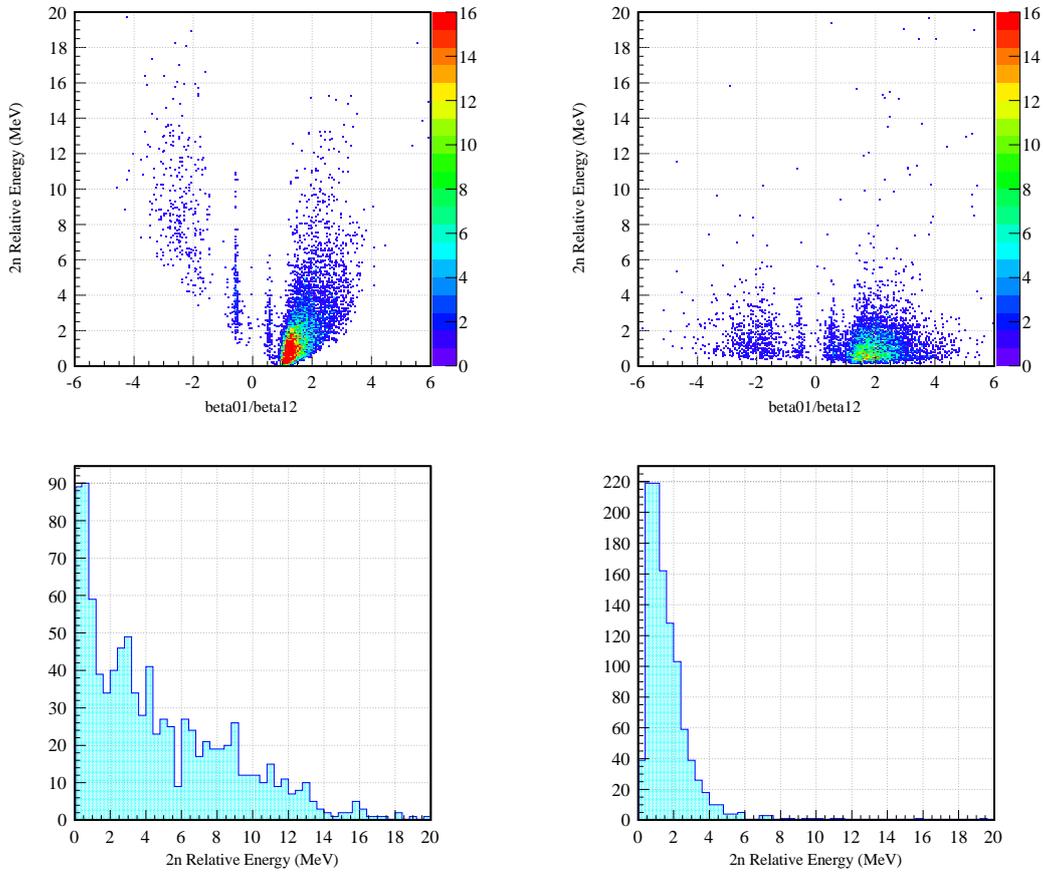


図 4.3.13  $\beta_{01}/\beta_{12}$  に対する 2 中性子間の相対エネルギー。same wall において、相対エネルギーが小さい領域でカウントが下がっているのはクラスタリングによるもの。diff. wall の場合も 0.3 MeV 以下程度ではイベント数が少なくなっている。

2 層目の VETO を使用することで反跳陽子によるクロストークを除去しており、これにより  $0 < \beta_{01}/\beta_{12} < 1$  のクロストークを 6 分の 1 程度に抑えており、二中性子イベントの選択においてバックグラウンドを有効に減らすことができると期待される。宇宙線によりクロストークが生じている場合は分母の定義をバックグラウンドとしてアクセプトされる時間幅で規格化するべきであるが、実際問題として標的なしのランを差し引くことにより宇宙線のイベントも取り除かれるので問題としない。

#### 4.3.8.1 二中性子の相対エネルギー

クロストークが二中性子に由来すると考えたときの二中性子間の相対エネルギーを図 4.3.13 に示す。物理測定でクロストークの影響を評価するために、この分布を再現するシミュレータを作成すれば正しくクロストークを取り除ける。

#### 4.3.8.2 中性子とプラスチックシンチレータの反応により生じる $\gamma$ 線

スレッシュホールドを 2 MeVee まで下げた上で、diff. wall の解析を行い、二層間の速度が光速に一致するイベントを選択することで中性子とプラスチックシンチレータの反応により生じる  $\gamma$  線を選び出すことができる。この結果を図

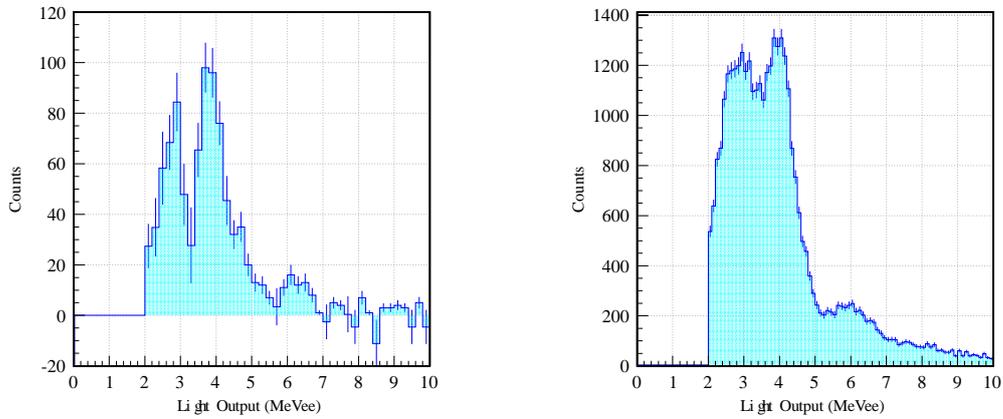


図 4.3.14 中性子とプラスチックシンチレータの反応により生じる  $\gamma$  線のエネルギーロス分布。(左)  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  により生じる準単色中性子により発生した  $\gamma$  線。標的なしのランを引いているため、アクシデンタルな宇宙線は差っ引かれている。 $-0.7 < \beta_{01}/\beta_{12} < 0.7$  のイベントを選択した。(右)  $\text{Cu}({}^{15}\text{C}, \gamma)$  により生じる中性子のうち、200 MeV から 300 MeV までのものを選択したときに発生した  $\gamma$  線。バックグラウンドは取り除いていないため、宇宙線によるイベントが含まれている。 $-0.7 < \beta_{01}/\beta_{12} < -0.5$  のイベントを選択した。いずれの場合も 4 MeVee 付近に強いピークが見られる。これは  ${}^{12}\text{C}$  の励起状態である 4.44 MeV の準位からの  $\gamma$  線と考えられる。6 MeVee 付近にも小さなピークが見られるが、この起源はわかっていない。

4.3.14 に示す。いずれの場合も 4 MeVee 付近に強いピークが見られるこれは  ${}^{12}\text{C}$  の基底状態である 4.44 MeV の準位からの  $\gamma$  線と思われる。6 MeVee 付近にも小さなピークが見られるが、この起源はわかっていない。ソフトウェアのスレッシュホールドを 6 MeVee としてきたが、この結果より、場合に依っては 7 MeVee までスレッシュホールドを高くするとバックグラウンドを減らせると思われる。

## 4.4 $^{14}\text{Be}$ の分解反応

本節では  $C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X)$  と  $C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  の反応により得られる相対エネルギー分布と既知の結果を比較することで本章で行ってきた較正と評価の結果の間接的な確認を行う。

### 4.4.1 二次ビーム測定系の較正

一般には二次ビーム測定系を較正し、二次ビームの  $Z$  と  $A/Z$  を求めるが、ここでは F7-SBT 間の飛行時間と SBT の発光量のみで二次ビームの粒子識別 (PID) を行う。イベントごとの二次ビームの運動量が分かると SBT-標的間の飛行時間を補正できるが、これは、SBT-標的間の距離が 2.28 m で、F7-SBT の距離が 37.22 m、飛行時間の幅は 400 ps ( $1\sigma$ ) 弱となることから、SBT-標的間の飛行時間の幅は  $1\sigma < 25$  ps となり、NEBULA の時間分解能に比べて非常に小さくなるため補正する必要がない。これより、二次ビーム測定系の較正は粒子識別にしか影響しないため、本論文では F7 plastic と SBT の TDC キャリブレーションとペDESTAL の除去、簡単なスルー補正のみ行った。これらの較正の詳細は省略する。

### 4.4.2 荷電粒子測定系の較正

荷電粒子測定系はフラグメントの PID を行うだけでなく、運動量を求める必要がある。PID は SBT-HOD 間の TOF と HOD での発光量、FDC での位置の三つの相関により行う。運動量はシミュレーションにより SAMURAI マグネットの一次の転送行列を求め、SAMURAI マグネット前後に設置した FDC1,2 の位置と角度から求める。

ここでは下流の PID を行うために必要な HOD の発光量と TOF の相対的なキャリブレーション、FDC1/2 の STC (Space Time Calibration) を行う。

#### 4.4.2.1 HOD の較正

下流の PID を行うためには HOD のモジュール間の発光量と TOF を相対的に合わせる必要がある。ここでは HOD の境界  $\pm 5$  mm のイベントを切り出すことで二つのモジュール間で近似的に同一の飛行時間と発光量のイベントを得ることができ、連鎖的に全てのモジュール間で相対的にそれらを合わせることがができる。この較正にはビームに  $^{10}\text{Be}$  を使用し、SAMURAI マグネットの磁場を掃引したランを用いた。図 4.4.1 にキャリブレーション後の飛行時間と発光量を示す。なお、横軸の値は FDC2 での位置となっている。HOD のペDESTAL は既に除去してあるが、スルー補正は行っていない。発光量の位置依存性は一本のモジュール中でも変化している。これは、例えばプラスチックシンチレータの厚みが均一でないことなどが原因として考えられるが検証を行っていない。また、HOD にブースターはついていないためにビーム強度が強い場合はゲインが変化するので、PID を行う際にはこれを考慮する必要がある。

#### 4.4.2.2 FDC1/2 の STC とトラッキング

FDC1/2 はドリフト時間が測定されており、これをドリフト距離に変換することで荷電粒子の通過位置を知ることができる。このドリフト時間とドリフト距離の変換のことを STC と呼ぶ。ビームが一様にドリフトチェンバーに当たっていると仮定すると、計数  $dN/dx$  はドリフト距離  $x_{\text{dist}}$  に依らないので、

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \quad (4.4.1)$$

$$\therefore x_{\text{dist}} = \int_0^t \frac{dN}{dt} dt \quad (4.4.2)$$

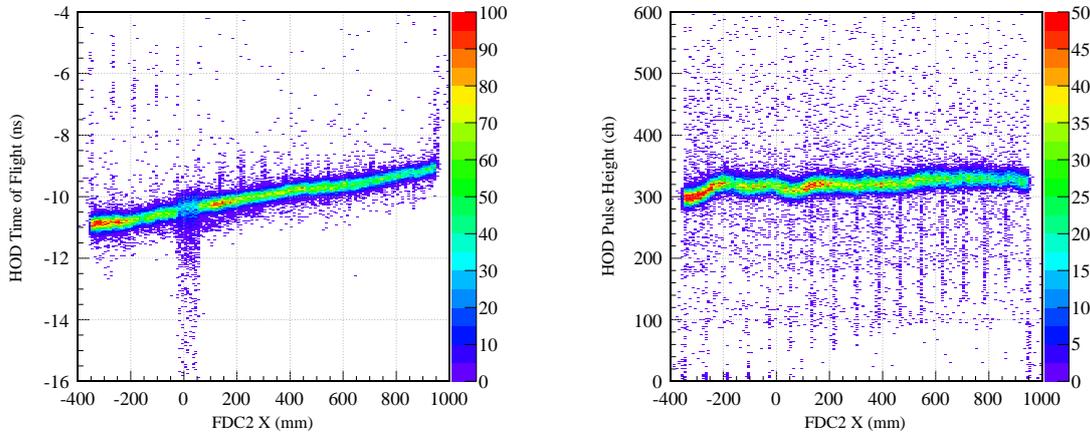


図 4.4.1 HOD の飛行時間と発光量の相対的な較正を行った後の FDC2 での水平方向の位置との相関。(左) HOD の飛行時間と FDC2 での水平方向の位置との相関。飛行時間の絶対値の較正は行っていない。(右) HOD の発光量と FDC2 での水平方向の位置との相関。横軸は FDC2 内での位置を表す。FDC2 の水平方向の位置に対して HOD の飛行時間や発光量が連続的になっており、正しく較正できていることがわかる。ただし、発光量の位置依存性は一本のモジュール中で変化しているが、この由来はわかっていない。

という関係を満たす [65]。これより、ドリフト時間分布  $dN/dt$  を時間で積分すれば STC を行うことができる。STC により得られた距離  $x_{\text{dist}}$  はワイヤーの左右のどちらを通過したかという不定性を持っている。この不定性は左右の組み合わせに対して総当たりで最小二乗法によりトラッキングを行い、カイ二乗値が最も小さくなるトラックを選んだ。

図 4.4.2、4.4.3、4.4.4、4.4.5 に  $C(^{14}\text{Be}, \text{Be} + \text{Xn})$  のときの各ドリフトチェンバーの TDC の分布、STC、残差分布のドリフト時間依存性 (トラックにより得られる距離  $x_{\text{track}}$  と  $x_{\text{dist}}$  の差の絶対値)、残差分布を示す。標的後の検出器は  $^{12}\text{Be}$  により STC を行うべきだが、 $C(^{14}\text{Be}, \text{Be} + \text{Xn})$  の反応を選んだときに下流には  $^{12}\text{Be}$  が 75% ほど来ているため、よい近似と考えられる。

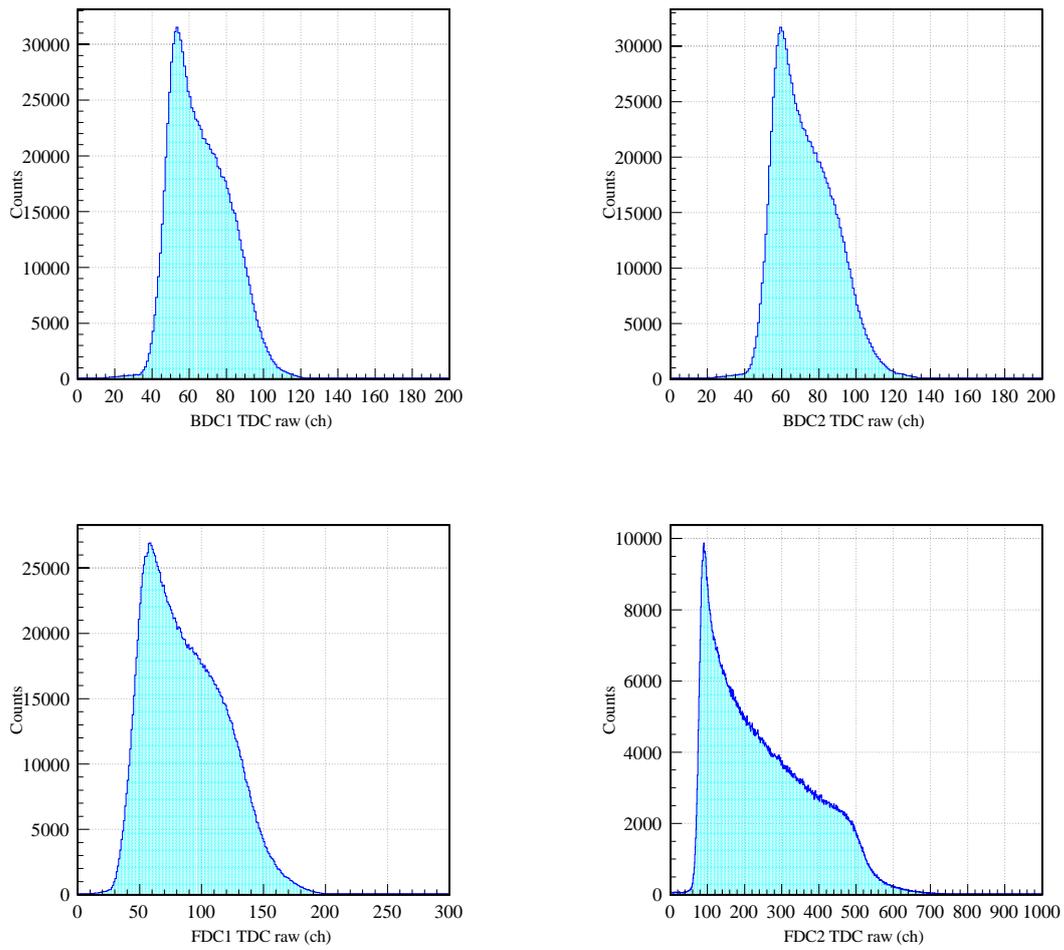


図 4.4.2  $C(^{14}\text{Be}, \text{Be} + \text{Xn})$  における TDC 分布。FDC1/2 の TDC はコモンストップでデータを取得しているため、図では TDC の分布の左右を反転し、スペクトルの立ち上がりが 0 ch より少し上から始まるようにオフセットを足した。

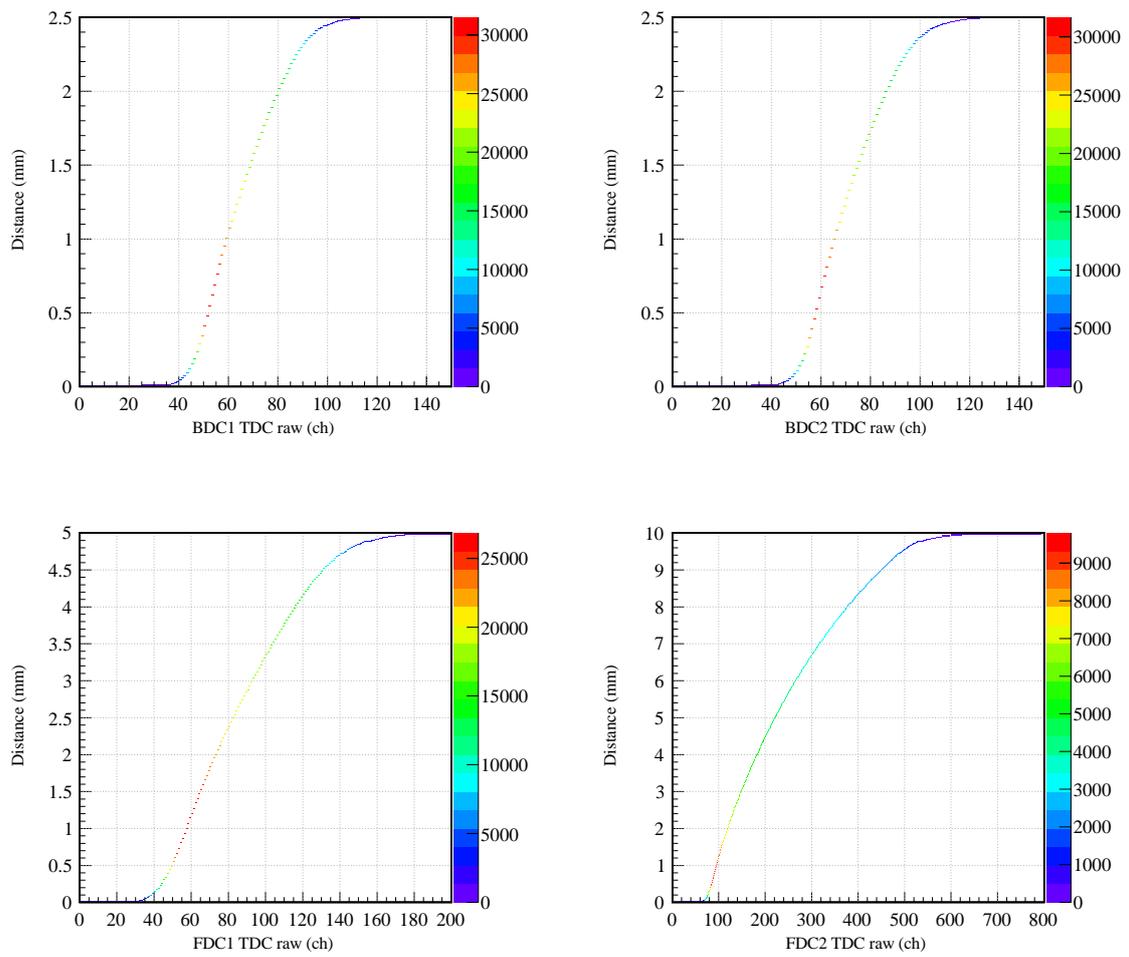


図 4.4.3  $C(^{14}\text{Be}, \text{Be}+\text{Xn})$  における STC。式 4.4.2 に従い、TDC 分布の積分により得た。

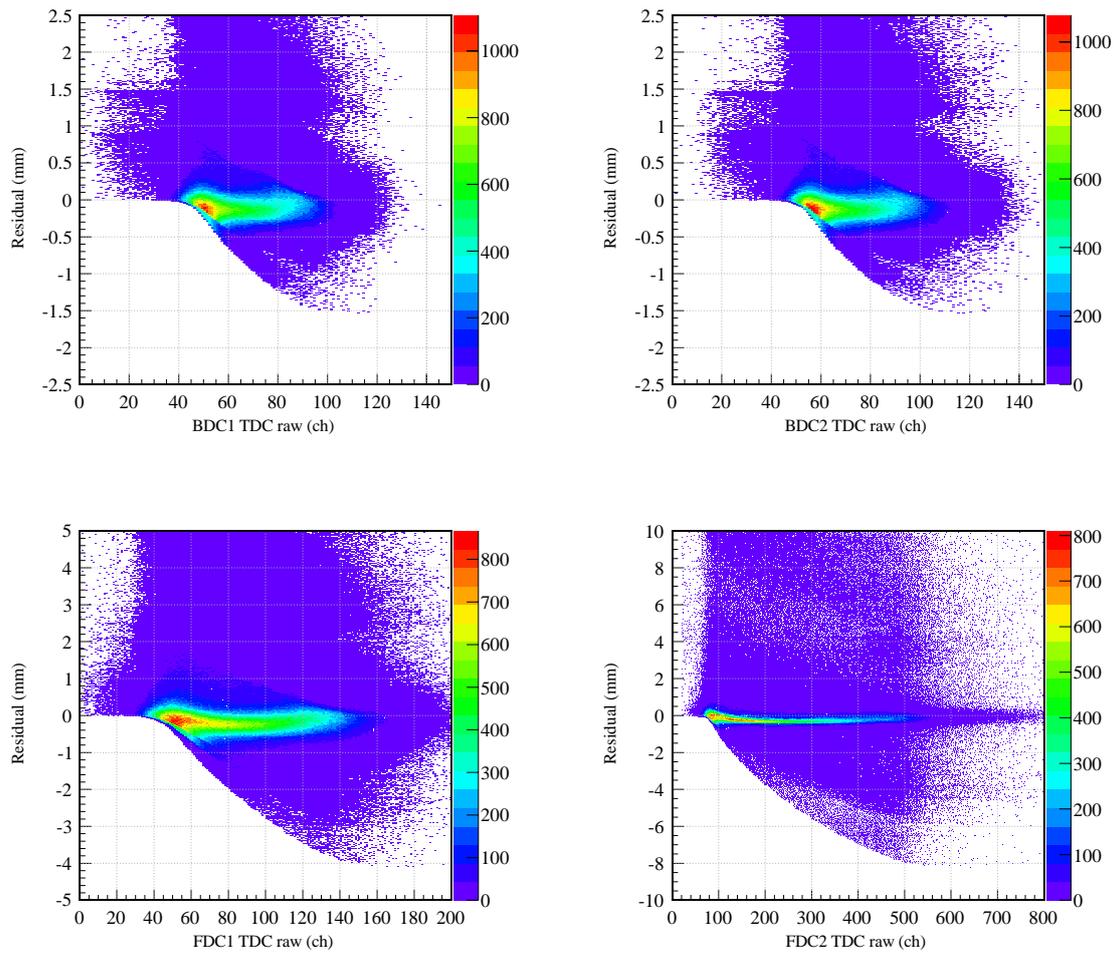


図 4.4.4  $C(^{14}\text{Be}, \text{Be} + \text{Xn})$  における残差分布のドリフト時間依存性。残差はトラックにより得られる距離  $x_{\text{track}}$  と  $x_{\text{dist}}$  の差の絶対値として定義した。

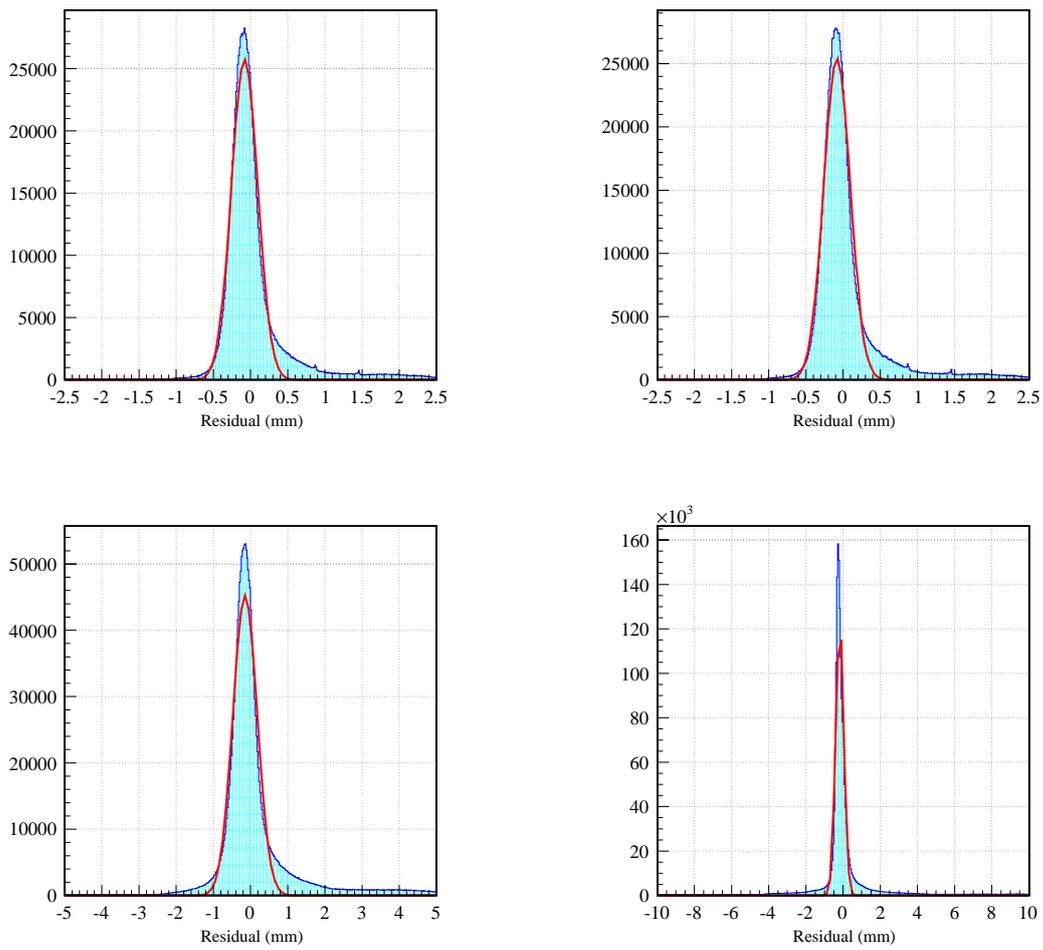


図 4.4.5 C(<sup>14</sup>Be, Be+Xn) における残差分布。左上から BDC1、BDC2、FDC1、FDC2 の順に示す。それぞれ残差分布の幅は  $\sigma$  で 176  $\mu\text{m}$ 、178  $\mu\text{m}$ 、326  $\mu\text{m}$ 、217  $\mu\text{m}$  となった。

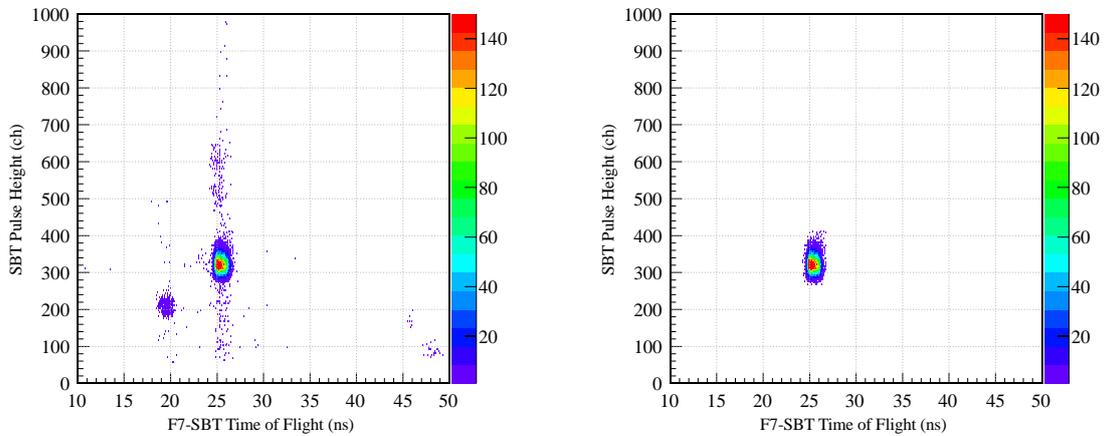


図 4.4.6  $^{14}\text{Be}$  ビームのランにおける F7-SBT の飛行時間と SBT の発光量の相関。 $^{14}\text{Be}+\text{C}$  のランにおける DSB トリガーを選択してプロットしている。右図は  $^{14}\text{Be}$  を選択したときの様子を示す。

#### 4.4.3 上流粒子識別

図 4.4.6 に示すように、実験中に BigRIPS の調整が行われていることにより、F7-SBT 間の飛行時間と SBT の発光量の相関から  $^{14}\text{Be}$  を選択することができる。

#### 4.4.4 ビームの定義

上記の粒子識別に加えて、BDC1/2 により標的に入射しているイベントを選択した。この様子を図 4.4.7 に示す。BDC1/2 や標的の位置の較正が完全ではないため、標的の直径よりも小さい円で定義する方が正確な評価を行える。

#### 4.4.5 下流粒子識別

反応しなかったビームは最も多く下流に到達するため、これを基準とすることができる。HOD の発光量と飛行時間、FDC2 での水平方向の位置を用いて下流の粒子識別を行い、反応チャンネルを決定した。この様子を図 4.4.8, 4.4.9 に示す。実際の解析では解析速度向上のために下流の粒子識別を HOD の位置と飛行時間で行っている。

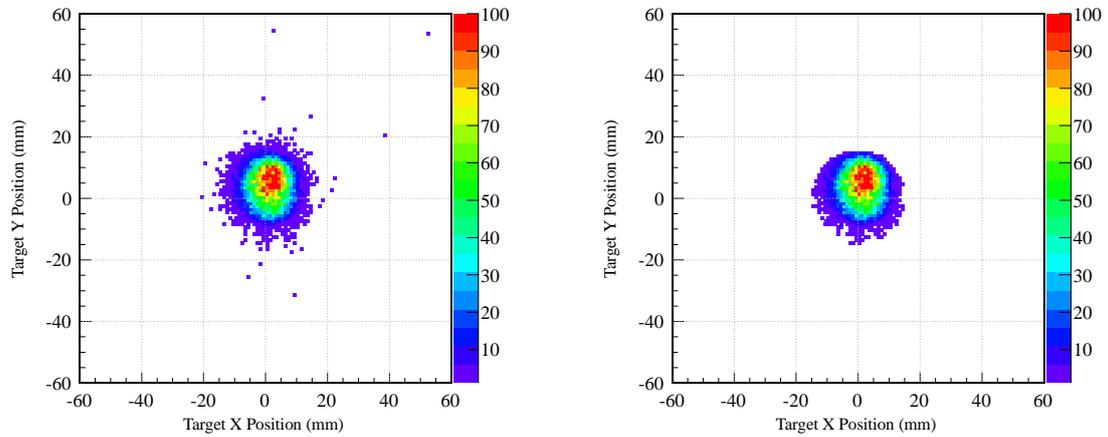


図 4.4.7  $^{14}\text{Be}$  の標的位置での像。 $^{14}\text{Be}+\text{C}$  のランにおける DSB トリガーを選択してプロットしている。標的と同じ直径である 30 mm の円に入ったイベントをビームと定義した。右図はこの定義を適用した後の像の様子。

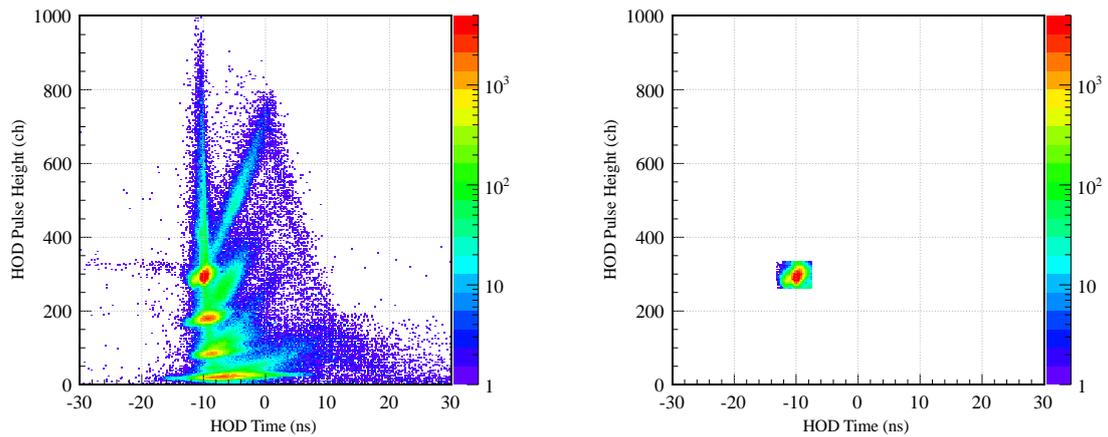


図 4.4.8  $\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+\text{Xn})$  反応における下流の Z の識別。目的の反応は  $^{14}\text{Be}$  の第一励起状態であり、この準位から崩壊するときの相対エネルギーは非常に小さいため、HOD の飛行時間や発光量に大きな変化は生じない。そのため、右図のように飛行時間と発光量が集中している成分が目的の  $^{12}\text{Be}$  と考え、切り出した。

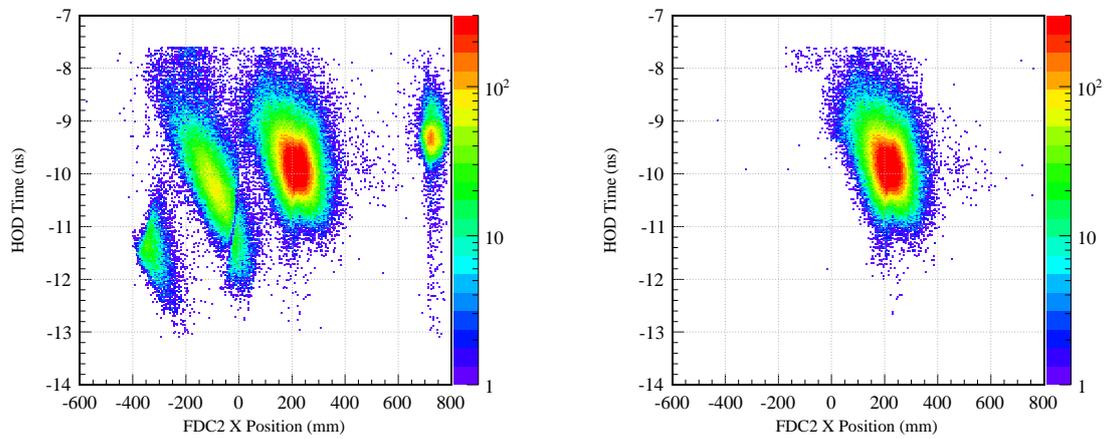


図 4.4.9 C( $^{14}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{Be}+\text{Xn}$ ) 反応における下流の A の識別。FDC2 により測定される水平方向の位置は磁気高度、HOD により測定される飛行時間は速度に関係しており、既に Z を選択していることからそれぞれの島は A の違いを表していることになる。反応しなかったビームである  $^{14}\text{Be}$  が一番右の島を作り、その隣は  $^{13}\text{Be}$  が非束縛原子核であるために空白となっている。これより、右図の様に切り出したイベントのまとまりが  $^{12}\text{Be}$  に由来する相関である。

## 4.4.6 運動量

### 4.4.6.1 中性子の運動量

中性子検出器の較正は既に終わっているが、較正を行ったときと SBT のスルーや電圧が異なるため、運動量を求めるためには飛行時間のオフセットを調整する必要がある。飛行時間のオフセットは標的中で発生した  $\gamma$  線が正しい飛行時間となるように求めた。

### 4.4.6.2 $^{12}\text{Be}$ の運動量

計算された SAMURAI の磁場マップを入力とする磯部氏が作成した Geant4 を用いたシミュレータにより FDC1 と FDC2 間の一次の転送行列を求めた。

中心軌道を通る粒子の位置と角度、運動量を基準とし、FDC1 での基準からの位置のずれを  $x_1$ 、角度のずれを  $a_1$ 、運動量のずれを  $\delta_1$ 、FDC2 での基準からの位置のずれを  $x_2$ 、角度のずれを  $a_2$ 、運動量のずれを  $\delta_2$  とすると、一次の転送行列は、

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ a_2 \\ \delta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle x|x \rangle & \langle x|a \rangle & \langle x|\delta \rangle \\ \langle a|x \rangle & \langle a|a \rangle & \langle a|\delta \rangle \\ \langle \delta|x \rangle & \langle \delta|a \rangle & \langle \delta|\delta \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ a_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} \quad (4.4.3)$$

と書ける。なお、運動量のずれ  $\delta$  は  $\delta = (p - p_{\text{center}})/p_{\text{center}}$  と定義される。 $p_{\text{center}}$  は中心軌道を通るときの運動量である。FDC1 と FDC2 の間はほとんど真空であるので、 $\delta_1 = \delta_2$  が要求され、 $\langle \delta|x \rangle = 0$ 、 $\langle \delta|a \rangle = 0$ 、 $\langle \delta|\delta \rangle = 1$  が必然的に決まる。運動量を求めるためには FDC1 と FDC2 の間の  $\delta$  が分かれば良く、転送行列の一行目が分かれば、

$$x_2 = \langle x|x \rangle x_1 + \langle x|a \rangle a_1 + \langle x|\delta \rangle \delta \quad (4.4.4)$$

$$\therefore \delta = (x_2 - \langle x|x \rangle x_1 - \langle x|a \rangle a_1) / \langle x|\delta \rangle \quad (4.4.5)$$

という関係式により  $\delta$  が求まる。例えば 6.6441 Tm の  $^{12}\text{Be}$  の場合、 $\langle x|x \rangle = -0.5279$ 、 $\langle x|a \rangle = 1891 \text{ mm/rad}$ 、 $\langle x|\delta \rangle = 3210 \text{ mm}$  となった。

磁気高度  $B\rho$  と運動量  $p$  の絶対値は、

$$B\rho = (1 + \delta)B\rho_{\text{center}} \quad (4.4.6)$$

$$p = 10cZB\rho \quad (4.4.7)$$

により求まる。ここで運動量  $p$  と磁気硬度  $B\rho$  の単位は MeV と Tm である。 $B\rho_{\text{center}}$  は中心軌道を通るときの磁気硬度である。運動量の方向は FDC1 により測定された角度から決定した。

シミュレーションにより得られる転送行列の精度の問題から、以上の解析で得られる  $^{12}\text{Be}$  の運動量の中心値は 1/200 程度ずれてしまう。このずれを補正するために、中性子と  $^{12}\text{Be}$  の速度分布の中心値が一致するように  $^{12}\text{Be}$  の運動量を 0.99320 倍した。以上から求めた中性子と  $^{12}\text{Be}$  の速度と運動量を図 4.4.10 に示す。

### 4.4.6.3 二中性子イベントの選択

$C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  の反応チャンネルを得るためには二中性子イベントのみを選択する必要がある。diff. wall のみを解析する手法が最も高い信頼性で二中性子イベントを選択できるため、本章では各架台ごとに最も早いイベントを選択する手法を用いて 2 つのヒットを選択する。2.3.6 小節に示したように、素朴には 2 つのヒットの間の関係について、

$$\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < 1 \quad (4.4.8)$$

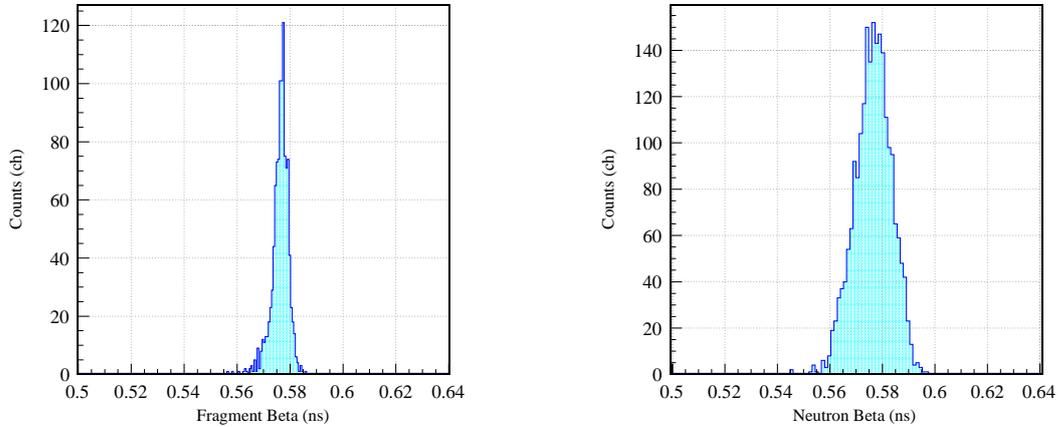


図 4.4.10 中性子と  $^{12}\text{Be}$  の速度分布。後に示す相対エネルギー分布の内、 $^{14}\text{Be}$  の第一励起状態 ( $J^\pi = 2^+$ ) 由来するピークを多く含む、0.5 MeV 以下の領域のみを選択した上でプロットしている。中性子は二つ観測されているが、それらを両方合わせてプロットしている。中性子と  $^{12}\text{Be}$  の速度分布の中心値が一致するように  $^{12}\text{Be}$  の運動量を 0.99320 倍した。

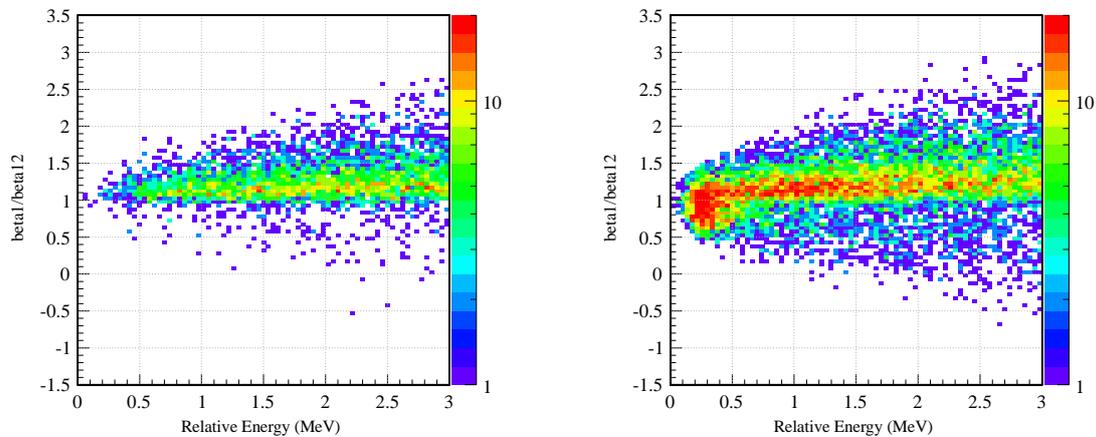


図 4.4.11 相対エネルギーと  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関。(左)  $\text{Pb}(^{15}\text{C}, ^{14}\text{C}+2\text{n})$  の場合。  $\beta_{01}/\beta_{12} < 1$  の領域にイベントがあまり存在しないことがわかる。(右)  $\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2\text{n})$  の場合。相対エネルギーが小さい領域にはっきりと区別できるイベントが存在する。

という条件を用いれば二中性子イベントを選択することができる。このイベントの選択手法が有効であることを確認するため、二中性子が存在するべき反応 ( $\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2\text{n})$ ) の場合と存在しない反応 ( $\text{Pb}(^{15}\text{C}, ^{14}\text{C}+2\text{n})$ ) の場合の相対エネルギーと  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を図 4.4.11 に示す。図 4.4.11 の右図のうち、式 4.4.8 の条件を適応した場合と、何も条件を適応しない場合の相対エネルギー分布を図 4.4.12 に示す。右の図は図 4.0.1 に示した杉本氏等の結果 [62] と良く一致しており、 $\beta_{01}/\beta_{12} < 1$  という条件によりクロストークの寄与を実験的に取り除けていることが確かめられる。

図 4.4.13 に  $\text{Pb}(^{15}\text{C}, ^{14}\text{C}+2\text{n})$  の反応についての相対エネルギー分布を示す。実際にはこの様な反応はほとんど起

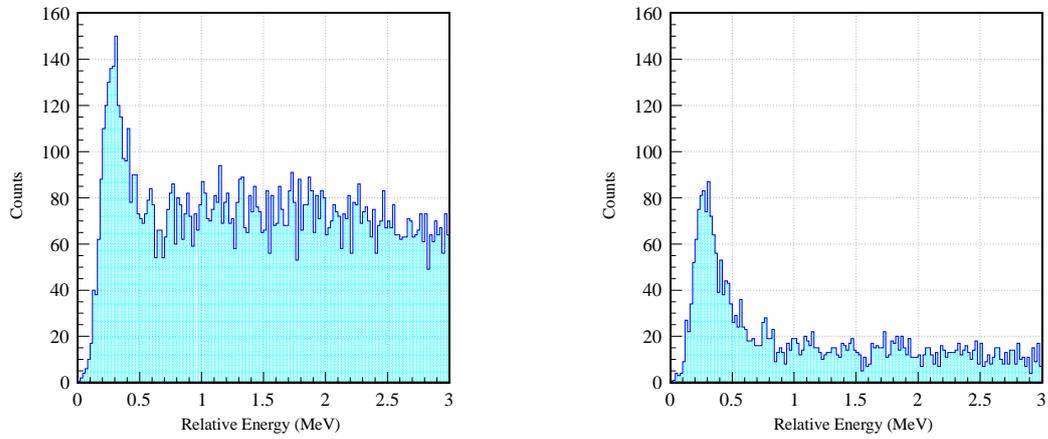


図 4.4.12  $\beta_{01}/\beta_{12} < 1$  の条件の有無による相対エネルギー分布の違い。(左) 何も条件を掛けない場合の相対エネルギー分布。(右)  $\beta_{01}/\beta_{12} < 1$  の条件をかけた場合の相対エネルギー分布。右の図は図 4.0.1 に示した杉本氏等の結果 [62] と良く一致しており、 $\beta_{01}/\beta_{12} < 1$  という条件によりクロストークの寄与を取り除けていることが確かめられる。

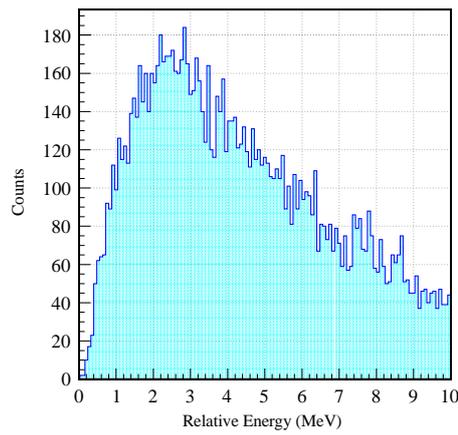


図 4.4.13  $\text{Pb}(^{15}\text{C}, ^{14}\text{C}+2\text{n})$  の反応についての相対エネルギー分布。実際にはこのような反応はほとんど起きるはずがなく、そのほとんどがクロストークによるイベントと考えられる。これより、一中性子のクロストークは 2-3 MeV にピークを持つ緩やかな相対エネルギー分布を作ることが分かる。

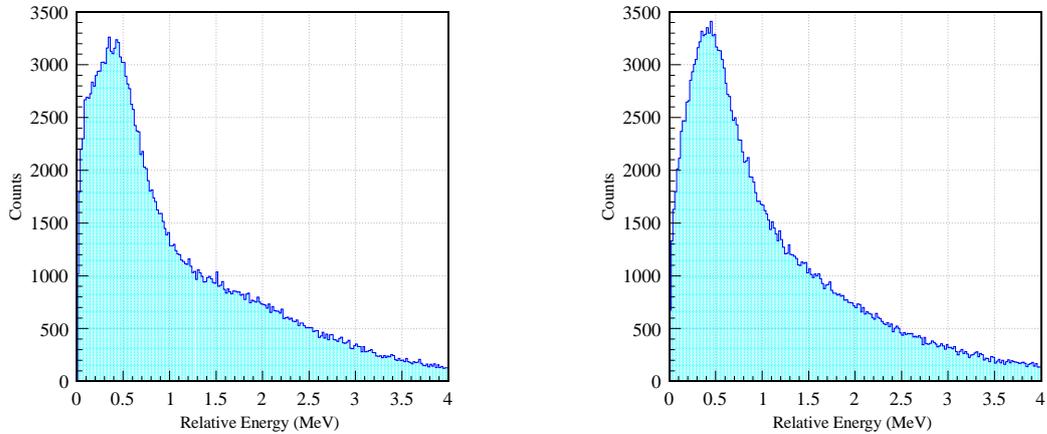


図 4.4.14 C( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) と Pb( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) の相対エネルギー分布。(左) C( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) の相対エネルギー分布。(右) Pb( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) の相対エネルギー分布。

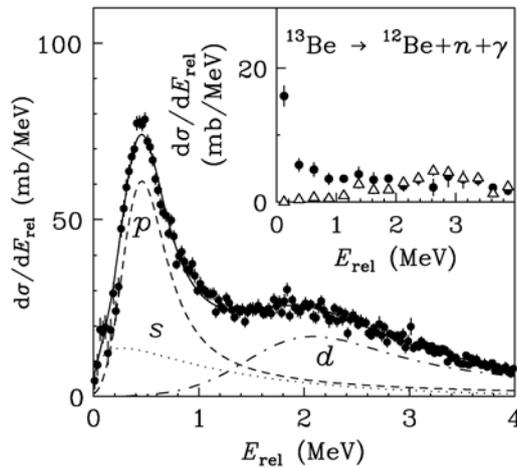


図 4.4.15  $^{14}\text{Be}+H$  反応により得られる  $^{13}\text{Be}$  の相対エネルギー分布 [43]。入射エネルギーは 69 MeV/nucleon である。 $^{14}\text{Be}$  が二中中性子を放出して崩壊する場合の寄与は取り除かれている。

きるはずがなく、そのほとんどがクロストークによるイベントと考えられる。これより、一中中性子のクロストークは 2-3 MeV にピークを持つ緩やかな相対エネルギー分布を作ることが分かる。

#### 4.4.7 相対エネルギー分布

C( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) と Pb( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) の相対エネルギー分布を図 4.4.14 に示す。H( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+1n+X$ ) の測定が近藤氏等により行われている (図 4.4.15)。図 4.4.14 で得られた分布では  $^{14}\text{Be}$  が二中中性子を放出して崩壊する場合の寄与を取り除いていないため、単純には比較できないが、p 軌道と d 軌道の中中性子によるピークの位置が一致している。

次に、C( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n$ ) と Pb( $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n$ ) の相対エネルギー分布を図 4.4.16 に示す。図 4.4.12 でも述べたと

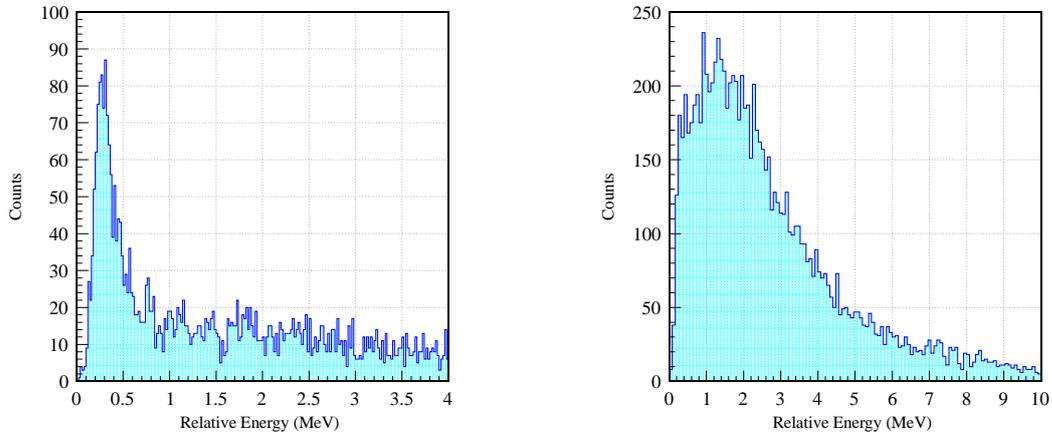


図 4.4.16  $C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  と  $\text{Pb}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  の相対エネルギー分布。(左)  $C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  の相対エネルギー分布。(右)  $\text{Pb}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  の相対エネルギー分布。図 4.4.12 でも述べたとおり、炭素標的を用いた場合の結果は図 4.0.1 に示した杉本氏等の結果 [62] と良く一致している。鉛標的を用いた場合の相対エネルギー分布は主にクーロン分解反応によるものとなるが、図 4.4.13 に示したクロストークの相対エネルギー分布と似通っているため、慎重な評価が必要である。立ち上がりが急峻なのは、核力分解により炭素標的を用いたときに見られる第一励起状態のピークが見えているからと考えられる。

おり、炭素標的を用いた場合の結果は図 4.0.1 に示した杉本氏等の結果 [62] と良く一致している。鉛標的を用いた場合の相対エネルギー分布は主にクーロン分解反応によるものとなるが、図 4.4.13 に示したクロストークの相対エネルギー分布と似通っているため、慎重な評価が必要である。立ち上がりが急峻なのは、核力分解により炭素標的を用いたときに見られる第一励起状態のピークが見えているからと考えられる。

## 4.5 議論

### 4.5.1 運動量分解能

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により評価した NEBULA の性能から運動量分解能を求める。中性子のエネルギーは 250 MeV とする。

運動量分解能は実験で得られた時間分解能と位置分解能から式 2.3.15 により計算できる。 $x$  方向の位置分解能  $\Delta x$  は NEBULA の幅により決まり、 $\Delta x = 12 \text{ cm}/\sqrt{12} = 3.3 \text{ cm}$  となる。 $y$  方向の位置分解能  $\Delta y$  は  $z$  方向の位置の不確定性を除いた飛行時間分解能  $\Delta t$  とモジュール中の光の伝搬速度より、 $\Delta y = v\Delta t$  と計算できる。中性子に対する NEBULA 固有の時間分解能は 175 ps (表 4.3.2) であり、NEUT 内の光の伝搬速度は 15.8 cm/ns (図 4.2.21) なので、 $\Delta y = 15.8 \text{ cm/ns} \times 175 \text{ ps} = 2.8 \text{ cm}$  となる。 $z$  方向の位置分解能は  $x$  方向と同様に  $\Delta x = 12 \text{ cm}/\sqrt{12} = 3.3 \text{ cm}$  となるが、実験で得られた飛行時間分解能 257 ps は  $z$  方向の位置の不確定性を含んでいるため、式 2.3.20 に従い時間分解能  $t'$  は実験で得られた飛行時間分解能、位置分解能  $r'_i$  はゼロとして運動量分解能の計算をおこなう。以上より、各方向の運動量分解能を求めると、

$$\frac{\Delta p_x}{p} \simeq 1.00 \times \frac{3.3 \text{ cm}}{11.6 \text{ m}} = 2.8 \times 10^{-3} \quad (4.5.1)$$

$$\frac{\Delta p_y}{p} \simeq 1.00 \times \frac{2.8 \text{ cm}}{11.6 \text{ m}} = 2.4 \times 10^{-3} \quad (4.5.2)$$

$$\frac{\Delta p_z}{p} \simeq 1.60 \times \frac{257 \text{ ps}}{63.1 \text{ ns}} = 6.5 \times 10^{-3} \quad (4.5.3)$$

となる。ここで、式 2.3.15 中の飛行距離  $r$  と飛行時間  $t$  は一層目と四層目の検出器の位置の平均を用いた。また、それぞれの方向の運動量の計算において、

$$\frac{x}{r} \ll 1, \frac{y}{r} \ll 1, \frac{z}{r} \simeq 1 \quad (4.5.4)$$

という近似を用いた。

実際に Geant4 にビーム軸から  $\pm 60 \text{ mrad}$  の範囲で中性子を発生させ、 $\pm 40 \text{ mrad}$  に入ったイベントに対する運動量分解能を評価すると、

$$\frac{\Delta p_x}{p} = 3.2 \times 10^{-3}, \frac{\Delta p_y}{p} = 2.7 \times 10^{-3}, \frac{\Delta p_z}{p} = 6.7 \times 10^{-3} \quad (4.5.5)$$

となり、運動量分解能は解析的結果 4.5.3 とよい一致が得られた。

### 4.5.2 相対エネルギー分解能

中性子の運動量分解能に式 4.5.5 の値を用い、フラグメントの運動量分解能を無限大とし、中性子と十分に重い仮想的な原子核 (質量数=100、mass excess=0) との二体の相対エネルギー分解能をモンテカルロシミュレーションにより求めると  $0.084\sqrt{E_{\text{rel}}} (\text{MeV}) (1\sigma)$  となる。このモンテカルロシミュレーションでは、相対エネルギーに従って崩壊させた二つの粒子の運動量を運動量分解能で鈍し、相対エネルギーを再構成することで相対エネルギー分解能を評価している。この値は中性子検出器単独の相対エネルギー分解能への寄与を表す。

次に、 ${}^{14}\text{Be}$  と一中性子間の相対エネルギー分解能を評価する。 ${}^{14}\text{Be}$  の標的直前のエネルギーは 217.5 AMeV で、分解反応により炭素標的の中心で生じる中性子のエネルギーは 213.8 MeV である。210 MeV の中性子に対する運動量分解能を Geant4 によるシミュレーションで求めると、

$$\frac{\Delta p_x}{p} = 3.1 \times 10^{-3}, \frac{\Delta p_y}{p} = 2.6 \times 10^{-3}, \frac{\Delta p_z}{p} = 6.2 \times 10^{-3} \quad (4.5.6)$$

となる。 $^{14}\text{Be}$  が炭素標的に入射したときのエネルギーロスと Energy Straggling、Multiple Scattering は、それぞれ 138.38 MeV、1.907 MeV、2.176 mrad と見積った。また、荷電粒子検出器の運動量分解能は  $1/700$  ( $1\sigma$ ) と仮定した。このような条件の下、相対エネルギー 284 keV に対する相対エネルギー分布をモンテカルロシミュレーションにより求め、ピークをガウシアンにより  $-2\sigma$  から  $+1\sigma$  まで再帰的にフィットを行うと、その幅は 77 keV となった (図 4.5.1 の右図)。相対エネルギー分解能は相対エネルギーの平方根で近似することができ、その比例係数を求めると、 $\Delta E_{\text{rel}} = 0.144(9)\sqrt{E_{\text{rel}}} \text{ (MeV)}$  ( $1\sigma$ ) となる。

次に、実験で得られる相対エネルギー分解能を評価する。 $\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+2n)$  反応により見られる  $^{14}\text{Be}$  の第一励起状態に由来するピークの幅は実験の分解能より十分に狭いと考えられる。図 4.4.16 に示した相対エネルギー分布の低 0.3 MeV 付近に見られるピークに対して  $-2\sigma$  から  $+1\sigma$  まで再帰的にフィットを行うと、中心値が 284(5) keV、幅が 87(5) keV ( $1\sigma$ ) となる (図 4.5.1 の左図)。相対エネルギー分解能と相対エネルギーの関係は、 $\Delta E_{\text{rel}} = 0.163(9)\sqrt{E_{\text{rel}}} \text{ (MeV)}$  ( $1\sigma$ ) となる。

$^{14}\text{Be}$  と一中性子間の相対エネルギー分解能と  $^{14}\text{Be}$  と二中性子間の相対エネルギー分解能はおおよそ一致することが解析的な解析的な計算より示される。上記の二つの結果は約 1.1 倍異なっているものの、大きな間違いが生じていないことを意味する。しかし、誤差の範囲以内では合っていないため、より精密な評価が必要である。

### 4.5.3 設計性能との比較

NEBULA の設計時における設計性能は、相対エネルギー分解能が  $\sim 0.300\sqrt{E_{\text{rel}}} \text{ (MeV)}$  ( $FWHM$ )、検出効率が 41% とされていた [19]。本研究結果と比較すると、相対エネルギー分解能は十分に達成されているものの、検出効率はこれより二割程度低い値となった。n 中性子測定の検出効率は一中性子の検出効率の n 乗で影響を受けるため、四中性子に対する検出効率は設計時の 0.01% という値から大きく下がることが予想される。本研究結果を反映した多中性子測定における検出効率の評価が次の重要な課題である。

## 4.6 まとめ

$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により生じる準単色中性子を用いて NEBULA の性能評価を行った。その結果、200 MeV の中性子に対する飛行時間分解能は 263(6) ps、検出効率は 32.3(4)%、250 MeV の中性子に対する飛行時間分解能が 257(8) ps、検出効率は 32.2(7)% となった。ただし、誤差は統計誤差のみを表す。フラグメントの運動量分解能を無限大、放出粒子のエネルギーを 250 AMeV とし、中性子と十分に重い仮想的な原子核 (質量数=100、mass excess=0) との二体の相対エネルギー分解能を評価すると、 $0.084\sqrt{E_{\text{rel}}} \text{ (MeV)}$  ( $1\sigma$ ) となる。他にも、検出効率の閾値依存性と角度アクセプタンス、クロストークの割合を求めた。

$^{14}\text{Be}$  の核力分解反応を行ない、 $\beta_{01}/\beta_{12} < 1$  という条件により真の二中性子イベントを選択することで、二中性子分離エネルギーから 284(5) keV 上に 87(5) keV ( $1\sigma$ ) の幅のピークが見られた。この結果は [62] の結果と良く一致するため、二中性子の検出が正しく行えていることが確認された。このピークの幅は検出器の分解能で決まっていると、相対エネルギー分解能は  $\Delta E_{\text{rel}} = 0.163(9)\sqrt{E_{\text{rel}}} \text{ (MeV)}$  ( $1\sigma$ ) となる。

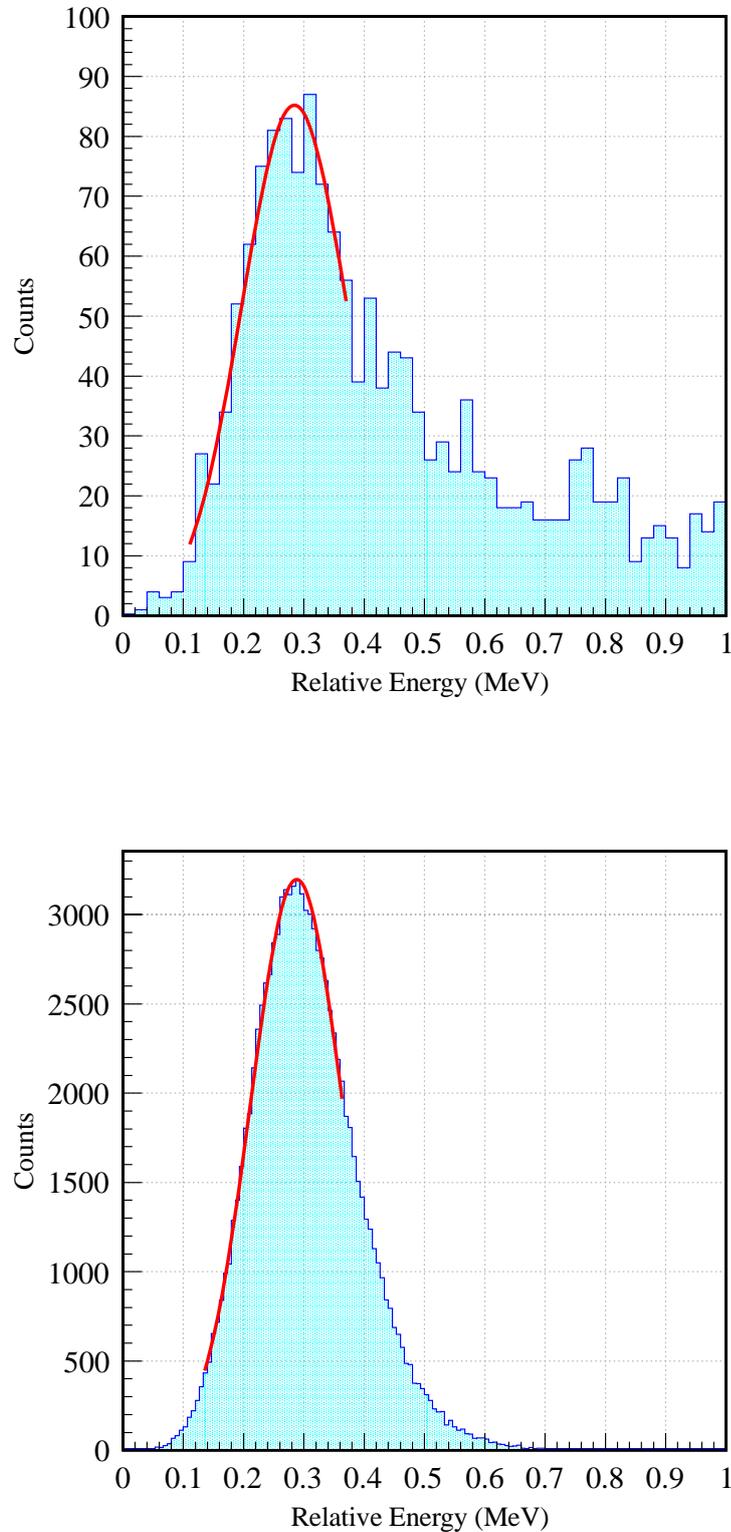


図 4.5.1  $^{14}\text{Be}$  の第一励起状態に対するフィット結果。フィットはガウシアンにより  $-2\sigma$  から  $+1\sigma$  まで再帰的に行った。(左) 実験で得られた結果を示す。フィットの結果、中心値は 284(5) keV、幅は 87(5) keV ( $1\sigma$ ) となった。(右)  $^{14}\text{Be} \rightarrow ^{13}\text{Be} + n$  の分解反応をシミュレーションしたときの相対エネルギー分布とそのピークのフィット結果。相対エネルギーは 284 keV としている。フィットの結果、ピークの幅は 77 keV ( $1\sigma$ ) となった。

## 第5章

# HIME の開発

宇宙線に対する HIME のモジュール単体の基本性能の評価については筆者の卒業論文 [18] で示した。2011 年 5 月に放射線医学総合研究所の重粒子線がん治療装置 HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) を用い、 $\gamma$  線や陽子に対するモジュール単体の基本性能の評価を行った。これらの評価とシミュレーションを元に HIME の設計を行い、50 本の NEUT と 3 本の VETO を用いた HIME のプロトタイプ建設を 2012 年 11 月に終えた。現在は宇宙線によるテストを行っており、その結果は同研究室の中嶋氏の卒業論文 [66] として発表予定である。さらに、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43 \text{ MeV})$  反応による準単色中性子を用いた HIME の新しい測定手法の実証、及び性能評価実験が RCNP (大阪大学核物理研究センター) で採択されており、2013 年度に実験を行う予定である。

本章では HIME の設計と HIMAC での実験結果、RCNP での実験計画について述べる。なお、本章の内容は [67, 68] の内容と一部重複する。

### 5.1 設計

HIME の仕様は 2.4.2 小節に示した通りである。本節では HIME の特徴とその定性的な理解、現在の仕様としたその根拠、シミュレーションによる設計性能の評価について述べる。

#### 5.1.1 目的

非束縛準位の測定には RI ビームを用いた分解反応による不変質量法が有効である。不変質量法では非束縛核の崩壊に伴って放出される中性子を含む全ての粒子の運動量を測定する必要がある。しかし、中性子の検出の難しさから例えば  ${}^5\text{H}$  や  ${}^{10}\text{Li}$  などの最も軽い部類の中性子超過剰な原子核の構造でさえも今までのデータでは決着がつかない [13, 14, 15]。

その一つの要因が中性子の運動量の決定精度の問題である。現在の重イオン加速器ではエキゾチック原子核を十分に高いレートで得られないため、検出効率を重視した設計とされたり、費用対効果の面から汎用的な設計とされてきた。二つ目の要因としてクロストークによる複数中性子の検出の難しさの問題がある。例えば NEBULA の場合であれば一中性子の検出効率は 40% 程度なのに対して二中性子の検出効率は  $40\% \times 40\% = 16\%$  とはならず、最大でもその内の  $3/4$  程度のイベントしか検出することができない。2.3.6 小節に示したように、これはクロストークの除去に二つのイベントの時間的な因果関係を用いるからである。特に四中性子などの多数の中性子の同時検出を行う場合はクロストークの可能性を持つ組み合わせが増えることなどから検出効率が 0.01% にまで下がってしまうことが予想される [19]。このため、複数中性子に対して高い検出効率を得るためには単に一中性子の検出効率を上げるだけでなく、クロストークと複数中性子によるイベントを効率的に区別する必要がある。

このような背景から、

- 中性子の運動量の高精度な測定
- 複数中性子イベントの高効率な検出

の二点を目指して HIME の開発を行っている。これらを実現する手段として中性子検出器を高精細化し、中性子とプラスチックシンチレータの反応により放出される反跳陽子のトラッキングを行う手法が考えられる。この新しい手法を用いたときの HIME の評価は続く小節で行う。現在の HIME の仕様では、仮想的な原子核 (質量数=100、mass excess=0) に対する相対エネルギー分解能は従来の中性子検出器の二倍以上にあたる  $E_{\text{rel}} \sim 0.05\sqrt{E} \text{ (MeV)}(1\sigma)$  となることが期待される。例えば  $^{12}\text{B}$  の二陽子ノックアウト反応により  $^{10}\text{Li}$  を生成したときの相対エネルギー分布を、HIME と NEBULA を用いた場合についてシミュレーションすると図 5.1.1 に示す結果が得られる。 $^{10}\text{Li}$  は

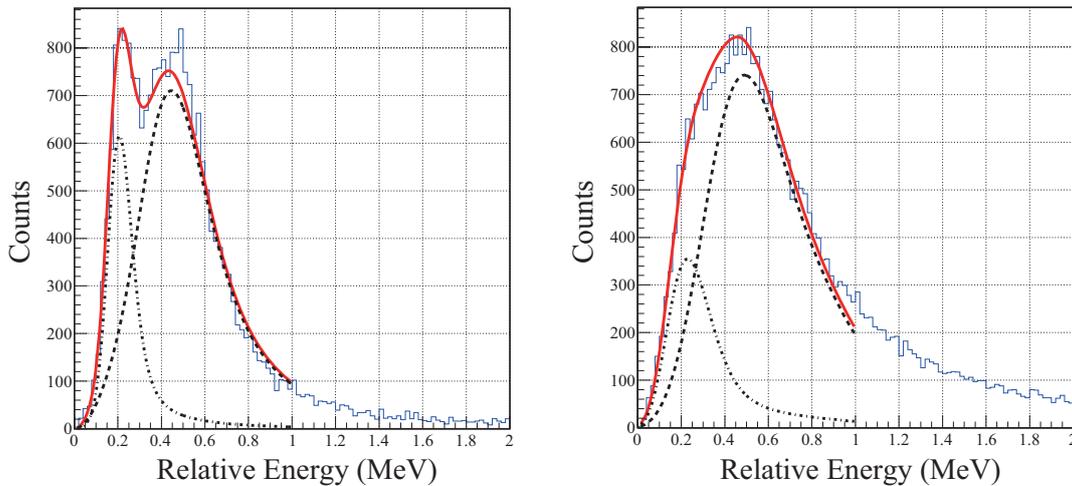


図 5.1.1  $^{12}\text{B}$  ビームを用いて  $^{10}\text{Li}$  を生成したときの相対エネルギー分布のシミュレーション結果。(左) HIME を用いた場合。(右) NEBULA を用いた場合。 $^{10}\text{Li}$  は  $\pi(p_{3/2}) \times \nu(p_{1/2})$  のカップルにより  $1^+(E_{\text{rel}} = 0.22 \text{ MeV}, \Gamma = 0.09 \text{ MeV})$  と  $2^+(E_{\text{rel}} = 0.64 \text{ MeV}, \Gamma = 0.45 \text{ MeV})$  の励起準位を持つことが予想されている [12]。  $1^+$  のピークの幅は検出器の分解能で決まっているが、  $2^+$  のピークの幅は準位自体の幅により決まっている。 HIME を用いた場合は図 5.1.14 に示すように 100 keV 以上の相対エネルギーに対してアクセプタンスが 1 より小さくなっており、  $2^+$  のピークのイベントが実効的に少なくなっている。実験的には  $\nu(p_{1/2})$  に由来すると思われるピークが一つしか見つかっていない [15] が、 HIME を用いることにより二つのピークを分離できることが期待される。

$\pi(p_{3/2}) \times \nu(p_{1/2})$  のカップルにより  $1^+(E_{\text{rel}} = 0.22 \text{ MeV}, \Gamma = 0.09 \text{ MeV})$  と  $2^+(E_{\text{rel}} = 0.64 \text{ MeV}, \Gamma = 0.45 \text{ MeV})$  の励起準位を持つことが予想されている [12]。実験的には  $\nu(p_{1/2})$  に由来すると思われるピークが一つしか見つかっていない [15] が、 HIME を用いることにより二つのピークを分離できることが期待される。

### 5.1.2 測定手法

従来の中性子検出器はモジュールごとに得られる位置と時間情報から中性子の運動量を決定していた。しかし、この手法では時間分解能がモジュール一本の時間分解能 (最大 100 ps 程度) を超えることができず、例えば位置分解能を改善しても運動量分解能は時間分解能で決まってしまう。そこで、HIME ではモジュール一本の厚みを薄くすることで中性子により打ち出される反跳陽子が複数のモジュールを通過できるようにし、各層ごとにモジュールの縦横を入れ替えることで三層以上通過した反跳陽子に対する飛跡解析 (トラッキング) を可能とする。従来の中性子検出器と新型中性子検出器 HIME の測定手法の模式図を図 5.1.2 に示す。トラッキングは反跳陽子に対して行うことを目的とするため、三層以上のモジュールで連続して信号が生成されることを要求する。

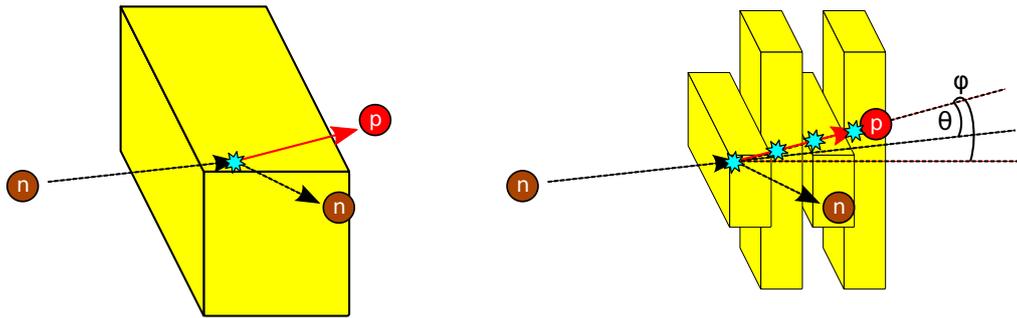


図 5.1.2 従来の中性子検出器と新型中性子検出器 HIME の測定手法の模式図。従来の中性子検出器はモジュールごとに得られる位置と時間情報から中性子の運動量を決定していたが、HIME ではプラスチックと中性子の反応により生じる反跳陽子を複数のモジュールで測定し、そのトラックから中性子の反応位置と時間を決定する。この利点の詳細は本文に示す。

反跳陽子のトラッキングにより、

- (1)  $\gamma$  線や  $\alpha$  線によるイベントと陽子によるイベントの区別
- (2) 飛跡の解析による時間分解能と時間分解能の改善
- (3) クロストークの除去

が期待される。最も大きなバックグラウンドである  $^{12}\text{C}$  の第一励起状態に由来する 4.44 MeV の  $\gamma$  線に由来するシグナルは平均的に 30 cm 程度離れたモジュールでシグナルを残すため (A.2 節)、トラッキングのための条件を満たすことが稀である。また、250 MeV の  $\alpha$  線のプラスチックシンチレータ中での飛程は 3.2 cm であるため、陽子数 1 以外のイオンもトラッキングのための条件を満たすことが稀である。これらより、トラッキングを行った時点で (1) が達成されることがわかる。

(2) については以下のように理解できる。トラッキングを行うことで中性子の反応点をモジュールの幅以上に精度良く決定することができる。時間分解能は大雑把には  $1/\sqrt{(\text{観測された回数})}$  となることが期待される。ただし、反応点以外での時間情報から反応点での時間情報を得るためには反跳陽子の速度の情報が必要で、これは反跳陽子が準弾性散乱により生じていると仮定することにより反跳陽子の散乱角から運動学を用いて決定することができる。

(3) については、HIME では従来の速度差を用いた手法に加えて、図 5.1.3 に示す模式図のように反跳陽子の反跳方向から散乱された中性子の散乱方向を推定することができ、二中性子イベントとクロストークをより高い信頼性で区別することができる。Geant4 を用いたシミュレータ内で二中性子を HIME に入射し、二中性子イベントとクロストークを判別した例を図 5.1.4 に示す。左図では黒線の先に赤線の始点が存在するため、クロストークによるイベントと判定される。右図では黒線の先に赤線の始点が存在しないため、二中性子によるイベントと判定される。现阶段ではクロストークの除去率などの定量的な評価は行っていないが、反跳陽子のトラッキングによりクロストークと二中性子イベントを区別できることが視覚的に理解できる。

### 5.1.3 基本構造の決定

#### 5.1.3.1 反跳陽子の物理

中間・高エネルギーの中性子に対する中性子検出器の応答を決める最も重要な反応は炭素原子核から陽子を打ち出す準弾性散乱であり、この運動学は大雑把には中性子と陽子の弾性散乱で近似することができる。そのため、反跳陽子のトラッキングを考察する上で中性子と陽子の弾性散乱による反跳陽子の振る舞いが基本となる。第 2 章にその一部を示した。

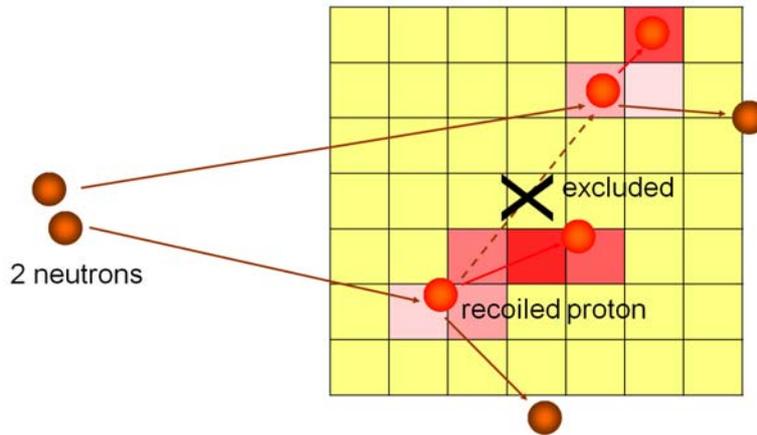


図 5.1.3 クロストークと二中性子イベントを区別する手法の模式図。反跳陽子をトラックすることにより、反跳陽子の運動学は小さな立体角に制限される (重心系で約 0.5 sr)。これにより 1 中性子によるクロストークのイベントを排除することができる。

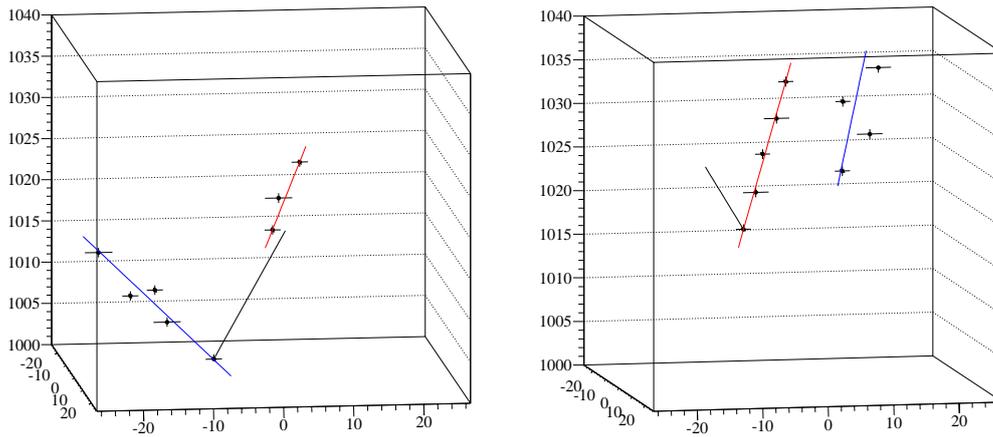


図 5.1.4 シミュレーションにおいて二中性子イベントとクロストークを判別した例。(左) クロストークによるイベントと判定された場合。(右) 二中性子イベントと判定された場合。紙面に対して横方向の軸が  $x$  座標、鉛直方向の軸が  $y$  座標、上下方向の軸が  $z$  座標を表す。中性子は  $z$  軸に平行に入射されている。青線と赤線は再構成した反跳陽子のトラックを表す。より手前の位置で生じたシグナルを含むトラックを青線とした。黒線は青線で示すトラックから求めた中性子の反跳方向を示す。左図では黒線の先に赤線の始点が存在するため、クロストークによるイベントと判定される。右図では黒線の先に赤線の始点が存在しないため、二中性子によるイベントと判定される。このシミュレーションではクロストークの評価を容易にするために層の数を 5 層ではなく 10 層にしている。

プラスチックシンチレータの厚みとその厚みを通過することができる反跳陽子のエネルギーの最小値の関係を図 5.1.5 に、その厚みを通過することができる反跳陽子の割合との関係を図 5.1.6 に示す。反跳陽子が三層以上通過するためには最低限一層分の飛程が必要であり、例えば一つのモジュールの厚みが 2 cm であれば反跳陽子のエネルギーの最小値は図 5.1.5 より 67 MeV、その厚みを通過することのできる反跳陽子の割合は図 5.1.6 より 60% となる。また、例えばモジュールの厚みが 2 cm のときに 4 層以上通過するためには最低限 4 cm の厚みを通過する必要があり、このような反跳陽子の割合は 55%、9 層以上では 45% となる。

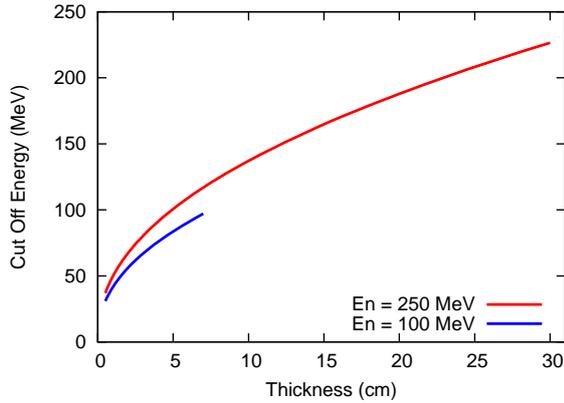


図 5.1.5 プラスチックシンチレータの厚みとその厚みを通過することができる反跳陽子のエネルギーの最小値の関係。

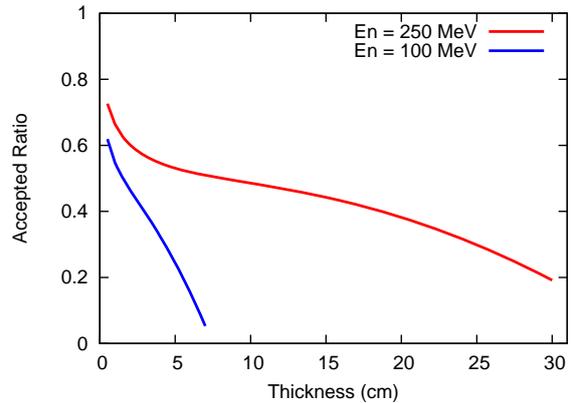


図 5.1.6 プラスチックシンチレータの厚みとその厚みを通過することができる反跳陽子の割合の関係。

形状	エネルギーロスのピーク	中心での時間分解能	端での時間分解能	規格化した時間分解能
0.5 cm×0.5 cm	0.80 MeV	139(3) ps	238 ps	110(21) ps·MeV <sup>1/2</sup>
1 cm×1 cm	1.67 MeV	78(2) ps	135 ps	100(20) ps·MeV <sup>1/2</sup>
2 cm×2 cm	3.46 MeV	43(1) ps	58 ps	70(14) ps·MeV <sup>1/2</sup>
2 cm×4 cm	3.49 MeV	67(2) ps	88 ps	62(12) ps·MeV <sup>1/2</sup>

表 5.1.1 宇宙線により測定したモジュール単体の時間分解能 [18]。誤差はフィットの誤差のみを表す。モジュール端での時間分解能の誤差の計算は省略した。表中の”規格化した時間分解能”とは、PMT とプラスチックシンチレータの接地面積が 1 となるように規格化したときの時間分解能を意味する。2 cm×4 cm のときにもっともよい時間分解能が得られている。

形状	減衰長 (cm)	減衰量
0.5 cm×0.5 cm	32.9	0.048
1 cm×1 cm	41.1	0.088
2 cm×2 cm	74.3	0.260
2 cm×4 cm	91.8	0.336

表 5.1.2 減衰長と減衰量。減衰長はモジュールの両端での宇宙線による発光量のピークを指数関数で結んだときの値を示す。減衰量はモジュールの両端での宇宙線による発光量のピークの比である。光の減衰は PMT 近傍が一番強く、離れるほど減衰する割合は小さくなっていく。実際の実験では PMT 近傍のシグナルは使わないため、実質的な減衰長は表中の値より改善する。この定量的な議論は [18] の 3.6 章に示された減衰曲線から行える。

5.1.3.2 モジュール単体の基本性能

表 5.1.1 に宇宙線 ( $\mu$  粒子) により測定したモジュール単体の時間分解能を、表 5.1.2 に減衰長と減衰量を示す [18]。指数関数で結んだときの宇宙線と陽子、 $\gamma$  線に対するモジュール一本の時間分解能を表 5.1.3 に示す。陽子と  $\gamma$  線に対する時間分解能の評価の詳細については 5.2 節で述べる。

粒子	エネルギーロス	時間分解能
宇宙線	3.5 MeV	70 ps
陽子	8 MeV	<110 ps
$\gamma$ 線	3.5 MeV	<130 ps

表 5.1.3 モジュール一本の時間分解能。宇宙線に対する時間分解能はモジュール固有の値を示す。陽子と $\gamma$ に対する時間分解能については後述する HIMAC で行った実験により得られた値を示す。中性子に対する時間分解能はまだ実験的に得られていない。

### 5.1.3.3 NEUT の形状と本数

HIME のプロトタイプでは反跳陽子のトラッキングという新しい手法の有用性の立証を目的とするとともに、運動量分解能が最大限得られるよう設計を行った。NEUT が細く薄ければ反跳陽子の通過する層の数も増え、反応位置の不確定性も小さくなり、時間分解能、位置分解能ともに改善するように思えるが、表 5.1.1 に示した結果は細くなりすぎるとプラスチックシンチレータ中での光の反射回数が多くなることで減衰が大きくなり、時間分解能は低下してしまうことを示唆している。また、検出器の値段はプラスチックシンチレータの値段よりも PMT や回路の値段で決まっており、HIME の様に細いプラスチックシンチレータを用いる場合は検出器の値段はチャンネル数におよそ比例してしまう。これに対して絶対的な検出効率率はプラスチックシンチレータの体積に比例するため、極端に細くするのは予算の観点からも現実的ではない。このような背景から時間分解能が十分に得られる、2 cm×4 cm を選択した。長方形としたのは大きいサイズの PMT を用いることが可能になり、集光の点で有利になるからである。プラスチックシンチレータの幅は角度分解能との兼ね合いがあるが、この評価は複雑なため、形状を決定する段階では考慮しなかった。プラスチックシンチレータの長さは減衰の大きさから 100 cm 程度が適当と考えた。HIME に NEUT の数は予算の制限により、50 本 100 チャンネルとなった。少ないモジュール数を補う安価な手段として、例えば各層の手前に 2 cm のポリエチレンの板を設置し、NEUT の厚みを実効的に二倍にする方法などが考えられる。

HIME の有効な体積は反跳陽子のトラッキングを行える領域、つまり NEUT が 3 層以上交差している領域となる。また、後ろの 2 層で反応しても反跳陽子は三層以上通過できないため、中性子の検出効率に寄与する層の数は物理的な層の数より 2 層少なくなる。これより、HIME の層の数を 4 層とした場合の有効な体積は最大  $48 \text{ cm} \times 48 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times (4 \text{ 層} - 2 \text{ 層}) = 9216 \text{ cm}^3$ 、5 層では最大  $40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times (5 \text{ 層} - 2 \text{ 層}) = 9600 \text{ cm}^3$ 、6 層では最大  $32 \text{ cm} \times 32 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times (6 \text{ 層} - 2 \text{ 層}) = 8192 \text{ cm}^3$  となり、5 層の場合に有効な体積が最大となる。

### 5.1.3.4 ライトガイド

通常プラスチックシンチレータと PMT との間にライトガイドを使用する。これは主に光量を稼ぐためで、その効果は参考文献 [37] に示されている。

HIME の NEUT についてはライトガイド使用しない場合のテスト結果に問題がないことからライトガイドの使用を見送った。しかし、ライトガイドを用いることにより減衰長を見掛け上長くすることができ、さらに PMT の接着強度の問題や治具との兼ね合い、磁気シールドを延長するための糊代が得られる等多くの利点があり、ライトガイドの有無による時間分解能の違いやプラスチックシンチレータとライトガイドの境界での反射の有無などを精査した上でライトガイドの使用を再考するべきである。

VETO については上記の観点を考慮してライトガイドを使用した。通常ライトガイドにはフィッシュテール型を用いるが、VETO では時間性能があまり重要でないことから廉価な平板型を用いた。また、平板型は研磨面が少なく反射による光の減衰が少ないため、フィッシュテール型と遜色ない性能が得られることが期待されることも平板型を採用した理由の一つである。

### 5.1.3.5 TDC の候補

HIME の性能のうち最も重要なのが時間分解能であり、高い時間分解能を得るためには回路の選定に注意が必要である。近年コモンストップ/スタートとは異なり、トリガー入力の前後数  $\mu$  秒を取得できる TDC が CAEN 社から発売されており、この特長のために実験時に回路のタイミング調整を必要としない。このような特長をもつ TDC のうち、V1290 は 32 入力を持ち、LSB (Least Significant Bit) が 35 ps なのに対して V1190 は 128 入力を持ち、LSB が 100 ps となっている。一見 HIME の性能を生かすためには V1290 を用いる必要があるように見えるが、

1. 多数回測定により時間情報が改善するという考えは TDC の分解能についても適応される
2. LSB は左右それぞれの PMT に加わる不定性であり、飛行時間分解能は片方の PMT の時間分解能の  $1/\sqrt{2}$  となる
3. LSB を矩形と仮定すると  $\text{rms} = 100 \text{ ps}/\sqrt{12} \simeq 30 \text{ ps}$  となる

ことなどから、V1190 でも十分であると考えられる。

上記の TDC はトリガー前後のシグナルを記録できるだけでなく、一つのチャンネルで複数回シグナルの立ち上がりと立ち下がり記録することができる。この機能と、QTC という電荷をデジタル信号の幅に変換する回路を組み合わせることで、QDC やディレイを全く用いることなく TDC のみで時間情報と発光量の情報を記録することができる。これにより物理的な回路の量を減らすことができ、実験時の回路のタイミング調整を必要となくなる。しかし、現在 QTC はカミオカンデで使用するために LSI として一度作られたものが残っているのみで、我々の検出器に最適な仕様とは言えない。

HIME は高精細なモジュールを用いるため、絶対的な検出効率を高めるためにはチャンネル数が数百チャンネルから数千チャンネルにのぼる可能性がある。そのため、将来的には信号処理回路を一つの IC チップに組み込んだ ASIC を使用する必要がある。このように、将来 ASIC を開発することになった場合はこの QTC の機能を取り入れるのも選択肢の一つとなる。他にも、タイムスタンプを用いたり、全てのデータをデジタル情報にした上でソフトウェアでトリガーを処理するという手法もあり、他の検出器との兼ね合いなどを考慮した上でその時代に合わせた回路を作成する予定である。現状では既に NEBULA で使用している回路と同様の回路 (通常の NIM 回路と V792 (QDC)、V775 (TDC)) を使用して、信号処理とデータ収集をおこなう。

### 5.1.3.6 漏れ磁場の対策

中性子検出器は荷電粒子を曲げる双極子磁石とセットで用いるが、双極子磁石には少なからず漏れ磁場がある。HIME は RIBF の SAMURAI を用いて実験する予定のため、SAMURAI マグネットの漏れ磁場の影響を考察した。

SAMURAI マグネットの漏れ磁場の計算は理化学研究所の佐藤氏に行っていただいた。座標の定義を図 5.1.7 に示す。計算範囲は (-80 cm, -80 cm, 300 cm) から (80 cm, 80 cm, 600 cm) の範囲の直方体について行われている。なお、計算結果は  $x$  方向には原点对称だが  $y$  方向は対称ではない。この計算結果の内、SAMURAI マグネットの中心から測った距離ごとの磁場の最大値を表 5.1.4 に示す。ターゲットの位置は SAMURAI マグネット中心から 3 m 程度上流となる予定のため、例えばターゲットの 8 m 下流に HIME を置く場合、表中 500 cm の覧の漏れ磁場の影響を受けることになる。

漏れ磁場による PMT のゲインの変動は参考文献 [69] に示されている。SAMURAI マグネットによる漏れ磁場の影響は通常の磁気シールドを使用した PMT に対しては管軸方向の磁場が一番大きな影響を与える。ゲインが変動した場合はその都度電圧を調整すればよいが、実験時の手間を考えると漏れ磁場によるゲインの変動を発光量の測定精度程度に抑えることが望ましい。これを解決するもっとも良い方法は、標準の磁気シールドを管軸方向に直径程度伸ばし、光電面にかかる漏れ磁場を磁気シールドに逃す方法である。これを行ったときはライトガイドを伸ばす必要があるので初めから設計に加える必要があり、さらにライトガイドを付けたことによる性能低下などの再評価を行う必要がある。現

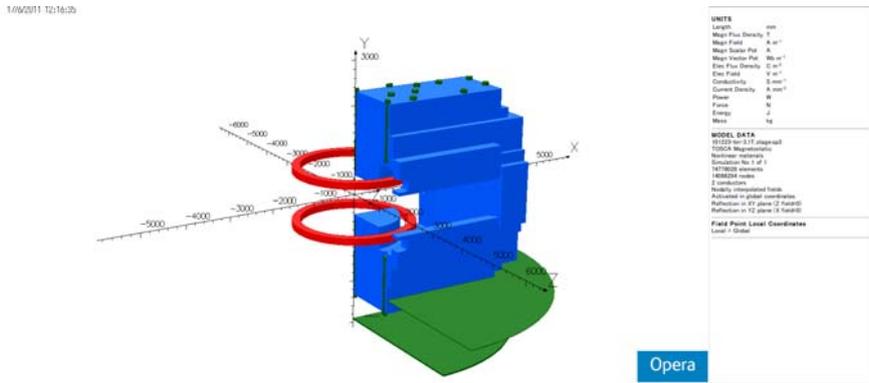


図 5.1.7 SAMURAI マグネットの漏れ磁場の計算における座標。この図は計算を行っていただいた佐藤氏からいただいた。

$z=300$ cm	$B$ (mT)	$(x$ cm, $y$ cm)
$Bx_{\max}$	0.2	(80, 80)
$By_{\max}$	-2.8	(4, -56)
$Bz_{\max}$	2.0	(68, 80)
$z=400$ cm	$B$ (mT)	$(x$ cm, $y$ cm)
$Bx_{\max}$	0.1	(80, -80)
$By_{\max}$	-1.7	(16, -80)
$Bz_{\max}$	0.9	(20, 80)
$z=500$ cm	$B$ (mT)	$(x$ cm, $y$ cm)
$Bx_{\max}$	0.1	(80, -80)
$By_{\max}$	-1.0	(0, -80)
$Bz_{\max}$	0.4	(20, -80)
$z=600$ cm	$B$ (mT)	$(x$ cm, $y$ cm)
$Bx_{\max}$	0.05	(80, -80)
$By_{\max}$	-0.5	(0, -16)
$Bz_{\max}$	-0.3	(-8, -80)

表 5.1.4 SAMURAI マグネットの中心から測った距離ごとの磁場の最大値。磁場の計算は理化学研究所の佐藤氏による。

在の HIME はこのような対策は行ってないので、HIME の外枠に純鉄のシールドなどをつけることで応急的な対策が取れる。しかし、こちらの場合は磁気シールドから打ち出される荷電粒子などが問題となる可能性がある。

VETO に関しては円筒のライトガイドを PMT につけ、標準の磁気シールドを延長することで管軸方向の磁場耐性を改善させる。

### 5.1.4 一中性子に対する性能評価

第 3 章に示した Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより一中性子に対する HIME の性能を評価する。HIME の解析手法には NEUT 単体で中性子の運動量を求める従来の方法と反跳陽子のトラッキングを用いた新しい方法の二つを用い、これらの方法で得られる性能を比較する。

物理モデル	QGSP_INCLXX + G4NEUTRONXS
検出器の位置	標的から 10 m 下流
中性子ビーム	$\theta < \pm 10$ mrad
	250 MeV の単色エネルギー
	$1 \times 10^6$ events
NEUT の仕様	
寸法	100 cm(H)×2 cm(T)×4 cm(V)
モジュール数	10 NEUTs×5 Layers
モジュール間の水平/鉛直方向の隙間	なし
ビーム軸方向の層ごとの隙間	2 cm
モジュール単体の時間分解能	100 ps (片方の PMT では $100 \times \sqrt{2}$ ps)
減衰長	92 cm
モジュール中の光の伝搬速度	15.8 cm
ハードウェアのスレッシュホールド	1 MeVee
ソフトウェアのスレッシュホールド	従来の手法: 4 MeV 新しい手法: 2 MeV
VETO の仕様	
寸法	105 cm(H)×1 cm(T)×36 cm(V)
モジュール数	1 VETOs×1 Layers
モジュール間の鉛直方向の隙間	-1 cm (ビーム軸方向に交互に重なっている)
モジュール単体の時間分解能	100 ps (片方の PMT では $100 \times \sqrt{2}$ ps)
減衰長	258 cm
モジュール中の光の伝搬速度	15.8 cm
ハードウェアのスレッシュホールド	0.1 MeVee
ソフトウェアのスレッシュホールド	1 MeV
NEUT と VETO の隙間	4 cm

表 5.1.5 HIME の一中性子に対する性能評価を行うためのシミュレーションセットアップ。時間分解能は宇宙線の測定を元に期待される性能を仮定した。NEUT の減衰長は宇宙線を用いたモジュール単体性能評価より得た値を用いた。VETO の減衰長は NEBULA の VETO と同じ値を用いた。炭素から発生する 4.44 MeV の  $\gamma$  線によるバックグラウンドを減らすために発光量の閾値を高く設定する必要がある。HIME はモジュールの厚みが 2 cm と薄く、MIP では 4 MeV しかエネルギーロスできないため、従来の解析方法を用いる場合は閾値を 4 MeVee に設定した。反跳陽子のトラッキングを行う場合はトラッキングを行うことにより  $\gamma$  線を区別できるために閾値を 2 MeVee まで下げた。

#### 5.1.4.1 シミュレーションセットアップ

シミュレーション条件を表 5.1.5 に示す。図 5.1.8 にシミュレーションを視覚化した様子を示す。表 5.1.5 に示したシミュレーションセットアップが直感的に正しく実装されていることが確認できる。

#### 5.1.4.2 解析手法

解析の手順だが、まず従来の解析手法と同様に、各モジュールごとに反応点での発光量と時間、位置を決定し、クラスタリングを行った後にトラッキングし、そのトラック情報より再度反応点での時間と位置を決定する。なお、従来の

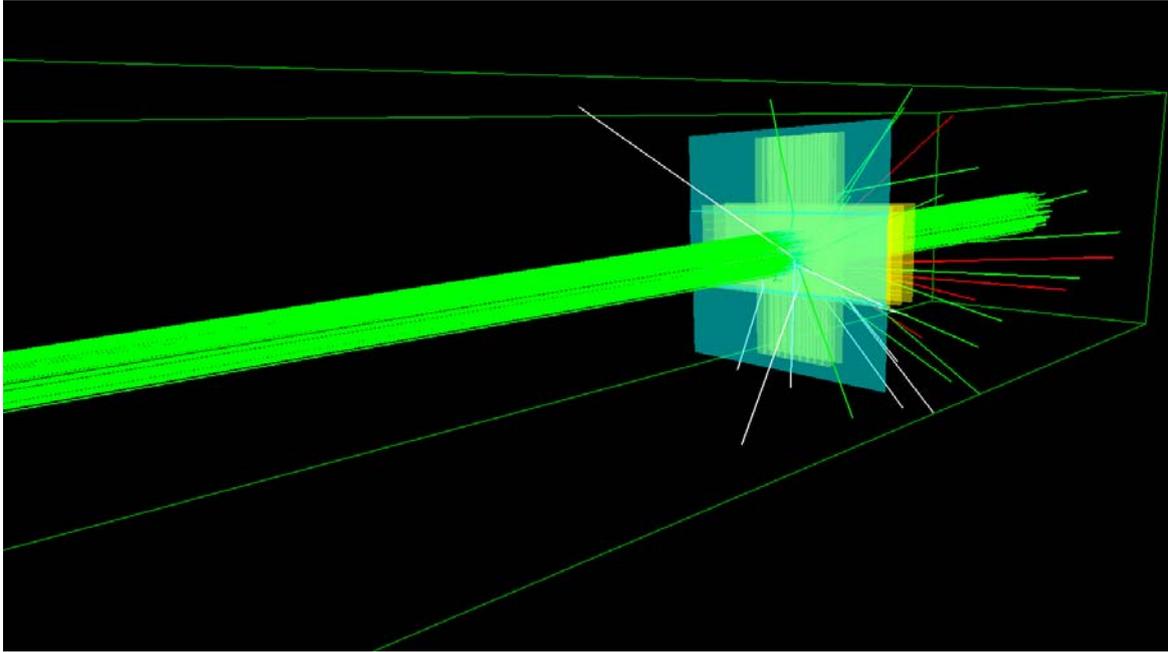


図 5.1.8 シミュレータ内で HIME に粒子を打ち込んだときの様子。中性子を 100 個入射しており、緑が中性子、白が  $\gamma$  線、赤が陽子、青が電子を表す。上記のシミュレーションセットアップが直感的に正しく実装されていることが確認できる。

解析手法を適応した後にクラスタリング・トラッキングを行うのではなく、クラスタ・トラックの評価により再帰的に各測定点の取舍を行うことで性能を改善できると考えられる。

クラスタリングはバックグラウンドや中性子、 $\gamma$  線が残す空間的に離散的なシグナルの除去、複数中性子の評価のために必要となる。クラスタリングのアルゴリズムだが、クラスタの要素の座標を  $x_i, y_i, z_i$  とすると、

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{(x_i - x)^2}{dx} + \frac{(y_i - y)^2}{dy} + \frac{(z_i - z)^2}{dz}} < a \quad (5.1.1)$$

を満たす測定点  $(x, y, z)$  をクラスタの要素に取り入れ、再帰的にクラスタを形成していく。式中、 $dx, dy, dz$  は隣接するモジュールの距離を表すパラメータで本シミュレーションでは  $dx = dy = dz = 4 \text{ cm}$  となる。変数  $a$  はクラスタに参加させる距離を定義する無次元のパラメータで、本シミュレーションでは 1.5 という値を用いた。理想的には時間的距離も評価に加えるべきであるが、これは反跳粒子の速度が関係し複雑な解析が必要となるので本シミュレーションでは省略した。複数クラスタが形成された場合は時間的に最も早いイベントが含まれているクラスタを採択した。

次にクラスタごとに最小二乗法によりトラックを求める (A.9 節)。このとき、 $z$  の決定精度に誤差はないと仮定し、 $zx$  平面、 $yz$  平面それぞれに分けて最小二乗法を適応する。 $x, y$  の誤差について、モジュールの幅で位置を決定する場合は  $dx/\sqrt{12}, dy/\sqrt{12}$  とし、左右の時間差で決定する場合は  $v\sigma_t/\sqrt{2}$  とした。なお、 $\sigma_t$  は片方の PMT の時間分解能であり 141 ps となる。クラスタリングを行っても稀にカイ二乗値が大きくなることもあり、カイ二乗値が 10 以上になった場合はそのトラックを棄却した。理想的にはカイ二乗値を悪くしている点を除外した上で再度フィットを行うと良いと考えられる。

トラッキングを行ったのち、中性子と陽子の弾性散乱を仮定することで、反跳陽子の反跳角から反跳陽子の運動エネルギーを求める。本来ならば、プラスチックシンチレータによる反跳陽子のエネルギーロスを考慮するべきであるが、本シミュレーションでは反跳陽子の速度は変化しないと仮定した。反跳角によって決まる反跳陽子の速度から続く検出

器に反跳陽子が到達する時間求め、これを差し引くことにより複数のモジュールで反応時間を決定することで時間分解能の改善を図った。このとき先頭のモジュール以外のシグナルは反跳陽子によるものと考えているので、シグナルの  $z$  方向の位置情報はモジュール中心ではなくモジュール全面と解釈した。また、一つ目のヒットよりも 1 ns 以上飛行時間の遅いヒットは時間情報の揺らぎが大きいので、反応時間の決定には使用しなかった。さらに、一つ目のヒット以外から得られた反応時間が、一つ目のヒットの測定時間よりも  $\pm 2\sigma$  以上時間が離れていた場合も時間の決定に参加させなかった。なお、ここで言う一つ目のヒットとは時間的に最も早く測定されたヒットではなく、クラスタの要素の内ビーム軸方向に幾何学的に一番手前の点と定義した。中性子の反応点の位置については、 $z$  座標は一つ目のヒットがあった NEUT の  $z$  座標の中心値とし、 $x, y$  座標は一つ目のヒットの  $z$  座標におけるトラックから求めた  $x, y$  座標とした。

#### 5.1.4.3 運動量分解能

図 5.1.9 と図 5.1.10、表 5.1.6 にシミュレーション結果を示す。得られたヒストグラムはガウシアンにより  $\pm 3\sigma$  で

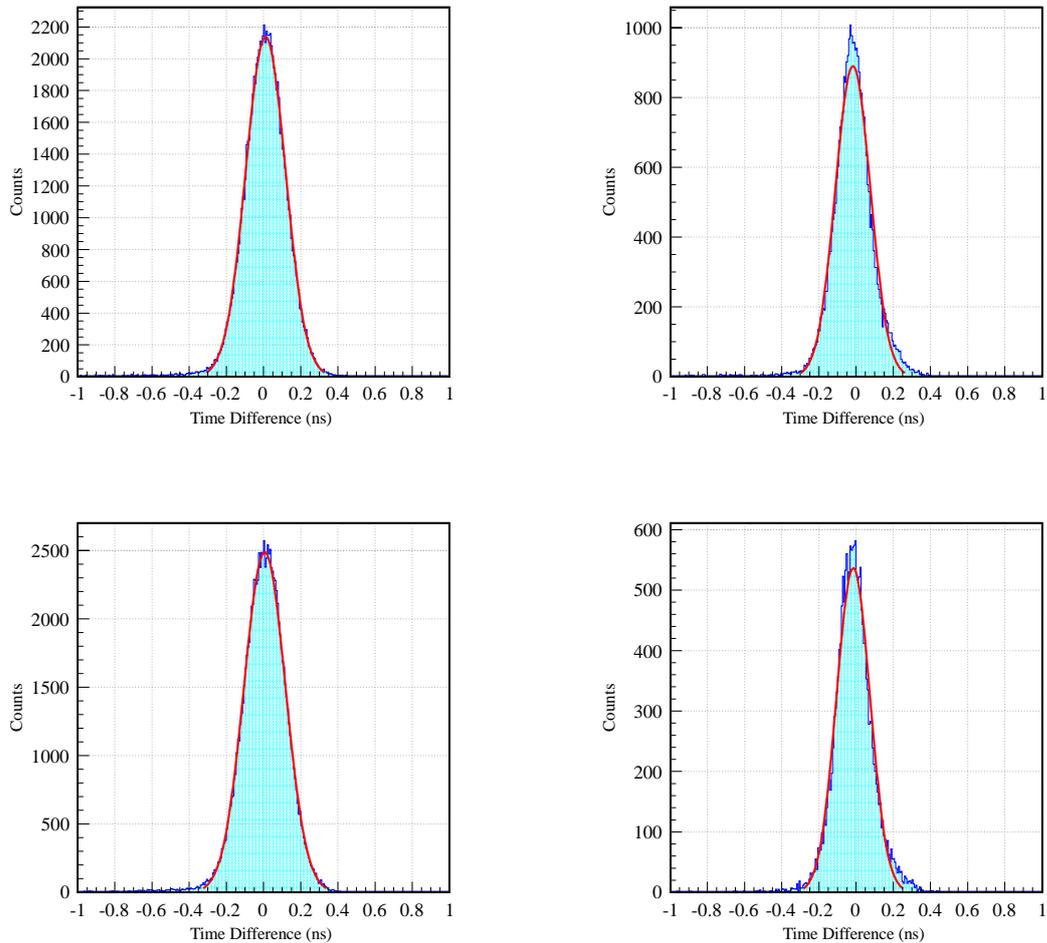


図 5.1.9 250 MeV と 100 MeV の中性子を入射したときの時間分解能。(上段) 250 MeV の中性子を入射した場合の時間分解能。(下段) 100 MeV の中性子を入射した場合の時間分解能。(左列) 従来の解析手法を用いたとき。(右列) 反跳陽子のトラッキングを用いたとき。フィット結果は表 5.1.6 に示す。

エネルギー	手法	時間分解能 (ps)	運動量分解能 (%)
250 MeV	従来	107.0(3)	(0.1500(4), 0.1426(4), 0.3119(8))
250 MeV	新型	94.1(5)	(0.1455(6), 0.1416(5), 0.2741(14))
100 MeV	従来	111.5(3)	(0.1485(4), 0.1391(3), 0.1737(4))
100 MeV	新型	89.9(6)	(0.1210(7), 0.1167(6), 0.1398(9))

表 5.1.6 250 MeV と 100 MeV の中性子を入射したときの時間分解能と運動量分解能。全て  $1\sigma$  のときの値を示す。運動量分解能は  $p_i/p \times 100$  ( $i = x, y, z$ ) と定義した。中性子の入射エネルギーが 250 MeV のときの運動量は 729.577 MeV/c、100 MeV のときの運動量は 444.874 MeV/c である。

入射エネルギー	距離	手法	相対エネルギー 1 MeV のときの相対エネルギー分解能
250 MeV/A	10 m	従来の手法	42 keV
250 MeV/A	10 m	新しい手法	40 keV
100 MeV/A	4.5 m	従来の手法	48 keV
100 MeV/A	4.5 m	新しい手法	39 keV

表 5.1.7 HIME を用いた場合の相対エネルギー分解能。黒線は従来の手法を用いたときの結果で、赤線はトラッキングを用いたときの結果を表している。相対エネルギー分解能は  $1\sigma$  を表す。中性子の運動量分解能は表 5.1.6 に示した値を用い、フラグメントの運動量分解能を無限大とし、中性子と十分に重い仮想的な原子核 ( $A=100$ ) との二体の相対エネルギー分解能をモンテカルロシミュレーションにより求めた。100 MeV/A の結果は HIME を標的の下流 10 m に設置した場合に得られる相対エネルギー分解能を標的の下流 4.5 m に設置した場合にスケール (10 m/4.5 m) した。

再帰的にフィットを行った。トラッキングにより従来の手法と比較して 250 MeV のときに 89%、100 MeV のときに 80% 改善している。理想的には 3 本のモジュールで検出していれば  $1/\sqrt{3} = 58\%$  の改善が期待されるが、これよりも改善幅が小さい結果となった。この原因は反跳陽子の飛行時間を正確に求められていないことから来していると考えられるが、その具体的な要因はプラスチックシンチレータによるエネルギーロスを考慮していないことや反跳角の分解能、反跳陽子はフェルミ運動量の方だけエネルギーが揺らいでいること等、さまざまなことが考えられる。 $x, y$  の位置分解能は  $x, y$  の運動量分解能から評価でき、250 MeV のときに 91% 前後、100 MeV のときに 87% 前後改善する結果となった。

次に時間分解能の入射エネルギー依存性を図 5.1.11 に示す。エネルギーの低い中性子ほど時間分解能の改善する割合が大きいう傾向にある。層の数が多ければエネルギーが高くなるほど反跳陽子の突き抜ける層の数が増え分解能が改善することが期待されるが、現在の HIME は 5 層しかないためそのような効果は見られないと考えられる。エネルギーが下がるほどに従来の手法を用いたときの時間分解能が悪化するの、中性子の速度が遅くなりモジュール中で反応する時間の不定性 (=モジュールの厚さ/中性子の速度) が大きくなるからと理解できる。トラッキングを行ったときに時間分解能が改善するのは、前方に反跳する陽子のみが多数層突き抜けることが可能となり、反跳陽子のエネルギーが大きいものを選択していることが要因の一つと考えられる。

### 5.1.5 相対エネルギー分解能

4.5.2 小節と同様に相対エネルギー分解能を求める。中性子の運動量分解能は表 5.1.6 に示した通りである。フラグメントの運動量分解能を無限大とし、中性子と十分に重い仮想的な原子核 ( $A=100$ ) との二体の相対エネルギーの分解能を求めた結果を表 5.1.7 に示す。NEBULA の相対エネルギー分解能は 250 MeV の中性子に対して

$0.084\sqrt{E_{\text{rel}}}$  (MeV) ( $1\sigma$ ) となるため (4.5.2 小節)、約 2 倍の性能が得られることがわかる。

#### 5.1.5.1 検出効率

検出効率の入射エネルギー依存性を図 5.1.12 に示す。トラッキングを行ったときの検出効率は入射エネルギーが低くなるほど小さくなる。これはエネルギーが下がるほど反跳陽子のエネルギーが下がり、トラッキングを行える反跳陽子の数が減るからである。従来の手法を用いた場合に入射エネルギーが低くなるほどに検出効率が大きくなるのは反応断面積によるものである。従来の手法を用いた場合の中性子に対する検出効率は 250 MeV の場合に 8.8%、100 MeV の場合に 10.7% となった。3 層以上シグナルがなることを要請した場合、NEUT の厚みが 2 cm であればビーム軸について最低 2 cm、最大 6 cm の飛程があれば条件を満たす。このようなイベントは図 5.1.6 より入射エネルギーが 250 MeV であれば約 50% 存在する。HIME は 5 層しかないので、3 層通過するためには 1-3 層目で陽子を打ち出す必要があり、これにより検出効率はさらに 3/5 下がる。これらを合わせると、従来の手法を用いた場合に比べて入射エネルギーが 250 MeV の場合は大雑把には 0.3 倍程度、同様の議論により入射エネルギーが 100 MeV の場合は 0.2 倍程度になるはずである。シミュレーション結果は 250 MeV では 3.3%、100 MeV では 1.9% となり、この概算と一致している。

次に、入射エネルギー 250 MeV のときの検出効率のスレッシュホールド依存性を図 5.1.13 に示す。スレッシュホールドが 8 MeVee を超えたところで検出効率の下がり方が大きくなるが、これは 8 MeVee という値が 250 MeV 陽子が 2 cm のプラスチックシンチレータを通過するときのエネルギーロスの中心値に対応しているからである。

#### 5.1.5.2 アクセプタンス

HIME を単純な直方体 (40 cm×40 cm×18 cm) と仮定し、 $^{10}\text{Li}\rightarrow^9\text{Li}+n$  の反応について SAMURAI を用いた場合と RIPS を用いた場合についてアクセプタンスを評価した。入射粒子のエネルギーはそれぞれ 250 MeV/u と 100 MeV/u とし、HIME の配置はそれぞれ 10 m と 4.5 m とした。図 5.1.14、5.1.15 に結果を示す。HIME の中心がビームライン上にくるように設置すると 250 MeV/u の場合は相対エネルギーが 0.5 MeV のときに 3 割程度まで下がってしまう。 $^{10}\text{Li}$  の測定に限っては 0.5 MeV 付近にあると思われる準位の測定を目的としているため、HIME の有効領域の左端がビームライン上にくるように 20 cm ずらして設置することにより 0.5 MeV 付近のアクセプタンスを稼ぐ方がよいと考えられる。

### 5.1.6 議論

トラッキングを行うと検出効率が 8.8% から 3.3% と約 1/3 にまで下がるのに対して分解能の改善幅は 1 割程度にしかならない。つまり、現在の HIME であればトラッキングを行うよりも検出器を単純に遠方に置く方が高い分解能が得られるという結論になってしまう。本シミュレーションは非常に少ないモジュール数のセットアップとなっており、反跳陽子は最大でも 5 層しか突き抜けることができない。また、モジュール一本の時間分解能として仮定した 100 ps という値は各層間の飛行時間 (~200 ps) より良い値となっており、後続の層で時間を補正することが難しくなっている。こうした要因でトラッキングによる性能改善幅が小さくなっていると考えられる。

現行の HIME をオペレートする際の工夫として、各層の間隔の変更が考えられる。各層を離すことで従来の中性子検出器のように二つの信号間の速度の情報を利用してクロストークを解決する方法を積極的に活用することができる。この配置により複数中性子測定に対して有利な検出器になると考えられる。一方、この配置では各層を離すことにより反跳陽子の飛行時間が伸びるため、複数回測定による反応時間の再構成の精度が悪くなる。このように、定性的には各層を近づけると分解能が改善し、離すと複数中性子の検出効率が高くなる。シミュレーションの結果、現状の HIME ではトラッキングによる分解能の向上はあまり見込めないため、各層を離すことでクロストーク除去に特化し、複数中性子の検出効率を高める方がより新しい物理の発見につながると考えられる。

本研究の設計を元に 50 本の NEUT と 3 本の VETO を用いた HIME のプロトタイプ建設を 2012 年 11 月に終えた。この HIME のプロトタイプは 5.1.5.2 少々節で示したようにアクセプタンスが小さく、5.1.5.1 少々節で示したように検出効率も NEBULA に比較して 1/10 程度しかない。そのため、現在の HIME のプロトタイプを用いた分解反応実験では、比較的高いビーム強度が得られ、一中性を放出し、相対エネルギーが小さい非束縛状態の測定しか行えない。この一つの候補は図 5.1.1 に示した  $^{10}\text{Li}$  の準位測定である。後述する準単色中性子を用いた HIME の実証実験により HIME の有用性を示すことで、将来的には四中性を放出するような非束縛状態の測定を行える大きさまで拡張することを計画している。HIME の有用性を示すためにはクロストーク除去性能や複数中性子に対する検出効率の評価も行う必要があり、今後の課題である。

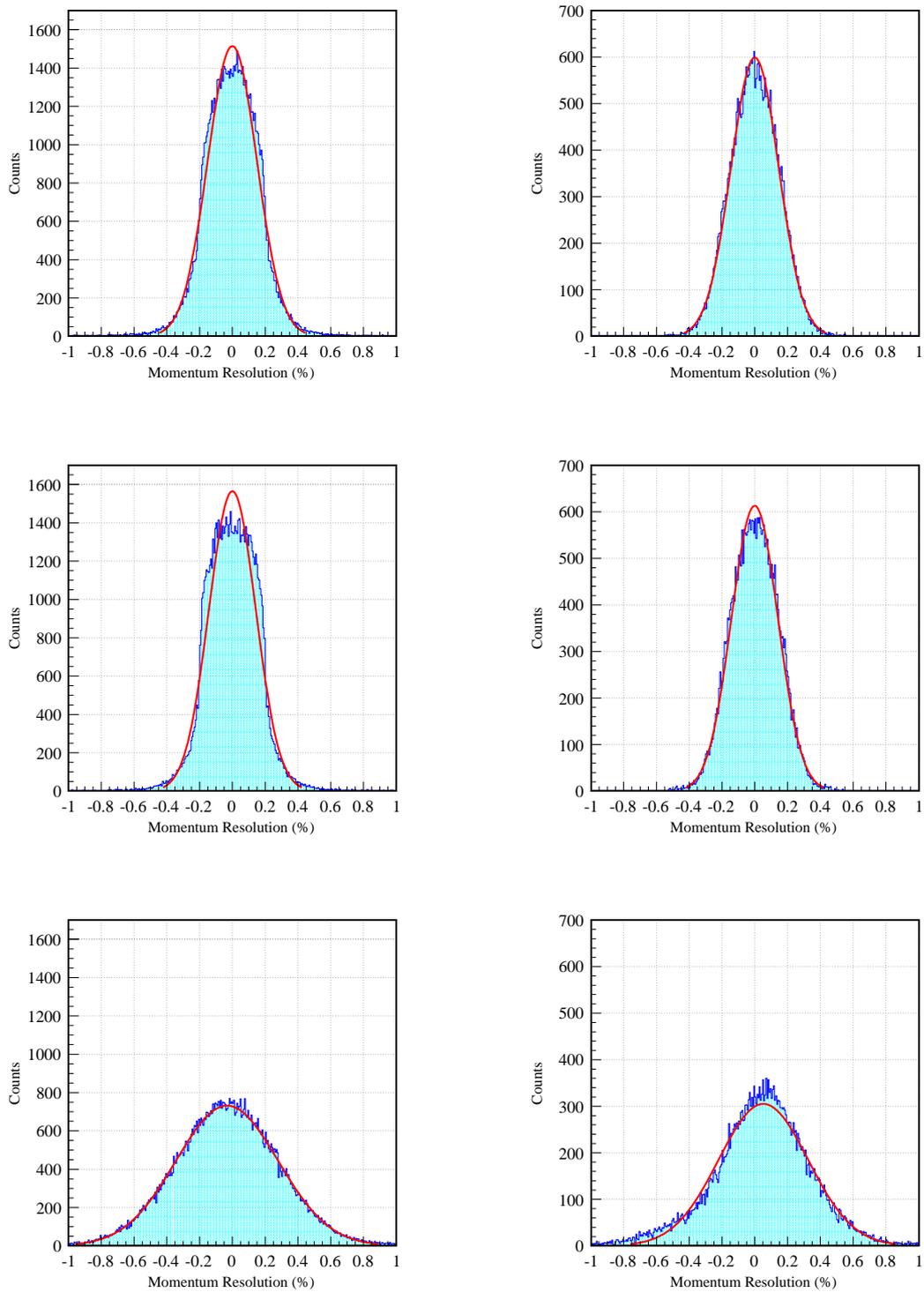


図 5.1.10 250 MeV の中性子を入射したときの運動量分解能。(左列) 従来の解析手法を用いたとき。(右列) 反跳陽子のトラッキング用いたとき。(上段)  $x$  方向の運動量分解能 ( $p_x/p \times 100$ )。 (中段)  $y$  方向の運動量分解能 ( $p_y/p \times 100$ )。 (下段)  $z$  方向の運動量分解能 ( $p_z/p \times 100$ )。 100 MeV の中性子を入射した場合の結果は省略する。 フィット結果は表 5.1.6 に示す。

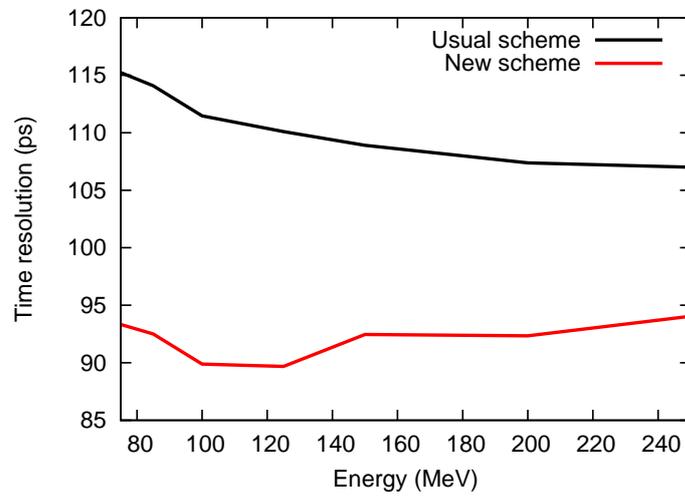


図 5.1.11 時間分解能の入射エネルギー依存性。黒線は従来の手法を用いたときの結果で、赤線はトラッキングを用いたときの結果を表している。

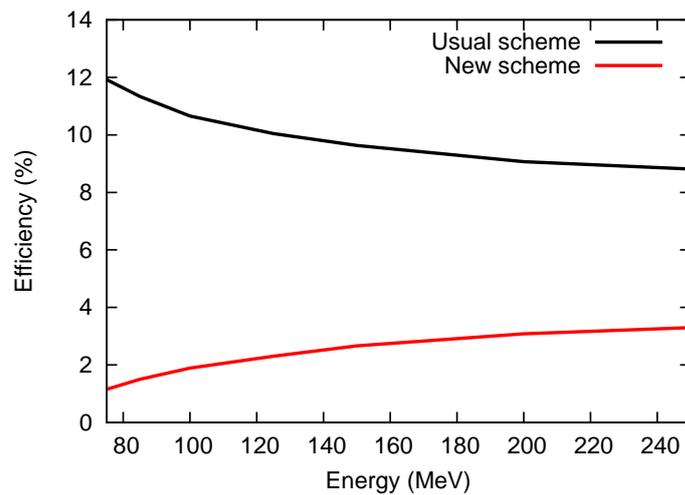


図 5.1.12 検出効率の入射エネルギー依存性。黒線は従来の手法を用いたときの結果で、赤線はトラッキングを用いたときの結果を表している。

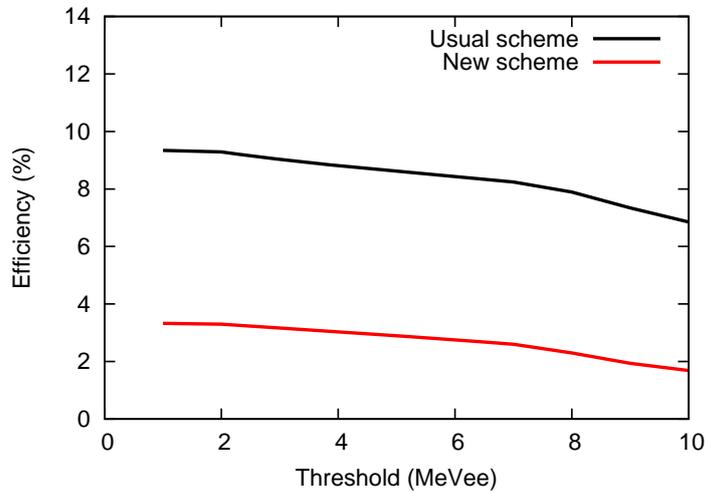


図 5.1.13 入射エネルギー 250 MeV のときの検出効率のスレッシュホルド依存性。黒線は従来の手法を用いたときの結果で、赤線はトラッキングを用いたときの結果を表している。

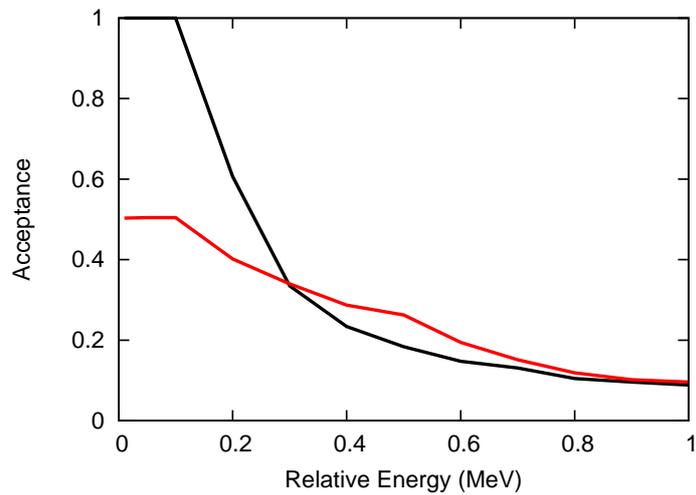


図 5.1.14 入射エネルギー 250 MeV/u のときのアクセプタンス。SAMURAI を用いた場合を想定し、HIME の配置はターゲットより 10 m 下流とした。黒い線は HIME の中心がビームライン上にくるように設置した場合を表し、赤い線は HIME の有効領域の左端がビームライン上にくるように 20 cm ずらして設置した場合を表す。

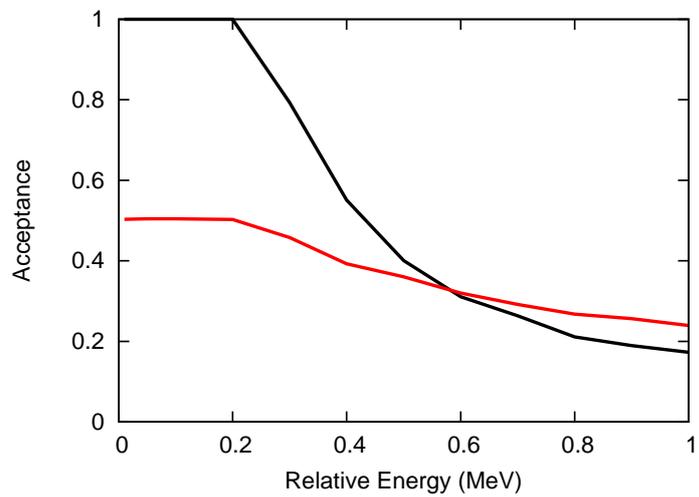


図 5.1.15 入射エネルギー 100 MeV/u のときのアクセプタンス。RIPS を用いた場合を想定し、HIME の配置はターゲットより 4.5 m 下流とした。黒い線は HIME の中心がビームライン上にくるように設置した場合を表し、赤い線は HIME の有効領域の左端がビームライン上にくるように 20 cm ずらして設置した場合を表す。

粒子	陽子	$^{40}\text{Ar}$
エネルギー	230 MeV	400 MeV/u
強度	$1.9 \times 10^5$ cps	$4.2 \times 10^4$ cps
標的	$^{\text{nat}}\text{Li}$	$^{\text{nat}}\text{C}$
厚み	1.07 g/cm <sup>2</sup>	1.04 g/cm <sup>2</sup>
反応	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$	$^{12}\text{C}(^{40}\text{Ar}, \gamma\text{X})$

表 5.2.1 HIMAC を用いた性能評価実験におけるビームと標的。

名称	略称	形状	光電子増倍管
HIME 1	H1	2 cm×4 cm×100 cm	H7415
HIME 2	H2	2 cm×4 cm×100 cm	H7415
HIME 3	H3	2 cm×2 cm×100 cm	R4124ASSY
HIME VETO	H4V	0.5 cm×10 cm×100 cm	R7724ASSY

表 5.2.2 テストしたモジュールと荷電粒子イベント検出用の VETO の仕様。VETO 以外は両端に光電子増倍管が付いており、VETO はビームから見て右側のみ光電子増倍管が付いている。

## 5.2 基本性能評価実験

HIME の設計と平行して NEUT 単体の基本性能を宇宙線、陽子、 $\gamma$  線、中性子を用いて評価した。宇宙線を用いた性能評価実験では断面積が 0.5 cm×0.5 cm、1 cm×1 cm、2 cm×2 cm、2 cm×4 cm の四種類、長さは全て 100 cm のモジュールを用意し、それぞれについてゲインカーブと時間分解能、位置分解能、減衰長を測定した。陽子と  $\gamma$  線、中性子を用いた性能評価実験は放射線総合医学研究所の重粒子線がん治療装置 HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) を用いて行い、2 cm×2 cm×100 cm と 2 cm×4 cm×100 cm のモジュールについて各粒子に対する時間分解能を測定した。ただし、S/N や統計等の問題により中性子に対する性能評価は行えなかった。

中性子検出器の性能評価は理想的には中性子を入射することによって行うべきだが、中性子を入射したときのシグナルのほとんどは反跳陽子によって生成されるため、宇宙線や陽子などの軽い荷電粒子を直接入射したときの応答から反跳陽子のエネルギー分布と反応位置の不定性 (2.3 節) を考慮することで中性子検出器としての性能を評価することができる。特に、200 MeV 前後の陽子に対する時間分解能は HIME の要である反跳陽子のトラッキングを評価するための直接的な基礎情報となるため非常に有用である。 $\gamma$  線を入射した場合は中性子と同様に反応位置の不定性が生じるため、反跳電子の飛跡が直線的でないことを除けば擬似的に中性子に対する応答を得ることができる。

宇宙線を用いた性能評価実験の主要な結果は表 5.1.1、5.1.2 に示した。これらの詳細は筆者の卒業論文 [18] に示されている。本節では HIMAC を用いた性能評価実験の詳細について述べる。

### 5.2.1 HIMAC を用いた性能評価実験のセットアップ

放射線総合医学研究所の HIMAC の物理・汎用照射室で陽子と  $\gamma$  線、中性子に対する時間分解能の測定を行った。ビームと標的の情報を表 5.2.1 に示す。陽子ビームは  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  (g.s.+0.43 MeV) 反応により準単色中性子を生成するためと、陽子に対する HIME の時間分解能を評価するために用いた。 $^{40}\text{Ar}$  ビームは 10 MeV を超えるような比較的高いエネルギーの  $\gamma$  線を生成するために用いた。検出器のジオメトリを図 5.2.1 に示す。各モジュールの仕様を表 5.2.2 に示す。TOF スタートカウンター (以降 S.C. と呼ぶ) の詳細は佐古氏の修士論文 [20] に示されている。HIME

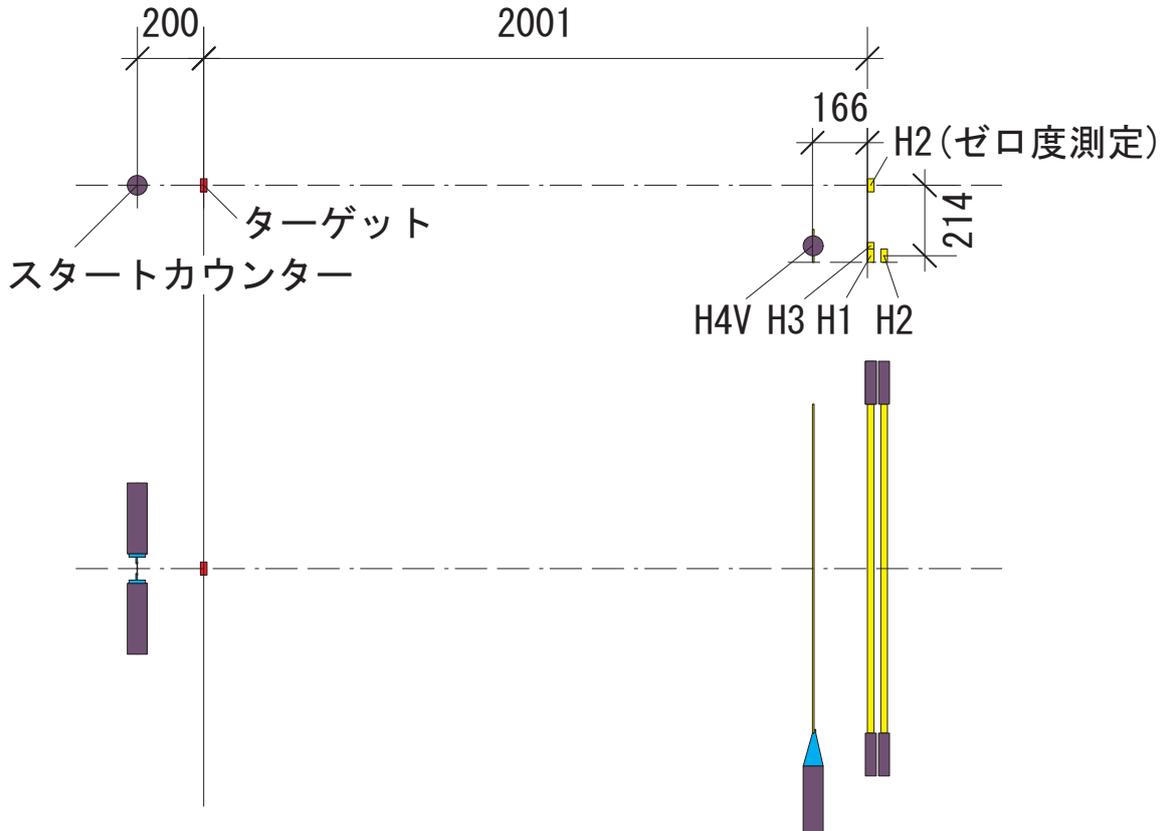


図 5.2.1 HIMAC 実験における検出器のジオメトリ。x 方向の位置は各モジュールの中心がビームライン上になるように ±1 mm 程度の精度で設置されている。

の HV とスレッシュホールド、アッテネータの値を表 5.2.3 に示す。

### 5.2.2 陽子に対する飛行時間分解能

H2 をビームライン上に置き、陽子ビームを直接入射することで陽子に対する飛行時間分解能を測定した。S.C. のシグナルにパイルアップなどの成分が見られるため、S.C. の時間情報と発光量情報に対して図 5.2.2 に示すようなゲートを適応した。このゲートにより約 14% のイベントが除外された。上記の S.C. のゲートを適応し、スルー補正を行った後の陽子に対する飛行時間と発光量の相関、及び飛行時間の分布を図 5.2.5 に示す。主成分よりタイミングの早い成分が見えるが、これは後述する PMT の飽和による問題と考えられ、発光量が多いイベントで時間情報がシフトしていると考えられる (以降この現象のことをタイミングシフトと呼ぶ)。

陽子ビームは一次ビームなので S.C. と H2 の間の飛行時間は一定とみなすことができ、測定される飛行時間の分解能  $\sigma_{\text{TOF}}$  は、

$$\sigma_{\text{TOF}} = \sqrt{\sigma_{\text{S.C.}}^2 + \sigma_{\text{H2}}^2} \tag{5.2.1}$$

と表される。まず、陽子ビームを入射することで得られた飛行時間分解能より個別の検出器の時間分解能が大きくなることはないため、H2 の陽子に対する時間分解能の上限は 113.0(3) ps であると言える。一方、H2 と同じ型番の PMT を用いたモジュールの宇宙線に対する時間分解能はモジュールの中心で 67(2) ps と分かっている。そこで H2 の時間分解能を 67 ps と仮定すると、S.C. の時間分解能は 91 ps と求まる (モジュールの違いによる系統誤差が大きいと思

	HV	スレッシュヨルド	アッテネータ
H1L	1261 V	50 mV	10 dB
H1R	1322 V	50 mV	10 dB
H2L	1497 V	50 mV	10 dB
H2R	1464 V	50 mV	10 dB
H3L	1012 V	50 mV	10 dB
H3R	1109 V	50 mV	10 dB
H4V	1700 V	50 mV	0 dB

表 5.2.3 HIMAC 実験のビームと標的の情報。モジュールの略称の後ろの L はビームから見て左側、R は右側の PMT、ないし PMT に接続された回路を表す。HIME1-3 の信号はスプリッターを通して測定しているため、QDC で観測する信号はさらに 6 dB 減衰することになる。スレッシュヨルド 50 mV は H1、H2 では 0.5 MeVee 程度、H3 では 0.8 MeVee 程度の発光量に対応している。

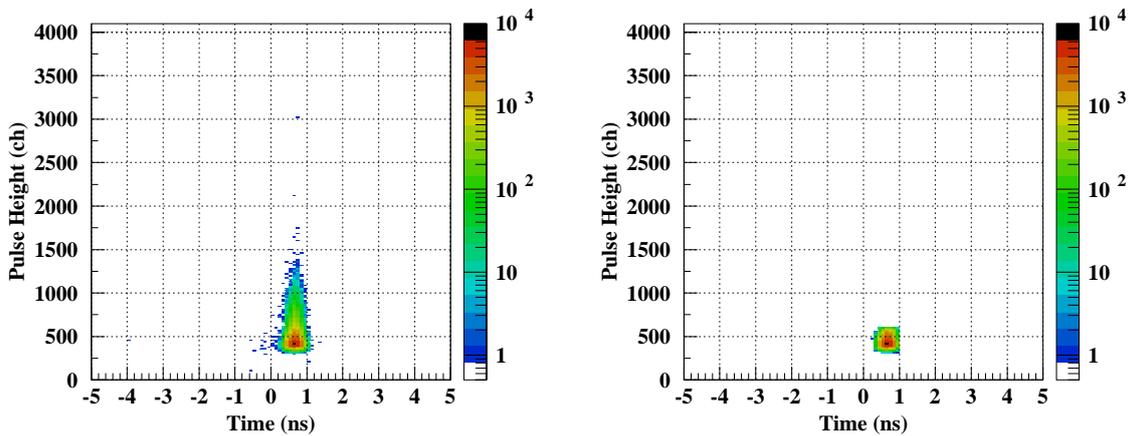


図 5.2.2 陽子に対する性能を評価するときに適応した S.C. のゲート。(左) ゲート適応前。(右) ゲート適応後。

われるため、誤差の評価は行っていない)。本実験で S.C. として用いたプラスチックシンチレータと SAMURAI のコミッションング実験で同様に用いた二台の S.C. は大きさやライトガイド、PMT が違うものの、厚みは 1 mm と同じであり、その時間分解能は 250 MeV の陽子に対して一台辺り 132 ps であった。これより S.C. の時間分解能が H2 の陽子に対する時間分解能が宇宙線に対する時間分解能と同じと仮定した場合に得られる 91 ps という値になる可能性は否定できない。しかし、本実験結果からは H2 の陽子に対する時間分解能が 113.0(3) ps 以下であるということ以上のことは言えない。

### 5.2.3 $\gamma$ 線に対する飛行時間分解能

重イオン反応により通常の原子核の励起準位よりも高いエネルギーの  $\gamma$  線を比較的容易に得られる。本研究では  $C+^{40}Ar \rightarrow \gamma + X$  という反応により生成した  $\gamma$  線を利用して中性な粒子に対する時間分解能を評価した。

陽子ビームの場合と同様に、S.C. のシグナルに対して図 5.2.4 に示すゲートを適応した。このゲートにより約 26% の

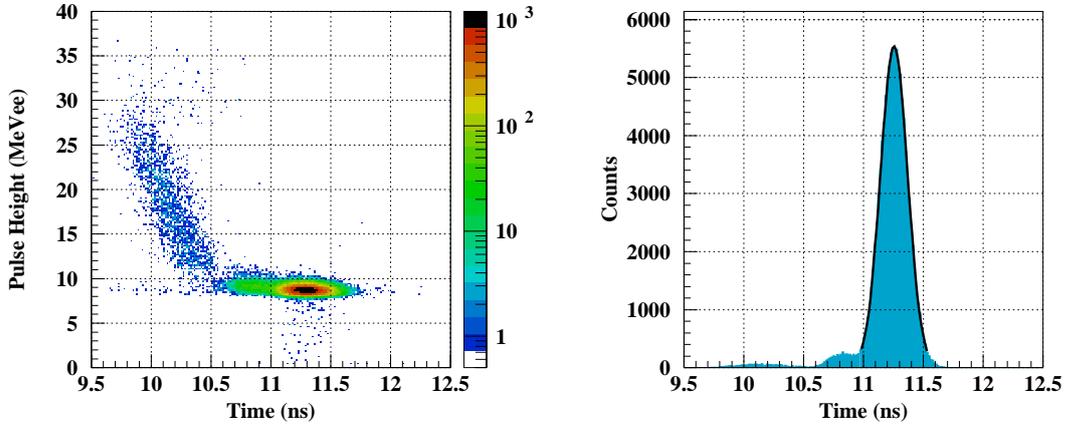


図 5.2.3 H2 と S.C. 間の陽子に対する飛行時間と発光量の相関、及び飛行時間の分布。飛行時間分布の幅は  $113.0(3) \text{ ps}(1\sigma)$  と求まった。主成分よりタイミングの早い成分が見えるが、これは先に述べた PMT の飽和による問題と考えられ、発光量大きいイベントで時間情報がシフトしていると考えられる。

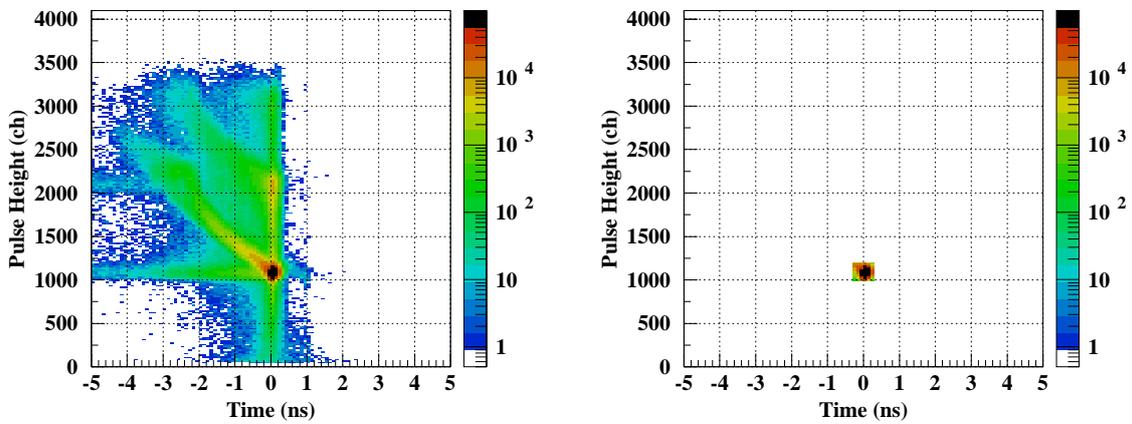


図 5.2.4  $\gamma$  線に対する性能を評価するときに適応した S.C. のゲート。(左) ゲート適応前。(右) ゲート適応後。

イベントが除外された。次に、この反応により得られた飛行時間と発光量の相関、及びこの反応で得られる  $\gamma$  線の発光量の分布を図 5.2.5 に示す。時間分解能の評価においてソフトウェアのスレッシュホールドは 2 MeVee とした。このときの発光量分布の平均値は 3.52 MeVee であった。これより、次に示す時間分解能は近似的には 3.52 MeVee のシグナルに対する値を求めていることになる。次に、上記の S.C. のゲートの適応と  $\gamma$  線の飛行距離が異なることの飛行時間補正、スルー補正、VETO の適応、バックグラウンドイベントを引いた後の各モジュールの時間分解能を図 5.2.6 に示す。ライブタイムはターゲットありのランで 48.4%、ターゲットなしのランで 48.3%、入射ビームの数はターゲットありのランで  $176.7 \times 10^6$  counts、ターゲットなしのランで  $101.0 \times 10^6$  counts となり、これらの値で規格化した上でパツ

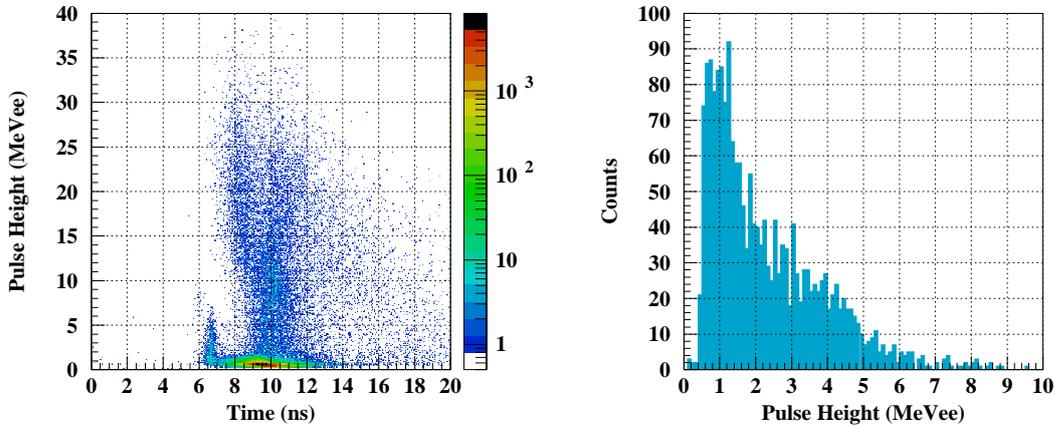


図 5.2.5  $C+^{40}\text{Ar} \rightarrow \gamma+X$  という反応を用いたときの飛行時間と発光量の相関 (左)、及び発光量の分布 (右)。左図中、6.7 ns 付近のピークがターゲットで発生した  $\gamma$  線によるピークである。右図は左図のうち、0 ns から 7.1 ns ( $\gamma$  線によるピークから  $\gamma$  線に対する時間分解能の  $+3\sigma$  程度) までを投影したときの発光量分布を表す。時間的に早い成分を切らなかったのは、発光量の大きい成分では後述するタイミングシフトの問題が起きていると考えられるからである。

クグラウンドを差し引いている。ただし、S.C. のゲートはライブタイムや入射ビームの数に影響しないと仮定した。飛行時間分解能は H1 が 121(1) ps、H2 は 131(1) ps、H3 は 174(3) ps となった。図 5.2.6 の下図において横軸が 7.2 ns 以上の領域は中性子によるイベントと考えられるが、H3 のみターゲットなしのランの方が中性子のスペクトルが大きくなった。この問題は  $\gamma$  線の評価にはあまり影響しないため未解決のままとした。H1 よりも H2 のカウントの方が多い一方、H2 の時間分解能が H1 よりも悪いのは H1 と H3 で発生した電子が H2 で検出されるからと考えられる。

$\gamma$  線は電荷を持たないため反応する位置に不確定性があり、時間分解能に換算すると 33 ps ( $1\sigma$ ) に相当する。Ar ビームは陽子ビームに比べて S.C. での発光量が多いため、S.C. の時間分解能は陽子に対する飛行時間分解能の測定から期待される 91 ps という値より良い可能性が高い。一方、 $\gamma$  線による発光量の平均値は 3.52 MeVee 程度であるが、同程度のエネルギーロスをする宇宙線に対する時間分解能は 67 ps であり、これに反応位置の不確定性である 33 ps を加味しても 75 ps にしかならず、 $\gamma$  線に対する時間分解能と一致しない。以上より、 $\gamma$  線に対する時間分解能も陽子に対する時間分解能と同様にその上限しか決まらず、時間分解能の上限は H1-3 それぞれについて 121(1) ps と 131(1) ps、174(3) ps となった。

### 5.2.3.1 $\gamma$ 線のレート

$\gamma$  線のランは中性子が大量に発生し、カウントレートが高くなるので実際の実験ではビームは  $10^4$  cps 程度しかビームを出せない可能性がある。そこでビーム強度を  $10^4$  cps と仮定して 1 モジュールあたり例えば 4 MeVee 以上のシグナルの時間あたりの計数を計算すると、約 4700 counts/str/h となる。HIME を 10 m の位置に置いた場合の立体角は 0.4 mstr となるので、1 モジュールあたり約 2 counts/h しか得られない。

検出器を標的から 10 m 下流に置いた場合、中性子の飛行時間は  $\gamma$  線の飛行時間より 20 ns 程度遅いため、トリガー回路でこれらを区別することが原理的には可能である。このとき DAQ のデッドタイムを減らすことができ、 $10^5$  cps 程度のビーム強度が得られるようになる。これが実現すれば 1 時間程度のランで検出器全体で 1000 counts 程度  $\gamma$  線によるイベントが得られ、例えば飛行時間の原点を決定することができる。しかし、個別のディテクターごとにスルー

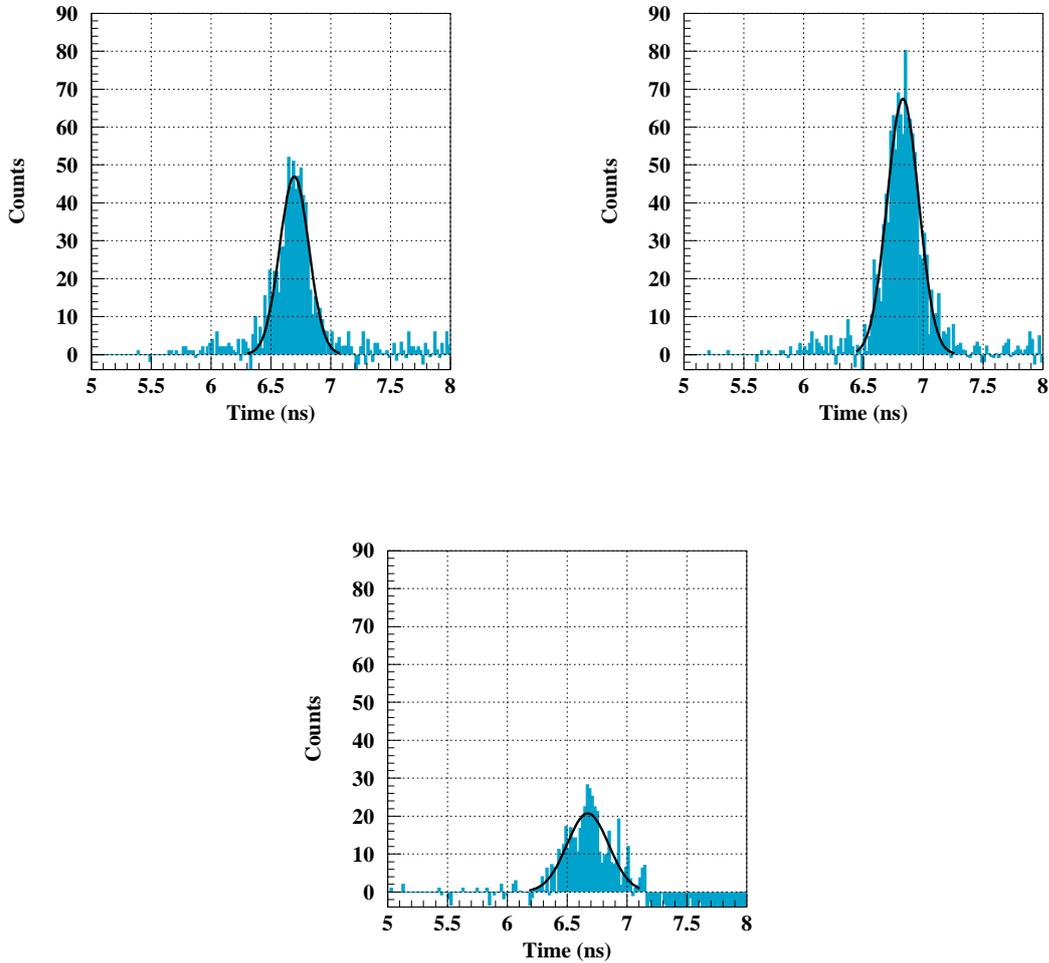


図 5.2.6  $\gamma$  線を入射したときの各モジュールの飛行時間分布。左上から H1、H2、H3 の場合について示す。スレッシュホールドは 2 MeVee とした。飛行時間分解能はそれぞれ 121(1) ps、131(1) ps、174(3) ps となった。

補正を行うためには各モジュールごとに 1000 counts 程度ずつ必要であり、これを実現するためには 50 時間程度のビームタイムが必要となってしまふ。以上から、スルー補正やディテクターごとの相対的な時間調整は宇宙線などにより行う必要がある。

#### 5.2.4 中性子に対する飛行時間分解能

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応の角度分布や反応断面積は Taddeucci 氏らにより精度良く測定されている (4.1.2 小節)。この反応により前方に出てくる中性子のエネルギーは単色と見なすことができ、時間分解能や検出効率の評価を行うことができる。本実験では時間分解能を評価する目的で測定を行ったので、これについて述べる。

陽子ビームの場合と同様に、S.C. のシグナルに対して図 5.2.7 に示すゲートを適応した。このゲートにより約 54% のイベントが除外された。上記の S.C. のゲートを適応し、VETO をかけたときの飛行時間と発光量の相関を図 5.2.8 に

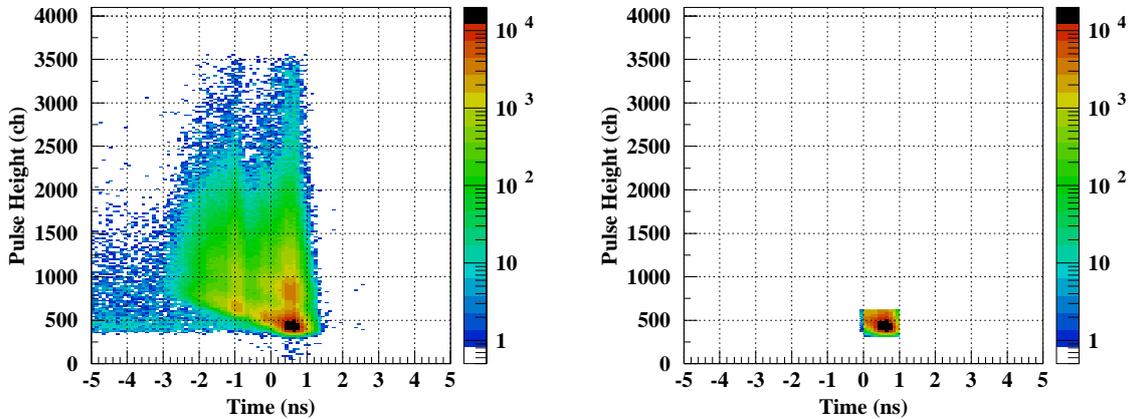


図 5.2.7 中性子に対する性能を評価するときに適応した S.C. のゲート。

示す。この相関図にはいくつか問題が見られ、

- イベントレートが高い
- 荷電粒子のような筋が見られる
- 高いエネルギーほど飛行時間が早いという傾向の筋が見られる

等が上げられる。

ターゲット中で発生した軽粒子等はモジュールの前方に置かれた VETO により排除されているが、検出器の真上で且つ空気中をビームが通っているため、空気と反応して発生した粒子がモジュールに直接入射していると考えられる。この事実から一つ目と二つ目については定性的に理解できる。三つ目については陽子をモジュールに入射した時と同様に光電子増倍管が飽和したことにより時間情報がシフトしていると考えられる。

以上の問題があり、バイアスのかからない正常な評価が困難であったため、中性子に対する時間分解能は求められなかった。

### 5.2.5 タイミングシフト問題

解析を通して常に問題となった時間情報がシフトする事象 (タイミングシフト) について述べる。

図 5.2.3 や図 5.2.5、図 5.2.8 に見られるように、発光量と時間の相関図において発光量が 8 MeVee を超えた辺りから 500 ps ほど飛行時間が早くなる成分が見られる。

この現象は図 5.2.9 に示すように、左右の PMT の時間差と左右の PMT の発光量の比の対数の相関を発光量ごとに区切ることではっきりと分離することができる。左右の PMT の時間差は粒子がモジュールに入射した位置に比例し、発光量の比の対数も同様に入射した位置に比例する。一方、PMT に入射する光量は粒子が入射した位置が PMT から離れるほど減衰するため、時間差が変化すれば PMT に入射する光量が変化し、ある閾値以上の光量になった時点で、片方の PMT の時間情報がシフトするために横軸がディスクリートに変化すると説明できる。一般に光量が大きくても PMT の増幅率を下げれば PMT の出力は安定するので、以上の考察と合わせると、ある電圧以上のシグナルが PMT で生成されるときに PMT に何らかの問題が生じてパルスの立ち上がりが早くなっていると考えられる。

そこで、タイミングシフトが起きている PMT の出力電圧を計算すると、H1、H2 においてスレッシュホールドが 50mV

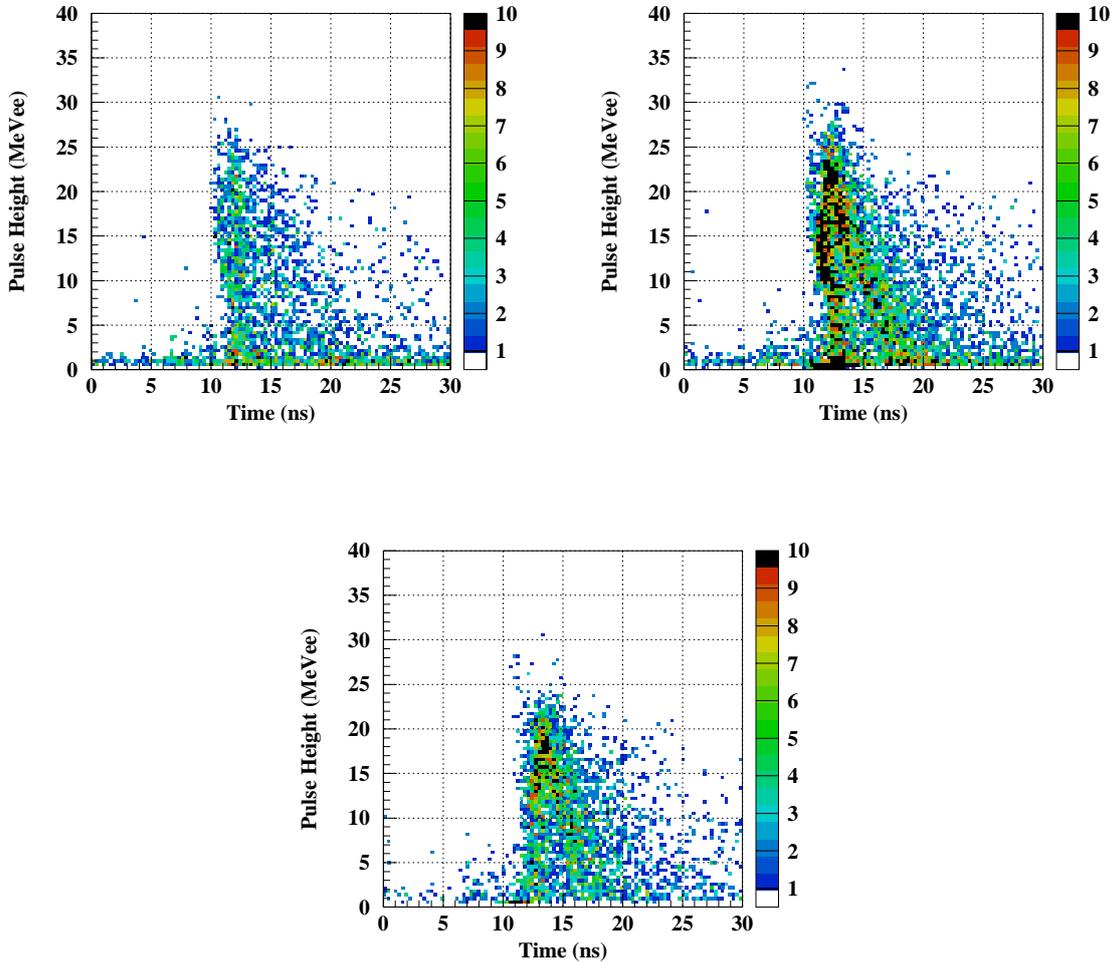


図 5.2.8 各モジュールについての飛行時間と発光量の相関。左上から H1、H2、H3 の順に示す。

だったのに対して観測出来た発光量の最小値は 500 keVee 程度であり、スプリッターで PMT からの信号が半分になっていることを加味すると PMT からの出力は 1.6 V と計算される。実際には 8 m の BNC ケーブルと 5 m の H7415 標準のケーブル (LEMO ケーブル相当)、1 m の LEMO ケーブルをディスクリミネータと PMT との間に使用していたのでこれにより信号が多少減衰している可能性があり、結局 PMT の出力が約 2 V 程度になるとタイミングシフトが起きていたと考えられる。H7415 は 30 mA でパルスリニアリティが 5% ずれるが [70]、これは電圧にして 1.5 V に相当する。タイミングシフトが起きたのが約 2 V であることと比較すると、この出力電圧では PMT が飽和しており、何か異常を来しているという可能性は十分に考えられる。

以上、タイミングシフトの問題は PMT の出力電圧が目安になることが分かったが、本実験データについて補正は行わなかった。本問題が物理測定の実験で発生すると期待されている分解能より 5 倍程度悪くなるため、実験の際には必ずチェックする必要がある。

本結果を受けて、リニアリティのよいテーパタイプであればこのような現象に強いことが考えられる。テーパタイプの PMT とはデバイダの後段の分割抵抗に抵抗値の大きいものを使うことでその段に流れる電流を相対的に大きくし、大

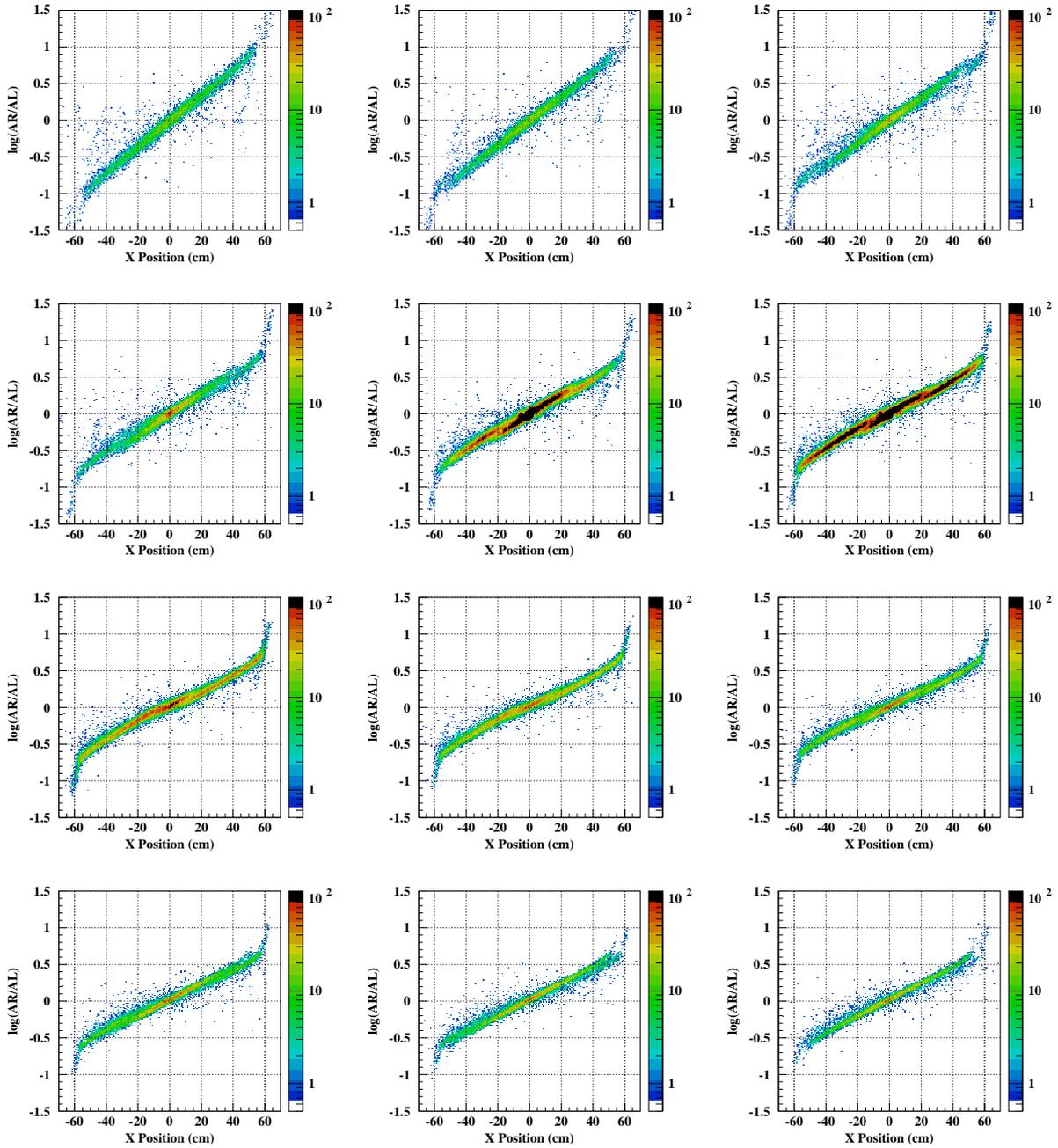


図 5.2.9 エネルギーロスごとに区切ったときの左右の PMT の時間差と左右の PMT の発光量の比の対数の相関。エネルギーロスの区切りだが、左上の図から、4 MeVee から 5 MeVee の区間に始まり、右に一つ進むごとに 1 MeVee、下に一つ進むごとに 3 MeVee 区間が高くなり、一番右下の図は 15 MeVee から 16 MeVee の区間となっている。プロットは宇宙線や陽子、 $\gamma$  線、荷電粒子など種々のランのデータを合算している。この相関より、タイミングシフトは発光量が大きくなるほど起きやすくなっていると言える。x 軸と y 軸いずれも荷電粒子の入射位置に比例する量なので、これらの相関は常に連続であるべきだが、エネルギーロスとモジュールの位置によってシフトが起きており、これは片方のチャンネルの時間情報がシフトすることに生じている（時間情報がシフトしていることは TOF のシフトなどからも明らか）。一旦シフトが中心に集まった後にまた端へ移動していくのは、(1) 左右どちらもシフトしていない、(2) 左か右のどちらか片方がシフトしている、(3) 左右どちらもシフトしている、の三種類が PMT に入射する光量に依存してある種の相転移をしていくからと考えられる。この図は H2 に関するものだが、H1 ではシフトの起こり方がより複雑となり、また、H3 についてはこの手法では判別することができなかったため、上記の解釈が必ずしも当てはまらない可能性がある。

きな信号が生じた場合でも増幅率が低下しないようにしたものである。HIME ではこのテーパタイプの PMT を使用したモジュールを2本用意しているが、上記の問題に対する評価はまだ行っていない。

### 5.2.6 まとめ

各粒子に対するモジュール一本の時間分解能を表 5.2.4 にまとめる。陽子と  $\gamma$  線に対する時間分解能の測定を行った

粒子	エネルギーロス	時間分解能
$\mu$ 粒子	3.5 MeV	70 ps
陽子	8 MeV	<110 ps
$\gamma$ 線	3.5 MeV	<130 ps

表 5.2.4 モジュール一本の時間分解能。陽子と  $\gamma$  線に対する時間分解能は S.C. の時間分解能やビームの広がり、モジュールの厚み込みの飛行時間分解能を示す。中性子に対する時間分解能は本実験では得られなかった。

実験ではビームのエネルギーの広がりや飛行時間の原点を測る検出器の時間分解能が得られなかった、上限値しか求められなかった。中性子に対する時間分解能は本実験では測定することができず、続く章で述べる RCNP での実験で測定予定である。

### 5.3 実証実験計画

本研究で新しく開発した中性子検出器 HIME の実証・性能評価実験を大阪大学の核物理研究センター (RCNP) で行うことを申請し、採択された。本実験では HIME の新しい中性子の検出手法を確立するために、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により生成される準単色中性子を用いて反跳陽子のトラッキングによる中性子の検出の実証と中性子検出器の基本的な性能である時間分解能、位置分解能、さらに反跳陽子に対する角度分解能の測定も行う。本節ではこの実験計画の詳細について述べる。

#### 5.3.1 実験目的

本研究で新しく開発した中性子検出器 HIME は 5.1 に示したように、従来とは異なる新しい手法により中性子の検出を行う。この要となるのが反跳陽子のトラッキングであり、これにより従来よりも運動量を高精度に決定することができ、且つ入射中性子の数の同定を高い信頼性で行えることが期待される。この新しい手法を確立することを第一の目的とし、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により生成される準単色中性子を HIME に入射することで一中性子の検出の確認とクロストーク除去能力の評価を行う。この他にも中性子検出器の基本的な性能である、時間分解能、位置分解能、さらに反跳陽子に対する角度分解能の測定も行う。これらの結果は計画されている非束縛原子核の測定実験のエネルギー分解能を決定するために用いることができ、特に共鳴準位の幅自体が散乱長などの物理的に重要な意味を持つ場合に必要になる。さらに中性子の検出効率も測定し、分光因子の導出や非束縛核の生成に関する反応機構を研究するために必要な反応断面積の決定に用いる。図 5.1.12 に示したように、検出効率は入射エネルギーに依存するため、RIBF の SAMUIRA を用いた実験に対応する 250 MeV だけでなく、RIBF の RIPS を用いた実験に対応する 100 MeV の中性子に対する検出効率も実験的に求め、シミュレーションと比較を行う。また、本実験で得られる結果をシミュレータに反映し、複数中性子の検出効率などの議論が可能となる。

#### 5.3.2 実験概要

実験の詳細についての議論は続く小節で述べ、本小節では実験の概要について述べる。なお、本小節の内容は提出したプロポーザルを元としているが、このとき想定していたセットアップは 7 本  $\times$  3 層 + 12 本  $\times$  2 層である。続く節では 10 本  $\times$  5 層のセットアップで計算を行うため、アクセプタンス等が若干異なる値となる。

実験は大阪大学の核物理研究センター (RCNP) の N0 コースで行う。N0 コースは荷電粒子の掃引マグネットを有しており、さらに 100 m 遠方まで中性子検出器を置くことができる、中性子検出に特化した実験施設である。一次ビームには 100 MeV と 250 MeV の非偏極陽子ビームを用い、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により準単色中性子を生成する。これらの中性子により、反跳陽子のトラッキングを用いた新しい手法を確立し、時間分解能と位置分解能、検出効率の測定を行う。また、陽子ビームを直接 HIME に入射することで反跳陽子の角度分解能を評価する。

図 5.3.1 に示すように、二つの実験セットアップを用いる。一つ目のセットアップ (上図) ではプラスチックのビーム検出器を標的の 1 m 上流に設置し、HIME は 7 m 程下流 (アクセプタンスは  $2.7 \times 10^{-3}$  sr) に設置する。以降ではこのセットアップをセットアップ A と呼ぶ。HIME を近い距離に設置するのはイベントレートと中性子の飛行時間の揺らぎを抑えるためである。陽子ビームのレートはビーム検出器の制限により  $5 \times 10^5$  cps 程度に制限される。ビーム検出器により、正確な飛行時間の原点と陽子ビームの数がイベントごとに得られるので、飛行時間分解能と正確な検出効率を正確に求めることができる。ビーム検出器の時間分解能は 80 ps 程度となることが期待される。

二つ目のセットアップ (下図) では、ビーム検出器は外し、HIME を標的から 45 m 下流 (アクセプタンスは  $6.6 \times 10^{-5}$  sr) という遠い距離に設置する。以降ではこのセットアップをセットアップ B と呼ぶ。ビーム検出器を使用しないため、高強度の陽子ビームを用いることができ、高いイベントレートが得られる。また、HIME を遠方に置くこ

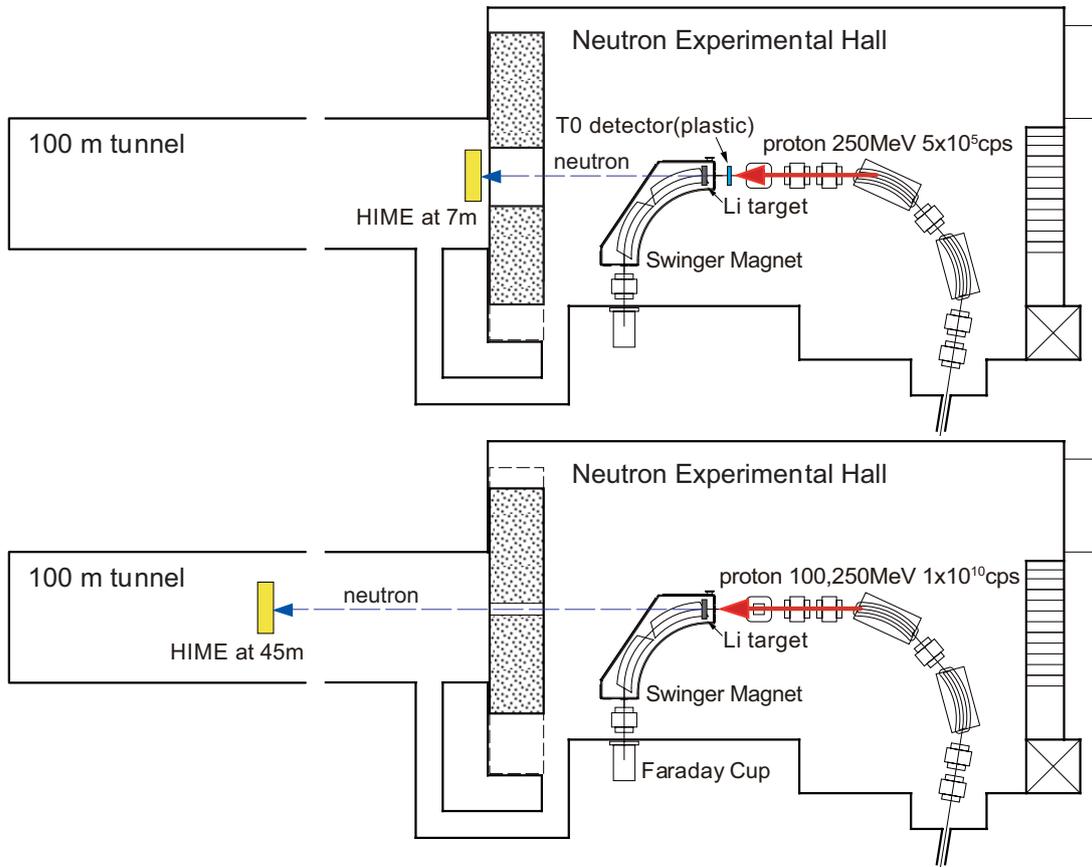


図 5.3.1 二つの実験セットアップのイラスト。(上) イベントごとに中性子を測る実験セットアップ (セットアップ A)。このセットアップでは高い飛行時間分解能と正確なビーム強度が得られる。(下) 大強度の陽子ビームを用いるセットアップ (セットアップ B)。このセットアップでは高いエネルギー分解能と高いイベントレートが得られる。

とにより中性子の飛行時間が長くなり、エネルギー分解能が改善する。一方、飛行時間の原点を RF 信号で決める必要があるが、陽子ビームのエネルギーが広がっていることから RF により時間の原点を決めた場合の分解能は 400 ps (FWHM) 程度となり、飛行時間分解能を支配してしまうため、時間分解能を決定するのに適さない。

既に述べたように、時間分解能は HIME を近距離 (7 m) に置き、ビーム検出器を用いる 1 つ目のセットアップで測定する。図 5.3.2 に示すように、シミュレーションによれば時間分解能は入射エネルギーに大きく依存しない。トラッキングを行ったときの時間分解能は 100 ps(1 $\sigma$ ) が期待され、これは NEBULA の時間分解能  $\sim$ 250 ps に比較して 2.5 倍も良い値である。

シミュレーションにより得られた検出効率のエネルギー依存性を図 5.3.3 に示す。反跳陽子のトラッキングを行った場合の検出効率は 100 MeV では 1%、250 MeV では 3% と大きく異なることが予想されるため、検出効率は 100 MeV と 250 MeV の二点で測定する。

5% 程度の精度で検出効率を測定するために二つのセットアップの結果を組み合わせる。セットアップ A ではエネルギー分解能が 6.6 MeV(FWHM) となることが期待され、これは図 5.3.4 に示すように  ${}^7\text{Be}$  の第一励起状態である 0.43 MeV よりも高い準位を区別するには不十分な分解能である。一方、セットアップ B におけるエネルギー分解能は、時間分解能を 400 ps (FWHM) と仮定すると 250 MeV では 1.2 MeV (FWHM)、100 MeV では 0.27 MeV (FWHM) となり、 ${}^7\text{Be}$  の高い励起準位を分離することができる。しかし、セットアップ B ではビームの計数にファラ

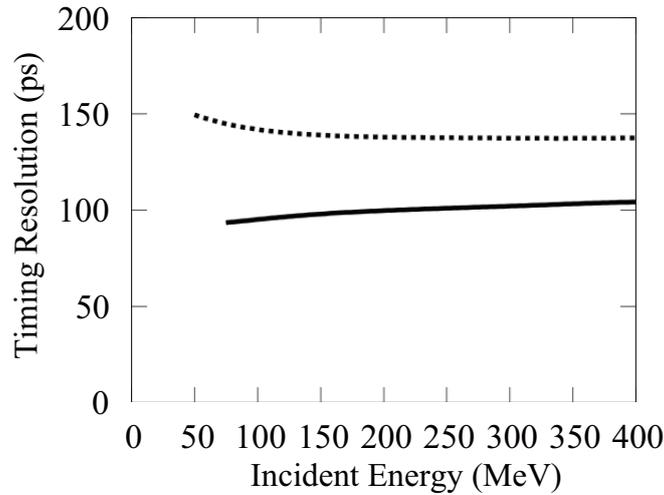


図 5.3.2 HIME の時間分解能の入射エネルギー依存性。点線 (上側) の曲線は従来の様に一本のモジュールで中性子を検出した場合の分解能で、 $\gamma$  線に対する時間分解能 ( $\sigma=130$  ps) を使用した。実線 (下側) の曲線は反跳陽子のトラッキングを用いた場合の分解能で、陽子に対する時間分解能 ( $\sigma=110$  ps) を使用した。 $\gamma$  線や陽子に対する時間分解能は 5.2 節で示した HIMAC で行った実験で測定した。

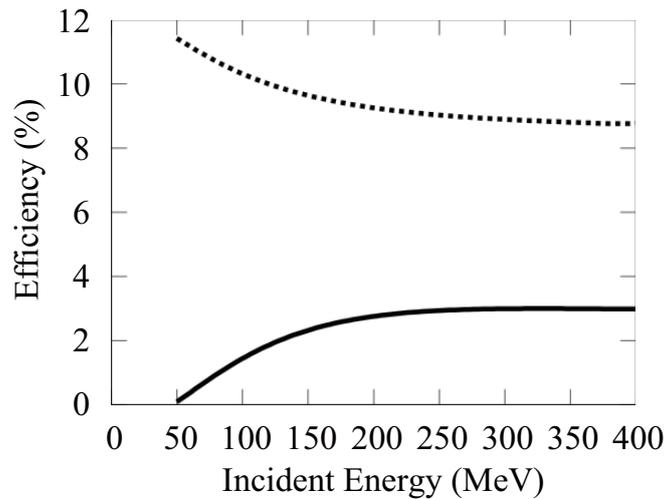


図 5.3.3 中性子の検出効率のエネルギー依存性。スレッシュホールドは 4 MeVee である。点線は一つのモジュールで中性子を検出する従来の手法を用いた場合を示す。実践は反跳陽子のトラッキングを用いた場合を示す。後者において、150 MeV 程度までは検出効率が大きく変化する。(図 5.1.12 と異なるのはシミュレーションに使用した物理モデルの違いであり、図 5.1.12 の方がより正しい結果と考えられる。)

デーカップを使用するしかなく、ビームの個数の絶対値を 5% 程度の精度で知ることは難しい。そこで、セットアップ B で得られるスペクトルをセットアップ A の分解能でフォールドすることで、 ${}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  の準位の割合をセットアップ A の検出効率の精度で決定することができる。ファラデーカップの較正が 250 MeV の中性子の検出効率を通して行えるため、100 MeV の測定はセットアップ B で行うのみで十分である。なお、100 MeV の測定をセットアップ A で行うには薄い標的を用いる必要があり、長いビームタイムを必要としてしまうために、このセットアップでの測定は現実的ではない。

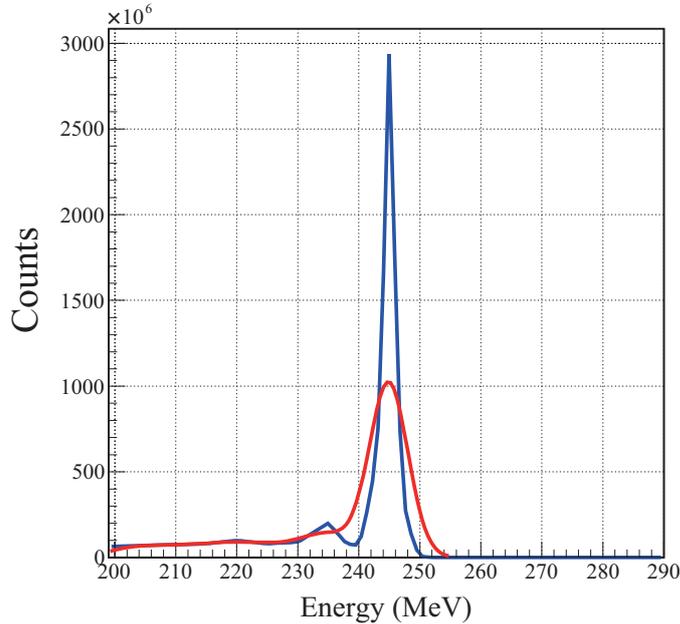


図 5.3.4 二つのセットアップで得られるエネルギースペクトルの比較。赤線がセットアップ A、青線がセットアップ B を使用した場合の 250 MeV における  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応のエネルギースペクトルを示す。セットアップ B を使用したときのスペクトルは参考文献 [71] を元としている。セットアップ A ではエネルギー分解能は 6.6 MeV (FWHM) となると想定されるため、セットアップ B で得られるスペクトルをこの分解能で鈍らせた。

反跳陽子の角度分解能を知るために、100 MeV の陽子ビーム自体 (フェイントビーム) を HIME に入射することで測定する。具体的にはセットアップ A を用いて HIME の角度を 0 度から 60 度まで 15 度刻みに回転させることで有限角度の反跳陽子のイベントを擬似的に生成する。角度分解能は平均して 120 mrad ( $1\sigma$ ) が期待される。

実験セットアップと計算したイベントレートを表 5.3.1 に示す。セットアップ A ではビーム検出器の制限により

距離	エネルギー	強度	パルス化後の強度	標的厚	$\int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$	イベントレート
7m	250 MeV	$3.5 \times 10^6$ cps	$5 \times 10^5$ cps	1 g/cm <sup>2</sup>	94 $\mu\text{b}$	380 cph
45m	250 MeV	$1.5 \times 10^{11}$ cps	$1 \times 10^{10}$ cps	0.5 g/cm <sup>2</sup>	2.3 $\mu\text{b}$	88000 cph
45m	100 MeV	$1.5 \times 10^{11}$ cps	$1 \times 10^{10}$ cps	0.5 g/cm <sup>2</sup>	2.3 $\mu\text{b}$	29000 cph

表 5.3.1 実験セットアップと  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応によるイベントレートのまとめ。

$5 \times 10^5$  cps 程度まで一次ビームの強度を下げる。セットアップ B では DAQ の計数のレート ( $\sim 1000$  cps) により制限される。ビーム検出器のパイルアップと HIME のシングルレートを下げるために適切な周期のビームチョッパーを導入する。表 5.3.1 に示した Li 標的の厚みは分解能とイールド、バックグラウンドが最適になるように選択した。

### 5.3.3 実験施設

目的である HIME の性能評価を行うためには  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により得られる準単色中性子を用いるのが定石である。この反応で得られる準単色中性子の断面積は 0 度から離れるほど小さくなり、より高い励起準位に遷移するイベントが相対的に大きくなるため、中性子検出器を 0 度に置ける必要がある。また、ビームの陽子を掃引

するための双極子磁石がないとバックグラウンドが非常に多くなってしまふ。このような条件を満たす施設として、本実験では RCNP の N0 コースを選択した。

図 5.3.5 に RCNP の全体図を示す。RCNP では AVF とリングサイクロトロンにより最大 400 MeV までの陽子ビー

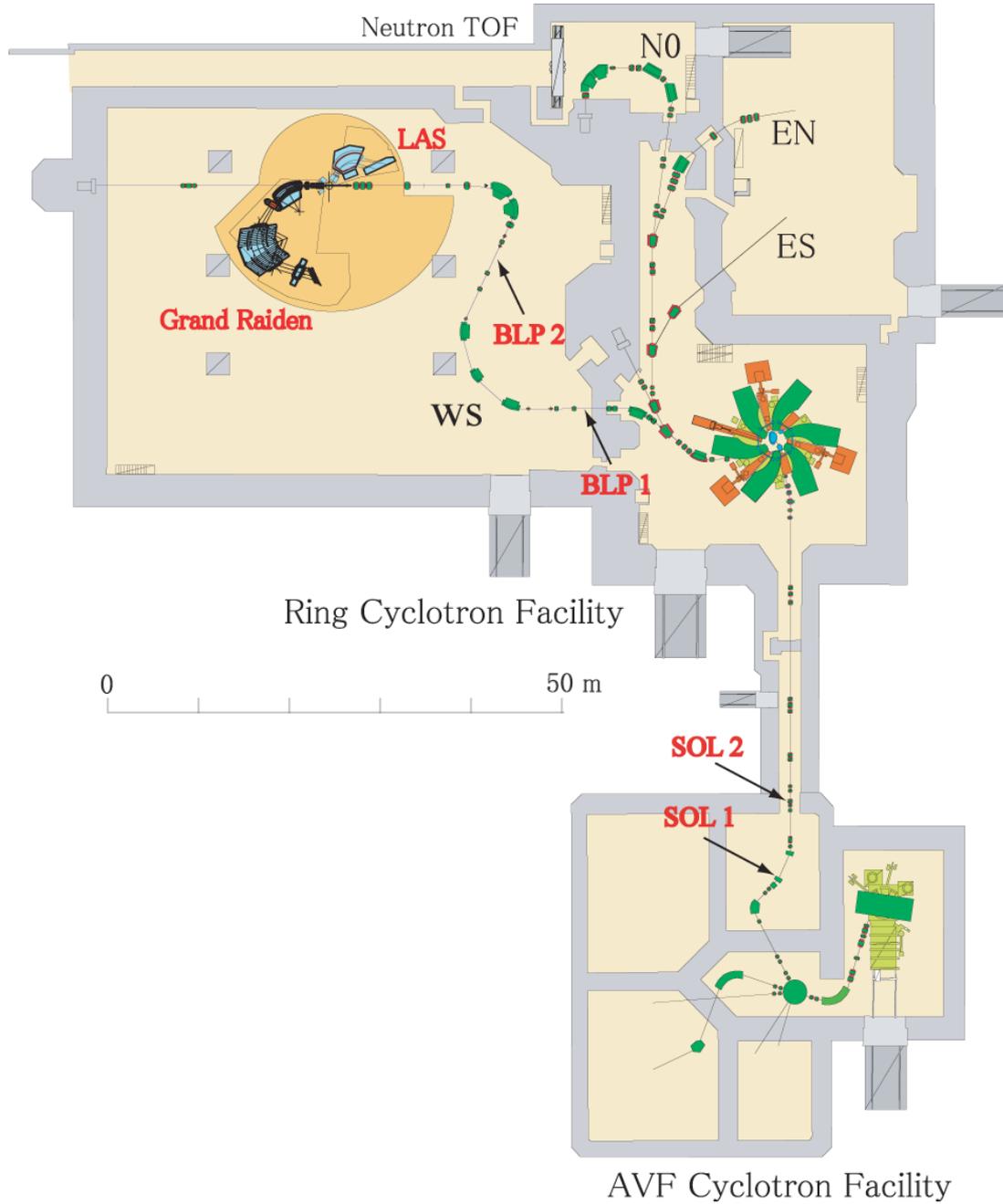


図 5.3.5 RCNP の全体図。RCNP では AVF とリングサイクロトロンにより最大 400 MeV までの陽子ビームを 500 nA の強度、1/3000 程度のエネルギー分解能で供給できる [72]。N0 コースは中性子の検出に特化したビームラインであり、中性子検出器を 100 m 遠方まで置くことができ、掃引用の双極子磁石や中性子シールドが設置されている。

ムを 500 nA の強度、1/3000 程度のエネルギー分解能で供給できる [72]。N0 コースは中性子の検出に特化したビーム

ラインであり、中性子検出器を 100 m 遠方まで置くことができ、掃引用の双極子磁石や中性子シールドが設置されている。中性子シールドは必要に応じて左右に開くことができる。最下流にはファラデーカップを備えており、大強度の一次ビーム使用したときにビーム強度を測定することができる。

なお、HIME の特徴は複数中性子の測定であるが、一中性子に対する応答を正確に評価することで複数中性子に対する応答は十分に評価できると考えているため、複数中性子を直接入射するような実験は検討していない。

### 5.3.4 配置と構成

検出器の具体的な配置は実験施設の物理的な問題により大きく制限される。まず、セットアップ A では時間分解能の評価とイベントレートの面から可能な限り HIME を標的に近づけるべきだが、N0 コースに設置されているレールを使ったセットアップ B への素早い移行を可能とするために、中性子シールドの後方に置く必要がある。中性子シールドに最も近づけた場合の標的からの距離は 7 m 程度となる。一方、セットアップ B では標的より 45 m 下流に置けば少なくとも参考文献 [71] と同程度のエネルギー分解能が得られる。しかし、実際には 40 m 程度の位置に大きなブロックが置かれており、現状のままでは HIME と干渉する恐れがある。

### 5.3.5 分解能

時間分解能を評価するためには HIME 以外の時間幅が良くわかっているか、無視できるほど小さい必要がある。時間分解能とエネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma(1 + \gamma) \frac{\Delta t}{t} \quad (5.3.1)$$

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta\tau)^2 + (\Delta x/v)^2} \quad (5.3.2)$$

という関係がある [71]。ここで、 $E$  はエネルギー、 $\Delta\tau$  は検出器の時間分解能、 $\Delta x$  は検出器の厚みと標的の厚みによる位置の不確定、 $v$  は中性子の速度を表す。遠方に検出器を置いた場合はビームのエネルギー幅がエネルギー分解能を決めてしまわないように標的を薄くする必要がある。大強度ビームを用いる場合は標的を薄くできるが RF を使用した時間原点の時間分解能は 400 ps (FWHM) 程度であり、こちらが分解能を決めてしまう。一方、HIME を近くに置けばビームの時間幅の影響を小さくすることができるために厚い標的を使用することができ、さらにアクセプタンスも稼げる。そのため、セットアップ A の測定から時間分解能を評価する。

HIME の時間分解能は 100 ps ( $1\sigma$ ) 程度が期待されるので、HIME 以外の時間分解能への寄与はその半分となる 50 ps ( $1\sigma$ ) 程度に抑えたい。時間分解能の主な寄与はビーム検出器の時間分解能と標的厚の寄与であり、これを達成するためにはそれぞれ 50 ps/ $\sqrt{2}$ =35 ps 程度にする必要がある。実際にはこれを達成するのは難しいため、それぞれ 50 ps を目標に設計していく。なお、標的厚の寄与とは、厚い標的を用いた場合は反応した位置によりビームのエネルギーが変わってしまい、中性子のエネルギーがビームのエネルギーロスの分だけ不確実性を持つことになることを指す。

まず、ビームのエネルギー幅だが、過去の実績 [72] より、最大  $\Delta E/E=1/3000$  (FWHM) 程度の分解能が得られる。HIME を標的の下流 7 m の位置設置した場合の時間分解能は、式 5.3.2 より 250 MeV のときに  $13.3 \text{ ns} \times dE/E$ 、100 MeV のときに  $23.4 \text{ ns} \times dE/E$  となる。例えば  $dE/E=1/1000$  であれば 250 MeV のときは 13 ps、100 MeV のときは 23 ps となるため、ビームのエネルギー幅を十分に無視できる。ビーム調整などの兼ね合いで、分解能を下げる必要があれば、この観点からは  $\Delta E/E=1/500$  ( $1\sigma$ ) 程度まで下げても差し支えないが、セットアップ B では時間原点の時間分解能が 400 ps (FWHM) 程度得られることを仮定しているため、その分解能を得るためにビームのエネルギー幅を小さくする必要がある。なお、時間原点の時間分解能とビームのエネルギー幅の関係はまだ調べていない。

次に標的の厚みによる寄与を考慮する。時間幅を 50 ps ( $1\sigma$ ) とするためには、250 MeV のときは  $dE \sim 0.94 \text{ MeV}$

( $1\sigma$ )、100 MeV のときは  $dE \sim 0.21$  MeV ( $1\sigma$ ) の精度が必要である。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  反応で放出される中性子のエネルギーは、陽子ビームの標的中でのエネルギー損失のために広がりを持つ。この広がりが矩形であると近似すると  $\text{FW} = 2.35\sigma$  という関係から、 $dE \sim 2.2$  MeV (FW)、100 MeV のときは  $dE \sim 0.49$  MeV (FW) の分解能が必要となる。これより、250 MeV のときは  $0.7 \text{ g/cm}^2$  弱、100 MeV のときは  $0.08 \text{ g/cm}^2$  となる。この結果より、100 MeV に対する時間分解能を測定するためには非常に薄い標的が必要となり、ビーム検出器を用いるような低強度の実験では非常に長い時間を必要としてしまう。

次に検出効率を決定する場合に考慮すべきエネルギー分解能について議論する。検出効率を評価する場合は時間分解能は直接関係なく、それを飛行距離で割ることで得られるエネルギー分解能が問題となってくる。これは、 ${}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  と、 ${}^7\text{Be}$  の高励起状態 (9.9 MeV や 11 MeV) への遷移や準弾性散乱、 $\text{Li}(p, n){}^3\text{He}\alpha$ 、 $\text{Li}(p, xn)$  反応等を分離する必要があるからである。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$  反応は中性子が出てくる反応の中で最もエネルギーの高い中性子を生成するため、その他の反応経路の寄与を減らすためには中性子のエネルギー分解能を上げればよい。7 m 位置に置いたときのエネルギー分解能は HIME の時間分解能を 110 ps、ビーム検出器と標的厚みによる時間の広がりを 100 ps と仮定すると、およそ 2.8 MeV ( $1\sigma$ ) となる。このとき、図 5.3.4 に示したように、 ${}^7\text{Be}$  の高励起状態のピークが区別できなくなっている。そこで、セットアップ B によりスペクトルの形を取得しセットアップ A で得られる分解能で鈍すことで検出効率の評価を行う。これより、セットアップ B で HIME を遠方に置いた場合に、エネルギー分解能が十分に高ければよい。このときのエネルギー分解能は、岩本氏等の結果を参考に  $\Delta E = 2$  MeV (FWHM) が目安となる。岩元氏等が得た  $\gamma$  線に対する時間分解能である 0.7 ns (FWHM) のとき、45 m の位置に検出器を設置すれば  $\Delta E = 2$  MeV (FWHM) が得られる。

セットアップ B では標的の厚みによりエネルギー分解能が決まってしまう。そのため、上記で目標とした  $\Delta E = 2$  MeV (FWHM) と同程度のエネルギーの誤差を有無ターゲットの厚みにする必要がある。半値全幅で 2 MeV となるためには矩形のエネルギー分布の全幅が 2.9 MeV となればよい。これは 250 MeV の場合で  $0.88 \text{ g/cm}^2$ 、100 MeV の場合で  $0.47 \text{ g/cm}^2$  となる。

最後に、ビーム検出器について考察する。プラスチックシンチレータを用いたビーム検出器により 250 MeV の陽子ビームに対して 50 ps 程度の時間分解能を得るためには、少なくとも 2 mm 以上の厚みのプラスチックシンチレータを使用する必要がある。これは、SAMURAI のコミッション実験の実験結果より、1 mm のプラスチックシンチレータを使用したビーム検出器を 2 台使用しても 90 ps 程度の時間分解能しか得られなかったことから言える。このため、比較的厚いプラスチックを使うことはもちろん、余分なライトガイドを省き、例えば  $2 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$  のプラスチックを PMT に直付けし、光のロスを最小限にするなどの工夫が望まれる。本実験ではサイクロトロンによる一次ビームを使用するためにビーム径が 1 mm 程度となり、このように小さいプラスチックシンチレータを使用することができる。しかし、ビーム検出器の時間分解能を事前に評価することが難しい。そこで、実験中にビーム検出器の時間分解能を評価できるようにするために、同一のビーム検出器を 2 台設置するとよい。ビーム検出器を 2 台用意できなくても、陽子ビームのエネルギーの均一性は高く、前述のように例えば  $dE/E = 1/1000$  であれば 250 MeV のときは 13 ps、100 MeV のときは 23 ps の時間幅となるため、HIME に陽子ビームを直接入射すればビーム検出器の時間分解能の評価は行えるが、磁石の励磁による効果やビーム強度の違いなどがあるため、理想的ではない。

### 5.3.6 ビーム強度とイベントレート

#### 5.3.6.1 アクセプタンス

掃引用の双極子磁石の鉛直方向の開口は 10 cm であり、標的位置から双極子磁石がビーム軸方向に開ける箇所までの距離は 92 cm ある。これより掃引用の双極子磁石により決まっている縦方向のアクセプタンスは  $\pm 54 \text{ mrad}$  である。また、上流から見て右方向は  $108 \text{ mrad}$  であり、左方向には十分なアクセプタンスを持つ。

HIME のアクセプタンスについては、セットアップ A で HIME を 7 m の位置に設置した場合  $\pm 29 \text{ mrad}$

250 MeV		
rad(lab)	sigma(mb/sr)	sigma_sum(mb)
0.00e+00	2.60e+01	0.00e+00
1.00e-02	2.58e+01	1.11e-02
2.00e-02	2.54e+01	4.39e-02
3.00e-02	2.47e+01	9.71e-02
4.00e-02	2.38e+01	1.69e-01
5.00e-02	2.26e+01	2.56e-01
6.00e-02	2.13e+01	3.57e-01
7.00e-02	1.98e+01	4.68e-01
8.00e-02	1.82e+01	5.85e-01
9.00e-02	1.66e+01	7.06e-01
1.00e-01	1.50e+01	8.28e-01

表 5.3.2 入射エネルギーが 250 MeV のときの断面積。 $\sigma_0 = 26.0$  mb/sr(実験室系では 35.6 mb/sr)、 $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.3$  fm<sup>2</sup> とした。

( $3.3 \times 10^{-3}$  sr) となり、双極子磁石のアクセプタンスよりも小さいアクセプタンスとなる。しかし、シールドの窓の大きさは 10 cm×12 cm しかないため、セットアップ A ではシールドを開ける必要がある。

セットアップ B で HIME を後方 45 m に設置した場合は  $\pm 4.4$  mrad ( $7.9 \times 10^{-5}$  sr) となる。中性子シールドの窓は  $\pm 7$  mrad 程度のアクセプタンスを持つため、シールドを開けずにそのまま使用することができる。

### 5.3.6.2 反応断面積

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応の断面積や角度分布は Taddeucci 氏らにより 80-795 MeV まで詳細に調べられている (4.1.2)。式 4.1.1 に従って計算した 250 MeV の  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応における断面積を表 5.3.2 に示す。HIME を 7 m に置いたときのアクセプタンスは  $\pm 29$  mrad なので断面積は角度によらずほぼ一定であり、断面積の積分値は 120  $\mu\text{b}$  程度となる。45 m に置いた場合も断面積は角度によらず 100 MeV、250 MeV いずれの場合も断面積の積分値は 2.8  $\mu\text{b}$  程度のとなる。

### 5.3.6.3 検出効率

Geant4 を用いたシミュレーションより、反跳陽子のトラッキングを行った場合の検出効率は 100 MeV では 1.9%、250 MeV では 3.3% となる (5.1.5.1 少々節)。一方、モジュール一本ごとに中性子を検出する場合の検出効率は 100 MeV では 10.7%、250 MeV では 8.8% となる。

### 5.3.6.4 トリガーレート

HIME の有効な領域に対する検出効率は非常に小さいが、有効でない領域でもトリガーを生成してしまう。HIME の有効体積は 40 cm×40 cm×10 cm=16000 cm<sup>3</sup> だが、中性子に対して感度のある体積は 2 cm×4 cm×100 cm×50=40000 cm<sup>3</sup> と、ちょうど 2.5 倍の大きさになる。中性子の角度分布が一樣だと仮定し、HIME 全体で中性子により信号が生成される数を 100% とすると、有効体積で検出するイベントは 40%、トラッキングを行えるイベントは 250 MeV の場合は 15%、100 MeV の場合は 7% となる。これより、一つでもシグナルが観測されたイベント (M1) をトリガーとすると、トラッキングを行える有効なイベント (M3) はたかだか 1 割程度というこ

とになる。

250 MeV の陽子と  ${}^7\text{Li}$  標的の反応で得られるイベントの内、 ${}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  に由来するシグナルの割合は、SAMURAI のコミッションング実験で行った 250 MeV の陽子と  ${}^7\text{Li}$  の実験結果より 32.8(6)% となった。このときのトリガーや解析の条件については、中性子の散乱角を  $\pm 50 \text{ mrad}$  に制限しており、トリガーは  ${}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  由来の中性子よりも 70 ns 程度遅いイベントまでアクセプトしている。また、標的なしのランを差っ引いている。これより、M1 でデータを取った場合に  ${}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  に由来し、且つトラッキングを行えるイベントの割合は  $33\% \times 15\% \sim 5\%$  となる。M3 でデータを取った場合は層が交差していない箇所の検出効率が大きく下がるだけでなくエネルギーの低い中性子に対する検出効率が低くなるため簡単には求めることができない。しかし、大雑把には  ${}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  由来のシグナルの割合である 30% 程度になるはずである。

実験や解析の確認を行うために、M3 だけでなく M1 のイベントも取得する必要がある。M1 における検出効率や時間分解能も有用な情報である。しかし、M1 でデータを取得した場合と M3 でデータを取得した場合のトラッキングを行えるイベントの割合の比は上記の考察から 250 MeV で 15% 程度、100 MeV で 7% 程度と圧倒的に M1 の効率が悪い。そこで、M1 を 1/10-1/20 程度までダウンスケールし、M3 との論理和をトリガーとするのがよいと思われる。

トリガーレートを考える上で、散乱中性子の影響を考慮する必要がある。セットアップ A では中性子シールドを開けることになるが、そもそもトリガーレートが非常に低いためにたとえ散乱中性子の影響が大きかったとしても問題とならない。セットアップ B では中性子シールドを使用することができる。この場合の散乱中性子の量は参考文献 [71] で示されており、大雑把には中性子シールドのない領域を通ってくるビームよりも一桁少ないことが示されている。以上から、散乱中性子の影響はトリガーレートを考える上で無視することができる。

もう一点、HIME は NEUT を支持するために有感領域に直接アルミフレームが接触している。このアルミフレームは生成標的と成る可能性が高くトリガーレートを押し上げるものと思われる。この評価はシミュレーションを必要とするが、まだ行っていない。

上記の考察の結果得られたトリガーレートの概算を表 5.3.3 に示す。

### 5.3.6.5 イベントレート

時間分解能とエネルギー分解能の議論から、標的の厚みはセットアップ A では  $0.7 \text{ g/cm}^2$ 、セットアップ B では 250 MeV の場合に  $0.9 \text{ g/cm}^2$ 、100 MeV の場合に  $0.5 \text{ g/cm}^2$  程度まで許容される。これより、250 MeV の場合は  $1 \text{ g/cm}^2$ 、100 MeV の場合は  $0.5 \text{ g/cm}^2$  を仮定してイベントレートの計算を行う。

表 5.3.3 にイベントレートとトリガーレートの計算の詳細を示す。表 5.3.1 との主な違いは HIME の構成の違いによるアクセプタンスの違いと検出効率の違い、標的厚の違いである。表 5.3.1 では 100 MeV の場合の検出効率を 0.8%、250 MeV の場合を 2.5% と見積っているが、より正確には 100 MeV の場合は 1.9%、250 MeV の場合は 3.3% となることがわかり、この結果を反映したことにより。

### 5.3.6.6 バックグラウンドラン

まず、セットアップ A の場合を考察する。SAMURAI のコミッションング実験のデータを解析すると、標的なしのランによる準単色中性子のピークへの寄与はたかだか 2.5% 程度だった。この内、88% のイベントの由来は環境放射線によるビームに非同期のバックグラウンドである。環境放射線によるビームに非同期のバックグラウンドはビームタイム中でなくともデータを取得できるため、その時間を十分に確保すれば問題はない。そのため、実験中に取得する必要のあるのはビーム検出器によるバックグラウンドである。

セットアップ A では SAMURAI のコミッションング実験と同様にビーム検出器を使うが、SAMURAI で使用したビーム検出器の厚みが  $1 \text{ mm} \times 2$  台だったのに対して、本実験では  $2 \text{ mm}$  以上のプラスチックシンチレータを使用することを考えている。しかし、コミッションング実験における環境放射線以外のバックグラウンドへの寄与は  $2.5\% \times (100\% - 88\%) = 0.3\%$  となり、たとえビーム検出器の厚みが 10 倍になっても 3% 程度のバックグラウンドにしか

セットアップ	A	B	B
距離	7m	45m	45m
エネルギー	250 MeV	250 MeV	100 MeV
強度	$5 \times 10^5$ cps	$1 \times 10^{10}$ cps	$1 \times 10^{10}$ cps
標的厚	1 g/cm <sup>2</sup>	1 g/cm <sup>2</sup>	0.5 g/cm <sup>2</sup>
$\int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$	120 $\mu$ b	2.8 $\mu$ b	2.8 $\mu$ b
検出効率	3.3%	3.3%	1.9%
イベントレート (sec)	0.17 cps	79 cps	23 cps
イベントレート (hour)	610 cph	$2.9 \times 10^5$ cph	$8.2 \times 10^4$
M3/全イベント	15%	15%	7%
準単色中性子/全イベント	33%	33%	(33%)
トリガーレート (M1)	3.5 cps	1600 cps	1000 cps
トリガーレート (M3)	0.57 cps	263 cps	330 cps

表 5.3.3 イベントレートとトリガーレート。トリガーレートに関しては概算である。

ならない。ビーム検出器によるバックグラウンドが少ないのは、プラスチックシンチレータ中の炭素や水素との反応では基本的に  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  により生じる中性子よりもエネルギーの低い物しか生成されないからである。

セットアップ B の場合だが、こちらは標的上流にビーム検出器を置かないため、そこからのバックグラウンドは考える必要はない。あるとすればビームダンプで発生する中性子や  $\gamma$  線がビームと同期せずに入射する場合だが、中性子シールドを使用しているため、ビーム起源の大きなバックグラウンドは存在しないはずである。ただし、セットアップ B では RF(16 MHz) と 1/10 程度のビームパルサー、中性子検出器でトリガーをかけるため、環境放射線によるバックグラウンドが 100-1000 cps 程度あることが予想される。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  により生じる中性子よりも高いエネルギーの中性子は生成されないため、その様な領域のイベントをバックグラウンドの差し引きに使用すればよい。

以上より、ビームを使ったバックグラウンドランは標的ありのランの 1 割も時間を必要としないと考えられる。

### 5.3.7 陽子ビームラン

陽子ビームのランは、

- 反跳陽子の角度分解能
- 陽子に対する時間分解能
- 飛行時間のオフセット
- RF の時間分解能

を求めるために使用する。

HIME は反跳陽子のトラッキングを行うことを特長としており、トラッキングの角度分解能を知ることはさまざまな解析において有用である。100 MeV の陽子に対する HIME の角度分解能のシミュレーション結果を図 5.3.6 に示す。セットアップ A を用いて 0 度から 60 度まで 15 度刻みに回転させた HIME に 100 MeV の陽子ビームを直接入射することでこの評価を行う。

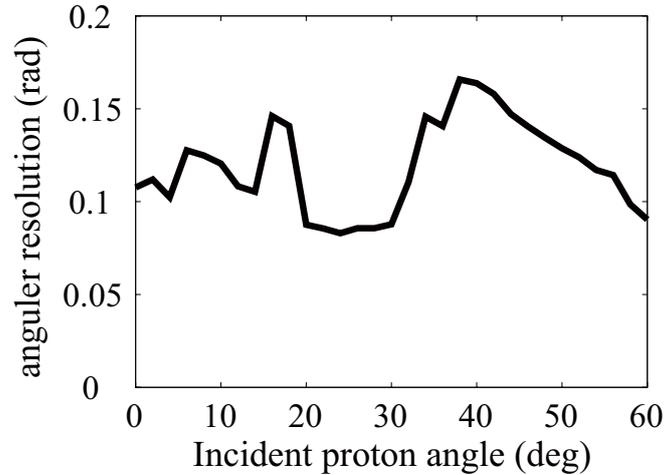


図 5.3.6 100 MeV の陽子に対する HIME の角度分解能。入射角度により角度分解能が 100 mrad から 150 mrad 程度まで変化する。

陽子に対する時間分解能は、先に示した HIMAC の実験ではその上限しか分からなかったため、本実験で再度評価を行う。

HIME の性能評価を行うために、飛行時間のオフセットを実験的に求める必要がある。これは中性子のエネルギーが正しくなるように設定することもできるが、陽子ビームを HIME に直接入射することで簡単に飛行時間のオフセットを決定できる。なお、通常は  $\gamma$  線により飛行時間の較正を行うことが多いが、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応では  $\gamma$  線はあまり生じないため、 $\gamma$  線による較正は考慮しない。

セットアップ B では RF を用いて中性子の飛行時間を求めるが、RF を使った場合の時間原点の時間分解能が既知であれば、セットアップ B でもエネルギー分解能や時間分解能を評価することができる。これは、RF とビーム検出器の時間差をとることで簡単に測定することができる。

### 5.3.8 ビームタイム

本実験で申請したビームタイムを表 5.3.4 に示す。審査の結果、申請どおりのビームタイムが承認された。

セットアップ A では 16 時間標的を使用したランを行う。反跳陽子のトラッキングを行えるイベントのイベントレートは 610 cph を想定しており、計 10000 イベント程度取得できることが期待される。SAMURAI のコミッションング実験では 20000 イベント程度取得し、その際の統計誤差が 1.2% 程度となったため、10000 イベントでの統計誤差は 1.7% 程度となることが期待される。

セットアップ B では 2 時間標的を使用したランを行う。250 MeV の場合で  $5.8 \times 10^5$  イベント、100 MeV の場合で  $1.6 \times 10^5$  イベント取得できるが、2 時間という時間設定はイベント数により決まっているのではなく、人間による確認作業などに必要な時間により決まっている。なお、クロストークのイベントは一中性子によるイベントの内オーダー 1% 程度であり、250 MeV の場合であれば 6000 イベント程度が取得できることが期待される。

## 5.4 まとめ

HIMAC を用いた加速器実験により陽子と  $\gamma$  線に対する時間分解能を評価し、それぞれ 110 ps 以下、130 ps 以下という結果を得た。この HIMAC の実験結果と宇宙線により得られた HIME の基本性能を元に Geant4 を用いたシミュ

エネルギー	検出器の位置/目的	標的あり	標的なし	計
250 MeV	7 m	16 h	4 h	20 h
	45 m	2 h	1 h	3 h
	回路調整			9 h
	セットアップの変更			4 h
計				1.5 日
100 MeV	45 m	2 h	1 h	3 h
	7 m	3 h	—	3 h
	回路調整			2 h
	セットアップの変更			4 h
計				0.5 日
				2 日

表 5.3.4 本実験で申請したビームタイム。

レーションを行い、一本のモジュールを用いて中性子の運動量を決定する従来の手法と反跳陽子のトラッキングを用いる新しい手法を用いた場合の性能を評価した。これにより、250 MeV の中性子に対する検出効率について、従来の手法を用いた場合は 8.8%、新しい手法を用いた場合は 3.3% (従来の手法の 37%)、100 MeV の中性子について、従来の手法を用いた場合は 10.7%、新しい手法を用いた場合は 1.9% (従来の手法の 18%) という結果を得た。また、250 MeV の中性子に対する時間分解能について、従来の手法を用いた場合は 107.0 ps、新しい手法を用いた場合は 94.1 ps (従来の手法の 88%)、100 MeV の中性子について、従来の手法を用いた場合は 111.5 ps、新しい手法を用いた場合は 89.9 ps (従来の手法の 81%) という結果を得た。放出粒子のエネルギーが 250 A MeV のときの相対エネルギー分解能を求めると  $0.040\sqrt{E_{\text{rel}} \text{ (MeV)}}$  ( $1\sigma$ ) となる。この結果を NEBULA と比較すると二倍以上の分解能が得られることになる。

反跳陽子のトラッキングを用いる新しい手法の実証と HIME の性能評価を目的とする実験計画を行った。この実験は RCNP の  $N\phi$  コースを用いて行う予定である。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により生じる準単色中性子を用い、7 m という近距離に HIME を設置するセットアップと 45 m という遠方に設置するセットアップを用いることで、100 MeV と 250 MeV の中性子に対する検出効率と時間分解能、クロストーク除去性能を評価する。この実験計画は既に RCNP で採択されており、2013 年度に実験を行う予定である。

## 第6章

# まとめと展望

本研究では、中性子検出器シミュレータの開発、NEBULAの開発、HIMEの開発を行った。

中性子検出器シミュレータの開発では、Geant4を導入したシミュレータを開発し、MENATE\_RとBERT、INCLXXという三つの物理モデルを用いて50 MeVと200 MeV、250 MeVの中性子に対する中性子検出器の応答を評価し、実験結果と比較した。この結果、50 MeVの中性子に対する応答はMENATE\_Rが最も近く、200 MeV、250 MeVの中性子に対する応答はINCLXXが最も良く再現した。二中性子に対する検出効率は実験的に測定することが難しく、シミュレーションを使用する必要がある。そのような状況において本研究で作成したシミュレータが使われることが期待される。

NEBULAの開発ではSAMURAIのコミッションング実験の解析を行うことでNEBULAの性能評価を行った。また、 $^{14}\text{Be}$ の核力分解反応により得られた相対エネルギー分布と過去の実験結果を比較することで、NEBULAの解析、及び性能評価が妥当であることを確認した。NEBULAの開発に関する今後の課題として多中性子に対する検出効率の相対エネルギー依存性の評価が挙げられる。二中性子検出効率は例えば $^{14}\text{Be}$ のクーロン分解による遷移強度分布 $B(E1)$ を求める際に必要となる。本研究で得られた一中性子に対する基本性能は今後行われる分解反応実験の評価において常に参照される値となることが期待される。

HIMEの開発ではHIMACで行ったビーム実験により陽子と $\gamma$ 線に対する時間分解能を評価した。これと過去に行った宇宙線による基本性能の評価実験の結果よりHIMEの設計を行った。さらに、 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s.+0.43\text{ MeV})$ 反応による準単色中性子を用いたHIMEの実証実験を計画した。この実験計画はRCNPで採択されており、2013年度に実験を行う予定である。HIMEの開発に関する今後の課題として、反跳陽子のトラッキングのアルゴリズムの改良(反跳陽子のエネルギーロスの考慮等)やトラッキングを行ったときのクロストークの除去の手法の確立、クロストーク除去性能の評価、多中性子に対する検出効率の評価等が挙げられる。HIMEの有用性を示すことで将来的にHIMEの規模を拡大し、四中性子測定を伴う非束縛準位の測定を行うことが期待される。

# Appendix

## A.1 不変質量法

中性子過剰核の準位測定の手法は代表的に  $\gamma$  線分光法と欠損質量法、不変質量法の三つが挙げられる。特に非束縛原子核は核力によりすぐに中性子を放出してしまうため、欠損質量法が不変質量法に限られる。 $\gamma$  線分光法、欠損質量法については筆者の卒業論文に詳細を示した [18]。ここでは不変質量法について述べる。

図 7.1.1 に不安定核反応の模式図を示す。入射粒子を X、標的粒子を a、反跳された標的粒子を a'、核反応により得られた目的の原子核を Y、Y の分解反応に伴う放出粒子 (フラグメントと中性子) を  $F_i (i=1,2,\dots,n)$  とし、エネルギーを  $E$ 、運動エネルギーを  $T$ 、運動量を  $\vec{p}$ 、質量を  $m$  とする。エネルギー保存則、及び運動量保存則から、

$$E_Y = \sum_i^n E_{F_i} \quad (\text{A.1.1})$$

$$\vec{p}_Y = \sum_i^n \vec{p}_{F_i} \quad (\text{A.1.2})$$

$$\therefore \sqrt{E_Y^2 - \vec{p}_Y^2} = \sqrt{\sum_i^n E_{F_i}^2 - \sum_i^n \vec{p}_{F_i}^2} \quad (\text{A.1.3})$$

となる。特殊相対性理論より式 A.1.3 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非束縛状態のエネルギーを得る。

不変質量と放出粒子の質量の差、

$$E_{\text{rel}} = M - \sum_i^n m_{F_i} \quad (\text{A.1.4})$$

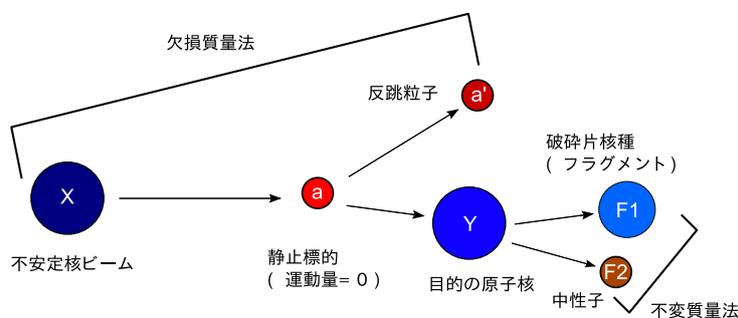


図 7.1.1 不安定核反応の模式図。欠損質量法は不安定核ビームのエネルギーと反跳した標的のエネルギーを測定することにより目的の原子核の質量を求める。不変質量法は目的の原子核の放出粒子の運動量を測定することにより質量を求める。

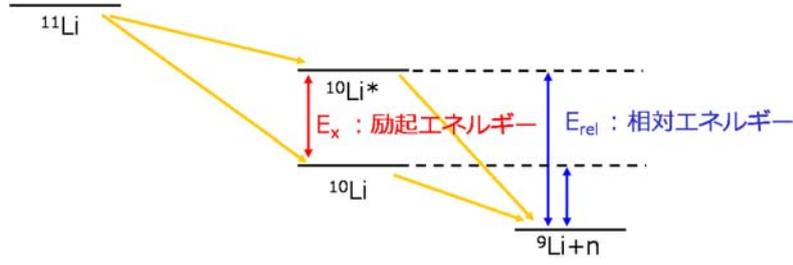


図 7.1.2 質量と相対エネルギー、及び励起エネルギーの関係。 $^{11}\text{Li}$  をビームとし、一中性子ノックアウト反応により  $^{10}\text{Li}$  が得られたときの例。 $^{10}\text{Li}$  は非束縛原子核なので、基底状態でも中性子を放出して  $^9\text{Li}$  に崩壊する。赤い矢印は励起エネルギーを表し、青い矢印は相対エネルギーを表す。非束縛原子核では一番小さい相対エネルギーのピークが目的の原子核の基底状態の (放出粒子の質量から測った) 質量となる。

を相対エネルギーと呼び、放出粒子の重心系で測った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 7.1.2) 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。相対エネルギーは重心系で測った運動エネルギーそのものであるため、非相対論力学では、

$$E_{\text{rel}} = \frac{1}{2}\mu v_{\text{rel}}^2 \quad (\text{A.1.5})$$

と表される。 $\mu$  は換算質量、 $v_{\text{rel}}$  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  $\Delta E_{\text{rel}}$  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、

$$\Delta E_{\text{rel}} = \sqrt{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{\text{rel}}} \sqrt{\frac{E_{in}}{A} \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{v_2}\right)^2 + \Delta \theta_{12}^2}} \quad (\text{A.1.6})$$

となる。

次に、二体の相対エネルギー分解能を特殊相対性理論の範囲で求める。相対エネルギーを各粒子の運動量で表すと、

$$E_{\text{rel}} = M - m_1 - m_2 \quad (\text{A.1.7})$$

$$= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} - m_1 - m_2 \quad (\text{A.1.8})$$

$$= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 + 2\sqrt{m_1^2 + p_1^2}\sqrt{m_2^2 + p_2^2}} - m_1 - m_2 \quad (\text{A.1.9})$$

となる。 $E_{\text{rel}} = E_{\text{rel}}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  として誤差を考えるが、全ての変数に対して  $E_{\text{rel}}$  は対称なので、一つの変数の微分について考えればよい。そこで、 $a = (1, 2)$ ,  $\bar{a} = (2, 1)$ ,  $i = (x, y, z)$  と置くと、

$$\frac{\partial E_{\text{rel}}}{\partial p_{ai}} = \frac{-p_{\bar{a}i} + p_{ai} \frac{E_{\bar{a}}}{E_a}}{M} \quad (\text{A.1.10})$$

$$= \frac{E_{\bar{a}}}{M} (\beta_{ai} - \beta_{\bar{a}i}) \quad (\text{A.1.11})$$

となる。これより、 $E_{\text{rel}}$  の誤差  $\Delta E_{\text{rel}}$  は、

$$\Delta E_{\text{rel}}^2 = \sum_{a,i} \left( \frac{E_{\bar{a}}}{M} (\beta_{ai} - \beta_{\bar{a}i}) \Delta p_{ai} \right)^2 \quad (\text{A.1.12})$$

$$= \sum_{a,i} \left( \frac{E_a E_{\bar{a}}}{M} (\beta_{ai} - \beta_{\bar{a}i}) \frac{p_a}{E_a} \frac{\Delta p_{ai}}{p_a} \right)^2 \quad (\text{A.1.13})$$

$$= \sum_{a,i} \left( \gamma_a \gamma_{\bar{a}} \frac{m_a m_{\bar{a}}}{M} (\beta_{ai} - \beta_{\bar{a}i}) \beta_a \frac{\Delta p_{ai}}{p_a} \right)^2 \quad (\text{A.1.14})$$

$$\simeq \gamma^4 \beta^2 \mu^2 \sum_{a,i} \left( (\beta_{ai} - \beta_{\bar{a}i}) \frac{\Delta p_{ai}}{p_a} \right)^2 \quad (\text{A.1.15})$$

と求まる。 $\beta$  は入射粒子の速度を表し、 $\gamma$  は  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  と定義される。最後の近似は、 $\beta \simeq \beta_a \simeq \beta_{\bar{a}}$  と  $M \simeq m_a + m_{\bar{a}}$  を仮定した。

この結果より、誤差は各方向の速度差に比例しているという重要な事実が得られた。これは、非束縛核が崩壊した方向に依存して分解能が変わることを意味している。相対エネルギーがアクセプタンスを大きく超えると HIME の分解能は悪くなっていくが、HIME はビーム軸方向の分解能の方が悪いという事実と上記の結果より容易に理解できる。相対エネルギー分解能は各方向の運動量分解能を運動量の絶対値で割った  $\Delta p_{ai}/p$  に比例するため、この量が検出器の性能の指標となる。

質量欠損法ではエネルギー分解能が入射ビームのエネルギーに比例し、入射ビームを精度よく測定し、さらにターゲット中でのエネルギーロスが無視できる程に薄くする必要がある。中性子過剰核は二次ビームによって得られるため、強度は弱く、ビームの空間的、エネルギー的広がりが大きい。また、質量の大きな中性子過剰核を生成するためにはエネルギーの高いビームを使用する方が有利である。この様な背景からビームの空間的、エネルギー的広がりを無視でき、質量欠損法に比較して厚いターゲットを使用できる不変質量法は中性子過剰核の非束縛準位測定に適している。不変質量法は測定する粒子が前方に収束するためアクセプタンスの面でも有利である。しかし、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。また、高い励起準位の測定は分解能とアクセプタンスの面から難しくなる。

## A.2 プラスチックシンチレータ中での $\gamma$ 線の平均自由行程

プラスチックシンチレータ (ポリビニルトルエン) 中での  $\gamma$  線の質量減衰係数  $\mu$  とエネルギー吸収係数  $\mu_{en}$  を図 7.2.1 に示す。単色エネルギーのペンシルビームが物質を通過したときの出射強度は、

$$I/I_0 = \exp(-x\mu) \quad (\text{A.2.1})$$

と定義される。 $I_0$  は入射粒子の強度、 $x$  (cm) は厚み、 $\rho$  ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ) は密度、 $\mu$  は質量減衰係数を表す。これより、散乱する平均距離は  $\mu^{-1}$  となるが、これは平均自由行程に他ならない。炭素の第一励起状態からの脱励起光のエネルギーは 4.44 MeV で、このときの  $\mu/\rho$  の値は図 7.2.1 より目測で  $0.030 \text{ cm}^2/\text{g}$  である。我々が使用する BC-408 や EJ-200 の密度は  $1.032 \text{ g}/\text{cm}^3$  [23, 24] なので、以上の議論から平均自由行程は 32 cm と求まる。

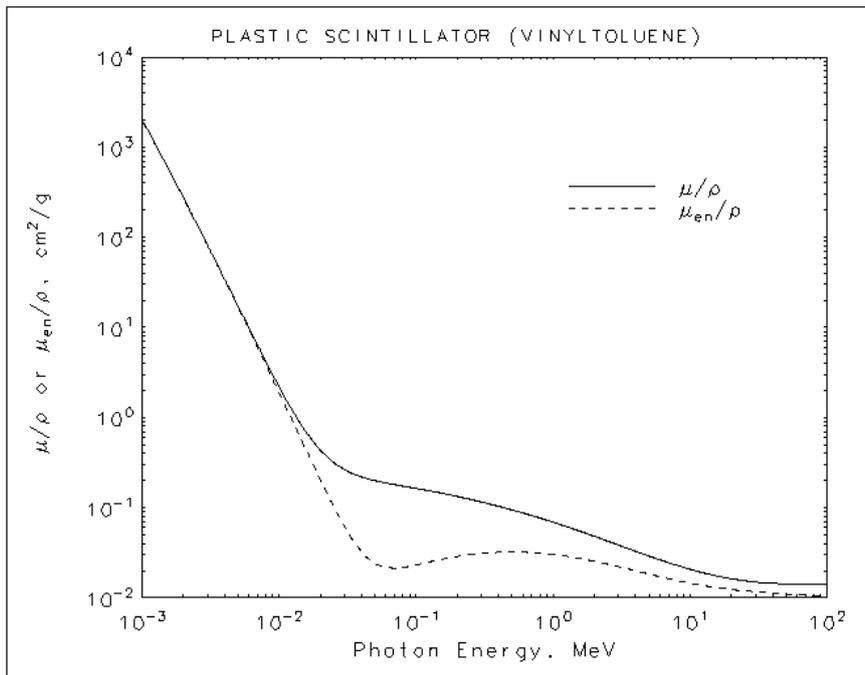


図 7.2.1 プラスチックシンチレータ中での  $\gamma$  線の質量減衰係数とエネルギー吸収係数 [73]。縦軸は質量減衰係数とエネルギー吸収係数を密度  $\rho$  で割った値を示す。

### A.3 SAMURAI マグネットによる中性子の散乱

標的からみた SAMURAI マグネットの開口部入口のアクセプタンスは約  $\pm 130$  mrad なのに対し、出口のアクセプタンスは約  $\pm 70$  mrad と半分ほどに過ぎない。このため、SAMURAI マグネットをかすめること無く開口部を通過する中性子の数に比較して約 3 倍もの中性子が SAMURAI マグネット開口部の側面に入射することになる。このような中性子は散乱された後に NEBULA で測定される可能性があり、バックグラウンド源と成り得る。ここでは上記のようなマグネットによって散乱された中性子の寄与 (本項では簡単のためにバックグラウンドと呼ぶ) をシミュレーションを通して評価する。

シミュレーション条件を以下に示す。なお、地面と水平方向を  $x$  軸、地面と垂直方向を  $y$  軸、ビーム軸方向を  $z$  軸とする。

- 直方体の穴が開いた SAMURAI マグネットのモデル (鉄の単体、以降マグネットと呼ぶ) と NEBULA のみを設置。
- 開口部: 80 cm $\times$ 80 cm
- マグネットの  $z$  軸方向の厚み:  $z=3$  m から  $z=6$  m
- 入射中性子のエネルギー: 246 MeV
- 入射中性子の角度分布:  $\pm 190$  mrad 内の球上一様分布 (マグネットの開口部入口を完全に覆う角度となっている)
- 入射中性子の数:  $1 \times 10^6$  events
- スレッシュホールド: 6 MeVee
- 観測位置  $x$ : ID に対応する位置 + 全幅 12 cm の一様乱数
- 観測位置  $y$ : 上下の PMT の時間差 (片方の PMT の時間分解能は  $0.2\sqrt{2}$  ns)
- 観測位置  $z$ : ID に対応する位置

バックグラウンドの評価のために、入射した中性子がマグネットの開口部を通過した成分と一部でもマグネットを通過する成分に分解し、それぞれについて NEBULA で観測されたイベントの数を比較した。実際の実験におけるバックグラウンドの量を議論するために、NEBULA で観測されたイベントについて、観測位置  $x$ /観測位置  $z = \tan(x)$  と観測位置  $y$ /観測位置  $z = \tan(y)$ 、信号が標的から直線的に飛んできた中性子に由来すると考えたときのエネルギーの三つに対して条件を付ける。なお、観測位置  $x$  と観測位置  $y$  は NEBULA での観測値となるため、 $\tan(x)$  は  $\tan(y)$  は分解能込みの値となる。 $\tan(x)$  と  $\tan(y)$  に対して、

- 検出位置の条件 1: 検出されたイベント全て
- 検出位置の条件 2: マグネット出口に換算したときの位置  $< \pm 40$  cm
- 検出位置の条件 3: マグネット出口に換算したときの位置  $< \pm 34$  cm

という三つの条件を作成し、エネルギーに対しても、

- エネルギーの条件 1:  $0 \text{ MeV} < E_n < 300 \text{ MeV}$  (シミュレータ内で  $\text{TOF} < 200 \text{ ns}$  のカットがかかっている)
- エネルギーの条件 2:  $246 \pm 6.4 \text{ MeV}$
- エネルギーの条件 3:  $246 \pm 3.2 \text{ MeV}$

という三つの条件を作成した。検出位置の条件 2 の " $< \pm 40$  cm" というのはマグネットの出口 (80 cm $\times$ 80 cm の空間) の大きさを表しており、条件 3 の " $< \pm 34$  cm" というのはさらにそこから 6 cm 内側 (68 cm $\times$ 68 cm の空間) のみを選択していることになる。NEBULA の幅 (12 cm) とマグネットの出口の位置 (6 m)、NEBULA の位置 (11.12 m) よ

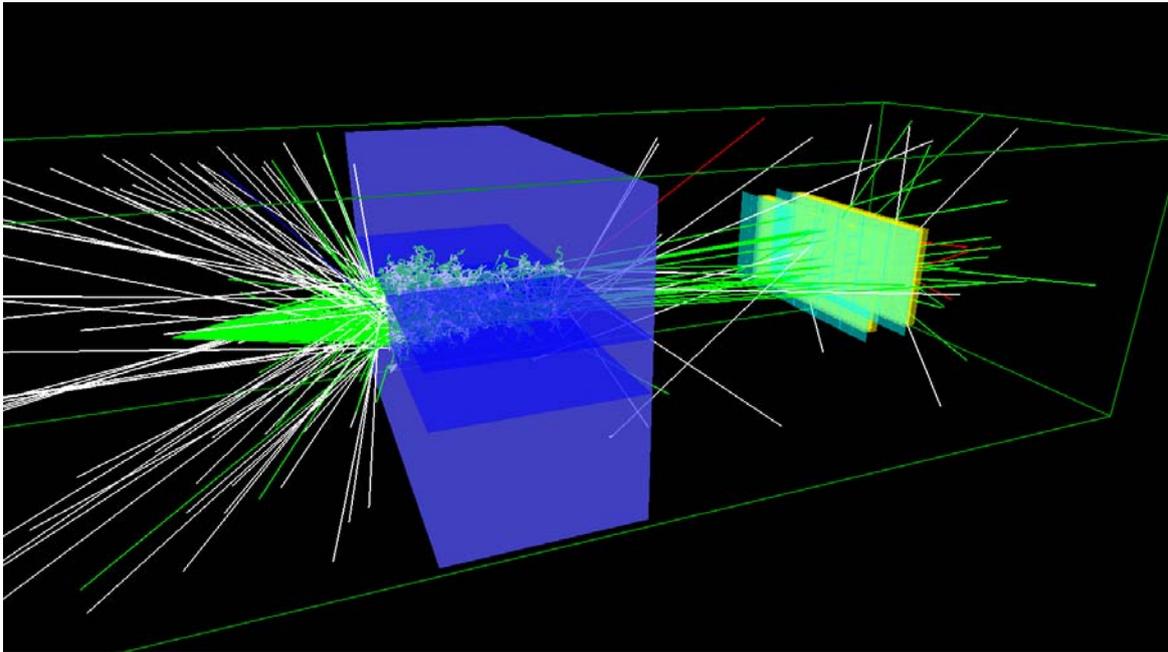


図 7.3.1 SAMURAI マグネットの影響を評価するためのシミュレーションを実行したときの様子。中性子を 100 個入射しており、緑が中性子、白が  $\gamma$  線、赤が陽子、青が電子を表す。直感的に NEBULA とマグネットが正しく配置されており、中性子が正しく入射されていることがわかる。また、マグネットの上流の面に当たった中性子はマグネットを通り抜けられないことが明らかである。

り、マグネットの出口における中性子の位置の分解能は  $12 \text{ cm} / \sqrt{(12) \times 6 \text{ m} / 11.12 \text{ m}} = 1.9 \text{ cm}$  となり、6 cm 内側という条件はマグネットの出口よりも約  $3\sigma$  内側のイベントを選択していることに相当する。本シミュレーションではエネルギー分解能は  $\sigma \simeq 3.2 \text{ MeV}$  となったため、エネルギーの条件 2 の “ $\pm 3.2 \text{ MeV}$ ” は  $\pm 1\sigma$ 、条件 3 の “ $\pm 6.4 \text{ MeV}$ ” は  $\pm 2\sigma$  に入ったイベントを選択していることに相当する。

図 7.3.1 にシミュレーションの様子を示す。直感的に NEBULA とマグネットが正しく配置されており、中性子が正しく入射されていることがわかる。また、マグネットの上流の面に当たった中性子はマグネットを通り抜けられないことが明らかである。

図 7.3.2 に中性子がマグネットの開口部を通過したときと開口部以外を通過したときの  $\tan(x)$  と  $\tan(y)$  の相関、及び  $\tan(y) < \pm 34 \text{ cm} / 6 \text{ m}$  のときの  $\tan(x)$  の分布を示す。右下の図に見られる二つのピークはマグネットを通過したものの、散乱されなかった成分と考えられる。それ以外の成分はマグネットに散乱されたにも関わらず NEBULA に観測された成分である。

図 7.3.3 に中性子がマグネットの開口部を通過したときと開口部以外を通過したときのエネルギー分布を示す。この図より、開口部を通過したイベントによって観測されたイベントと開口部以外を通過したイベントによって観測されたイベントとの比を計算した結果を表 7.3.1 に示す。

実際の実験では検出位置の条件を SAMURAI マグネットのアクセプタンスより内側にとることは可能である一方、目的とする中性子のエネルギーがピークとなることは少ないので、エネルギーの条件 2 や 3 を取ることはできず、検出位置の条件 3 とエネルギー条件 1 を採用することになる。一方、本シミュレーションでは標的より球面上に一樣に中性子を発生させたが、実際の実験における中性子の分布は前方に集中するため、その分 SAMURAI マグネットによって散乱される成分からの寄与は少なくなる。これより、多くの場合で中性子検出器の検出効率の誤差 (典型的には 5% 以上) よりも十分小さくなると考えられる。

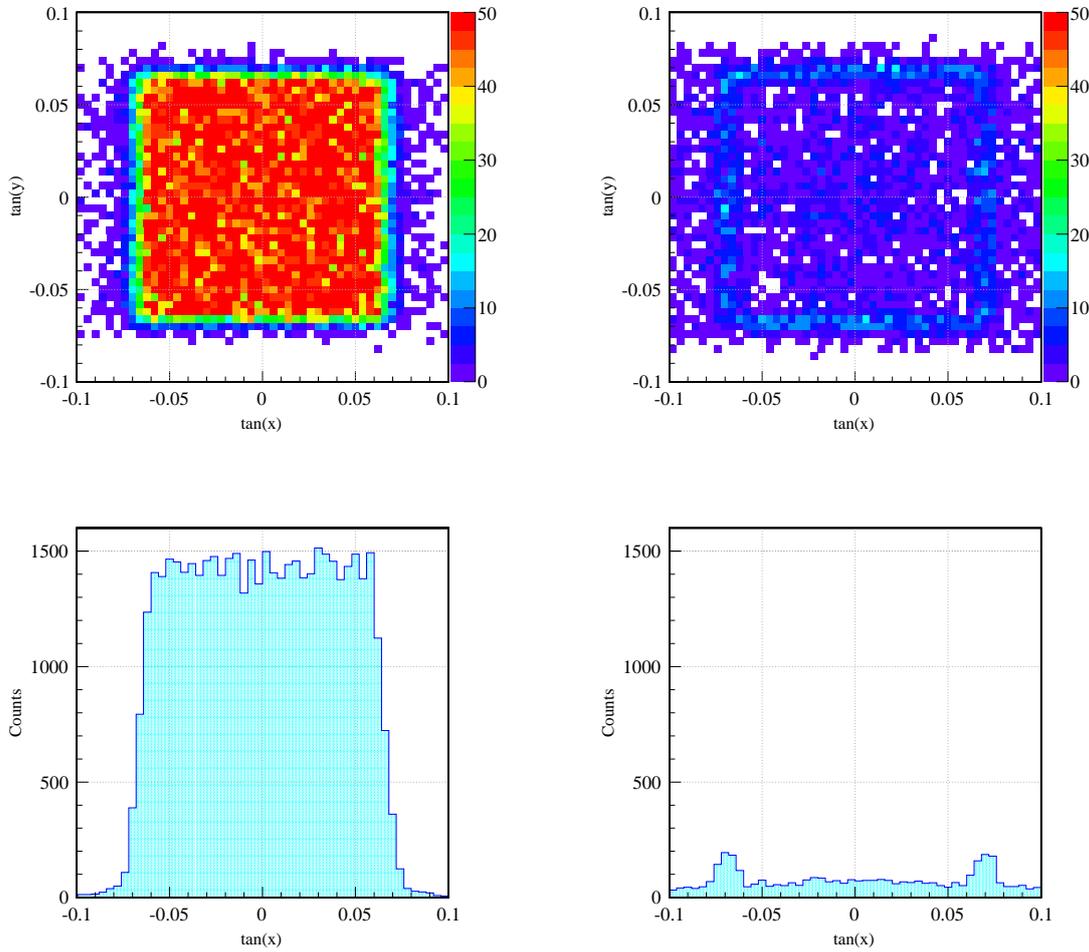


図 7.3.2 中性子がマグネットの開口部を通過したときと開口部以外を通過したときの  $\tan(x)$  と  $\tan(y)$  の相関、及び  $\tan(y) < \pm 34 \text{ cm}/6 \text{ m}$  のときの  $\tan(x)$  の分布。(左上) 開口部を通過したときの  $\tan(x)$  と  $\tan(y)$  の相関。(右上) 開口部以外を通過したときの  $\tan(x)$  と  $\tan(y)$  の相関。(左下) 開口部を通過したときの  $\tan(x)$  の分布。(右下) 開口部以外を通過したときの  $\tan(x)$  の分布。右下の図に見られる二つのピークはマグネットを通過したものの、散乱されなかった成分と考えられる。それ以外の成分はマグネットに散乱されたにも関わらず NEBULA に観測された成分である。

	検出位置の条件 1	検出位置の条件 2	検出位置の条件 3
エネルギーの条件 1	0.1261(16)	0.0573(11)	0.0459(11)
エネルギーの条件 2	0.0727(12)	0.0367(9)	0.0263(8)
エネルギーの条件 3	0.0686(14)	0.0345(10)	0.0239(9)

表 7.3.1 マグネットに散乱される成分の寄与。1 行目と 1 列目は条件の種類を表す (本文参照)。分母を開口部を通過したイベントによって観測されたイベントとし、分子を開口部以外を通過したイベントによって観測されたイベントとした。

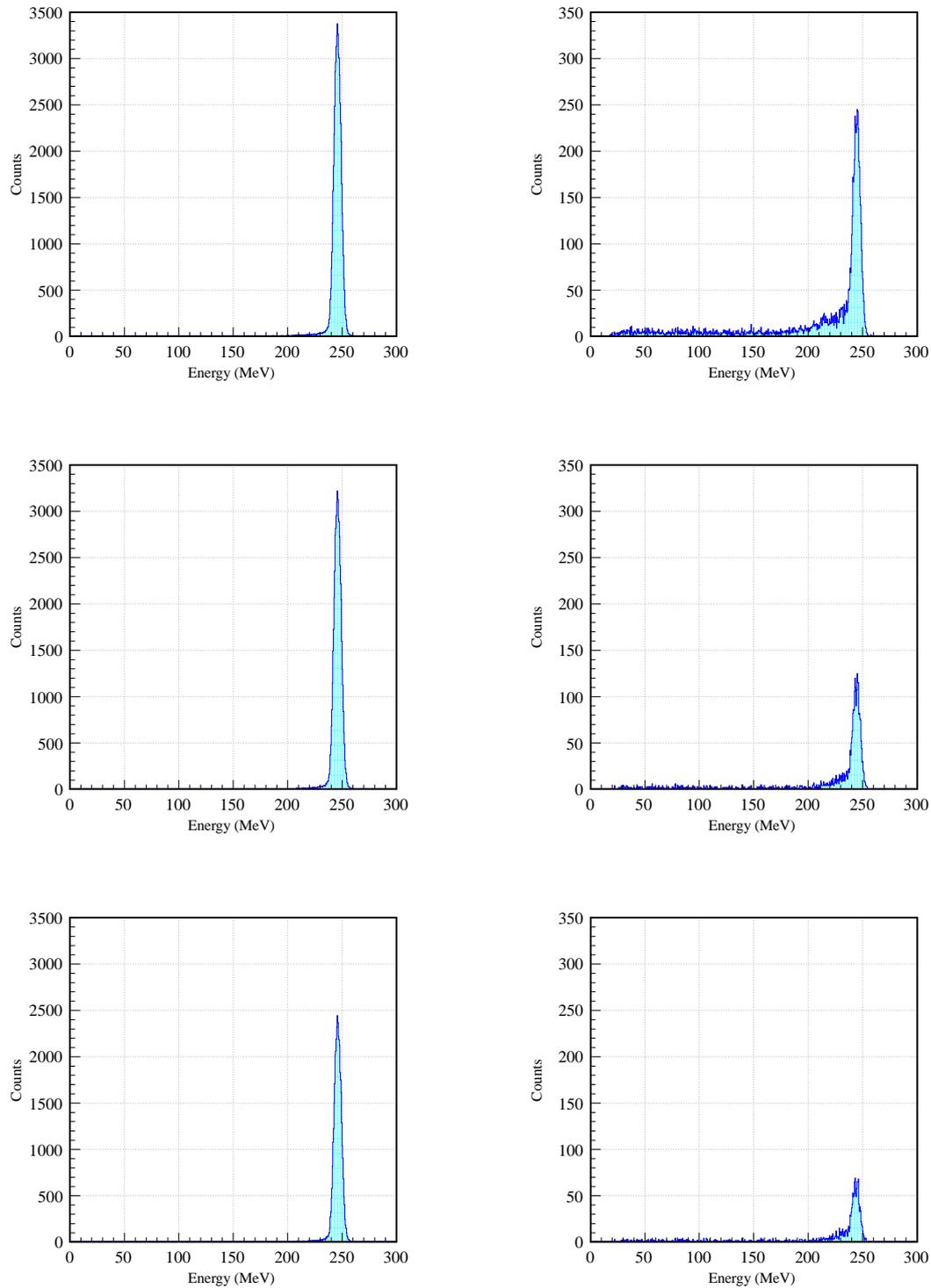


図 7.3.3 NEBULA で観測されたシグナルが中性子によるものと仮定して得られるエネルギー分布。(左上) 開口部を通過したときのエネルギー分布。(右上) 開口部以外を通過したときのエネルギー分布。(左中) 開口部を通過したときで且つ”検出位置の条件 2”を適応したときのエネルギー分布。(右中) 開口部以外を通過したときで且つ”検出位置の条件 2”を適応したときのエネルギー分布。(左下) 開口部を通過したときで且つ”検出位置の条件 3”を適応したときのエネルギー分布。(右下) 開口部以外を通過したときで且つ”検出位置の条件 3”を適応したときのエネルギー分布。

## A.4 飛行時間の発光量依存性

TOF(飛行時間)の発光量依存性はスルーを完全に除外した場合でも有意に残る。これは  $z$  方向の反応位置により反跳粒子が落せるエネルギーが制限されるためである。図 7.4.1 にシミュレーションで求めた TOF の発光量依存性を示す。このシミュレーション結果を実験に反映できれば時間分解能の改善が見込まれるが、発光量が大きいところまで PMT のリニアリティなども含めて正確にキャリブレーションする必要があり、現実的には難しい。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により生じる準単色中性子によるイベントを選択する際に、準単色中性子によるイベントのピークよりエネルギーの高いイベントを選ぶなどの操作をすると、発光量の大きなイベントを選択的に選ぶことになり、クロストークの数などにバイアスがかかる可能性があることがわかる。

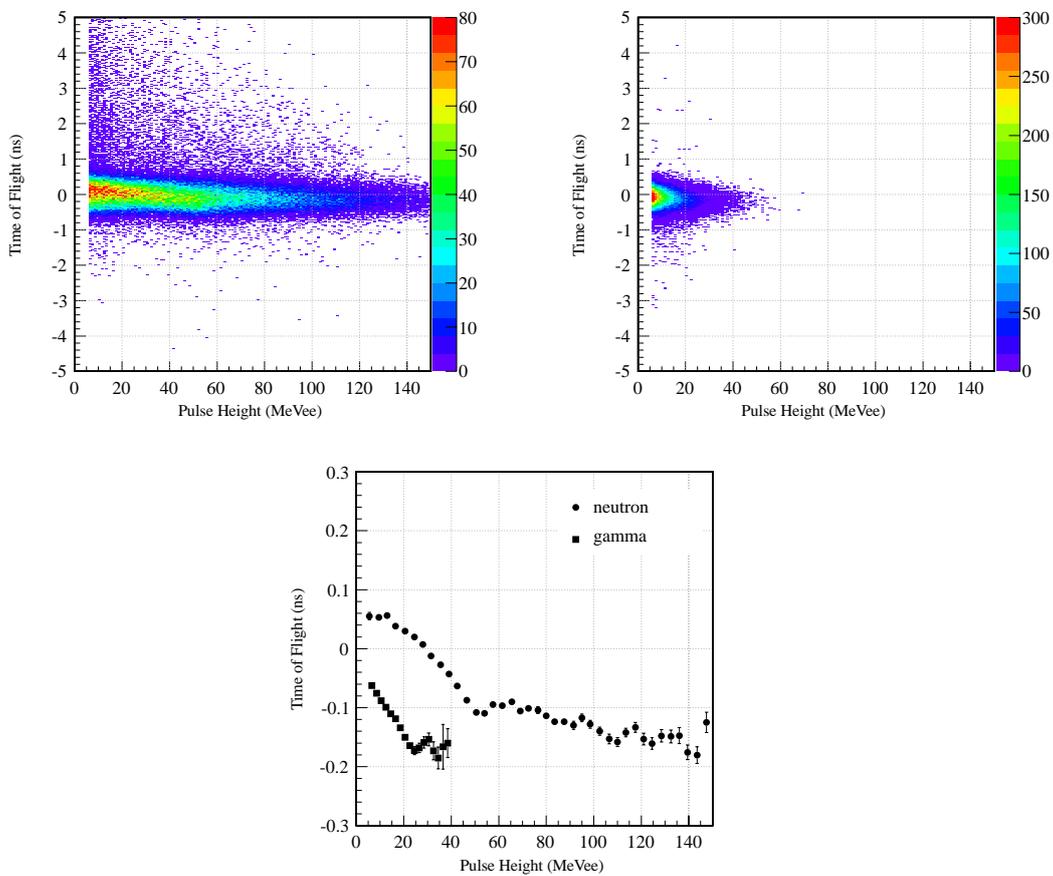


図 7.4.1 TOF の発光量依存性。 $z$  方向の反応位置により反跳粒子が落せるエネルギーが制限されるため、このような相関が見られる。

## A.5 プラスチックシンチレータ中での光の減衰

プラスチックシンチレータを荷電粒子が通過すると蛍光が生じる。この蛍光が両端に光学的に接続された PMT に伝搬する間に光の一部は散乱されるため、PMT までの距離に応じて観測される発光量が小さくなる。光子の散乱が単位距離あたり一定確率で起こる現象と仮定すると、上端に接続された PMT に到達する光子の数  $A_U$  は、

$$A_U = A \exp -\lambda x \quad (\text{A.5.1})$$

と表される。 $x$  は入射位置から PMT までの距離、 $A$  は入射位置での発光量、 $\lambda$  は減衰の距離を規定する係数 (減衰長) を表す。

この仮定の下で上下の PMT の観測量  $A_U$ ,  $A_D$  の相乗平均は、

$$\sqrt{A_U * A_D} = A \exp -\lambda L/2 \quad (\text{A.5.2})$$

となり、入射位置に依存しない観測量が得られる。 $L$  は検出器の長さを表す。これより、上下の PMT の観測量の相乗平均にかかる比例係数を求めれば荷電粒子の入射位置によらず、エネルギーロスを求めることができる。

しかし、実際にはプラスチックシンチレータの表面でも光子は散乱されるため、一般に上下の PMT の観測量の相乗平均は、荷電粒子の入射位置が両端に近いほど大きくなる。NEUT では反射が比較的少ないため、二次関数による補正、

$$E = k\sqrt{A_U A_D}(1 + k_1 x^2), \quad (\text{A.5.3})$$

を行い、VETO では反射が多いため、四次関数による補正、

$$E = k\sqrt{A_U A_D}(1 + k_1 x^2 + k_2 x^4), \quad (\text{A.5.4})$$

を用いた。

## A.6 上流物質厚

SAMURAI のコミッショニング実験における F7 から標的までの物質の組成を図 7.6.1 に、厚みを図 7.6.2 に示す。

名称	温度	厚み	組成
Mylar		1.40 g/cm <sup>3</sup>	C <sub>10</sub> H <sub>8</sub> O <sub>4</sub>
Kapton		1.42 g/cm <sup>3</sup>	C <sub>22</sub> H <sub>10</sub> N <sub>2</sub> O <sub>5</sub>
遮光シート (ポリ塩化ビニルフィルム)		1.3 g/cm <sup>3</sup>	C <sub>2</sub> H <sub>3</sub> Cl
P10	0 °C	1.74 mg/cm <sup>3</sup>	Ar:90%, CH <sub>4</sub> :10%
	24 °C	1.60 mg/cm <sup>3</sup>	
空気	0 °C	1.29 mg/cm <sup>3</sup>	N <sub>2</sub> :78%, O <sub>2</sub> :21%, Ar:1%
	24 °C	1.19 mg/cm <sup>3</sup>	
i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (イソブタン)	0 °C	2.67 mg/cm <sup>3</sup>	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>
	24 °C	2.45 mg/cm <sup>3</sup>	

表 7.6.1 膜や気体の厚みと組成。気体の圧力は全て 1atm としている。遮光シートの厚みは手元の遮光シートの測定値を示す。

	名称	物質	厚み	単位面積あたりの重さ
F7	F7 PPAC1	$C_{10}H_8O_4$	45 $\mu\text{m}$	5.9 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	F7 PPAC2	$C_{10}H_8O_4$	45 $\mu\text{m}$	5.9 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	F7 Plastic	プラスチックシンチレータ	3 mm	309.6 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	真空出口窓	Kapton	125 $\mu\text{m}$	17.8 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	大気	空気	135 mm	16.1 $\text{mg}/\text{cm}^2$
ICB	ICB 入口窓	Kapton	30 $\mu\text{m}$	4.3 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	ICB ガス	P10 (1 atm)	511 mm	81.8 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	ICB アノード	Mylar	12 $\mu\text{m} \times 10$	16.8 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	ICB カソード	Mylar	12 $\mu\text{m} \times 11$	18.5 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	ICB 出口窓	Kapton	30 $\mu\text{m}$	4.3 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	大気	空気	60 mm	7.1 $\text{mg}/\text{cm}^2$
SBT1	SBT1 本体	プラスチックシンチレータ	1 mm	103.2 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	SBT1 巻物	Mylar + 遮光シート	12 $\mu\text{m} \times 4 + 100 \mu\text{m} \times 2$	32.7 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	大気	空気	70 mm	8.3 $\text{mg}/\text{cm}^2$
SBT2	SBT2 本体	プラスチックシンチレータ	1 mm	103.2 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	SBT2 巻物	Mylar + 遮光シート	12 $\mu\text{m} \times 4 + 100 \mu\text{m} \times 2$	32.7 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	大気	空気	42 mm	5.0 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	真空入口窓	Kapton	80 $\mu\text{m}$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
BDC1	BDC1 入口窓	Kapton	80 $\mu\text{m}$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	BDC1 ガス	イソブタン (100 torr)	90 mm	2.9 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	BDC1 カソード	Kapton	4 $\mu\text{m} \times 2 + 8 \mu\text{m} \times 9$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	BDC1 出口窓	Kapton	80 $\mu\text{m}$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
BDC2	BDC2 入口窓	Kapton	80 $\mu\text{m}$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	BDC2 ガス	イソブタン (100 torr)	90 mm	2.9 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	BDC2 カソード	Kapton	4 $\mu\text{m} \times 2 + 8 \mu\text{m} \times 9$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
	BDC2 出口窓	Kapton	80 $\mu\text{m}$	11.4 $\text{mg}/\text{cm}^2$
合計				858.8 $\text{mg}/\text{cm}^2$

表 7.6.2 F7 から標的までの物質。室温は 24 度を仮定した。遮光シートの厚みは  $0.013 \text{ g}/\text{cm}^2$  と仮定した。膜は膨らまない物と仮定した。ICB の窓は Construction Proposal とは異なり、本実験では 30  $\mu\text{m}$  のアラミドを使用している。空気の厚みは 820 mm (メジャーでの測定値)-511 mm (ICB の膜間隔) と計算し、これを 1 cm 程度の精度で分配した。

## A.7 スルー補正

PMT からのシグナルの波高によってディスクリミネータの閾値を超えるタイミングが ns 単位で変わる。このことによるタイミングのずれをスルーと呼び、その補正のことをスルー補正と呼ぶ。スルーは荷電粒子の入射位置での発光量ではなく、シグナルの波高そのものに依存するため、発光量の較正を行う前の QDC で得られるデータ  $A$  でスルー補正を行う。各チャンネルごとの観測時間  $T'$  を真の観測時間  $T$  とスルー  $\text{slew}(A)$  により、

$$T' = T + \text{slew}(A) \quad (\text{A.7.1})$$

と書ける。

### A.7.1 波形とスルーの関数

リーディングエッジディスクリミネータを使用した場合、スルーの関数  $\text{slew}(A)$  と立ち上がりの波形  $\text{rise}(A)$  の関係は、

$$\text{slew}(A) = \frac{1}{\text{rise}(A)} \quad (\text{A.7.2})$$

となる。そこで、一般的には波形の立ち上がりを二次関数と仮定し、スルー補正には発光量の平方根  $\sqrt{A}$  を用いる。本論文では波形の立ち上がりが指数関数であると仮定し、スルーの関数に発光量の対数関数  $\log A$  を用いた。実際にはいずれの仮定も発光量が大きく変化するとずれてしまうため、高次の項を加えることで実験的に最適なスルーを決定する。

### A.7.2 スルーの評価

スルーを実験的に評価するためには、スルーがない場合に一定となる時間に関する量を評価する必要がある。例えば二つのプラスチックシンチレータ間の飛行時間 TOF が一定となる様にイベントを選ぶことができる。TOF と発光量の相関を取ればスルーを求めることができるが、そのときに得られるスルーを計算していく。 $T'$  をスルーを含む時間 (実験で得られる測定値)、 $l, r$  はそれぞれ左右の PMT による観測量を表す添字とする。二つのプラスチックシンチレータによる観測時間をそれぞれ  $T_1, T_2$  とする。このときの二つのプラスチックシンチレータ間の飛行時間は、

$$\text{TOF} = T'_1 - T'_2 \quad (\text{A.7.3})$$

$$= \frac{T'_{1l} + T'_{1r}}{2} - \frac{T'_{2l} + T'_{2r}}{2} \quad (\text{A.7.4})$$

$$= \frac{T_{1l} + T_{1r}}{2} - \frac{T_{2l} + T_{2r}}{2} + \frac{\text{slew}(A_{1l}) + \text{slew}(A_{1r})}{2} - \frac{\text{slew}(A_{2l}) + \text{slew}(A_{2r})}{2} \quad (\text{A.7.5})$$

ここで、簡単のためにスルーが、

$$\text{slew}(A) = \frac{C}{\sqrt{A}} \quad (\text{A.7.6})$$

と、波高の平方根の逆数に比例すると仮定する。ここで、 $C$  はスルーパラメータを表す。スルーを求めるために飛行時間と  $1/\sqrt{A_{1l}}$  の相関を取ったとすると、

$$\text{TOF} = \frac{T_{1l} + T_{1r}}{2} - \frac{T_{2l} + T_{2r}}{2} + \frac{1}{\sqrt{A_{1l}}} \left( C_{1l} + C_{1r} \sqrt{\frac{A_{1l}}{A_{1r}}} \right) + \text{rand.} \quad (\text{A.7.7})$$

となる。一つ目のモジュールの発光量と二つ目のモジュールの発光量は、エネルギーロスがランダム分布となることやモジュールを掠るイベントがあることなどから多くの場合非相関と近似することができ、末項を乱数 rand. と置いた。ここで、左右の発光量の減衰が小さい場合は、

$$\sqrt{\frac{A_l}{A_r}} \simeq 1 \quad (\text{A.7.8})$$

が成り立つため、

$$\text{TOF} \simeq \frac{T_{1l} + T_{1r}}{2} - \frac{T_{2l} + T_{2r}}{2} + \frac{1}{\sqrt{A_{1l}}} (C_{1l} + C_{1r}) + \text{rand.} \quad (\text{A.7.9})$$

となる。この結果より、二つのモジュール間の飛行時間と片方の PMT の発光量の相関を取っても、求めることのできるスルーパラメータは左右のスルーパラメータの和であることがわかる。

個別にスルーを求めるためには、荷電粒子の入射位置を  $x$  とおくと、例えば、

$$\text{TOF}(x = x_0) = T'_{1l}(x) - T'_2 \quad (\text{A.7.10})$$

$$(\text{A.7.11})$$

の様に、ある特定の位置  $x_0$  で上記の式を計算すれば一つ目のモジュールの左側のスルーパラメータのみを求めることができる。

## A.8 二体の運動学

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応により生じる準単色中性子の運動量を実験的に得られる中性子の実験室系 (lab 系) での散乱角から求める必要が生じる。lab 系でのエネルギー保存則と運動量保存則により解くべき式は簡単に求まるが、この式を解析的に解くのは難しい。そこで、lab 系の散乱角から重心系 (cm 系) の散乱角を計算し、ローレンツ変換することにより容易な計算で準単色中性子の運動量を求めることができる。ここでは lab 系の散乱角と cm 系の散乱角の関係式の導出を示す。

### A.8.1 導出

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応を想定して各物理量にはそれぞれの元素記号の添字を付ける。また、lab 系の値には <sup>lab</sup> を、cm 系の値には <sup>cm</sup> を付ける。エネルギーを  $E$ 、運動量を  $p$ 、ビーム軸との角度を  $\theta$  と置く。

#### A.8.1.1 $E_p^{\text{lab}}, p_p^{\text{lab}}, E_{\text{Li}}^{\text{lab}}, p_{\text{Li}}^{\text{lab}}$ から $E_p^{\text{cm}}, p_p^{\text{cm}}, E_{\text{Li}}^{\text{cm}}, p_{\text{Li}}^{\text{cm}}$ への変換

標的は静止しているので、入射粒子と標的は  $z$  軸上を運動していることができ、 $p_x = p_y = 0$  とする。lab 系から cm 系へのローレンツ変換  $\Omega$  は、

$$\begin{pmatrix} E_p^{\text{cm}} \\ p_p^{\text{cm}} \end{pmatrix} = \Omega \begin{pmatrix} E_p^{\text{lab}} \\ p_p^{\text{lab}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8.1})$$

$$\begin{pmatrix} E_{\text{Li}}^{\text{cm}} \\ p_{\text{Li}}^{\text{cm}} \end{pmatrix} = \Omega \begin{pmatrix} E_{\text{Li}}^{\text{lab}} \\ p_{\text{Li}}^{\text{lab}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8.2})$$

$$\text{ただし、}\Omega = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix}$$

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

となる。cm 系では、

$$p_p^{\text{cm}} + p_{\text{Li}}^{\text{cm}} = 0 \quad (\text{A.8.3})$$

が満たされるため、これを条件として式 A.8.1 と式 A.8.2 を計算すると、ローレンツ変換の  $\beta$  は、

$$\beta = \frac{p_p^{\text{lab}} + p_{\text{Li}}^{\text{lab}}}{E_p^{\text{lab}} + E_{\text{Li}}^{\text{lab}}} \quad (\text{A.8.4})$$

と求まる。

#### A.8.1.2 $E_p^{\text{cm}}, p_p^{\text{cm}}, E_{\text{Li}}^{\text{cm}}, p_{\text{Li}}^{\text{cm}}$ から $E_n^{\text{cm}}, p_n^{\text{cm}}, E_{\text{Be}}^{\text{cm}}, p_{\text{Be}}^{\text{cm}}$ への変換

エネルギー保存則より、

$$\sqrt{m_n^2 + p_n^2} + \sqrt{m_{\text{Be}}^2 + p_{\text{Be}}^2} = E_p^{\text{cm}} + E_{\text{Li}}^{\text{cm}} \quad (\text{A.8.5})$$

が成り立つ。cm 系では  $p_n + p_{\text{Be}} = 0$  が満たされるため、 $p_n$  について解くと、

$$p_n = \frac{1}{2E} \sqrt{(m_n^2 - m_{\text{Be}}^2)^2 - 2(m_n^2 + m_{\text{Be}}^2)^2 E^2 + E^4} \quad (\text{A.8.6})$$

$$(E = E_p + E_{\text{Li}}) \quad (\text{A.8.7})$$

となる。残りの  $E_n, p_{\text{Be}}, E_{\text{Be}}$  は自明な計算により求まる。

不変質量  $M$  を用いて、

$$M = \sqrt{(E_p + E_{\text{Li}})^2 - (p_p + p_{\text{Li}})^2} \quad (\text{A.8.8})$$

$$= \sqrt{(E_n + E_{\text{Be}})^2 - (p_n + p_{\text{Be}})^2} \quad (\text{A.8.9})$$

$p_n + p_{\text{Be}} = 0$  なので、

$$M = E_n + E_{\text{Be}} \quad (\text{A.8.10})$$

$$= E_n + \sqrt{m_{\text{Be}}^2 - m_n^2 + E_n^2} \quad (\text{A.8.11})$$

$$\therefore E_n = \frac{M^2 - m_{\text{Be}}^2 + m_n^2}{2M} \quad (\text{A.8.12})$$

$$E_{\text{Be}} = \frac{M^2 - m_n^2 + m_{\text{Be}}^2}{2M} \quad (\text{A.8.13})$$

$$(\text{A.8.14})$$

と求めることもできる。

#### A.8.1.3 $E_n^{\text{cm}}, p_n^{\text{cm}}$ から $p_{nx}^{\text{lab}}, p_{ny}^{\text{lab}}$ への変換

$p_n^{\text{cm}} = (p_{nx}^{\text{cm}}, p_{ny}^{\text{cm}}, 0) = (p_n^{\text{cm}} \cos \theta^{\text{cm}}, p_n^{\text{cm}} \sin \theta^{\text{cm}}, 0)$  と置く。 $p_{nx}^{\text{lab}}$  は、

$$\begin{pmatrix} E_n^{\text{lab}} \\ p_{nx}^{\text{lab}} \end{pmatrix} = \Omega^{-1} \begin{pmatrix} E_n^{\text{cm}} \\ p_{nx}^{\text{cm}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8.15})$$

により求まる。整理すると、

$$p_{nx}^{\text{lab}} = \gamma \beta E_n^{\text{cm}} + \gamma p_n^{\text{cm}} \cos \theta^{\text{cm}} \quad (\text{A.8.16})$$

$$p_{ny}^{\text{lab}} = p_n^{\text{cm}} \sin \theta^{\text{cm}} \quad (\text{A.8.17})$$

となる。

#### A.8.1.4 $\theta^{\text{lab}}$ から $\theta^{\text{cm}}$ への変換

式 A.8.16 を式 A.8.17 で辺々割ると、

$$\gamma \tan \theta^{\text{lab}} = \frac{\sin \theta^{\text{cm}}}{\beta E_n^{\text{cm}} / p_n^{\text{cm}} + \cos \theta^{\text{cm}}} \quad (\text{A.8.18})$$

$$(\text{A.8.19})$$

となり、 $\theta^{\text{cm}}$  と  $\theta^{\text{lab}}$  の関係式が得られる。これを cm 系での角度  $\cos \theta^{\text{cm}}$  について解くと、

$$\cos \theta^{\text{cm}} = \frac{-a^2 b \pm \sqrt{a^4 b^2 - (a^2 + 1)(a^2 b^2 - 1)}}{a^2 + 1} \quad (\text{A.8.20})$$

$$(a = \gamma \tan \theta^{\text{lab}}, b = \beta E_n^{\text{cm}} / p_n^{\text{cm}}) \quad (\text{A.8.21})$$

と求まる。

## A.9 三次元直線のフィット

三次元の座標  $(x, y, z)$  の集合に対して線形フィットを行う場合、それぞれの座標の誤差を考慮すると解析的に解くことが難しくなる。しかし、どれか一つの座標は相対的に誤差が小さい(ここでは  $z$  座標とする) 場合には  $zx$  及び  $zy$  平面で独立に最小二乗法によるフィットを行えばよい。三次元の直線の式を媒介変数  $t$  と四つのパラメータ  $a, b, c, d$  により、

$$x = a + bt \tag{A.9.1}$$

$$y = c + dt \tag{A.9.2}$$

$$z = t \tag{A.9.3}$$

と表す。最小二乗法により  $a, b$  は、

$$b = \frac{[1][tx] - [t][x]}{[1][t^2] - [t][t]} \tag{A.9.4}$$

$$a = \langle x \rangle - b \langle t \rangle \tag{A.9.5}$$

$$\text{ただし、} [f] := \frac{1}{n} \sum \frac{f_i}{\sigma_i^2} \tag{A.9.6}$$

$$\langle f \rangle := \frac{[f]}{[1]} \tag{A.9.7}$$

により求めることができる [74]。  $c, d$  も同様である。

## 参考文献

- [1] O. Tarasov *et al.*, Phys. Lett. B 409, 64 (1997).
- [2] H. Sakurai *et al.*, Phys. Lett. B 448, 180 (1999).
- [3] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. 105, 032501 (2010).
- [4] Isao Tanihata *et al.*, Progress in Particle and Nuclear Physics 68, 215 (2013).
- [5] 八木浩輔、「基礎物理科学シリーズ4 原子核物理学」朝倉書店 (1971)。
- [6] I. Tanihata, Nucl. Phys. A 488, 113c (1988).
- [7] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 252502 (2006).
- [8] I. Tanihata, Nucl. Phys. A 448, 113c (1988).
- [9] M.J. Borge, H. Fynbo, D. Guillemaud-Mueller *et al.*, Phys. Rev. C 55, R8 (1997).
- [10] D.J. Morrissey, K.N. McDonald, D. Bazin *et al.*, Nucl. Phys. A 627, 222 (1997).
- [11] H. Simon, D. Aleksandrov, T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. Lett. 83, 496 (1999).
- [12] T. Myo *et al.*, Phys. Rev. C 76, 024305 (2007).
- [13] G. M. Ter-Akopian *et al.*, Nucl.Phys. A719, 229c (2003).
- [14] M. Meister *et al.*, Nucl.Phys. A723, 13 (2003); Erratum Nucl.Phys. A739, 353(2004).
- [15] M. Thoennessen *et al.*, Phys. Rev. C 59, 111 (1999).
- [16] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. and Meths. A 506, 250 (2003).
- [17] J. Allison *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1, 270 (2006).
- [18] 田中隆己, 卒業論文, 東京工業大学 (2011).
- [19] T. Kobayashi *et al.*, Large-Acceptance Multi-Particle Spectrometer SAMURAI Construction Proposal.
- [20] 佐古貴行, 修士論文, 東京工業大学 (2012).
- [21] B. Luther *et al.*, Nucl. Instr. and Meths. A 505, 33 (2003).
- [22] T. Baumann *et al.*, Nucl. Instr. and Meths. A 543, 517 (2005).
- [23] 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)
- [24] Eljen Technology, EJ-200 の諸元表。  
<http://www.eljentechnology.com/index.php/joomla-overview/what-is-new-in-1-5/48-ej-200>
- [25] R.A. Cecil *et al.*, Nucl. Instr. and Meths. 161, 439 (1979).
- [26] A. Del Guerra, Nucl. Instr. and Meths. 135, 337 (1976).
- [27] P. Desesquelles *et al.*, Nucl. Instr. and Meths. A 307, 366 (1991).
- [28] R.C. Byrd *et al.*, Nucl. instr. and Meth. A 313, 437 (1992).
- [29] W.B. Amian, Nucl. instr. and Meth. A 313, 452 (1992).
- [30] 福田直樹, 博士論文, 東京大学 (2004)。

- [31] 田中佳奈, 卒業論文, 東京工業大学 (2008).
- [32] F. Ajzenberg-Selove and J.H. Kelley, Nucl. Phys. A 506, 1 (1990).  
<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp?nucleus=12C&unc=nds>
- [33] Th. Blaich *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 314, 136 (1992).
- [34] The NeuLAND Technical Design Report (2011).  
<http://www.fair-center.de/fileadmin/fair/experiments/NUSTAR/Pdf/TDRs/NeuLAND-TDR-Web.pdf>
- [35] Glenn F. Knoll 著, 木村逸郎/阪井英次訳 「放射線計測ハンドブック (第3版)」 日刊工業新聞社 (2001).
- [36] 浜松フォトニクス, H7195 の諸元表。  
[http://hamamatsu.com/products/sensor-etd/pd002/pd394/H7195/index\\_ja.html](http://hamamatsu.com/products/sensor-etd/pd002/pd394/H7195/index_ja.html)  
<http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-modules/part-h7195.php>
- [37] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag (1994).
- [38] Y. Iwamoto *et al.*, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 59, No. 2, August 2011, pp. 1753.
- [39] MoNA Collaboration.  
<http://www.cord.edu/dept/physics/mona/index.html>
- [40] A.Schiller *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 112501 (2007).
- [41] N. Frank, Ph.D. thesis, Michigan State University (2006).
- [42] RIBF : Introduction to RI Beam Factory and Users' Information.  
<http://www.nishina.riken.go.jp/RIBF/RIPS/overview.html>
- [43] Y. Kondo *et al.*, Phys. Lett. B 690, 245 (2010).
- [44] R.A. Cecil *et al.*, Nucl. instr. and Meth. 161, 439 (1979).
- [45] Z. Kohley *et al.*, Nucl. Instr. and Meths. A 682, 59 (2012).
- [46] A. Heikkinen *et al.*, Journal of Physics: Conference Series 119, 032024 (2008).
- [47] Geant4: data files citations.  
[http://geant4.cern.ch/support/datafiles\\_origin.shtml](http://geant4.cern.ch/support/datafiles_origin.shtml)
- [48] ROOT | A Data Analysis Framework.  
<http://root.cern.ch/drupal/>
- [49] ROOT team, TFile.  
<http://root.cern.ch/root/html/TFile.html>
- [50] P J Dimbylow, Physics in Medicine and Biology, Vol.25, Issue.4, p.637 (1980).
- [51] ROOT team, TTree.  
<http://root.cern.ch/root/html/TTree.html>
- [52] JENDL-4.0.  
<http://wwwndc.jaea.go.jp/ftpnd/jendl/j40.html>
- [53] JENDL/HE-2007.  
<http://wwwndc.jaea.go.jp/ftpnd/jendl/jendl-he-2007.html>
- [54] D. Fox *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. 374, 63 (1996).
- [55] K. Nakayama *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. 190, 555 (1981).
- [56] A. Spyrou *et al.*, Phys. Lett. B 683, 129 (2010).
- [57] Z. Kohley 氏の直談。
- [58] S. Takeuchi *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. 36, 148 (2003).
- [59] S. Takeuchi *et al.*, Phys. Rev. C 79, 054319 (2009).

- [60] Optics - BigRIPS Wiki.  
<http://briprsv/wiki/index.php?Optics>(理研内部のページ)
- [61] 自然科学研究機構 国立天文台編 「理科年表 平成 23 年」 丸善 (2010)。
- [62] T. Sugimoto *et al.*, Phys. Lett. B 654, 160 (2007).
- [63] T. N. Taddeucci *et al.*, Phys. Rev. C 41, 2548 (1990).
- [64] J. Rapaport *et al.*, Phys. Rev. C 41, 1920 (1990).
- [65] 近藤洋介, 修士論文, 東京大学 (2004)
- [66] 中嶋丈嘉, 卒業論文, 東京工業大学 (2013, 発表予定)。
- [67] T. Nakamura, R. Tanaka *et al.*, "Development of a Next-generation Neutron Detector Array HIME", RCNP B-PAC (2012).
- [68] T. Nakamura, R. Tanaka *et al.*, "High Resolution Spectroscopy of  $^{10}\text{Li}$ ", RIBF NP-PAC-10 (2011).
- [69] 浜松フォトニクス, 光電子増倍管 —その基礎と応用— 日本語版/第 3a 版。  
[http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/PMT\\_handbook\\_v3aJ.pdf](http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/PMT_handbook_v3aJ.pdf)
- [70] 浜松フォトニクス, 光電子増倍管と関連製品。
- [71] Y. Iwamoto *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 629, 43 (2011).
- [72] Accelerated Particles.  
<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/acc/acc/rcnp/particle.html>
- [73] J. H. Hubbell, and S. M. Seltzer, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (2004).  
<http://physics.nist.gov/xaamdi/20120107>,
- [74] L. Lyons, Statistics for nuclear and particle physicists. Cambridge (1986).

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導・ご協力していただきました。指導教官である中村隆司教授には HIME の開発を一任していただいたことで原子核研究に必要な実験技術や解析手法が学べただけでなく、ゼロから物を形にしていく難しさや面白さを学ばせていただきました。助教の近藤洋介氏は常に我々学生の自主性を重んじてくださり、その根気のいる指導方針により研究に必要なさまざまな技術を身につけることができたと感じております。両氏の熱心な指導により充実した研究が行えたことを深く感謝いたします。

中村研究室と旭研究室、応物事務の方々には日々の生活の様々な面で助けていただきました。特に、小林信之氏と河田鷹介氏、佐古貴行氏には良くも悪くも強い刺激いただいたことで、コンピュータに偏った幸せな研究生生活を送れたものと思います。また、小林氏には三年間通して些細な質問で研究をインタラプトしたことを謝るとともに、どんな質問についても常に真剣に答えていただいたことを大変感謝致します。

磯辺忠昭氏や Nigel Orr 氏をはじめとする SAMURAI コミッショニングと Dayone 実験のコラボレーター、BigRIPS チーム、加速器のオペレーターの方々、青井考氏をはじめとする RCNP での HIME 実験のコラボレーターの方々、プログラミングの基礎をご指導いただいた数値処理・計算物理の板橋健太氏、HIME の作製を行っていただいた後藤昌幸氏をはじめとする G-tech のの方々、何よりも本研究を支えていただいた方々に心より感謝いたします。