

博士学位論文

高エネルギー加速器の二次粒子場の測定と
その応用に関する研究

大山 隆弘

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
加速器科学専攻

2021年12月

目次

第 1 章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	加速器混合粒子場	2
1.3	二次粒子の評価手法	4
1.4	高エネルギー加速器施設の高輝度化・大強度化計画の動向	8
1.5	高輝度化・大強度化における放射線に起因する課題	11
1.6	本研究の目的	14
1.7	本論文の構成	16
第 2 章	24 GeV/c 陽子を用いた遮蔽実験	17
2.1	緒言	17
2.2	CHARM 施設	17
2.3	CHARM 施設における遮蔽実験研究	25
2.4	二次粒子測定手法と検出器の選定	30
2.5	γ 線スペクトロメトリー手法	33
2.6	金箔放射化法による熱中性子測定法	37
2.7	室内の熱中性子束評価	40
2.8	本章のまとめ	41
第 3 章	24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布の測定	42
3.1	緒言	42
3.2	実験	43
3.3	実験結果	46
3.4	モンテカルロシミュレーション	52
3.5	熱中性子束評価に係る簡易式の実験的検証	62
3.6	本章のまとめ	65

第 4 章	24 GeV/c 陽子による二次粒子放出角度分布の測定	66
4.1	緒言	66
4.2	測定体系の設計	67
4.3	実験	75
4.4	実験結果	83
4.5	モンテカルロシミュレーション	88
4.6	本章のまとめ	99
第 5 章	大強度陽子加速器施設の熱中性子分布プロファイル測定	100
5.1	緒言	100
5.2	実験施設の概要と本研究の着眼点	101
5.3	実験	110
5.4	結果と考察	116
5.5	本章のまとめ	135
第 6 章	中性子計測技術のビームロス監視への応用	136
6.1	緒言	136
6.2	開発研究の構想	137
6.3	中性子計測法に基づくビームロス監視技術の実証試験	137
6.4	試作機の開発	158
6.5	本章のまとめ	168
第 7 章	結語	169
7.1	各章の成果の総括	169
7.2	本論文の総括	172
付録 A	3.3 GeV 電子によるトンネル室内の熱中性子空間分布の測定	174
A.1	実験施設	174
A.2	実験	177
A.3	シミュレーション	178
A.4	結果と考察	179
参考文献		182

表目次

1.1	FLUKA、MARS、PHITS で用いられている物理モデルと核データ	6
2.1	鉄遮蔽体の化学組成と密度	21
2.2	コンクリート遮蔽体の化学組成と密度	21
2.3	50 cmL Cu ターゲットの化学組成と密度	24
2.4	放射化検出器の仕様	32
3.1	放射能定量における系統的な不確かさ	44
3.2	LaBr ₃ と HP-Ge による ¹⁹⁷ Au(<i>n</i> , γ) ¹⁹⁸ Au 反応率の比較	46
3.3	LaBr ₃ 検出器による ¹⁹⁷ Au(<i>n</i> , γ) ¹⁹⁸ Au 反応率測定値	49
3.4	KEKCC の構成	54
4.1	SEC と銅箔による積算陽子ビーム強度の比較	82
4.2	測定対象核種の崩壊に関するデータ	83
5.1	入射部の低放射化コンクリートの化学組成	107
5.2	普通コンクリートの化学組成	108
5.3	放射能定量における系統的な不確かさ	114
6.1	計算値の導出に用いたタリーの一覧	154

目次

1.1	高エネルギー粒子シャワーと加速器パルス場の概念図	3
1.2	モンテカルロ計算コードの比較例	6
1.3	CERN 加速器の構成図	8
1.4	J-PARC 加速器のレイアウト	9
1.5	SuperKEKB 加速器のレイアウト	10
1.6	(a) LHC ルミノシティと SEE 起因ビーム廃棄回数の関係, (b) LHC トンネル内の二次粒子エネルギースペクトル	12
2.1	East ホールの鳥瞰図	18
2.2	CHARM 施設の全体配置図	18
2.3	(a) CHARM 施設の平面図, (b) ターゲット室の外観, (c) 可動遮蔽体の外観	20
2.4	ビームモニターレイアウト	22
2.5	ターゲットシステムの外観	23
2.6	CSBF の断面図	26
2.7	遮蔽体中での中性子減弱を反映した生成率データ	26
2.8	遮蔽体厚さごとの中性子エネルギースペクトル	28
2.9	二次中性子のストリーミングによる減衰分布	29
2.10	金箔と Cd カバーの写真	31
2.11	中性子しきい核反応断面積	32
2.12	コベル法によるピーク面積の計算	34
2.13	式 (2.16) の概要図	36
2.14	^{197}Au と ^{113}Cd の熱中性子捕獲断面積	38
3.1	金箔検出器の設置場所	43
3.2	陽子ビーム強度履歴	44
3.3	LaBr ₃ 検出器による γ 線測定体系	45
3.4	LaBr ₃ と HP-Ge による γ 線スペクトルの比較	47

3.5	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率空間分布の測定値	50
3.6	熱中性子分布測定値	51
3.7	モンテカルロシミュレーション体系	53
3.8	ビームライン高さにおける粒子束分布	55
3.9	金箔位置での中性子エネルギースペクトル計算値	57
3.10	金箔中の中性子エネルギースペクトル計算値 (Position 1)	58
3.11	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率測定値と計算値の比較	59
3.12	熱中性子束導出結果の検証の流れ	60
3.13	熱中性子分布測定値と計算値の比較	61
3.14	ターゲットにおける生成中性子エネルギースペクトル	62
3.15	係数 C の二次中性子エネルギー依存性	64
3.16	熱中性子束形成に対する二次中性子の寄与率の累積	64
4.1	二次中性子と二次陽子のエネルギースペクトル計算値 : (赤線) 直達線及び散乱線, (黒線) 直達線	68
4.2	中性子及び陽子のエネルギースペクトル計算位置を示した平面図	68
4.3	実験時のターゲット配置	70
4.4	実験時の被ばく線量の算定 : (a) 陽子束計算値, (b) 1 h 冷却後の γ 線量率計算値	70
4.5	測定体系の外観	71
4.6	測定台上に構築した二次粒子測定体系の平面図と断面図	72
4.7	FLUKA 計算体系	73
4.8	二次粒子エネルギースペクトル計算値 : (赤線) 直達線及び散乱線, (黒線) 直達線	74
4.9	24 GeV/c 陽子ビーム強度履歴	75
4.10	HP-Ge による γ 線測定体系	76
4.11	(a) ガフクロミックフィルムによる残留線量分布測定の流れ, (b) フィルム照射時の写真	78
4.12	ガフクロミックフィルムのスキャン画像	78
4.13	ターゲット表面の線量強度分布	79
4.14	$^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ 反応, $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{24}\text{Na}$ 反応の断面積	81
4.15	Stack foil 法による反跳原子核補填方法の概念図	82
4.16	Al 検出器の γ 線スペクトル	84
4.17	Nb 検出器の γ 線スペクトル	84
4.18	In 検出器の γ 線スペクトル	85

4.19	Bi 検出器の γ 線スペクトル	85
4.20	核種生成率測定値の角度分布	87
4.21	90° の生成率に対する比	87
4.22	シミュレーション手順の概要図	89
4.23	二次粒子エネルギースペクトル計算値	90
4.24	反応断面積と準安定状態への分岐比の積	92
4.25	生成率角度分布の測定値と計算値の比較	93
4.26	計算値 (C) と測定値 (E) の比較	94
4.27	各二次粒子の生成率への寄与率	97
4.28	$^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応断面積	98
4.29	二次陽子の ^{206}Po 生成反応への累積寄与率	98
5.1	Main ring (MR) トンネル室の平面図	102
5.2	ビームコリメータエリアの概略平面図	104
5.3	ビームコリメータエリアの外観写真	105
5.4	MR 排気システムの概略	109
5.5	金箔設置方法	111
5.6	熱中性子空間分布測定に供した金箔の設置場所: (a) 平面図, (b) 断面図	111
5.7	運転時のビーム出力と 4 回入射中の損失陽子数	112
5.8	イメージングプレートの露光に用いた金箔付き台紙	115
5.9	金箔の PSL 画像	115
5.10	基準金箔の γ 線スペクトル	116
5.11	PSL 値から ^{198}Au 放射能を導出するための校正曲線	117
5.12	熱中性子分布プロファイル	119
5.13	熱中性子束の累積比率	119
5.14	熱中性子分布測定値と計算値の比較	121
5.15	中性子束分布計算値	122
5.16	Q_{jaw} と Q_{inj} の比較	124
5.17	熱中性子空間分布と線量率分布の比較	126
5.18	熱中性子空間分布と線量率分布の関係	127
5.19	普通コンクリート及び低放射化コンクリートの粉碎サンプルの写真	129
5.20	粉碎コンクリートの γ 線スペクトル	129
5.21	金箔の測定値から導出した ^{41}Ar 生成量分布	131
5.22	放射線モニターデータ	132
5.23	^{41}Ar 生成量分布の測定値と計算値の比較	134

5.24	コリメータエリアの空气中放射能生成量の計算値	134
6.1	SuperKEKB 用ビームコリメータの配置	138
6.2	垂直方向コリメータ : (a) 外観写真, (b) 断面構造	139
6.3	(左) トンネル内に設置した検出器等の外観、(右) パルス計測システムブロッ ク図	140
6.4	(左) ^3He 比例計数管、電荷積分器及び減速材の外観、(右) 測定システムの構成	142
6.5	電荷積分器の回路ブロック図と出力波形	143
6.6	積分型モニターの典型的な計数率トレンド	145
6.7	電流モードとパルスモードの比較	146
6.8	連続入射モード中の計数率トレンド	147
6.9	入射悪化時の計数率トレンド	149
6.10	計数率と真空度の比較	150
6.11	計数率とビームサイズとの比較 (Case 1)	152
6.12	計数率とビームサイズとの比較 (Case 2)	152
6.13	モンテカルロシミュレーションで用いたコリメータモデル	153
6.14	(a) 陽電子束分布、(b) 中性子束分布、(c) 検出器位置での中性子スペクトル 計算値	154
6.15	(a) 生成中性子の飛行時間分布, (b) 検出器中での (n, α) 反応頻度分布	155
6.16	(A)–(D) 飛行時間分布, (a)–(d) (n, α) 反応頻度分布	156
6.17	上 : 単層のコンバータ構造、下 : MSND のコンバータ構造	158
6.18	MSND のデータシート	159
6.19	試験用検出器外観、波高分布測定回路系	161
6.20	黒鉛パイルにおける熱中性子照射体系	161
6.21	前置増幅器出力	162
6.22	黒鉛パイルで取得した波高分布	163
6.23	^{60}Co 、 ^{137}Cs を用いた γ 線照射による波高分布	164
6.24	試作機の信号処理回路ブロック図	165
6.25	試作機の外観と寸法	166
6.26	試作機の内部構造	166
6.27	試作機で取得した典型的な計数率トレンド	167
A1	陽電子生成部周辺の写真	175
A2	陽電子生成部の概要図	176
A3	陽電子生成ターゲットユニットの外観図	176

A4	金箔設置位置：(a) 平面図, (b) 断面図	177
A5	計算体系：(a) 全体図, (b) ターゲットユニット部の拡大図	178
A6	測定値と計算値の比較	180
A7	熱中性子分布形成に対する構造物影響の評価	180
A8	コンクリート壁への入射中性子量	181

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

加速器の利用は物質・生命科学、原子核・素粒子物理学等の基礎科学や産業利用、粒子線治療など広範囲の分野に及んでいる。20 世紀の加速器科学の進展を眺めると、その主流は加速粒子のエネルギーを上げることに置かれ、そのために、加速器施設の大型化が推進された。この流れは現在も続いているが、今日において高エネルギーフロンティアを目指せる加速器の建設は、施設の大規模化で必然的に高コストになるという課題がある。一方で、高輝度・大強度フロンティアを目指す動きは留まる気配がなく進展している。特に、大型ハドロン衝突型加速器 (LHC: Large Hadron Collider)[1]、大強度陽子加速器施設 (J-PARC: Japan Proton Accelerator Research Complex)[2]、電子・陽電子衝突型加速器 SuperKEKB[3] 等の素粒子実験に供する加速器施設では、稀な物理現象を探索するために、高輝度・大強度ビームの実現に向けた開発研究が急がれている。

ビームロスとは、ビーム粒子が何らかの原因で正常に加速あるいは輸送されず、ビームライン壁面等に衝突して失われる現象を指す。また広い意味では、ビームライン途中に挿入されるコリメータや、主に終端部に配置されるターゲットやビームダンプ等、意図的にビームを止める場合も含まれる。高エネルギー加速器施設ではビームロスを起点として、加速粒子（一次粒子）と物質との核反応により生成する二次粒子から成る混合放射線場が形成される。この混合放射線場は中性子、陽子、光子、パイオン等の様々な二次粒子で構成され、そのエネルギースペクトルは加速粒子の最大エネルギーから熱領域まで広範に分布する。これら二次粒子は、遮蔽体外への放射線漏洩、物質の放射化、電子機器の損傷等を引き起こす要因となる。高エネルギー加速器施設の設計と運用においては、二次粒子による種々の反応と影響を理解し、適切な対策を講ずる必要がある。

大型加速器施設では、放射線漏洩低減のために大量の遮蔽体が必要となる。このため建設コスト低減の観点から、可能な限り不確定性を排除した合理的な遮蔽設計を行い、遮蔽厚さを必

要最小限に抑えることが求められる。遮蔽設計に含まれる不確定性には、ビームロスの見積もりに起因するものと、遮蔽設計計算法の精度に起因するものがある。前者に関して、ビームロスの発生する場所とその量は放射線遮蔽設計の線源を規定する重要なパラメータであるが、これを正確に事前評価することは簡単ではない。よって、設計で想定したビームロスを超えないように運転時のビームロスを適切に制御できることが重要となる。後者は、FLUKA[4]、MARS[5] 及び PHITS[6] 等のモンテカルロ計算コードや種々の簡易式による評価法の精度を指す [7]。これら評価法を加速器施設の設計に用いるためには、ベンチマーク実験データや既存施設の経験に基づいてその精度を検証し、これらが許認可に適用できる合理的な手法であることを示す必要がある。

加速器室に設置される電子機器は、ビーム運転中は常にビームロスによる二次粒子に直接曝される。電子機器に二次粒子が入射すると、ノイズの増加、ビット反転、消費電流の増加などの誤動作やこれらに起因する損傷が生じる恐れがあり、このリスクはビーム強度に比例して増加する [8]。加速器は電子機器の集合体であり、たった一つの電子機器の誤動作が即ビーム停止に繋がる恐れがある。高エネルギー物理実験分野では、測定事象の統計量向上のために長期のビーム運転時間が必要となるため、電子機器の耐放射線性は実験精度と密接に関係する。例えば LHC では高ルミノシティ化による電子機器のトラブル増加が予測されており、R2E (Radiation to Electronics) プロジェクト [9, 10] の中で放射線耐性に関する対策が進められている。

大強度化を主眼とする加速器においてトンネル室内の機器や空気等の放射化は作業員の被ばく線量の観点で慎重に考慮されるべきである。全長数百 m を超える大型加速器施設では、施設全域に渡る遠隔保守システムを構築することはコスト的に実現が難しい。よって、加速器機器は、人が機器に直接手を触れてメンテナンスを行うことを想定して設計される。放射化による残留線量の増加は、作業員が保守作業に従事できる時間を制限し、場合によっては加速器の安定運用を困難なものとする。従って、加速器のビームパワーの上限はビームロス量によって制限される。高エネルギー加速器施設では、ビームロスを監視するためのセンサー (放射線検出器) をトンネル内各所に配置し、想定を超えるビームロスによる機器の損傷や物質の放射化の抑制が図られている [11, 12]。

1.2 加速器混合粒子場

高エネルギー加速器施設ではビームロスで生成した様々な二次粒子が混合する放射線場が形成され、この混合場は加速器の運転周期に同期したパルス状の時間構造を持つ。これらの二次粒子は高エネルギー粒子と物質の相互作用による多粒子放出反応に起因する。多粒子放出反応はカスケードシャワーと呼ばれ、入射粒子の種類に応じて、電磁カスケード又はハドロンカスケードと総称される。Fig. 1.1 にカスケードシャワーとパルス状混合場の概念図を示す。

電磁カスケード

高エネルギー電子が物質内に入射すると、制動放射により高エネルギー光子を放出し、自身は物質内を進んでいく。生成された高エネルギー光子は電子対生成により、電子と陽電子を生成する。陽電子は消滅光子を生成する。高エネルギー光子は原子核との光核反応により光中性子を発生する。これらの電子、陽電子、光子による散乱、制動放射、電子対生成、陽電子消滅、光中性子の発生等がカスケード状に起こる反応過程は電磁カスケードと呼ばれる。

ハドロンカスケード

高エネルギー陽子等のハドロンが物質内に入射すると、原子核との反応によって核内カスケードが起こり、二次ハドロンが原子核から放出される。残留核からは「蒸発」によって比較的 low エネルギー (約 20 MeV 以下) の陽子・中性子・軽核が等方放出される。核内カスケードで放出されるハドロンは前方性が強く、100 MeV 以上のエネルギーを持つ場合はさらに他の原子核と衝突してカスケードを引き起こす核外カスケードが無視できなくなり、現象が非常に複雑になる。 π^0 は 2γ に直ちに崩壊して高エネルギー光子を発生させ、電磁カスケードを形成する。

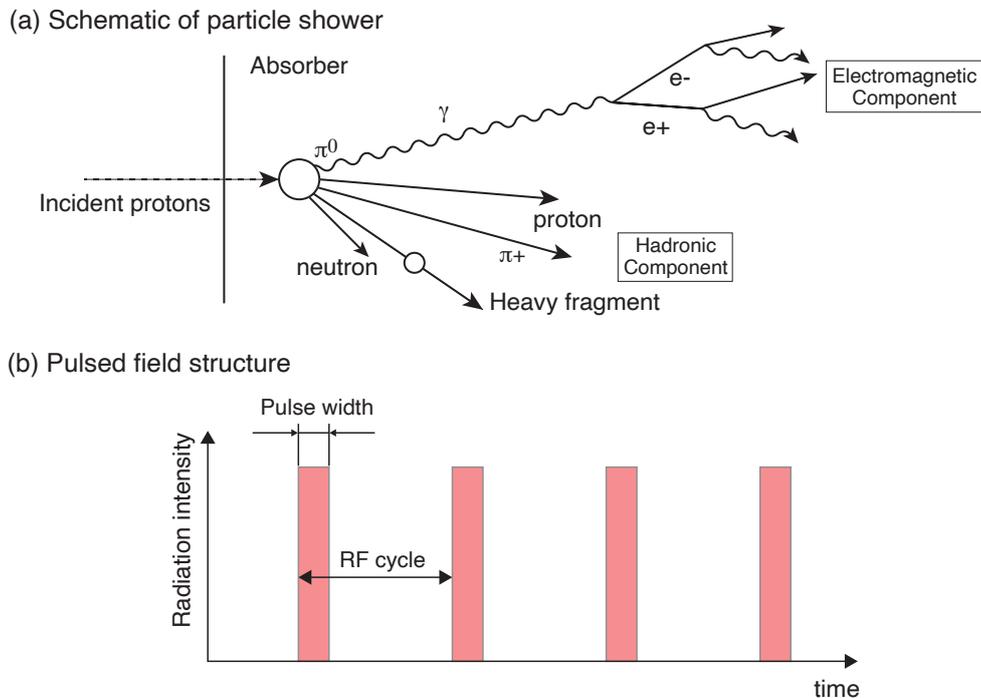


Fig. 1.1: 高エネルギー粒子シャワーと加速器パルス場の概念図

1.3 二次粒子の評価手法

ビームロスによる二次粒子の評価は、高エネルギー加速器施設の放射線安全を確保するために必要不可欠である。高エネルギー加速器施設の遮蔽設計においては各施設で評価手法を選定し、その手法の精度検証を行い、設計に適用している。遮蔽設計手法としては、モンテカルロ法に基づく高エネルギー粒子輸送計算コードや簡易計算法が用いられる。

1.3.1 高エネルギー粒子輸送計算コード

海外では、高エネルギー加速器施設の遮蔽設計計算にモンテカルロ計算コードが広く使用されている。LHC の設計には CERN や INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) を中心として開発された FLUKA [4] が施設全体の設計と評価に用いられている。SNS (Spallation Neutron Source) の設計では、LANL (Los Alamos National Laboratory) で開発された MCNPX が用いられ、使用許可申請に用いられた [13]。FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) では、MARS [5] を開発し、施設設計と安全評価に供している。国内許可申請では計算過程の透明性と説明性を確保しやすい簡易計算手法が現在も主流であるが、国産モンテカルロ計算コード PHITS [6] の使用実績も増えつつある。

モンテカルロ計算コードで扱う物理現象は、大別して、粒子を輸送する過程とその粒子が物質中の原子核や原子と衝突 (核反応) する過程の二つである。以下に、FLUKA、MARS 及び PHITS コードの特徴について、主にハドロン相互作用の記述に絞って述べる。また、Table 1.1 に各計算コードに実装されている物理モデル等の概略を示す。

FLUKA

FLUKA [4] は、熱エネルギー (中性子のみ) から 20 TeV のハドロン、光子、電子、ミューオン、ニュートリノ等のほとんど全ての粒子に対する輸送を扱うことができる汎用粒子輸送計算コードである。その開発は、CERN において 1960 年代から継続的に進められている。FLUKA では、20 MeV 以下の中性子に対しては多群断面積データを用いる MORSE コードを基本としたモデルを採用している。この多群断面積データは熱領域から 20 MeV のエネルギー領域をほぼ等しい対数幅で 260 のエネルギーグループに分割している [4]。

20 MeV 以上のハドロン相互作用に用いられるモジュールは PEANUT (PreEquilibrium Approach to Nuclear Thermalization) [14] と呼ばれ、このモジュールは TeV 領域から順に、Dual Parton Model (DPM)、Generalized Intra Nuclear Cascade (GINC)、前平衡・蒸発モデルの各物理モデルで構成される。二次粒子生成の計算で重要となるフラグメンテーション、核分裂、脱励起ガンマ線放出、コアレスセンスと呼ばれる軽イオン (d, t, ^3He , α) の生成メカ

ニズムに関するモデルも本モジュールに組み込まれている。

MARS

MARS[5] は 1970 年代にソ連 (当時) で開発が開始され、現在は FNAL でその改良が進められている汎用粒子輸送計算コードである。20 MeV から 5 GeV までは前平衡及び蒸発過程を考慮した CEM モデル [15]、5 GeV 以上は LAQGSM モデル [15] を採用して計算する。一方、20 MeV 以下の中性子の輸送と反応を詳細に取り扱うプログラムは実装されておらず、代わりに、MCNP に接続して計算する方法が準備されている。20 MeV 以下の中性子に関する断面積は ENDF/B-VIII.0 (2018) [16] が使用される。

PHITS

PHITS[6] は、日本原子力研究所で開発した NMTC/JAM を基に、東北大学及び高度情報科学技術研究機構 (RIST) において 2002 年に開発され、現在では RIST と日本原子力研究開発機構を中心とし、KEK や九州大学を含む研究グループによりその改良が進められている汎用粒子輸送計算コードである。核子 (中性子と陽子) の入射反応については、核内カスケードモデルの JAM[17] と INCL4.6[18] がそれぞれ 3 GeV 以上の高エネルギーと 20 MeV–3 GeV 領域の核反応の際に使われる。中性子の輸送計算では MCNP4C コードと同じ計算手法を採用し [19]、デフォルトの核データライブラリとして JENDL4.0 [20] が実装されている。また、イベントジェネレーターモードを用いると、核データライブラリーに含まれていない中性子以外の二次粒子の放出過程を再現できる。また、Version 2.76 より、電子・陽電子・光子の挙動解析に EGS5[21] のアルゴリズムが使用可能となり、高エネルギー電子加速器の遮蔽のシミュレーションでより精度の高い計算が可能となった。

粒子輸送シミュレーションで最も重要となるのが核反応の再現性である。具体的には、中性子や陽子、原子核が起こす様々な種類の核反応について、それらの発生確率や放出粒子のエネルギーと角分布を適切に再現できるか否かが、モンテカルロ計算コードの結果の信頼性を左右する。特に、実験データが不足している条件下では、Fig. 1.2 に示すように計算コードの種類によって異なる結果が得られることがある [22]。遮蔽設計に計算コードを使用する際は、実験データとの整合性を確認して適用範囲を誤らないことを念頭に置く必要がある。

Table. 1.1: FLUKA、MARS、PHITS で用いられている物理モデルと核データ

Code	High-energy ($> 3 \sim 5$ GeV/c)	High-energy ($< 3 \sim 5$ GeV/c)	below - 20 MeV
FLUKA	Preequilibrium-cascade model PEANUT [14]		Multigroup cross -section library [4]
MARS	Los Alamos Quak-Gluon String Model	Cascade-exciton model CEM	MCNP4C and ENDF/B-VIII [16]
PHITS	Hadronic cascade model JAM [17]	Intra-Nuclear Cascade of Liege model INCL [18]	JENDL-4.0 [20]

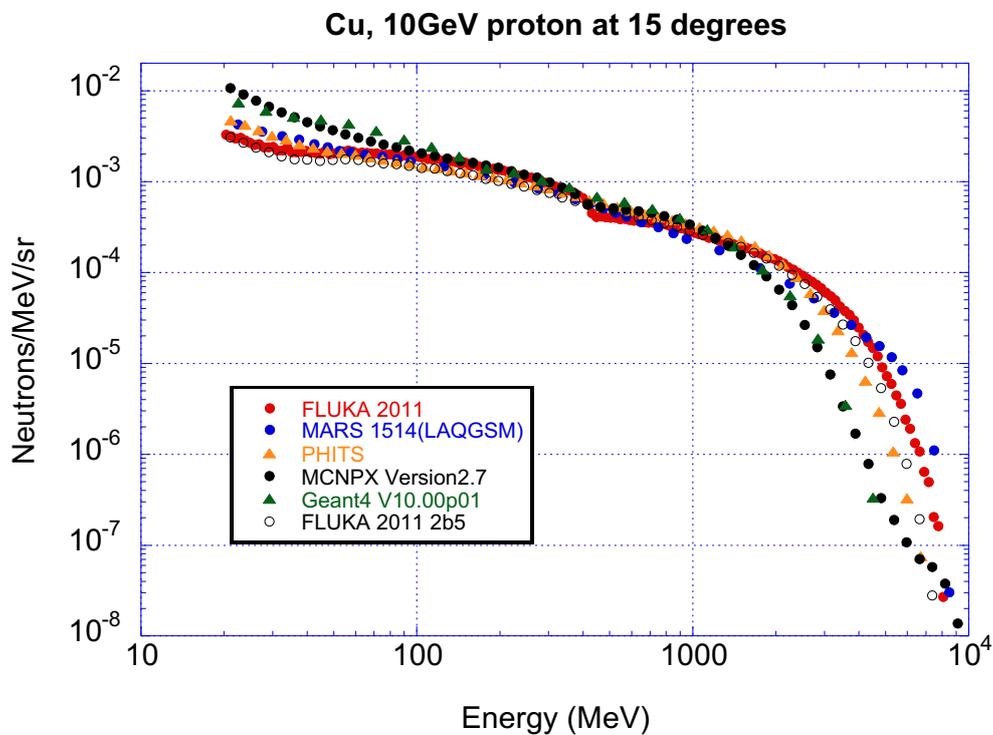


Fig. 1.2: モンテカルロ計算コード間の比較例 [22]

1.3.2 簡易計算法

簡易式による遮蔽設計評価は、モンテカルロ計算コードと比べて短時間で結果が得られ、設計者以外でも安全解析結果を容易にクロスチェックできる利点があり、現在でも有効な設計手法である。特に、評価結果の説明性・透明性確保の容易性の観点では、モンテカルロシミュレーションによる設計手法と比べて優れており、故に今日においても多くの加速器施設の使用許可申請で用いられている。一方で、簡易式は実機施設における測定結果や経験に基づき安全尤度を考慮して作成されているが、必ずしも合理的な設計ができるとは限らないこと、簡易式の使用においては様々な制約条件（エネルギー、線源形状、施設構造、等）があり、その適用範囲を誤らないこと、に注意を要する。

高エネルギー陽子加速器施設のバルク遮蔽設計では、「Moyer モデル [23, 24]」に基づく簡易式が良く用いられる。損失陽子のエネルギーが GeV オーダーであり、100 MeV 以上の中性子が二次中性子の大部分を占める場合、厚い遮蔽体を透過する過程で二次中性子のエネルギースペクトルは平衡状態となり、結果として減弱距離は一定となる。これは、100 MeV 以上の中性子において、非弾性散乱断面積が一定値を取ることに由来する。Moyer モデルは、ここに着目して、中性子エネルギーを一群近似し、線量率を計算する方法である。一方、高エネルギー電子加速器においても、高エネルギー中性子の寄与が大きいことに基づいて、同様のモデルに基づく簡易式が Jenkins ら [25] によって作成され遮蔽設計に使用されている。

加速器施設では、ケーブル、RF 導波管、冷却水管等の無数のダクト及び搬入口等の迷路構造通路が設置される。この遮蔽性能が低い部分が加速器トンネル室から外部に貫通するとき、貫通部分に沿って放射線が漏洩することがあり、一般にこの現象を指して放射線ストリーミングと呼ぶ。高エネルギー加速器施設における放射線ストリーミング計算用の簡易式として、Tesch の式 [26] や中村・上巻の式 [27] 等がある。また、大口径の通路等の設計に対応するために、アルベド計算法を高エネルギー用に改良した DUCT-III コード [28] が整備されている。

加速器施設の事業所境界の線量評価ではスカイシャインを考慮する必要がある。中性子スカイシャインの簡易計算法として、電子加速器施設では Stevenson-Thomas の式 [29] が、陽子加速器施設では Stapleton の式 [30] が用いられる。

加速器室内の空気中にはビームロスによる中性子や光子によって放射能が生成する。この空気の放射化を評価するために、室内の熱中性子束評価用の簡易式が Patterson 等によって提唱されている [31]。Patterson 等の簡易式の詳細は第 2 章で述べる。

1.4 高エネルギー加速器施設の高輝度化・大強度化計画の動向

1.4.1 LHC

Fig. 1.3 に、欧州原子核研究機構 (CERN) が運営する加速器群の 2021 年時点の構成を示す。最上流加速器の LINAC2 では、水素原子から電子を剥ぎ取り生成させた陽子を 50 MeV まで加速し、Proton Synchrotron Booster (PSB) に入射する。その後、陽子ビームは PSB において 1.4 GeV まで、続く Proton Synchrotron (PS) で 25 GeV まで、さらに後段の Super Proton Synchrotron (SPS) で 450 GeV まで加速され、最下流加速器である LHC に入射される。LHC では入射ビームを 6.5 TeV まで加速し、リング上の大型検出器位置で陽子と陽子を衝突させて物理事象を観測する。

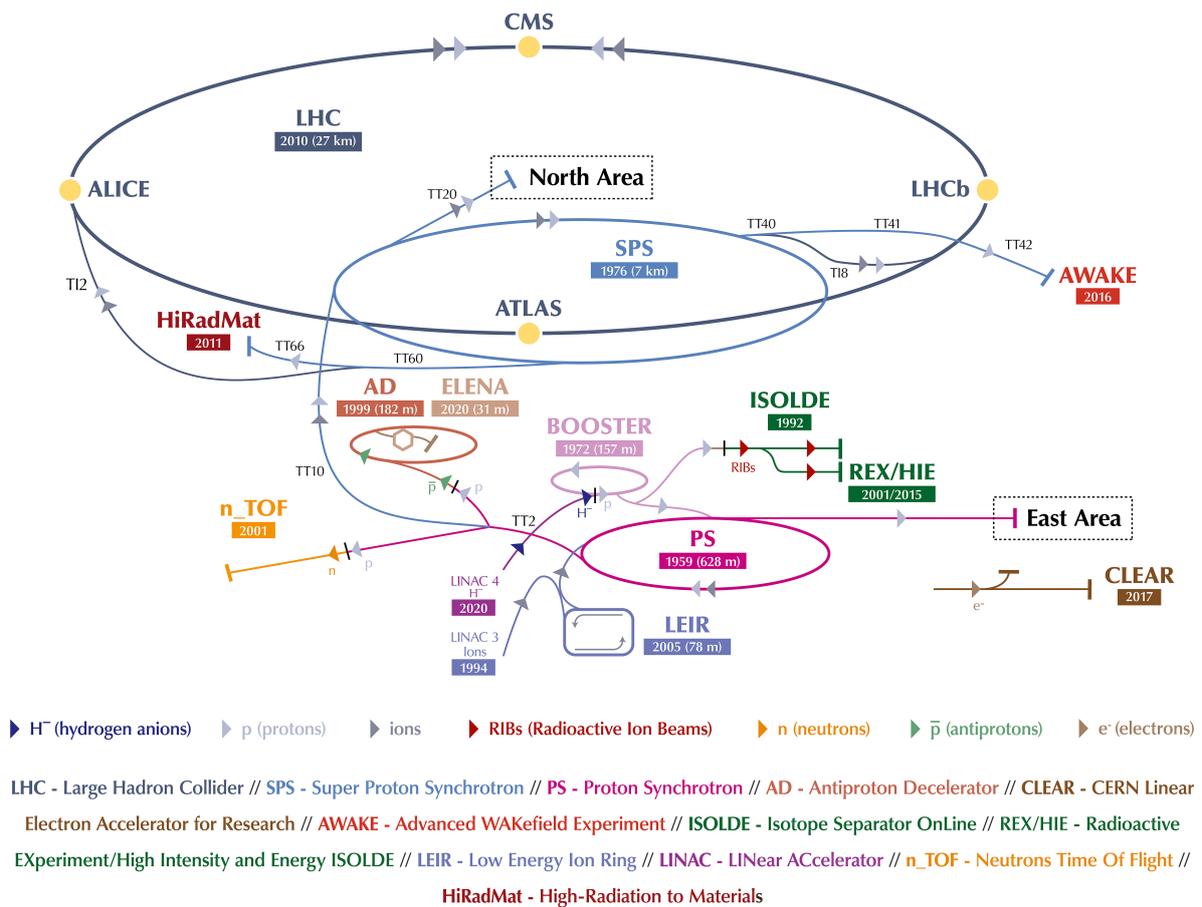


Fig. 1.3: CERN 加速器のレイアウト [32]

LHC は世界最高エネルギーの陽子・陽子衝突型加速器であり、2012 年にヒッグス粒子発見という大きな物理的成果を上げた [33]。ヒッグス粒子の精密測定等のために、LHC をアップ

グレードして飛躍的にルミノシティを向上させて統計量を増加させたいという強い要求があり、現在、ピークルミノシティ $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、2037 年までの積分ルミノシティ 3000 fb^{-1} を目指す「LHC 高輝度化アップグレード (HL-LHC: High Luminosity LHC)」計画が進められている [34]。2019 年から 2021 年までの間、加速器等改造のために LINAC から LHC に至る加速器群は運転を停止している。HL-LHC では、各 LHC 入射器 (LINAC4、PSB、PS、SPS) のビーム強度が現行の約 2 倍程度に増強される予定である。

HL-LHC 計画では、高ルミノシティ化に対していくつものボトルネックが存在し、トンネル内電子機器の放射線影響による誤動作・故障に起因する運転不可時間の最小化が課題の一つに挙げられている。HL-LHC では高ルミノシティ化により放射線起因のトラブル増加が予測されており、R2E プロジェクト [9, 10, 35, 36] の中で、放射線耐性の観点での対策が進められている。

1.4.2 J-PARC

J-PARC は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同で建設・運営する加速器施設であり、1 メガワット超の大強度陽子ビーム実現を目指している。Fig. 1.4 に J-PARC の構成を示す。J-PARC は 400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV シンクロトロン (RCS: Rapid-cycling synchrotron) と 30 GeV シンクロトロン (MR: Main ring) の 3 基の加速器で構成される [37]。

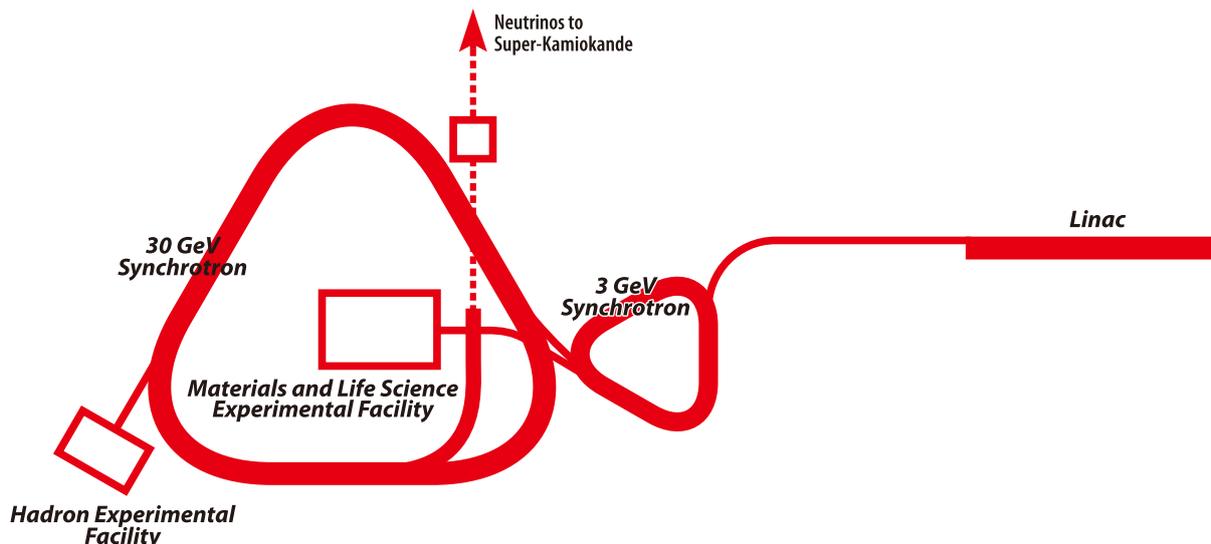


Fig. 1.4: J-PARC 加速器のレイアウト [2]

最終段加速器である MR は、RCS から供給された 3 GeV 陽子ビームをリング内で最大 30 GeV まで加速し、ハドロン実験施設又はニュートリノ実験施設へビームを出射するシンクロト

ロンである。MR のビーム強度 P (W) は、1 運転周期あたりのビームの粒子数 N (protons)、ビームエネルギー K (eV)、電気素量 e (C)、運転周期 T (s) とした時に、 $P=N \times e \times K \times T$ と書ける。現時点で MR は、運転周期 2.48 s の条件下で 500 kW を超える強度でのビーム運転を達成している。今後、運転周期を 1.32 s とし最初目標設計強度 750 kW を目指している。そして近い将来に、運転周期 1.16 s、ビーム粒子数 3.3×10^{14} の条件下で、1.3 MW の大強度ビームの実現を目標に掲げている [38]。

1.3 MW もの他に類を見ない大強度陽子ビームを実現する上ではビームロスに起因する物質の放射化によるリスクの評価が不可欠であり、この検討に直接活用できる二次粒子実測データの取得が急務とされている。

1.4.3 SuperKEKB

SuperKEKB は KEK が開発・運営する電子・陽電子衝突型加速器で、その主リングは 4 GeV 陽電子用の Low Energy Ring (LER) と 7 GeV 電子用の High Energy Ring (HER) で構成される [39]。Fig. 1.5 に SuperKEKB の構成を示す。両リングの周長は約 3 km で、4 つのアーチ部と 4 つの直線部から構成される。電子と陽電子は Belle II 検出器 [40] の中心部で衝突し、B 中間子等の粒子を対生成させる。

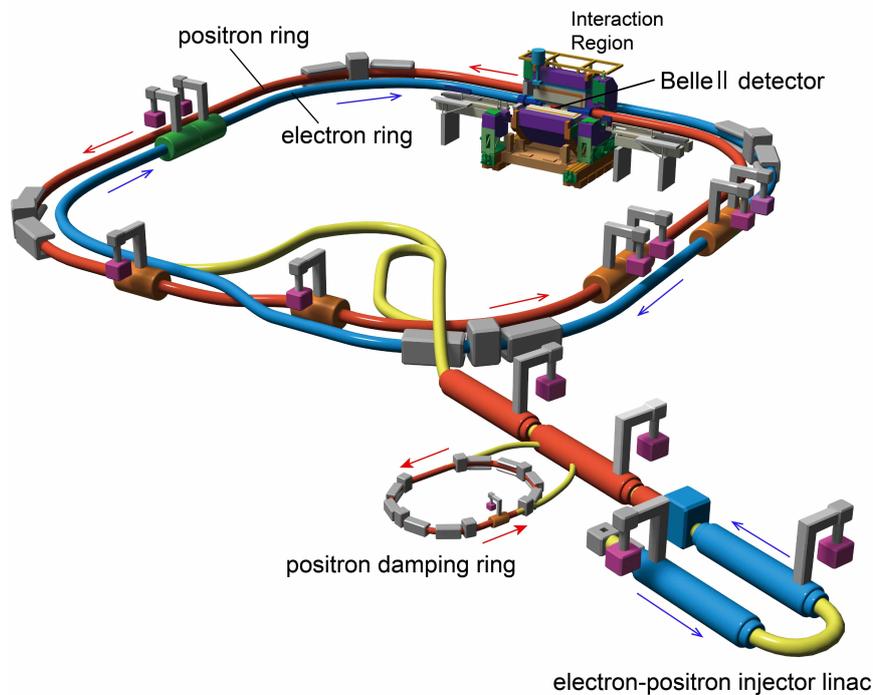


Fig. 1.5: SuperKEKB 加速器のレイアウト [3]

SuperKEKB では、ごく稀にしか起こらない崩壊モードを十分な統計量で調べるために、膨大な量の衝突・崩壊反応の観測が求められる。目標ルミノシティは $8.0 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と前身のプロジェクトである KEKB 達成値の約 40 倍である。その実現のために、KEKB と比較して蓄積ビーム電流は約 2 倍 (電子: 2.6 A、陽電子: 3.6 A) に増強され、ビームサイズは約 1/20 (高さ: 100 nm、幅: 20 mm) に絞り込まれる [39]。

SuperKEKB の最初のコミッショニング (Phase-1) は、2016 年 2 月から 6 月にかけて、新規真空チェンバーの真空焼きやビーム光学系の調整等の加速器調整を目的として行われた [39]。続いて、2018 年 3 月から 7 月にかけて 2 回目のコミッショニング (Phase-2) が実施された [41]。Phase-2 では、低エミッタンス陽電子ビーム [42] を入射するために新しく建設されたダンピングリングの調整運転に加えて Belle II 測定器がロールインされ、ビーム衝突調整を行うマシンスタディ中心の運転に入った。そして、同年 4 月 28 日には最初の粒子衝突事象が観測された。2019 年 3 月から本格的な物理ランを始める Phase-3 へ移行し、2021 年 6 月に KEKB のピークルミノシティ $2.11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を超える $3.12 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を達成した。

SuperKEKB の最大ビーム電流は加速器側の事情だけでなく Belle II 測定器が許容できるビームロス起因の二次粒子バックグラウンドの上限によっても制約される。Belle II のバックグラウンドを低減するにはビームライン各所に配置されたコリメータを用いて Belle II 地点のビームロスを正確に制御する必要がある、この制御のためにビームロス監視技術の高度化が求められている。

1.5 高輝度化・大強度化における放射線に起因する課題

1.5.1 電子機器の耐放射線性試験施設の特性評価

半導体デバイスへの放射線入射による電離作用の影響は、一般にトータルドーズ効果 (Total Ionizing Dose Effect: TID) とシングルイベント効果 (Single Event Effect: SEE) に分けられる。前者は累積の照射線量に依存し、デバイスを構成する酸化膜中に放射線で生成した電荷が蓄積することで電気的特性を劣化させる。後者の SEE は単一の放射線によって引き起こされる。SEE で引き起こされる現象としては、メモリのビットが 1 ビット反転するようなシングルイベントアップセット (SEU) や、過電流を引き起こすシングルイベントラッチアップ (SEL)、さらに SEL が長時間続く事により半導体内の配線が焼損するシングルイベントバーンアウト (SEB) などが知られている。回路機能の一時的な誤動作に留まる SEU はソフトウェア、デバイスの機能を破壊する SEL と SEB はハードエラーとも呼ばれる。

半導体デバイスの SEE は μm オーダー領域に生じる高密度電離によって起こる。非荷電粒子である中性子線や線エネルギー付与 (Linear Energy Transfer: LET) が比較的小さい陽子

線は、それ自体は SEE に直接影響を及ぼさないが、半導体を構成する元素 (Si 等) との核反応により二次重粒子を生成させて間接的に影響を及ぼす [43, 44]。SEE と関連する核反応としては、シリコンの荷電粒子生成反応 ($^{27}\text{Si}(p, \alpha)^{25}\text{Mg}$ 、 $^{27}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ 、等) やボロンの熱中性子捕獲反応 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ が挙げられる。熱領域の中性子と荷電粒子生成反応を引き起こす二次粒子が混在する加速器施設においては、SEE の影響をデバイス毎に試験・評価し、対策を講ずることで SEE 起因の不具合や故障の頻度を低減することが求められる。

Fig. 1.6 (a) に LHC のルミノシティと SEE に起因するビーム廃棄回数の関係を示す [36]。前述の R2E プロジェクトでは、SEE 起因ビーム廃棄回数の増大に伴う運転不可時間の長期化を防ぐことを目的としている。R2E プロジェクト中での様々な改善により 2016 年以降の運転で SEE 起因のビーム廃棄は大きく減少しているが、最終目標 (~ 0.1 dumps per fb^{-1}) の達成にはまだ至っていない。Fig. 1.6 (b) に LHC のビーム衝突点周辺で想定されている二次粒子場のエネルギースペクトルを示す [35]。電子デバイスの耐放射線性を理解するためには、この様な加速器放射線環境で予想される二次粒子エネルギースペクトルを模擬できる照射施設が必要であり、このために 2013 年から 2014 年にかけて、高エネルギー加速器混合粒子場施設 (CHARM, Cern High energy AcceleRator Mixed field facility) と呼ばれる照射施設が CERN Meyrin サイトの East ホール内に建設された [45]。本施設では 24 GeV/c の陽子ビームをターゲットに照射して生成する二次粒子照射場を提供している。この照射場における二次粒子の空間分布特性は FLUKA を用いて設計されているが、設計値の妥当性検証に必要な数十 GeV 領域の実験データは現状不足している。CHARM を用いて高エネルギー加速器用機器の耐放射線性を精度良く評価するためには、照射場の校正とモンテカルロ計算コードの検証に利用できる二次粒子分布データの取得が必要である。

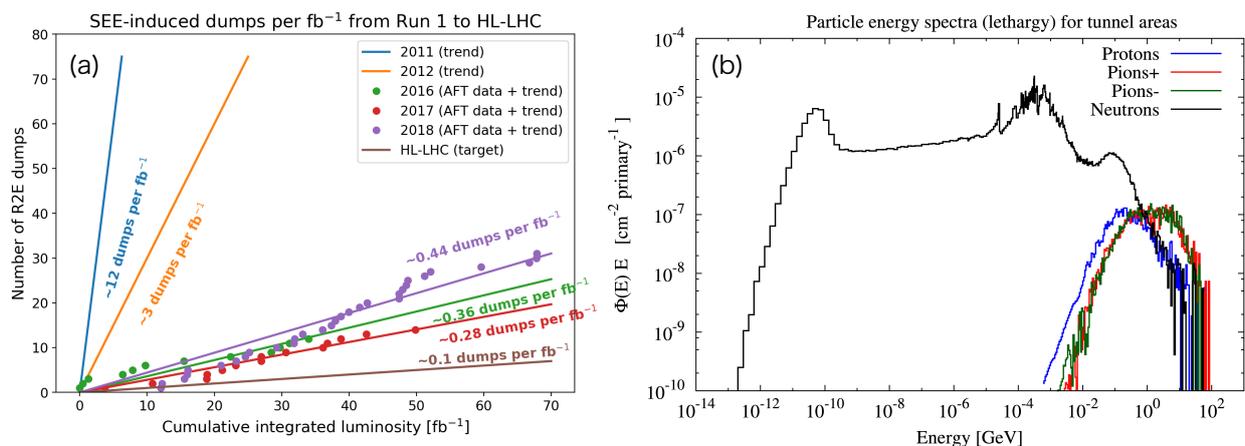


Fig. 1.6: (a) LHC ルミノシティと SEE 起因ビーム廃棄回数の関係 [36], (b) LHC トンネル内 (7 TeV 陽子-陽子衝突点周辺) の二次粒子エネルギースペクトル [46]

1.5.2 大型トンネル室内の放射化分布測定法の確立

高エネルギー加速器特有の事象として、加速器本体、周辺機器、空気及び冷却水の放射化という問題がある。放射化は加速ビーム又は二次粒子による核破碎反応、中性子捕獲反応、光核反応等に起因する。放射化の程度は、加速粒子の種類、エネルギーやビーム強度に依存し、放射化する材質（金属、コンクリート、空気、水等）により生成核種が異なる。生成量は、ビーム出力あるいはビームロス量に比例して増加し、生成核種の半減期と照射期間又は冷却期間に従って増減する。一般的に、陽子加速器は電子加速器に比べ放射化の程度が大きく、同エネルギー、同一出力の場合、放射化の総量が2桁ほど高いと言われる [47]。

J-PARC の様な大強度化を目指す施設の放射線管理において、ビームロスによる熱中性子は特に考慮すべき二次粒子である。陽子加速器メンテナンス時の主な被ばく原因の一つは、トンネルを構成するコンクリート壁中に生成する ^{24}Na ($T_{1/2} = 14.96 \text{ h}$) からの γ 線 (1.369 MeV, 2.754 MeV) とされている [48]。この ^{24}Na の主に生成反応は、コンクリート中に含まれる ^{23}Na の熱中性子捕獲反応である。メンテナンス時において、ビームライン中残留核種からの放出 γ 線は局所遮蔽体等で低減できるが、コンクリート壁中の ^{24}Na から放出される、いわゆる 360 度全方位の γ 線を効率良く遮蔽することは困難である。

また、熱中性子は空気中の ^{40}Ar に捕獲されて ^{41}Ar ($T_{1/2} = 1.82 \text{ h}$) を生じる。運転停止後のトンネル室への作業者の入域は、空気中の ^{41}Ar が減衰した後で許可されるため、 ^{41}Ar 生成量が加速器保守計画に及ぼす影響は大きい。

熱中性子は加速器が運用を終えた後の廃止措置の実施にも影響を及ぼす。これは、コンクリート中に生成する長半減期核種 ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13.54 \text{ y}$)、 ^{60}Co ($T_{1/2} = 5.271 \text{ y}$) が主に熱中性子によって生成するためである。これら長半減期核種がコンクリート中に蓄積し、しきい値（クリアランスレベル）を超えると放射性廃棄物として分類され、廃止措置時における解体撤去及び処分に莫大な費用負担が発生する。廃止措置を円滑に進める上では、放射性核種の残留が問題となるエリアとそれ以外のエリアを切り分けが重要となる。

ビームロスによる熱中性子空間分布の実態を明らかにできれば、大強度化に向けた放射線安全対策と将来の廃止措置シナリオ策定を合理的な予測に基づいて行うことが可能となる。そのためには、大型トンネル室全域に対して適用できる熱中性子空間分布プロファイル測定手法の確立が必要である。

1.5.3 ビームロス量監視技術の開発

加速器のビーム強度やルミノシティはビームロスによる放射化や物理検出器のバックグラウンド等によって制限される。高輝度・大強度化を進める過程では、運転時のビームロスの位置

と強度を把握し、ビームロスを制御できることが不可欠である。

加速器運転時のビームロスを監視する装置は「ビームロスモニター (BLM)」と総称される。BLM はビームロスによる二次粒子を測定し、ロスが発生した位置とその強度の双方を大まかに把握するために使用される機器である。SuperKEKB や J-PARC 等の大型加速器ではリング全周に渡って多数の BLM を配置し、この出力をインターロックシステムや様々なフィードバックシステムに組み込むことで、不測のビームロスによるハードウェアの損傷や過度な放射化を防止している [11, 49]。

現時点で広く普及している BLM はいずれも荷電粒子・光子に感度を持つ検出器 (センサー) を採用している。BLM として使用されるセンサーには、プラスチックシンチレーション検出器 [50]、ダイヤモンド [51] や PIN フォトダイオード [49, 12] といった半導体検出器、電離箱 [11, 12, 52]、光ファイバー [53] 等がある。電離箱型の BLM は、チェンバーを長くすることで広範囲のロスを検出できる利点を持つが、チェンバーに入射した粒子の電離作用で生じた電子 (あるいはイオン) が対向電極に移動するまでのドリフト時間の制約から、ビームロスの変動の検出に時間を要する場合がある。一方で、シンチレーション検出器と半導体検出器は、広範囲のビームロスの監視には適さないが、電離箱等と比較して時間分解能に優れており、ビームロスの詳細な時間情報を得られる利点がある。

これらの BLM では光子や荷電粒子を観測することでビームライン上のビームロス分布を推定できるが、その信号強度から正確なロス粒子数を求めることは困難とされている。これは、光子・荷電粒子が強い放出角度分布を持つため信号強度が測定位置に大きく左右されること、これら二次粒子が周辺遮蔽構造の影響を受けやすいこと、BLM の検出効率が二次粒子エネルギーに依存すること、等の BLM 応答に影響を及ぼす要因が複雑であるためである。

ビームロス量は二次粒子に関わる様々な反応と影響を規定する重要パラメータである。これをリアルタイムで監視するためには、BLM センサー出力とビームロス量との関連付け (校正) を容易に行える新しい手法の開発が必要である。ビームロス量のリアルタイム監視が実現すれば、加速器本体の放射化量をメンテナンス可能な範囲に制御すること、周辺の物理検出器へのバックグラウンド寄与を見積もること、等の重要事項に対処することが可能となる。

1.6 本研究の目的

前節で述べた高輝度化・大強度化における放射線に起因する課題への対応に向けて、本研究では、高エネルギー加速器の遮蔽計算法の検証に有効な二次粒子データを取得し、さらに、実施施設の放射化とビームロス量の評価に反映できる知見と技術を得ることを通じて、高エネルギー加速器における放射線安全評価法の高度化に資することを大目的とした。この大目的の達成のために、本研究では以下に挙げる各実験的研究に取り組んだ。各研究の主眼と、研究遂行により期待される成果を以下に挙げる。

1. 24 GeV/c 陽子による二次粒子の強度と分布に関する系統的なデータの取得

24 GeV/c 陽子による二次粒子の測定とモンテカルロ計算コード等の遮蔽設計計算法の検証に関する研究を、CHARM の照射場において行う。本実験では二次粒子測定手法として放射化法を採用し、種々の反応閾値をもつ放射化反応を用いることにより、CHARM の利用上重要な熱領域から 100 MeV 程度までの二次粒子情報を反映した放射化反応率データを得る。この実験により、これまで測定例が少なかった数十 GeV 領域の実験データが拡充され、計算コードの物理モデルや簡易式の適用範囲の検証が可能となる。また、本実験で得る測定値は CHARM の設計検証及び利用の面でも有用であり、LHC 等で用いられる電子機器の耐放射線性研究分野への貢献も期待できる。

2. J-PARC MR の熱中性子プロファイルの解明

トンネル室内の放射化に大きく寄与する熱中性子の空間分布測定法を、J-PARC MR の周長 1.3 km の大型トンネル室に対して確立する。トンネル室内の熱中性子プロファイルの解明によって、作業員の被ばくに大きく寄与する ^{24}Na や将来の廃止措置で問題となる長寿命核種生成量のトンネル内分布が明らかとなり、放射化の対策を要するエリアとそれ以外のエリアの明確な切り分けが可能となる。さらに本実験では、多くの加速器施設と同様に BLM 計数値で管理されてきたビームロス分布を、放射化と密接に関係する熱中性子分布と関連付けて理解できることを示す。熱中性子分布の測定値をシミュレーションによる計算値と比較することにより、これまで実験的に明らかになっていなかった MR コリメータのビームロス量を検証する。以上の実験的研究を通じて、MR の 1.3 MW 運転に向けた放射線管理手法検討や将来の廃止措置シナリオ策定に直接寄与できる知見を得ると同時に、ビームロス評価手法の高度化にも貢献する。

3. 熱中性子計測のビームロス監視手法への応用

従来の BLM では困難であったビームロス量連続監視の確立に向けた開発研究を行う。ここでは、荷電粒子・光子と比べてビームロス位置に対する角度分布や遮蔽影響が小さい粒子として熱中性子に着目し、熱中性子検出器を BLM センサー部に採用することを提案する。加速器運転調整と放射線管理に対するこの提案の有効性を実証するために、汎用の比例計数管型中性子検出器を用いたビームロス監視試験を SuperKEKB コリメータにおいて実施する。そして、試験結果に基づいて、大型加速器施設の多点測定に適用可能な小型・低コストなプロトタイプ中性子センサーを開発する。以上の技術実証試験とプロトタイプ機の開発を通じて、ビームロス量連続監視を担う装置が実現可能であることを明示する。

1.7 本論文の構成

第1章では、本研究の背景を示し、本研究で取組む課題について述べ、本研究目的を示した。

第2章では、24 GeV/c 陽子による二次粒子照射場を提供する CHARM 施設の概要を記述する。また、本研究と同時期に CHARM で行った遮蔽実験結果を概説し、本研究の位置づけと CHARM で測定すべき実験データを明確化し、測定手法を選定する。

第3章では、CHARM の照射場を構成する熱中性子の空間分布を明らかにするための放射化実験と、測定値とモンテカルロ計算コードの比較および簡易式の検証について述べる。

第4章では、24 GeV/c 陽子による高エネルギー二次粒子に着目し、ターゲットからの二次粒子放出角度分布データを得るための実験手法の検討と、測定値とモンテカルロ計算コードの比較について述べる。

第5章では、J-PARC MR トンネル内で実施した熱中性子プロファイル測定実験について記述する。また、熱中性子束実験データに基づいて、MR 入射部のビームロス分布、低放射化コンクリートの残留線量低減効果等を検証する。また、ビームロス分布評価における熱中性子計測の有効性についても言及する。

第6章では、第5章で得た知見に基づいて中性子計測に基づくビームロス量監視手法を提案し、この技術実証試験を SuperKEKB で実施する。そして、試験結果を踏まえて、BLM に適した小型の中性子センサーを試作し、その性能を評価する。

第7章では、本論文全体を総括する。

第 2 章

24 GeV/c 陽子を用いた遮蔽実験

本章では、続く第 3 章と第 4 章に向けて、CHARM の構造やビームパラメータ等の施設の一般事項を概説する。また、本研究と同時期に CHARM で実施された一連の遮蔽実験研究について述べ、本研究の位置づけと測定すべき実験データを明確化し、測定手法を選定する。

2.1 緒言

CHARM の照射場は比較的単純な構造をしており、ターゲットでの二次粒子生成と室内における中性子の熱化に関する実験データを、計算コードとの比較に適した実験体系で取得できる可能性がある。室内に至る通路は迷路構造をしていることから、この構造による二次粒子の減衰の様子を取得できる。また、CHARM のターゲット上方向は上部構造を支える 40 cm 厚みの鉄を除いて除去可能であり、上部遮蔽体の厚みや材質を変えて物質中の二次放射線の減衰挙動を測定できる。このように、CHARM は 24 GeV/c 陽子という高エネルギーにおいて、放射線遮蔽設計に係わる様々なデータが取得できる可能性を持つ施設である。この施設を用いて現状不足している数十 GeV 領域の実験データを拡充することは、CHARM の設計検証に有用であるばかりでなく、高エネルギー粒子輸送コードの精度向上に寄与することが期待される。

2.2 CHARM 施設

2.2.1 CHARM 施設の概要

CHARM 施設は、CERN Meyrin サイトの East ホール内にある照射施設である [45]。Fig. 2.1 に施設の鳥瞰図 [54] を、Fig. 2.2 に施設の全体図 [55] を示す。PS から T8 ビームラインに取り出された陽子ビームは、IRRAD 施設を通過後、CHARM に導かれてターゲットを照射し、種々の二次粒子を生成させる。ターゲット周囲はコンクリートと鉄の遮蔽体で囲まれた室（ターゲット室）になっており、この室中に照射試験用機器が設置される。

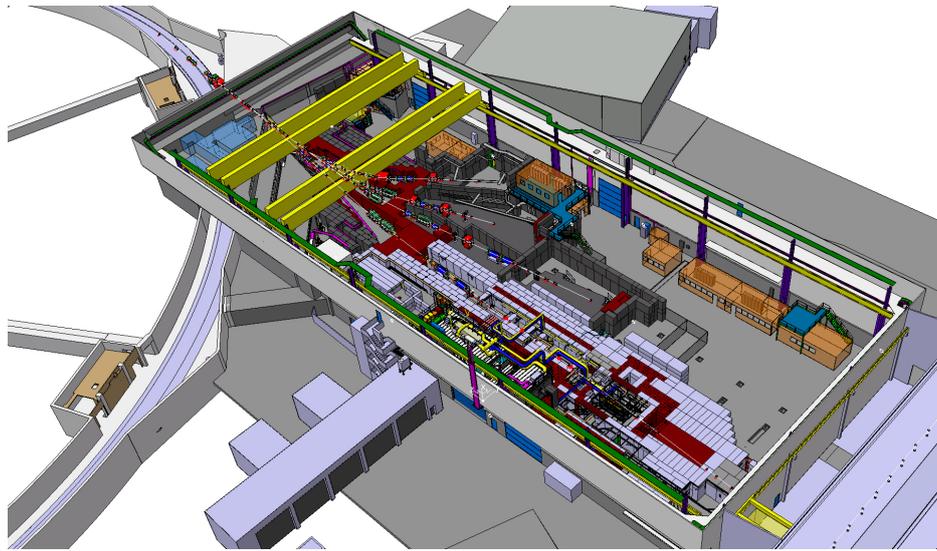


Fig. 2.1: East ホールの鳥瞰図 [54]



Fig. 2.2: CHARM 施設の全体配置図 [55]

2.2.2 遮蔽構造とビームパラメータ

Fig. 2.3 (a) にターゲット室のビームライン高さの平面図を示す。また、Fig. 2.3 (b) にターゲット室の外観写真を示す。ターゲット室の寸法は 7.2 m 長 × 5.2 m 幅 × 3.1 m 高の直方体形状であり、コンクリート、鉄及び大理石遮蔽体で構成される。ターゲット真上方向は 10 cm 厚の大理石板、80 cm 厚の鉄ブロック、360 cm 厚のコンクリートブロックで遮蔽されている。また、ターゲット室の直ぐ下流側には鉄製ビームダンプが設置されている。Table 2.1 と Table 2.2 に、コンクリート及び鉄遮蔽体の組成等を示す [56]。

ターゲット室へのアクセスは迷路構造を有する通路を経由して行う。ターゲット室から迷路に繋がる出入口の寸法は 2.0 m 幅 × 3.0 m 高、迷路の寸法は 2.0 m 幅 × 3.1 m 高であり、迷路途中には気密ドアがある。この気密ドアからターゲット室側の空気に対して、ビーム運転時に常時排気をしない密閉管理を行っている。CHARM に付設された排気設備は主に 2 つの系統があり、一つはターゲット室で空気を循環させて施設外への排気を行わない系統 (循環モード)、もう一つはターゲット室の空気を施設外に排気するための系統 (排気モード) である。排気系統はビーム停止から一定時間が経過した後に循環モードから排気モードに切り替わる。

CHARM 施設は高エネルギー加速器施設の放射線環境に加えて、地上、大気及び宇宙環境の放射線環境を模擬することも想定して設計されている。この目的のために、ターゲット室内には 20 cm 厚の鉄とコンクリートそれぞれ 2 枚ずつから成る可動式遮蔽体が配置されている。Fig. 2.3 (c) に可動式遮蔽体の外観を示す。照射場のエネルギーと強度は、この可動式遮蔽体の配置を調整することで、理想とするエネルギースペクトルに対して最適化される。

PS から取り出された陽子ビームは床から 1.29 m 高さのビームラインを通して CHARM 施設に供給される。陽子ビームの運動量は 24 GeV/c、最大陽子数はスピルあたり 5×10^{11} 個、最大スピル長さは 350 ms である。スピル間隔は最小で 2.4 s であり、典型的なビーム入射条件は 2 spills/45.6 s、平均陽子数は 2.2×10^{10} protons/s である。また、CHARM 施設が East ホールの唯一のユーザーである場合は、最大陽子ビーム強度 6.6×10^{10} proton/s (6 spills/45.6 s) での入射が可能である。従って、CHARM 施設のターゲットで損失する最大ビームロスパワーは 253 W である。

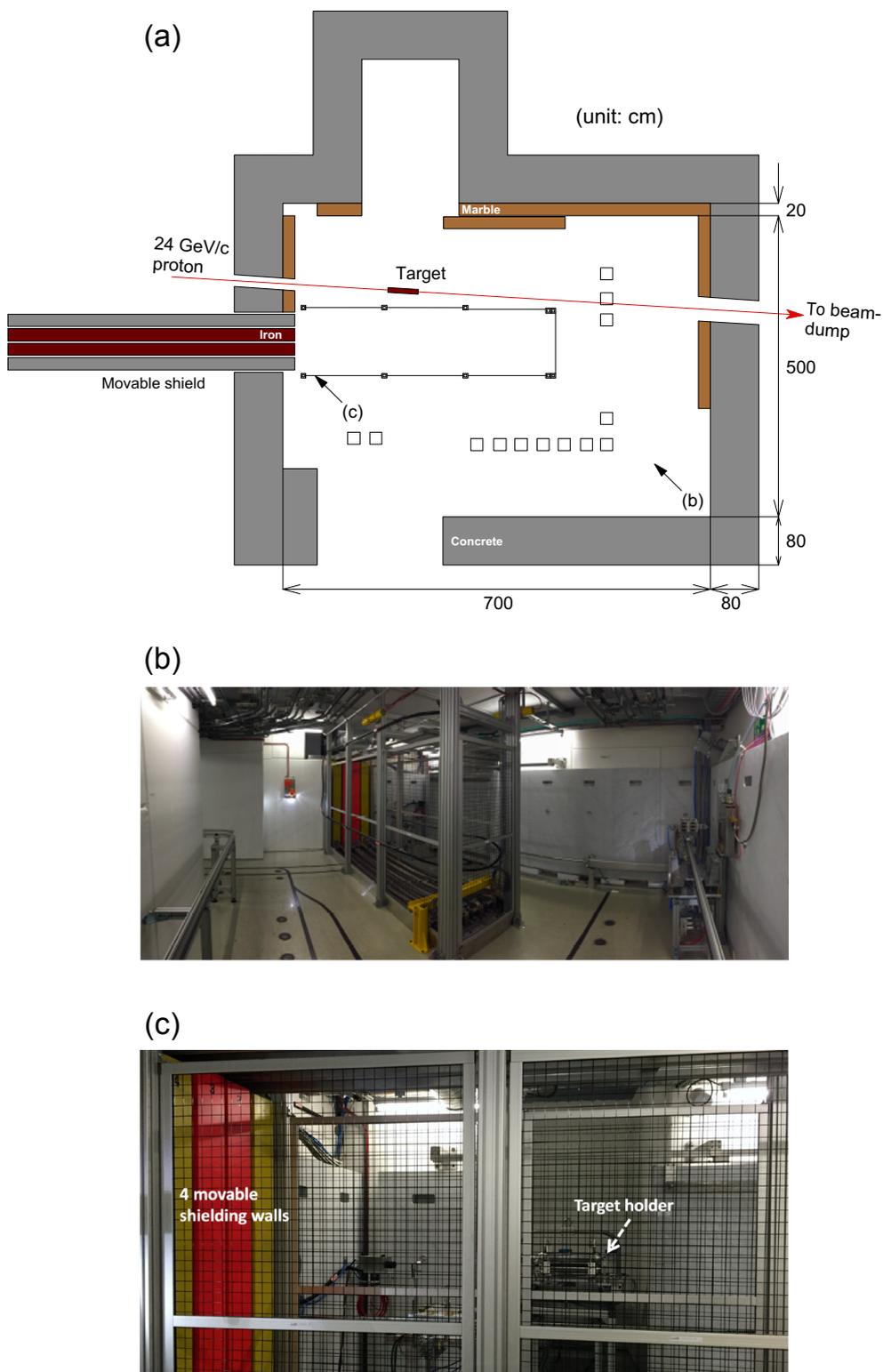


Fig. 2.3: (a) CHARM 施設の平面図, (b) ターゲット室の外観, (c) 可動式遮蔽体の外観

Table. 2.1: 鉄遮蔽体の化学組成と密度 [56]

Cast iron		Density 7.2 g/cm ³
Element	Weight fraction (%)	
Fe	92.3	
C	3.85	
Mg	0.3	
Si	3.4	
P	0.08	
S	0.02	
Co	0.05	

Table. 2.2: コンクリート遮蔽体の化学組成と密度 [56]

Concrete		Density 2.4 g/cm ³
Element	Weight fraction (%)	
H	0.561	
C	4.377	
O	48.204	
S	0.446	
Mg	1.512	
Al	2.113	
Si	0.446	
S	0.414	
K	0.833	
Ca	23.929	
Ti	0.173	
Fe	1.263	

2.2.3 ビームモニター

Fig. 2.4 に T8 ビームライン上に設置されたビームモニターのレイアウトを示す [54]。ビームのサイズと位置の測定に供するビームモニターとして、CHARM 施設よりも上流側の IRRAD 施設に BPM (Beam Position Monitor) が、CHARM 施設内には BTV (Beam TV) と MWPC (Multi-wire Proportional Chamber) が設置されている。BTV は T8 ビームラインに何かしらの変更が生じた場合に、ビーム位置が適切であることを確認する目的でのみ使用される。通常の運転中において、ビームサイズと位置はターゲット室下流側の MWPC を用いてモニターされる。

ビーム強度の測定のために、SEC1 および SEC2 と呼ばれる 2 台の Secondary Emission Chamber および電離箱 (IC) が設置されている。SEC [57] に入射した陽子ビームは SEC チェンバー内の二次電子放出用金属箔 (emitting foil) と相互作用して二次電子を放出させる。この二次電子放出量は入射した陽子数に比例する。放出二次電子は同チェンバー内の別の金属箔 (collecting foil) で収集され、信号として読み出される。

CHARM 施設のターゲットに入射する陽子数は SEC1 によってモニターされる。SEC1 のカウント数を陽子数に換算するための校正定数として $1.87 \times 10^7 \text{proton count}^{-1}$ が得られている [58]。この校正定数は Al 箔放射化法によるものであり、 γ 線スペクトロメトリーの統計的不確かさ 7% を含む。IRRAD 施設の直ぐ下流側の SEC2 でも入射陽子数をモニターしているが、IRRAD に配置されたサンプルからの二次放射線がチャンバー信号に影響する可能性があるため、利用は推奨されていない。これらのモニターの測定値はリアルタイムでデータベースに登録され、TIMBER (user interface to the LHC Logging System) を介して利用できる。

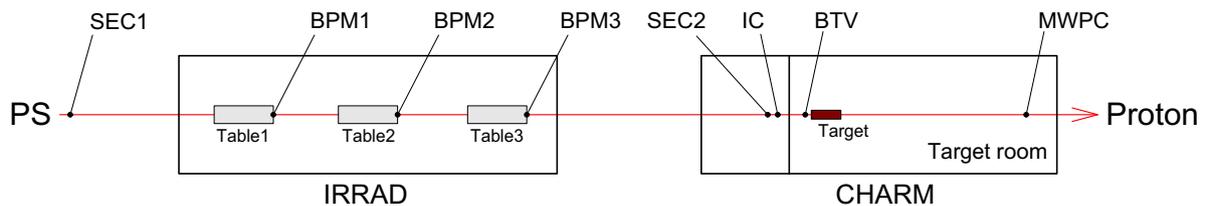


Fig. 2.4: ビームモニターレイアウト [54]

2.2.4 ターゲット

CHARM で使用できるターゲットは、Cu、Al、低密度 Al の 3 種類である。3 つのターゲットは全て、長さ 50cm、直径 8cm の円筒形であり、Fig. 2.5 に示すターゲットシステムに固定されている。このシステムは回転機構を持っており、Cu、Al、低密度 Al、ブランクの 4

つの状態をリモートで操作可能である。照射場の二次粒子強度は Cu ターゲットの場合が最も高く、低密度 Al ターゲットで最も低くなる。Table 2.3 に 50 cmL Cu ターゲットの組成を示す [59]。

ターゲットはリモート操作でビームラインとターゲットアルコーブ間を移動させることができる。これは、作業者がターゲット室にアクセスする際に、ターゲットをアルコーブに格納して作業時の被ばくを低減するためである。また、ターゲットをアルコーブに格納した状態で、別の材質・厚みのターゲットをビームライン上に設置して試験することも可能である。

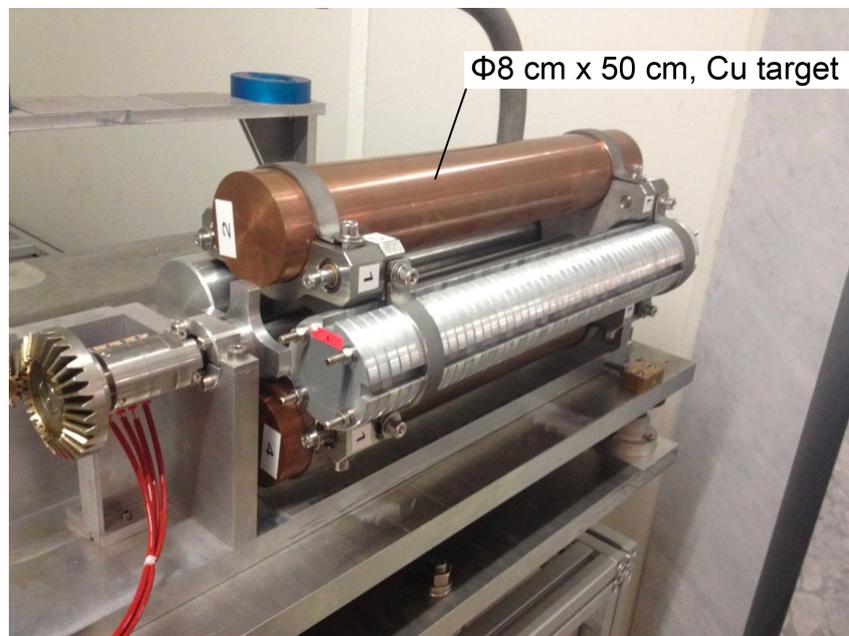


Fig. 2.5: ターゲットシステムの外観

Table. 2.3: 50 cmL Cu ターゲットの化学組成と密度 [59]

Copper	Density 8.886 g/cm ³
Element	Weight fraction (%)
Cu	99.238
As	0.002
Mg	0.0016
Sn	0.002
Cr	0.0021
Al	0.4745
Ag	0.002
Cd	0.004
Bi	0.001
S	0.0137
Sb	0.004
Ni	0.001
Fe	0.0261
Si	0.13
Co	0.0002
Zn	0.002
K	0.0004
Pb	0.002

2.3 CHARM 施設における遮蔽実験研究

前述したように、CHARM のターゲット室とその周辺は単純な遮蔽構造を持っており、ターゲットでの二次粒子生成と室内及び遮蔽体中における二次粒子輸送に係るデータの取得に適した実験体系を構築できる。本節では、モンテカルロ計算コード等の遮蔽設計計算法の精度検証を念頭にして CHARM で取得された遮蔽実験データについて述べ、本研究で取得すべき実験データを検討する。

2.3.1 CHARM における 24 GeV/c 陽子を用いた遮蔽実験の現状

遮蔽体内の中性子減弱の測定

CHARM 施設の天井部の遮蔽体中には、CERN Shielding Benchmark Facility (CSBF) [60] と呼ばれる領域が組み込まれている。この CSBF は CHARM 施設の照射場に付随する二次的な照射場であり、その主な目的は、コンクリートや鉄等の構造材料の遮蔽特性評価、検出器の校正場としての活用、そして将来の高エネルギー加速器遮蔽設計に有用となる深層透過に係る実験データを提供することである。

Fig. 2.6 に CSBF を含む CHARM 施設の上部遮蔽構造の断面図とサンプルを CSBF 内に挿入するためのコンクリートブロック (サンプルホルダーブロック) の写真を示す。ターゲット上部赤枠内の遮蔽体ブロックはクレーンで引き抜くことが可能であり、遮蔽体材質と厚みをパラメータとして、遮蔽体透過後の中性子エネルギースペクトルの違いや減弱の様子を測定できる。また、サンプルホルダーブロック (長さ 200 cm、断面積 38 cm × 38 cm) には 3 個のスロット (10 cm × 10 cm) が設けられており、このスロットに放射化検出器を設置して照射することで、コンクリート中での中性子減弱挙動を一度に取得できる。文献 [61, 56] に、CSBF の建設から試運転、特性評価及び利用についての詳細が記述されている。

Fig. 2.7 に CSBF でアルミニウムとビスマス検出器を用いて測定されたコンクリート遮蔽体中での中性子減弱挙動に関する生成率データを示す [61]。

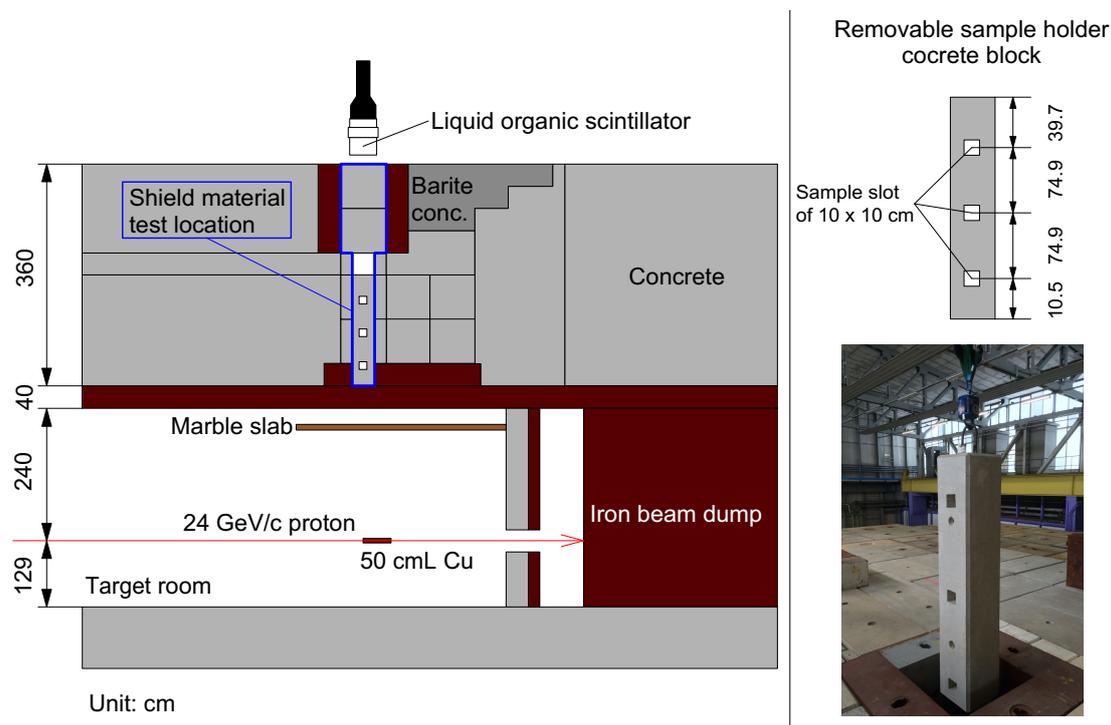


Fig. 2.6: CSBF の断面図

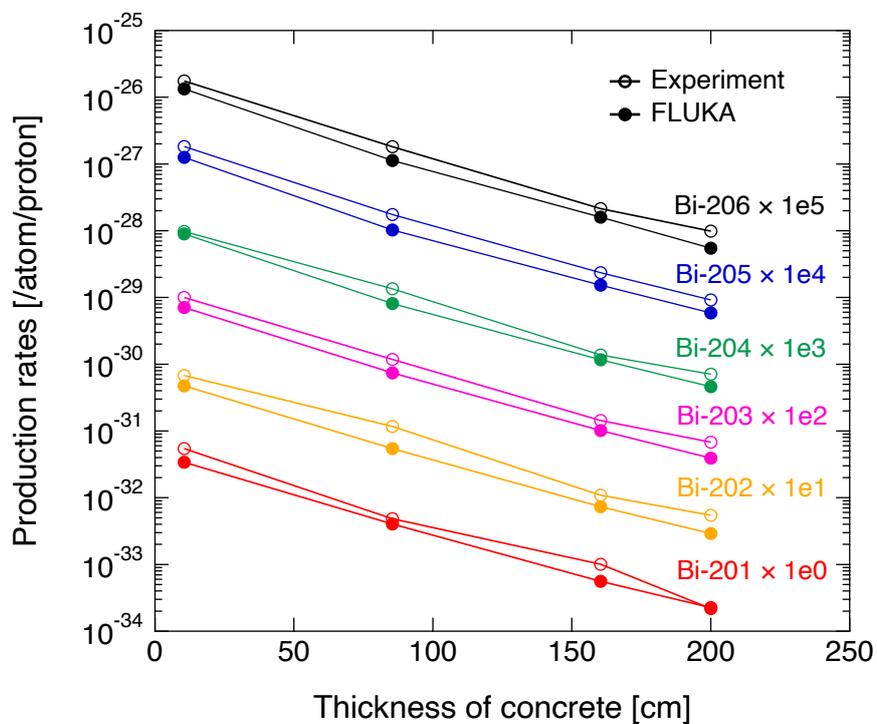


Fig. 2.7: 遮蔽体中での中性子減弱を反映した生成率データ [61]

中性子エネルギースペクトル測定

遮蔽実験における中性子エネルギースペクトル測定手法としては飛行時間法 (TOF 法) が代表的である。本手法では中性子の飛行距離と飛行時間を測定してエネルギーを求める。TOF 法の不確かさは粒子の飛行時間の測定精度に大きく影響を受けるため、時間応答が早い有機液体シンチレーターが良く用いられる。

有機液体シンチレーターによる TOF 法を用いた二次中性子のエネルギースペクトル測定実験として、KEK 12 GeV PS からの陽子ビームを用いた実験 [62]、浦項加速器研究所 (PAL) における 2 GeV 電子を用いた実験 [63]、FNAL における 120 GeV 陽子を用いた実験 [64, 65]、等がある。

遮蔽体透過後の二次粒子のエネルギースペクトル測定に対しては、遮蔽体中での散乱により粒子の飛行時間情報が失われるため TOF 法は適用できない。他方、NE213 等の有機液体シンチレータからは反跳陽子による発光量分布が得られる。検出器で得られるパルス波高分布から、粒子に対する応答関数を用いてエネルギースペクトルを推定する手法が Unfolding 法である。

遮蔽透過後の中性子エネルギースペクトル測定実験としては、CERN/CERF における 120 GeV/c 陽子 $\cdot \pi$ 中間子混合ビームを用いた実験 [66]、SLAC/FFTB における 28.7 GeV 電子を用いた実験 [67]、などがある。

CHARM ではパルス長 350 ms において 5×10^{11} 個の陽子が来ることから、陽子の繰り返しは 1.4 THz となり室の狭さと相まって飛行時間法の適用は困難である。この理由から、CHARM のターゲット室内における 24 GeV/c 陽子による中性子エネルギースペクトル測定はこれまで実施されていない。

一方、梶本等 [68] によって、CHARM の遮蔽体上部で NE213 と波高 Unfolding 法による中性子エネルギースペクトルの導出方法が確立されている。そして、この測定手法と CSBF の遮蔽構造を用いて、コンクリート 0 cm から 360 cm 厚、鋼鉄 0 cm から 80 cm 厚の範囲で、厚さごとの中性子エネルギースペクトル (Fig. 2.8) が得られている [59]。

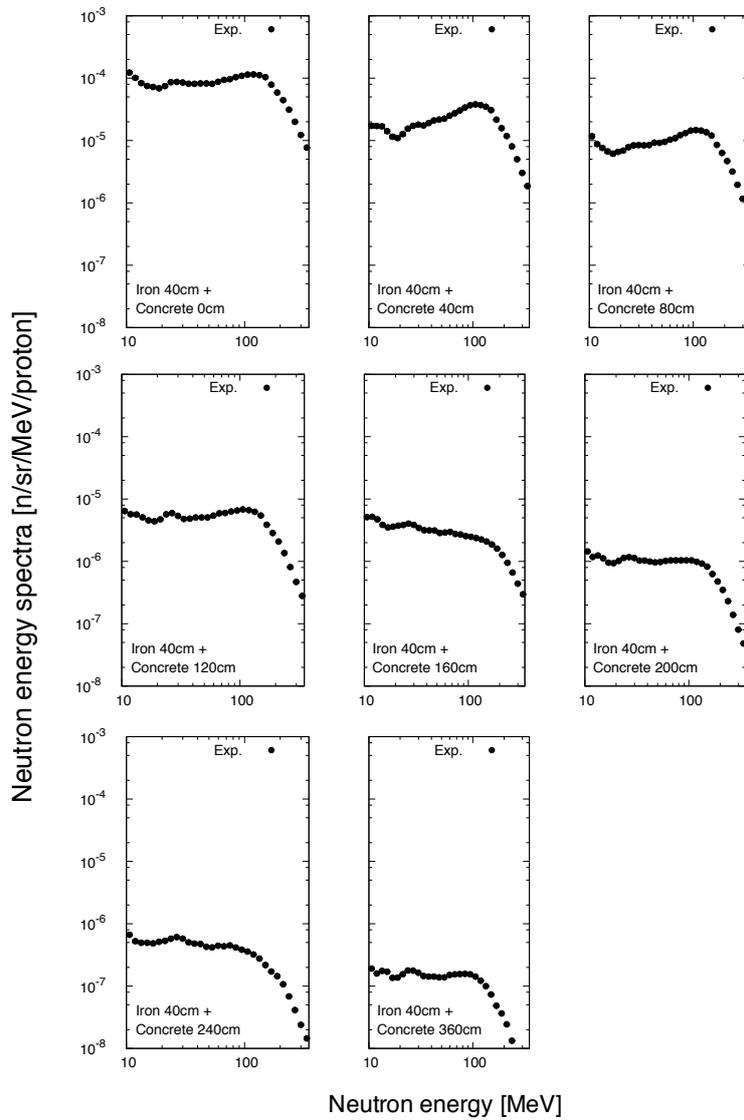


Fig. 2.8: 遮蔽体厚さごとの中性子エネルギースペクトル [59]

迷路における中性子ストリーミング測定

加速器施設には加速器を運転・制御するためのケーブル類、RF を供給するための導波管、冷却水配管や排気設備等、大小多数のダクトが厚い遮へい体を貫通しており、これらのダクトを通して漏洩してくる放射線のストリーミング評価は施設の遮蔽設計上重要な位置を占めている。CHARM の室内に至る通路は迷路構造をしていることから、この構造を利用した二次粒子の減衰分布の測定を行うことができる。

CHARM の銅ターゲットからの生成二次中性子の迷路に沿ったストリーミングによる減衰

分布が中尾等によって測定されている [69]。この測定ではアルミニウム放射化検出器を迷路に沿って設置し、放射化検出器中での $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 反応で生じた生成率を測定し、FLUKA や PHITS コードとの比較が行われた。

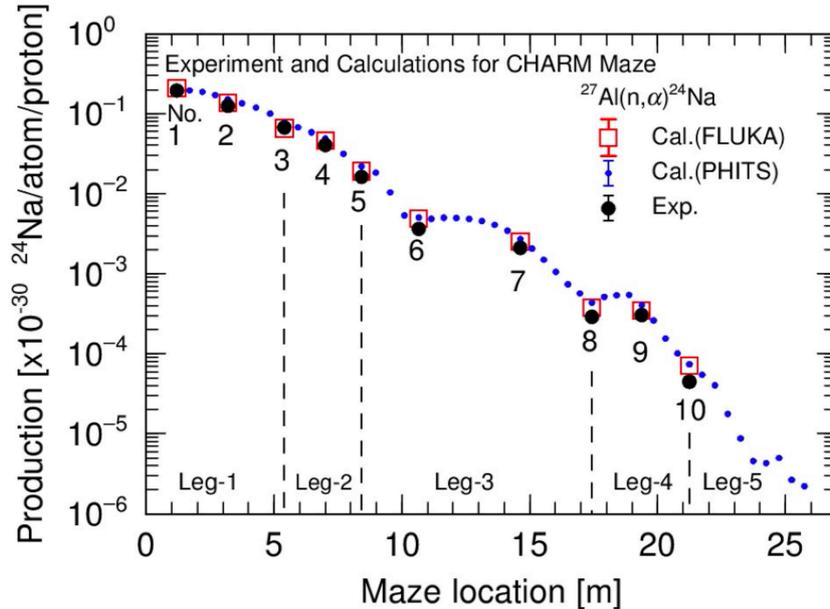


Fig. 2.9: 二次中性子のストリーミングによる減衰分布 [69]

2.3.2 本研究が CHARM で取得する実験データ

これまでに CHARM を利用した遮蔽実験では、遮蔽体中での高エネルギー中性子減衰挙動、遮蔽体透過後の中性子エネルギースペクトル、迷路における高エネルギー中性子減衰分布が取得されてきた。しかしながら、ターゲット室の照射場における二次粒子の実験データは取得されていない。ターゲット室内の二次粒子空間分布に関する実験データは、CHARM の照射場の設計検証に重要であると同時に、遮蔽設計法の高度化に資するベンチマークデータとしての活用も期待できる。

本研究では、ターゲット室における二次粒子の測定に焦点を当てる。具体的には、以下に挙げる CHARM の利用上重要な熱領域から 100 MeV 程度までの系統的な二次粒子データの取得を目的とした。

1. ターゲット室内の熱中性子空間分布

加速器施設において熱中性子は、ビームロスによる二次中性子が加速器室を構成するコンクリート壁や室内に置かれた構造物で散乱・減速されて生成する。CHARM のターゲット室は 7.2 m 長 × 5.2 m 幅 × 3.1 m 高の単純な直方体形状をしており、室を構成す

る遮蔽壁以外に二次中性子の熱化に寄与する構造物は殆ど無い。よって、24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布の実験データを、計算コードや簡易式との比較が容易な測定体系で取得できる。

熱中性子は電子機器の耐放射線性評価において重要な量であるものの、ターゲット室の熱中性子分布は実測されていない。本実験データは CHARM 利用時のリファレンスデータとしても活用できる。

2. 銅ターゲットからの放出二次粒子の強度と角度分布

CHARM の照射場は中性子、陽子、パイオン、光子等の種々の高エネルギー二次粒子で構成される。銅ターゲットからの放出二次粒子の強度と角度分布は、照射場の高エネルギー成分を特徴付ける非常に重要なデータである。他方、数十 GeV 領域での二次粒子生成に着目した実験データは非常に少なく、このエネルギー領域において、CHARM 設計に用いられた FLUKA コードを始めとする遮蔽設計計算法の信頼性は十分に検証されていない。計算コードの物理モデル検証に有効な実験データを CHARM で得るには、狭いターゲット室内での二次粒子散乱成分の影響を最小限に抑制しつつ、ターゲットからの二次粒子放出に着目できる測定体系構築が必要である。

2.4 二次粒子測定手法と検出器の選定

CHARM の照射場における二次粒子測定手法と検出器の選定について述べる。

2.4.1 二次粒子測定手法

ある安定核種が中性子等の粒子との核反応を経て放射性核種になることを利用し、その放射能を測定して粒子束を測る方法を放射化法と呼ぶ。この手法では、放射化される物質は放射化検出器と呼ばれる。本研究では高線量下での測定に適した放射化法を二次粒子測定手法として選択した。

粒子束測定には箔状の放射化検出器が一般的に用いられる。その理由は、検出器量を最小限に留めて粒子束の乱れを少なくし、検出器自身の粒子自己遮蔽による検出器表面と内部での放射化量の差異を少なくして、測定精度を高めるためである。また、放射能定量上は、箔状検出器は β 線や γ 線の自己吸収が少なく、またその影響評価が容易である等の利点もある。

粒子束 ϕ で検出器を照射し、 t 時間経過後の検出器中の生成放射能 A は次式で与えられる。

$$A = \sigma\phi N(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.1)$$

照射時間 t が半減期に対して十分長くなると、放射能は飽和し、一定の粒子束で無限時間にわたり照射した時に得られる飽和放射能 $A_\infty (= \sigma\phi N)$ が得られる。放射化検出器中に生成した

放射能 A を測定することで場の粒子束を知ることができる。

以下に、放射化法を選択する本研究上の利点を挙げる。

1. 加速器室内における多点同時測定を比較的安価に実施できる。
2. 高線量環境下において信号パイルアップなどの問題が生じない。
3. 検出器中に生成した放射性核種を後述の γ 線スペクトロメトリー法で解析することで、混合場の二次粒子特性 (粒子種・エネルギー) を反映した核種生成量が得られる。
4. 測定値は積分値であるが、断面積に基づく手法であるためデータの信頼性が高い。

2.4.2 放射化検出器の選定

熱中性子測定

本研究では金箔放射化法と第3章で述べる Cd 差法を用いて、CHARM のターゲット室及びその周辺通路の熱中性子空間分布を測定した。さらに、第5章で述べる J-PARC MR の熱中性子空間分布測定にも同手法を適用した。Fig. 2.10 に本実験に供した金箔と Cd カバーの外観を示す。熱中性子測定に供した金箔 (純度: 99.99%) の寸法は、直径 6 mm、厚さ 20 μm である。また、Cd カバーの寸法は 12 mm \times 12 mm、厚さ 1 mm である。

金箔は熱中性子測定用の放射化検出器として広く一般に使用されている。金箔を用いる利点として、 ^{197}Au の存在比が 100% であること、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 断面積が $1/v$ 則に従い、室温での非 $1/v$ 補正因子 g が限りなく 1 に近いこと (300 K に対して 1.006)、 ^{197}Au の 2200 m/s 中性子の吸収断面積が 98.65 ± 0.09 barn[70] と大きく、 $\pm 0.3\%$ の高精度で既知であること、 ^{198}Au の半減期は 2.694 日で放射能測定に適した値であること、が挙げられる。

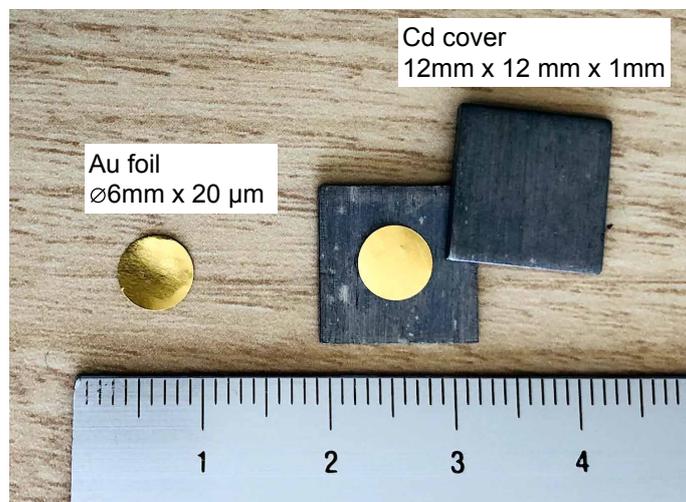


Fig. 2.10: 金箔と Cd カバーの写真

二次粒子放出分布測定

ターゲットでの生成二次粒子の測定にはアルミニウム、ニオブ、インジウム及びビスマスを供した。Table. 2.4 に放射化検出器の形状寸法と公称重量を示す。

Fig. 2.11 に前川等 [71] によって評価された中性子反応断面積を示す。これらの金属はしきい核反応を利用して数 MeV から数十 MeV 領域の中性子を測定可能であり、高エネルギー加速器遮蔽実験で多数の実績がある [56, 72, 73, 74, 75]。

一方、CHARM の様な高エネルギー二次粒子場では、中性子しきい反応による核種生成量に、 (p, x) 、 (γ, xn) 等の反応による生成量が競合する可能性がある。この競合の影響は、他の反応と競合しない (又は少ない) 核反応を利用して評価できると考える。例えば $^{209}\text{Bi}(p, xn)^{210-x}\text{Po}$ は、核破碎や中性子捕獲と競合しないため、陽子検出反応として利用できる可能性がある。放射化法を二次陽子測定に適用した例は従来無く、本研究で有効性を検証する。

Table. 2.4: 放射化検出器の仕様

試料	公称重量 (g)	形状	直径 (mm)	厚み (mm)
Al	0.95	Disk	15	2
Nb	3.03	Disk	15	2
In	2.58	Disk	15	2
Bi	3.46	Disk	15	2

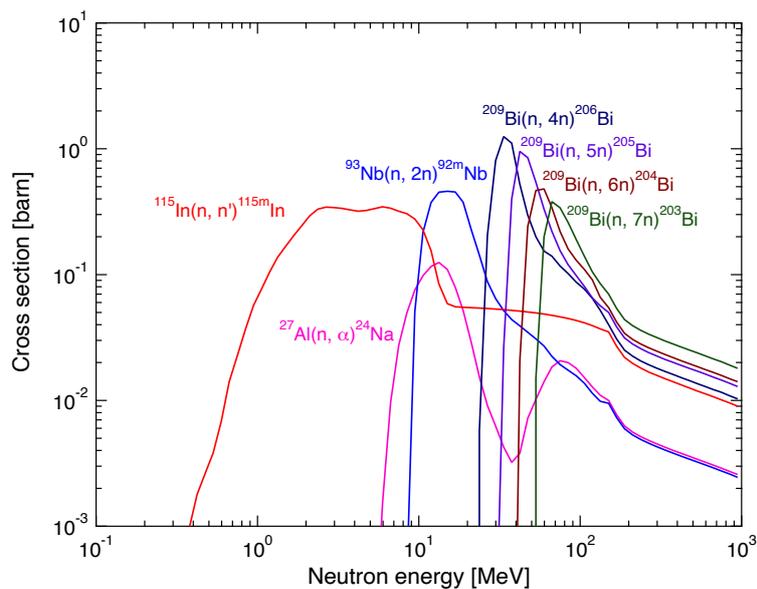


Fig. 2.11: 中性子しきい核反応断面積 [71]

2.5 γ 線スペクトロメトリー手法

二次粒子の照射によって放射化検出器中に生じた放射性核種は、 γ 線スペクトロメトリー法で定量できる。 γ 線スペクトロメトリー法では、Ge 半導体検出器やシンチレーション検出器で測定した γ 線スペクトル中の光電ピークの面積から核種の放射能を求める。放射能導出時は、核種の崩壊、検出器のピーク検出効率、サム・コインシデンス効果、試料による γ 線の自己遮蔽効果、照射中のビーム強度変動の考慮が必要である。

γ 線検出器のピーク検出効率

ピーク検出効率は光電ピークに含まれる正味計数率と線源の壊変率との比を指し、 γ 線スペクトロメトリー法では最も重要な定量因子である。基本的な定義としては、ピーク正味計数率を n 、測定対象放射線の強度を I とすると、ピーク効率は $\varepsilon = n/I$ と表される。このピーク検出効率は γ 線エネルギー及び線源の材質や形状に依存する。

本研究では Canberra 社製 ISOCS/LabSOCS ソフトウェア [76, 77] を用いてピーク検出効率を導出した。ISOCS/LabSOCS では測定試料の形状、素材、厚さ、密度、種類、検出器からの距離などを 3D オブジェクトとして作成し、Canberra 社が実験的に求めた検出器の特性データと、モンテカルロシミュレーションにより効率特性曲線を作成する。本ソフトウェアにより、標準線源を用いない効率校正が可能である。

サム効果

サム効果は、注目する光子と他の光子がほぼ同時に光電吸収を起こすことで注目しているピークカウントが低下すること、逆に複数の光子が同時に光電吸収を起こし、注目するピークカウントを増やす現象が起こることを指す。一般に、サム効果の確率は両方の放射線の検出効率の積に比例する。

本研究では文献 [78] に記載されている方法を用いてサム効果の影響を解析的に評価した。

ピーク面積の導出

ピーク面積とはピークの全正味計数値のことを指し、これにより放射能が定量的に決定される。ピーク面積の求め方は、大別して、チャンネルごとの計数値を加算する積算法 (コベル法) とピーク全体を関数にフィッティングする方法 (関数適合法) の 2 通りがある。前者では独立したピークに対しては計算が容易で信頼性も高いが、2 個以上のピークが接近あるいは複合したピークの解析には直接適用できないことがある。一方、後者はピークをガウス関数、ベース

ラインを多項式として、ピーク中心、ピーク高さ、FWHM等の未知パラメータを非線形最小二乗法で決定する方法であり、独立ピークはもとより、2本以上の複合 γ 線ピークの解析にも適用できる。

まず、コベル法について概説する [78]。ここでは、ベースラインの傾きが一次式で表され、かつピークが単一である場合の正味面積を計算する方法を示す。解析対象のピークとして、Fig. 2.12のようなケースを考える。チャンネル*i*の計数值を n_i とすると、ピーク全体のカウント数 N_p と、ピークの左右両方のベースライン領域成分のカウント数 N_L 及び N_R は、

$$N_p = \sum_{i=L_0}^{R_0} n_i \quad (2.2)$$

$$N_L = \sum_{i=L_2}^{L_1} n_i \quad (2.3)$$

$$N_R = \sum_{i=R_1}^{R_2} n_i \quad (2.4)$$

で表される。また、ベース面積 N_{BG} は、ベースラインを一次式と仮定すると、

$$N_{BG} = \beta_L \times N_L + \beta_R \times N_R \quad (2.5)$$

$$\beta_L = \frac{(R_1 + R_2 - L_0 - H_0)(R_0 - L_0 + 1)}{(L_1 - L_2 + 1)(R_1 + R_2 - L_2 - L_1)} \quad (2.6)$$

$$\beta_R = \frac{(L_0 + R_0 - L_1 - L_2)(R_0 - L_0 + 1)}{(R_2 - H_1 + 1)(R_1 + R_2 - L_2 - L_1)} \quad (2.7)$$

であるので、以上から、ピーク面積 N_{net} は $N_{net} = N_p - N_{BG}$ 、ピーク面積に対する統計誤差は $\sigma = \sqrt{N_p + \beta_L^2 N_L + \beta_R^2 N_R}$ と求まる。

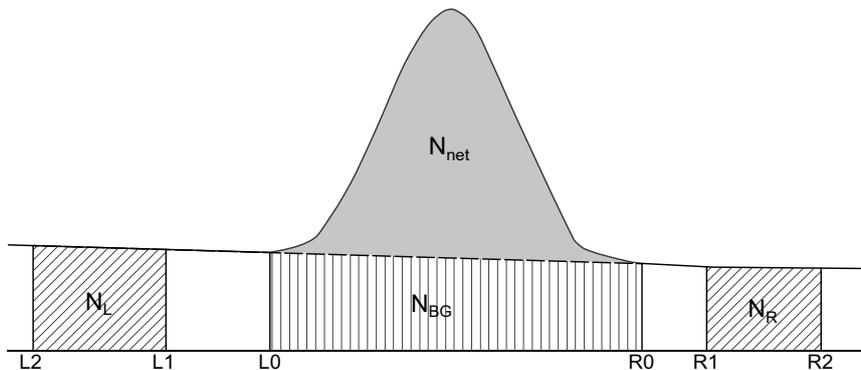


Fig. 2.12: コベル法によるピーク面積の計算

次に関数適合法について概説する [78]。この手法では、 γ 線のピークスペクトルを近似する関数を、以下のように一次式とガウス関数の和で表す。

$$F(x) = a + bx + \sum_{i=1}^n h_i \exp \left[-\frac{2.7726}{W_i^2} (x - p_i)^2 \right] \quad (2.8)$$

ここで一次式 $a + bx$ はベースラインを表し、 n は領域に含まれるピーク数、そして、 h_i 、 W_i 、 p_i はそれぞれピーク i の高さ、FWHM、ピークの中心エネルギーを表す。

本研究では、上記の2つの手法を併用してピーク面積を導出した。

核種生成率の導出

照射中、ビームが一定であるとする、生成放射性核種の個数 N' は次式に従う。

$$\frac{dN'}{dt} = -\lambda N' + RNQ \quad (2.9)$$

λ は核種の壊変定数 (min^{-1})、 R は生成率、 N はターゲットの原子数、 Q はビーム電荷 (Coulomb) である。式 (2.9) を解くと、

$$A_i = \lambda N' = RNQ(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.10)$$

が得られる。一方、照射終了後の生成放射性核種の個数 N' は次式で表せる。

$$\frac{dN'}{dt} = -\lambda N' \quad (2.11)$$

照射終了時 ($t = t_i$) を新たに $t = 0$ として式 (2.11) を解くと、時刻 t における放射能 A として以下の表式が得られる。

$$A_i = \lambda N' = RNQ(1 - e^{-\lambda t_i})e^{-\lambda t} \quad (2.12)$$

ここで、測定で得たある γ 線のピークカウントを S 、ピーク検出効率 (サム効果の補正も含む) を ε 、放射性核種の γ 線の放出比を I とすると、

$$S = \varepsilon I \int_{t_c}^{t_c+t_m} A dt = \frac{\varepsilon I R N Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_m}) \quad (2.13)$$

となる。ここで、 t_c は冷却時間、 t_m は測定時間である。よって、生成率 R ($\text{atom}^{-1} \text{Coulomb}^{-1}$) は以下の式から求まる。

$$R = \frac{\lambda S}{\varepsilon I N Q (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (2.14)$$

照射中のビーム強度変動の補正

式 (2.14) はビーム強度が定常の場合の表式であり、ビーム強度が変動する場合はその影響の補正が必要である。ここでは、照射時間 t_i を時間幅 Δt で n 個に分割し ($t_i = n\Delta t$)、 Δt 毎のビーム電荷を Q_i とすると生成率 R は次式で求められる。

$$R = \frac{S\lambda}{AN\epsilon I} \tag{2.15}$$

$$A = \sum_{i=1}^n \left[\frac{Q_i}{\Delta t} (1 - e^{-\lambda\Delta t}) e^{-\lambda(n-i)\Delta t} \right] e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_m}) \tag{2.16}$$

ここで、 S はピークカウント、 λ は核種の壊変定数 (min^{-1})、 N は放射化検出器中の原子数、 ϵ は Ge 検出器の検出効率 (自己遮蔽とサム効果の補正を含む) である。 I は γ 線の放出比、 n と Δt はそれぞれ照射履歴中の時間ビン数と時間ビン幅 (min) である。 Q_i は i -th 時間ビンにおける陽子数、 t_c はビーム停止から γ 線測定を開始するまでの冷却時間 (min)、 t_m は γ 線測定時間 (min) である。Fig. 2.13 に式 (2.16) の概要を示す。

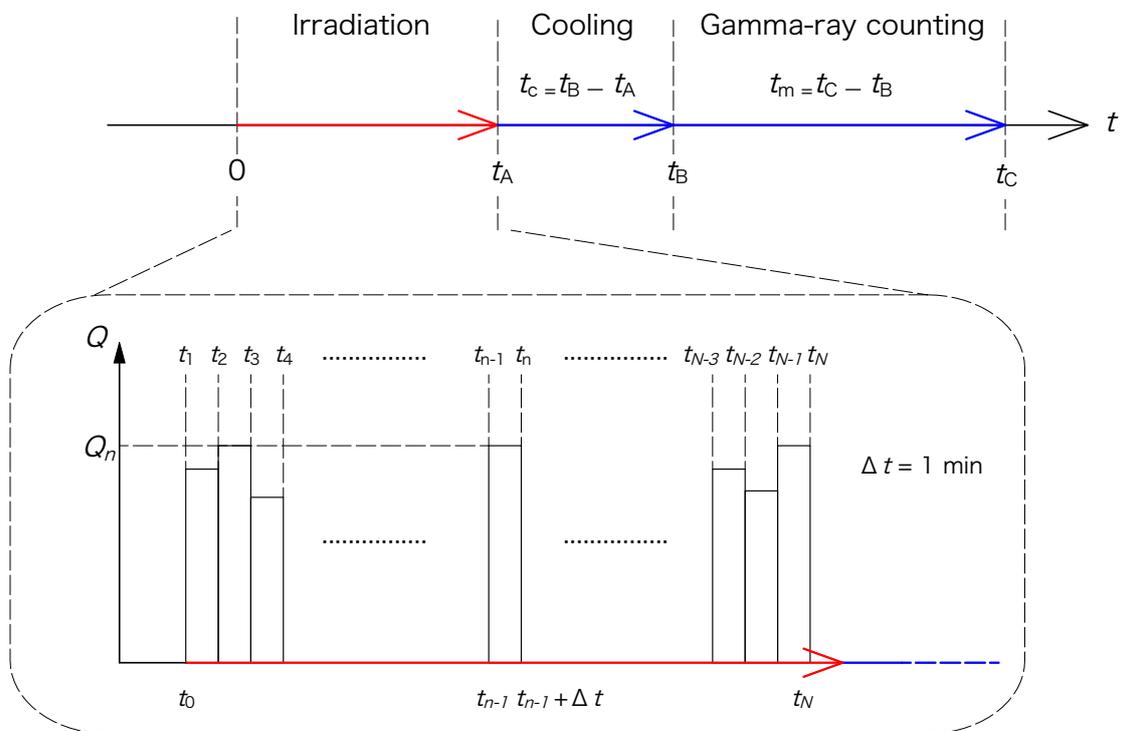


Fig. 2.13: 式 (2.16) の概要図

2.6 金箔放射化法による熱中性子測定法

本研究の第3章と第5章では、金箔放射化法と Cd 差法を用いて加速器室内の熱中性子束を測定した。以下に、本研究における「熱中性子」の定義とその測定手法を述べる。

2.6.1 熱中性子

ある体系内における単位体積あたりの中性子数を中性子密度 n (cm^{-3}) と呼ぶ。中性子密度の概念を用いると、媒質内での中性子束 ϕ ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) は次式で表される。

$$\phi = \int_0^{\infty} n(v)v dv = \bar{v} \int_0^{\infty} n(v)dv = n\bar{v} \quad (2.17)$$

ここで、 $n(v)$ は中性子密度の速度分布、 \bar{v} は $n(v)$ について平均した速度で、 n は全中性子密度で次式で与えられる。

$$n = \int_0^{\infty} n(v)dv \quad (2.18)$$

式 (2.17) で与えられる中性子束を求めるためには中性子エネルギースペクトルが既知である必要があるが、媒質内の中性子スペクトルを求めることは実用的には困難を伴う。これを避けるため、通常、次式で示されるように反応断面積 $\sigma(v)$ が $1/v$ 則に従う物質の反応率 R (atom^{-1}) から求められる nv_0 が慣例的に中性子束と定義される。

$$R = \int_0^{\infty} n(v)v\sigma(v)dv = \sigma_0v_0 \int_0^{\infty} n(v)dv = \sigma_0nv_0 \quad (2.19)$$

ここで σ_0 は $v_0=2200 \text{ m/s}$ の中性子の反応断面積である。一般に nv_0 は 2200 m s^{-1} 中性子束と呼ばれる。

一方、中性子と反応する大部分の原子核は熱中性子領域では概ね反応断面積が $1/v$ 則に従うが、共鳴反応が顕著となる熱外中性子領域では式 (2.19) は成立しない。多くの場合、式 (2.19) が成立するために積分の上限を Cd 切断エネルギー E_{Cd} (約 0.5 eV) にとり、それ以下のエネルギーを一般に「熱中性子」とよび、 E_{Cd} 以下の中性子束 ϕ_{th} を $n_{\text{th}}v_0$ で表す。この $n_{\text{th}}v_0$ が、本研究の熱中性子測定における測定対象である。

2.6.2 Cd 差法

加速器室で照射した金箔の誘導放射能には必然的に熱中性子に加えて熱外中性子の影響が含まれるため、熱中性子情報のみを抽出するためには、熱外中性子の寄与を除去する必要がある。

る。Fig. 2.14 に Au と Cd の中性子捕獲断面積を示す [20]。Cd は低エネルギー中性子に対して大きな吸収断面積を持ち、0.18 eV 付近に共鳴吸収を持つ。これを利用すると、適当な厚さを持つ Cd カバーで金箔を包むことで E_{Cd} 以下の中性子を全て吸収し、 E_{Cd} 以下の中性子による放射化を防止できる。Cd カバーをつけない金箔 (以降、「裸の金箔」と呼ぶ。) と Cd カバー付きの金箔の放射化量の差を求め、適切な補正を施すことにより熱中性子のみの $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率を求める手法が Cd 差法の原理である。

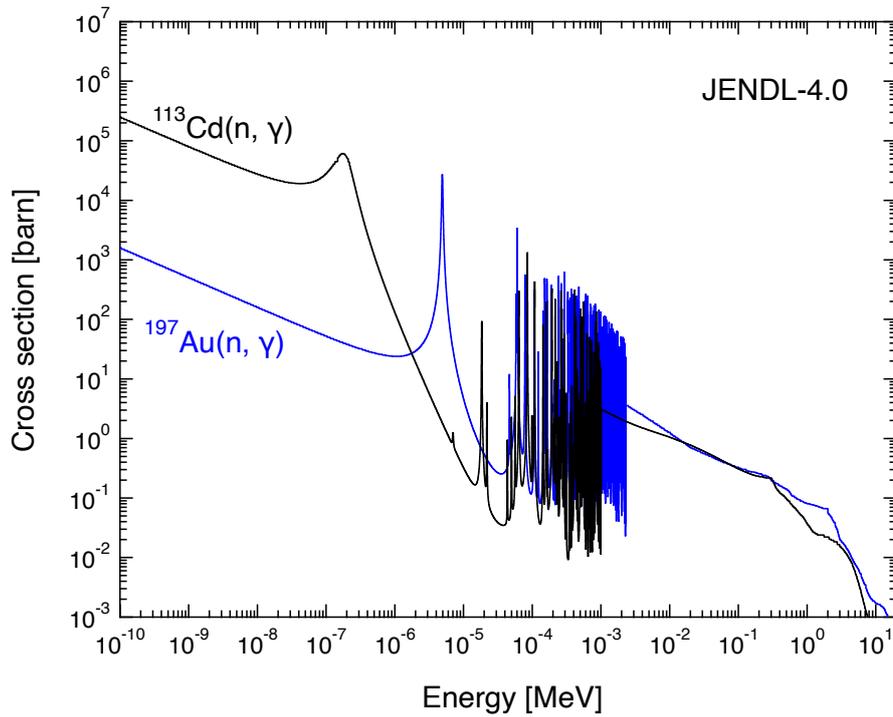


Fig. 2.14: ^{197}Au と ^{113}Cd の熱中性子捕獲断面積 [20]

温度 300 K の Maxwell 分布を有する熱中性子の最確速度は上述した通り 2200 m s^{-1} である。 2200 m s^{-1} 中性子束 ϕ_0 は $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率を用いて以下の Cd 差法から求められる [79]。

$$\phi_0 = n_{th} v_0 = F_{th} \frac{R_{Bare} - F_{Cd} R_{Cd}}{g\sigma} \quad (2.20)$$

ここで、 R_{Bare} 、 R_{Cd} はそれぞれ裸の金箔と Cd カバー付きの金箔の飽和放射能から求めた反応率 (atom^{-1}) である。 σ は熱中性子吸収断面積、 g は熱中性子吸収断面積の非 $1/v$ 法則に対する補正係数、 F_{th} は金箔中の熱中性子摂動に対する補正係数、 F_{Cd} は Cd カバーの熱外中性子吸収に係る補正係数である。

式 (2.20) により 2200 m s^{-1} 中性子束 ϕ_0 が求めれば、次の関係式から常温における熱中性

子束 ϕ_{th} が得られる [80]。

$$\phi_{\text{th}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \phi_0 = 1.128 \phi_0 \quad (2.21)$$

この表式では、熱中性子束のエネルギースペクトルが Maxwell 分布に従うと仮定している。

以下に、 F_{Cd} と F_{th} の導出について補足する。なお、詳細な導出方法については文献 [81] を参照されたい。

Cd カバーによる熱外中性子吸収に対する補正係数 F_{Cd} の導出

トンネル室内の中性子スペクトルの低エネルギー成分は、一般的に、熱領域と $1/E$ 分布の熱外領域とから成り立つ。熱領域と熱外領域の境界エネルギーを熱中性子カットオフエネルギー E_{ET} と呼ばれ、本研究では熱中性子炉等と同様に $E_{\text{ET}} = 0.1 \text{ eV}$ と定める。

Cd 差法で熱中性子のみによる反応率を求めるためには、 E_{Cd} と E_{ET} の差に起因する補正、すなわち $E_{\text{ET}} < E < E_{\text{Cd}}$ のエネルギーを持つ中性子について、Cd カバー付きの金箔の反応率を補正しなければならない。この補正因子が式 (2.20) 中の F_{Cd} である。

F_{Cd} は、熱外中性子 ($E_{\text{ET}} \leq E$) によって生ずる反応率 R_{ET} と、Cd カットオフエネルギー E_{Cd} 以上のエネルギーを持つ中性子 ($E_{\text{Cd}} \leq E$) による反応率 R_{Cd} の比として、以下の式で定義される。

$$F_{\text{Cd}} = \frac{R_{\text{ET}}}{R_{\text{Cd}}} = \frac{\int_{E_{\text{ET}}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}} = 1 + \frac{\int_{E_{\text{ET}}}^{E_{\text{Cd}}} \sigma(E) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}} \quad (2.22)$$

JENDL-4 の $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 断面積データを用いると、上式から Cd カバー 1mm 厚に対して F_{Cd} は 1.04 と求まる。

金箔による熱中性子束の摂動に対する補正係数 F_{th} の導出

一般に、熱中性子束 ϕ_{th} の位置に金箔を置いた場合、金箔の内部と表面近傍で熱中性子束分布が摂動を受けて低下する。これは、金箔近傍の熱中性子束低下分 (歪み効果) と金箔内部における低下分 (自己遮蔽効果) の両方からなる。この摂動効果にあたる補正因子が式 (2.20) 中の F_{th} であり、これは金箔内部の平均熱中性子束 $\bar{\phi}$ と摂動が無い場合の熱中性子束 ϕ_0 の比で表すことができる。

$$F_{\text{th}} = \frac{\bar{\phi}}{\phi_0} = \frac{\phi_0(\mu_a \delta)}{2\mu_a \delta} \cdot \frac{1 + \varepsilon}{1 + \kappa_c} \quad (2.23)$$

- $\varphi_0(\mu_a\delta)$: 中性子が箔検出器に等方入射する場合の吸収確率 [81]
 μ_a : 質量吸収係数 = $0.3008 \text{ (cm}^2 \text{ g}^{-1}\text{)}$
 δ : 表面質量荷重 = $\rho d \text{ (g cm}^{-2}\text{)}$
 ρ : 金箔密度 (g cm^{-3})
 d : 金箔厚さ (0.002 cm)
 ε : 金箔の端効果に対する補正係数
 κ_c : 金箔の熱中性子の乱れに対する補正係数

$\phi_0(\mu_a\delta)/2\mu_a\delta$ の項が自己遮蔽効果に対する補正係数、 $(1 + \varepsilon)/(1 + \kappa_c)$ の項が歪み効果に対する補正係数である。金箔近傍の歪み効果は中性子拡散が行われている媒質中でのみ生ずるので、空気中のように中性子拡散がほぼ無視できる場合や検出器が非常に薄い場合には自己遮蔽効果のみを補正すれば良い。空気中の熱中性子束を測定する本研究では、直径 6 mm、厚さ 20 μm の金箔に対して $F_{\text{th}} = \phi_0(\mu_a\delta)/2\mu_a\delta = 1.0363$ と求められる。

2.7 室内の熱中性子束評価

加速器運転時における室内の平均的な熱中性子束は、以下の Patterson 等の簡易式を用いて評価できる [31]。

$$\phi_{\text{th}} = CQ/S \quad (2.24)$$

ここで、 ϕ_{th} ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) は室内の平均熱中性子束、 Q (neutron s^{-1}) は中性子線源強度、 S (cm^2) は加速器室の内表面積、係数 C は定数である。

Patterson 等は係数 C の値として 1.25 を推奨しているが、その根拠は原典 [31] に明示されていない。石川等は多群輸送コード ANISN-W を用いた計算で係数 C が中性子源のエネルギーに依存することを明らかにしており、線源中性子エネルギーが 1 keV から 400 MeV の範囲での C の変化を考慮して、保守的な値として $C = 4$ を提案している [82]。

これら係数 C の実験的検証を目的とした研究として、東北大学のサイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC : Cyclotron and Radioisotope Center) のサイクロトロン (陽子エネルギー : 30 MeV) を用いた研究 [82]、東北大学の高速中性子実験施設 (FNL : Fast Neutron Laboratory) のダイナミトロン (DT 反応、D-D 反応、p-T 反応) を用いた研究 [82]、JAEA 高崎量子応用研究所のイオン照射研究施設 (TIARA : Takasaki Ion Accelerators for Advanced Radiation Application) のサイクロトロン (陽子エネルギー : 68 MeV) を用いた研究 [83] がある。これらの研究では、 $C=4$ で安全側の評価が可能と結論しているが、実際の加速器室内の平均熱中性子束に対する安全率は具体的に示していない。また、GeV 以上の加速器施設を用いた実験的検証例は無い。

本研究では CHARM 施設の照射場の平均熱中性子束を測定し、数十 GeV 陽子に対する簡

易式の係数 C を初めて実験的に導出する。CHARM の照射場は、室内に中性子輸送に影響を及ぼす構造物は殆ど置かれておらず、部屋を構成する遮蔽構造が単純であるため、本簡易式の実験的検証に適していると考えられる。

2.8 本章のまとめ

本章では、CHARM の遮蔽構造やビームパラメータ等の実験施設の一般事項と、CHARM を利用して実施された一連の遮蔽実験研究について概説した。これら一連の研究ではターゲット室の照射場に注目した実験データが取得されておらず、照射場の校正に利用できる測定値が求められていること、数十 GeV 領域のデータは遮蔽設計計算法の高度化においても有用であることを述べた。このため本研究では、高線量場に適用できる放射化法を用いて、ターゲット室内の熱中性子空間分布とターゲットからの放出二次粒子の強度と角度分布を取得することとした。

熱中性子は電子機器の耐放射線性と密接に関係するため、その分布と強度に関する実測データは CHARM の利用において重要である。CHARM のターゲット室は単純な直方体形状をしており、室を構成する遮蔽壁以外に二次中性子の熱化に寄与する構造物は殆ど無い。よって、24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布データを、計算コードや簡易式との比較が容易な測定体系で取得できる。

24 GeV/c 陽子による銅ターゲットからの二次粒子放出量分布は、CHARM の利用においては照射場の高エネルギー成分を特徴付けるパラメータである。他方、数十 GeV 領域において二次粒子生成に着目した実験データは非常に少なく、CHARM 設計に用いられた FLUKA コードを始めとする遮蔽設計計算法の信頼性は十分に検証されていない。計算コードの物理モデル検証に有効な実験データを CHARM で得るには、狭いターゲット室内での二次粒子散乱成分の影響を最小限に抑制しつつ、ターゲットからの二次粒子放出に着目できる測定体系構築が必要である。

上記の実験に供する放射化検出器として、熱中性子検出器として金箔を、高エネルギー二次粒子検出器としてアルミニウム、ニオブ、インジウム及びビスマスを選定した。

続く第 3 章ではターゲット室内の熱中性子空間分布測定について、第 4 章ではターゲットからの二次粒子放出量分布測定について述べる。

第3章

24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布の測定

本章では、CHARM 照射場を構成する熱中性子束の空間分布を金箔放射化法と Cd 差法で測定し、計算コード及び簡易式の評価結果と比較する。

3.1 緒言

シリコンデバイスの層間絶縁膜として利用される BPSG (borophosphosilicate glass) 膜に熱中性子が入射すると、 $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} (0.489 \text{ MeV}) + \alpha (1.47 \text{ MeV}) + \gamma$ の中性子捕獲反応によって荷電粒子が生成し、これが SEE を誘発させることが 1990 年代に報告された [44]。2000 年以降は BPSG 膜による層間絶縁膜の平坦化処理の代わりに CMP (Chemical Mechanical Polishing) と呼ばれる化学的機械研磨が一般化し、熱中性子による SEE への影響は小さくなった。しかしボロンは不純物として配線中にも存在するために、熱中性子起因の SEE は完全には除去できていない [84]。これは、半導体製造プロセス (線幅 40 nm 以下) では配線加工に B_2H_7 ガスが用いられることが多く、これが配線層に高濃度で残留することによる [85]。

LHC 等の高エネルギー加速器施設においても、熱中性子は電子機器の SEE を誘発する主要リスクに位置づけられており [86, 87]、加速器室にインストールされる個々の電子機器に対しては熱中性子起因 SEE の発生率を評価し、対策を講ずることが加速器安定運転において重要とされている。

CHARM では、24 GeV/c 陽子により生成される熱中性子で電子機器を照射することで、陽子損失あたりの熱中性子起因 SEE 発生率を評価できる。しかしながら、照射場の熱中性子空間分布に関する情報は主に FLUKA の計算値を参照しており、実測データは無い。本章では、CHARM の熱中性子空間分布を放射化法で測定し、計算コードや簡易式の評価結果と比較する。

3.2 実験

3.2.1 金箔検出器の設置

Fig. 3.1(a) に本研究の金箔設置場所を示す。ターゲット室内で計 10 箇所、ターゲット室に繋がる通路で計 3 箇所を熱中性子束の測定点として選定した。ターゲット室内の測定点は、室を構成する遮蔽体と可動式遮蔽体の領域を区切るパーティションワイヤー位置とし、室全体の熱中性子空間分布の全体像を取得できるように設定した。

これらの測定点に、ポリエチレン袋に入れた裸の金箔と Cd カバーを付した金箔を Fig. 3.1 (b) の様にテープで固定した。この時、Fig. 3.1(c) で示すように、position 1–11 については床面高さ (0.00 m)、ビームライン高さ (1.29 m)、床から 2.00 m 高さに設置し、position 12 及び 13 はビームライン高さだけに設置した。

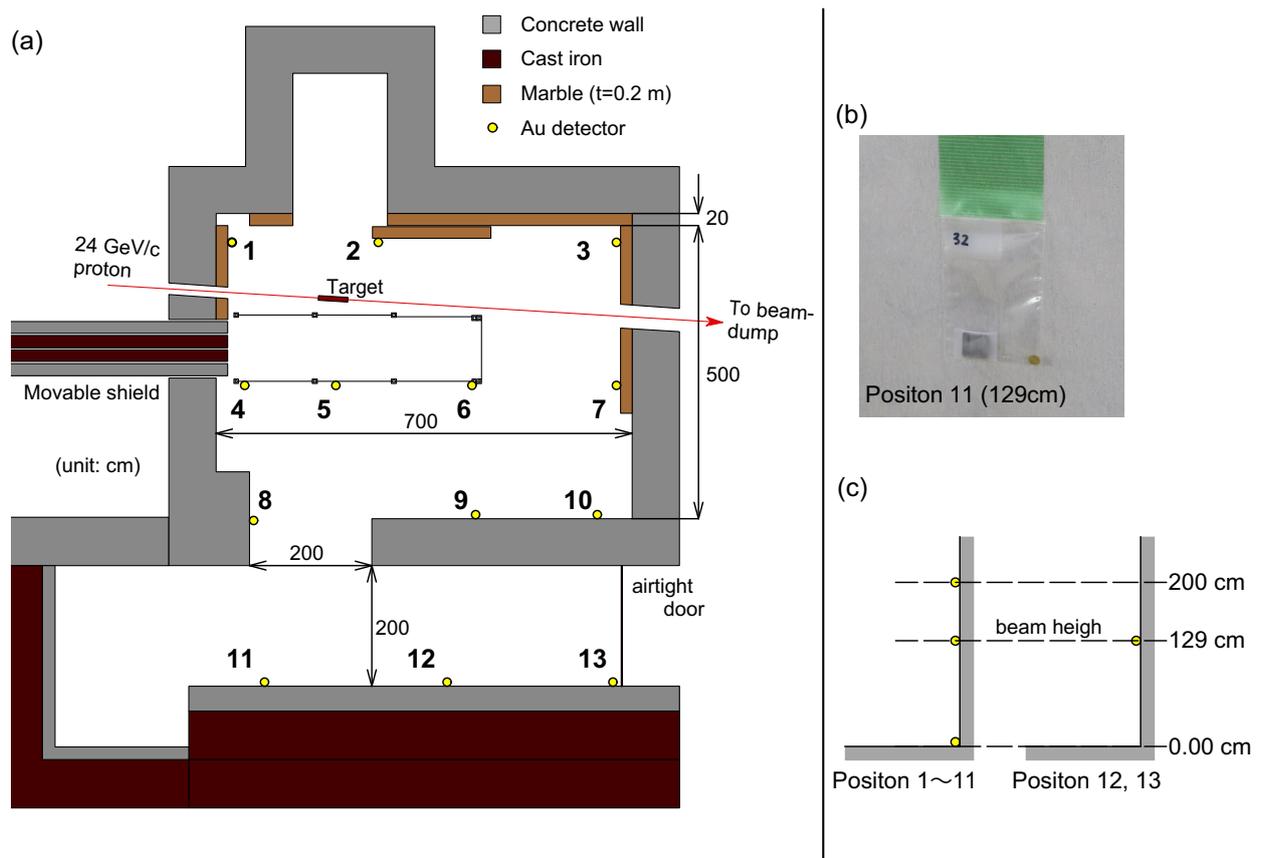


Fig. 3.1: 金箔検出器の設置場所 : (a) ビームライン高さ平面図, (b) 設置方法, (c) 検出器設置高さを示す概略図

3.2.2 Cu ターゲットへの 24 GeV/c 陽子照射

金箔設置後に可動遮蔽体 4 枚をターゲット室外に格納し、ターゲットに 24 GeV/c 陽子を照射した。供給されたビームの陽子数はスパルあたり 5×10^{11} 個で、スパル数は Super-cycle (45.5 秒) あたり 2–3 個であった。Fig. 3.2 に SEC1 で測定されたビーム強度履歴を示す。

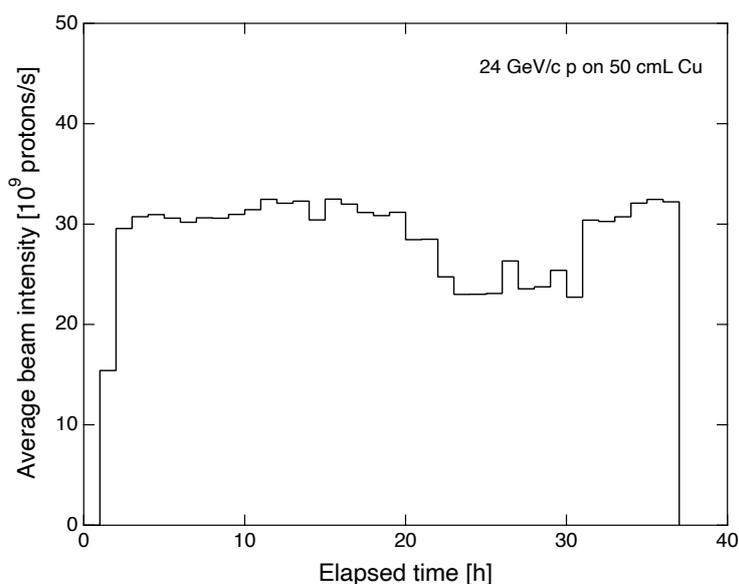


Fig. 3.2: 陽子ビーム強度履歴

3.2.3 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率の定量における不確かさの評価

Table 3.1 に反応率定量時に考慮した系統的な不確かさを示す。まず、ISOCS/LabSOCS で導出したピーク検出効率の不確かさは文献 [77] を参考にして 6 % を計上した。CHARM の SEC1 は Al 箔放射化法で校正されており、校正の不確かさは 7% と見積もられている [56]。

Table. 3.1: 放射能定量における系統的な不確かさ

Type of uncertainty	Uncertainty
Detection efficiency	6 %
Beam intensity (calibration)	7 %
Sample weight	< 1 %
Total	9.2 %

3.2.4 金箔の γ 線スペクトル測定

本研究では、1.5 inch LaBr₃ 検出器 (Canberra 社製, IPROL-1) および可搬型 MCA (Canberra 社製, InSpector 1000) を用いて金箔中の ¹⁹⁸Au を測定した。Fig. 3.3 に測定体系を示す。本検出器は Ge 検出器とは異なり検出部の冷却が不要であり、可搬性にも優れるため、今回のような遠隔サイトでの実験に適する。また、蛍光減衰時間が 25 ns 程度であり、NaI(Tl) の 1/10 程度と短いため高計数率にも適用できる。本実験の様に、短い実験期間内に多くの放射化箔を取り扱う実験では、高計数率で測定できることの利点は大きい。

LaBr₃ 検出器の主要構成元素である La が半減期 1.06×10^{11} y の ¹³⁸La を 0.09% 含むため、LaBr₃ 検出器による γ 線スペクトルは、¹³⁸La の放出 γ 線 (1.436 MeV) と β 線による固有バックグラウンドを有する。この固有 BG は環境 BG とは異なり遮蔽等で除去できないため、¹³⁸La と目的核種の γ 線ピークが複合する場合や、低レベル放射能測定では不利に働くが、¹⁹⁸Au の γ 線エネルギーは 412 keV でターゲット室では十分な生成量が見込めるため、固有 BG は殆ど問題とはならない。

高エネルギー二次粒子に曝された金箔中には核破碎反応で様々な放射性核種が生成する [88]。LaBr₃ 検出器のエネルギー分解能は 0.662 MeV 光子に対して FWHM が 23 keV 程度であるため、核破碎反応による生成核種からの γ 線が ¹⁹⁸Au の光電吸収ピークを妨害する可能性がある。しかし、前述したように ¹⁹⁷Au(*n*, γ)¹⁹⁸Au 反応は非常に大きな断面積を有する。核破碎反応断面積はこれと比較して 2 桁以上低いため、妨害の影響は無視できると予想される。本実験では、¹⁹⁸Au が支配的であることを確認するために、核破碎反応の影響が最も大きくなるターゲット近くの金箔 (position 2) については、他実験グループの HP-Ge (Canberra 社製, GC1518) を一時借用し、HP-Ge と LaBr₃ の両方で γ 線スペクトルを測定した。

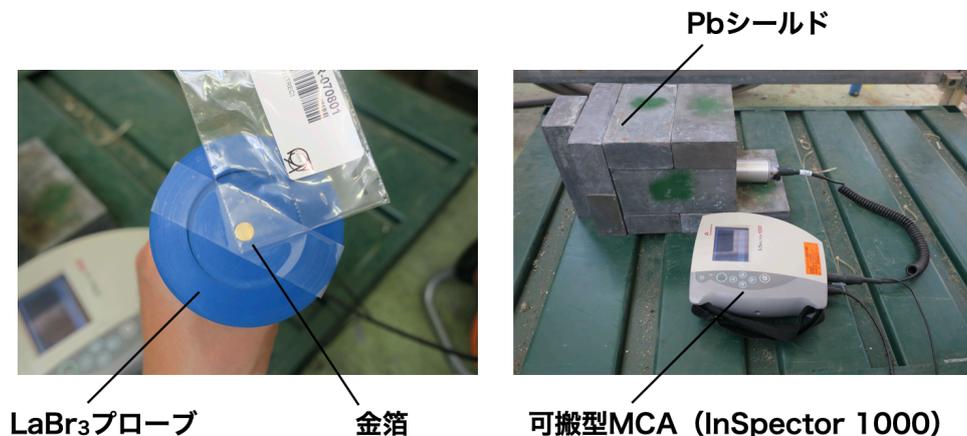


Fig. 3.3: LaBr₃ 検出器による γ 線測定体系

3.3 実験結果

3.3.1 LaBr₃ 検出器と HP-Ge 検出器による γ 線スペクトルの比較

Fig. 3.4 に LaBr₃ 検出器で測定した裸/Cd 付きの金箔 (position 2) の γ 線スペクトル (ビーム停止から 37 h 冷却後) と、HP-Ge 検出器で測定した同金箔等の γ 線スペクトル (39 h 冷却後) を示す。

LaBr₃ による γ 線スペクトル中には、裸/Cd 付きの双方で ¹⁹⁸Au の 412 keV γ 線と ¹³⁸La による固有バックグラウンドだけが観測された。一方、HP-Ge 検出器で取得した γ 線スペクトル中には、裸の金箔では ¹⁹⁶Au の 356 keV γ 線が、Cd 付きの金箔ではさらに ¹⁹⁴Au の 328 keV γ 線が確認されたが、その生成量は ¹⁹⁸Au に対して 2 桁以上低かった。これ以外の生成核種は、^{198,196,194}Au 及び環境 BG の γ 線によるコンプトン成分に対して有意なピークを形成しなかった。

本実験において金箔の冷却期間は最大 47 h であり、position 2 以外の γ 線スペクトルの詳細は Fig. 3.4 の結果と大差無いと考えられる。よって、LaBr₃ による ¹⁹⁷Au(*n*, γ)-¹⁹⁸Au 反応率の定量に対して、他核種からの γ 線の妨害の影響は無いと判断した。

次に両検出器による ¹⁹⁸Au 生成量定量結果を比較する。Table 3.2 に、position 2 の裸の金箔の ¹⁹⁷Au(*n*, γ)-¹⁹⁸Au 反応率の比較を示す。第 2 章で述べたように、コベル法と関数適合法で求められるピーク面積は、ピーク両端のベースラインの取り方に依存する。ベースラインの取り方はピーク面積の導出法や検出器のエネルギー分解能によって変わることがあるが、測定された反応率は検出器と導出法の違いによらず誤差範囲で一致した。以上から、本実験では LaBr₃ を用いて HP-Ge と同等の精度で ¹⁹⁷Au(*n*, γ)-¹⁹⁸Au 反応率を測定できることが示された。

以降、本章における ¹⁹⁷Au(*n*, γ)-¹⁹⁸Au 反応率測定値は全て、LaBr₃ で得た γ 線スペクトルを用いてコベル法で定量した結果である。

Table. 3.2: LaBr₃ と HP-Ge による ¹⁹⁷Au(*n*, γ)-¹⁹⁸Au 反応率の比較

Method	Reaction rate (atom ⁻¹ proton ⁻¹)	
	LaBr ₃	HP-Ge
Covell	$(1.40 \pm 0.13) \times 10^{-26}$	$(1.47 \pm 0.14) \times 10^{-26}$
Fitting	$(1.41 \pm 0.13) \times 10^{-26}$	$(1.44 \pm 0.13) \times 10^{-26}$

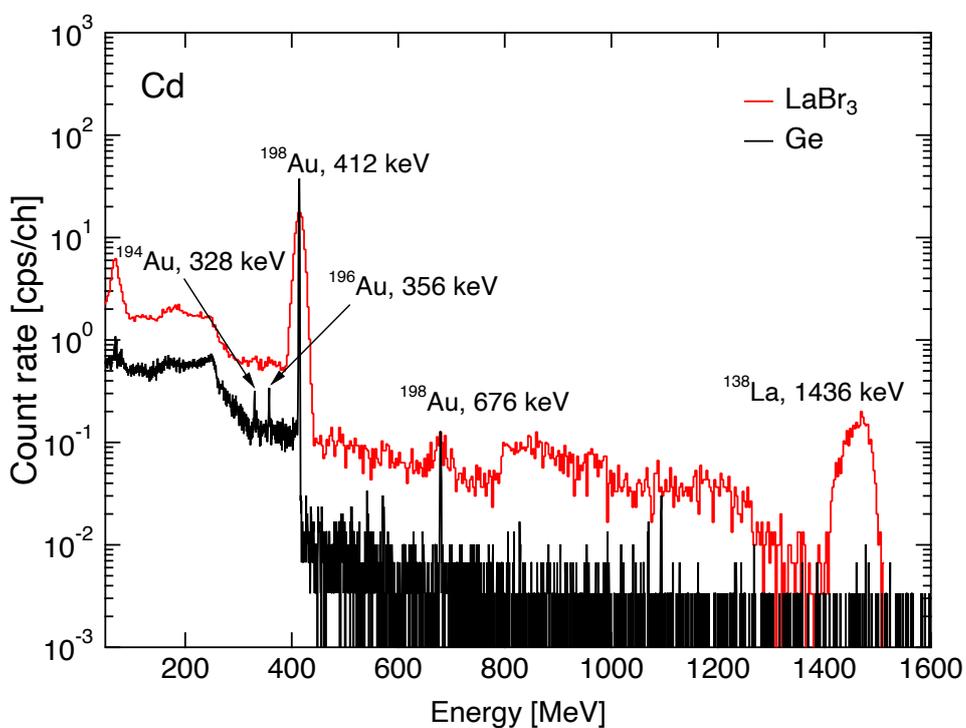
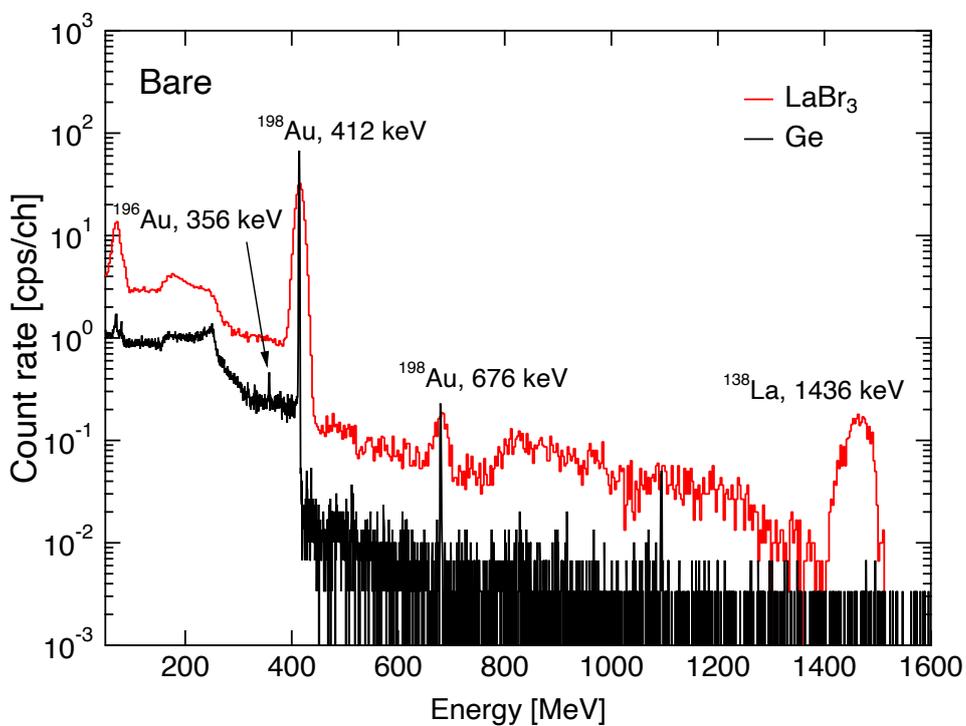


Fig. 3.4: LaBr₃ と HP-Ge による γ 線スペクトルの比較

3.3.2 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率

Table 3.3 に、裸の金箔から得た $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率 RR_{Bare} 、Cd カバー付き金箔から得た反応率 RR_{Cd} および Cd 比 ($= RR_{\text{Bare}}/RR_{\text{Cd}}$) を示す。また、Fig. 3.5 に反応率空間分布の測定値を示す。ここでは、図の最上段が 2.00 m 高さ、中段は 1.29 m 高さ (ビームライン高さ)、最下段は 0.00 m (床面高さ) の測定値である。

RR_{Bare} と RR_{Cd} の空間分布の傾向に着目すると、ターゲット室内の反応率に大きな偏りは無く、測定値間の差異は最大でも約 50 % 程度であった。また、中性子場の熱化の程度を表す Cd 比 ($= RR_{\text{Bare}}/RR_{\text{Cd}}$) は、ターゲット室内では約 1.6–2.0、ターゲット室外の通路で約 2.0–2.2 であり、熱外エネルギー以上の中性子の存在比率が大きい硬いスペクトル場を形成していることが分かった。

一般に、ターゲットから放出される高エネルギー二次中性子束 (直達二次中性子) はターゲットからの距離に応じて減少する。一方、 RR_{Bare} と RR_{Cd} に寄与する中性子は、ターゲットからの直達二次中性子ではなく、周囲の遮蔽体等で散乱・減速されて生じる低エネルギー中性子である。CHARM の場合、中性子減速を担う主要構造物はコンクリート壁であり、これが本実験の中性子線源と見なせる。ターゲット室はほぼ閉じた室であり、室内ではどこでも平等に線源に包囲されることになるため、その結果として、反応率空間分布の偏りが小さくなったと考えられる。

position 8 の RR_{Bare} と RR_{Cd} はターゲット室内の他測定点の反応率と比べて低い値を示した。これはターゲット室外への二次中性子の流出 (コンクリート壁による二次中性子の反射が少ないこと) を反映していると考えられる。このことは、position 8 と中性子流出分を反映した position 11 の反応率の合算値が、中性子流出の影響を殆ど受けない position 9 等の反応率とほぼ同じ値を示すことから分かる。

position 11 から 13 にかけての RR_{Bare} と RR_{Cd} の減衰分布は、position 11 に関してはターゲット室出入口から流出した中性子によって、position 12 と 13 に関しては出入口側からの中性子ストリーミングとターゲット室遮蔽体を透過した中性子によって、形成されている。

Table. 3.3: LaBr₃ 検出器による $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率測定値

Position	height (m)	RR_{Bare}		RR_{Cd}		Cd ratio
		(10^{-26} atom ⁻¹ proton ⁻¹)				
1	0.00	1.46±0.13		0.76±0.07		1.75
1	1.29	1.59±0.15		0.92±0.08		1.68
1	2.00	1.46±0.13		0.84±0.08		1.64
2	0.00	1.59±0.15		0.91±0.08		1.75
2	1.29	1.40±0.13		0.83±0.08		1.68
2	2.00	1.31±0.12		0.80±0.07		1.64
3	0.00	1.15±0.11		0.62±0.06		1.84
3	1.29	1.14±0.10		0.67±0.06		1.71
3	2.00	1.15±0.11		0.66±0.06		1.74
4	0.00	1.09±0.10		0.57±0.05		1.90
4	1.29	1.28±0.12		0.67±0.06		1.91
4	2.00	1.22±0.11		0.66±0.06		1.85
5	0.00	1.40±0.13		0.78±0.07		1.80
5	1.29	1.36±0.13		0.76±0.07		1.71
5	2.00	1.19±0.11		0.71±0.07		1.74
6	0.00	1.10±0.10		0.64±0.06		1.73
6	1.29	1.19±0.11		0.69±0.06		1.73
6	2.00	1.19±0.11		0.69±0.06		1.73
7	0.00	1.08±0.10		0.54±0.05		1.85
7	1.29	1.16±0.11		0.66±0.06		1.71
7	2.00	1.13±0.10		0.64±0.06		1.74
8	0.00	0.77±0.07		0.38±0.03		1.75
8	1.29	0.83±0.08		0.44±0.04		1.68
8	2.00	0.84±0.08		0.46±0.04		1.64
9	0.00	1.13±0.10		0.58±0.05		1.96
9	1.29	1.26±0.12		0.67±0.06		1.88
9	2.00	1.23±0.11		0.68±0.06		1.82
10	0.00	1.02±0.09		0.50±0.06		2.05
10	1.29	1.13±0.10		0.58±0.05		1.95
10	2.00	1.11±0.10		0.57±0.05		1.95
11	0.00	0.42±0.04		0.21±0.02		1.95
11	1.29	0.47±0.04		0.25±0.02		1.85
11	2.00	0.46±0.02		0.24±0.02		1.88
12	1.29	0.24±0.02		0.12±0.01		2.08
13	1.29	0.08±0.01		0.04±0.004		2.19

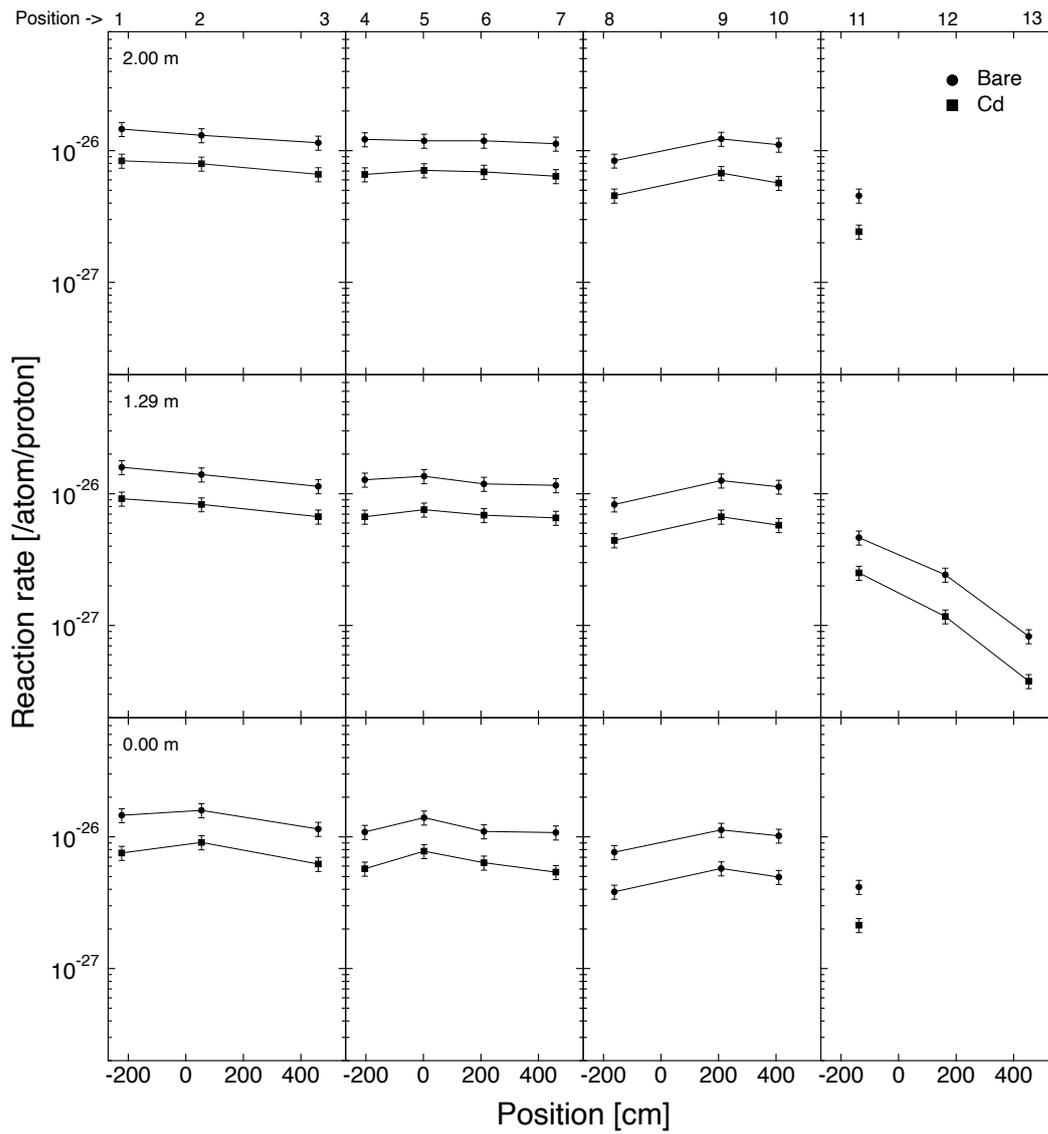


Fig. 3.5: $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率空間分布の測定値

3.3.3 熱中性子束分布

Fig. 3.6 に、 RR_{Bare} 及び RR_{Cd} を用いて Cd 差法で導出した熱中性子束空間分布を示す。この分布傾向の議論は、前項の Fig. 3.5 で示した反応率の時と同様である。

position 1–10 の測定値の単純平均から、ターゲット室内の平均熱中性子束は $6.05 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ proton}^{-1}$ と評価された。よって、CHARM の最大ビーム強度時には、平均して $4.0 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ での照射試験が可能である。

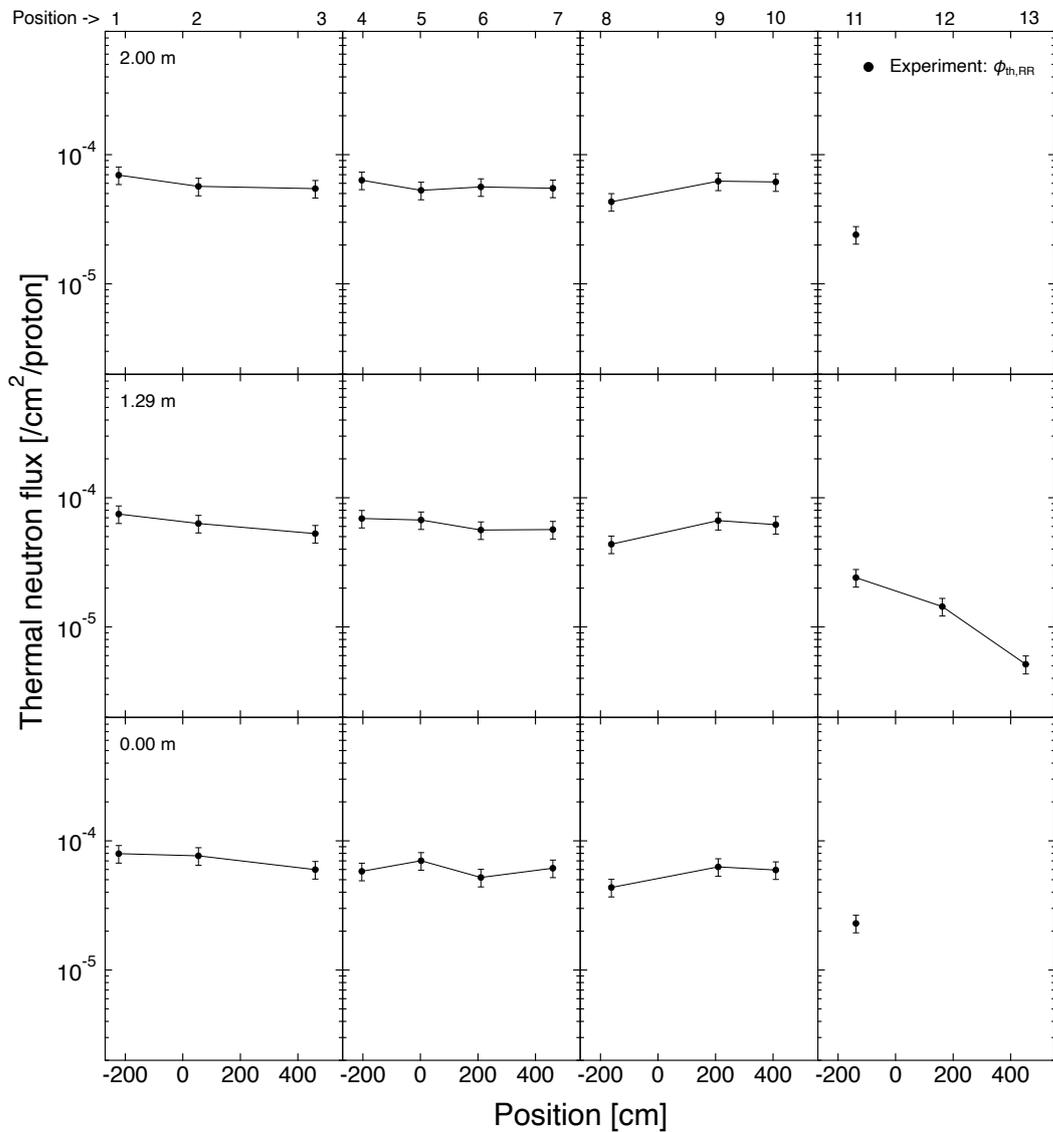


Fig. 3.6: 熱中性子分布測定値

3.4 モンテカルロシミュレーション

本節ではモンテカルロ計算コードを用いて、24 GeV/c 陽子による Cu ターゲットでの二次粒子生成から室内における熱中性子形成までの過程を計算し、測定値と比較する。ここでは計算コードとして、FLUKA、MARS および PHITS を使用した。これら計算コードに実装された二次粒子生成を記述する物理モデルや 20 MeV 以下中性子の計算方法は Table 1.1 で示した通りである。

3.4.1 計算条件

計算体系

Fig. 3.7 に計算体系を示す。計算体系には、Cu ターゲット、ターゲット台座 (SUS 製) およびターゲット室を構成する遮蔽体 (コンクリート、鉄、大理石) の構造と、本実験で使用した放射化検出器 (金箔と Cd カバー) を実際の寸法で記述した。

コンクリート遮蔽体、鉄遮蔽体および Cu ターゲットの組成はそれぞれ Table 2.1、Table 2.2 および Table 2.3 に記載した数値を使用した。

金箔 (^{197}Au : 100%) と Cd カバー (^{106}Cd : 1.25%、 ^{108}Cd : 0.89%、 ^{110}Cd : 12.49%、 ^{111}Cd : 12.81%、 ^{112}Cd : 24.13%、 ^{113}Cd : 12.22%、 ^{114}Cd : 28.73%、 ^{116}Cd : 7.49%) の組成は天然の同位体組成比とした。

インプットパラメータ

ターゲット表面から 4 m 上流側でペンシルビーム形状をした 24 GeV/c (23.8 GeV 相当) の単色陽子を発生させ、ターゲット中央部に入射させた。

物理モデルの設定は、Table 1.1 に示した各計算コードそれぞれの推奨 (デフォルト) 設定とした。

ターゲットからの生成二次粒子のうち、中性子、陽子、パイオン、光子、電子及び陽電子の輸送と反応を考慮した。計算のカットオフエネルギーは、中性子は 10^{-11} MeV、これ以外の二次粒子は 10 MeV を下限とした。

FLUKA では RESNUCLEi カードを、MARS では NCLD 及び IMNC オプションを、PHITS では [t-yiled] タリーをそれぞれ用いて、金箔中の核種生成量を入射陽子数あたりで出力した。

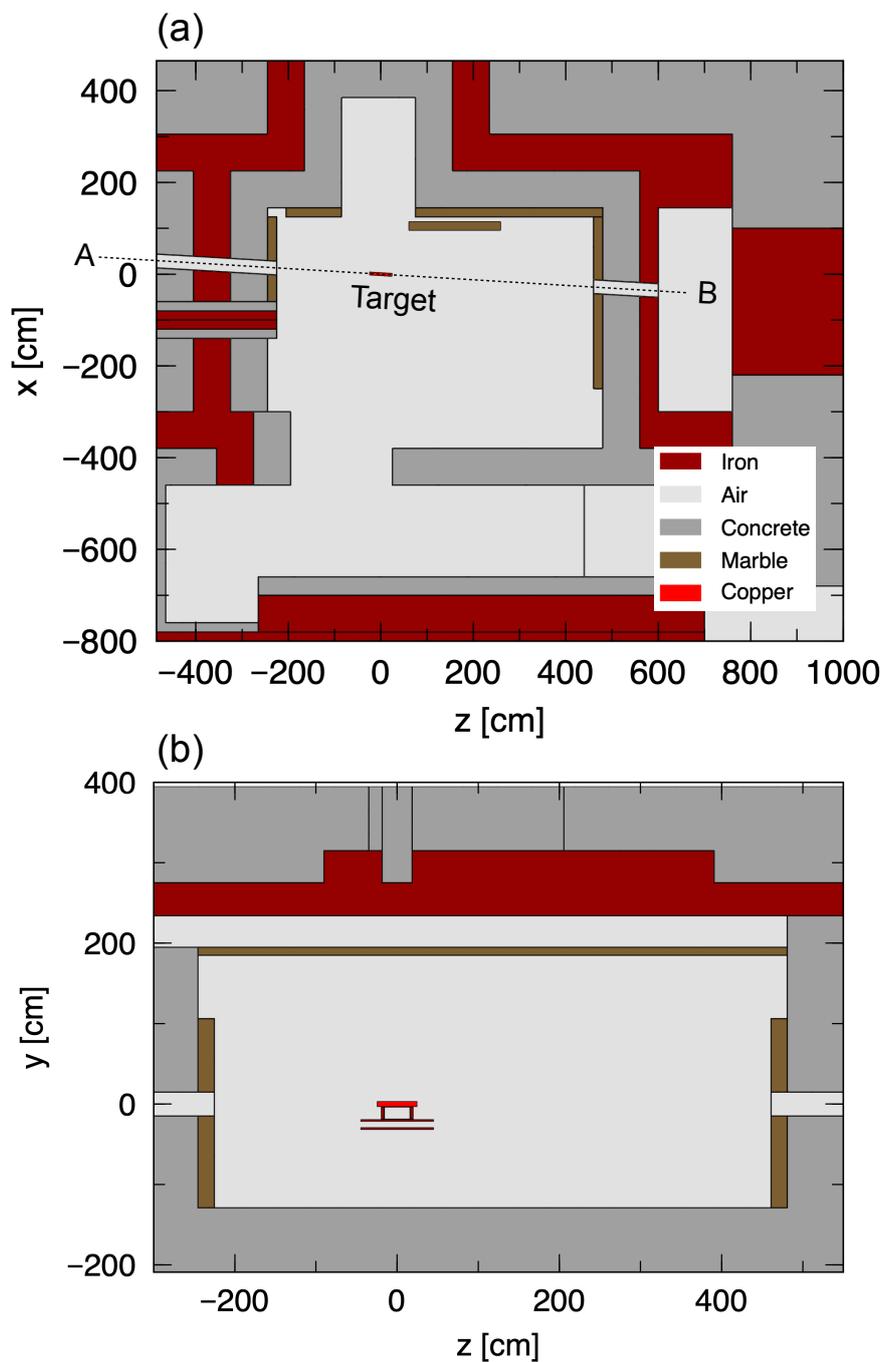


Fig. 3.7: モンテカルロシミュレーション体系

計算機システム

統計的手法であるモンテカルロ法の結果にはばらつきがあり、解の精度を上げようとする必要が生じる。必然的に試行回数 (ヒストリー数) を多くする必要がある。微小な金箔中の ^{198}Au 生成量を十分な精度で予測するには計算の並列化が不可欠であり、このためには並列計算に対応できる CPU 数とメモリを備える計算機が必要となる。

本研究ではモンテカルロシミュレーションの計算精度を確保するために、KEK が運用する中央計算機システム (KEKCC) [89] を用いた。KEKCC は素粒子・原子核実験、放射光実験、加速器開発、理論計算等の様々な研究ニーズに応じたデータ解析環境を提供する計算機システムである。Table 3.4 に KEKCC の構成を示す。KEKCC では IBM 社の Platform Load Sharing Facility (LSF) によるバッチジョブのスケジューリング機能を提供している。

PHITS はメモリ分散型並列 (MPI) 計算に対応しており、KEKCC の計算資源を用いることで容易にシミュレーションを効率化できる。一方、FLUKA と MARS は MPI に対応していない。そこで FLUKA と MARS の計算では、初期乱数が異なる複数個のジョブ (最大 500 程度) を KEKCC に投入し、計算終了後に全ジョブの計算値を平均化処理することで統計精度を高めた。

FLUKA、MARS 及び PHITS のいずれの場合でもヒストリー数で 7×10^7 程度を確保した。これにより、統計が向上しにくい Cd 付き金箔中の ^{198}Au 生成量の計算においても統計誤差を 4% 以内に収めることを可能とした。

Table. 3.4: KEKCC の構成

	2016 system	2020 system
CPU	Xeon E5-2697 (2.6 GHz 14 cores)	Xeon Gold 62300 (2.1 GHz 20 cores)
# of CPU cores	10,024	15,200
SpecInt2000	60 k	120 k
OS	Scientific Linux 6.10	CentOS 7.X
Disk	10+3 (HSM cache) PB	17+8.5 (HSM) PB
Tape Drive	IBM TS1150	IBM TS1160
# of tape driv.	54	72
Capacity	70 PB	100 PB

3.4.2 ターゲット室の中性子空間分布の傾向

Fig. 3.8 (b)–(d) に PHITS で計算した、Cu ターゲットへの 24 GeV/c 陽子入射時 (Fig. 3.8 (a)) の 2 次元中性子束分布を示す。

Fig. 3.8 (b) は 20 MeV 以上の中性子束分布である。この中性子束分布は主にターゲットからの直達成分によるため、中性子強度は線源から離れると大きく減少する。

Fig. 3.8 (c) は蒸発中性子のエネルギー領域 (0.1–20 MeV) に着目している。中性子束分布の勾配は 20 MeV 以上の場合と比べて緩やかである。これはターゲットから離れると、ターゲット直達成分の寄与は減少するが、一方で室内散乱成分の影響が増加するためである。

Fig. 3.8 (d) は熱中性子束の空間分布である。先に述べたように熱中性子の主要な生成場所はコンクリート壁であるため、ターゲットを起点とした分布は形成されない。ターゲット室内の熱中性子分布計算値は概ね一様であることが分かる。この傾向は先の金箔の測定値の傾向とも矛盾しない。

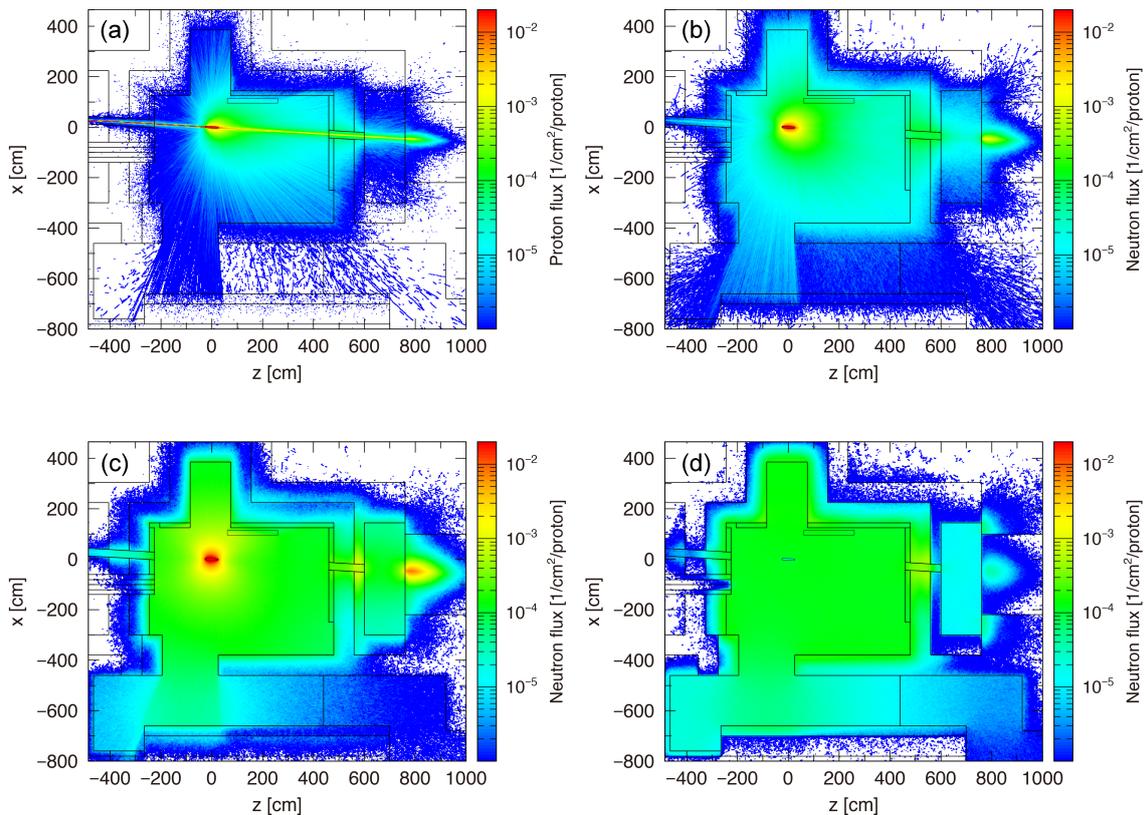


Fig. 3.8: ビームライン高さにおける粒子束分布 : (a) 全陽子束, (b) 中性子束 ($20 \text{ MeV} < E_n$), (c) 中性子束 ($0.1 \text{ MeV} < E_n < 20 \text{ MeV}$), (d) 熱中性子束 ($E_n < 0.5 \text{ eV}$)

3.4.3 金箔位置での中性子エネルギースペクトル

Fig. 3.9 に、ターゲット室内金箔位置 (ビームライン高さ) での中性子エネルギースペクトル計算値を示す。この計算では金箔領域の組成を一時的に真空と仮定し、その領域を通過した中性子の track-length をもとに、以下の式から中性子束 ϕ_i とその統計誤差 $\Delta\phi_i$ を計算した。ここで、 l は中性子の track-length、 W は weight、 V は検出器体積、 N は単位バッチのヒストリー数である。

$$\phi_{i,k} = \frac{1}{N} \frac{\sum l \times W}{V} \quad (3.1)$$

$$\phi_i = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \phi_{i,k} \quad (3.2)$$

$$\Delta\phi_i = \sqrt{\frac{1}{M-1} \sum_{k=1}^M (\phi_{i,k} - \phi_i)^2} \quad (3.3)$$

このような計算のために、FLUKA では USRTRACK カードが、PHITS では [t-track] タリーがそれぞれ標準 estimator として実装されている。MARS は同様の機能をデフォルトでは持たないが、今回は上式に基づくサブルーチンを作成して ϕ_i と $\Delta\phi_i$ を求めた。

まず、中性子エネルギースペクトルの 20 MeV 以下の成分に着目する。蒸発中性子による数 MeV 位置のピークと、そこから熱エネルギー領域に至るまでのスペクトルに関しては、全ての位置において計算コード間で明確な違いは認められない。これら計算コードでは採用されている物理モデルと核データ等がそれぞれ異なるが、MeV 以下の中性子エネルギースペクトルに関してはほぼ同様の推定を与えることが分かった。

一方、中性子エネルギースペクトルの 20 MeV 以上の成分に関しては、特にターゲット前方方向 (position 3 と 7) のスペクトル形状がコード間で顕著に異なることが分かる。ビーム進行方向に対して position 3 は約 15° 、position 7 は約 12.5° に位置する。このエネルギー領域の中性子束は蒸発成分と比べて強度が低いため、室内の熱中性子束形成への寄与は相対的に小さいと推定される。

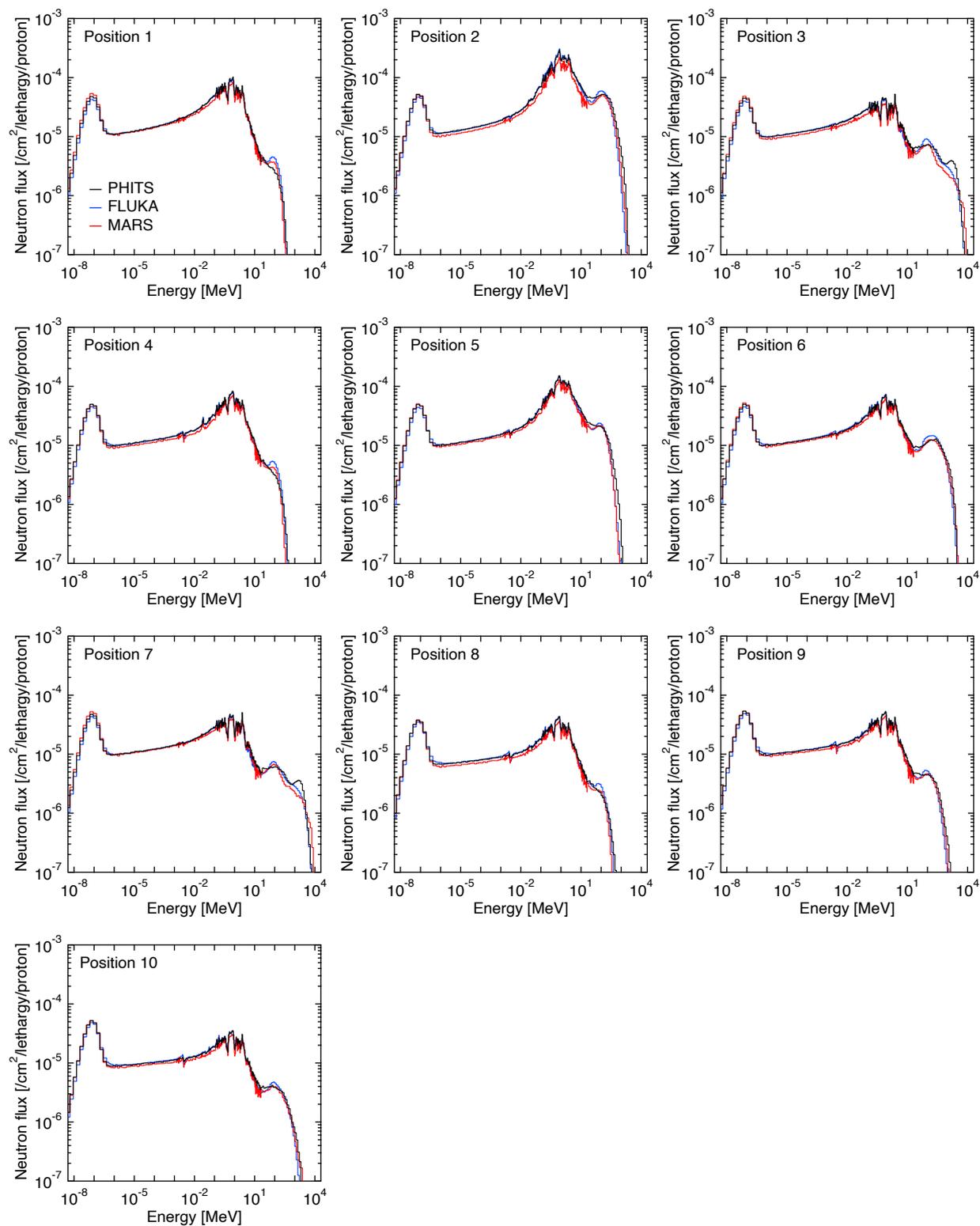


Fig. 3.9: 金箔位置での中性子エネルギースペクトル計算値

3.4.4 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率測定値と計算値の比較

ここでは、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率の測定値と計算値を比較する。

計算で模擬した Cd カバーの遮蔽効果を明示するために、Fig. 3.10 に裸/Cd カバー付き金箔中での中性子エネルギースペクトル計算値 (position 1) の比較を示す。Cd カバー考慮時の中性子スペクトル (赤線) では、Cd カットオフエネルギー以下の中性子束が除去されていることが確認できる。

Fig. 3.11 に $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率測定値と FLUKA、MARS 及び PHITS 計算値の比較を示す。計算値は、ターゲット室内での反応率の分布傾向 (position 1–10)、ターゲット室外への二次中性子の流出の影響 (position 8)、通路での分布傾向 (position 11–13)、を全体的に良く再現していることが分かる。

測定値と計算値の差異は、 RR_{Bare} では最大約 40 % (平均約 25 %) 以内、 RR_{Cd} では最大約 20 % (平均約 5 %) 以内であり、平均的には実験と計算は約 25 % 以内で良い一致を示した。また、計算コード同士の比較から、FLUKA、MARS 及び PHITS が与える結果に大きな相違が無いことを確認した。

RR_{Bare} は全体的に計算値が測定値よりも高い傾向にあるが、この結果は計算が金箔位置での熱中性子量を若干過大評価していることを示唆している。

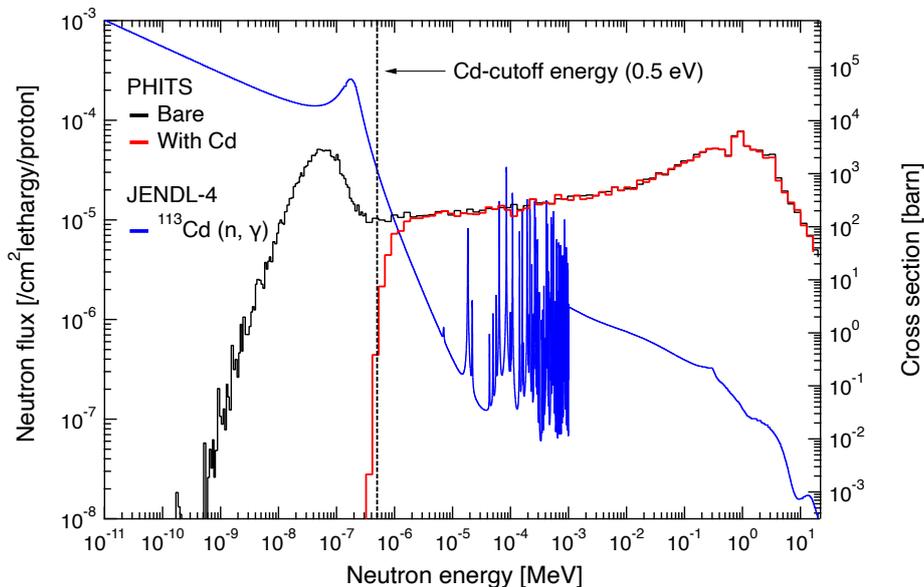


Fig. 3.10: 金箔中での中性子エネルギースペクトル計算値 (Position 1)

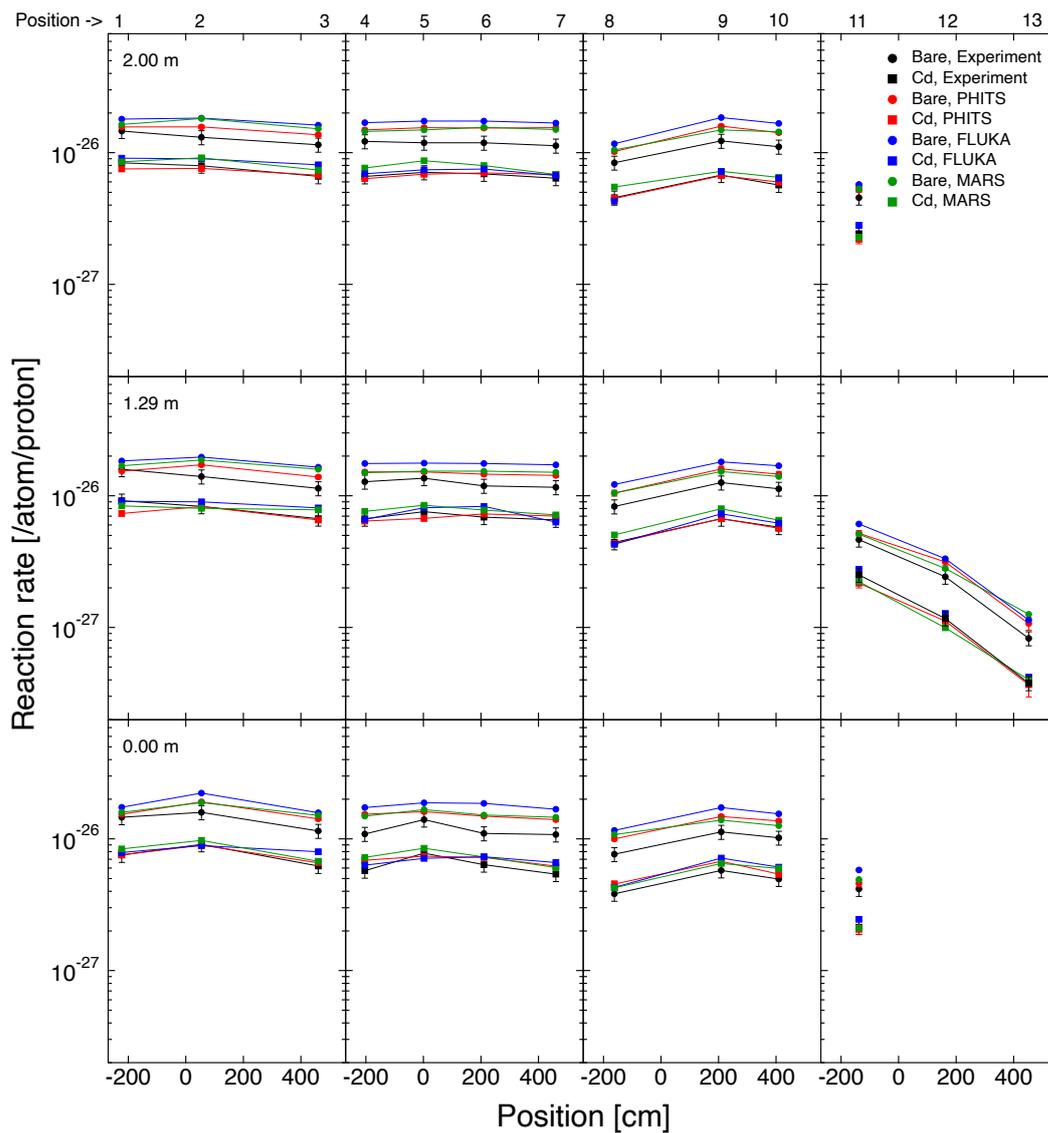


Fig. 3.11: $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率測定値と計算値の比較

3.4.5 Cd 差法による熱中性子束導出手法の精度検証

本研究では 0.5 eV 以下の積算中性子束を熱中性子束と定義し、これを金箔放射化法と Cd 差法で得ることを目的とした。Cd 差法で熱中性子束を値付ける場合、熱外中性子の寄与分を除くため裸の金箔の放射能の値から Cd 付き金箔の放射能を差し引く。この場合、Cd カバーは熱外中性子も僅かながら吸収するので、式 (2.20) で示した通り、これに対する補正項 F_{Cd} を Cd 付き金箔の放射能に乗じるが、本実験の様に Cd 比 (結果は Table 3.3 を参照) が小さい場合は熱中性子束の導出精度に F_{Cd} の不確かさが影響する。また、本研究の熱中性子束は Maxwell 分布 (熱平衡スペクトル) を仮定している。この仮定は熱外エネルギー以上の中性子源が無い理想体系では厳密に成立するが、硬い場では $1/E$ スペクトルの存在により Maxwell 分布近似からズレ (非 Maxwell 成分) が生じることがある。ここではモンテカルロシミュレーションで Cd 差法を模擬し、熱中性子束測定値の妥当性を確認する。

Fig. 3.12 に妥当性検証の流れを示す。ここでは、PHITS を用いて 2 通りの方法で熱中性子束 ($\phi_{th,RR}$ と $\phi_{th,spc}$) を計算し、両者を比較する。この時、 $\phi_{th,RR}$ と $\phi_{th,spc}$ の差異は Cd 差法補正パラメータの不確かさと非 Maxwell 成分の影響に起因すると考えられる。

$\phi_{th,RR}$: ^{198}Au 計算値 (Fig. 3.11) を用いて Cd 差法で導出した熱中性子束

$\phi_{th,spc}$: 中性子スペクトル計算値 (Fig. 3.9) から求めた 0.5 eV 以下積算中性子束

Fig. 3.13 に、測定値と PHITS で導出した $\phi_{th,RR}$ 及び $\phi_{th,spc}$ の比較を示す。 $\phi_{th,RR}$ と $\phi_{th,spc}$ の計算値同士の差異は平均 6% 以内であった。 $\phi_{th,RR}$ の計算では非 Maxwell 成分が考慮されなため、基準の $\phi_{th,spc}$ に対して若干小さい値を取ることがグラフから見て取れる。

CHARM の照射場評価という観点では、本実験の Cd 差法は実用上十分な精度でターゲット室の中性子場から熱中性子成分を抽出できていると考える。本研究では次節において、本節で信頼性を確認した測定値を用いて熱中性子評価に係る簡易式のパラメータを検証する。

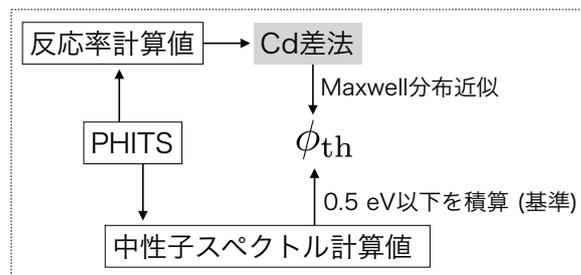


Fig. 3.12: 熱中性子束導出結果の検証の流れ

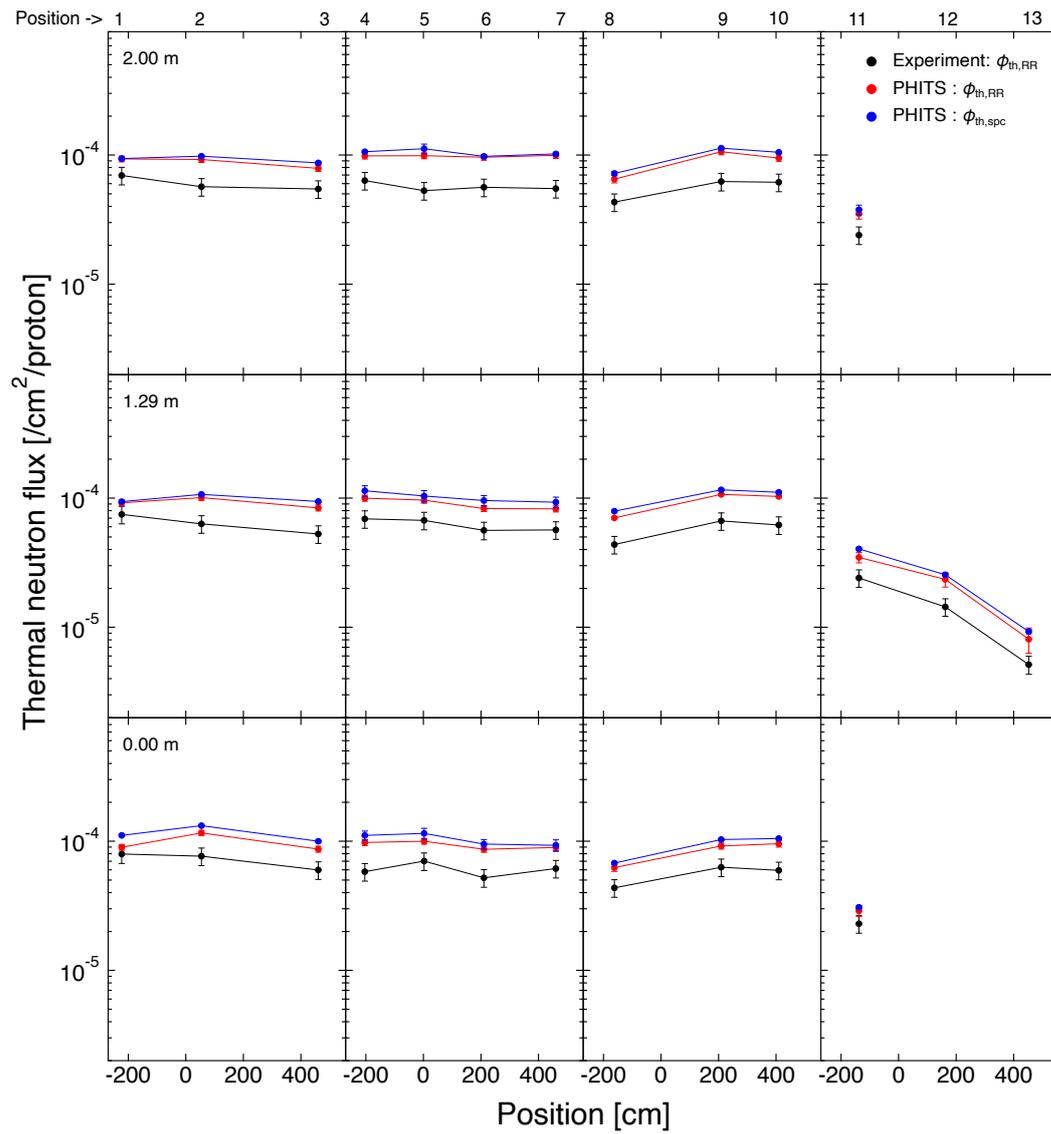


Fig. 3.13: 熱中性子分布測定値と計算値の比較

3.5 熱中性子束評価に係る簡易式の実験的検証

3.5.1 係数 C の導出

簡易式 $\phi_{th} = CQ/S$ に関して、式中の係数 C の値として Patterson 等 [31] が $C = 1.25$ を、石川等 [82] が係数 $C = 4$ を提唱している。これら係数 C の精度は GeV 級の高エネルギー加速器施設では実験的に検証されていない。ここでは、ターゲット室に対する係数 C を実験的に導出し、先行研究の推奨値と比較する。係数 C を求めるには、対象とする室の平均熱中性子束 ϕ_{th} と表面積 S 、そして線源からの中性子放出強度 Q を決める必要がある。

Fig. 3.6 の束測定値からターゲット室の平均熱中性子束は $6.05 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ proton}^{-1}$ と評価される。また、ターゲット室内壁の表面積 S は $1.80 \times 10^6 \text{ cm}^2$ である。この S にはターゲットを収納するアルコーブ部の表面積を含めている。

Q は銅ターゲットからの全中性子放出量と定義できるが、これの実測は容易ではないため、今回は PHITS による計算値を用いる。Fig. 3.14 に 24 GeV/c 陽子による生成中性子のエネルギースペクトル計算値を示す。本計算では、散乱成分を除去するためにターゲット以外の構造物を計算体系から除き、ターゲットから全方位に放出された二次中性子の個数とエネルギーを集計した。 Q はこのスペクトルから $61.2 \text{ (n proton}^{-1}\text{)}$ と推定された。

これらのパラメータから、ターゲット室に対する係数は $C = 1.77 \pm 0.19$ と導出される。この不確かさの内訳は、反応率の定量精度 (Table 3.1)、第 3.4.5 項で述べた Cd 差法の精度 (6%)、によるものである。数十 GeV 領域の熱中性子束評価において石川等の提唱値はファクター 2 程度の安全側評価を与え、Patterson 等の推奨値では過小評価することが分かった。

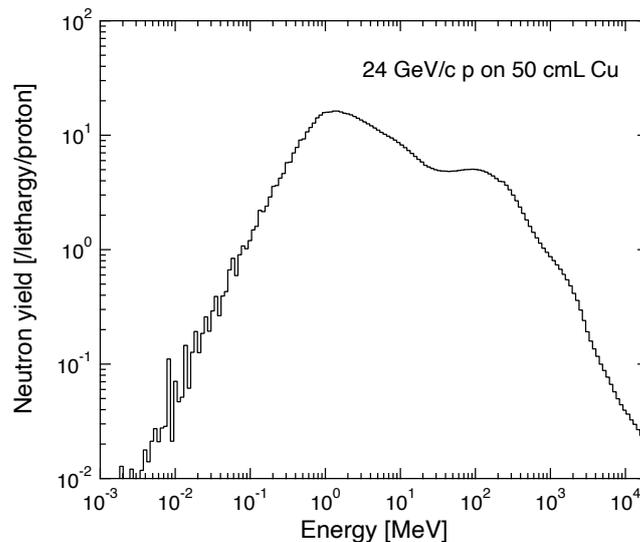


Fig. 3.14: ターゲットにおける生成中性子エネルギースペクトル

3.5.2 係数 C の二次中性子エネルギー依存性

中性子と物質の相互作用を記述する散乱断面積は中性子エネルギーに依存して変化する。すなわち、ビームロスによる二次中性子が遮蔽体中で減速され、熱中性子として再び室内に反射される効率(確率)は二次中性子エネルギーに依存する[82]。係数 C はこの効率にあたりと解釈できる。

ターゲット室における係数 C の二次中性子エネルギー依存性をシミュレーションで推定する。このシミュレーションでは、ターゲット位置に中性子線源を仮定し(この時ターゲットは体系から取り除く)、そこから単色エネルギーの中性子を等方放出させ、室内の平均熱中性子束 ($\text{cm}^{-2} \text{neutron}^{-1}$) を求める。この平均熱中性子を簡易式に当てはめることで、ある二次中性子エネルギーに対応する係数 C が求まる。そして中性子線源のエネルギーを変えて都度シミュレーションを実行することで、係数 C のエネルギー依存性を導出できる。

Fig. 3.15 に、PHITS で計算した係数 C の中性子エネルギー依存性 $C(E)$ を示す。 $C(E)$ は 10 MeV 付近を境に減少から増加に転じているが、これはコンクリートの中性子散乱断面積の振る舞いを反映している。すなわち、およそ 10 MeV 以下では弾性散乱反応が支配的であり、中性子エネルギーの低下と共に後方散乱の割合が大きくなるため、熱中性子束(係数 C) は増加する。一方、10 MeV 以上では非弾性散乱が優位になり、 (n, xn) 反応等によって遮蔽体中で中性子が生成し、熱中性子束(係数 C) 増加に寄与する。

$C(E)$ と生成二次中性子スペクトル (Fig. 3.14) から、24 GeV/c 陽子による熱中性子束の由来を評価できる。Fig. 3.16 に $C(E) \times N(E)$ の累積率を二次中性子エネルギーの関数として示す。この結果から、ターゲット室の平均熱中性子束の約 80% は 20 MeV 以下の中性子成分に由来することが分かった。

20 MeV 以下の中性子の多くは励起核の蒸発過程によってほぼ等方的に放出されるため、大型加速器を内包した直線状(又はリング状)のトンネル室内の熱中性子分布はビームロス点の真横(ビーム進行方向に対して 90°) の位置でピークを形成すると考えられる。よって、金箔放射化法による熱中性子計測を通じて、大型加速器トンネル室のビームロス分布の多点同時測定が可能と考える。この金箔放射化法のビームロス分布評価への応用可能性と、先に導出した係数 $C=1.77 \pm 0.19$ の他施設への適用性について、第5章において再度検証する。

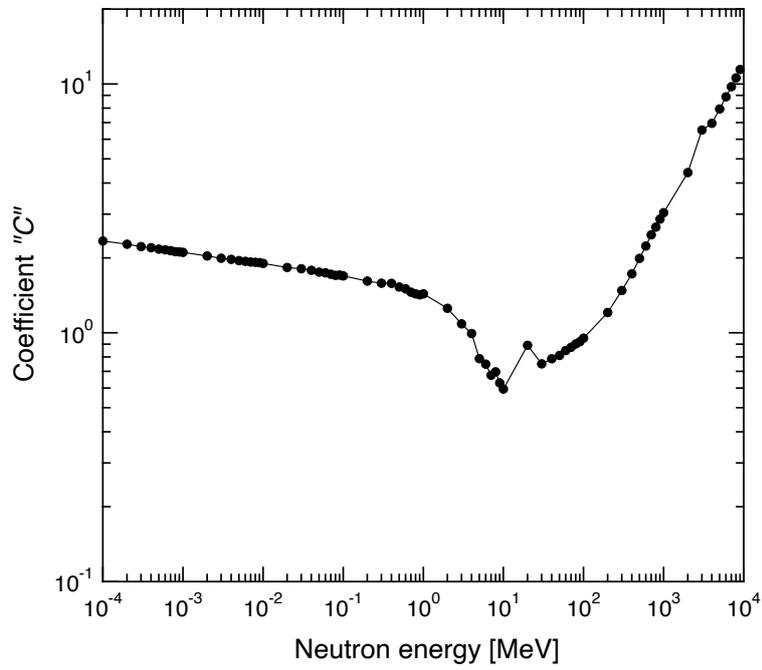


Fig. 3.15: 係数 C の二次中性子エネルギー依存性

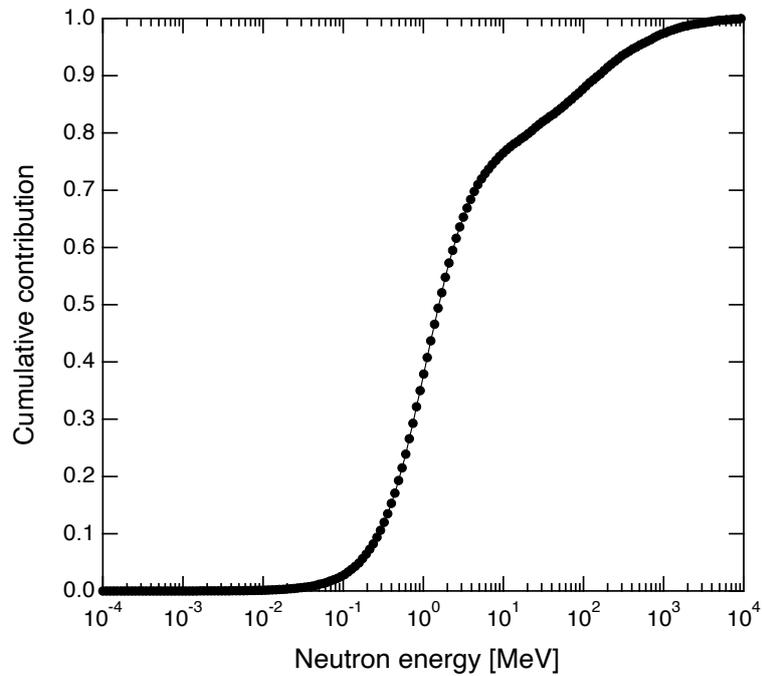


Fig. 3.16: 熱中性子束形成に対する二次中性子の寄与率の累積

3.6 本章のまとめ

本章では、CHARM 施設における 24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布の測定について述べた。実験では金箔放射化検出器 (裸及び Cd カバー付きの 2 枚 1 組) を、ターゲット室内の計 30 箇所、通路の計 5 箇所に設置した。各測定点の $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率を LaBr_3 検出器と γ 線スペクトロメトリー法により定量し、この反応率と Cd 差法を用いて、入射陽子数あたりの熱中性子束を導出した。

モンテカルロ計算コード PHITS、FLUKA 及び MARS を用いて、24 GeV/c 陽子による Cu ターゲットでの二次粒子生成から室内における熱中性子束形成までの過程を計算した。これら計算コードでは採用されている物理モデルと核データ等がそれぞれ異なるが、MeV 以下の中性子エネルギースペクトルに関してほぼ同様の推定を与えることが分かった。また、反応率計算値は 40 % 以内の精度で測定値を再現した。

硬い中性子場における Cd 差法の精度を確認するために、0.5 eV 以下積算中性子束 (基準値) と Cd 差法による熱中性子束の両方をシミュレーションで計算した。二種類の中性子束の比較から、Cd 差法の補正パラメータの不確かさと非 Maxwell 成分の影響は平均 6% 以内と評価された。

金箔放射化法で得た測定値と計算値に基づいて簡易式 $\phi_{\text{th}} = CQ/S$ の係数 C を導出したところ、 $C=1.77\pm 0.19$ と評価された。この検討から、数十 GeV 領域の熱中性子束評価において石川等の提唱値 (4) はファクター 2 程度の安全側評価を与え、Patterson 等の推奨値 (1.25) では過小評価することが分かった。

高エネルギー陽子加速器の熱中性子束形成には蒸発中性子成分が主体的に寄与することをシミュレーションで示し、金箔放射化法のビームロス分布評価への応用可能性が示唆された。このことは、係数 $C=1.77\pm 0.18$ の他施設への適用性も含めて第 5 章において再度検証する。

以上から、本章では、24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布を簡単な測定体系で検証し、遮蔽設計計算法の高度化の検討と CHARM 照射試験における利用の双方にとって有益な実験データを得た。そして、簡易式の既存係数 C の精度を、数十 GeV 領域において初めて実験的に検証した。

第 4 章

24 GeV/c 陽子による二次粒子放出角度分布の測定

第 3 章では、CHARM ターゲット室の熱中性子空間分布の測定について述べた。本章では、24 GeV/c 陽子による放出二次粒子の強度と角度分布を測定するための実験について述べる。

4.1 緒言

LHC 放射線環境下における SEE の主要因として、熱中性子と高エネルギーハドロン (HEH) が挙げられている [90, 46]。これらに対する耐放射線性評価の高度化の一環として、第 3 章では CHARM ターゲット室の熱中性子空間分布を測定した。本章では、24 GeV/c 陽子による高エネルギー二次粒子成分の測定に焦点を当てる。

HEH は SEU 評価のために導入された量であり、20 MeV 以上の全ハドロン束 (主に、 p 、 n 、 π^\pm 及び K^\pm) と定義される。CHARM ではこの HEH を CERN Radiation Monitoring (RadMon) System [91] を用いて測定し、照射場の指標としている [92]。RadMon には HEH による SEU 発生確率 (σ_{SEU}) が既知の SRAM が搭載されている。この σ_{SEU} は HEH に対して一定値を取ると評価されており [46]、SRAM の SEU 発生数が HEH 強度に比例することを利用して照射場の HEH をモニターしている。RadMon は照射影響を直接測定できる利点を持つが、二次粒子の種類やエネルギーを知ることはできないため、照射場に関するこれらの情報は FLUKA で評価している。

24 GeV/c 陽子による放出二次粒子量分布は、CHARM においては照射場の高エネルギー成分を特徴付ける重要データである。他方、数十 GeV 領域における二次粒子生成の測定例は少なく、FLUKA を始めとする計算コードの物理モデルの信頼性は十分に検証されていない。

本章ではターゲットと放射化試料による単純な測定体系を構築し、種々の反応しきい値をもつ放射化反応を選定することにより、二次粒子の種類、量、エネルギーと角度分布に関する物

理モデルの評価に十分な精度で利用できる放射化生成率データを取得することを目的とした。これを CHARM で得るためには、狭いターゲット室内での二次粒子散乱成分の影響を抑制し、ターゲットからの二次粒子放出に着目できる測定体系構築が必要である。

放射化検出器としてアルミニウム、ニオブ、インジウム及びビスマスを選定した。これらの検出器はしきい中性子検出器として広く用いられているが、しきい反応による核種生成量に核破碎反応等による生成量が競合する場合には、中性子の弁別測定は困難となる。放射化法による二次粒子弁別手法は確立されていないが、競合反応の影響が小さい生成核種に着目することで、特定の二次粒子を測定できると考える。例えばビスマスの $^{209}\text{Bi}(p, xn)^{210-x}\text{Po}$ は、核破碎反応や中性子捕獲反応と競合しないため、陽子検出反応として利用できる可能性がある。放射化法を二次陽子測定に適用した例はこれまでに無く、本研究で有効性を検証する。

4.2 測定体系の設計

CHARM の照射場は、ターゲットからの直達二次粒子成分と、二次粒子が遮蔽壁等と相互作用して形成される散乱成分で構成される。CHARM の利用上は散乱成分も含めた二次粒子のエネルギー・空間分布情報が重要である。一方、直達成分だけを反映した実験データは、施設の構造に依らないため汎用性が高く、遮蔽設計計算法の検証に有効である。ここでは、ターゲットからの二次粒子直達成分を得るための実験体系を設計する。

4.2.1 散乱線影響の検討

CHARM の狭い室では、散乱成分を完全に除去することは困難である。この様な室での散乱成分評価にはシャドーコーン法が一般に用いられる。シャドーコーン法では線源から検出器に対する立体角に放出される直達線を完全に吸収する遮蔽体を用いる。この遮蔽体を置いた場合と置かない場合の検出器応答の差分から散乱線の寄与分を補正できる。放射化法にシャドーコーン法を適用するには、感度が低いために、長時間のビームタイムが必要となる。本実験のビームタイムは他実験と共用であったため、シャドーコーン法は採用しなかった。

直達成分と散乱成分の比はターゲットと検出器間の距離に応じて変化すると考えられる。この関係はシミュレーションで評価できる。ここではターゲットと検出器間の距離をパラメータとして、散乱成分影響を極力小さくできる測定体系を検討した。

Fig. 4.1 に、ターゲット真横 0.3 m、1.3 m 及び 2.3 m 位置 (Fig. 4.2) における中性子及び陽子スペクトル計算値を示す。赤線は直達線と散乱線の両方の寄与の合算で、黒線は直達線だけを見ている。散乱線影響は中性子の場合で顕著であり、ターゲットから離れると増加する。一方、0.3 m 位置では中性子の場合でも散乱線影響が十分に小さくなることが分かった。本研究では直達成分に着目するために、ターゲット近傍に検出器を設置する方針とした。

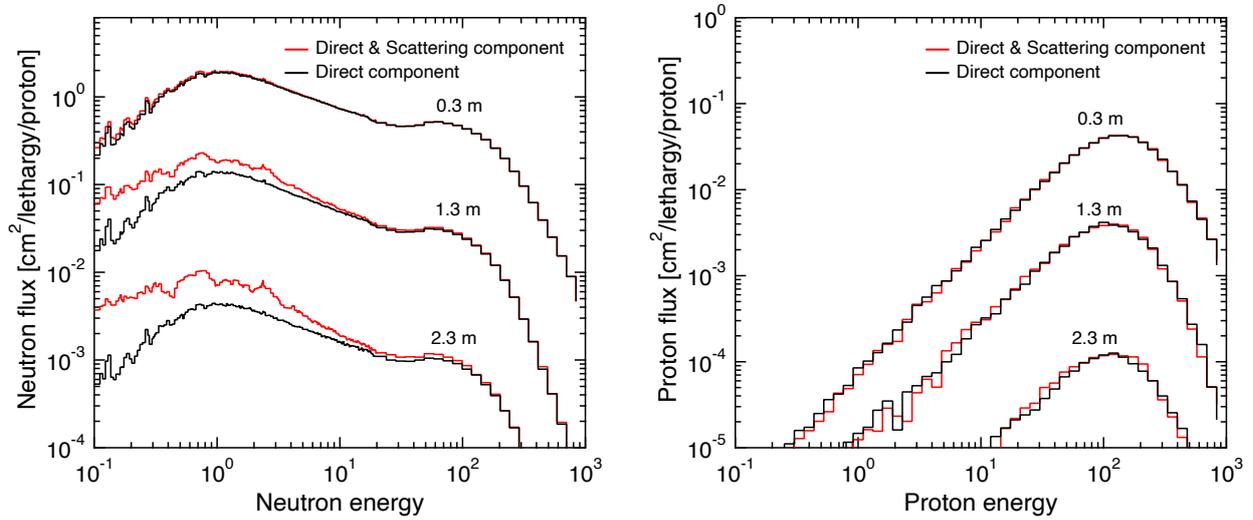


Fig. 4.1: 二次中性子と二次陽子のエネルギースペクトル計算値：(赤線) 直達線及び散乱線, (黒線) 直達線

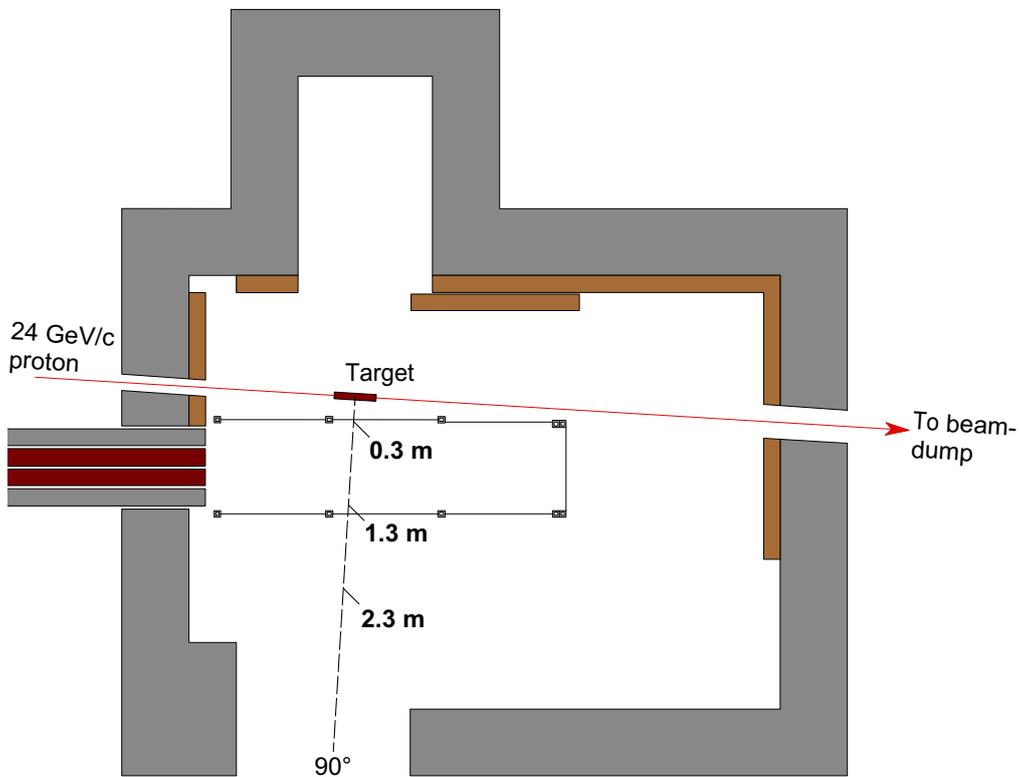


Fig. 4.2: 中性子及び陽子のエネルギースペクトル計算位置を示した平面図

4.2.2 ターゲットの検討

前項で述べたように、CAHRM で二次粒子の直達成分データを得るには検出器をターゲット近傍に設置する必要がある。一方、CHARM の常設ターゲット周囲 1 m 以内の線量率は、24 h 冷却後でも 10 mSv/h を下回らないと評価されている [93]。このような高線量環境下では被ばく線量の観点から作業時間が短時間に制限され、実験遂行は困難と想定される。

CHARM ではターゲットシステムをアルコーブに格納した状態で、実験者が準備した専用ターゲットをビームライン上に設置し、照射試験に用いることが可能である。以下に、専用ターゲットを使用することの本実験上の利点を挙げる。これら利点は、実験精度向上と計算コードとの比較に適した測定体系構築に繋がるものである。よって、本実験では専用ターゲットを準備して実験に供する方針とした。

1. ビームタイム、核種生成量及び被ばく線量の観点でターゲット厚みを最適化できる。
2. 測定体系をターゲット室外で構築することで、高線量下での作業時間を短縮できる。
3. 放射化したターゲットの残留線量分布からビーム経路情報を得ることができる。

核種生成量と実験時の被ばく線量をシミュレーションで見積もり、本実験のターゲット寸法を直径 8 cm、厚さ 10 cm と最適化した。このターゲット (以降、「10 cmL Cu ターゲット」と呼ぶ。) は、ターゲット回収時の安全性の考慮と後述のガフクロミックフィルムによるビーム経路測定のために厚さ 5 cm 毎に 2 分割した。Fig. 4.3 に 10 cmL Cu ターゲットの設置場所を示す。ターゲット設置場所として、常設 Cu ターゲットからの残留線量寄与が低いターゲット室下流側のエリアを選定した。

本実験の実施にあたって、CERN 放射線管理基準を逸脱しないことを示すための被ばく線量算定が必要であった。この算定は実験条件検討時の制約の一つであるため、その概要を以下に述べる。24 GeV/c 陽子を 10 cmL Cu ターゲットに照射した時 (Fig. 4.4 (a)) の残留放射性核種による γ 線量率を FLUKA を用いて計算した。Fig. 4.4 (b) にターゲットを 2.7×10^{10} proton s^{-1} の平均ビーム強度で 12 h 照射し、1 h 冷却した時の γ 線量率マップを示す。照射後ターゲットから 1 m 離れた地点の空間線量率は、1 h 冷却後で約 0.8 mSv/h と評価された。本実験では実験者が 1 m 以上離れた位置でのターゲットの回収及び運搬を可能にするために、2 分割したターゲットそれぞれに金属製ワイヤーを取り付けた。ターゲットをワイヤーと二又ロッドを用いて吊り下げることで、一定距離を確保したままターゲットを運搬し、所定の遮蔽容器に収納できる。

本実験で想定される個人被ばく線量は、回収作業時間を安全側に 5 min と仮定した場合で 80 μ Sv と算定された。これは、CERN が運用する放射線リスク評価 (ALARA category [94]) で最も低リスクに位置する ALARA Level 1 (個人被ばく線量 < 100 μ Sv) に該当する。

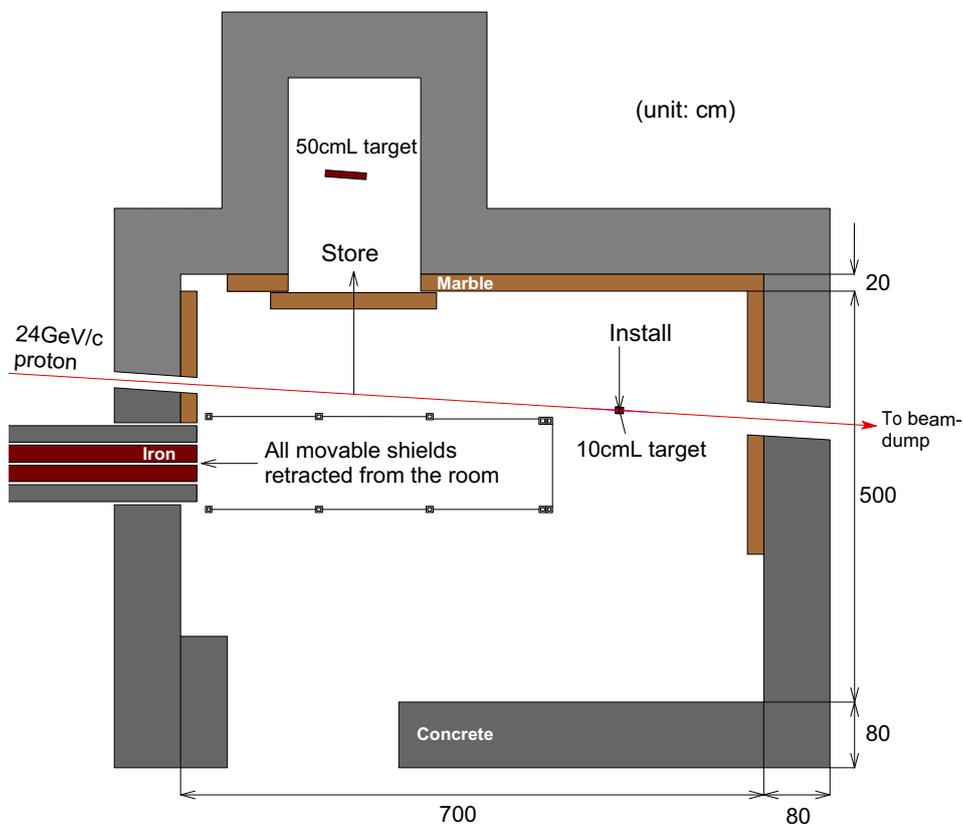


Fig. 4.3: 実験時のターゲット配置

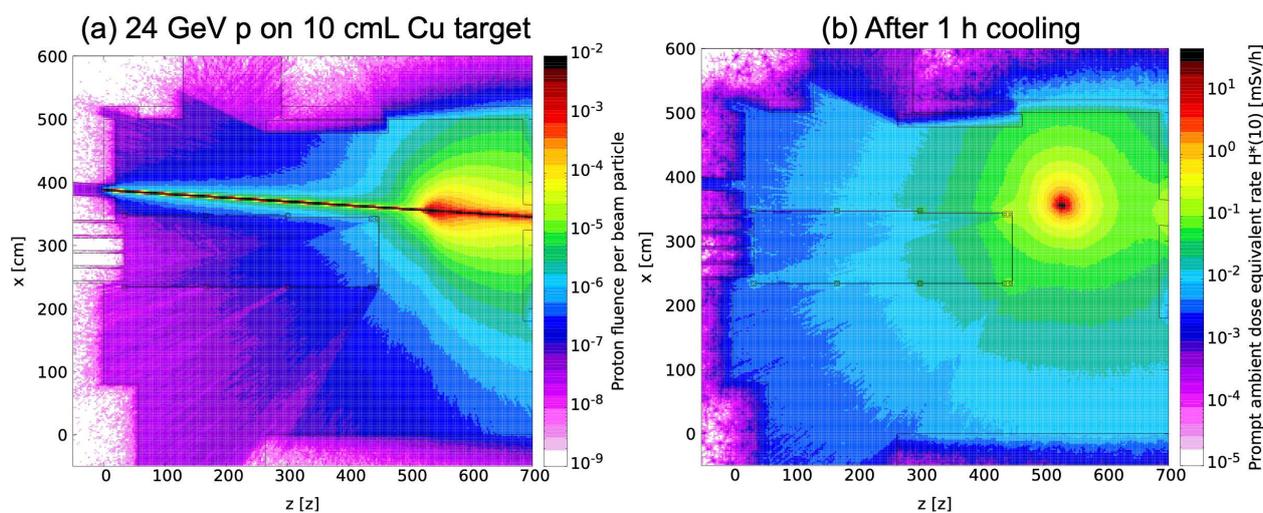


Fig. 4.4: 実験時の被ばく線量の算定 : (a) 陽子束計算値, (b) 1 h 冷却後の γ 線量率計算値

4.2.3 測定体系の構築

Fig. 4.5 に測定体系の外観写真を示す。この測定体系は、ターゲット、放射化検出器 (仕様は Table. 2.4 を参照) 及びこれらを支持するアルミニウム合金 (A5052) 製の天板と検出器固定用のプレートで構築した。

Fig. 4.6 に二次粒子測定体系の平面図と断面図を示す。中性子散乱の影響を小さくするために天板の一部に抜き加工を施した。1 mm 厚のプレートに放射化検出器をメンディングテープで固定し、天板上の所定位置に設置した。ターゲット中央部とプレート表面間の距離は 30 cm、ビーム進行方向に対する検出器設置角度はターゲット中央部から見て 15°、30°、45°、75°、90°、105°、125°、160° である。

ターゲット室に測定体系を設置する際のアライメントでは、ビーム方向のターゲット中心軸が上下流ビームポート中心を結ぶ線上に位置するように調整した。しかし、実際のビームがビームポート中央部を通過するとは限らないため、アライメント精度の確認も含めて後述のガフクロミックフィルムを用いてビーム照射位置を検証することとした。

運転中のビーム強度は前章と同様に SEC1 でモニターした。さらに、ビームの全量がターゲットに入射したかどうかを銅箔の放射化法で確認した。ビーム強度の測定のために、50 mm×50 mm×0.025 mm の銅箔 (純度 : 99.9+%) を 3 枚重ねてターゲット前面に付した。放射化箔によるビーム強度測定については p.80 で詳しく述べる。

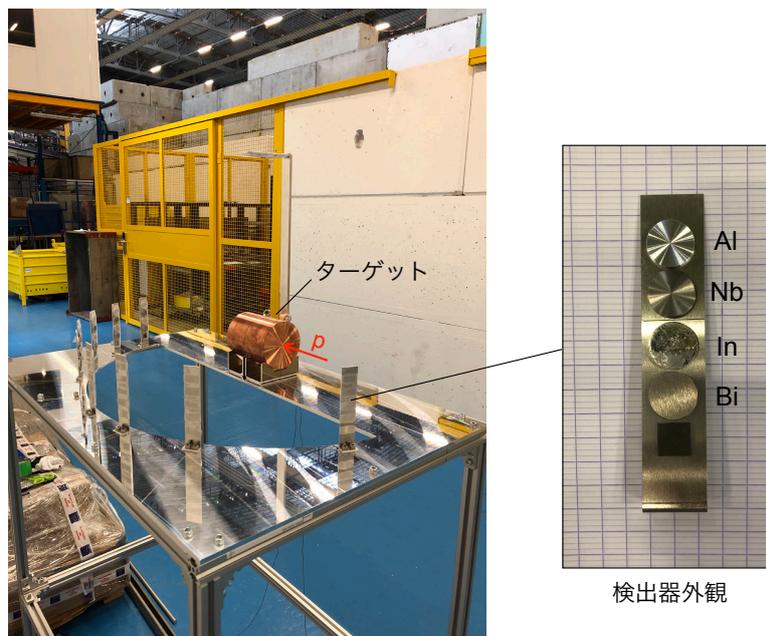


Fig. 4.5: 測定体系の外観

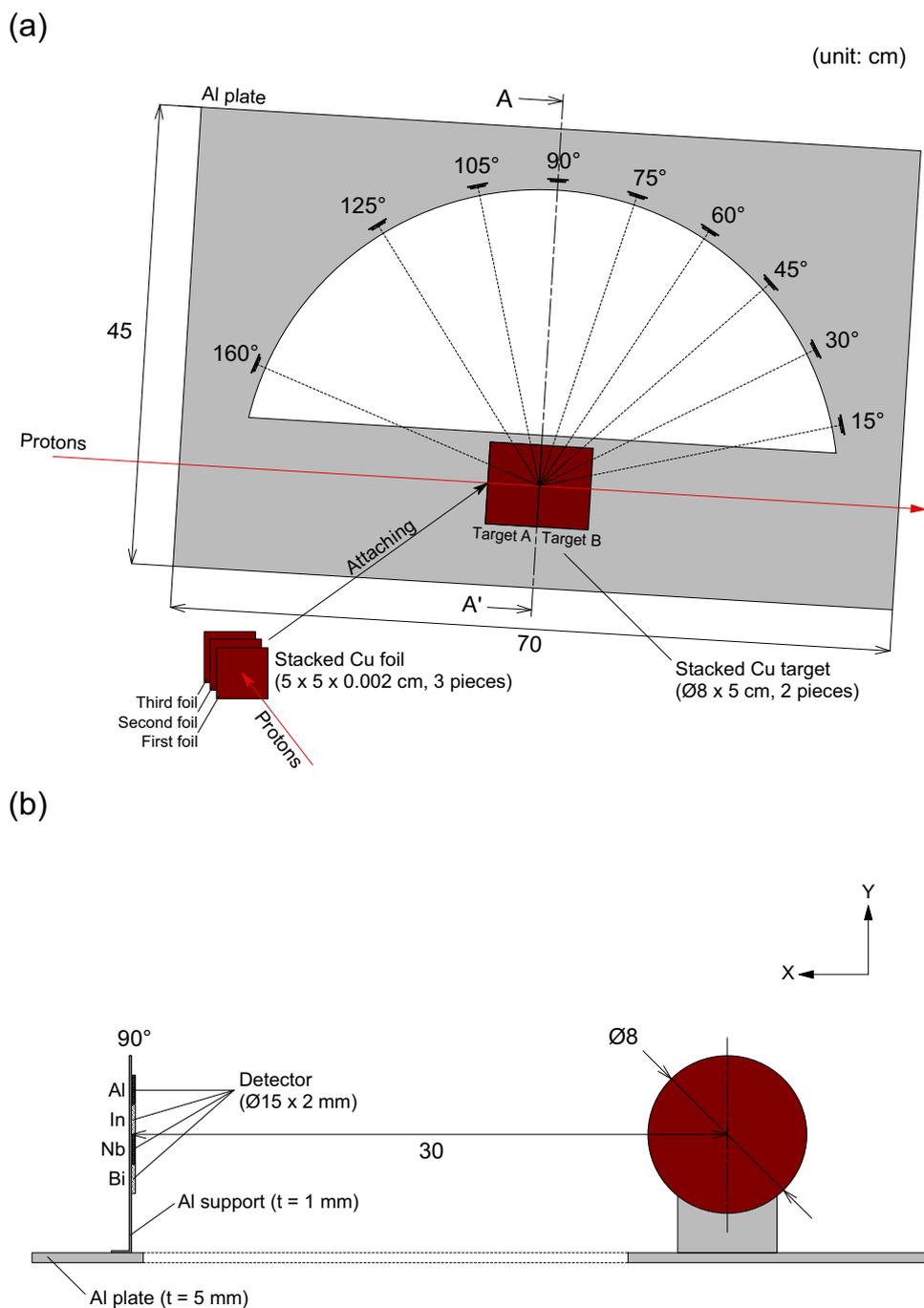
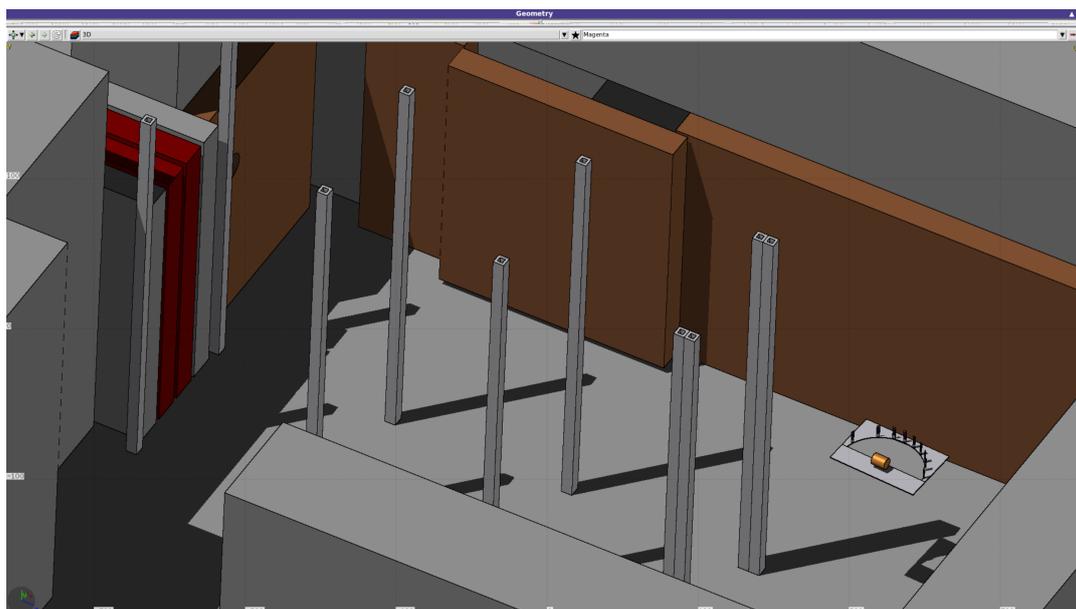


Fig. 4.6: 測定台上に構築した二次粒子測定体系の平面図と断面図

4.2.4 実験体系下での散乱線影響の評価

これまでに検討した実験体系下での散乱線影響を FLUKA を用いて評価した。Fig. 4.7 に FLUKA インพุットファイルの編集等を支援するグラフィカルユーザーインターフェース Flair [95] で可視化した計算体系を示す。

(a)



(b)

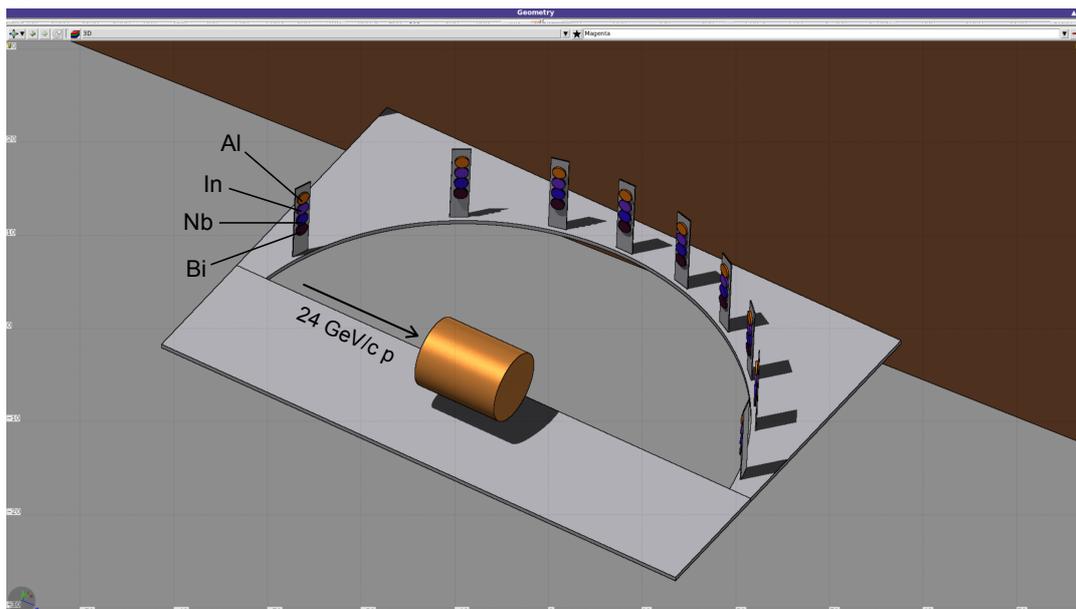


Fig. 4.7: FLUKA 計算体系 : (a) ターゲット室の俯瞰図, (b) 測定体系拡大図

Fig. 4.8 に 90° の検出器位置における二次中性子と二次陽子のエネルギースペクトルを示す。ターゲット室や測定台からの散乱中性子線の寄与は、1 MeV 以下のエネルギー領域で最大 5 % 程度であった。この散乱線の影響は、Fig. 2.11 で示したように、本実験の放射化検出器は 1 MeV 以下の中性子に対する感度が低いため問題とはならない。一方、1 MeV 以上では散乱中性子線の影響は殆ど無視できると分かった。

陽子束に関しては、20 MeV 以下で最大 4 % 程度の散乱線の影響が確認された。20 MeV 以下の陽子は放射化検出器の反応に殆ど関与しないため、散乱陽子線は実験に影響しないと判断される。

視認性を考慮してグラフには載せないが、同様の計算でパイオン ($20 \text{ MeV} > E$) と光子 ($10 \text{ MeV} > E$) についても、核反応に寄与するエネルギー領域において散乱線影響は十分に抑制可能である。

以上の検討から、本実験体系を用いることで、ターゲットからの二次粒子放出角度分布を反映した核種生成率データを取得できる見通しを得た。

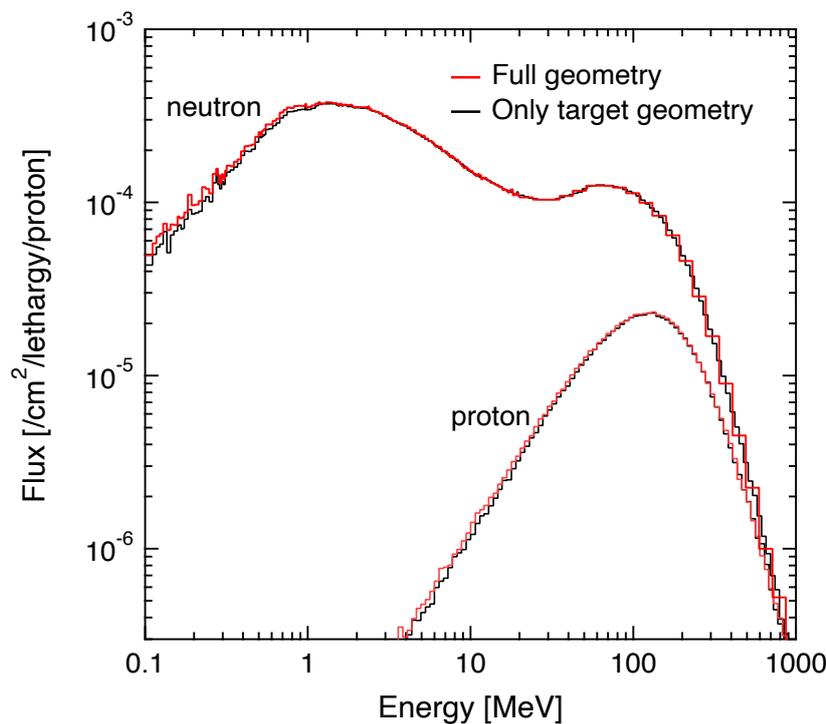


Fig. 4.8: 二次粒子エネルギースペクトル計算値：(赤線) 直達線及び散乱線, (黒線) 直達線

4.3 実験

4.3.1 24 GeV/c 陽子ビームの照射

二次粒子測定体系をターゲット室にインストールし、24 GeV/c 陽子を 10 cmL Cu ターゲットに照射した。Fig. 4.9 に SEC1 でモニターされた照射中のビーム強度履歴を示す。照射時間は合計 12 h、ビーム強度は $2\text{--}4 \times 10^{10}$ protons/s の範囲であった。

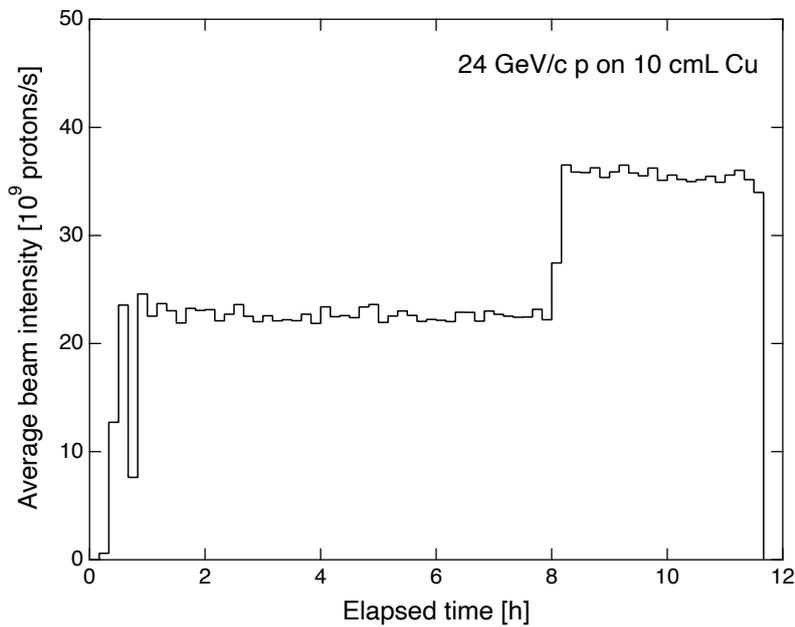


Fig. 4.9: 24 GeV/c 陽子ビーム強度履歴

4.3.2 放射化検出器の γ 線スペクトル測定

照射終了後、検出器中の残留放射性核種からの γ 線を電気冷却式 HP-Ge 検出器 (Canberra 社製, Falcon 5000) により測定した。Ge 検出器からの信号は Falcon 5000 システムに内蔵する多重波高分析器により 8192 ch の波高データに AD 変換され、これを Ethernet ケーブルを介して PC で収集した。エネルギー校正には ^{57}Co (122.1 keV)、 ^{137}Cs (661.7 keV) 及び ^{60}Co (1173 keV、1333 keV) を使用し、0.5 keV/1 ch となるようにアンプゲインを調整した。

Fig. 4.10 に Ge 検出器による γ 線測定体系を示す。本実験では全ての放射化検出器に対して γ 線測定体系を統一した。放射化検出器と Ge 検出器エンドキャップまでの距離は 50 mm とし、その間に合計 10 mm 厚の亚克力を挿入した。また、自然放射線からのバックグラウンドを低減するために検出器ヘッドを厚さ 10 cm の鉛ブロックで囲んだ。

この測定体系における HP-Ge の検出効率を ISOCS/LabSOCS ソフトウェアを用いて導出した。検出効率計算時には、アルミニウム、ニオブ、インジウム及びビスマスに関しては放射性核種が検出器中に一様に生成したと仮定した。一方、ビーム強度モニター用の銅箔に関しては、銅箔に入射した陽子ビームの中央部からビームサイズ (1.1 cm×1.1 cm FWHM) に対して 2σ の領域に線源が一様に分布したと仮定した。

検出器と放射化検出器の距離を離れた理由の一つに、サム効果の低減がある。サム効果は γ 線の検出効率が高いほど顕著になることから、測定試料と検出器の距離を取ることで、検出効率の低下を伴うもののサム効果も低減することが知られている。本研究では文献 [78] の方法を用いてサム効果の影響を解析的に評価し、本章の定量対象核種に対してその影響は 2% 未満と見積もられた。

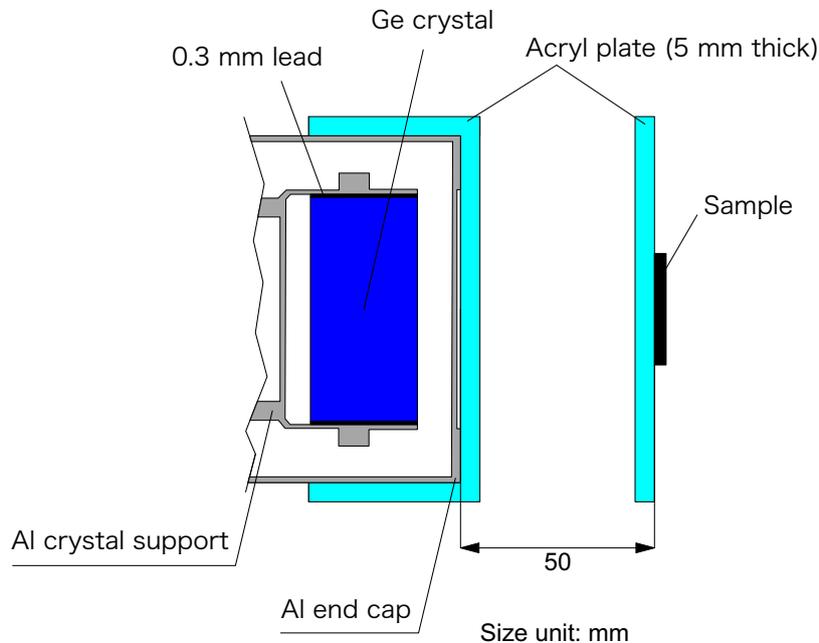


Fig. 4.10: HP-Ge による γ 線測定体系

4.3.3 ガフクロミックフィルムによるビーム経路の同定

モンテカルロシミュレーションで実験条件を正確に模擬するためには、ターゲット中でのビーム経路に関する情報が必要である。24 GeV/c 陽子ビームはターゲット中での進行経路に沿って放射性核種を生成させる。よって、ビーム経路は照射後ターゲットの各表面の残留線量分布測定によって知ることができる。

本実験ではガフクロミックフィルム (Ashland 社製, RT-QA2-1010) を用いてターゲット表面の残留線量分布を測定した。ガフクロミックフィルムは放射線照射により発色する物質が添

加されたプラスチックフィルムである。照射した際に可視域での着色があり現像処理を必要としない、明室で取扱が可能、任意の大きさにカットができる等の利点がある。フィルムの着色応答 (線量分布に対応) は任意のイメージスキャナで取得できる。

Fig. 4.11 にガフクロミックフィルムによる残留線量分布測定の流れを示す。ここでは、ビーム進行方向に対して上流側及び下流側のターゲットをそれぞれ Target A 及び B とし、それぞれのターゲットのビーム入射面と出射面を A_{inj} 、 A_{ext} 、 B_{inj} 及び B_{ext} と呼ぶ。

照射終了から 52 h 経過後にターゲットの各面にフィルムを取り付け、残留放射線でフィルムを約 24 h 照射した。そして、照射後の 4 枚のフィルムをイメージスキャナーで読み取り、Fig. 4.12 の画像を得た。この時、照射後フィルムの着色濃度の安定化のために、スキャン作業は照射終了から約 12 h 経過後に実施した。

Fig. 4.12 (a)–(b) は 24 bit のフルカラー画像、Fig. 4.12 (A)–(D) は 8 bit グレースケール画像である。ここではグレースケール画像の濃淡を解析し、各面の線量強度分布を求めた。

Fig. 4.13 に、ガフクロミックフィルムで測定された線量強度分布の水平方向成分 (X-profile)、鉛直方向成分 (Y-profile)、及び Gaussian fitting で求めた曲線を示す。ここでは Fig. 4.6 (b) の直交座標系において、ターゲット中心軸上を座標原点とした。

ターゲット中でのビーム経路は A_{inj} から B_{ext} までの線量強度分布のピーク座標を結んだ直線経路として再構成できる。まず、 A_{inj} の線量強度分布のフィッティングパラメータから、Target A におけるビーム中央部の入射点座標は ($X = -1.25$ cm、 $Y = -0.30$ cm) と評価された。一方、各面の線量強度分布のピーク座標に明確な相違は観察されなかった。従って、本実験において陽子ビームは、ターゲット軸に対して平行に入射したと判断される。

また、線量強度分布が単一のガウス分布でフィッティングできるため、実験期間中のビーム位置変動は小さかったことが分かる。

以上から、ガフクロミックフィルムを用いて 24 GeV/c 陽子ビームの入射位置とターゲット中での経路の同定に成功した。この情報をシミュレーション条件に反映することで、測定と計算のより正確な比較が可能となる。

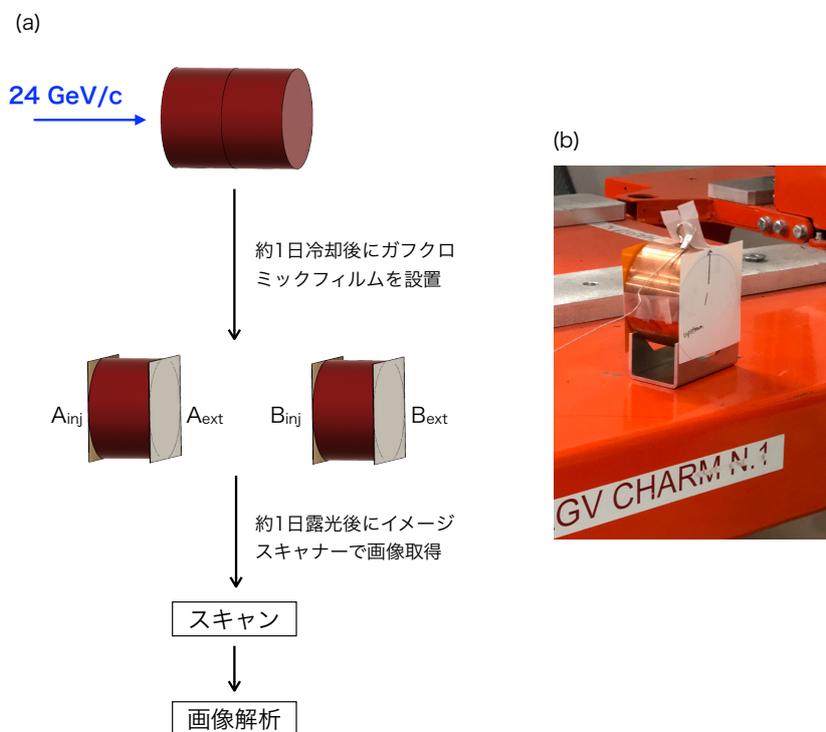


Fig. 4.11: (a) ガフクロミックフィルムによる残留線量分布測定の流れ, (b) フィルム照射時の写真

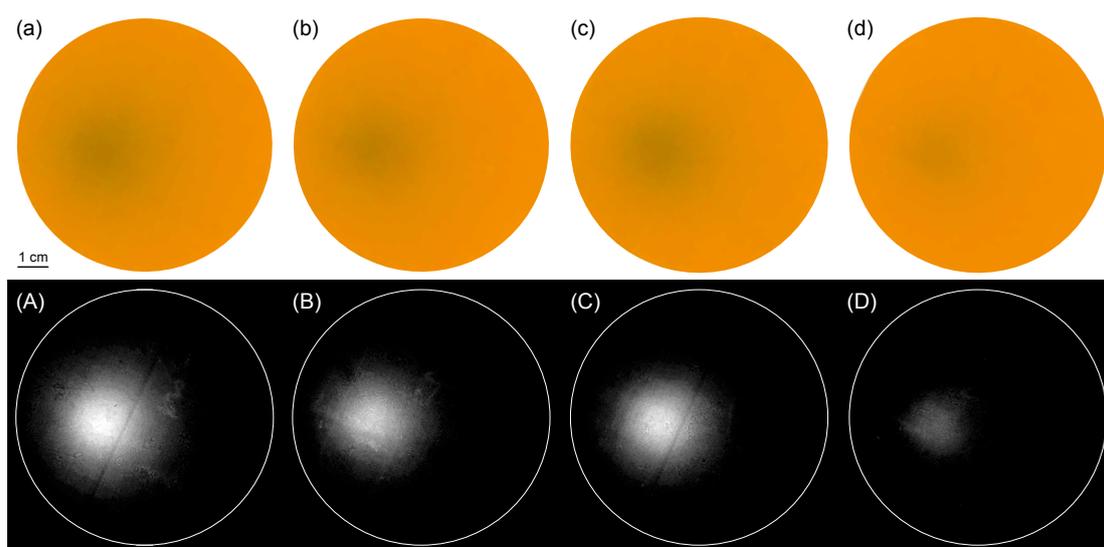


Fig. 4.12: ガフクロミックフィルムのスキャン画像 : (a)–(d) フルカラー, (A)–(D) 8 bit グレースケール

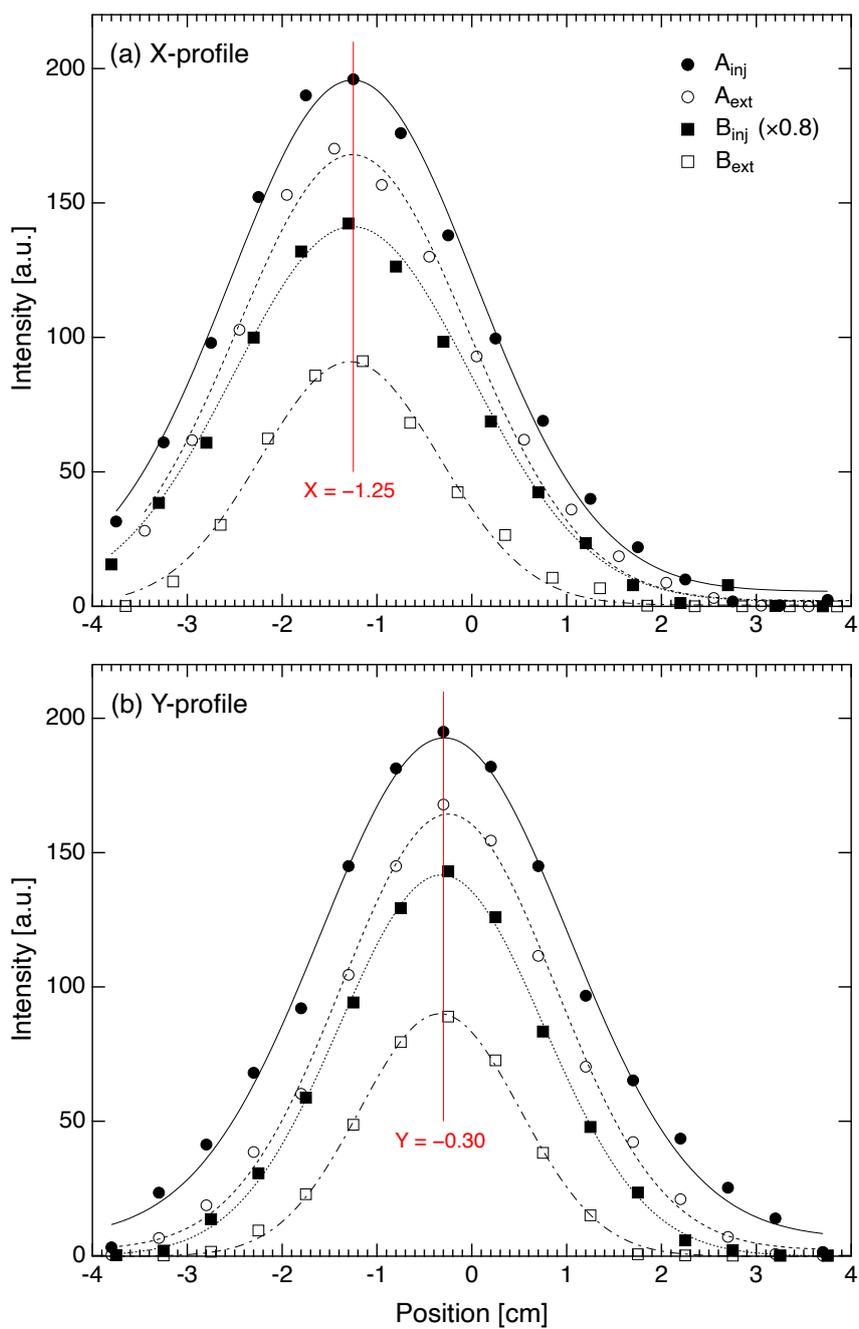


Fig. 4.13: ターゲット表面の線量強度分布 (a) X-profile, (b) Y-profile

4.3.4 ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{24}\text{Na}$ 反応によるビーム強度の測定

ビーム強度モニター応答と入射粒子数との関連付け (校正) の手法として、箔放射化法が広く用いられている。その校正に利用できる核反応として、 ${}^{12}\text{C}(p, pn){}^{11}\text{C}$ 、 ${}^{27}\text{Al}(p, 3pn){}^{24}\text{Na}$ 、 ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{24}\text{Na}$ 等がある [96, 97, 98, 58]。

箔中の生成放射能を $A(t)$ とし、 $t = t_{\text{irr}} + t_c$ の関係が成り立つとすると、平均入射陽子数 ϕ (proton/s) は次式から求められる。

$$\phi = \frac{M}{N_A \rho x} \frac{A(t)}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{\lambda t_c} \sigma}, \quad (4.1)$$

ここで、 t_{irr} は照射時間、 N_A はアボガドロ数 (mol^{-1})、 M は分子量 ($\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$)、 ρ は箔密度 ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)、 x は箔の厚み (cm)、 σ は生成断面積 (cm^2) である。

CHARM のビーム強度は IRRAD 上流側の SEC1 (Fig. 2.4) でモニターされている。SEC1 の校正には ${}^{27}\text{Al}(p, 3pn){}^{24}\text{Na}$ 反応が用いられた [58]。本研究では、実験中の SEC1 校正精度を銅放射化法による ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{24}\text{Na}$ 反応でクロスチェックした。

Fig. 4.14 に ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{24}\text{Na}$ と ${}^{27}\text{Al}(p, 3pn){}^{24}\text{Na}$ 反応断面積を示す [99]。これら核反応はビームモニター校正の観点で以下の利点を有する。

1. ${}^{24}\text{Na}$ の半減期は約 15 h であり、比較的短時間の照射で γ 線スペクトロメトリーで定量可能な放射能が得られる。
2. ${}^{24}\text{Na}$ は β 壊変により 2.754 MeV と 1.369 MeV (放出比はそれぞれ 99.94% と 100%) の 2 本の γ 線を放出する。これらの γ 線は Al、Cu の核破砕反応で生成される他核種からの γ 線と競合しない。
3. 広いエネルギー領域で断面積が既知である。

アルミニウム放射化法では ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応でも ${}^{24}\text{Na}$ が生成するため、この競合反応の影響を補正する必要がある。一方、銅放射化法は競合反応が無いという利点がある。

24 GeV/c のエネルギー領域において ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{24}\text{Na}$ 断面積は取得されていない。一方、Limiting fragmentation の仮説では、核破砕片生成断面積は入射陽子エネルギーに比例して増加するがある閾値を超えるとその後一定値を取るとされている。Baker 等は 30~800 GeV のエネルギー範囲における断面積として 3.59 ± 0.14 mb を示している [97]。 ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{24}\text{Na}$ 断面積は約 3 GeV 以上で概ね一定であることから、本研究では Baker 等の断面積を用いてビーム強度を評価した。

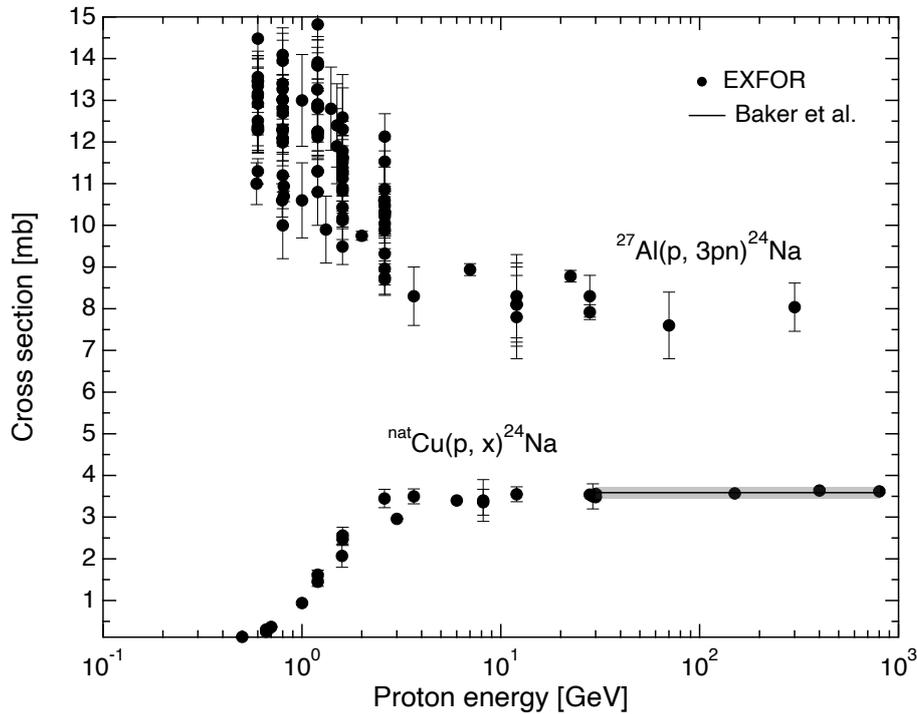


Fig. 4.14: $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ 反応, $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{24}\text{Na}$ 反応断の面積 [99]

核破碎反応による ^{24}Na 原子核の一部は箔外に反跳される可能性がある。照射中に箔外に反跳した ^{24}Na 原子核の補填方法として、放射化箔を 3 枚重ねた状態で照射する Stack foil 法がある [98]。本実験では $50\text{ mm} \times 50\text{ mm} \times 0.025\text{ mm}$ の銅箔 (純度: 99.9+%) を 3 枚重ねて銅ターゲット前面に付した。この 3 枚の Cu 箔をビーム進行方向に沿って First foil、Second foil、Third foil と呼ぶ。

Fig. 4.15 に Stack foil 法による反跳原子核補填方法の概念図を示す。まず、Second foil から前方 (ビーム方向) に反跳された ^{24}Na 流出分は、First foil から反跳された ^{24}Na によって補填される。 ^{24}Na 原子核が後方に反跳される確率は低いと考えられるが、この場合も同様の原理で流出分が補填される。

Table 4.1 に、銅箔と SEC で評価した実験期間中の積算入射陽子数の比較を示す。ここで、 ^{24}Na 定量時の系統的な不確かさは、ISOCS/LabSOCS で導出した検出効率の不確かさ (6%)、銅箔中の放射能分布形状が検出効率に及ぼす影響の不確かさ (5%) の計 7.8% とした。

SEC1 で測定された積算陽子数は銅箔で求めた結果と誤差範囲で一致した。これにより、放射化検出器の測定値の規格化に用いたビーム強度履歴 (Fig. 4.9) の信頼性が検証された。それぞれの銅箔で測定された陽子数は、中央の Second foil でやや高いようにも見られるが、不確かさを考慮すると有意な差は無かった。これは 0.025 mm 厚銅箔では箔外への ^{24}Na 反跳の影響が小さいことを示している。

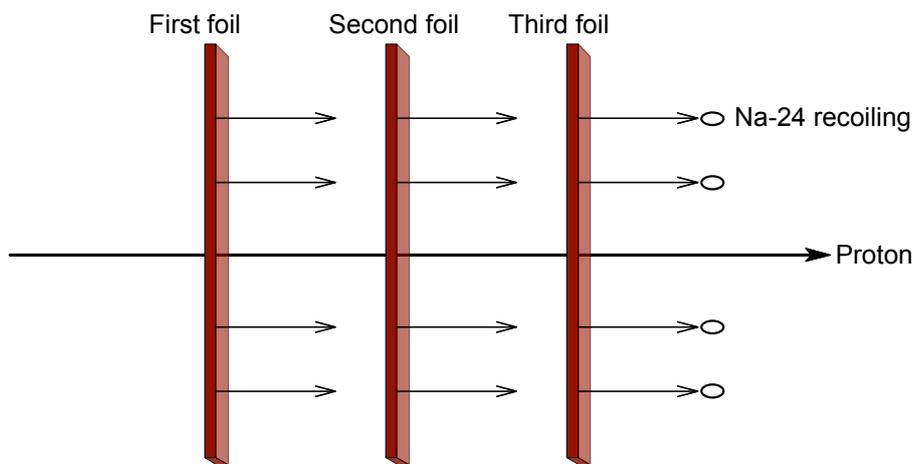


Fig. 4.15: Stack foil 法による反跳原子核補填方法の概念図

Table. 4.1: SEC と銅箔による積算陽子ビーム強度の比較

Method	$A(t)/e^{\lambda t_c}$ [Bq]	Protons	
First foil	8381.0 ± 731.8	$(1.06 \pm 0.09) \times 10^{15}$	
Foil activation	Second foil	8782.1 ± 766.8	$(1.12 \pm 0.10) \times 10^{15}$
	Third foil	8442.6 ± 737.2	$(1.07 \pm 0.09) \times 10^{15}$
Secondary emission chamber (SEC)	—	$(1.07 \pm 0.08) \times 10^{15}$	

4.4 実験結果

4.4.1 放射化検出器の γ 線スペクトル

Table. 4.2 に本実験で測定した核種の崩壊データを示す。また、Fig. 4.16 から Fig. 4.19 に、各放射化検出器の γ 線スペクトルの代表例として 15° 位置で取得したデータを示す。

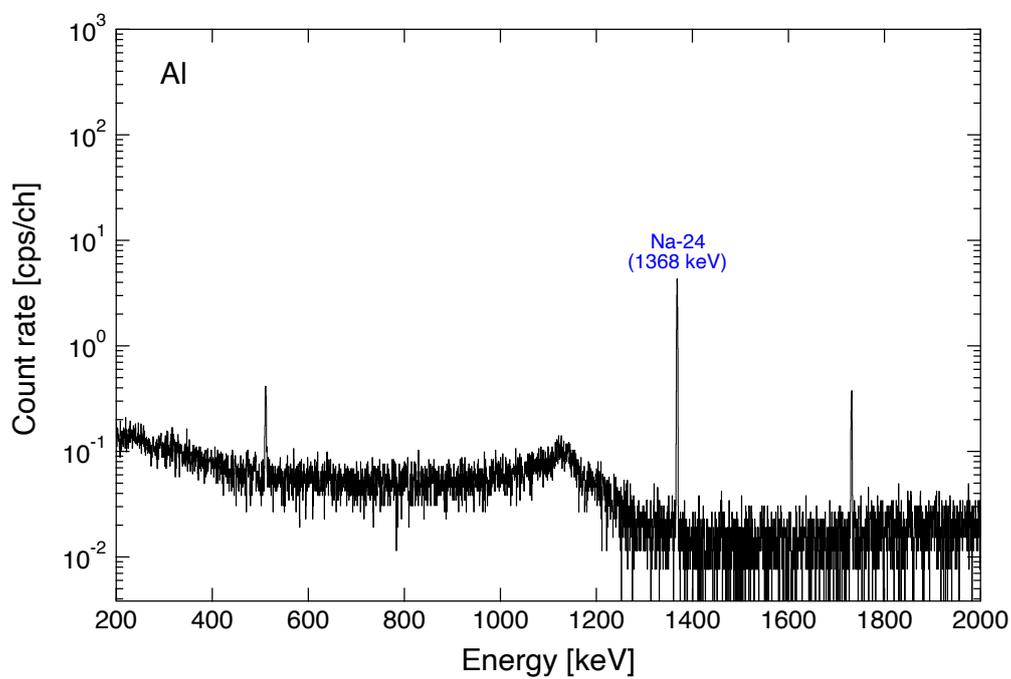
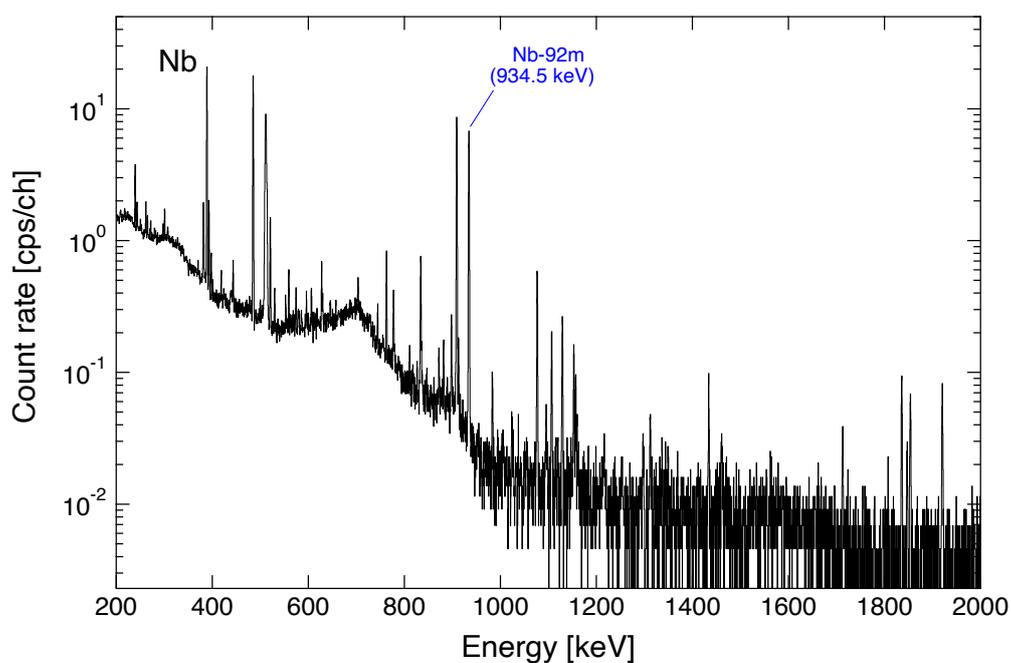
Fig. 4.16、Fig. 4.17、Fig. 4.18 において、 ^{24}Na 、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 及び $^{115\text{m}}\text{In}$ の γ 線ピークを妨害する核種の存在は認められなかった。

ビスマス検出器の γ 線スペクトル解析では、妨害核種の影響を慎重に見極めるために、 γ 線スペクトル測定を複数回に分けて行った。 γ 線測定では、比較的半減期が短い ^{204}Bi と ^{203}Bi を優先的に測定し、 $^{206,205}\text{Bi}$ 及び ^{206}Po については短半減期核種がある程度減衰した後に再度測定した。また、核種の同定を確実にを行うために、一連の γ 線測定結果からピークカウントの時間減衰率を求め、目的核種の半減期と矛盾が無いことを確認した。

$^{206,205,204,203}\text{Bi}$ 及び ^{206}Po は、Table. 4.2 に示した様に異なるエネルギーの複数の γ 線を放出する。ここでは同一核種からの全ての放出 γ 線毎に生成量を導出し、生成量同士の整合性を確認した。 ^{204}Bi の 899 keV、 ^{203}Bi の 825 keV、 ^{206}Po の 807 keV と 1032 keV に対しては近傍ピークが妨害することが分かったため、これら放出 γ 線は定量時に使用しなかった。その他の γ 線ピークから求めた同一核種の生成量は全て測定の不確かさの範囲内で一致したことから、妨害核種の影響は無いと判断した。

Table. 4.2: 測定対象核種の崩壊に関するデータ

Detector	Residual	Half-life	Main photon energy [keV]		
	Nuclide		(Emission probability per decay)		
Aluminum	^{24}Na	14.96 h	1368.6 (0.999)		
Niobium	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	10.15 d	934.5 (0.991)		
Indium	$^{115\text{m}}\text{In}$	4.49 h	336.2 (0.459)		
	^{206}Bi	6.24 d	803.1 (0.989)	881.0 (0.662)	1718.7 (0.318)
Bismuth	^{205}Bi	15.31 d	703.4 (0.310)	1764.4 (0.325)	
	^{204}Bi	11.22 h	899.2 (0.988)	984.0 (0.593)	
	^{203}Bi	11.76 h	820.2 (0.297)	825.3 (0.146)	1847.4 (0.114)
	^{206}Po	8.8 d	286.4 (0.229)	807.4 (0.218)	1032.3 (0.317)

Fig. 4.16: Al 検出器の γ 線スペクトル (ビーム停止から 25.2 h 経過後)Fig. 4.17: Nb 検出器の γ 線スペクトル (ビーム停止から 73.1 h 経過後)

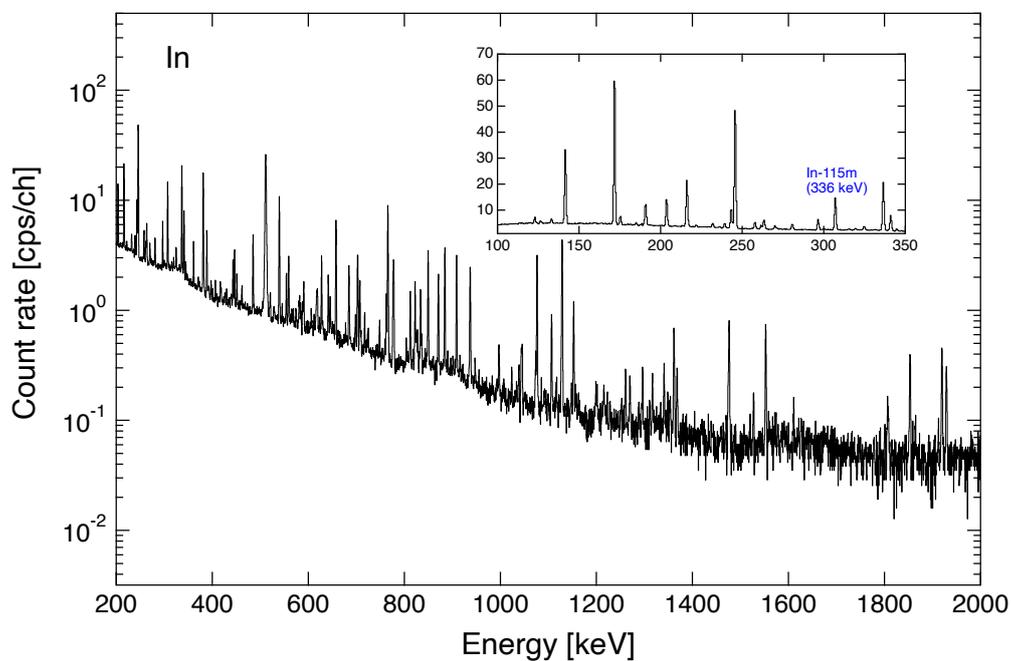


Fig. 4.18: In 検出器の γ 線スペクトル (ビーム停止から 16.5 h 経過後)

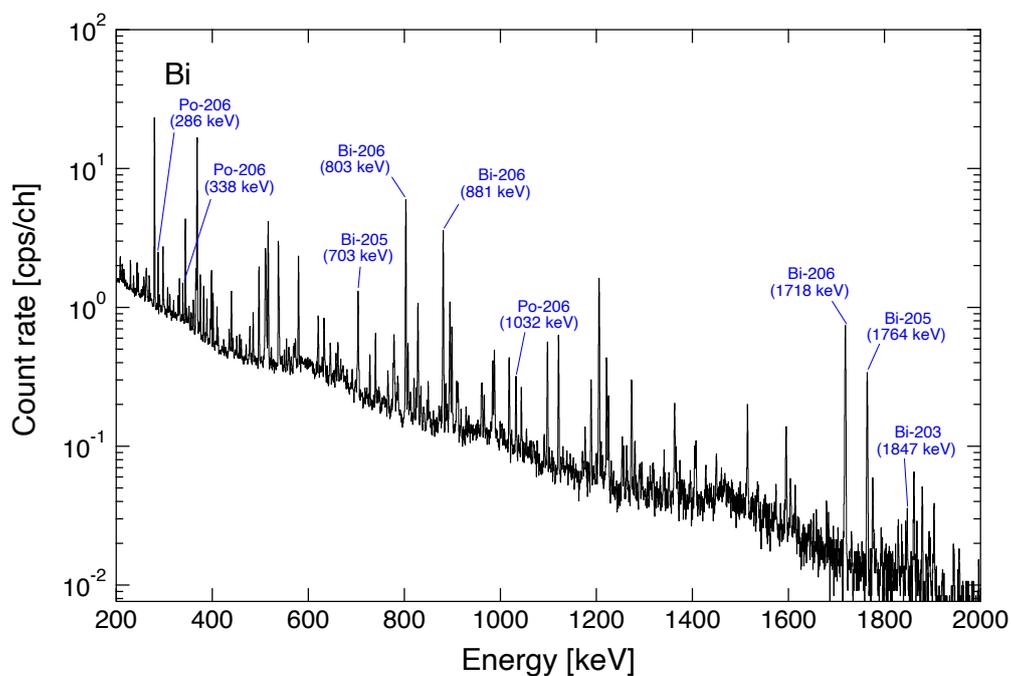


Fig. 4.19: Bi 検出器の γ 線スペクトル (ビーム停止から 73.4 h 経過後)

4.4.2 核種生成率

実験データの有用性を示すためには、核種生成率と放出二次粒子の関係を明らかにする必要がある。ここでは測定値から言及できる範囲で、両者の因果関係を考察する。

核種生成率の絶対値

Fig. 4.20 にターゲットへの入射陽子数で規格化した核種生成率を示す。ビスマス検出器中には二次荷電粒子で生成したと考えられる ^{206}Po が観測された。 ^{206}Po の存在から、本実験の照射場は荷電粒子強度が強く、各検出器中の核種生成反応に影響したことが示唆される。

Fig. 2.11 によれば、 $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応は 10 MeV 以上の中性子に対して $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 反応よりも大きい断面積を持つ。これと同じく、本実験の $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 生成率は ^{24}Na 生成率よりも高くなる傾向を示した。

Bi 同位体の生成率は $^{206}\text{Bi} > ^{205}\text{Bi} > ^{204}\text{Bi} > ^{203}\text{Bi}$ であり、これは $^{209}\text{Bi}(n, xn)$ 断面積の大小関係と同じである。

$^{115\text{m}}\text{In}$ 、 ^{24}Na 、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 及び $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ 生成率の絶対値の関係は、上記の通りしきい中性子反応断面積の振る舞いに沿った大小関係を示している。よって、単純な絶対値の比較からは、二次中性子以外の寄与は示唆されない。

核種生成率の角度依存性

次に生成率の角度依存性に着目する。核種間の角度依存性を比較するために、 90° を基準とした場合の生成率比を Fig. 4.21 に示す。全ての核種において生成率比は前方の角度ほど増加した。 15° における生成率比は、 $^{115\text{m}}\text{In}$ では 1.4、 ^{24}Na では 3.1、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ では 7.2、 ^{206}Bi では 4.1、 ^{205}Bi では 4.8、 ^{204}Bi では 6.1、 ^{203}Bi では 6.4、 ^{206}Po では 12.7 であり、ビスマスから取得した ^{206}Po 生成率が最も強い前方性を示した。 ^{206}Po の生成率角度分布は混合場を構成する二次陽子やパイオンの放出量分布を反映していると考えられる。

$^{115\text{m}}\text{In}$ 、 ^{24}Na 、 $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ の生成率比の大小関係は Fig. 2.11 のしきいエネルギーの大小関係と同様であった。このことは、高エネルギー成分ほど前方性が強くなるという事実と一致している。よって、核種生成率の角度依存性からも、 $^{115\text{m}}\text{In}$ 、 ^{24}Na 、 $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ に関しては二次中性子以外の影響は示唆されない。

一方、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の生成率比は前方で大きく増加しており、しきいエネルギーの大小関係とは異なる傾向を示した。この結果は、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 生成率の角度依存性に中性子以外の二次粒子が影響したことを示唆している。

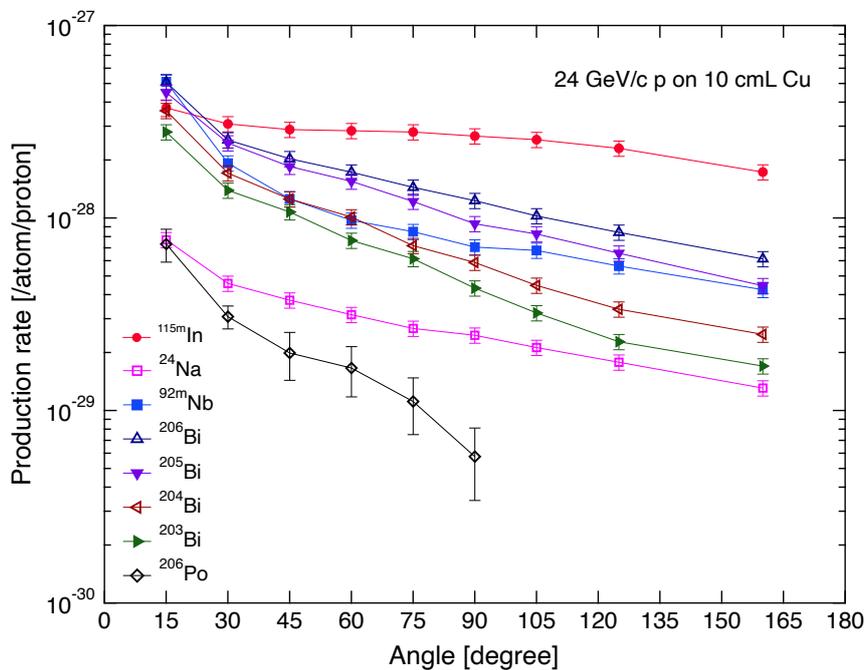


Fig. 4.20: 核種生成率測定値の角度分布

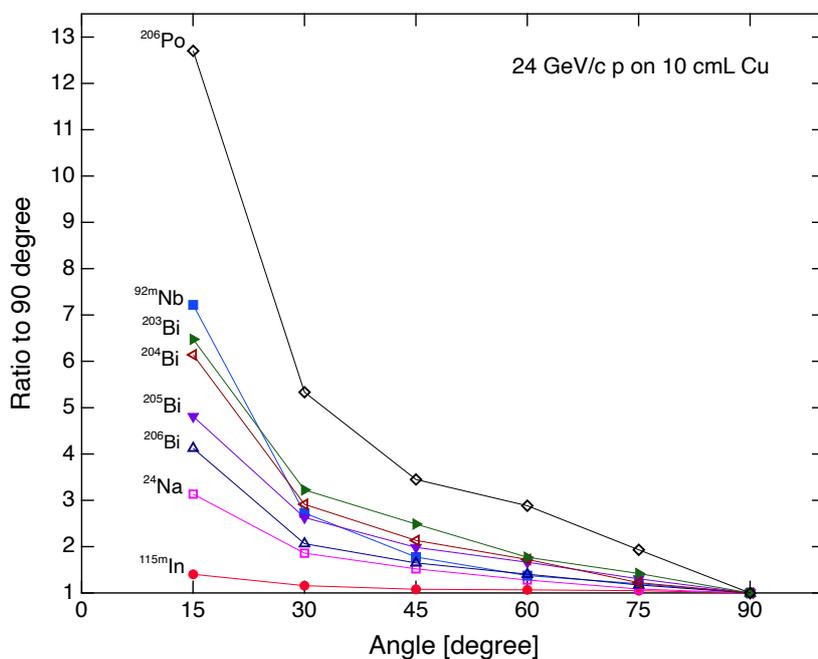


Fig. 4.21: 90° の生成率に対する比

4.5 モンテカルロシミュレーション

本節では、FLUKA と実験データの比較を通じて、核種生成率と放出二次粒子の因果関係を求める。

4.5.1 計算条件

計算体系は Fig. 4.7 で示した通りである。計算体系にはターゲット室の遮蔽構造と測定体系の構造を詳細に記述した。

24 GeV/c 陽子ソースの形状は 1.1×1.1 cm FWHM の Gaussian 分布とし、ガフクロミックフィルムで評価したビーム経路に基づいて銅ターゲットへの入射方向を決めた。

シミュレーションで使用した物理モデルは Table 1.1 で示した通りである。これらの物理モデルにより、二次粒子生成の計算で重要となるフラグメンテーション、核分裂、脱励起ガンマ線放出、コアレスセンス (軽イオン放出メカニズム) 等が考慮される。これらのハドロン相互作用のモデルに加えて、今回は、光核反応モデル (低エネルギー領域から順に Giant Dipole Resonance、Quasi-Deuteron、Delta Resonance、Vector Meson Dominance) も考慮した。

FLUKA では核種生成量計算用の標準 estimator として RESNUCLEi カードが準備されているが、このカードは二次粒子毎の寄与を区別して評価する機能を持たない。本研究では、中性子、陽子、パイオン及び光子による核種生成量をそれぞれ評価するために、シミュレーションを次の2段階ステップに分けて実行した。

Fig. 4.22 にシミュレーション手順の概要図を示す。1段階目では、放射化検出器とその背後のプレートの材質を BLACK HOLE (ここに粒子が到達するとカットオフされる) とした体系下で 24 GeV/c 陽子を銅ターゲットに入射し、BLACK HOLE に到達した二次粒子のエネルギースペクトルを検出器毎に計算した。また、BLACK HOLE でカットオフされた時点での二次粒子のエネルギー、方向ベクトル及び位置座標に関する情報を二次粒子の種類毎に集計するためのサブルーチンを作成し、次ステップで使用するソースファイルを出力させた。

2段階目の計算体系は、1段階目とは反対に、放射化検出器と背後プレートの材質を考慮し、これ以外の構造物の材質を BLACK HOLE に設定した。そして、1段階目で出力した二次粒子毎のソースファイルを用いてモンテカルロシミュレーションを実行し、中性子、陽子、パイオン及び光子それぞれによる核種生成量を計算した。

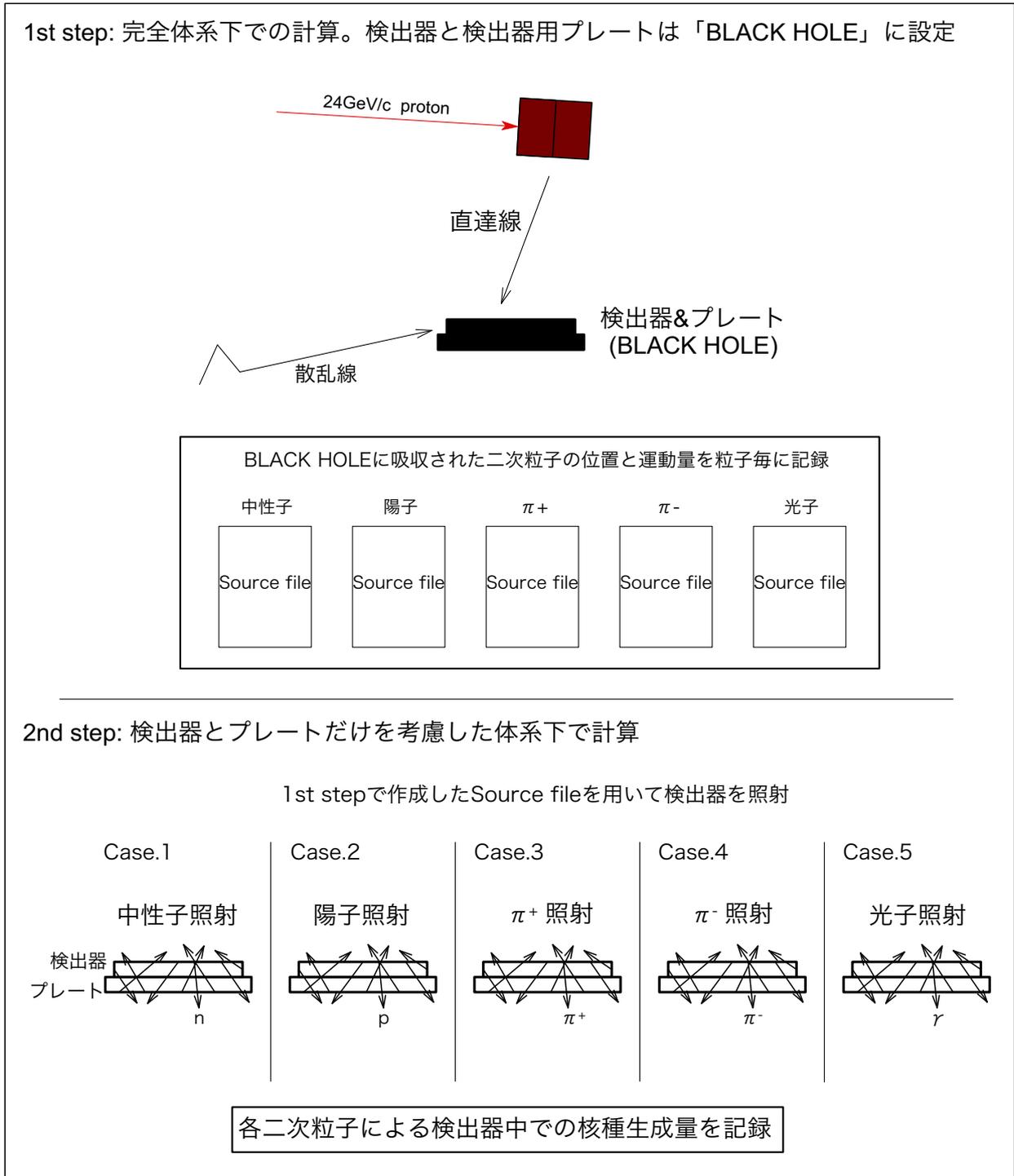


Fig. 4.22: シミュレーション手順の概要図

4.5.2 二次粒子エネルギースペクトル

Fig. 4.23 に放射化検出器に入射する二次粒子 (中性子、陽子、パイオン及び光子) のエネルギースペクトルの代表例として、アルミニウム検出器に到達した成分の計算値を示す。ここでは、各粒子スペクトルの視認性を考慮して、各粒子束をレサジーあたりで表記した。

中性子エネルギースペクトルは 20 MeV 付近に極小値を持つ。約 20 MeV 以下の中性子は蒸発過程で等方的に放出される成分で、これより高エネルギー側ではカスケード過程により前方放出される中性子の寄与が増加する。中性子スペクトル形状の角度依存性に着目すると、スペクトルは放出角度が大きくなると徐々に軟化し、後方では蒸発中性子が主体的になる。

カスケード過程で生じた陽子、パイオンも強い前方性を示す。荷電粒子強度は後方で著しく低下しているが、この理由はターゲット自身の遮蔽の影響である。銅中での飛程は 100 MeV 陽子で約 1.3 cm [100] であるため、本実験では生成二次陽子の多くがターゲット内で遮蔽される。 ^{206}Po が 90° より後方で非検出であった結果はこの影響によるものと考えられる。

今回の計算では光核反応の大体のエネルギーしきい値として 10 MeV 以上の光子を考慮した。二次光子の由来としては、 π^0 の崩壊と残留核の脱励起が考えられる。計算で脱励起を非考慮とした場合の光子スペクトルは、これを考慮した場合とほぼ同等であったことから、検出器に入射する高エネルギー二次光子は主に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に起因すると考えられる。

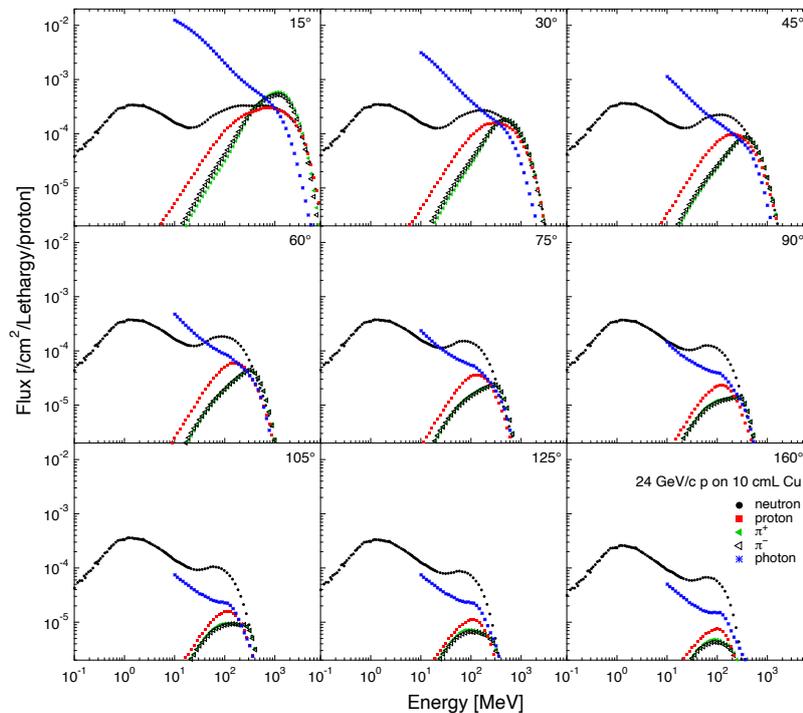


Fig. 4.23: 二次粒子エネルギースペクトル計算値

4.5.3 核種生成率の測定値と計算値の比較

本項では核種生成率の測定値と計算値を比較し、計算コードの精度を検証する。

FLUKA は準安定核の生成量を出力する機能を持たないため、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 及び $^{115\text{m}}\text{In}$ の生成率 $R_{i.s.}$ は以下の式を用いて導出した。

$$R_{i.s.} = R_{g.s.} Br_{\text{avg}}, \quad (4.2)$$

$$Br_{\text{avg}} = \frac{\sum_{i=1}^n Br(E_i) \phi(E_i) \sigma(E_i)}{\sum_{i=1}^n \phi(E_i) \sigma(E_i)}, \quad (4.3)$$

ここで、 $R_{g.s.}$ と $\phi(E)$ は FLUKA で計算した基底状態の核種生成率とエネルギースペクトル、 $\sigma(E)$ と $Br(E)$ は反応断面積と準安定状態への分岐比である。すなわち、 Br_{avg} は反応断面積とエネルギースペクトルによる加重平均分岐比である。

$\sigma(E)$ と $Br(E)$ として、TENDL-2017 library[101] に収録されている最大 200 MeV までの断面積と分岐比を用いた。Fig. 4.24 に $Br(E)\sigma(E)$ の積の振る舞いを示す。 $Br(E)\sigma(E)$ は高エネルギー側で単調減少する傾向にあるため、200 MeV 以上では $Br(E)$ と $\sigma(E)$ を直線外挿して Br_{avg} を求めた。また、TENDL-2017 はパイオンの核データを未収録であるため、本研究では陽子の核データを代用してパイオンに関する Br_{avg} を導出した。(4.3) 式から $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の Br_{avg} は、 15° 位置で 37% (中性子)、47% (陽子)、48% (π^+)、48% (π^-) 及び 56% (光子) と導出された。同様に $^{115\text{m}}\text{In}$ の 15° 位置の Br_{avg} として、18% (中性子)、13% (陽子)、13% (π^+)、13% (π^-) 及び 14% (光子) を得た。以上の手順で全ての角度に対して Br_{avg} を導出した。

ビスマス検出器中には $^{209}\text{Bi}(p, xn)^{210-x}\text{Po}$ 反応で Po 同位体が生成する。この Po 同位体は α 壊変で Bi 同位体を生成させるため、本計算では Po 同位体壊変の寄与を考慮した。ビスマスの γ 線測定はビーム停止から 1 日以上冷却後に実施したため、 ^{205}Po ($T_{1/2} = 1.74$ h)、 ^{204}Po ($T_{1/2} = 3.52$ h) 及び ^{203}Po ($T_{1/2} = 36.7$ m) は既に Bi 同位体に壊変していたと考えられる。この理由から、 $^{205,204,203}\text{Bi}$ 計算値には $^{205,204,203}\text{Po}$ 計算値をそれぞれ加算した。

Fig. 4.25 に、核種生成率の角度依存性の測定値と計算値の比較を示す。それぞれの計算結果は、放射化検出器に入射した中性子、陽子、パイオン及び光子による核種生成率の合算である。生成率計算値の角度分布傾向は全ての核種に関して実験の傾向を再現した。

Fig. 4.26 に計算値 (C) と測定値 (E) の比を示す。計算値と測定値の差異を角度毎に比較すると、 ^{24}Na 生成率に関しては 0.6 倍以内、それ以外の核種生成率に関しては 0.8 倍以内であった。 ^{24}Na 生成率に関しては計算が実験を過小評価しているものの、総合的には、FLUKA の計算値は実験の絶対値を良く再現していると言える。

以上の実験と計算の比較結果から、核種生成反応に関与した生成二次粒子の強度と角度分布を記述する FLUKA の物理モデルの妥当性が支持された。

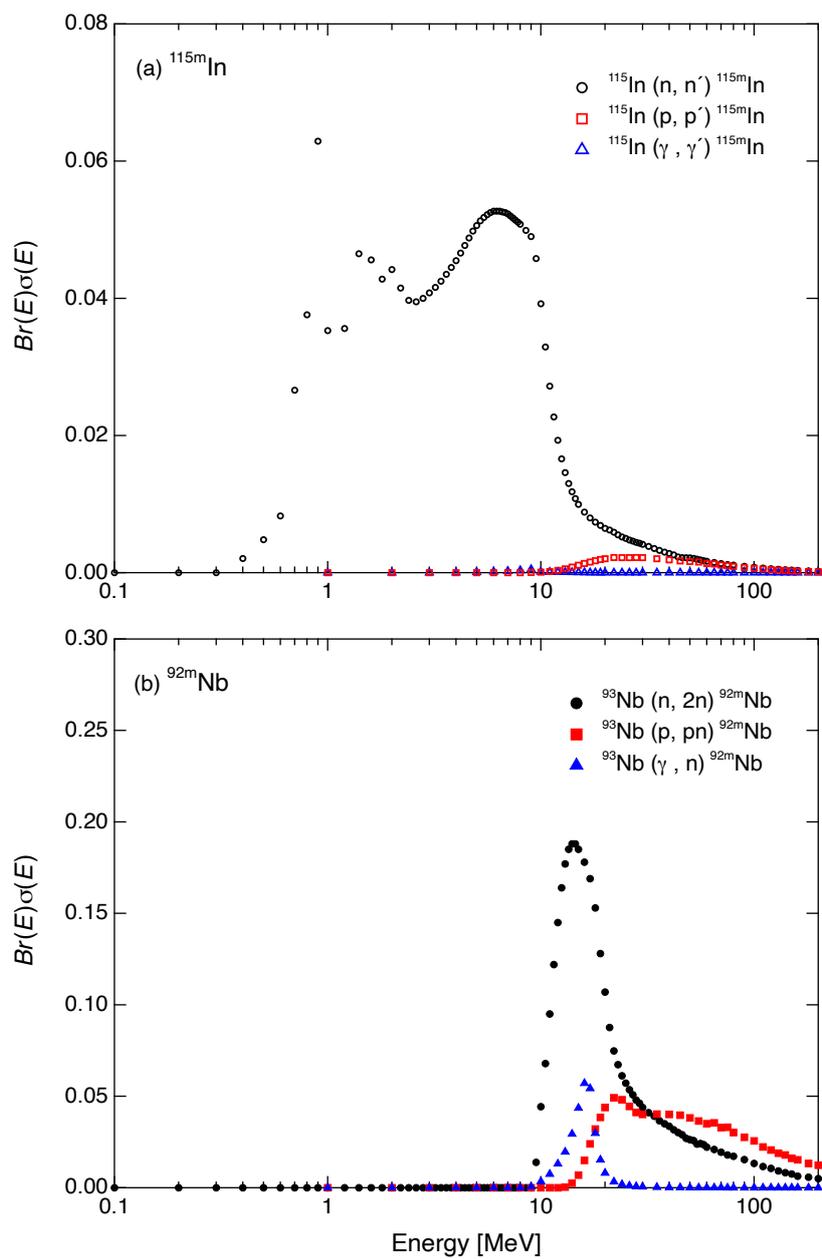


Fig. 4.24: 反応断面積 $\sigma(E)$ と準安定状態への分岐比 $Br(E)$ の積 : (a) ^{115m}In , (b) ^{92m}Nb

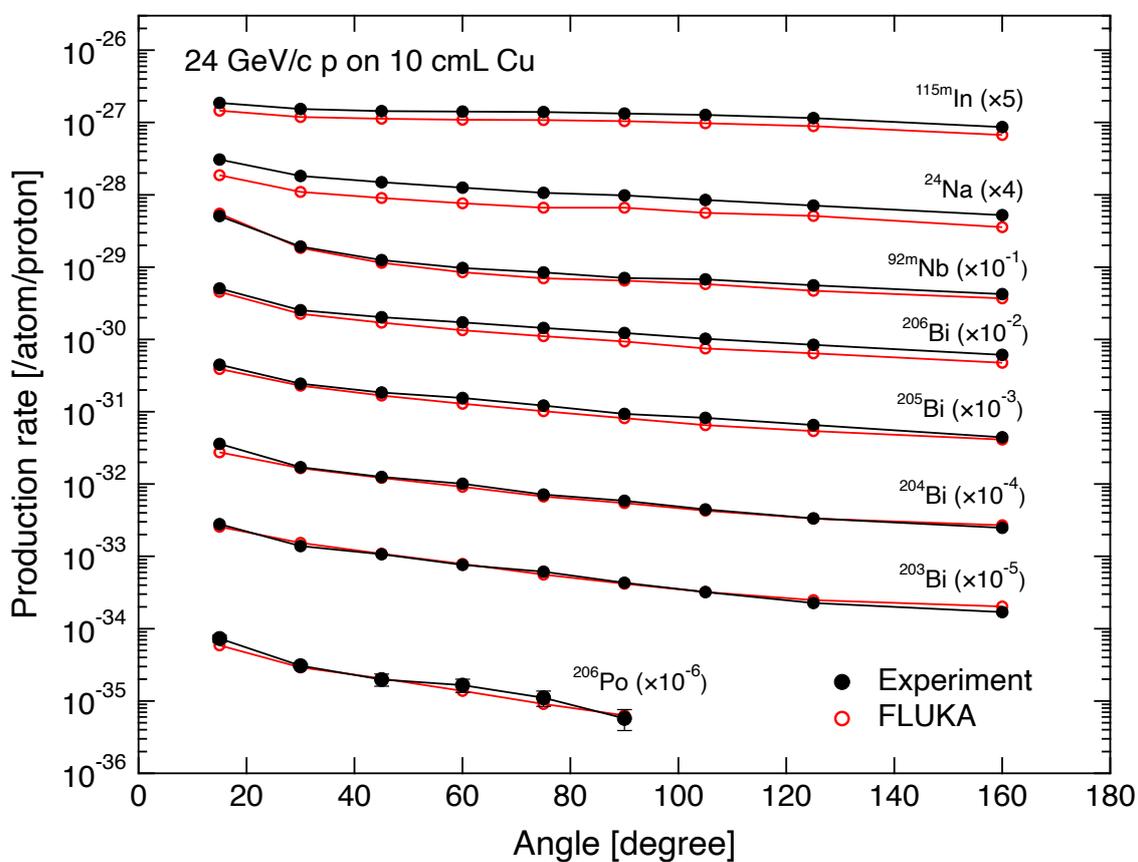


Fig. 4.25: 生成率角度分布の測定値と計算値の比較

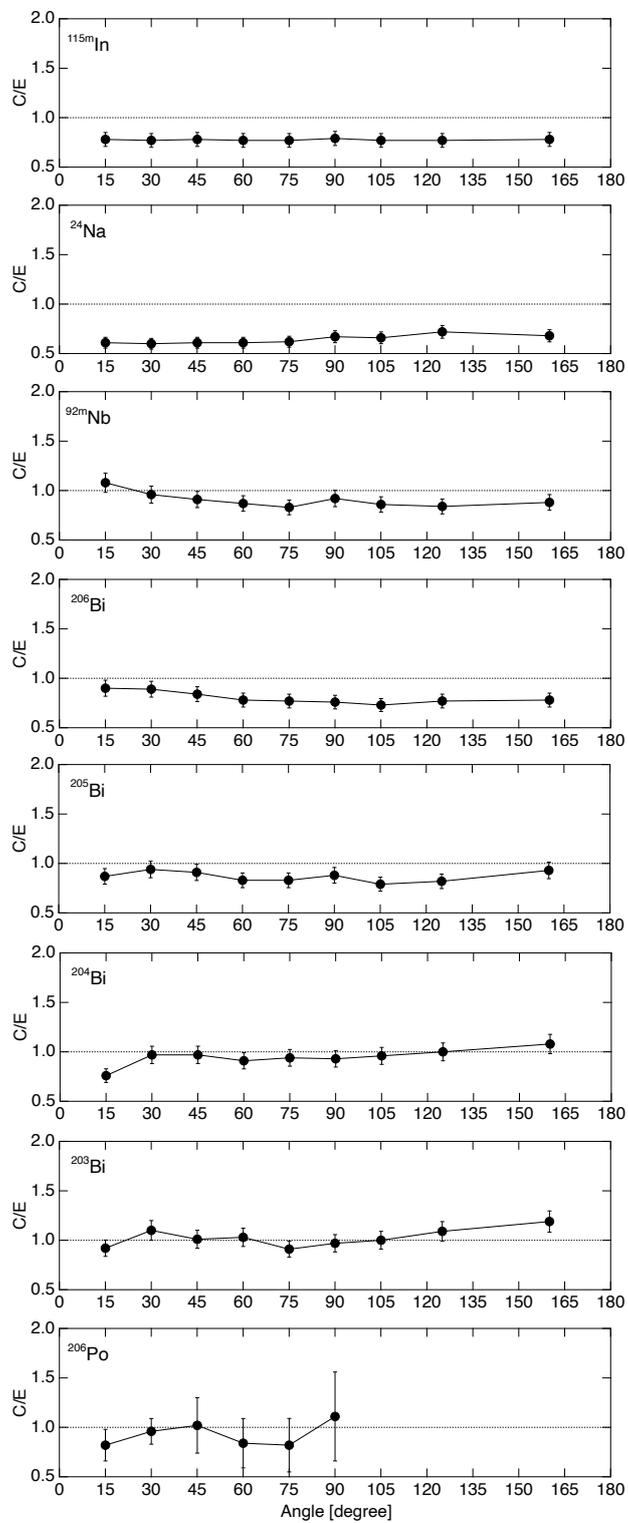


Fig. 4.26: 計算値 (C) と測定値 (E) の比較

4.5.4 放出二次粒子と核種生成率の因果関係の考察

前項において、FLUKA による評価結果の妥当性を測定値に基づいて確認した。本項ではこの結果を受けて、放出二次粒子と核種生成率の因果関係を考察する。両者の関係性は、核種生成率の計算値を、二次中性子、陽子、パイオン及び光子によるそれぞれの生成率に展開することで得られる。Fig. 4.27 に全生成率に対する各二次粒子毎の寄与の内訳を示す。

^{115m}In 生成率

^{115m}In の生成に対しては中性子の寄与が大半を占めることが推定された。中性子による $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ 反応の断面積 (Fig. 2.11) は蒸発中性子のエネルギー領域に感度を持つ。蒸発中性子はほぼ等方放出されると理解されているが、このことは、 ^{115m}In 測定値の角度依存性 (Fig. 4.21) が小さいことと矛盾しない。従って、 $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ は混合粒子場中の蒸発中性子成分の弁別測定に利用できると考えられる。

^{92m}Nb 生成率

^{92m}Nb に関しては、 $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)$ 反応がその生成量が大きく寄与するという特徴が示唆された。この特徴は、一般に γ 線感度が相対的に低い放射化法では珍しい例と言える。

光核反応の寄与は前方方向で大きく増加し、最前方 15° での光子の寄与率は 70% 以上であった。 ^{92m}Nb 生成率の実験データに認められた強い前方性は、二次光子の分布を反映した結果と説明できる。

本実験において光核反応を起こす十数 MeV 以上の光子は主に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に由来する。この高エネルギー光子の分布と強度は半導体デバイスの TID やビームロス場所周囲の発熱の評価で重要となるが、この分布の検証に $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92m}\text{Nb}$ 反応を応用できる可能性がある。高エネルギー陽子による混合場において、二次光子分布検証に放射化法を適用できることを示した例は本研究が初めてである。

^{24}Na 生成率、 $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ 生成率

^{24}Na 及び $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ の生成反応に関しては、後方では中性子の寄与が大半を占めるが、前方ほど荷電粒子の寄与が増加し、特に Bi 同位体では荷電粒子の寄与が最前方角度において 30–50 % 程度を占めると評価された。アルミニウムとビスマスは Unfolding 法による中性子エネルギースペクトル測定に良く用いられる検出器であるが [72, 73, 74]、荷電粒子の影響が大きい混合場ではこの手法を適用するためには、その影響を評価し補正するための指標が必要であることが分かった。

^{206}Po 生成率

シミュレーション結果から、ビスマス中の ^{206}Po が荷電粒子による反応に由来すること、特に $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応の寄与が大きいこと、が分かった。高エネルギー二次荷電粒子測定に放射化法を適用した例はこれまでに無く、ビスマスを二次陽子検出器として利用できる可能性を初めて実験的に示すことができた。

二次陽子検出器としてのビスマスの特性

$^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応断面積と陽子エネルギースペクトル計算値を用いて、本実験の ^{206}Po 生成率がどのエネルギー範囲の二次陽子に由来したかを評価する。Fig. 4.28 に $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応の励起関数を示す。励起関数は約 25 MeV 付近から立ち上がり、約 30–50 MeV の位置にピーク (最大 1 barn 程度) を形成する。

Fig. 4.29 に、陽子エネルギースペクトル (Fig. 4.23) と反応断面積から導出した ^{206}Po 生成率の累積を示す。この評価から、本実験の ^{206}Po 生成率データには励起関数ピーク付近の二次陽子に加えて、更に高エネルギーの二次陽子の寄与も相対的に多く含まれることが分かった。よって、 $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応では、耐放射線性評価で重要となる 20 MeV 以上の二次陽子束を積分的に検出することが可能である。

文献 [102] において 43 MeV から 100 MeV の陽子ビームをビスマスに直接照射した時の $^{207,206,205,204,203}\text{Po}$ 生成率が報告されており、 ^{206}Po 生成率は他の Po 同位体と比較して 2 桁ほど大きいことが示されている。一方、 γ 線スペクトロメトリーによって陽子入射反応による Po 同位体を定量するためには、妨害ピークの減衰を待ってから γ 線測定を行う必要がある。 ^{207}Po ($T_{1/2} = 5.8$ h)、 ^{205}Po ($T_{1/2} = 1.74$ h)、 ^{204}Po ($T_{1/2} = 3.52$ h) 及び ^{203}Po ($T_{1/2} = 36.7$ m) は半減期が短く、本実験では冷却期間の減衰により定量できなかった。 ^{206}Po ($T_{1/2} = 8.8$ d) は他の Po 同位体と比較して生成量が多く半減期も長いため、数日間冷却した後でも定量できる利点がある。

以上から、 $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応は、加速器混合場における二次陽子検出反応として有効と考えられる。

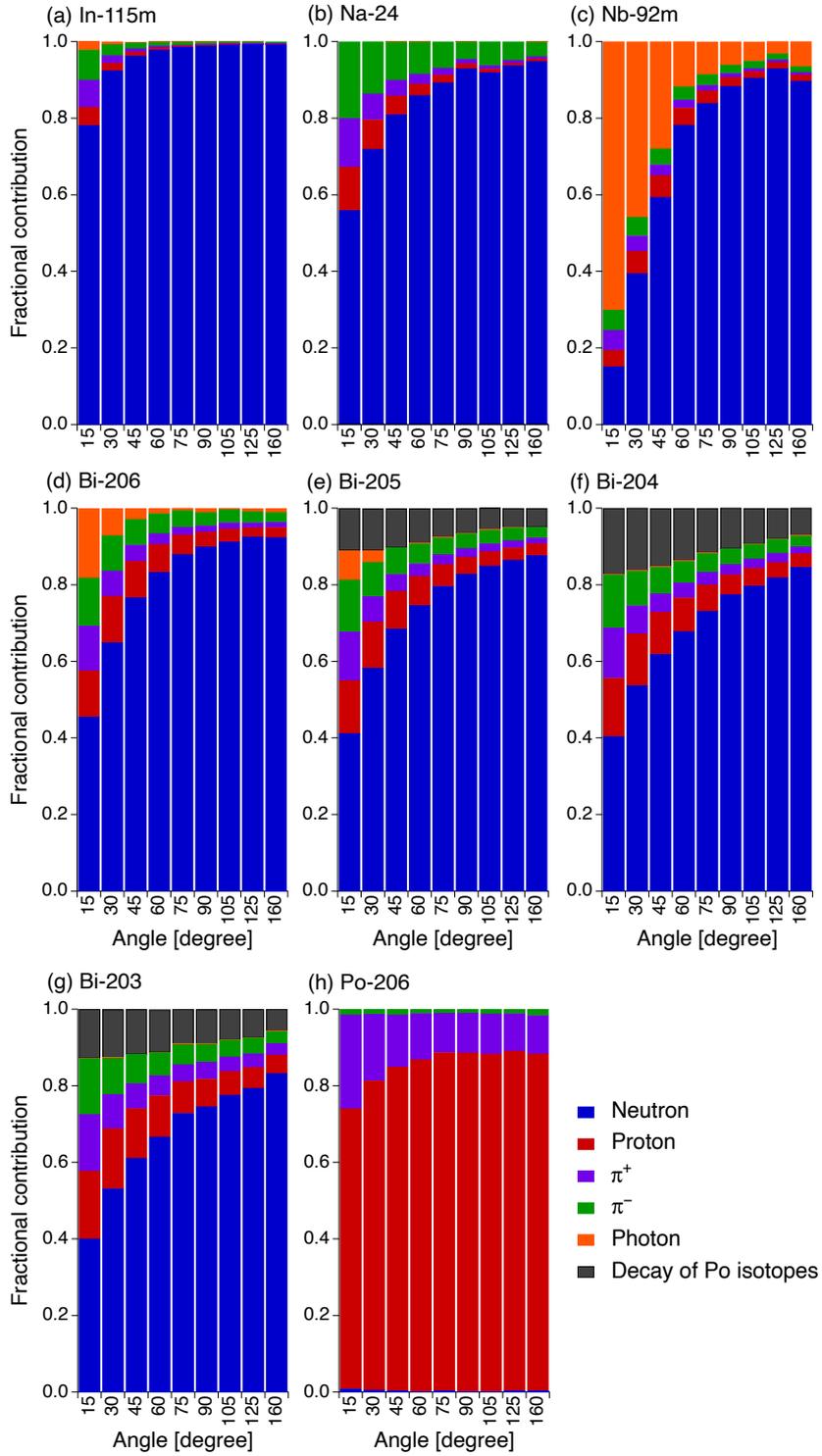


Fig. 4.27: 各二次粒子の生成率への寄与率

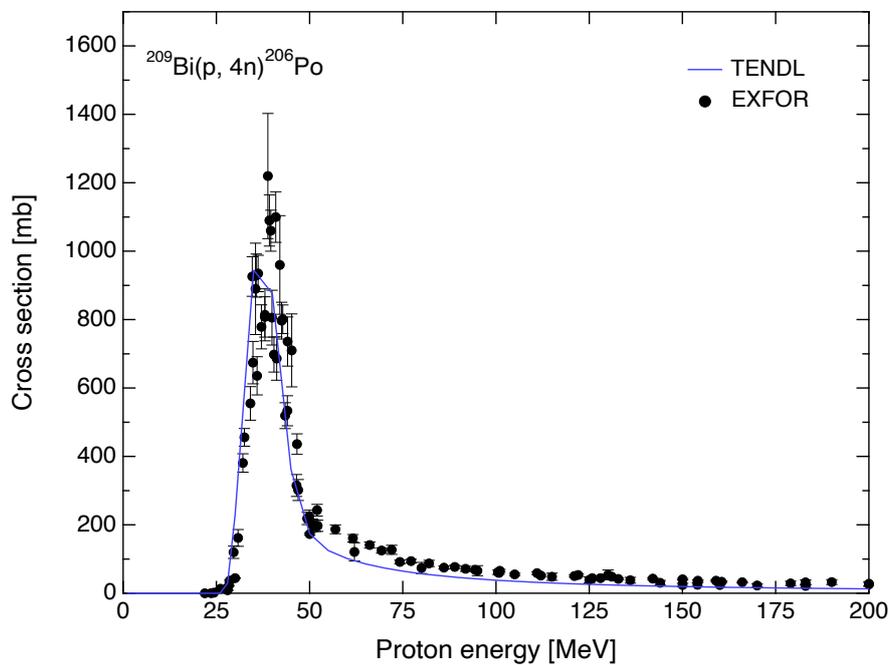


Fig. 4.28: $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応断面積

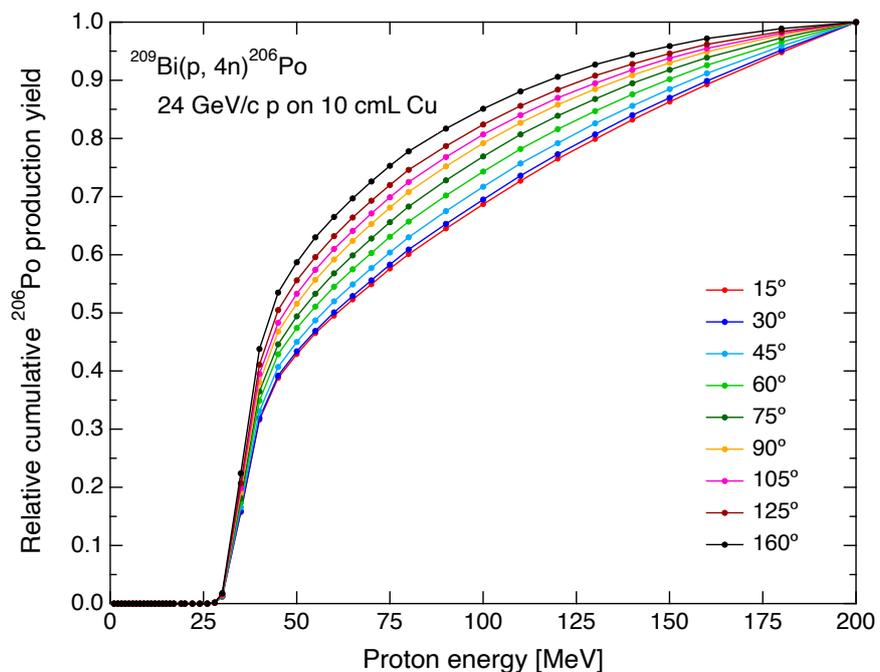


Fig. 4.29: 二次陽子の ^{206}Po 生成反応への累積寄与率

4.6 本章のまとめ

CHARM 施設において高エネルギー陽子による生成二次粒子の強度と角度分布を放射化法で測定した。実験ではターゲットと放射化試料による単純な測定体系を構築し、種々の反応しきい値をもつ放射化反応を選定することにより、二次粒子の種類、量、エネルギーと角度分布に関する計算コードの物理モデル検証に十分な精度で利用できる放射化生成率データを取得することを旨とした。

この目的を達成するために、狭いターゲット室内での二次粒子散乱成分の影響を抑制可能な測定体系構築し、併せて、ガフクロミックフィルムによるビーム経路測定と銅箔放射化法によるビーム強度測定を実施し、実験における不確かさを低減した。

実験では $^{115\text{m}}\text{In}$ 、 ^{24}Na 、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 、 $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ 及び ^{206}Po 生成率をビーム軸に対して 15° から 160° の角度範囲で取得した。この生成率の測定値と FLUKA 計算値を角度毎に比較したところ、 ^{24}Na 生成率に関しては 0.6 倍以内で、それ以外の核種生成率に関しては 0.8 倍以内で FLUKA は測定値を再現した。

FLUKA によるシミュレーションの妥当性が確認できたことを受けて、放出二次粒子と核種生成率の因果関係を考察した。両者の関係性は、核種生成率の計算値を、二次中性子、陽子、パイオン及び光子によるそれぞれの生成率に展開することで得た。その結果、 $^{115\text{m}}\text{In}$ 生成率はターゲット近傍の混合場でも蒸発中性子による $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応に由来することが分かった。 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 生成には $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ で生じる高エネルギー光子による $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)$ 反応が大きく寄与することが分かった。また、 $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応は二次陽子の検出反応として利用できることが分かった。

以上から、本研究では数十 GeV 領域における系統的な生成二次粒子データを取得し、シミュレーションとの比較・考察によってデータの有用性を示した。また、混合場の二次陽子分布測定に放射化法を適用できることを初めて実験的に示した。

第 5 章

大強度陽子加速器施設の熱中性子分布プロファイル測定

本章では加速器運転時におけるトンネル内熱中性子分布プロファイルの測定を通じて、J-PARC MR のビームロスを検証する。

5.1 緒言

J-PARC は LINAC、RCS 及び MR の 3 基の加速器で構成される。MR では RCS からの 3 GeV 陽子ビームを受け、1.4 s で 30 GeV まで加速し、一挙に取り出す速い取り出し (FX) モードでニュートリノビームラインに、又は 2 s かけて徐々に取り出す遅い取り出し (SX) モードでハドロンビームラインにビームを供給する。この MR では 2018 年に最大約 500 kW でのビーム運転を達成している。現在は所期設計強度 750 kW、さらには 1 MW を超えるビーム強度への増強を目指して加速器の調整と改造が進められている。

J-PARC 加速器の保守は、原則的に人が近接して行う。これは実現するにはビームロスによる放射化の抑制が不可欠である。ビームロス増大によりトンネル内残留線量が放射線防護上の許容レベルと超えると、メンテナンス作業が制限され、加速器保守が困難となる。よって、陽子加速器施設の最大ビーム強度は、機器の放射化をどこまで許容するかで決まる。

陽子加速器で許容されるビームロス量の指標として「 1 W m^{-1} 」が目安として知られており [103, 104]、ビームロスがこのレベル以下に抑制できれば人が機器に近接しての保守作業が可能と考えられている。この指標のもとでは、MR の 1 MW 運転時の許容ロス率は 10^{-6} m^{-1} 以下となる。MR ではこの非常に小さな割合のビームロスの予測と制御が求められる。

MR の大強度化の鍵は、ビームロスを入射部に局在化させて入射部以外の残留線量を抑制すること、そして、後述の入射部各コリメータのビームロス許容量を均等に利用すること (負荷分散)、にある。このビームロス管理の一助として、ビームロスモニター (BLM) をリング全

周に設置している [11]。この BLM では二次光子・荷電粒子を通じてビームライン上のロス分布を測定できる。しかし、その応答を二次粒子束に結びつけ、さらにビームロスまで遡ることが困難であるため、BLM によるロス粒子数の導出は実現されていない。今後の大強度化に向けて、ロス局在能力とコリメータロスバランスの両方を実証できる評価法が必要である。

第3章 3.5.2 項で、高エネルギー陽子による熱中性子が主にビームロスによる蒸発中性子に由来することを示した。直線状 (又はリング状) のトンネル室内のビームラインに沿った熱中性子分布は、ビームロス点の真横方向 (壁に入射する蒸発中性子強度が最大値を示す方向) でピークを形成すると考えられる。二次中性子が光子・荷電粒子と比べて遮蔽の影響を受けにくいこと、熱中性子がビームロス位置に対して簡単な (角度分布が小さい) 分布を形成することを利用して、熱中性子計測を通じてビームロスを精度良く評価できる可能性がある。

本章では、周長 1.6 km の MR トンネル全域の熱中性子空間分布プロファイルの測定手法を確立し、測定値に基づいて MR のビームロス状況を明らかにする。熱中性子束は金箔放射化法と Cd 差法で測定可能であり、混合場におけるその精度は第3章で検証済みである。第1章 1.5.2 項において、MR トンネル内の熱中性子分布情報は、放射化に起因する被ばくの評価や将来の廃止措置シナリオ検討時に必要であることを述べた。MR のビームロス状況を熱中性子分布データに基づいて明らかにできれば、これまで BLM の計数値で管理されてきたビームロスを、放射化と対応付けて理解することが可能となる。また、本章では、Patterson らの簡易式のパラメータを MR の測定値に基づいて導出し、第3章の結果と比較する。さらに、MR トンネル室を構成する低放射化コンクリートの線量低減効果を熱中性子空間分布データを通じて検証することも試みる。

5.2 実験施設の概要と本研究の着眼点

5.2.1 トンネル室の構造

Fig. 5.1 に MR トンネル室の平面図を示す。MR は、ビームを周回軌道に保持するための主電磁石、高周波加速空洞、真空ダクト及びビームを入射あるいは出射するための電磁石等からなる。これらの加速器構成機器は、3つの直線部を3つの 120° に曲がったアーク部で結合した3回対称形で配列され、地下約 13 m にあるコンクリート製トンネル室内に収納される。

リング全長は 1567.5 m、曲線部と直線部の長さは1つあたりそれぞれ 406.4 m、116.1 m である。内寸法は、曲線部は高さ 3.5 m × 幅 5 m を、直線部は高さ 3.5 m × 幅 7 m を基本としている。ただし、SX 直線部と FX 直線部は天井高さが 6 m である。

本研究ではこの MR トンネル室全周の熱中性子分布プロファイルを取得する。

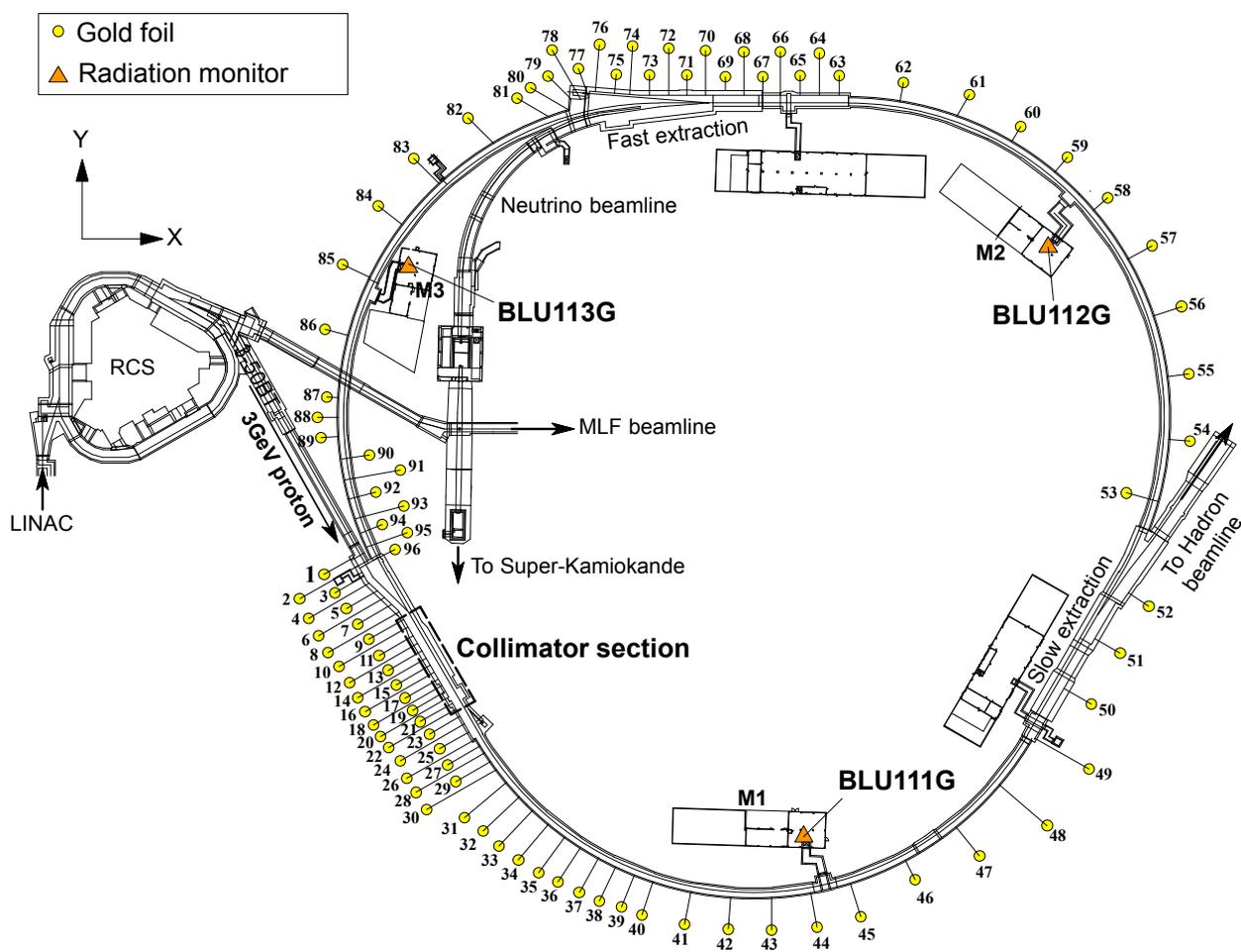


Fig. 5.1: Main ring (MR) トンネル室の平面図

5.2.2 MR ビームコリメータ

加速器の安定運転と性能向上のためにはメンテナンスや新しい機器のインストールなど人が直接行う作業が欠かせない。これら作業時の被ばく線量低減のために、MR では陽子ビームが失われる場所を入射直線部の特定エリアに局所化させ、それ以外の場所の放射化を最小限化することを運転の基本方針としている [105]。このビームロス局在化のために、MR の入射直線部には計 5 台のビームコリメータシステムが配置されている。Fig 5.2 に実験期間中のビームコリメータ配置と Jaw の構造を、Fig 5.3 にコリメータエリアの外観を示す。コリメータシステムは上流側から順に Col-A、Col-B、Col-C、Col-D、Col-3 と名付けられており、それぞれ 500 W のビームロス許容量を持つ。

コリメータ群は Dispersion が 0 の領域にあり、ビームから見て L 字型もしくは I 字型の厚い金属製ブロック (Jaw) を持つ。Jaw の材質はタンタル又はタングステンである。Col-A、B、C 及び D には L 字型の Jaw がそれぞれ一個ずつ収納されており、ここでビームの水平及び垂直方向のビームハローを除去する。一方、Col-3 には I 字型の Jaw が 2 つ収納されており、上流側 Jaw でビームハローの水平方向成分を、下流側 Jaw ではビームハローの垂直方向成分を除去する。Jaw のビーム方向厚さは、Col-A と B は 30 cm 厚、Col-C と D は 50 cm 厚、Col-3 は 25 cm 厚である。コリメータシステム自体が局所遮蔽の役割も兼ねており、Jaw の周囲は厚さ約 50 cm の鉄製の構造物で構成される。

MR では、各コリメータで同等のビームロスが生じるように運転条件を調整している。これは、MR の高繰り返し増強後には、ビームロスがコリメータ許容量の総和に近くなることが見込まれているためである。

MR の大強度化の鍵は、ビームロスを入射部に局在化させること、各コリメータのビームロス許容量を均等に利用すること、にある。しかしながら、各コリメータでのビームロス粒子数はこれまで実験的に検証されていない。本研究では、トンネル内熱中性子プロファイルの測定を通じてビームロス局在能力を検証し、さらに、実験データとモンテカルロシミュレーションの比較を通じて各コリメータでのビームロスバランスを導出する。

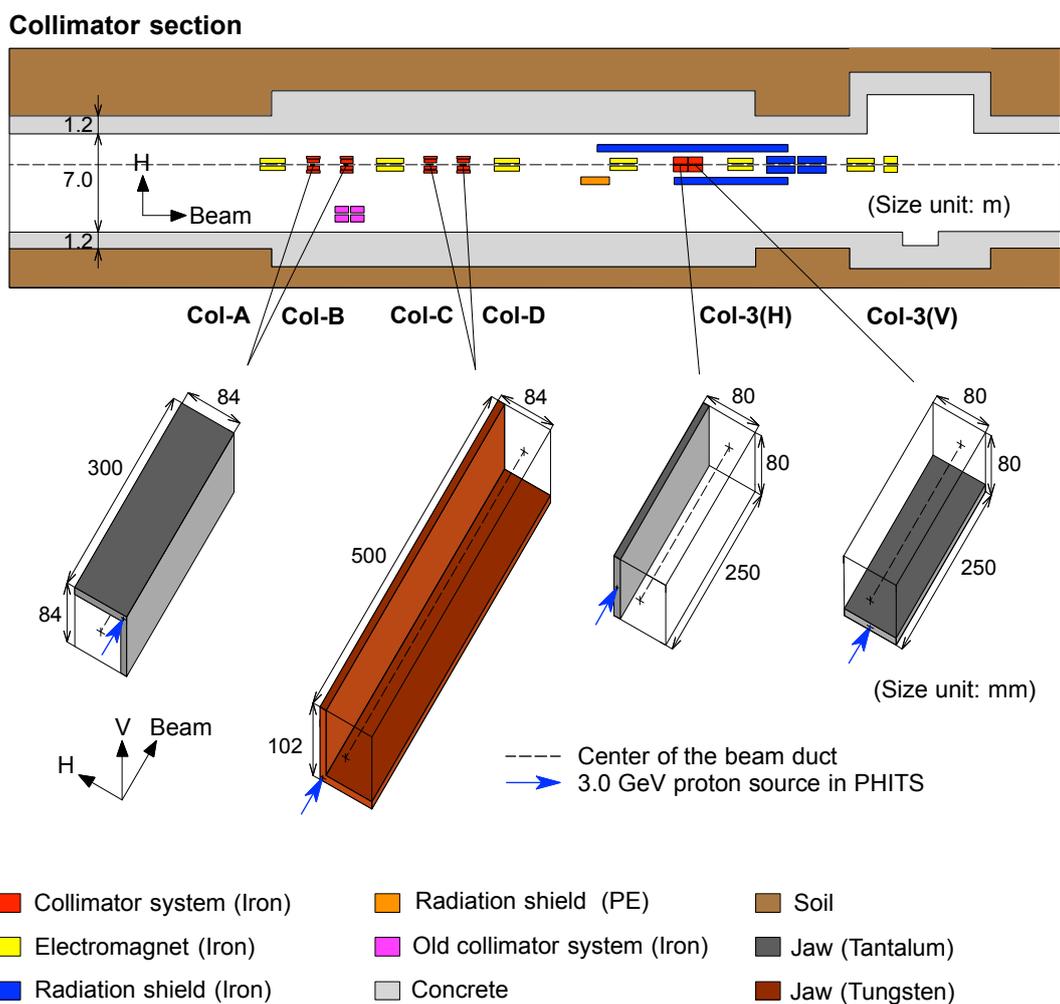


Fig. 5.2: ビームコリメータエリアの概略平面図

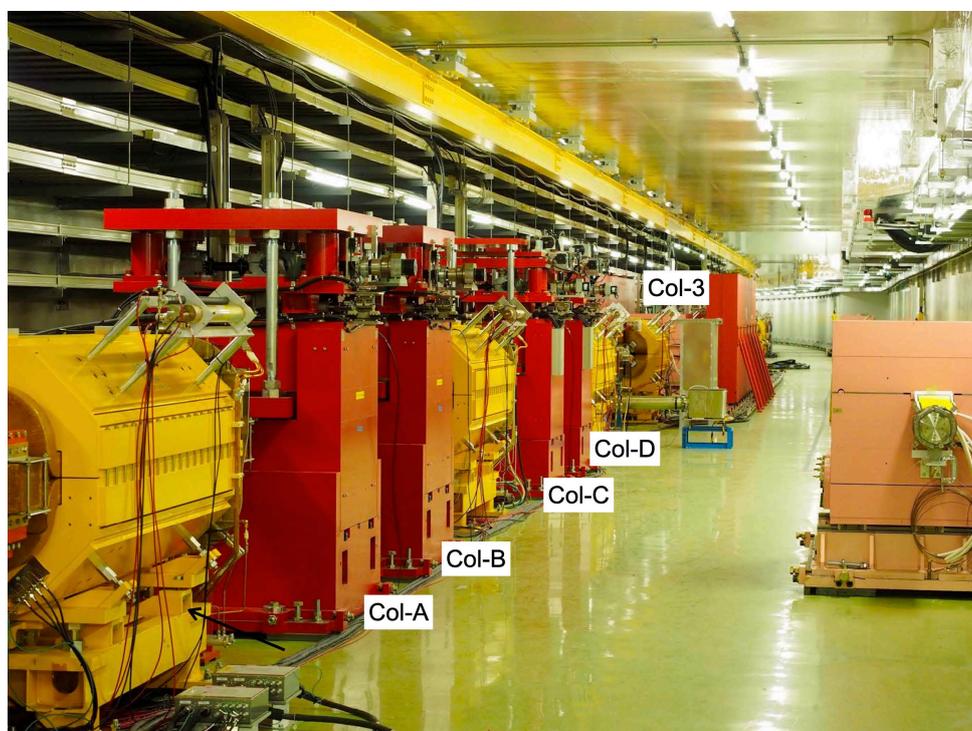


Fig. 5.3: ビームコリメータエリアの外観写真

5.2.3 コンクリート遮蔽壁の放射化への対応

MR トンネル室は化学組成が異なる 2 種類のコンクリート遮蔽壁で構成されている。一つは土木構造物用に広く利用される普通コンクリートであり、これはトンネル室曲線部で使用されている。もう一つは、低放射化コンクリートである。低放射化コンクリートはビームロス起因の ^{24}Na 生成量が少なくなるように組成が調整されており、曲線部と比較して多くのビームロスが見込まれる入射直線部と出射直線部に打設されている。

Table 5.1 に入射部低の放射化コンクリートの組成を、Table 5.2 に曲線部の普通コンクリートの組成をそれぞれ示す [106]。 ^{24}Na の主要な生成反応は $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ 反応である。低放射化コンクリートでは構成材料に石灰石骨材を用いることで、Na 含有率を普通コンクリートの場合と比べて大きく低減できるように工夫されている。

過去に松田らによって低放射化コンクリートの中性子照射試験が JAEA FNS (Fusion Neutronics Source) 施設で行われている [107]。この実験では低放射化コンクリートと普通コンクリートの粉末試料をそれぞれ DT 反応による中性子で照射し、低放射化コンクリートの線量低減効果を確認している。

J-PARC 建設後、実際のトンネル室内で低放射化コンクリートの線量低減効果を確認した試みは無い。本研究ではビーム停止後のコンクリート壁際の残留 γ 線量を測定し、運転時の熱中性子束と停止時の線量率の関係を調べることで、低放射化コンクリートの線量低減効果を実現場で確認することを試みる。

Table. 5.1: 入射部の低放射化コンクリートの化学組成 [106]

Low-activation concrete	
Element	Weight fraction (%)
Li	0.00081
C	9.29
N	0.13
O	48
Na	0.035
Mg	1.4
Al	0.45
Si	4.7
P	0.017
S	0.12
K	0.12
Ca	34
Sc	1.2 (ppm)
Ti	0.063
Fe	0.58
Cr	15 (ppm)
Mn	0.04 (ppm)
Fe	0.53
Co	3 (ppm)
Zr	85 (ppm)
Sb	2 (ppm)
Cs	0.3 (ppm)
Eu	0.3 (ppm)

Table. 5.2: 普通コンクリートの化学組成 [106]

Normal concrete	
Element	Weight fraction (%)
Li	0.0016
C	2.14
N	0.12
O	48.7
Na	1.3
Mg	0.75
Al	4.8
Si	23.0
P	0.034
S	0.23
K	1.6
Ca	7.5
Sc	7.03 (ppm)
Ti	0.23
Fe	1.8
Cr	35 (ppm)
Mn	0.087 (ppm)
Fe	1.8
Co	4.95 (ppm)
Zr	0.0109
Sb	1.13 (ppm)
Cs	1.83 (ppm)
Eu	0.82 (ppm)

5.2.4 空気の放射化への対応

MR トンネル室からの排気は、Fig. 5.1 中の機械棟 (M1、M2、M3) より連絡トンネルを介して行われる。Fig 5.4 に排気システムの概略を示す。MR 等の高エネルギー加速器施設ではビーム運転により ^3H ($T_{1/2} = 12 \text{ y}$)、 ^7Be ($T_{1/2} = 53 \text{ day}$)、 ^{11}C ($T_{1/2} = 20 \text{ min}$)、 ^{13}N ($T_{1/2} = 10 \text{ min}$)、 ^{15}O ($T_{1/2} = 2 \text{ min}$)、 ^{41}Ar ($T_{1/2} = 1.83 \text{ h}$) 等が生成する。このうち、 ^3H 、 ^{11}C 、 ^{13}N 、 $^{14,15}\text{O}$ 及び ^{41}Ar はガスとして存在するのに対し、 ^7Be はエアロゾルを形成する。

^{13}N 、 ^{11}C 及び ^{15}O などは短時間の運転で飽和値に近づき、粒子フィルタで捕集されないため、J-PARC では法で定める排気中濃度限度との関係から、運転中は室内の空気を密閉管理している (Fig 5.4 中の「Circulation mode」に該当)。運転停止後は空气中放射能の減衰を待って排気を開始し (Exhaust mode)、空气中濃度が十分に低下した後で作業者のトンネル内への立ち入りが許可される。

MR 排気システムの3つの機械棟には NaI (Tl) ($\phi 2 \times 2 \text{ inch}$) による放射線モニターが1台ずつ設置されている (Fig. 5.1 中の BLU111G、BLU112G、BLU113G が該当)。これら放射線モニターは γ 線バックグラウンド低減のために 3 mm 厚 Pb 製容器に収納されている。

MR の空气中濃度限度には熱中性子捕獲反応で生成する ^{41}Ar が最も大きく寄与することがわかっている。ビーム停止後のトンネルへの人の入域は ^{41}Ar の減衰を待って行われるため、J-PARC の運用に大きな影響を及ぼす放射性核種である。熱中性子分布プロファイル測定により、トンネル内での ^{41}Ar 生成量分布の実態を把握できる。

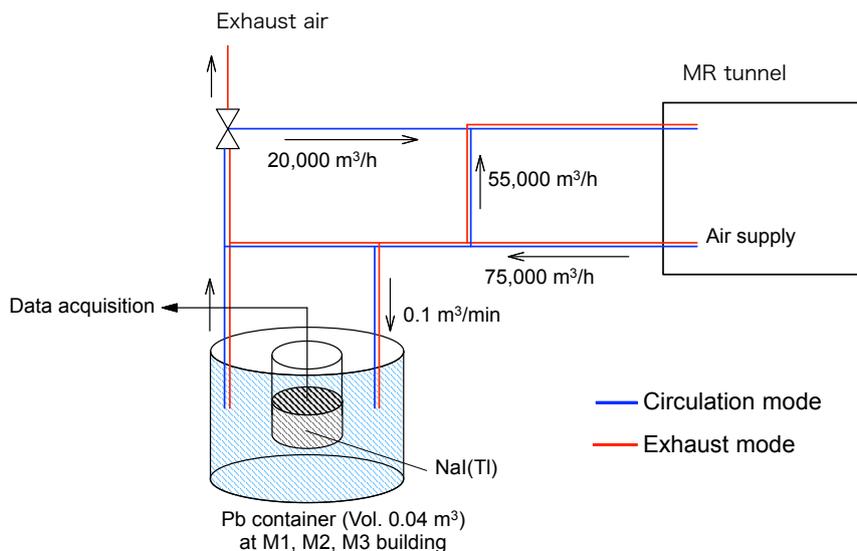


Fig. 5.4: MR 排気システムの概略

5.3 実験

5.3.1 金箔放射化検出器のインストール

本実験では金箔放射化法と Cd 差法により熱中性子束を測定した。金箔検出器の仕様と Cd 差法の各種パラメータは第 2 章で述べたものと同じである。

Fig. 5.5 に金箔設置方法の外観を示す。金箔検出器はトンネル内に点在する基準座 (電磁石アライメント用) と同位置に設置した。この基準座はトンネル内壁に沿って 3-5 m 間隔で設置されている [108]。基準座の座標は精密に測量されており、これを目印として十分な位置精度で金箔を設置できる。また、ビーム停止数時間後における MR 入射部壁際の残留空間線量率は数 mSv/h に達する。この基準座を活用することで、現場での検出器の位置決め作業を省略でき、実験時の被ばく線量を大幅に低減できる。

Fig. 5.1 に金箔の設置場所を示す。トンネル全域の熱中性子分布プロファイル取得のために、ビームラインに沿って合計 96 箇所の熱中性子測定点を選定した。多くのビームロスが見込まれる入射部や FX 直線部は測定点を多めに設けた。

また、ビーム軸と垂直方向の熱中性子束分布を得るために、コリメータエリア下流側に計 4 セットの金箔を設置した。Fig. 5.6 にビーム軸と垂直な平面に設置した金箔の配置を示す。この A-B 断面は、Col-3 から約 20 m 下流側に位置している。

以上、本実験では合計 100 セット (200 枚) の金箔検出器を設置した。

5.3.2 ビーム運転

本実験は FX モード期間中に実施した。この運転モードでは、バンチ当たり陽子数 3.3×10^{13} の 3 GeV 陽子ビームを 2 バンチずつ 40 ms 間隔で RCS から MR に 4 回入射した後、計 8 バンチのビームを 1.4 s で 30 GeV まで加速し、2.48 s サイクルの速い取り出し運転で MR からニュートリノ実験施設にビームを出射する。

MR では、リングを周回するビームの強度と入射期間中のビームロス量を Direct-Current Current Transformer (DCCT) でモニターしている。この DCCT はビーム強度を 1% 以下の精度で測定できるように調整されており、波形の変動量 (1 回微分) を測定することで、ある期間内のビームロス量の導出を可能としている [109]。

Fig. 5.7 に運転時のビーム強度と入射期間中 (4 回入射中) ビームロスの履歴を示す。期間平均でのビーム強度と入射中ビームロス量はそれぞれ、418 kW、288 W であった。ここで示したビームロス量は入射期間の総量であり、どこでビームロスが生じたかまでは言及できない。

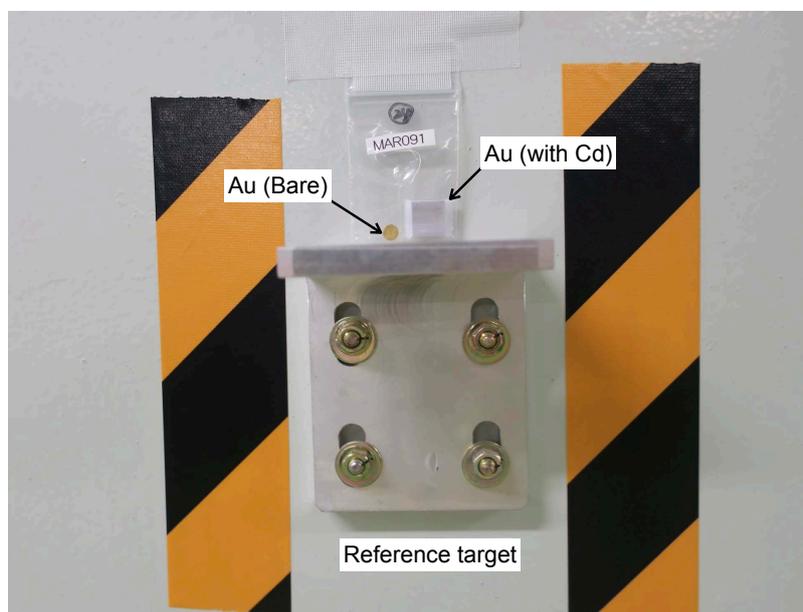


Fig. 5.5: 金箔設置方法

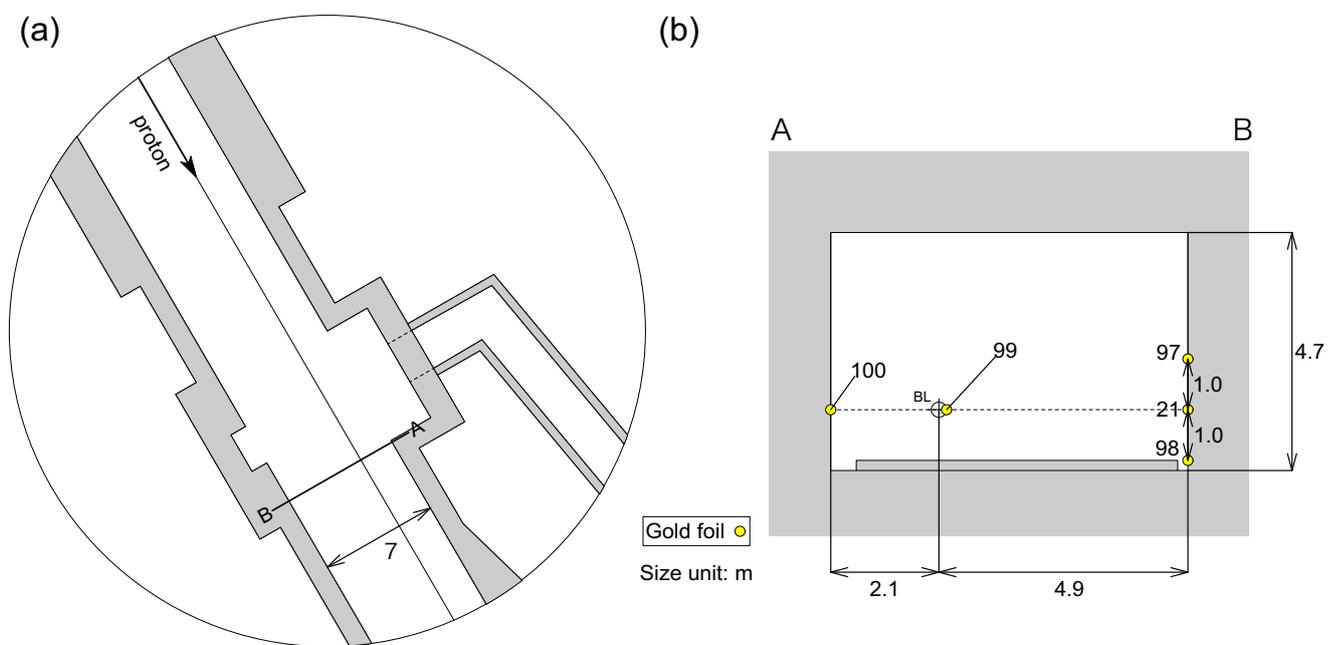


Fig. 5.6: 熱中性子空間分布測定に供した金箔の設置場所 : (a) 平面図, (b) 断面図

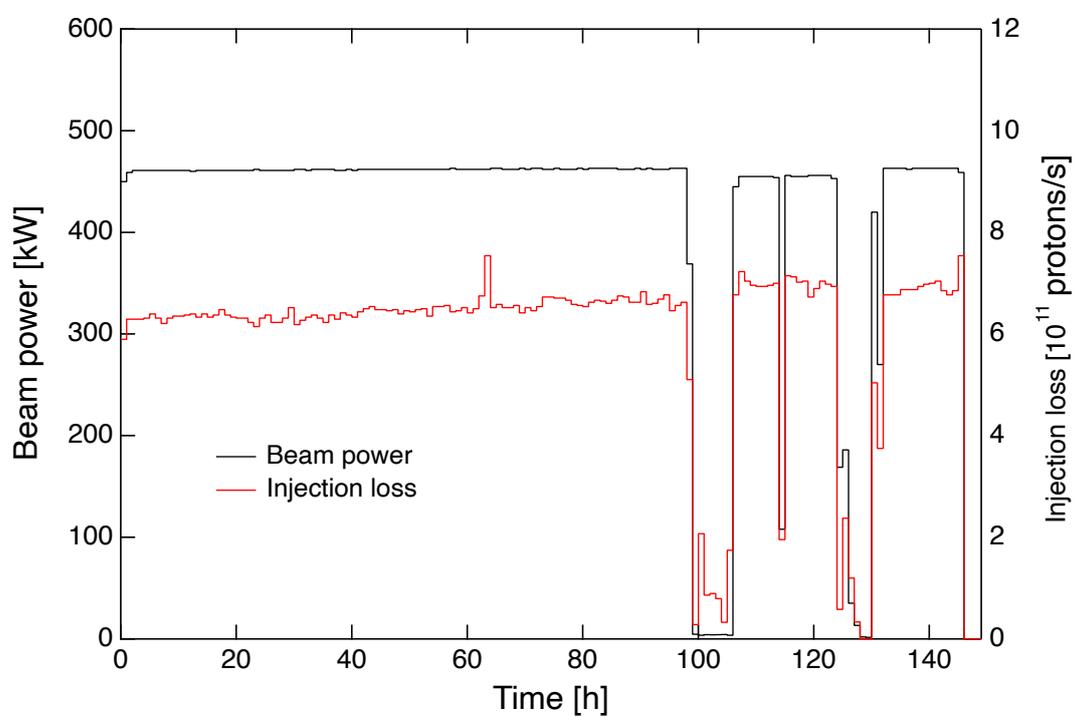


Fig. 5.7: 運転時のビーム出力と 4 回入射中の損失陽子数

5.3.3 トンネル内の残留 γ 線量率測定

ビーム運転停止後のトンネル内の空間線量率には、運転時に放射化したビームライン機器及びコンクリート壁からの残留 γ 線が寄与する。

ビームライン近くでは電磁石などの加速器本体からの線量寄与が大きいですが、ビームラインから離れるとこの寄与は距離の逆二乗で減少し、壁際ではコンクリート中に生成した ^{24}Na 等の短寿命核種からの放射線が主体となる場合がある。

コンクリート壁の放射化は主に二次中性子によるため、壁際の線量率分布は熱中性子分布と関係性を持つと考えられる。本研究では運転時の熱中性子分布の測定と併せて、運転停止直後の壁際の残留 γ 線量率分布を取得し、両者の関係性を調査する。これにより、低放射化コンクリートと普通コンクリートの組成の違いが空間線量率に及ぼす影響や、 γ 線サーベイメータを用いた熱中性子分布の簡易推定法の実現性を確認できる。

ビーム停止後 5 h 経過後に MR トンネル室に入域し、金箔回収作業と並行して金箔設置位置の γ 線量率をサーベイメータで測定した。20 $\mu\text{Sv/h}$ 以下の場所では NaI (Tl) 式サーベイメータ (日立アロカメディカル社製, Type TCS-172B) を、20 $\mu\text{Sv/h}$ を超える場所では電離箱式サーベイメータ (応用技研社製, Type AE-133V) を使用した。

5.3.4 イメージングプレート法

本実験では計 200 枚という多量の金箔の ^{198}Au 放射能を取得する。この全てを γ 線スペクトロメトリ法で精度良く測定することは、膨大な測定時間が必要であり、また ^{198}Au が半減期 2.694 日で減衰するために、困難を伴う。複数の金箔の放射能を効率的に得る手法として、イメージングプレート (IP) 法と γ 線スペクトロメトリ法を併用する方法がある [110]。

IP は蛍光体層、下塗層、支持体、磁気吸着層の四層で構成されており、蛍光体層が検出器の有感層である。蛍光体層には輝尽性蛍光体 BaFX:Eu (X=Cl, Br, I) が用いられており、ここに放射線が入射すると、蛍光体中の電子が励起し、準安定状態に留まる。この準安定状態は可視領域レーザー光を照射することで基底状態に緩和し、その過程で発光を伴う。この発光強度は輝尽性ルミネッセンス (PSL : Photo-stimulated luminescence) と呼ばれ、発光を光電子増倍管で受光し、デジタル画像化することで放射線 (能) 強度を 2 次元的に検出できる。本実験では 20 cm \times 40 cm IP (Fujifilm 社製, BAS SR2040) 及び IP 読取装置 (General Electric 社製, Typhoon FLA 7000) を用いて金箔の放射能強度を測定した。以下にその手順を述べる。

Fig. 5.8 に IP 測定用試料の外観を示す。本試料は照射後の金箔を A4 用紙上にスコッチテープ (3M 社製, Scotch 811 Magic Removable Tape) で固定したものである。本試料で IP を露光する直前に、IP を消去器 (General Electric 社製, Amersham Eraser) に入れ、可視光

を 60 分間照射して残存エネルギーを消去 (初期化) した。

IP 露光は専用のカセット (General Electric 社製, Amersham Exposure Cassettes) の中で、試料と IP を密着させて行った。露光時間条件は 1 h 及び 72 h の 2 通りとした。72 h 露光の際は入射部に設置した金箔を用紙上から取り除いた。これは入射部の金箔の放射線が他の放射化量が小さい金箔の潜像に影響することを防止するためである。1 h 露光では主に入射部及びその周辺に設置した金箔の放射能強度を、72 h 露光では入射部以外に設置した金箔の放射能強度を測定した。この 2 つの放射能強度分布を接続することで、全て金箔の相対放射能強度分布を得た。

Fig. 5.9 に、露光後 IP を 1 ピクセル 25 μm の解像度でスキャンして得た金箔の PSL 画像を示す。この画像の濃淡を解析して各金箔の PSL 値を取得した。IP 測定において、PSL 値と絶対放射能 A (Bq/g) の間には以下の比例関係が成立する。

$$A = \alpha \cdot PSL \quad (5.1)$$

PSL 値は蛍光量を指す任意単位の量である。上記関係式で放射能を得るためには、校正定数 α を求める必要がある。校正定数を導出するには PSL 値との対応が既知の放射能データが必要であり、今回はこの基準放射能を HP-Ge (Canberra 社製, GC2018) による γ 線スペクトロメトリー法で得た。

MR で照射した金箔の放射能は数桁に渡って広く分布すると予想されるため、そのダイナミックレンジの範囲で校正定数を求める必要がある。ここでは、PSL と放射能の関係の 4 桁程度の範囲で確認することを試みた。金箔の放射化量を GM 計数管式サーベイメータ (日立アロカメディカル社製, Type TGS-136) を用いて簡易的にスクリーニングし、Position 12、16、39 及び 48 の金箔を HP-Ge 用試料 (基準金箔) として選定した。

5.3.5 ^{198}Au 放射能の定量における不確かさの評価

Table 5.3 に反応率定量時に考慮した系統的な不確かさを示す。ここでは、ISOCS/LabSOCS で導出したピーク検出効率、IP の校正曲線 (Fig. 5.11)、の不確かさを計上した。

Table. 5.3: 放射能定量における系統的な不確かさ

Type of uncertainty	Uncertainty
Detection efficiency	6 %
IP image analysis	< 1 %
IP calibration curve	6 %
Total	8.5 %

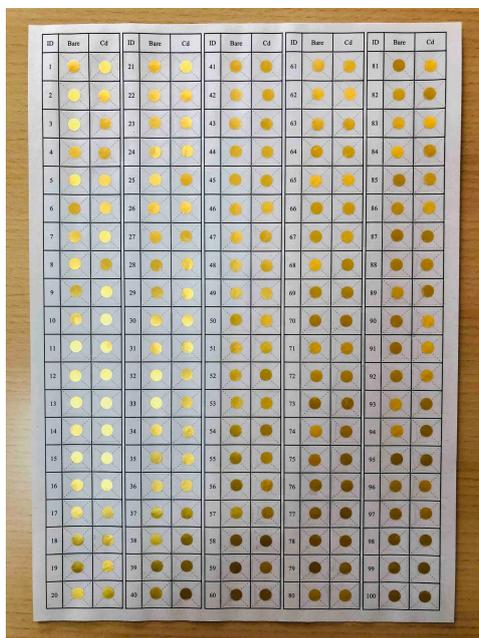
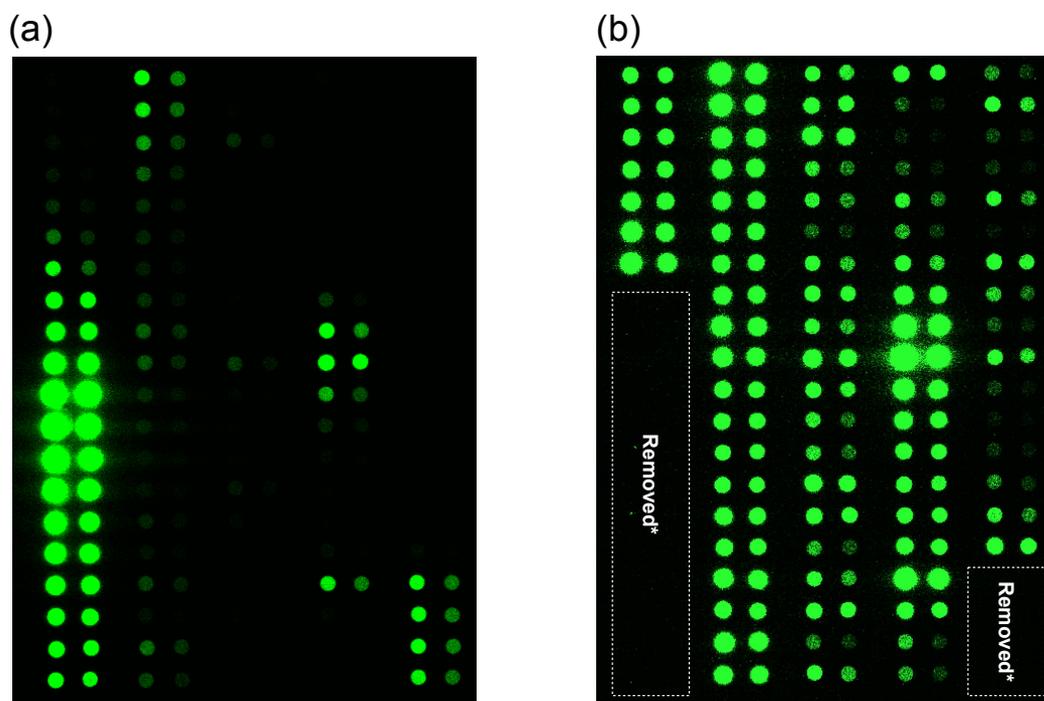


Fig. 5.8: イメージングプレートの露光に用いた金箔付き台紙



*Foil irradiated at injection area were removed before exposure.

Fig. 5.9: 金箔の PSL 画像 : (a) 1 h 露光後に取得, (b) 72 h 露光後に取得

5.4 結果と考察

5.4.1 PSL 値と ^{198}Au 放射能の関係の導出

測定値の信頼性を担保するために、IP の蛍光強度が ^{198}Au だけに依ることを示し、数桁にわたる広範囲の放射能導出に対応できる PSL 値の校正曲線を導出する。

Fig. 5.10 に HP-Ge で取得した基準金箔の γ 線スペクトル (ビーム停止後 9–11 h) を示す。全ての基準金箔の γ 線スペクトルにおいて、金箔中の放射能生成量は ^{198}Au が支配的であった。よって、IP の PSL 値は ^{198}Au 放射能強度に対応すると判断できる。

Fig. 5.11 に ^{198}Au 放射能と相対 PSL 値 (最大 PSL 値に対して規格化) の関係を示す。 ^{198}Au 放射能と相対 PSL 値は 4 桁以上の広範囲で良好な直線関係を示した。この結果から、相対 PSL 値を ^{198}Au 放射能に換算するための以下の関係式を得た。

$$^{198}\text{Au} = 1.82 \times 10^6 \text{ PSL} \quad (5.2)$$

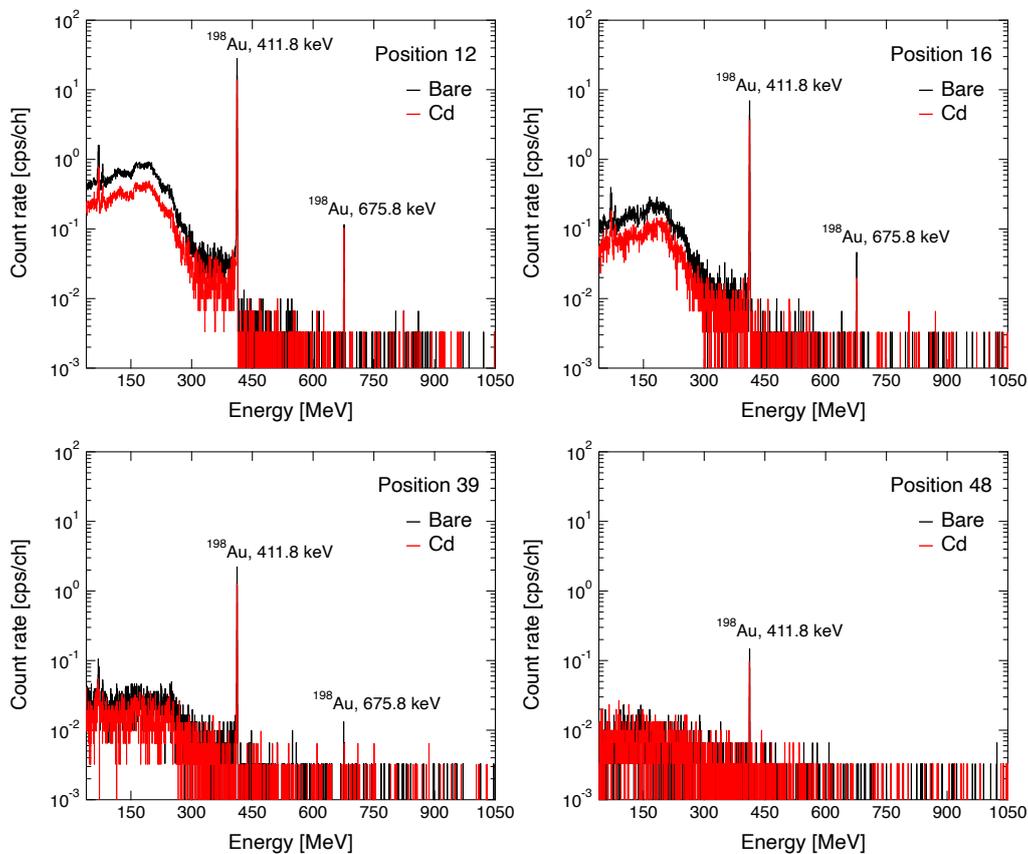
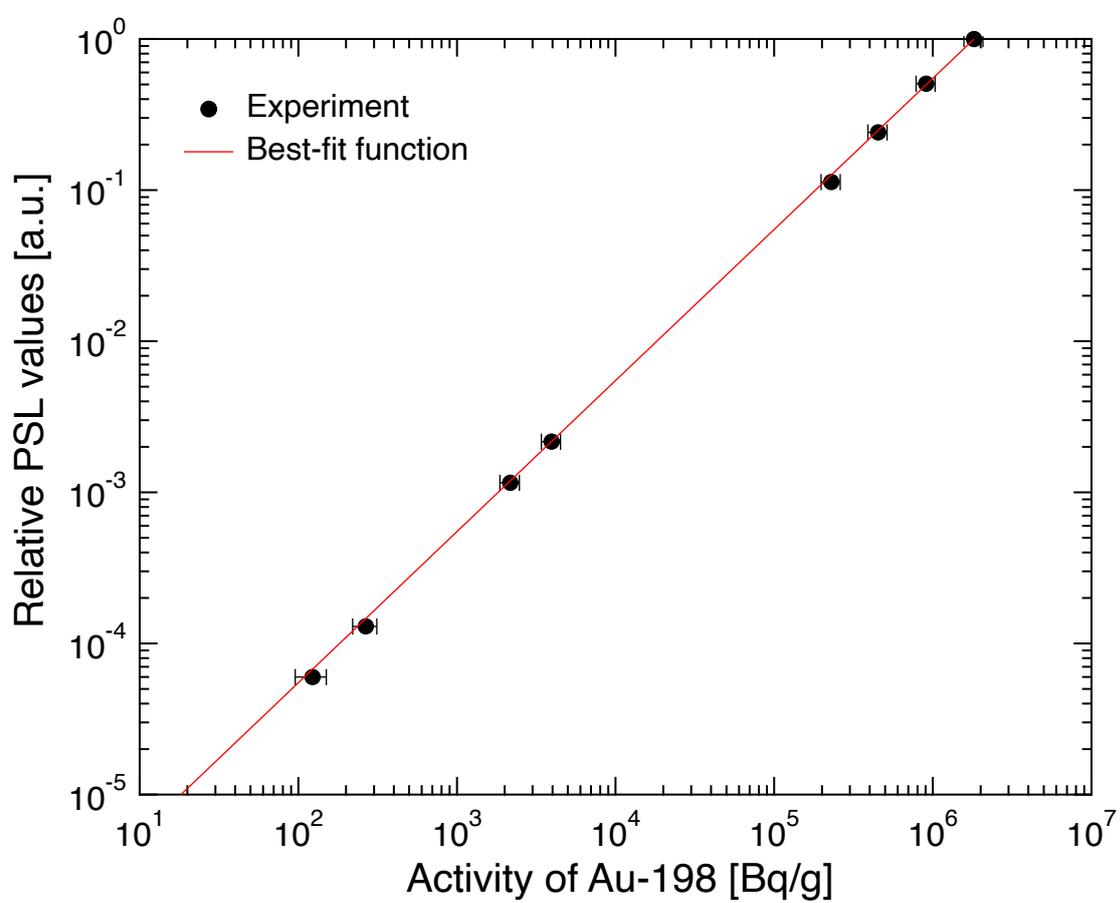


Fig. 5.10: 基準金箔の γ 線スペクトル

Fig. 5.11: PSL 値から ^{198}Au 放射能を導出するための校正曲線

5.4.2 MR トンネル室の熱中性子分布プロファイル

Fig. 5.12 に金箔放射化法と Cd 差法で測定した MR の熱中性子分布プロファイルを示す。このグラフではビーム進行方向に沿って測定値を plot している。横軸 s は、position 1 を XY 座標系の原点とした時に、各金箔の座標 (X_i, Y_i) ($i = 1 - 96$) 間の直線距離 $L_i = \sqrt{(X_{i+1} - X_i)^2 + (Y_{i+1} - Y_i)^2}$ を順に積算したものである。position i のトンネル内位置は、ビーム進行方向に沿って見た時に $s_{i+1} = L_1 + L_2 + L_3 + \dots + L_i$ となる。

熱中性子空間分布から、ビーム運転による熱中性子は入射部で最も多く生成し、入射部の最大熱中性子強度は約 400 kW のビーム運転で $10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ オーダーに達することが分かった。

FX 直線部にも出射時ロスによる熱中性子生成のピークが見られるが、入射部と比較するとその強度は 1 桁以上小さい。また、今回はビーム取り出しを行っていない SX 直線部と、3つのアーク部に関しては、入射部のピーク部分と比較して熱中性子強度は 2 桁以上小さいことが分かった。

Fig. 5.6 中の A-B 断面の熱中性子束 (position 21, 97, 98, 99, 100) は全て誤差の範囲内で同等であった。この結果を受けて、ここではビーム垂直方向の熱中性子束分布を均一と仮定し、トンネル内の熱中性子生成量の局在の程度を評価する。Fig. 5.13 にビーム方向の熱中性子束を順に足し合わせた累積比率を示す。MR では $s = 60 - 90 \text{ m}$ の区間 (コリメータエリアの一部) で全熱中性子量の 95 % が局所的に生成することが分かった。

上記の結果は、MR 大強度化の鍵の一つである「ビームロスの入射部への局在化」を達成できていることを裏付けるものである。そして、大強度化の放射線管理においては、コリメータビームロス量と放射化の関係把握が重要であることが改めて明示された。次項では、このコリメータビームロス量を、測定値とモンテカルロシミュレーションの比較を通じて導出する。

本実験の熱中性子分布データは、作業員の被ばくに寄与する熱中性子由来の短寿命核種 (^{24}Na 等) や将来の廃止措置に伴い多量に発生する解体コンクリート中の長半減期核種濃度 (^{152}Eu 、 ^{60}Co 等) を評価する際、また、MR トンネルにおいて放射化の対策を要するエリアとそれ以外のエリアの切り分けを行う際、の一つの指標になり得ると考える。

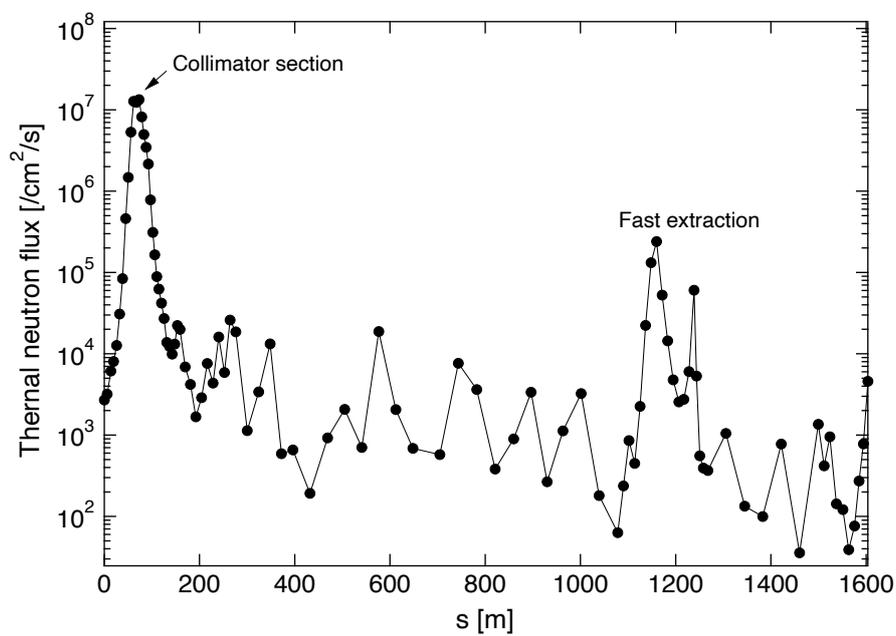


Fig. 5.12: 熱中性子分布プロファイル

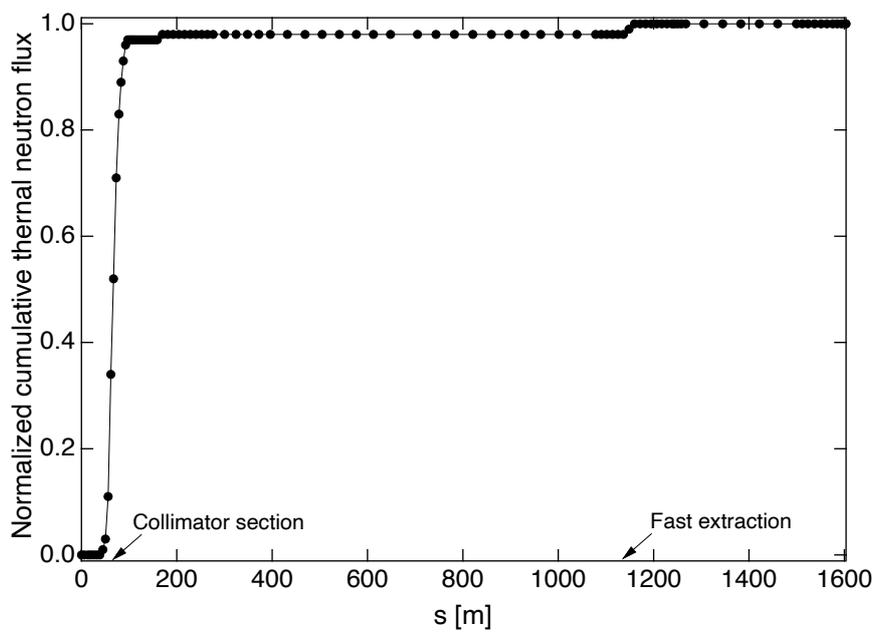


Fig. 5.13: 熱中性子束の累積比率

5.4.3 コリメータビームロス量の検証

MRの大強度化の鍵は、ビームロスを入射部に局在化させること、各コリメータのビームロス許容量を均等に利用すること、にある。前者はトンネル内の熱中性子分布の全体像から既に検証された。本項では後者に着目する。

ここでは、PHITSを用いて入射部の熱中性子分布を計算し、測定値との比較を通じて各コリメータのロス量分布を検証する。計算条件は次の通りである。計算体系には、Fig. 5.2と同様に、トンネル室構造、コリメータシステム、周辺マグネット及び遮蔽体を記述した。一方、ビームパイプの構造とマグネットの磁場は考慮しなかった。計算では3 GeV陽子ペンシルビームを各コリメータJawの直ぐ上流側で発生させ、Jawの端面に垂直に入射させた。物理モデルと核データはPHITSのデフォルト設定を使用した(第2章Table 1.1を参照)。コンクリート壁表面に検出器領域を設定し、[t-track]タリーを用いて熱中性子束(0.5 eV以下積分中性子束)を計算した。検出器領域(領域内の物質組成は空気)の寸法は、5 cm高(ビームライン高さに対して ± 2.5 cm) \times 5 cm幅 \times 7000 cm長である。

Fig. 5.7中は4回入射中の全ビームロス量トレンドである。ここでは、このビームロスがコリメータで生じたと仮定して測定値と計算値と比較する。

まず極端なケースとして、Fig. 5.14 (a)に、特定のコリメータにビームロスが集中する場合の計算結果を示す。熱中性子束分布の各ピーク位置はビームロス位置(Jaw)の真横に対応するが、これは第3章3.5.2項の考察と矛盾しない。約65 m付近に見られる凹みは通路側に仮置きされたコリメータシステムの遮蔽効果を反映している。各コリメータのビームロス量に大きな偏りがある場合、計算値は実験の傾向を全く再現しないことが分かる。

次に、Fig. 5.14 (b)に、5台のコリメータそれぞれで均等にビームロスが生じる場合の計算結果を示す。 $s = 50\text{--}110$ m区間の計算結果は、実験と同様の分布傾向を示すとともに、絶対値についてもファクター0.8から1.6の範囲内で測定値を良く再現した。この結果は、入射中ビームロスはコリメータJawで支配的に生じていること、入射中ビームロス量を各コリメータで概ね均等分配されていること、を示している。

以上の結果から、本研究では熱中性子分布データに基づいて、ビームロスの入射部への局在能力と、各コリメータのビームロスバランスの両方の実験的検証に成功した。

Fig. 5.15に中性子束分布計算値を中性子エネルギーグループ毎に示す。これらの中で(b)、(c)及び(d)はロス点で生成した二次中性子に依るため、ロス点を起点に3次元的な分布を形成する。一方、熱中性子はトンネル壁に沿って1次元的に分布している。熱中性子は、ビームロスに対して単純な分布形状を示し、また、高速中性子と比較して絶対量把握が容易であるため、ロス量評価の有効指標になると考えられる。第6章において、熱中性子計測のビームロス監視への応用について述べる。

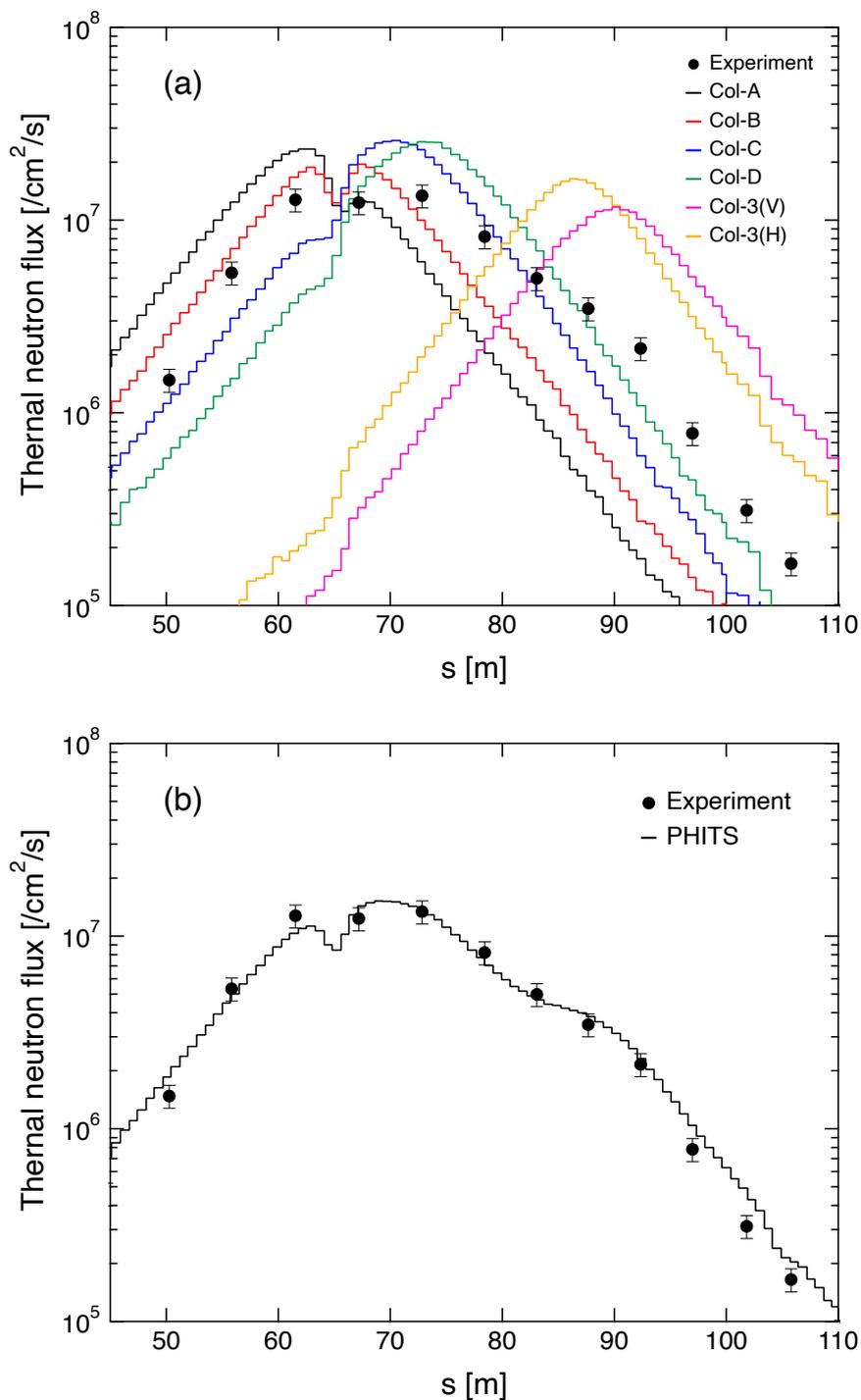


Fig. 5.14: 熱中性子分布測定値と計算値の比較 : (a) 単一のコリメータにビームロスが集中する場合, (b) 各コリメータで均等にビームロスが生じる場合

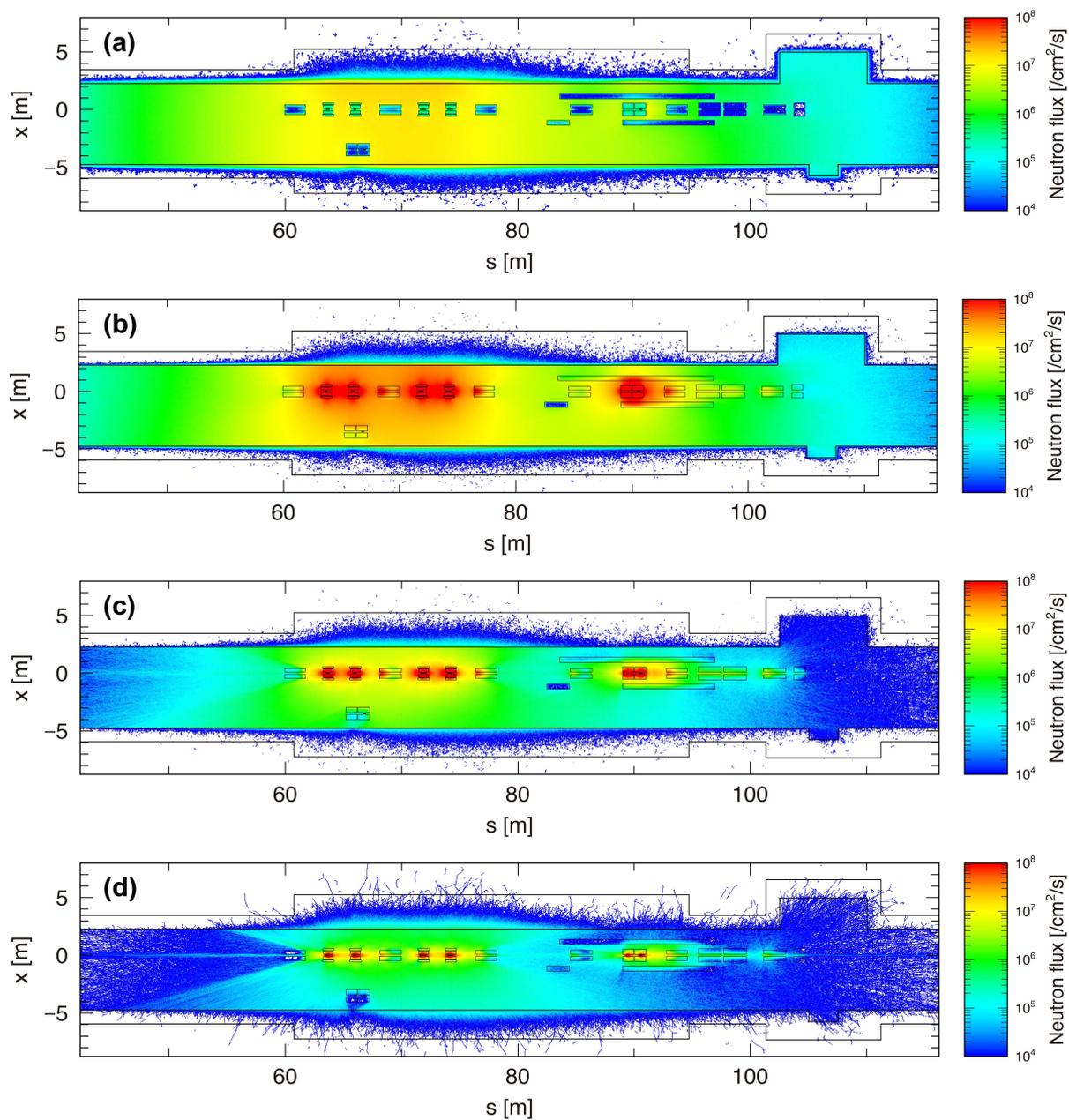


Fig. 5.15: 中性子束分布計算値 : (a) 0.5 eV 以下 (thermal neutrons), (b) 0.5 eV から 0.5 MeV, (c) 0.5 MeV から 5 MeV, (d) 5 MeV 以上

5.4.4 簡易式の検証

第3章では簡易式 $\phi_{th} = CQ/S$ の係数 C を 24 GeV/c 陽子に対して検証した。本節では、MR の熱中性子束データに基づいて 3 GeV 陽子に対する係数 C を導出する。

既に述べたように係数 C を導出するには、対象とする室の平均熱中性子束、トンネル室の表面積 S 、線源の中性子強度 Q を決める必要がある。ここでは平均熱中性子束を求めるために、熱中性子分布はビーム進行方向に沿ってのみ変化し、垂直方向に分布を持たないと仮定する。この仮定の妥当性は、実験 (position 21, 97, 98, 99, 100) と計算 (Fig. 5.15) で確認されている。熱中性子の大半が分布する $s = 50\text{--}100$ m 区間を一つの室と見なすと、この区間の平均熱中性子束測定値は $5.93 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と評価される。

同区間のコンクリート壁表面積 S は $1.05 \times 10^7 \text{ cm}^2$ である。当該室の両端は開放されているためそこから外部へ中性子流出があるが、開放部分の表面積は全表面積の 5% 未満である。

第3章と同じく、中性子強度 Q (neutron s^{-1}) は PHITS コードで計算した。従来の考え方に基づくと、 Q はビームロス位置 (コリメータの Jaw 部分) での生成中性子数と定義される。しかしながら、Jaw 周囲に配置された鉄製容器 (50 cm 厚) やコリメータシステム側方の鉄遮蔽壁は中性子の生成と輸送に影響を及ぼすと考えられる。ここでは、熱中性子が主にコンクリートで生成することを踏まえて、 Q を「コンクリート壁に入射した中性子数」と再解釈する。

Fig. 5.16 に、Jaw で生成した中性子数 Q_{jaw} と、コンクリート壁に入射した中性子数 Q_{inj} の比較を示す。 Q_{inj} の計算では、コンクリート壁領域の物質組成を真空とし、壁表面を通過した中性子をカウントした。スペクトルを積分すると、 Q_{jaw} と Q_{inj} はそれぞれ、 $2.39 \times 10^{13} \text{ neutron s}^{-1}$ 、 $3.86 \times 10^{13} \text{ neutron s}^{-1}$ となる。 Q_{inj} の方が大きい、これは、Jaw 以外の構造物での生成中性子の寄与分である。ここでは構造物影響が反映された Q_{inj} を採用する。

上述のパラメータを簡易式に代入すると、係数 C は 1.61 ± 0.18 と求まる。この不確かさの内訳は、放射能の定量 (Table 3.1)、室の平均熱中性子束の導出 (4%)、第3章で述べた Cd 差法の精度 (6%)、によるものである。J-PARC MR の 3 GeV 陽子に対して求めた係数 C は、CHARM 施設の導出値 $C = 1.77 \pm 0.19$ と不確かさの範囲内で一致した。

ここで対象とした室は 50 m 長 \times 7 m 幅 \times 3.5 m 高の長い直方体形状である。一方で、CHARM 施設の形状は 7.0 m 長 \times 5 m 幅 \times 3.1 m 高であり、MR 入射部の構造とは長さとの関係が大きく異なる。

以上から、係数 C は数 GeV から数十 GeV 領域においては陽子エネルギー依存性が小さく、さらに、トンネル室形状の違いの影響を大きく受けないことを実験的に確認した。この結果は、簡易式の適用範囲の拡張に貢献するものである。また、上記結果を踏まえて、簡易式の Q の解釈は、従来の「中性子発生量」から「コンクリート壁に入射した中性子数」とする方がより妥当であることを提案する。

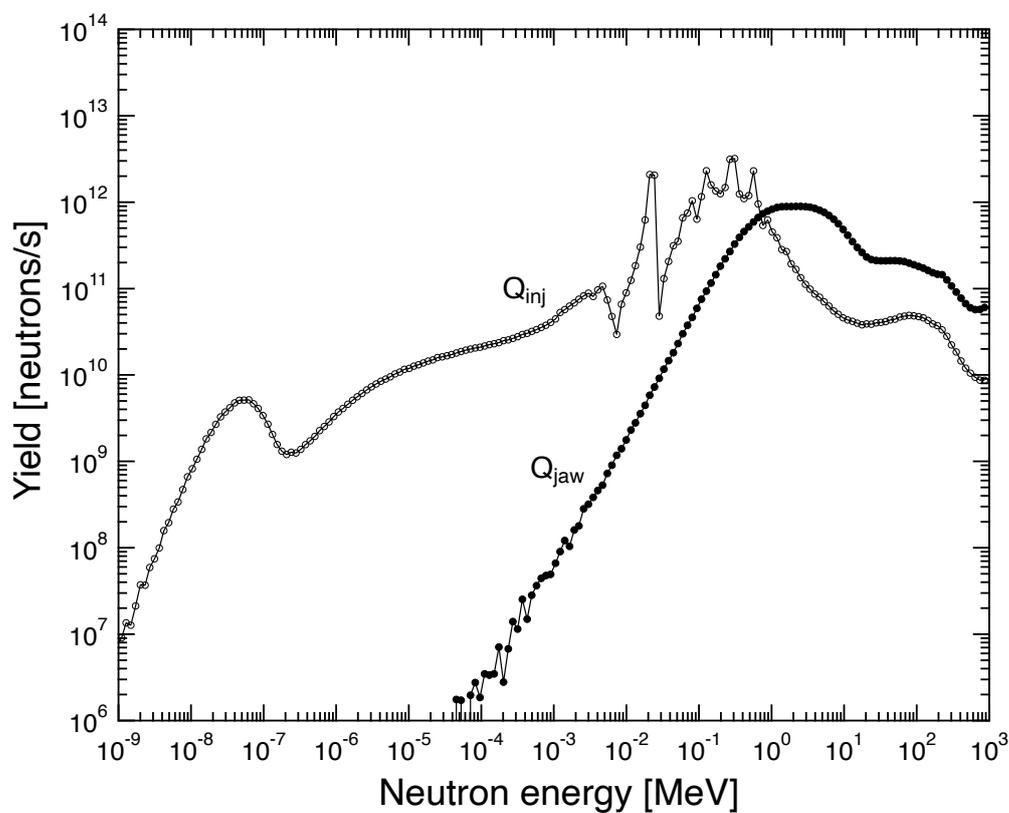


Fig. 5.16: Q_{jaw} と Q_{inj} の比較

5.4.5 運転時の熱中性子分布と停止直後の空間線量率の関係

運転時の熱中性子空間分布を停止直後の壁際の残留 γ 線量率分布と比較する。この比較に基づいて、低放射化コンクリートの残留線量低減効果と、 γ 線サーベイメータによる熱中性子分布簡易推定法の実現可能性を議論する。

Fig. 5.17 に熱中性子束分布と線量率分布の比較を示す。 γ 線測定結果はビーム停止後5 h–6 hの期間に取得したものである。双方の分布はトンネル室の全周に渡って類似の傾向を示した。ビームロスが多い直線部に加えてビームロスが少ない曲線部においても、壁際の γ 線量率は同位置の熱中性子強度に同期して推移することが認められた。

Fig. 5.18 (a) に熱中性子束と線量率の関係性を示す。データのばらつきは大きいですが、両者の間には直線的な関係が見られる。この関係は、 γ 線量率の由来が熱中性子捕獲起因の残留核種であることを示唆している。

MR トンネル室は、直線部が低放射化コンクリートで、曲線部が普通コンクリートで構成されている。実験データを測定位置のコンクリート組成に応じて2グループに区別すると Fig. 5.18 (b) が得られる。図中の曲線は双方のデータグループに最小二乗フィットして求めた。フィット曲線からのデータのばらつきの要因として、ビームラインからの γ 線量寄与やコンクリート組成のバラツキの影響が挙げられる。

2つのフィット曲線の傾きは概ね同じであるが、縦軸の切片が異なる。これらのコンクリートでは、前述した通り ^{24}Na の放射化生成量が大きく異なるが、この縦軸切片のシフト幅は、低放射化コンクリートと普通コンクリート中に残留する ^{24}Na 等の熱中性子起因核種の生成量の違いを反映していると考えられる。同じ熱中性子強度条件下で二種類のコンクリート位置の残留線量率を比較すると、Fig. 5.18 (b) から、低放射化コンクリート位置では普通コンクリート位置と比べて線量率が1/3程度になると評価された。熱中性子束分布と線量率分布の比較を通じて、MRの実現場において初めて、低放射化コンクリートの熱中性子起因残留線量の低減効果を確認することができた。

壁際の γ 線量率と金箔による熱中性子分布の間には、コンクリート組成を考慮することで比較的良好的な直線関係が成立することが分かった。この関係性に基づけば、運転時の熱中性子強度は、停止直後の壁際の残留 γ 線量率測定によって簡易に推定可能と言える。この熱中性子分布の簡易推定手法は、他加速器施設への展開が可能と考える。

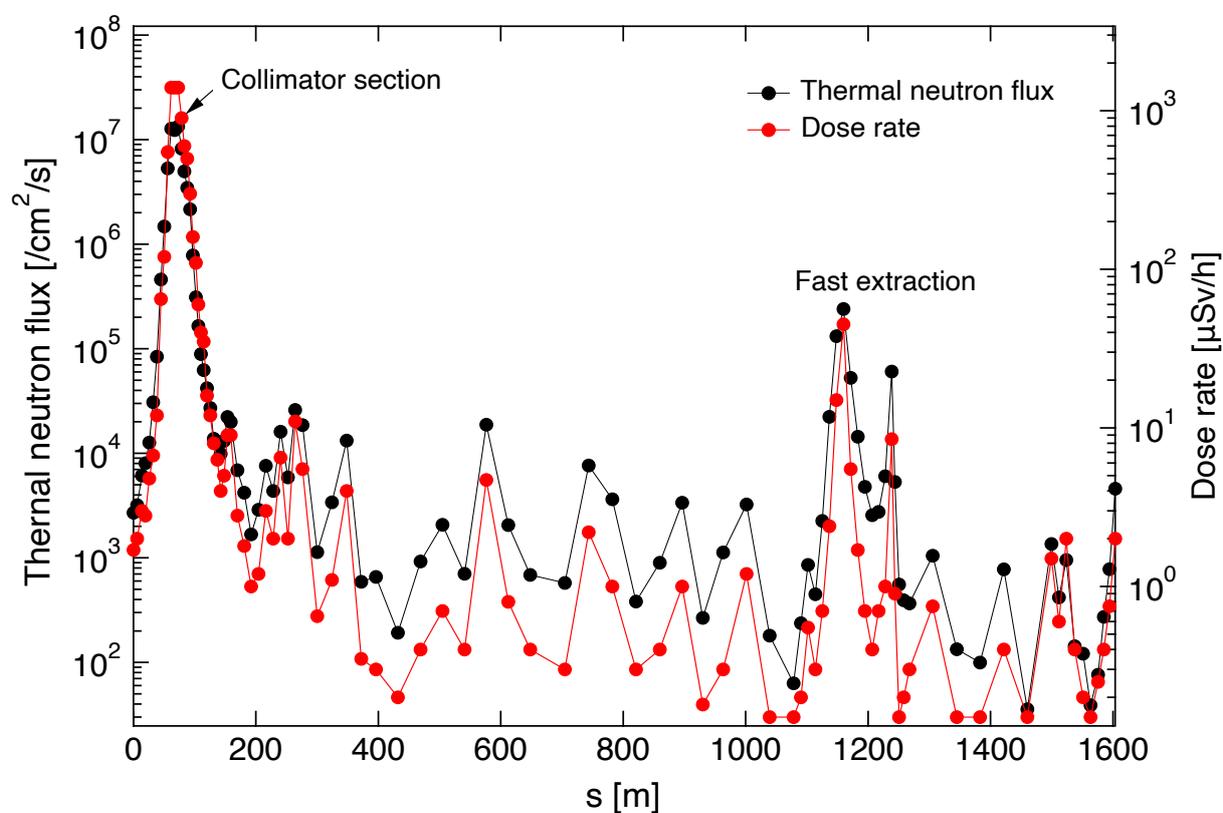


Fig. 5.17: 熱中性子空間分布と線量率分布の比較

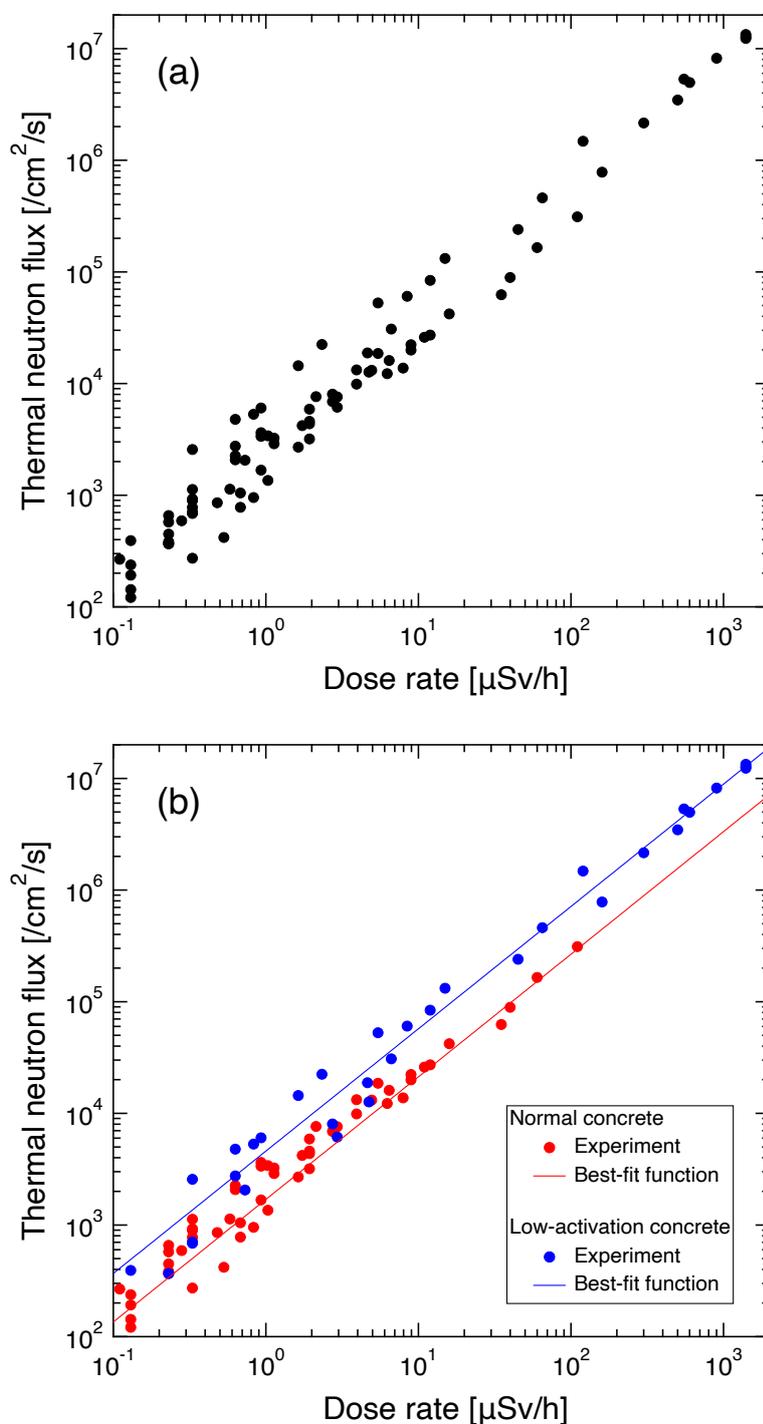


Fig. 5.18: 熱中性子空間分布と線量率分布の関係 : (a) コンクリート組成の違いを考慮しない場合, (b) 測定位置のコンクリート組成毎にグループ化した場合

5.4.6 粉砕試料を用いたコンクリート中残留放射能の測定

Fig. 5.17 の γ 線量率測定期間におけるコンクリート中主要残留核種の調査を目的とした追加試験について記述する。

コンクリート壁中残留放射能の測定方法として、可搬型スペクトロメータを用いてトンネル内で in-situ 測定する方法が考えられる。そこで、第4章で使用した内蔵バッテリー駆動が可能な電気冷却式 HP-Ge 検出器を用いて、コンクリート壁際で γ 線測定を行った。 γ 線測定は、ヘッド周囲に厚さ 10 cm の鉛を、ヘッド前面方向には直径 5 mm の穴を設けた厚さ 10cm の鉛を配置し、ヘッド前面をコンクリート壁に直面させて行った。しかしながら、低放射化コンクリート打設エリアはどこも空間線量率が高く、準備した遮蔽体ではデッドタイムの低減が困難であった。第3章で使用した LaBr₃ 検出器はより高計数率に対応できるが、今回は核種弁別が重要であるため採用しなかった。

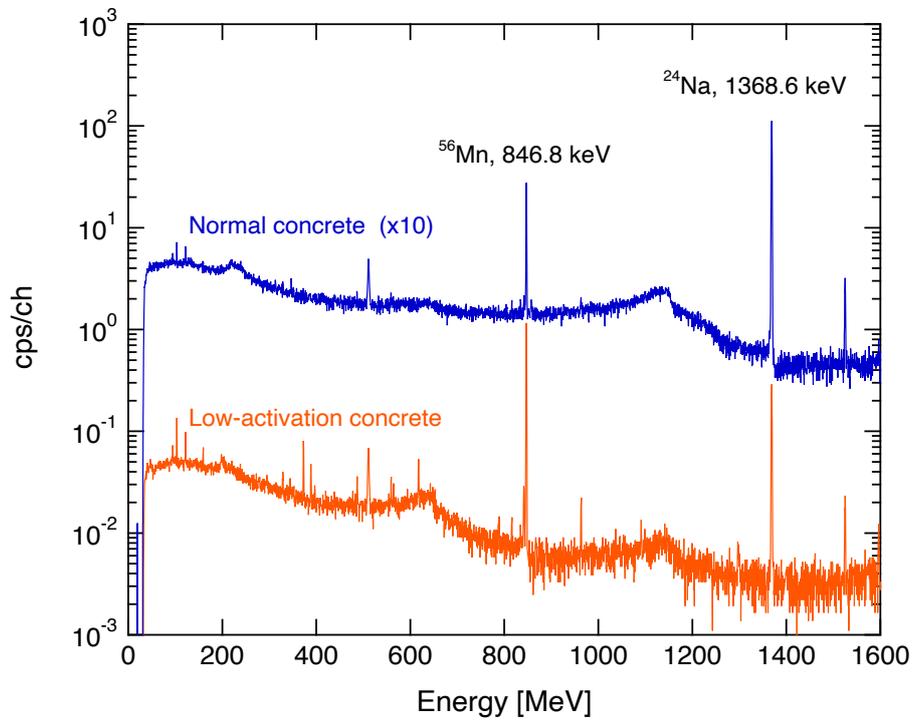
上記検討から in-situ 測定は困難と判断し、代替手段として、以下の粉砕コンクリート試料を用いる方法を採用した。Fig. 5.19 に粉砕コンクリート試料の写真を示す。本試料は MR トンネル建設に用いられた低放射化コンクリート及び普通コンクリートそれぞれを粉砕して U8 容器に封入したものである。本粉砕試料を MR トンネル内のコンクリート壁際で照射し、その γ 線スペクトルをトンネル外で測定することで、混合場に曝されたコンクリート中の主要残留核種が分かる。

2種類の粉砕試料を Col-A 真横のコンクリート壁近傍に設置し、計7日間のビーム運転後に回収して HP-Ge で γ 線スペクトルを測定した。Fig. 5.20 にビーム停止から約 6h 経過後の γ 線スペクトルを示す。運転停止約 6h 後の主要残留核種は、両方のコンクリートで ²⁴Na と ⁵⁶Mn ($T_{1/2} = 2.6$ h) であった。これらの核種は主に中性子捕獲反応によって生成する。よって、Fig. 5.18 の γ 線量率分布は、主に ²⁴Na と ⁵⁶Mn からの放出 γ 線で形成されたと考えられ、熱中性子分布と同様の分布傾向を示したことと矛盾しない。

Fig. 5.19 の容器表面で測定した低放射化コンクリートの残留線量率は普通コンクリートの約 1/13 であった。この結果は、Fig. 5.18 (b) から見積もった実現場における低放射化コンクリートの残留線量低減効果 (約 1/3) と大きく異なる。2つの結果が整合しない理由は現在も調査中であるが、その要因として、 γ 線ソース (コンクリート) の形状や γ 測定体系の違い、被照射コンクリートの寸法の違いが影響した可能性が考えられる。



Fig. 5.19: 普通コンクリート及び低放射化コンクリートの粉砕サンプルの写真

Fig. 5.20: 粉砕コンクリートの γ 線スペクトル

5.4.7 空気の放射化の検証

トンネル内の空気の放射化の知見は、ビーム強度増強後の排気設備に求められる性能と排気シナリオの検討、万一に放射化空気が漏洩した場合の被ばく量算定、等で重要となる。MRの空気の放射化は安全側に仮定したビームロス条件で求めた二次粒子束と断面積から評価され[111]、排気設備設計や使用許可申請に用いられてきた。

本実験ではMRトンネル全周の熱中性子分布を取得し、コリメータエリアのビームロス量分布を実験的に明らかにした。これら熱中性子分布データと精度検証済みのモンテカルロ計算体系を用いることで、より実情に沿った空気の放射化の知見を提供できる。

金箔による ^{41}Ar 生成量の評価

トンネル内の ^{41}Ar 生成量分布は、熱中性子束データを用いて以下の式から得られる。

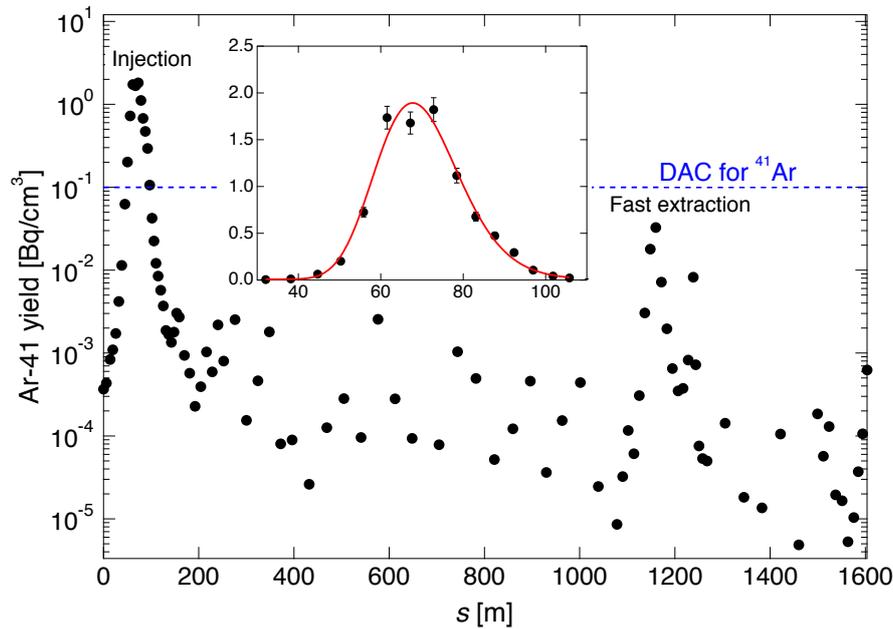
$$^{41}\text{Ar} = w\phi_{\text{th}}\rho\sigma N/40 \quad (5.3)$$

ここで、 ϕ_{th} は熱中性子束、 w は空気中における ^{40}Ar の重量比 (= 0.012827)、 N はアボガドロ数、 ρ は空気の密度 (= $1.205 \times 10^{-3} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$)、 σ は ^{40}Ar の熱領域における Maxwell 平均断面積 (= $0.66 \text{ barn} \times 0.886$ [20])、である。

Fig. 5.21 に、熱中性子束データから求めたMRトンネル内の ^{41}Ar 生成量分布を示す。図中の赤い実線は入射部の ^{41}Ar 生成量分布に Log-normal 関数をフィッティングしたものである。この関数の正味面積から、コリメータエリアの平均 ^{41}Ar 生成量は 0.64 Bq cm^{-3} と評価された。

図中の青い点線は告示別表第1の第5欄の ^{41}Ar の空気中濃度限度 ($1 \times 10^{-1} \text{ Bq cm}^{-3}$) である。約 400 kW のビーム運転時の ^{41}Ar 生成量は、入射部以外では空気中濃度限度よりは低いことが分かった。

しかし、空気は放射化されながらトンネル内を循環するので、Fig. 5.21 と実際のトンネル内での ^{41}Ar 濃度分布は同一ではない。空気循環を考慮した分布の測定は容易ではないが、排気地点の運転時空気中濃度は常設の放射線モニターで測定できる。排気地点の ^{41}Ar 濃度を測定することで、入射部で生成した ^{41}Ar が循環によってどの程度希釈されるかが分かる。

Fig. 5.21: 金箔の測定値から導出した ^{41}Ar 生成量分布

コリメータエリアと排気地点の空气中放射能濃度の関係

ここでは、入射部と排気地点の空気中の放射能濃度の関係を測定する。Fig. 5.1 中の M1、M2 及び M3 機械棟の排気システムには $\varnothing 2 \times 2$ inch NaI (TI) による放射線モニター (BLU111G–BLU113G) が接続されており、ここで運転時/停止時の空気中の全計数率を監視している。

Fig. 5.22 (a) に放射線モニターによる計数率トレンドを示す。空气中放射能濃度への寄与は短半減期核種が主要であるため、ビーム運転が開始すると計数率は数時間以内に急速に上昇し、10 時間程度でほぼ飽和値に達する。

トンネル内の空気中の放射能レベルは、排気地点の場所によって大きく異なる。M1 (BLU111G) の全計数率は他点よりも 6 倍程度高く、これはコリメータエリアで生成した放射性核種が主に M1 方向に流れていることを示している。

M1 の放射線モニターの信号出力を多重波高分析器に入力し、実験期間中の γ 線スペクトルを 1h 毎に測定した。Fig. 5.22 (b) に典型的な γ 線スペクトルを示す。 γ 線スペクトル中には、 ^{41}Ar の 1293.64 keV の光電吸収ピークと、 ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O 等の陽電子放出核種による 511 keV のピークが確認された。Fig. 5.22 (c) に γ 線スペクトルから求めた ^{41}Ar 濃度トレンドを示す。同図から実験期間中の M1 における平均 ^{41}Ar 濃度測定値は 0.03 Bq/cm^3 となり、コリメータエリアで生成した ^{41}Ar は M1 に到達する間に 20 倍程度に希釈されることが分かった。以上から、コリメータエリアにおける ^{41}Ar 生成量と主要排気地点における ^{41}Ar 濃度の関係が明らかとなった。この希釈率はその他のガス状核種に対しても同様と考える。

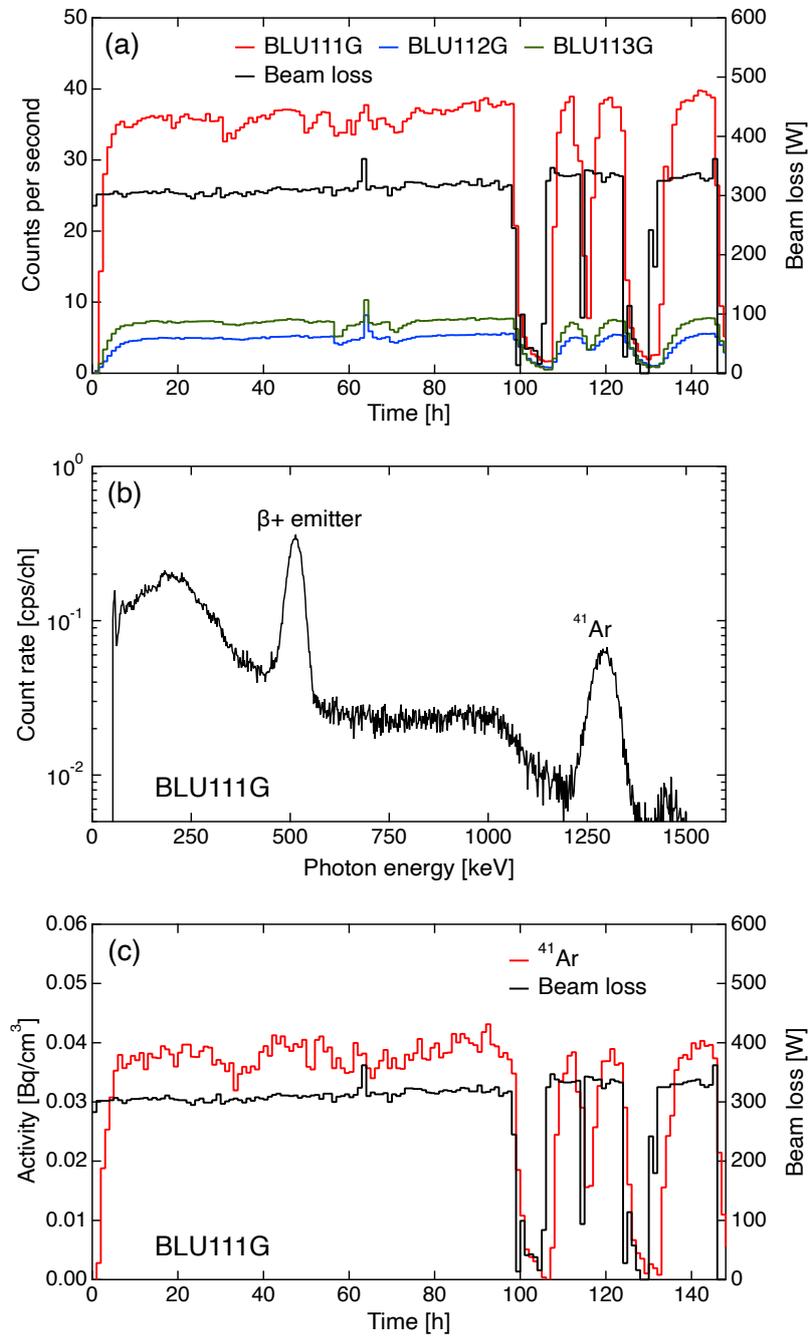


Fig. 5.22: 放射線モニターデータ : (a) 計数率トレンド, (b) γ 線スペクトル, (c) ^{41}Ar 濃度のトレンド

シミュレーションによる空気の放射化の評価

本章の実験で検証した PHITS 計算モデルとコリメータビームロス量を用いて、コリメータエリアの空気の放射化を評価する。計算では空気組成の重量分率を C: 0.000124、N: 0.755267、O: 0.231781、Ar: 0.012827 [112] と仮定し、二次粒子 (中性子、陽子、パイオン、光子) による空気中での核種生成量を [t-yield] タリーで計算した。

Fig. 5.23 に ^{41}Ar 生成量分布の測定値と計算値の比較を示す。 ^{41}Ar 生成量計算値と金箔による熱中性子束から求めた測定値は、評価の視点は異なるが、良く一致する結果となった。この計算結果から、コリメータエリアの平均 ^{41}Ar 生成量は 0.58 Bq cm^{-3} と評価された。

Fig. 5.24 に、コリメータエリア全体をタリー領域に設定した場合の空気中濃度計算値を示す。ここでは、単位体積あたりの生成量が 10^{-5} Bq 以下の核種、半減期が 1 分未満の核種は省略している。空気中での生成量は ^{41}Ar が最も多く、次いで多いのが ^{13}N 、 ^{11}C 、 ^{15}O 、 ^{14}O 等の半減期 1h 以下の放射性核種であった。半減期が数日以上放射性核種の生成量は ^{41}Ar に対して 2 桁以上低いと評価されたが、 ^7Be 等はエアロゾルとして存在し、室内に沈着するため、表面汚染管理という観点でガス状核種とは異なる注意が必要となる。

以上、金箔測定で検証したビームロス量分布に基づいて、約 400 kW 運転時のコリメータエリアの空気中放射能生成量をシミュレーションで評価した。 ^{41}Ar 生成量計算値は実験を良く再現したが、その他の核種は計算コードの物理モデルが不得意とする軽核からの核破碎反応生成物であるため、核種によっては計算精度が十分でない可能性を念頭に置く必要がある。

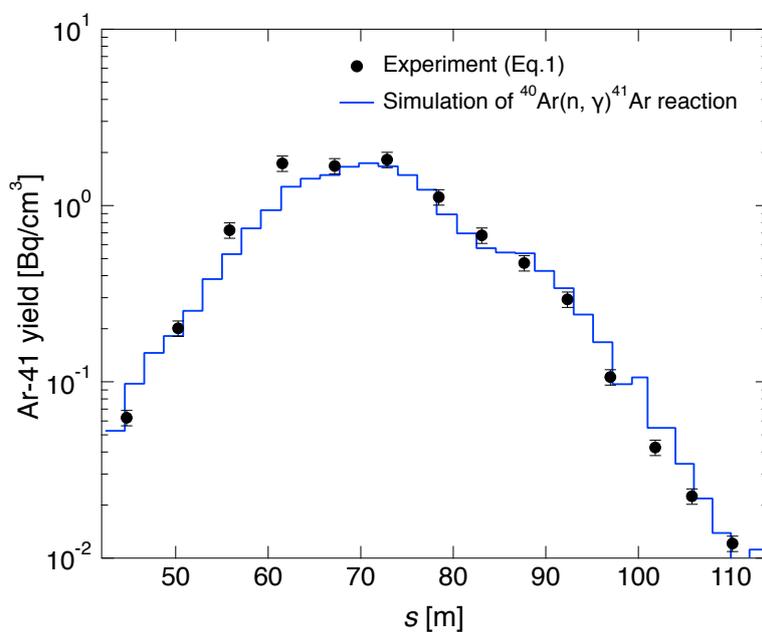


Fig. 5.23: ^{41}Ar 生成量分布の測定値と計算値の比較

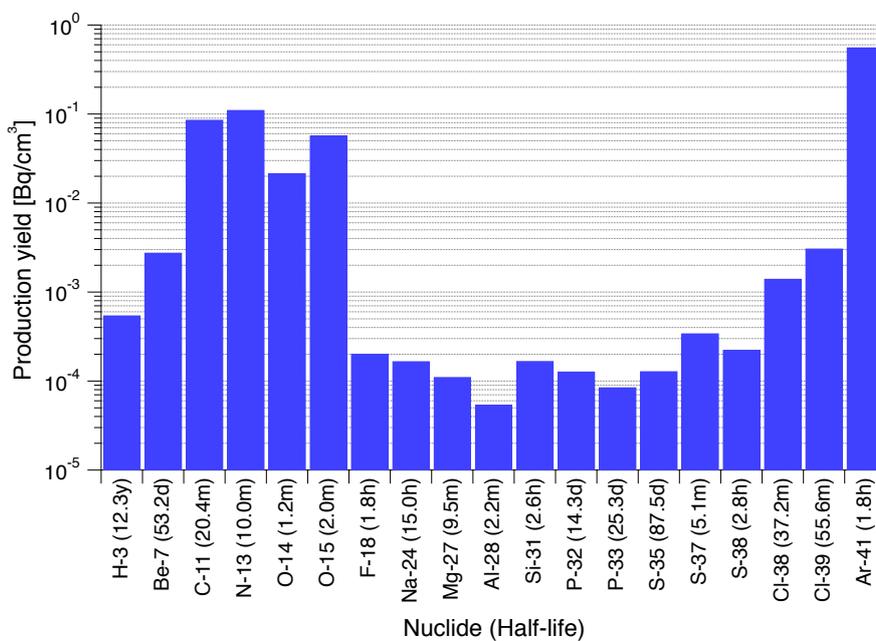


Fig. 5.24: コリメータエリアの空气中放射能生成量の計算値

5.5 本章のまとめ

本章では、MR トンネル内で実施した熱中性子分布プロファイル測定について述べた。MR の大強度化の鍵は、ビームロスを入射部に局在化させること、各コリメータのビームロス許容量を均等に利用すること、にある。熱中性子分布プロファイル測定を通じて、この両方の実験的検証を試みた。

実験では周長約 1.3 km のトンネル壁に沿って合計 200 枚の金箔検出器を配置し、約 400 kW 出力下でのトンネル内熱中性子分布プロファイルを一度に取得した。その結果、ビームロスによる熱中性子は、入射部の計 5 台のビームコリメータ周辺で支配的に生成し、アーク部等では入射部と比較して 2-3 桁以上低いことが明確になった。このことから、入射部の熱中性子生成量は全体の 95 % を占めると評価され、ビームロスが局在化されていることを実証した。

実験と計算の比較に基づいて、コリメータにおけるビームロス粒子数の導出を試みた。DCCT で測定された 4 回入射中のビームロス総量が、コリメータで均等に生じたと仮定して、入射部の熱中性子分布を PHITS で計算した。熱中性子分布計算値は実験データの傾向を良く再現し、また絶対値についてもファクター 0.8 から 1.6 の範囲内で測定値を良く再現した。この結果から、入射中ビームロスはコリメータ Jaw で支配的に生じていること、入射中ビームロス量を各コリメータで概ね均等分配できていることが示された。

以上から、ビームロスの入射部への局在能力と、各コリメータのビームロスバランスの両方の実験的検証に成功した。また、これらの検証を通じて、ビームロス評価における熱中性子計測の有効性を示した。

本章では、熱中性子分布データに基づいて以下の新しい知見を得た。

簡易式 $\phi_{th} = CQ/S$ のパラメータは 3 GeV 陽子に対して $C=1.61\pm 0.18$ と導出され、これは、第 3 章で得た数十 GeV 領域のパラメータと誤差範囲内で一致した。このことから、数 GeV から数十 GeV 領域の係数 C は陽子エネルギー依存性が小さく、さらに、トンネル室形状にあまり依存しないことが示唆された。本章と第 3 章の検討を通じて、簡易式の既存パラメータの高エネルギー陽子に対する精度を初めて明らかにした。

壁際で測定した線量率分布と熱中性子分布は両対数上で直線関係を示した。これは、ビーム停止後の残留 γ 線計測を通じて、ビーム運転中の熱中性子分布情報を簡便に読み出す手法を実現できる可能性を示している。また、両者の関係性の中にはコンクリート組成 (普通コンクリート及び放射化コンクリート) の違いによる影響が反映されており、同じ熱中性子束強度下で二種類のコンクリート位置の残留線量率を比較すると、組成調整による残留核種生成量の低減効果により、低放射化コンクリート位置では普通コンクリート位置と比べて、線量率が約 1/3 程度になることが分かった。MR の実現場において初めて、低放射化コンクリートの熱中性子起因残留線量の低減効果を確認した。

第6章

中性子計測技術のビームロス監視への応用

第5章ではのビームロス量分布評価における熱中性子測定の有効性を示した。本章では、中性子計測技術をビームロス連続監視に応用するための開発研究について述べる。

6.1 緒言

第1章 1.5.3 項において、ビームロス量は二次粒子に関わる様々な影響の大きさを規定する重要パラメータであり、これをリアルタイムに監視するためには、BLM センサー出力とビームロス量との関連付け (校正) を容易に行える手法の開発が必要であることを述べた。ビームロス量のリアルタイム監視が実現すれば、加速器本体の放射化量をメンテナンス可能な範囲に制御すること、周辺の物理検出器へのバックグラウンド寄与を見積もること、等の重要事項に対処することが可能となる。

第5章では、熱中性子計測を通じてビームロス分布を把握できることを述べた。また、シミュレーションを用いることで、比較的容易に、熱中性子量からビームロス粒子数を導出できることを示した。

熱中性子検出に用いられる核反応断面積は精度良く測定されており、これに基づくシミュレーション計算によって検出器応答を正確に評価できる。また、熱中性子はビームロス点に対して簡単な分布を形成するため (Fig. 5.15 を参照)、光子等を測定する場合と比べて、検出器応答は測定位置の影響を受けにくい。さらに、熱中性子は遮蔽の影響が小さいため、シミュレーション体系を簡略化できる。シミュレーションの妥当性は、第3章と第5章で示した通り、金箔放射化法によって実験的に検証可能である。以上の理由から、BLM の測定対象を熱中性子に絞ることで、ビームロス量連続監視を実現できる可能性がある。本手法が実現すれば、ビームロス量を放射化の原因となる熱中性子量と関連付けて管理することが可能となる。

6.2 開発研究の構想

熱中性子を選択的に検出する BLM センサーはこれまで十分な実績が無いため、ビームロスの検知能力と、加速器運転調整への有効性を示すことが先決と考える。また、技術実証に加えて、BLM が多点配置されることを考慮した開発研究が必要である。本研究では以下の2段階に分けて、ビームロス監視技術の実証とその普及展開に向けた開発研究を実施した。

1. 中性子計測法に基づくビームロス監視技術の実証

加速器施設における中性子測定手法は、これまでに多くの手法が開発され、遮蔽実験等への適用を通じてその有効性が検証されてきた。しかしながら、中性子検出器による BLM センサーの実用化例は報告されていない。センサーの開発に先立ち、まずは一般的に広く使用される BF_3 及び ^3He 比例計数管型中性子検出器を用いて、ビームロス監視できるかどうかを試験した。試験場所として、SuperKEKB の 4 GeV 陽電子ビームコリメータを選定した。

本提案を加速器に実装するには、放射線管理だけでなく、加速器運転にも有用であることが望ましい。ビームロスは加速器の様々なパラメータに依存して変化する。ここでは、中性子検出器応答と加速器パラメータの関係を整理し、加速器調整に対する有効性を調査した。

2. 中性子センサーと信号処理回路から成る試作機の開発

SuperKEKB の様な大型加速器施設に対して本手法の普及展開を図るためには、十分なビームロスの検出性能があることに加えて、BLM センサーの小型化、低電力化、低コスト化が必要である。本研究では、後述の微細構造半導体中性子検出器 (Microstructured Semiconductor Neutron Detectors: MSND) を実装した試作機を開発し、その性能を試験した。

6.3 中性子計測法に基づくビームロス監視技術の実証試験

6.3.1 試験施設

実証試験は SuperKEKB 加速器施設の 4 GeV 陽電子ビームコリメータ周辺で行った。SuperKEKB 用コリメータはビーム軌道近くのハローを削る装置で、Belle II 実験での事象再構成時のバックグラウンドノイズ低減や、加速器本体と Belle II 検出器を不安定ビームから防

護する目的で使用される [113]。

Fig. 6.1 に試験を行った 2020 年上半期時点のコリメータ配置を示す。SuperKEKB は、加速空洞や電磁石用の電源設備によって 12 領域に分割される。それが、図中 D01–12 (電源の D) である。各コリメータは、その領域番号を用いて D02H1 や D06V1 等と呼ばれる。H、V はコリメータ先端を Horizontal 方向からビームに近づけるか、Vertical 方向から近づけるかを意味する。最後の番号はコリメータを区別するための数字である。

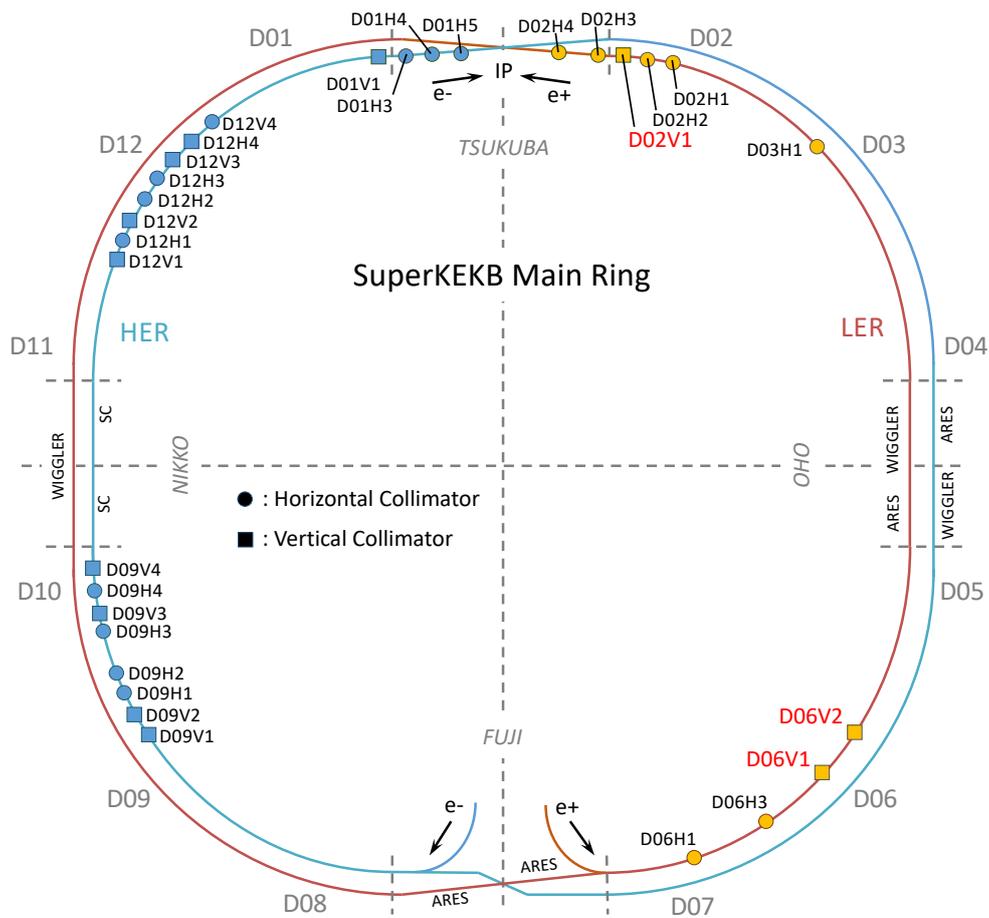


Fig. 6.1: SuperKEKB 用ビームコリメータの配置 (2020 年 4 月時点)

Fig. 6.2 に垂直方向コリメータの外観と断面構造 [113] を示す。コリメータチェンバー断面は SuperKEKB の標準的なアンテナチェンバー付きビームパイプと同一構造である。チェンバーと可動ヘッド (Movable jaw) の材質は主に銅製で、ビームパイプ部フランジはクロム銅製、可動ヘッド部フランジは SUS 製である。可動ヘッド先端部には高融点のタングステン又はタンタルが Hot Isostatic Press (HIP) 処理で接合されており、この先端部でビームを削る。ヘッド先端部のビーム軸方向の長さは 10 mm 又は 20 mm である。

(a)

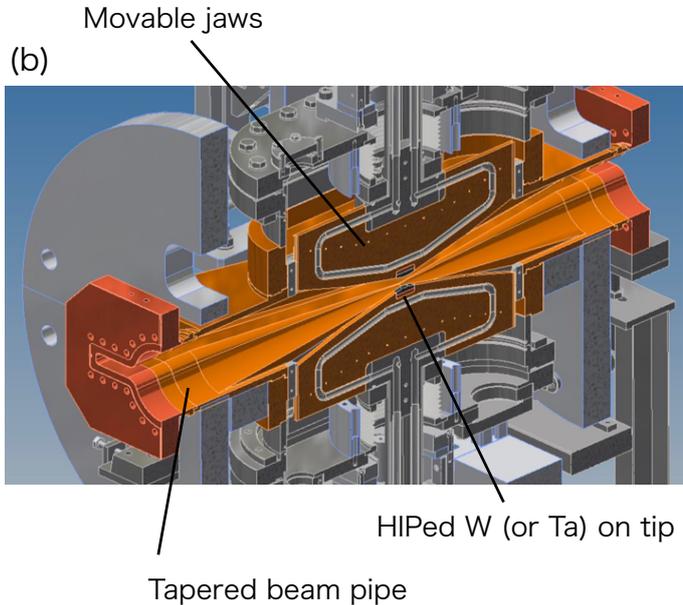
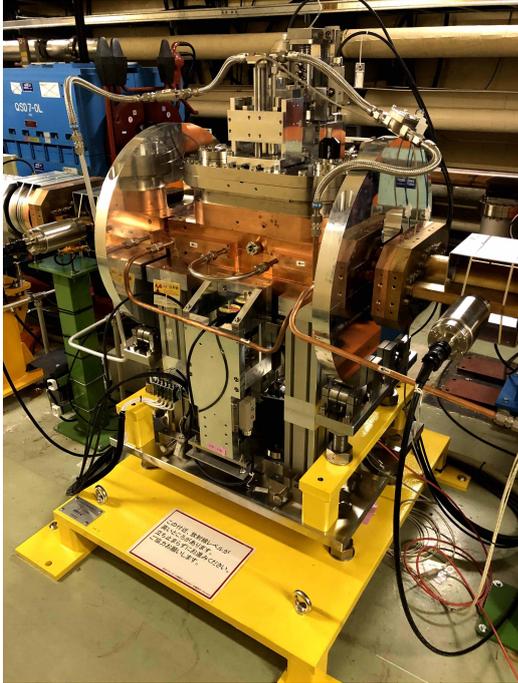


Fig. 6.2: 垂直方向コリメータ : (a) 外観写真, (b) 断面構造 [113]

6.3.2 試験用中性子検出器の選定

従来から広く使用されている中性子検出器として比例計数管型がある。この封入ガスとしては、 ^3He 又は BF_3 が代表的である。

^3He 比例計数管は γ 線弁別能に優れた検出器として最も普及している中性子検出器と言える。特に高圧ガスを封入した比例計数管は中性子の検出効率が高く、 γ 線感度も低いという利点を有する。しかし、昨今では ^3He の枯渇が問題になっている。一方、 BF_3 は ^3He と比べて安価であるが、強い毒性をもつガスであるため、取り扱いに注意を要する。大型加速器施設への普及展開を図る上で、検出器の高コスト化や安全上の問題は大きな障害となりうる。

上記理由から、本研究では、 ^3He 及び BF_3 比例計数管を BLM センサーの第一選択肢として選ばなかった。しかしながら、これら検出器による中性子計測手法は十分に確立されており、信頼性が高い。そこで本節の試験では ^3He 及び BF_3 中性子検出器を活用して、中性子計測手法のビームロス監視における有効性を試験した。

本試験では、中性子検出器の信号処理方法としてパルス計測法と電流計測法の両方を用いた。次節では、それぞれの測定システムで使用した検出器と回路系について述べる。

6.3.3 パルス計測システム

Fig. 6.3 に、トンネル内にインストールした中性子検出器等の外観と、トンネル内外に構築したパルス計測システムのブロック図を示す。

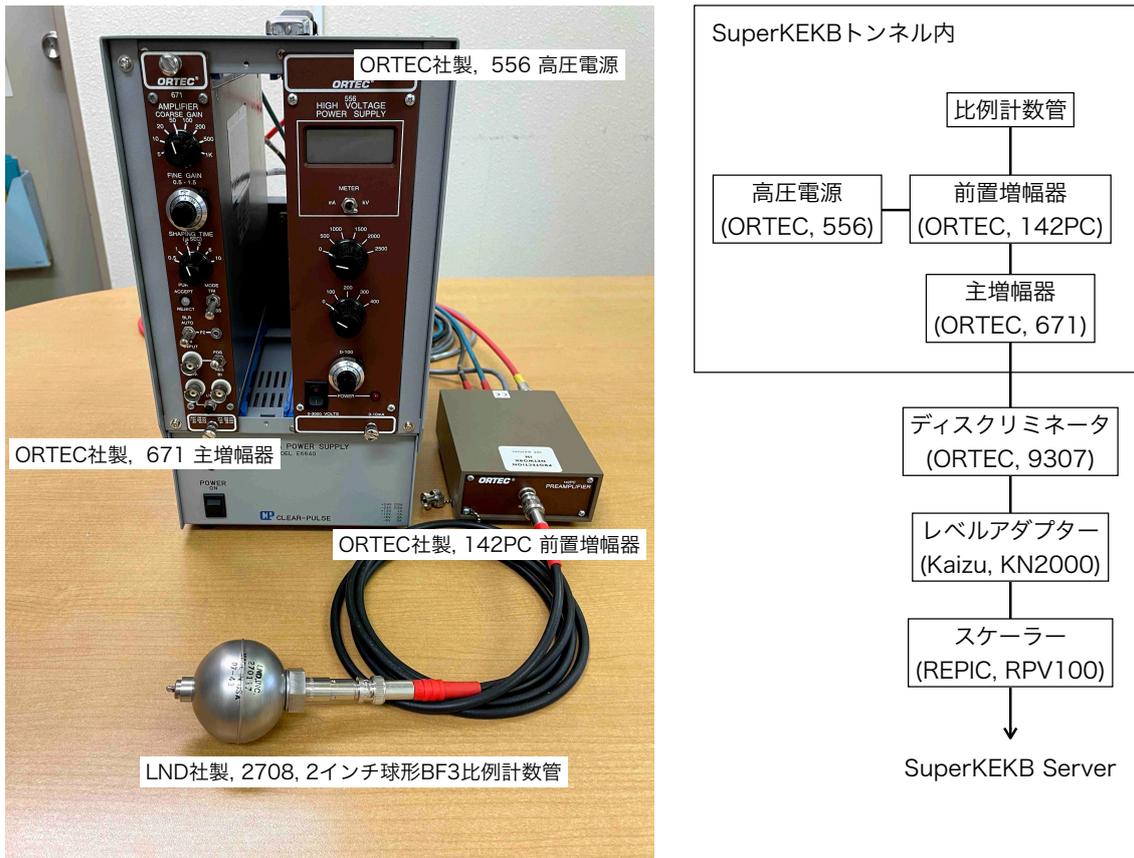


Fig. 6.3: (左) トンネル内に設置した検出器等の外観、(右) パルス計測システムブロック図

検出器

KEK では、 ^3He 、 BF_3 及び高濃縮 $^{10}\text{BF}_3$ を封入した 2 インチ球形比例計数管を所有している。このうち高濃縮 $^{10}\text{BF}_3$ に関してはそのガス圧が等しい検出器を 2 個所有しており、複数コリメータのビームロス強度を概ね同一感度で比較・監視でき、加速器調整に有効なデータを提供できる可能性があった。この理由から、パルス計測システム用の検出器として高濃縮 $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管を採用した。本比例計数管には、96% の $^{10}\text{BF}_3$ がガス圧 760 Torr で封入されている。

データ収集

中性子検出器のパルス信号は、前置増幅器 (ORTEC 社製, 142PC) 及び波形整形増幅器 (ORTEC 社製, 671) で増幅し、ディスクリミネータ (ORTEC 社製, 9307) で雑音と γ 線の信号を除去した後に TTL 信号として出力した。この TTL 信号を Level Adaptor (海津ワークス社製, KN200) を用いて NIM 信号に変換し、VME スケーラー (REPIC 社製, RPV-100) で 1 s 毎に集計して計数データを得た。

SuperKEKB では、加速器に関する各種データをアーカイブするシステムとして KEK が独自に開発した KEKBLog を運用している [114]。本試験で取得した計数データは、VME コントローラから Ethernet を介して KEKBLog に伝送して記録した。これにより計数データと種々の加速器パラメータの比較が可能となる。

6.3.4 電流計測システム

KEK が開発した電流読み出し型の中性子測定システム (以降、「積分型モニター」と呼ぶ。) はその原理上、加速器特有のバースト中性子場においても数え落としが生じないという利点を持つ [115]。本研究ではこの積分型モニターを試験に供した。Fig. 6.4 に検出器外観とデータ収集システムのブロック図を示す。積分型モニターと同位置に前述の BF_3 を配置することで、パルス計測システムの数え落としの影響の程度を知ることができる。

検出器

積分型モニター用検出器として、Reuter-Stokes 社製 1 inch 円筒形状 ^3He 比例計数管を用いた。本モニターではこの比例計数管に通常とは逆方向に電圧 (500 V) を加えて、電離箱として動作させる [115]。すなわち、芯線がグラウンド、管壁に正電圧を印加する。これにより芯線近傍での電子雪崩を起こさずに電荷を収集できる。一方、逆電圧印加によりコネクタシールド部が高電圧側となるため、比例計数管を裸の状態で使用できない。そこで今回は、本モニターが標準で備える 6.5 cm 厚みのポリエチレン減速材を付したまま試験に供した。

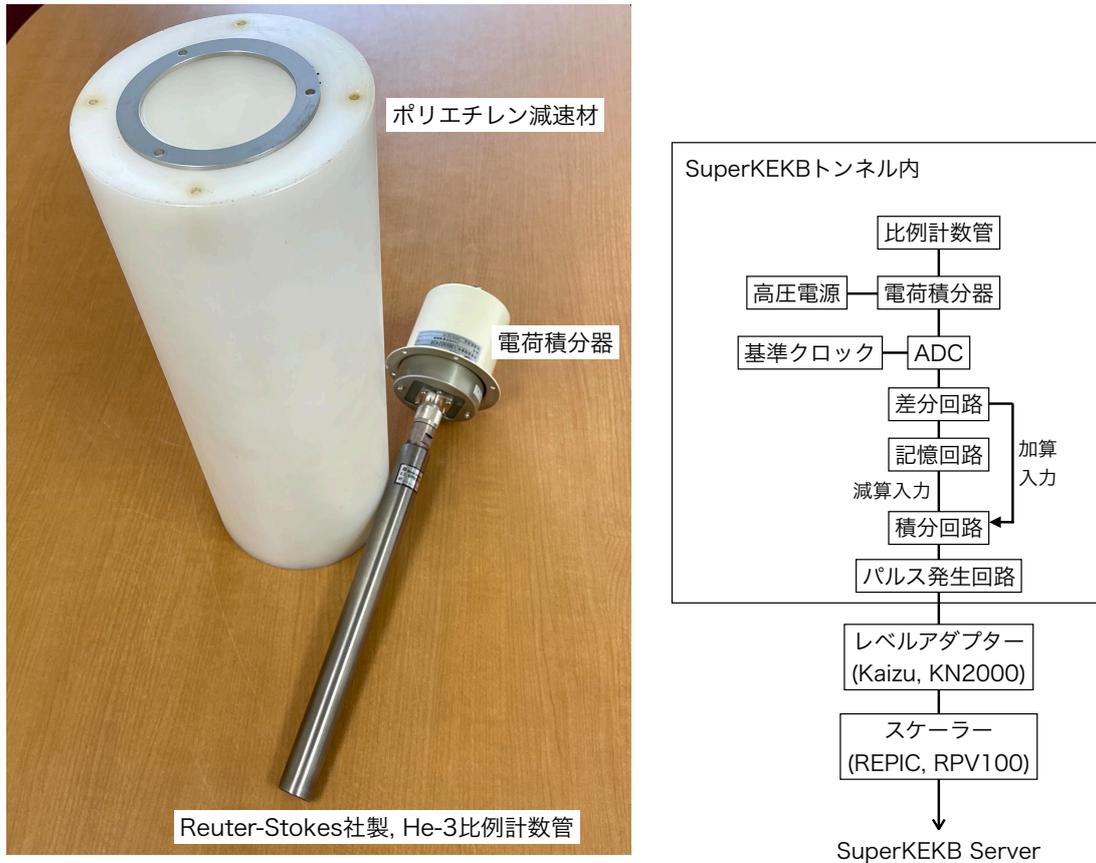


Fig. 6.4: (左) ^3He 比例計数管、電荷積分器及び減速材の外観、(右) 測定システムの構成

電荷積分器

Fig. 6.5 に、検出器の収集電荷を積分する電荷積分器のブロック図と出力信号の模式図を示す。この電荷積分器は検出器中に発生した電荷量を積分回路により積分し、一定電圧に達したときにリレーによって強制的にリセット (放電) を行い、再び積分を行うという動作を繰り返す。出力信号の電圧は時間と共に上昇し、全積分波形が出力上限値 0.95 V に達するとリセットされる。リセット間隔は流入電荷量が多くなると短くなる。

電荷積分器出力を汎用スケーラーで集計できるように、電荷積分器出力段にはデジタル微分回路が組み込まれている。この回路により鋸波状波形の傾きに応じたパルスが出力され、電離箱型検出器でありながら、読み出しが容易なパルス出力が得られる。

データ収集

パルス計測システムと同様の回路系を用いて 1 s 毎の計数データを収集した。

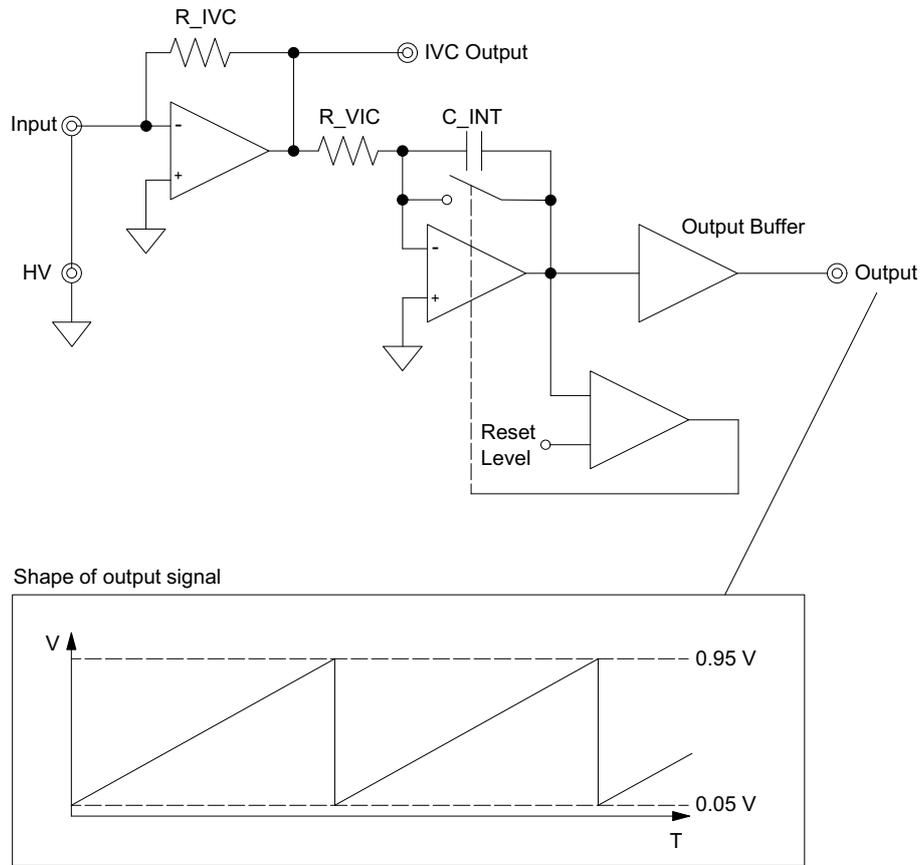


Fig. 6.5: 電荷積分器の回路ブロック図と出力波形

6.3.5 検出器設置

Fig. 6.1 中の D02V1、D06V1 及び D06V2 の各コリメータを本実験の測定対象として選定した。これらは全て 4 GeV 陽電子が周回する LER に設置された垂直方向コリメータであり、入射点を起点にしてビーム方向に D06V1、D06V2、D02V1 の順に並んでいる。コリメータの選定理由は以下の通りである。

- D02V1 は Belle II に最も近い垂直型コリメータであり、物理実験のバックグラウンド低減において重要な役割を担っている。
- D06V1、D06V2 は入射点に近い場所に位置しており、入射時のロスによってコリメータが強く放射化することが分かっている。ここでのロス量監視は作業者の被ばく管理等の観点で重要である。

本試験で取得した中性子計数の時間トレンドは KEKBLog を介して加速器運転に常時フィードバックし、データの一部は、運転調整の参考情報として利用された。

6.3.6 試験結果

本試験は加速器調整と Belle II 実験に寄生する形で、2020 年 3 月から 7 月にかけて実施した。この間は比例計数管を SuperKEKB コリメータ近くに常時設置し、ビームロスによる計数率トレンドを連続的に測定した。

この試験期間における SuperKEKB 運転の大半は、Belle II 実験のための物理ランに当てられた。この物理ランでは、入射や蓄積に関わる運転条件を最適化した後で、後述の連続入射モードで蓄積電流をある程度一定に保持する運転形態を取る。連続入射モード中は加速器パラメータを固定して運転を継続するため、コリメータロスの挙動は大きくは変化しない。しかしながら、加速器コンディションは様々な要因を受けて変化するため、安定運転を再確立するための加速器パラメータ調整が不定期に行われる。

本試験では、蓄積電流やその他の加速器パラメータが変化する期間に着目し、その期間の中性子計数率トレンド (ビームロス) と加速器パラメータの関係を調査した。以下に試験結果を示す。

中性子検出器の典型的な計数率トレンド

Fig. 6.6 に、D02V1 コリメータに設置した ^3He 積分型モニターの典型的な計数率トレンドと LER 蓄積電流の比較を示す。また、SuperKEKB の BLM である PIN フォトダイオード (PIN PD) [12] の出力信号を併せて示す。PIN PD はコリメータから数 10 cm 下流側に設置されている。蓄積電流は富士直線部のビーム電流モニター (DCCT) で測定されている。

同図から、積分型モニターの計数率トレンドは蓄積電流に同期して推移する様子が確認できる。一般に、コリメータビームロス量は蓄積電流の強度及び増加率 (入射レート) と比例関係にある。よって、この中性子計数率トレンドはビームロス量トレンドに対応すると考えられる。

PIN PD と積分型モニターでは信号トレンドが大きく異なるが、これは、ビームアポートに繋がる大きなビームロスが生じた場合でも出力を飽和させずに監視するために PIN PD のダイナミックレンジが高めに設定されていること、PIN PD の有感領域に到達する二次光子・荷電粒子量がビームロス陽電子の軌道に大きく依存すること、等が理由として挙げられる。

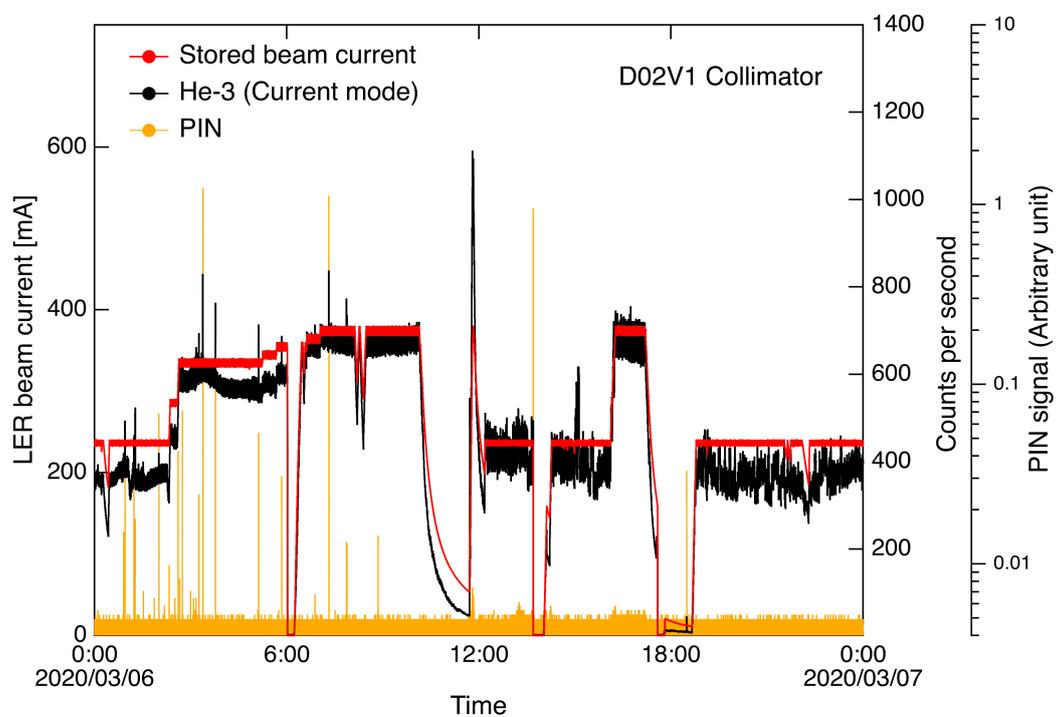


Fig. 6.6: 積分型モニターの典型的な計数率トレンド

電流モードとパルスモードの比較

パルス計測法では信号パイルアップによる数え落としの問題があり、この影響が大きい場合はビームロスが過小評価される。加速器施設特有のバースト状の時間分布を持つ中性子場では、数え落とし影響が問題になることが知られている。パルス計測法における数え落とし影響を、数え落としが生じない積分型モニターとの比較によって検証する。

Fig. 6.7 に、積分型モニターと裸の BF_3 比例計数管のパルスモードによる計数率トレンドの比較を示す。本トレンドの電流強度下においては、両者の計数率トレンドの傾向に明確な差異は認められなかった。パルス計測法によるデータは電流モードのデータを追従できており、数え落とし影響は小さかったと判断される。ビームロスによる二次中性子（高速中性子）はバースト状に生成するが、パルス計測法で検出した低エネルギー中性子は高速中性子が周辺構造物と相互作用した後に生成される。低エネルギー中性子が検出器に至るまでの飛行時間分布の構造は、この散乱・減速の過程を経て緩やかになり、これが数え落としが抑制された理由と推測される。この推測の妥当性は、後述のモンテカルロシミュレーションで検証する。

数え落としを抑制できる可能性が見出せたことを受けて、本章で開発する試作機の信号処理回路にはパルス計測法を適用する。これは、パルスモードではビームロス量導出過程の複雑化を招く γ 線の寄与を波高で弁別できるためである。他方、電流計測法による測定システムでは、原理上 γ 線の寄与を区別できないため、ビームロス量評価の不確かさを減らす上では、 γ 線影響を極力抑制できる測定体系を構築するか、もしくは除去する工夫 [116] が必要と考える。

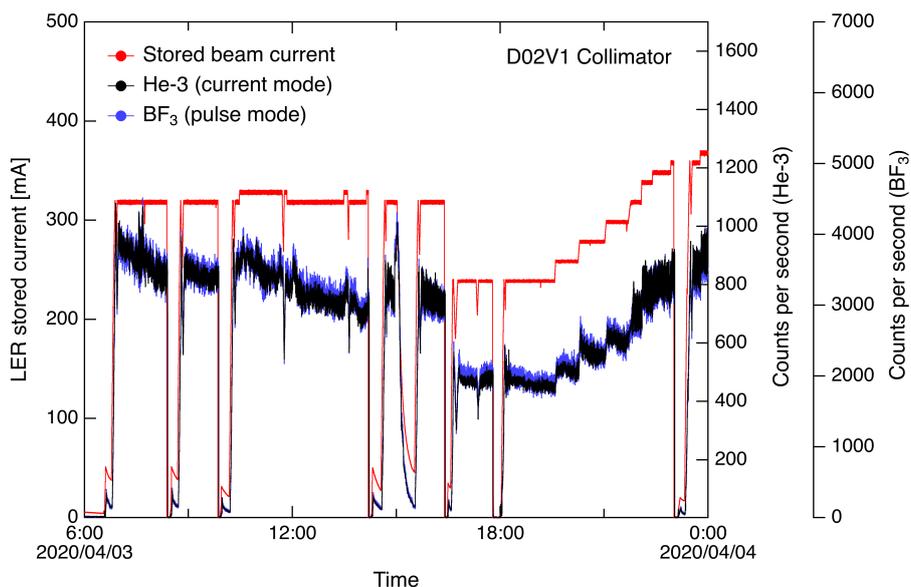


Fig. 6.7: 電流モードとパルスモードの比較

ビーム入射時・蓄積時の計数率トレンド

SuperKEKB ではリングへのビーム入射条件の改善を図るためのパラメータ調整が現在も進められている。ビーム入射時において、入射ビームと周回ビームの位置や角度を同等にはできないため、入射粒子はある振幅を持ってしばらく振動する（入射振動）。このために、入射時のビームロス是非入射時よりも増加する。入射条件が悪化すると、入射起因のビームロスが増加し、Belle II のバックグラウンドやビームラインの放射化の増大を招く。入射によるビームロスを監視できれば、入射条件の調整に役立つ可能性がある。

SuperKEKB の物理ランでは、数秒から数十秒毎にビームを連続的に入射してほぼ一定のビーム電流で物理実験を行う。この運転モードは連続入射モードもしくはトップアップ入射モードと呼ばれる。Fig. 6.8 (a) に連続入射モード中の計数率トレンドを示す。この運転期間では LER 蓄積電流は連続入射により 340 mA 程度に保持されている。

Fig. 6.8 (b) に同図 (a) の拡大図を示す。入射中は計数率が増加し、入射から蓄積に切り替わると計数率が減少する様子が認められる。ここでは、蓄積電流が増加する期間を「入射時」、蓄積電流が減少する期間を「蓄積時」と呼ぶ。仮に、ビームロスが大局的に見て、入射パラメータ起因のロス成分（「入射ロス」と呼ぶ。）と、入射に起因しないロス成分（「蓄積ロス」と呼ぶ。）で構成されると見なすと、計数率トレンドのトップ部分は入射及び蓄積ロスの両方に、ボトム部分は蓄積ロスだけに起因すると考えられる。よって、トレンドのボトム部とトップ部の差から入射パラメータに依存するロス量を評価できると考えられる。

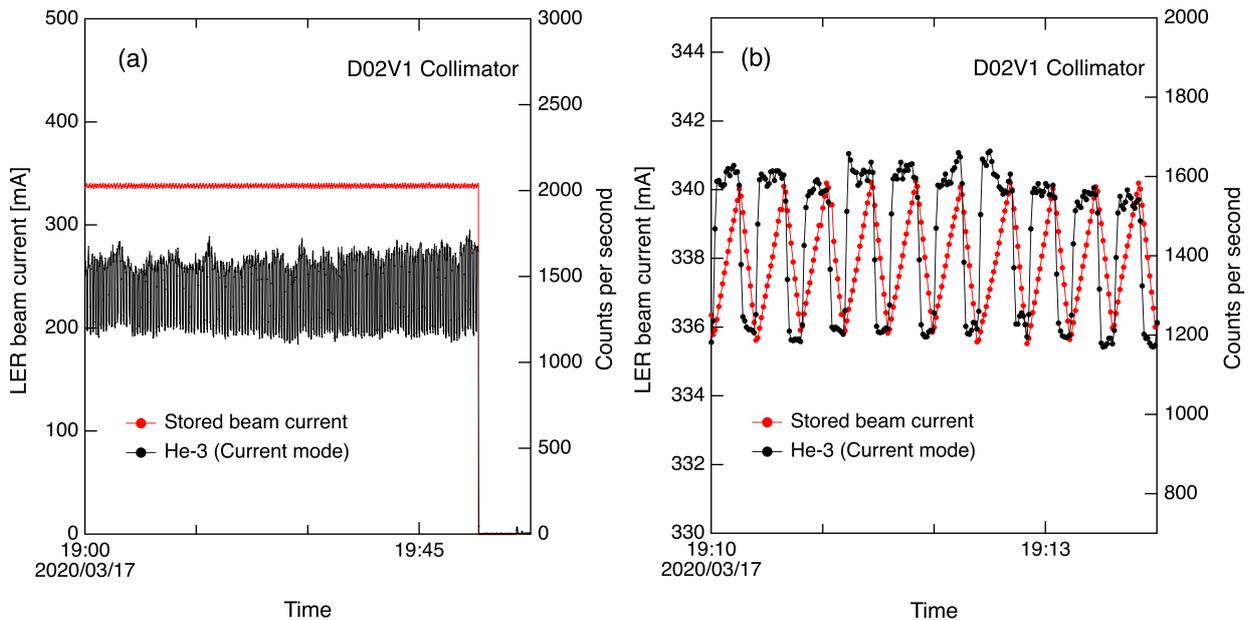


Fig. 6.8: 連続入射モード中の計数率トレンド

入射効率との比較

SuperKEKB の入射効率は、電子・陽電子入射器終端 CT で測定されたバンチ電荷量と、富士直線部の DCCT で測定した蓄積電流の増加分の比で定義される。ここでは、コリメータ地点の中性子計数トレンドと入射効率を比較する。

連続入射モード時の計数率トレンドは入射中と蓄積中でステップ状に変化するため、このステップ幅の大きさから入射条件の変化を把握できると予想される。Fig. 6.9 に、D02V1、D06V1 及び D06V2 において得られた、入射条件が悪化した時の計数率と入射効率のトレンドを示す。

このトレンド中では、15:00 頃から入射効率が低下し、15:25 分にビームアポートが発生している。同期間の入射効率は平均約 75 % から平均約 50% まで低下している。また、計数率トレンドに着目すると、同期間において、入射ロスを反映したトレンドトップ部の計数率とボトム部と大きく剥離する様子が認められる。これは入射ビームが不安定になり、これに伴うビームロスが顕著に増加したことを示している。トップ部とボトム部の剥離の程度は、Belle II に近い D02V1 で約 6 倍 (トップ部の計数率/ボトム部の計数率)、D06V2 で約 10 倍、D06V1 で約 7 倍であった。

この運転期間におけるビームアポートは Belle II バックグラウンドの増加によって判断された。Fig. 6.9 のトレンドデータから、コリメータ地点での中性子計測によってもその異常を検知できることが分かった。この知見は、中性子検出器によるビームロス監視が加速器調整にも有効であることを示すものである。

入射悪化による中性子計数率の増加量から、コリメータの放射化量は、蓄積電流量の他に入射コンディションにも大きく依存することが分かった。2021 年時点における SuperKEKB コリメータの放射化は、運転停止約 1 h 後において、局所的な残留表面線量率で 5 mSv/h 程度まで達する場合がある。この残留線量は停止後数日で 1 桁以上減衰するものの、コリメータ不調時は緊急での保守作業が必要となる場合があり、今後の大電流運転においては、コリメータ保守作業時の被ばく管理が放射線管理上の重要事項とされている。コリメータ保守作業時の被ばく量は、放射化の原因である中性子量のトレンドデータとコリメータの残留線量を事前に紐付けることで評価可能である。この紐付けは、シミュレーションや残留線量実測データを用いて行うことが可能と考える。

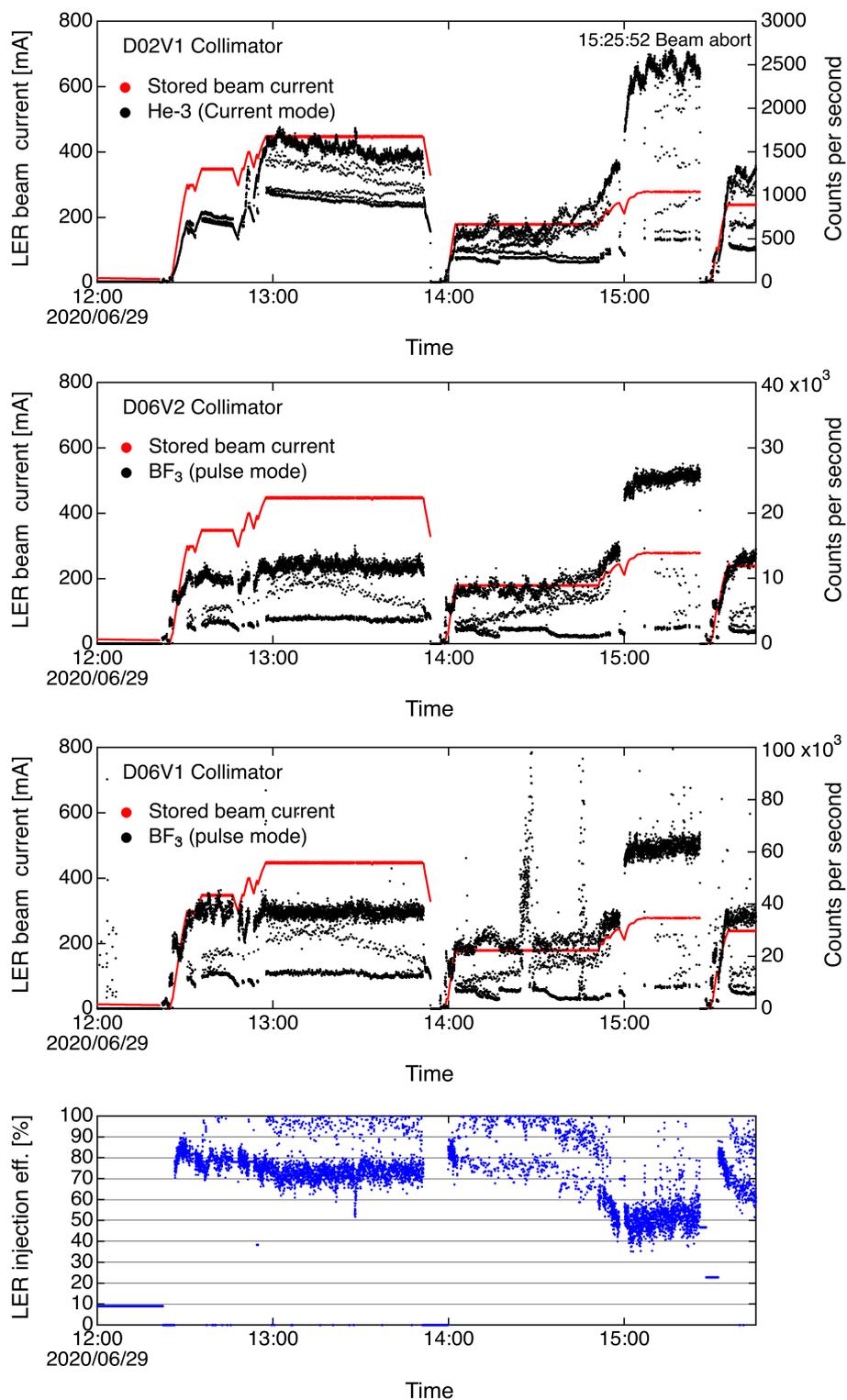


Fig. 6.9: 入射悪化時の計数率トレンド

ビームライン真空度との比較

ビームライン中の残留ガスはビームロスを引き起こす要因となることが知られている。この残留ガスは、シンクロトロン放射がビームパイプ内壁に照射され、光刺激脱離で吸着気体分子が放出されることで発生する [117]。よって、吸着気体分子が多く残存する運転初期においては、ビームライン中での残留ガス起因のビームロスは蓄積電流と比例関係を示す。

本試験で取得した計数率トレンドには、連続入射モード中に計数率が経時的に減少するケースが確認された。Fig. 6.10 に、D02V1 コリメータで確認されたその典型例を示す。蓄積電流が保持されている時間帯で、計数率が減少している傾向が認められる。

同図には、コリメータ近くの真空計で測定されたビームライン内圧力を併せて示した。計数率と圧力のトレンドはほぼ同じ時定数で変化していることが分かる。この結果は、残留ガス起因のビームロスの増加によって、コリメータに到達するロス成分が減少したことを示唆している。コリメータビームロスの圧力依存性から、ビームライン途中での残留ガスによるビームロス量を推定できる可能性がある。

コリメータビームロスと圧力との関係を反映したトレンドは、運転期間初期以降は次第に観察されなくなった。これは、シンクロトロン放射によるガス放出量が運転継続に伴い次第に減少するためである。

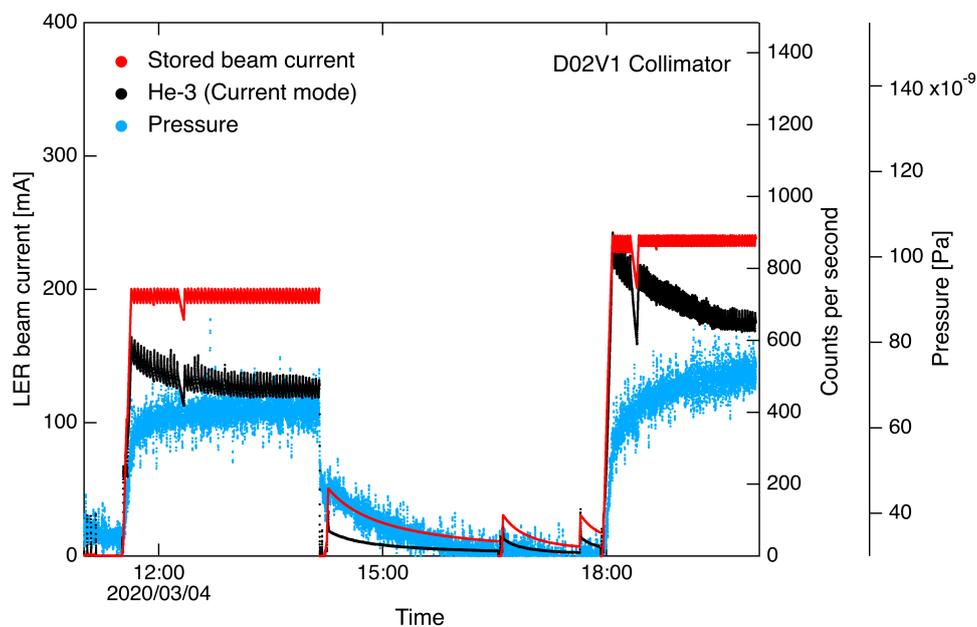


Fig. 6.10: 計数率と真空度の比較

ビーム衝突の影響

次に、衝突点での対向ビームの強度がコリメータビームロスに影響を及ぼすかどうかを調査する。

衝突型加速器においてビーム衝突時のクーロン相互作用によるビームへの影響は総称してビーム・ビーム効果と呼ばれる [118]。SuperKEKB ではビーム・ビーム効果でどちらかの (または両方の) ビームの垂直 (または水平) 方向サイズが大きくなり、ルミノシティ低下を招く問題が生じる。ここでは、ビーム・ビーム効果の大きさが変化する以下の運転形態に着目した。

Case 1: LER が単独運転し、なおかつ、その蓄積電流が連続入射モードで保持されている条件下において、HER の蓄積電流が徐々に増加する場合

Case 2: 両リングの蓄積電流が連続入射モードで保持されている条件下で、HER の蓄積電流だけが増減する場合

Fig. 6.11 に、Case 1 に対応する期間の計数率トレンドを示す。 σ_x と σ_y は衝突点での陽電子ビームの水平及び垂直方向ビームサイズである。LER 電流が一定に保持されている期間 (13:15–13:40 頃) に HER 電流が増加すると、ビーム・ビーム効果の影響で LER の σ_y が増加することが認められる。一方、計数率は σ_y の増加とともに減少する傾向を示した。計数率は σ_y と同じ速さで変化しており、衝突点でのビームサイズがコリメータ位置でのビームロスに影響したと考えられる。

Fig. 6.12 に、Case 2 に対応する期間の計数率トレンドを示す。Case 1 の時と同様に、ビーム同士の相互作用の強さの変化が、コリメータ地点のビームロスに影響している様子が明確に分かる。

SuperKEKB では衝突点のビームサイズを小さくすると、空間電荷効果による影響を受け、粒子間に働くクーロン力による反発により、衝突点以外の場所のビームサイズは大きくなる。ビーム・ビーム効果が大きくなると、衝突点でのビームの絞り込みが弱くなり、衝突点通過後のビームサイズの増加は緩和される。その結果、コリメータ地点でのビームサイズは小さくなり、コリメータロス量は減少する。これが、衝突点の σ_y コリメータロス量が反比例の関係を示した理由と推測する。

以上から、ここでは中性子計数率と衝突点ビームサイズの時間トレンドから、衝突点での対向ビームとの相互作用の影響 (ルミノシティの変化の影響) が遠く離れたコリメータ地点のビームロスに影響することを示した。

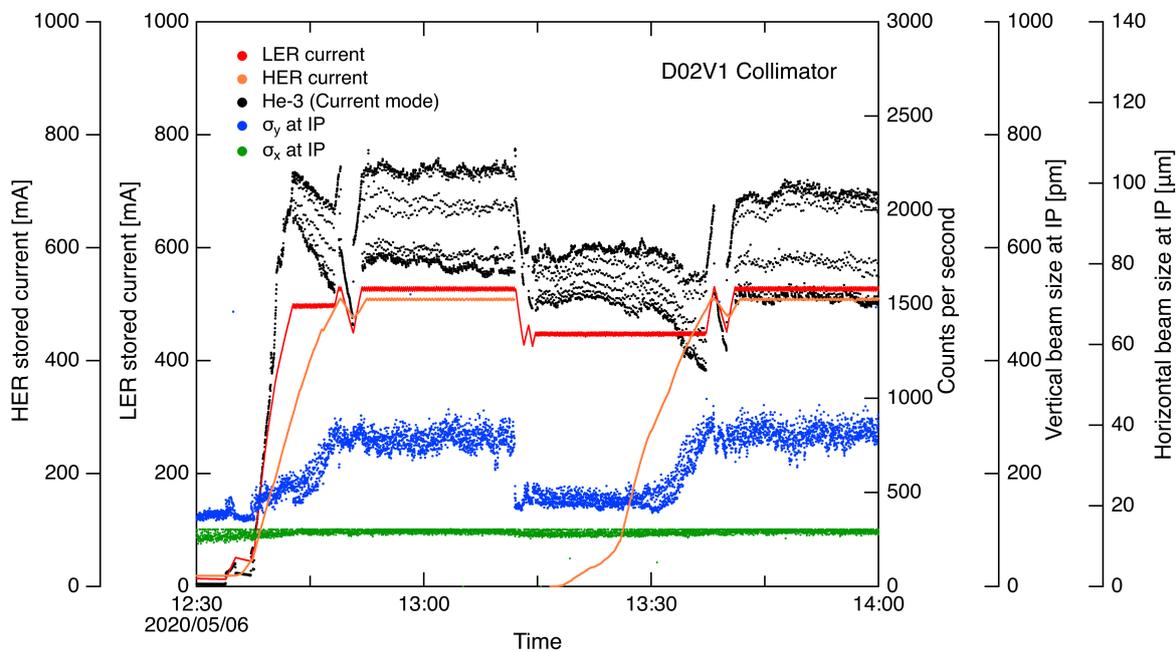


Fig. 6.11: 計数率とビームサイズとの比較 (Case 1)

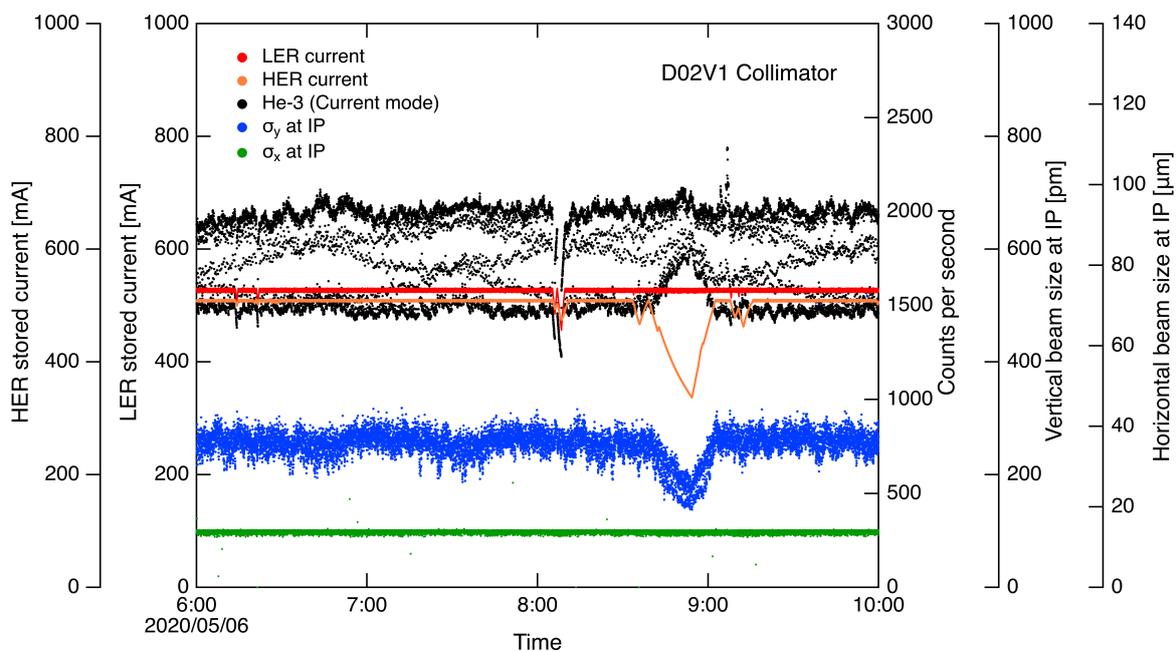


Fig. 6.12: 計数率とビームサイズとの比較 (Case 2)

6.3.7 シミュレーション

Fig. 6.7 において、パルス計測システムでも数え落としを抑制しつつ中性子を測定できたことを述べた。この考察のために、PHITS (Version 3.11) を用いて次の時間分布を評価する。

- (1) コリメータロスによる二次中性子が BF₃ 検出器に至るまでの飛行時間分布
- (2) BF₃ 検出器中での ¹⁰B(*n*, α) 反応頻度の時間分布

計算方法

Fig. 6.13 (a)–(c) に、Autodesk 社製 CAD/CAM ソフトウェア Fusion 360 [119] を用いて構築した D06V1 コリメータの簡易的な 3D モデルを示す。この 3D モデルではコンポーネントとしてコリメータ可動部 (Cu)、コリメータヘッド (Ta)、チャンバー (Cu)、架台 (SUS)、トンネル壁 (コンクリート) および高濃縮 BF₃ 比例計数管を記述した。

この CAD モデルを SuperMC ソフトウェア [120] を用いて PHITS 入力形式に変換した。Fig. 6.13 (d) に PHITS 計算体系を示す。

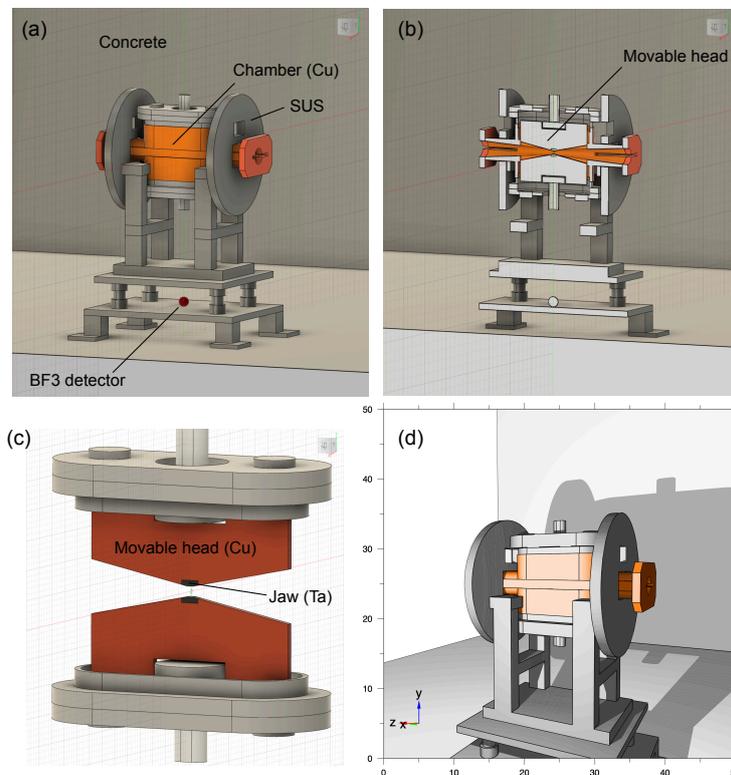


Fig. 6.13: コリメータモデル (a) 鳥瞰図, (b) 断面図, (c) ヘッドの構造, (d) PHITS 体系

計算結果

Fig. 6.14 (a) (b) に示すように、シミュレーションでは一次粒子である 4 GeV 陽電子をコリメータ先端部に入射して中性子を生成させ、検出器領域内での中性子束と核反応を計算した。Table. 6.1 に計算値の導出に用いたタリーの一覧を示す。

Fig. 6.14 (c) に検出器位置での中性子エネルギースペクトルを示す。エネルギースペクトル中の高エネルギー成分側ピークにはコリメータで生成した光中性子が寄与している。一方、低エネルギー側ピークは、光中性子がコンクリート壁等と散乱・減速して生成された中性子成分で形成されている。

Table. 6.1: 計算値の導出に用いたタリーの一覧

Tally	Result
[t-track]	Fig. 6.14、Fig. 6.15 (a)、Fig. 6.16 (A)-(D)
[t-interact]	Fig. 6.15 (b)、Fig. 6.16 (a)-(d)

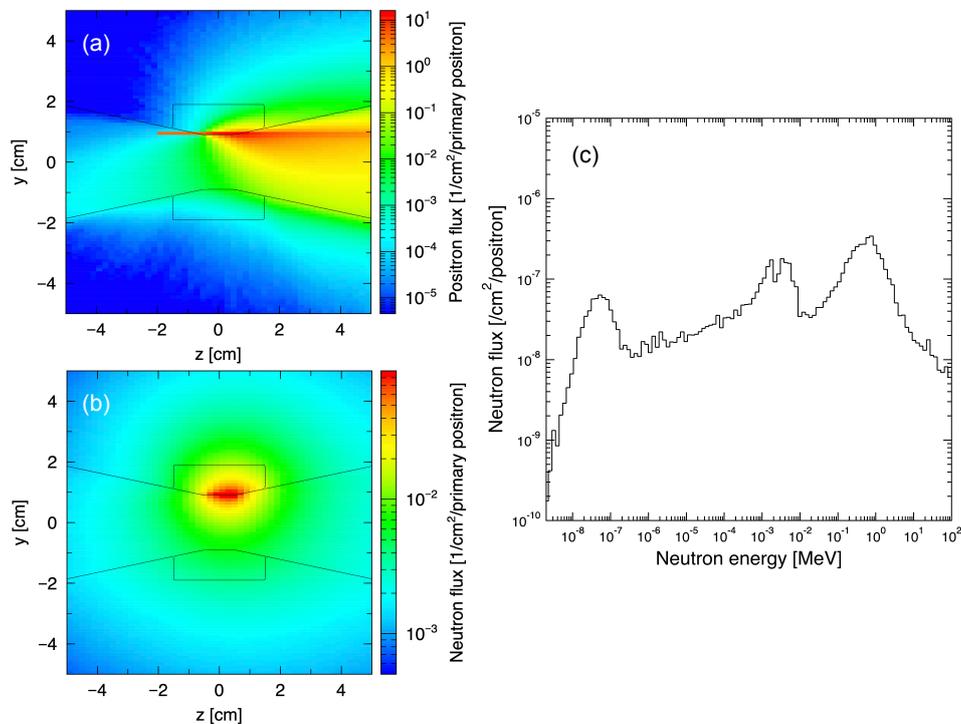
Fig. 6.14: (a) 陽電子束分布、(b) 中性子束分布、(c) BF_3 位置での中性子スペクトル計算値

Fig. 6.15 (a) に、コリメータで生成した二次中性子が検出器に到達するまでの飛行時間分布 (実線) とその累積分布 (マーカー付き実線) を示す。ここではビームロス発生時を時刻原点とした。飛行時間分布から、ビームロスによる二次中性子は速い成分で数 ns、遅い成分で数 ms かけて検出器に至ることが分かる。また累積分布から、検出器に入射する二次中性子の 80% 以上が、ビームロスから数 μs 以内に検出領域に到達すると評価された。

Fig. 6.15 (b) に BF_3 中での (n, α) 反応頻度の時間分布とその累積分布を示す。中性子計数データにはビームロス発生から数 μs 後から数 ms の間に到達する成分が主に反映され、 μs 以内にバースト的に検出器に流入する成分は計数值に殆ど寄与しないと評価された。

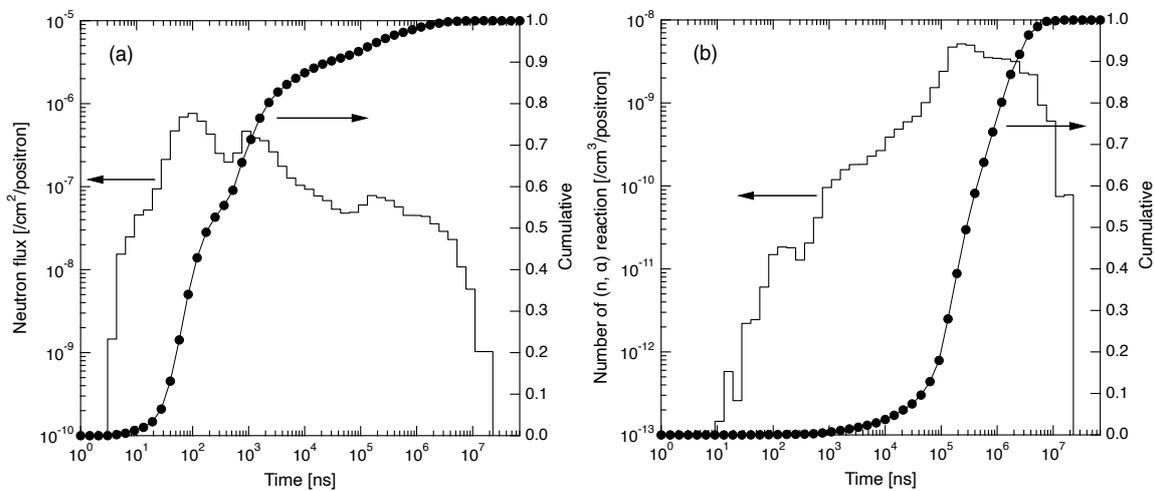


Fig. 6.15: (a) 生成中性子の飛行時間分布, (b) 検出器中での (n, α) 反応頻度分布

Fig. 6.16 に中性子のエネルギー領域毎に評価した時間分布を示す。(A) と (a) は 1 MeV 以上、(B) と (b) は 1 keV から 1 MeV、(C) と (c) は 0.5 eV から 1 keV、(D) と (d) は 0.5 eV 以下の中性子に係る計算値である。エネルギー領域毎に、飛行時間と (n, α) 反応頻度の時間分布構造が異なることが分かる。ビームロス毎の (n, α) 反応頻度は、熱中性子起因する反応が $7.8 \times 10^{-9} \text{ positron}^{-1}$ 、熱外中性子で $1.5 \times 10^{-9} \text{ positron}^{-1}$ であり、熱外中性子寄与は 16% 程度と評価された。

以上の計算から、バースト的 (μs 以内) に検出器に流入する二次中性子は殆ど検出されないこと、散乱・減速後の低エネルギー二次中性子の検出反応は比較的緩やかな時間構造を持つことが分かった。熱中性子に着目することは、検出器応答からビームロス量導出が容易になることに加えて、バースト場での数え落とし影響を最小化する観点でも有効と言える。

一方、SuperKEKB では周期約 10 μs でビームがリングを周回する。よって、熱中性子に着目するビームロス監視法は、PIN PD のような素早いハードウェア防護のための手法の代替としては適さない。

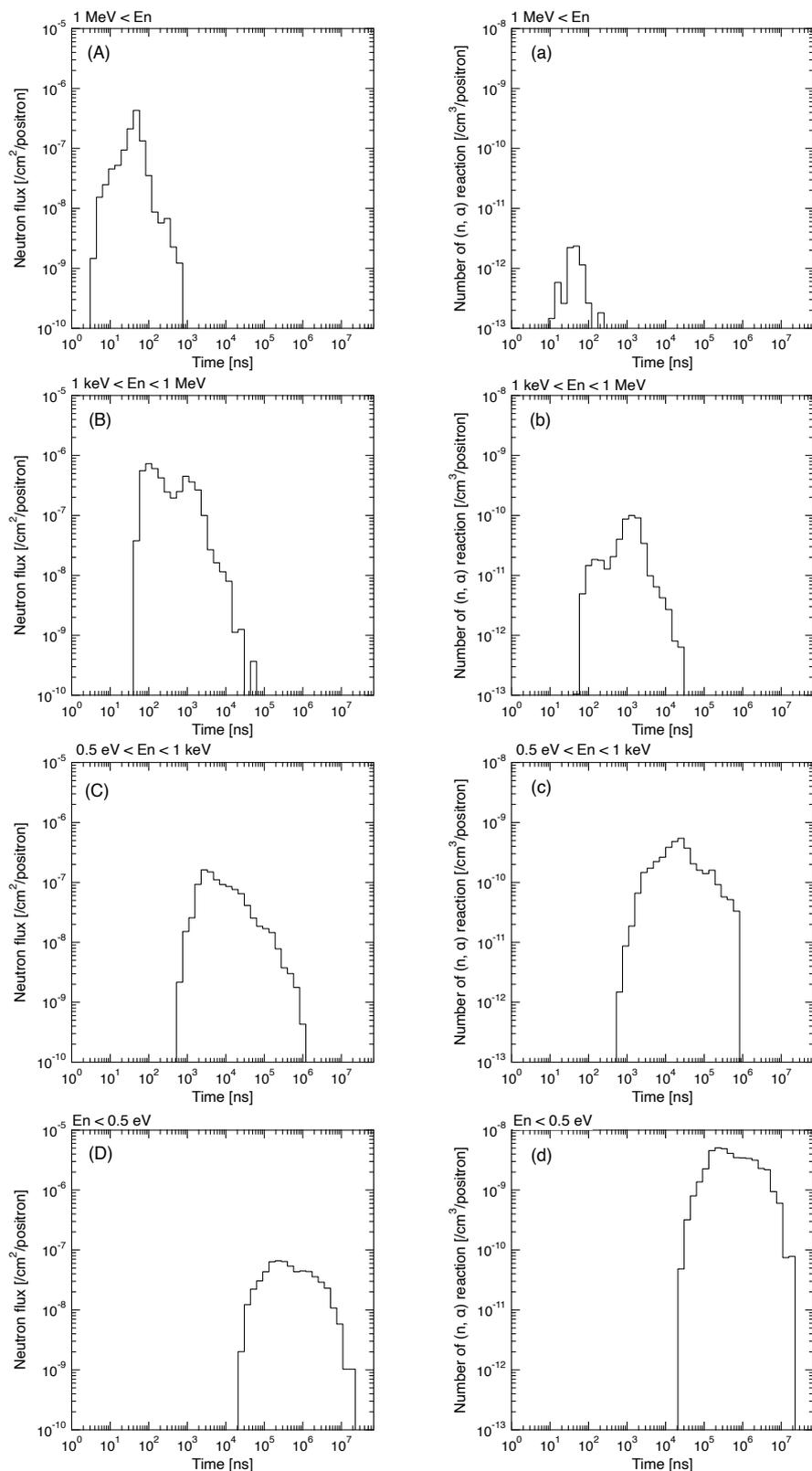


Fig. 6.16: (A)–(D) 飛行時間分布, (a)–(d) (n, α) 反応頻度分布

6.3.8 実証試験の成果

本試験では比例計数管型中性子検出器を SuperKEKB トンネル内に設置し、コリメータビームロスによる中性子を測定した。その結果、中性子計測を通じてコリメータでのビームロストレンドを監視できることを実証した。また、中性子計数のトレンドデータと加速器運転条件の比較から、入射条件、真空度及びルミノシティの変化をコリメータ地点のビームロスの挙動から知ることができると分かり、加速器調整における本手法の有効性を示した。本手法は、コリメータビームロスによる中性子生成量を加速器の運転形態の変化と関連付けて理解できるため、コリメータの放射化の管理と予測にも役立つ。

パルス計測法による中性子測定データを、原理上数え落としが無い積分型モニターのデータを比較したところ、パルスモードでも数え落としを抑制しつつビームロス監視できることが分かった。よって、次節の試作機の信号処理回路には、 γ 線の寄与を波高で弁別できるパルス計測法を適用する。

PHITS を用いて、ビームロスによる二次中性子の検出反応時間分布等を評価した。パルスモードで数え落としが抑制された理由は、バースト的 (μs 以内) に検出器に流入する二次中性子は裸の比例計数管では殆ど検出されないこと、散乱・減速後の低エネルギー二次中性子の検出反応は比較的緩やかな時間構造を持つためと分かった。従って、熱中性子に着目することは、検出器応答からビームロス量の導出が容易になることに加えて、バースト場での数え落とし影響を最小化する観点でも有効と言える。一方で、熱中性子に着目するビームロス監視法は、ビームロスから検出に至るまでの時間が遅いため、PIN PD のような素早いハードウェア防護を目的とした手法の代替としては適さないことも分かった。

本試験で使用した中性子検出器は高電圧を要することに加えて、 ^3He に関しては高コスト化、 BF_3 に関しては安全上の問題がある。本研究では、本提案手法の加速器施設での普及展開を図る上での課題として、中性子センサーと回路系の小型化と低コスト化を挙げる。次節の開発研究でこれを解決する方法を検討する。

6.4 試作機の開発

先の試験に基づいて、熱中性子検出器によるビームロス監視ではパルス計測法を採用する方針とした。さらに、大型加速器への導入上の課題として、小型化及び低コスト化を挙げた。本節では、これらを念頭に置いて、検出器と信号処理回路から成る試作機を開発する。

6.4.1 中性子センサー部の選定

中性子計測では、中性子と γ 線の弁別性向上や γ 線感度の低減が重要である。 γ 線信号はセンサー構成物質と γ 線の相互作用による二次電子が有感層にエネルギーを付与して生じる。このエネルギー付与は物質の原子番号に比例するため、有感領域には低 Z 材料を用いることが望ましい。例えば、半導体検出器ではケイ素や炭素から成る素子が有効である。

近年、米国カンザス州立大学において、 ^3He ガス検出器の代替品として、半導体エッチング技術で Si 検出器をストライプ状微細加工し、薄型 PIN 型 Si 検出器を挟み込むように ^6LiF コンバータを多層配置することで、中性子検出効率を大幅に向上させた微細構造半導体中性子検出器 (MSND : Microstructured Semiconductor Neutron Detectors) が開発された [121]。MSND では $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ 反応 (Q 値 : 4.78 MeV、熱中性子捕獲断面積 : 941 barn) で中性子を荷電粒子 (^3H : 2.73 MeV、 α : 2.05 MeV) に変換する。

Fig. 6.17 に従来の単層構造の中性子検出器と MSND 構造の模式図 [122] を示す。また、Fig. 6.18 に MSND のデータシート [122] を示す。MSND 構造では、 ^6LiF コンバータと検出器有感層の接触面積が大きくなり、 ^6Li からの荷電粒子を効率良く検出できる。これにより、小型化と高検出効率を両立している。また、有感層厚みを薄くすることで、 γ 線感度を低減している。ビームロス監視の目的では高感度である必要性は無いが、本研究では線源による校正を可能にするために、ある程度の感度を有することを検出器の選定条件とした。本章では、試作機のセンサー部に、小型かつ低電力 (動作電圧 2.5 V) で駆動する MSND を採用する。

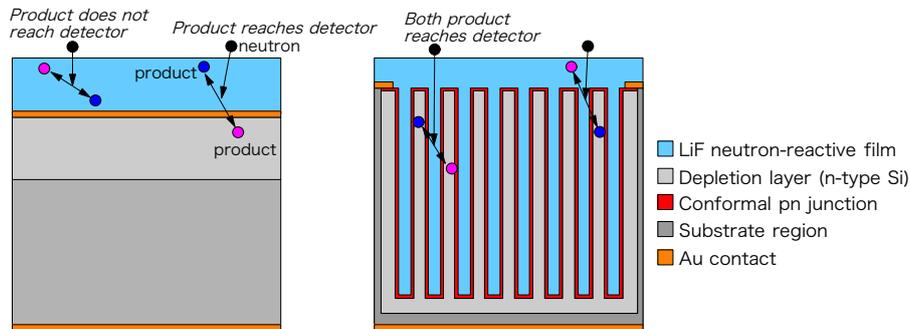


Fig. 6.17: 上 : 単層のコンバータ構造、下 : MSND のコンバータ構造 [122]

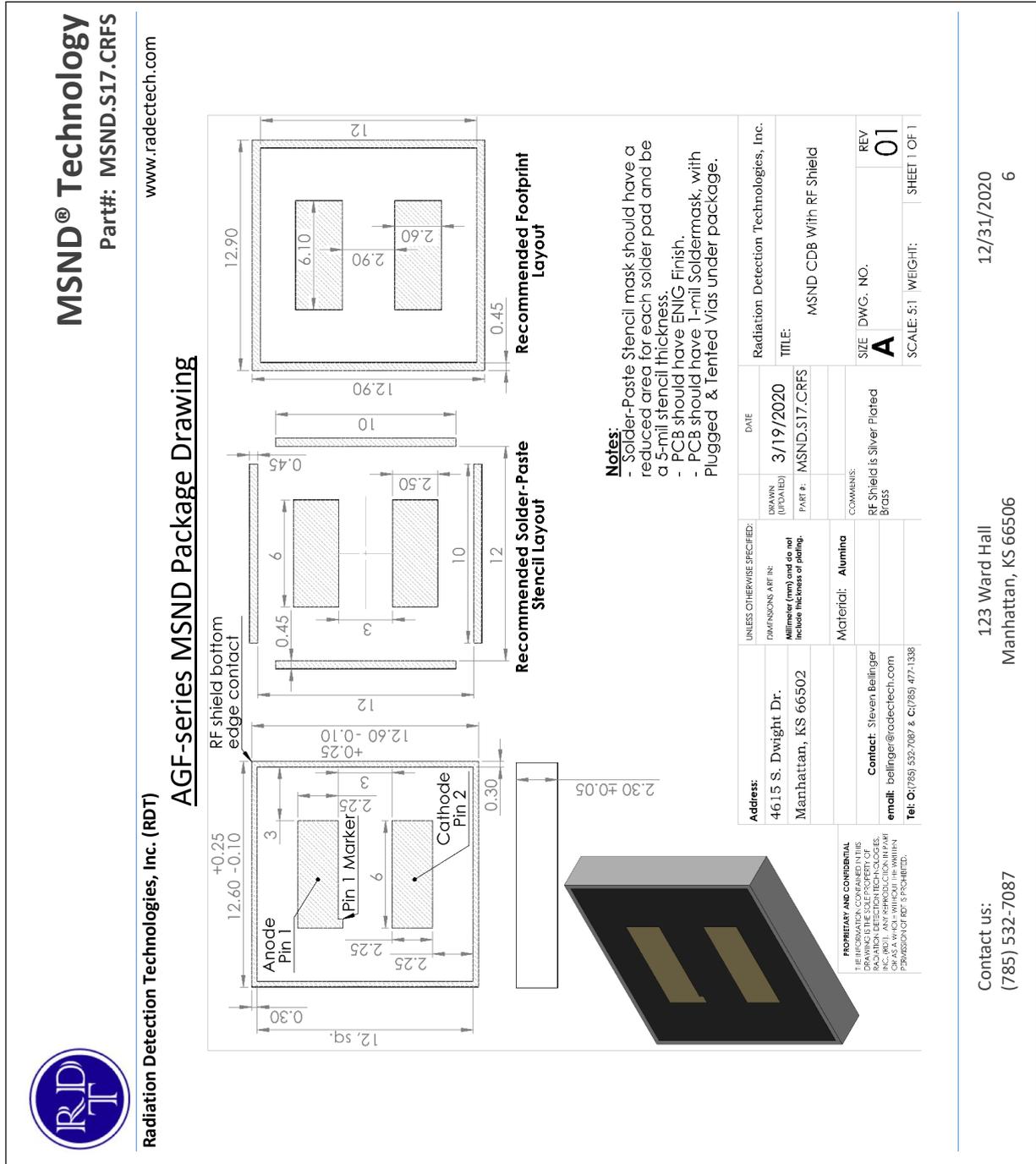


Fig. 6.18: MSND のデータシート [122]

6.4.2 RI線源を用いたMSNDの照射試験

試作機の信号処理回路の開発に先立ち、MSNDの中性子検出特性を試験した。本研究で開発する試作機は、加速器混合場でビームロス起因の低エネルギー中性子を検出することを目標としている。中性子イベントと γ 線イベントは、MSNDの出力信号の大きさの違いを利用して弁別する。両者の信号の大きさの隔たりが大きいほどS/N比は向上する。一方、高線量率環境では、パイルアップの影響を考慮すると出力信号の時間幅は短いほど好ましい。一般的に波形整形時定数を大きくするとエネルギー分解能は向上するが、出力信号の時間幅は長くなる。中性子 $\cdot\gamma$ 線弁別とパイルアップ影響を考慮し、信号処理回路を最適化する必要がある。

MSNDを汎用の信号処理回路に接続するため、Fig. 6.19 (a) (b)に示すようにプリント基板に実装したMSNDをBNCコネクタ付きのアルミニウムケース内に格納した素子を作製し、試験用センサーとして用いた。MSNDに最適な波形整形時定数を調査するために、試験用センサーをFig. 6.19 (c)に示す波高分布測定回路に接続し、中性子線源と γ 線源による照射試験を行った。

熱中性子照射試験

KEKの熱中性子標準場(黒鉛パイル)[123]を用いてMSNDの熱中性子に対する応答を試験した。Fig. 6.20にKEK黒鉛パイルの外観を示す。この黒鉛パイルは約300個の黒鉛ブロックで構成されており、高さ190×幅250×奥行190 cm³の直方体構造である。

黒鉛パイル内に設置する中性子線源として²⁴¹Am-Be 37 GBqを用いた。黒鉛パイル上面の線源挿入孔に中性子線源を入れることで、黒鉛パイル内の定められた位置に中性子線源が配置される。本試験では黒鉛パイル中央部の線源挿入孔S2を使用した。

写真で示すように、黒鉛パイル側面には検出器挿入孔(Central hole)が設けられている。この挿入孔の一番奥にMSNDを設置し、前述の波高分布測定回路で波高データを取得した。

γ 線、高速中性子照射試験

¹³⁷Cs (1 MBq) 及び⁶⁰Co (1 MBq) 線源を用いてMSNDの γ 線に対する応答を、²⁴¹Am-Be (37 GBq) 線源を用いて高速中性子に対する応答を試験した。散乱線寄与を低減するために、これらの照射試験は高エネ研の検出器校正場である放射線照射棟のグレーチング床上で実施した。MSND表面と線源表面の距離は γ 線照射時で4 cm、中性子照射時で74 cmとした。

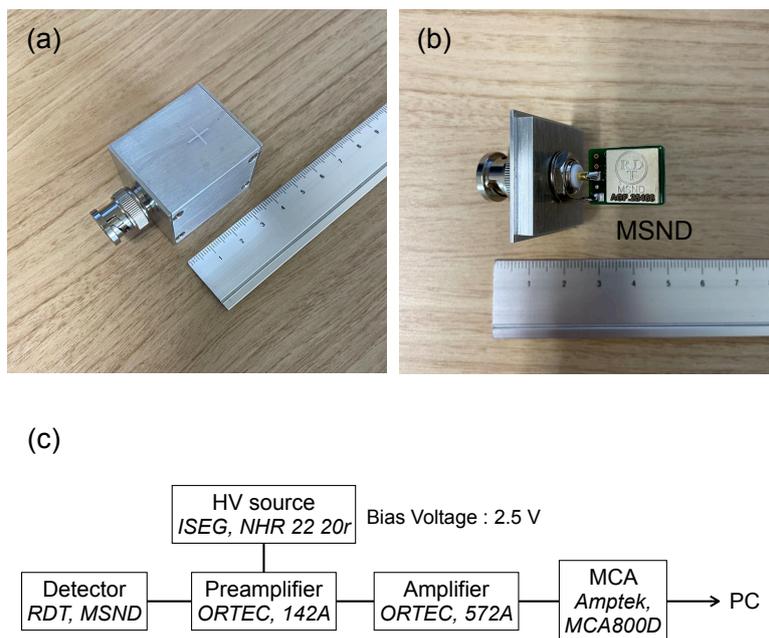


Fig. 6.19: (a) (b) 試験用検出器の外観、(c) 波高分布測定回路系

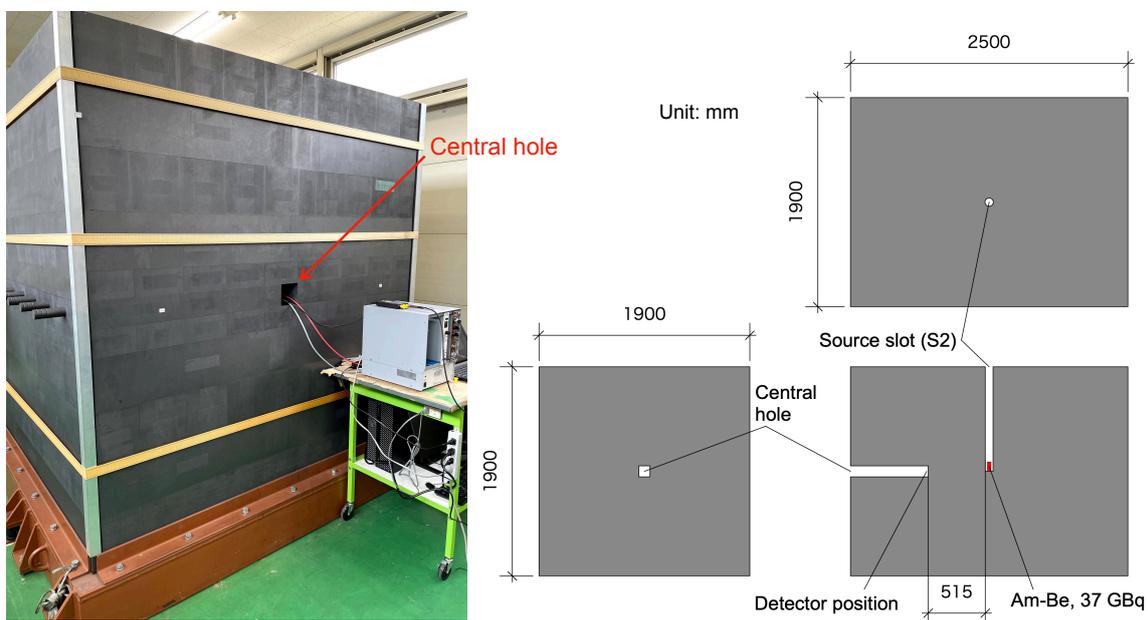


Fig. 6.20: 黒鉛パイルにおける熱中性子照射体系

照射試験結果

Fig. 6.21 に熱中性子起因の前置増幅器出力信号と γ 線起因の前置増幅器出力信号の例を示す。典型的な熱中性子起因信号は γ 線起因信号と比べて4倍以上の波高値を持っている。

Fig. 6.22 に黒鉛パイルで測定した MSND の波高分布を示す。高波高側のエッジは ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ 反応による ${}^3\text{H}$ (2.73 MeV) のエネルギーに対応する。また、エッジより高波高側の連続部は ${}^3\text{H}$ と α 粒子 (2.05 MeV) の同時検出に起因する。横軸のエネルギー校正は、パルスジェネレータ (ORTEC 社製, 419) を用いて求めた波高がゼロに対応するチャンネルと、高エネルギー側エッジ (2.73 MeV) に対応するチャンネル、の計2点で簡易的に実施した。

${}^{241}\text{Am-Be}$ (37 GBq) からは中性子の他に 4.43 MeV の γ 線も放出される。このため、波高分布中には中性子起因信号だけでなく、低波高側に γ 線起因の信号も観測される。波形整形増幅器の時定数条件を最適化するために、測定時の時定数を 0.5–10 μs の範囲で変更した。

時定数 0.5 μs 条件下での波高分布は低波高側から高波高側へ連続的な分布を示し、 γ 線イベントと中性子イベントの弁別が難しいことが分かった。一方、時定数 1 μs 以上では、低波高側から高波高側間に明瞭な谷が見られ、中性子起因信号の波高値に対して、 γ 線起因信号の波高値は小さな値に抑えられている。よって、1 μs 以上の時定数で適切な位置に波高しきい値を設定することで、中性子のみを弁別できる。照射位置の熱中性子束と中性子起因の計数率から MSND の熱中性子検出効率 1.3×10^{-2} cps/nv と求められた。

Fig. 6.23 に、 γ 線に対する応答を示す。 ${}^{137}\text{Cs}$ と ${}^{60}\text{Co}$ では、 γ 線のエネルギーの違いにより、 ${}^{60}\text{Co}$ の方が高波高側にテールが延びることが認められる。1 MeV 相当の γ 線に対する応答は、中性子弁別のしきいエネルギーが 100 keV 以上の場合で 10^{-5} cm^2 以下と分かった。また、図では明示しないが、 ${}^{241}\text{Am-Be}$ 線源の照射試験では、中性子による波高は殆ど観測されず、高速中性子に対する感度が極めて低いことを確認した。

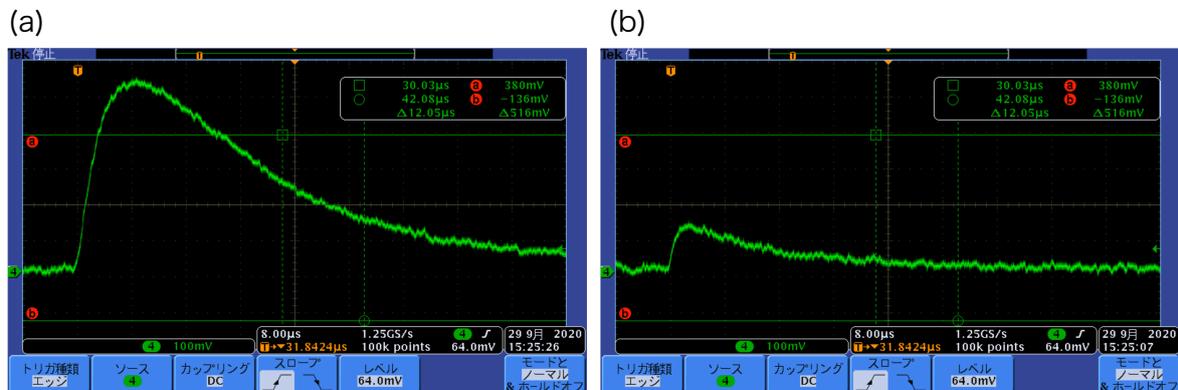


Fig. 6.21: 前置増幅器出力 (a) 中性子検出時、(b) γ 線検出時

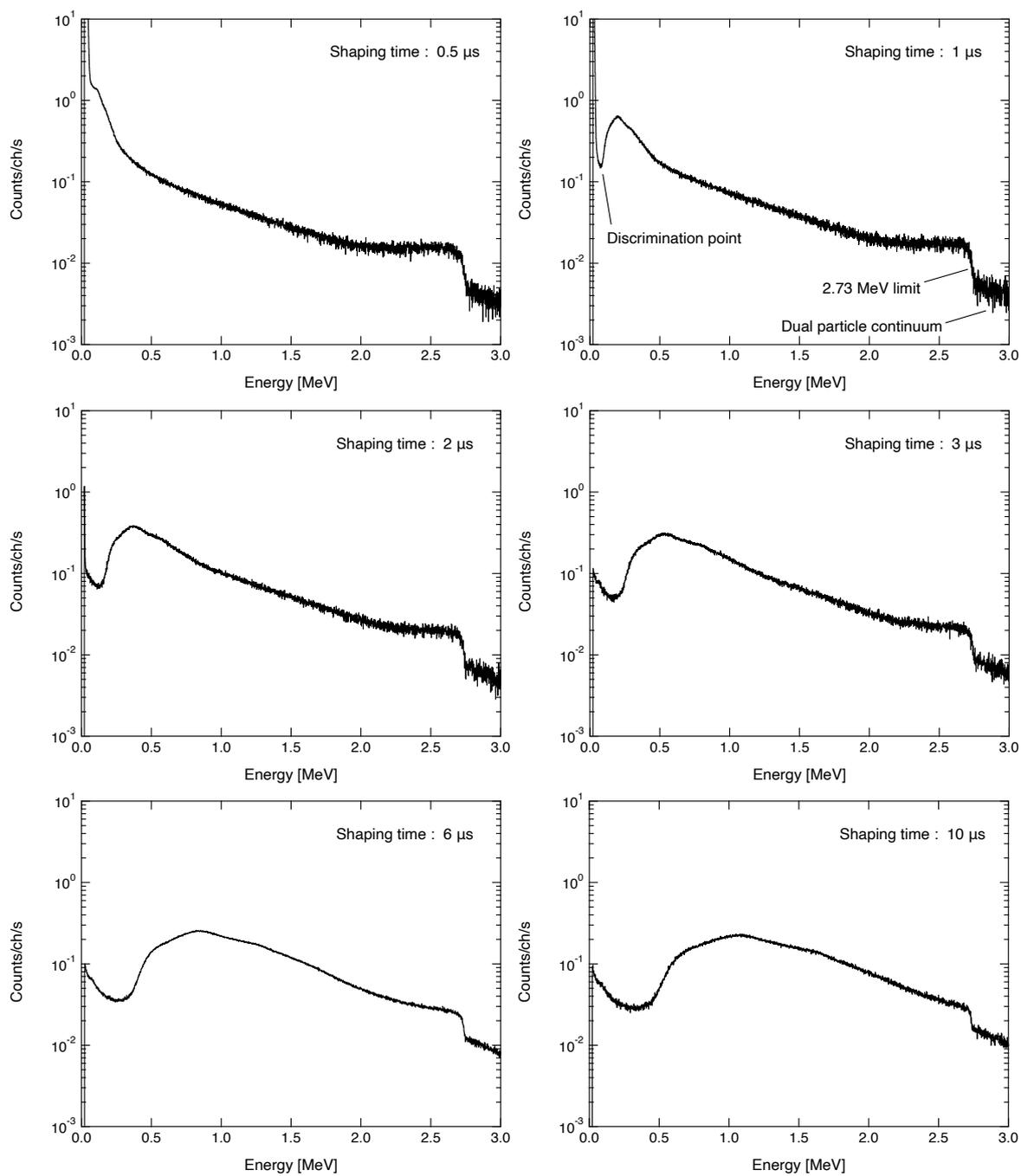


Fig. 6.22: 黒鉛パイルで取得した波高分布

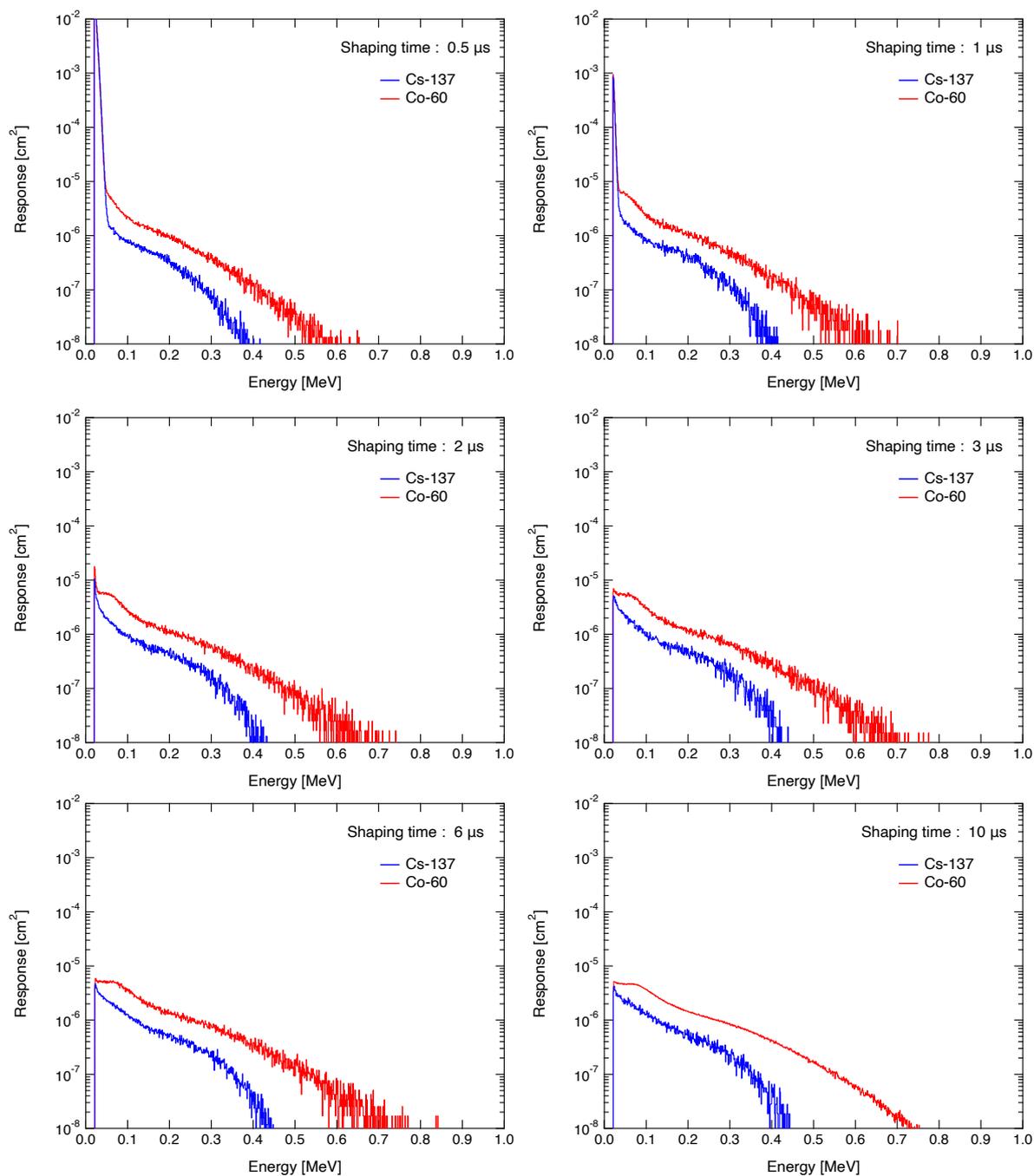


Fig. 6.23: ⁶⁰Co、¹³⁷Cs を用いた γ 線照射による波高分布

6.4.3 試作機の製作

前節の RI 線源による照射試験結果を反映して、MSND と信号処理回路から成る試作機を開発した。Fig. 6.24 に試作機の信号処理回路ブロック図を示す。また、Fig. 6.25 に試作機の外観と寸法を、Fig. 6.26 に内部構造を示す。MSND と信号処理回路を収納した筐体の寸法は 110 mm×80 mm×40 mm、試作機の総重量は約 340 g である。

センサー素子である MSND を前置増幅器 (帰還抵抗 4.7 G Ω 、帰還コンデンサ 0.3 pF) に接続し、センサー印可電圧は前置増幅器用入力電源から 2.5 V を分岐させて供給するようにした。波形整形増幅器の時定数は 0.5–10 μ s の範囲で内部抵抗と内部静電容量を組み替えることで可変とした。

波形整形増幅器出力の後段にはコンパレータを配置した。ここでは入力信号波高値と予め設定した波高しきい値を比較し、入力信号波高値が大きい場合は TTL ロジック信号 (負論理、遅延時間 7 ns) を出力する。波高しきい値はトリマポテンショメータで調整可能とした。

回路動作確認用として、前置増幅器や波形整形増幅器の出力も取り出せるようにした。

プロトタイプ機への電源供給は ± 12 V を D-sub 9 pin ケーブルを介して行う。外部電源としては汎用のプリアンプ電源の使用を想定している。今回はクリアパルス社製 E6100 型プリアンプ電源を使用した。

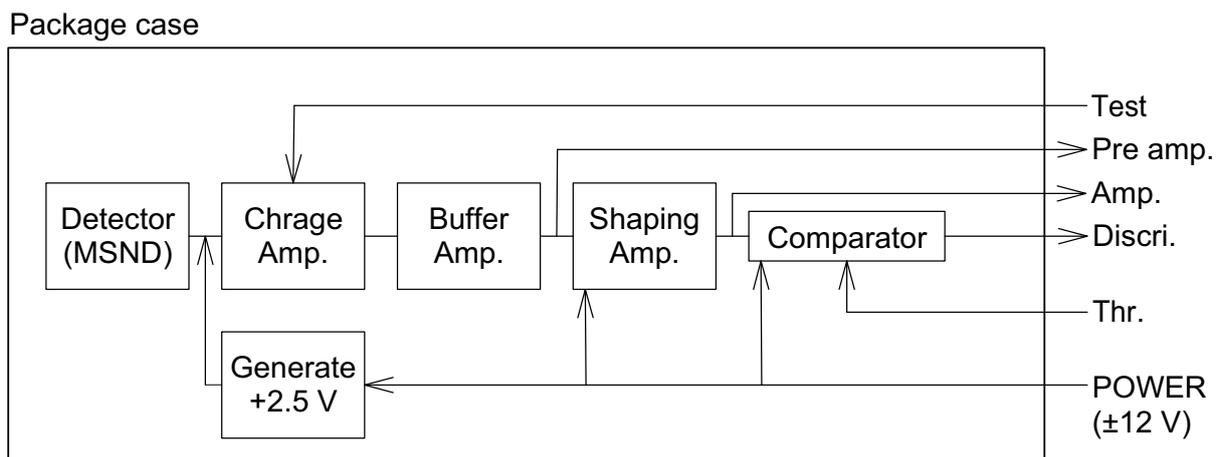


Fig. 6.24: 試作機の信号処理回路ブロック図

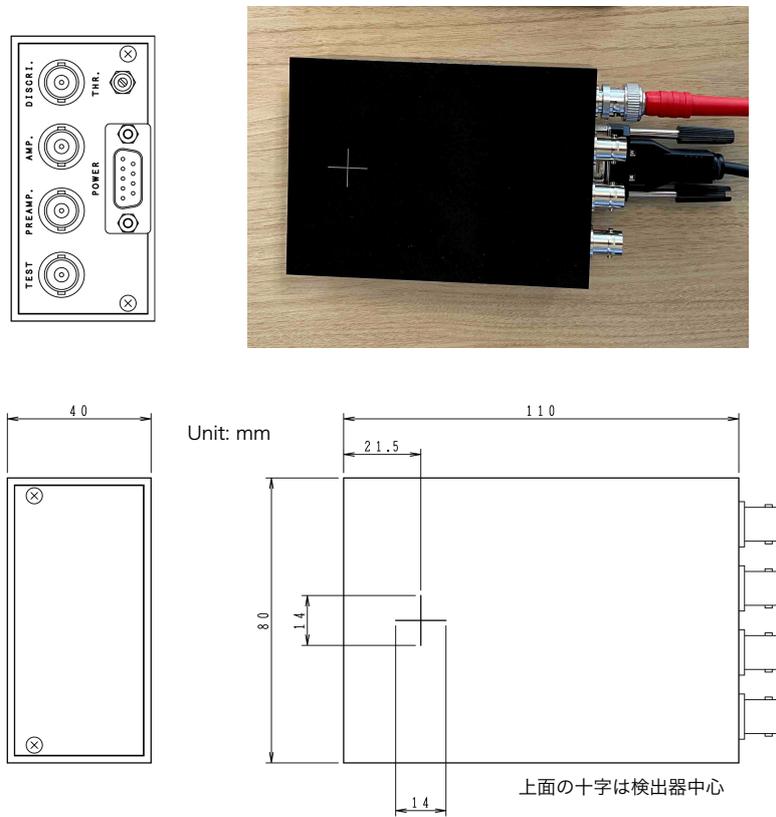


Fig. 6.25: 試作機の外観と寸法

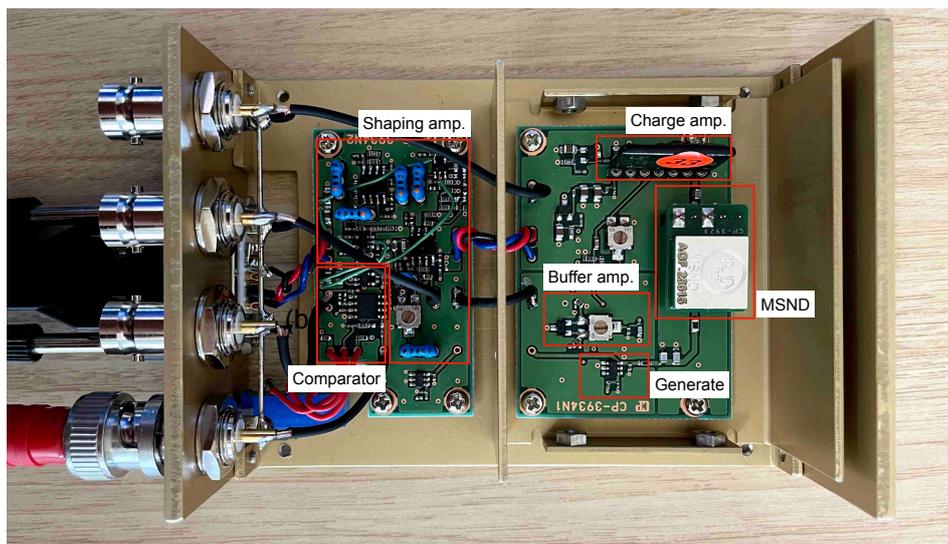


Fig. 6.26: 試作機の内部構造

6.4.4 SuperKEKB における試作機の動作試験

試作機を SuperKEKB の D06V1 コリメータの Jaw 位置から 2 m 上流側のビームライン真下床面に設置し、ビームロスで生成した中性子に対する応答を試験した。また、試作機による測定データの検証のために、試作機と同位置に積分型モニターを設置した。試験では、試作機と積分型モニターの TTL 出力信号をトンネル外に設置したレベルアダプターで NIM 信号に変換し、VME スケーラーで収集した。トンネル外の測定回路系は Fig. 6.4 と同様である。

Fig. 6.27 に試作機で測定された典型的な計数率トレンドを示す。試作機の計数率トレンドは、LER 蓄積電流と同期して推移していることが認められる。また、積分型モニターの計数率トレンドとも概ね同等のデータが得られている。このことから、本試作機は BF_3 比例計数管の時と同じく、数え落としの影響を抑制しつつビームロスを監視できていると判断される。

6.4.5 試作機の開発の成果

MSND、信号処理回路及び電源回路で構成される試作機を開発し、SuperKEKB コリメータでの動作試験を通じて、本機がビームロス監視に適用できる見通しを得た。

本機は検出器が比較的安価であり、高電圧を要しないことから、 ^3He を用いたシステムと比べて数分の 1 以下の低コストで、小型かつ軽量に構築できる。本機の開発を通じて、本節冒頭でも示した大型加速器への導入上の課題 (小型化・低コスト化) に対応することができた。

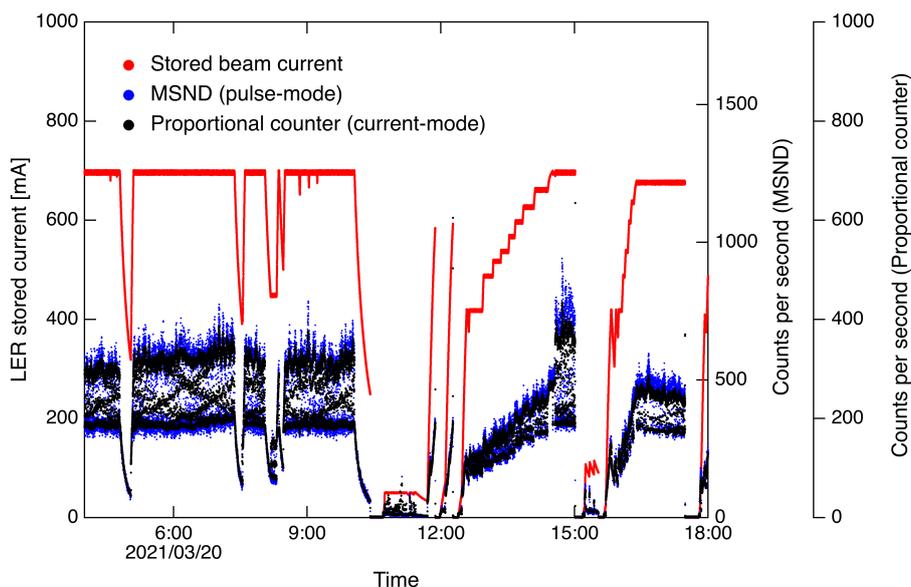


Fig. 6.27: 試作機で取得した典型的な計数率トレンド

6.5 本章のまとめ

本章では、第5章で得た知見に基づいて、加速器運転時のビームロスを熱中性子計測を通じて監視する手法を提案した。この提案の実現性を示すためには、本ビームロス監視手法の有効性の実証、本手法の普及展開を見据えた試作機の開発、に取り組む必要があると考えた。

本ビームロス監視手法の有効性を実証するための試験を SuperKEKB のトンネル内で実施した。その結果、中性子計測を通じてコリメータでのビームロストレンドを監視できること、中性子計数トレンドから各種の加速器パラメータの変化を読み取れることを実証し、ビームロス監視と加速器調整への有効性を示した。この試験の中で、パルス計測法による中性子測定データを原理上数え落としが無い積分型モニターのデータを比較したところ、熱中性子に着目することで、パルスモードでも数え落としを抑制しつつビームロスを監視できることが分かった。これを踏まえて、試作機の信号処理回路には、 γ 線の寄与を波高で弁別できるパルス計測法を適用する方針とした。

本章では、本提案手法の加速器施設での普及展開を図る上での課題として、中性子センサーと回路系の小型化と低コスト化を挙げた。これら課題解決を念頭に置いて、センサー部に半導体熱中性子検出器 (MSND) を用いた試作機を開発した。MSND の選定理由は、多層の中性子コンバータ構造により小さい素子でも高い検出効率 (KEK の黒鉛パイルでの校正が可能な程度) を有すること、2.5 V と低圧で駆動するため電源回路系の小型化が可能であること、が挙げられる。本研究では、この MSND と信号処理回路及び電源回路を一つの筐体に収納し、小型かつ軽量の試作機を構築した。そして、本試作機の動作試験を SuperKEKB コリメータで実施し、ビームロス監視に適用できる見通しを得た。

以上、本章では、熱中性子計測に基づくビームロスの連続監視手法の有効性を示し、試作機の開発を通じてシステムの実現性を実証した。

第7章

結語

7.1 各章の成果の総括

以下に各章で述べた成果をまとめる。

(1) 24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布の測定

第3章では、CHARM 施設の照射場における 24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布の測定について述べた。熱中性子測定手法として金箔放射化法を採用し、24 GeV 陽子による二次粒子で照射した金箔の $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応率を LaBr₃ 検出器と γ 線スペクトロメトリー法で定量し、この反応率と Cd 差法を用いて、入射陽子数あたりの熱中性子束を導出した。

モンテカルロ計算コード PHITS、FLUKA 及び MARS を用いて、24 GeV/c 陽子による Cu ターゲットでの二次粒子生成から室内における熱中性子形成までの過程を計算した。これら計算コードでは採用されている物理モデルと核データ等がそれぞれ異なるが、MeV 以下の中性子エネルギースペクトルに関してほぼ同様の推定を与えることが分かった。また、反応率計算値は最大 40 % 以内の精度で測定値を再現した。硬い中性子場における Cd 差法の精度を確認するために、0.5 eV 以下積算中性子束と Cd 差法による熱中性子束の両方をシミュレーションで計算し、Cd 差法の補正パラメータの不確かさと非 Maxwell 成分の影響は平均 6% 以内と評価された。これにより、CHARM の照射場評価という観点で、ターゲット室混合場の熱中性子成分を Cd 差法を用いて十分な精度で抽出できることを示した。

Cd 差法による熱中性子束測定値に基づいて簡易式 $\phi_{\text{th}} = CQ/S$ の係数 C を数十 GeV 領域において初めて実験的に導出し、 $C=1.77\pm 0.19$ を得た。この検討から、数十 GeV 領域の熱中性子束評価において石川等の提唱値 ($C=4$) はファクター 2 程度の安全側評価を与え、Patterson 等の推奨値 ($C=1.25$) では過小評価することを示した。また、高エネルギー

ギー陽子加速器の熱中性子束形成には 20 MeV 以下の二次中性子成分 (主に蒸発中性子成分) が主体的に寄与することをシミュレーションで示し、熱中性子の由来に関する知見を得た。

以上、本章では 24 GeV/c 陽子による熱中性子空間分布を簡単な測定体系で検証し、遮蔽設計計算法の高度化と CHARM 照射場の活用の双方に有益な実験データと知見を得た。

(2) 24 GeV/c 陽子による二次粒子放出角度分布の測定

第4章では、CHARM 施設において、高エネルギー陽子による生成二次粒子の強度と角度分布を In、Al、Nb 及び Bi 検出器による放射化法で測定した。この実験では、ターゲットと放射化試料による単純な測定体系と種々の反応しきい値を持つ放射化反応を用いることにより、二次粒子の種類・量・エネルギー・角度分布に関する放射化生成率データを取得することを目指した。生成率データを計算コードの物理モデル検証に十分な精度で利用するためには、測定条件に起因する不確かさを低減させる必要がある。本実験ではこの目的の達成のために、狭いターゲット室内での二次粒子散乱成分の影響を抑制可能な測定体系を設計し、併せて、ガフクロミックフィルムによるビーム経路測定と銅箔放射化法によるビーム強度測定を実施した。これらの工夫を通じて、シミュレーションで実験条件を正確に模擬することを可能とし、実験データの有用性を向上させた。

実験では ^{115m}In 、 ^{24}Na 、 ^{92m}Nb 、 $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ 及び ^{206}Po 生成率をビーム軸に対して 15° から 160° の角度範囲で取得した。この生成率の測定値と FLUKA 計算値を角度毎に比較したところ、 ^{24}Na 生成率に関しては 0.6 倍以内で、それ以外の核種生成率に関しては 0.8 倍以内で FLUKA は測定値を再現した。FLUKA によるシミュレーションの妥当性が確認できたことを受けて、放出二次粒子と核種生成率の因果関係を考察した。両者の関係性は、核種生成率の計算値を、二次中性子、陽子、パイオン及び光子によるそれぞれの生成率に展開することで得た。その結果、 ^{115m}In 生成率はターゲット近傍の混合場でも蒸発中性子による $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応に由来すること、 ^{92m}Nb 生成には $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ で生じる高エネルギー光子による $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)$ 反応が大きく寄与すること、さらに、 $^{209}\text{Bi}(p, 4n)^{206}\text{Po}$ 反応は二次陽子の検出反応として利用できることが分かった。

以上、本章では数十 GeV 領域における系統的な生成二次粒子データを取得し、シミュレーションとの比較・考察によってデータの有用性を示した。また、混合場の二次陽子分布を放射化法で測定できることを初めて実験的に示した。

(3) 大強度陽子加速器施設の熱中性子分布プロファイル測定

第5章では、J-PARC MR における熱中性子分布測定について述べた。MR 大強度化の鍵は、放射化の管理のためにビームロスを入射部に局在化させること、各コリメータのビームロス許容量を均等に利用すること、にある。本章では、放射化と密接に関連する熱

中性子のトンネル内分布プロファイルの測定を通じて、この両方の実験的検証を試みた。

実験では周長約 1.6 km のトンネル壁に沿って金箔検出器を配置し、約 400 kW 出力下での熱中性子分布プロファイルを IP 法を用いて一度に取得した。その結果、ビームロスによる熱中性子は入射部の計 5 台のコリメータ周辺で支配的に生成し、一方でアーク部等の熱中性子量は入射部と比較して 2-3 桁以上低いことが明確となり、入射部へのビームロスと放射化の局在化を実証するデータを得た。また、入射部への局在率は熱中性子分布から 95 % 程度と評価された。さらに、測定値と計算値の比較に基づいてコリメータでのビームロス量を導出し、MR 運転では入射部ビームロスを各コリメータに概ね均等分配できていることを示した。

以上から、金箔放射化法による熱中性子計測が大型トンネル室内の放射化及びビームロス分布の双方の評価に有効であることを示した。また、本章では、熱中性子分布データに基づいて次の新しい知見を得た。まず、3 GeV 陽子に対する簡易式 $\phi_{th} = CQ/S$ のパラメータとして、MR 入射部の熱中性子測定値から $C=1.61\pm 0.18$ を得た。また、金箔と同位置で取得した壁際の残留線量率分布と熱中性子分布は両対数上で直線関係を示し、両者の関係性の中にはコンクリート組成の違いによる影響が認められた。この結果から、ビーム停止後の残留 γ 線計測を通じて、ビーム運転中の熱中性子分布情報を簡便に読み出す手法の実現性が示唆された。さらに、同じ熱中性子束強度下で二種類のコンクリート位置の残留線量率を比較すると、低放射化コンクリート位置の線量率は普通コンクリート位置の約 1/3 程度と評価され、低放射化コンクリートの熱中性子起因残留線量の低減効果を MR の実現場で初めて確認した。

(4) 中性子計測技術のビームロス監視への応用

第 6 章では、第 5 章で得た知見に基づいて、加速器運転時のビームロスを熱中性子計測を通じて連続監視する手法を提案した。

本ビームロス監視手法の有効性を示すための試験を SuperKEKB の 4 GeV 陽電子ビームコリメータ周辺で実施した。その結果、中性子計測を通じてコリメータでのビームロストレンドを監視できること、中性子計数トレンドから各種の加速器パラメータの変化を読み取れることを実証し、本ビームロス監視手法が放射線管理と加速器調整に有効であることを示した。この試験の中で、パルス計測法による中性子測定データを原理上数え落としが無い積分型モニターのデータと比較したところ、熱中性子に着目することで、パルス計測法でも数え落としを抑制しつつビームロスを監視できることが分かった。これを踏まえて、試験後に開発した試作機の信号処理回路には、 γ 線の寄与を波高で弁別できるパルス計測法を適用した。一方で、熱中性子に着目するビームロス監視法は、ビームロスで生成した熱中性子が検出器に至るまでの時間が長いために、PIN PD のような素早いハードウェア防護を目的とした手法の代替としては適さないことも分かった。

続いて、加速器施設に実装可能なビームロス監視装置の開発に取り組んだ。ここでは、大型加速器施設への普及展開を図る上での課題として、中性子センサー及び信号処理回路系の小型化・低コスト化を挙げた。これら課題解決を念頭に置いて、センサー部に低電力 (2.5 V) で駆動する半導体熱中性子検出器 (MSND) を用いた試作機を開発した。この試作機は、MSND とその信号処理回路及び電源回路を一つの筐体に収納し、小型かつ軽量に構築した。そして、本試作機の動作試験を SuperKEKB コリメータで実施し、ビームロス監視に適用できる見通しを得た。

以上、本章では、熱中性子計測に基づくビームロスの連続監視手法の有効性を示し、試作機の開発を通じてシステムの実現性を実証した。

7.2 本論文の総括

高輝度化・大強度化における放射線に起因する課題への対応に向けて、本研究では、高エネルギー加速器の遮蔽計算法の検証に有効な二次粒子データを取得し、さらに、実施設の放射化とビームロス量の評価に反映できる知見と技術を得ることを通じて、高エネルギー加速器における放射線安全評価法の高度化に資することを目的とした。

この目的のうち、二次粒子実験データの取得に係る部分については、CHARM 施設における放射化生成率データの系統的な測定によって達成された。第3章では二次中性子の散乱による熱中性子分布を測定し、一方、第4章ではターゲットでの生成二次粒子の強度と角度分布に着目した。これらの実験データはいずれも計算との比較が容易な体系で測定し、粒子輸送計算コードの精度を簡易な計算体系で検証することを可能とした。このように、本実験では照射施設としての CHARM を本来の用途とは異なる目的で使用し、既存施設に手を加えることなく、遮蔽設計計算法の高度化に有効な二次粒子実験データを取得できることを示した。CHARM で得た測定値の中で、金箔の ^{198}Au 生成率は室内の低エネルギー中性子分布に関する計算の精度検証に利用できる。また、ターゲットからの放出二次粒子の強度と角度分布の計算精度に関しては、 $^{115\text{m}}\text{In}$ 生成率で蒸発中性子分布を、 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 生成率で光子・中性子分布を、 ^{24}Na 及び $^{206,205,204,203}\text{Bi}$ 生成率で中性子・荷電粒子分布を、 ^{206}Po 生成率で陽子分布を、それぞれ異なるエネルギー領域に対して検証可能である。本研究では、上記の実験データセットを計算コードと比較した。特に、CHARM 設計に供された FLUKA に関しては全ての測定値との比較を行い、その結果、FLUKA 計算値は最大でも2倍以内で測定値を再現することを確認した。数十 GeV 領域における二次粒子の系統的な測定とシミュレーションとの比較は世界的に見ても稀であり、本論文の重要な研究成果である。

本研究目的のうち、放射化とビームロスの評価に係る部分については、本研究では両者が密接不可分な関係にあることに着目して、双方を関連付けた評価法の確立に取り組んだ。第5章

では、金箔放射化法による熱中性子測定手法を MR 全周のビームロス分布測定に適用し、トンネル内ビームロス分布の定性的な把握に加えて、入射部コリメータビームロス量の定量評価できることを示した。二次粒子束からビームロス量に遡るには、実験を再現できるシミュレーションモデルの構築が不可欠であるが、本研究では簡易なシミュレーション体系で計算が実験を良く再現することを示した。これは、熱中性子がビームロスに対して単純な分布形状を示し、その分布が遮蔽の影響を受けにくいこと、また、熱中性子のスペクトルは Maxwell 分布で近似でき、その検出反応の断面積がよく分かっていること、に由来している。ビームロスによる熱中性子分布に着目することで、他の二次粒子分布の場合と比較してより容易に、ビームロス粒子数を導出できることが分かった。J-PARC で得た知見と経験は、第6章で述べた SuperKEKB におけるビームロス測定実験に反映された。SuperKEKB における実験では、コリメータのビームロス測定試験と半導体熱中性子検出器による BLM 試作機の開発を通じて、熱中性子計測法に基づくビームロス連続監視手法の実現性を示すことに成功した。

上記で得た各種の実験データは、高エネルギー加速器における放射線安全評価法の高度化の検討に応用可能である。その応用の一端として本研究では、Cd 差法で得た熱中性子束実験データを、加速器施設の放射線安全設計で広く用いられている熱中性子束評価用簡易式のパラメータ (係数 C) の検証に利用した。その結果、係数 C は 24 GeV/c 陽子の場合 ($C = 1.77 \pm 0.19$) と 3 GeV 陽子の場合 ($C = 1.61 \pm 0.18$) で不確かさの範囲内で同等であることが確かめられ、係数 C の特性として、数 GeV から数十 GeV の範囲では陽子エネルギー依存性が小さいこと、トンネル室形状にあまり依存しないこと、が示唆された。付録 A に KEK の電子・陽電子入射器の熱中性子分布測定値を用いて導出した 3.3 GeV 電子に対する係数 C ($= 2.03 \pm 0.26$) を掲載した。高エネルギー電子加速器の係数 C と、高エネルギー陽子加速器のパラメータの差異は約 15 - 25 % であった。この比較から、係数 C の値が加速粒子の違いに大きく依存しないことが予想される。GeV 以上の高エネルギー陽子及び電子加速器における簡易式の係数 C を導出した例は本研究が初めてであり、本簡易式の適用エネルギー範囲の拡張に資する知見を得た。

以上から、各種高エネルギー加速器施設における一連の実験を通じて、本研究の所期目的を達成できたと考える。

付録 A

3.3 GeV 電子によるトンネル室内の熱中性子空間分布の測定

KEK の電子・陽電子入射器 (以降、「LINAC」と呼ぶ。) は全長 600 m の細長いトンネル室に設置された線形加速器である。LINAC の陽電子生成運転では 3.3 GeV 電子ビームが厚さ 14 mm のタングステンターゲットで全量損失する。このタングステンターゲットは LINAC の主要な放射線源であり、本施設の放射線安全の立場からは、陽電子生成運転時の二次中性子の輸送と反応の評価が重要である。

本付録では、LINAC で実施した熱中性子分布測定実験について述べる。この実験データは、ターゲット周辺機器、コンクリート壁及び空気の放射化の評価等の放射線管理上の対策検討において重要である。また、LINAC の遮蔽設計検討に資するために、陽電子生成運転時の熱中性子分布を評価するためのシミュレーションモデルを構築し、測定値を用いてモデルの精度を検証する。最後に、トンネル室内の熱中性子束分布測定値に基づいて、 $\phi_{th} = CQ/S$ の係数 C を 3.3 GeV 電子の場合に対して導出し、本論文の第 3 章及び第 5 章の結果と比較する。

A.1 実験施設

KEK の LINAC は、SuperKEKB 衝突型加速器や 2 つの放射光光源 (PF、PF-AR) に性質の異なる電子および陽電子ビームを入射するための線形加速器である。LINAC では、入射する蓄積リングの性能に応じて異なる特性のビームを供給している。ビームエネルギーは 2.5 GeV から 7 GeV、バンチ当たりの電荷は 0.2 nC から 10 nC である。

Fig. A1 に陽電子生成部周辺の写真を示す。陽電子生成部から 6 m の範囲 (ビームライン下流方向) に渡って、加速器上部と天井との間に鉄遮蔽体が配置されている。ターゲット周囲は、測定の弊害となる遮蔽体が少なく、ターゲットを格納する機器の形状が単純であるため、電子ビームロスに起因する熱中性子を計算コードや簡易式との比較に適した体系で測定できる。



Fig. A1: 陽電子生成部周辺の写真

Fig. A2 に陽電子生成ターゲットユニットの概要図を示す。また、Fig. A3 に詳細な外観図 [42] を示す。

陽電子生成ターゲットは直径 4 mm、厚さ 14 mm のタングステン製であり、HIP 接合した銅製サポート部で覆われ、その外周には冷却水配管が取り付けられている。銅製サポート部には、陽電子生成運転時以外の電子ビームを通過させるための直径 2 mm の穴が開けられている。加速管に対してはこの穴が中央に位置しており、ターゲットは 3.5 mm オフセットして配置されている。

陽電子生成運転では、このタングステンターゲットに 3.3 GeV 電子は衝突させ、対生成で陽電子を発生させる。生成陽電子はエネルギーと角度が大きな広がりを持つため、広いアクセプタンスを持った装置で捕獲し、後段の加速管のアクセプタンスに合わせてマッチングを図る必要がある。このためにターゲット直後には、フラックスコンセンレーター (FC)、ブリッジコイル及びリターンヨークで構成される陽電子収束系が配置されている。ターゲット直後には、FC とブリッジコイルの磁場の重ね合わせで 4.5 T の収束磁場が生成される。

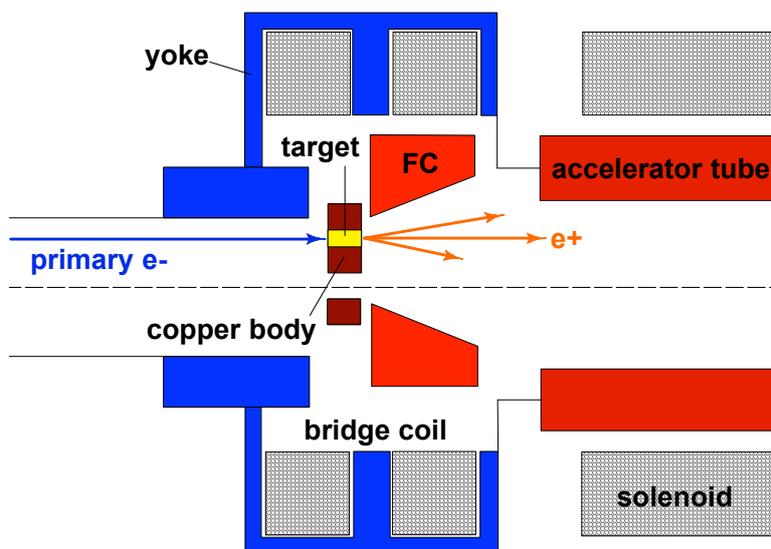


Fig. A2: 陽電子生成部の概要図

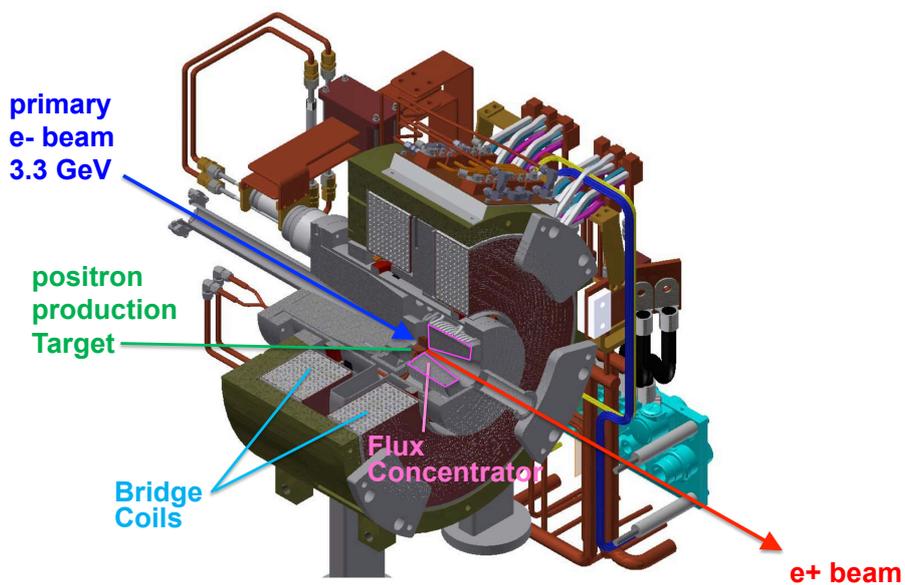


Fig. A3: 陽電子生成ターゲットユニットの外観図 [42]

A.2 実験

Fig. A4 に金箔設置場所を示す。裸の金箔 (純度: 99.99 %, 直径 6 mm、厚さ 20 μm) と Cd カバー (厚さ 1 mm) を付した金箔をポリエチレン製袋に入れ、これを一組の放射化検出器とした。この放射化検出器をビームラインに沿って約 10 m 間隔で合計 8 箇所を設置した。

金箔設置後に 3.3 GeV 電子による陽電子生成運転を実施した。実験日は 2016 年 6 月 16 日、ビーム運転時間は 2.35 h、ターゲットに供給した電子ビーム電流量は平均 317.4 nA であった。

本実験では金箔中の ^{198}Au 放射能測定に IP を使用した。測定方法は第 5 章の時と同じである。IP (Fujifilm 社製, BAS SR2040) 及び IP 読取装置 (General Electric 社製, Typhoon FLA7000) を用いて ^{198}Au 放射能強度に対応する PSL 値を取得し、HP-Ge (Canberra 社製, GC2518) で得た基準放射能を用いて PSL 値と ^{198}Au 放射能の関係を求めた。

上記で得た ^{198}Au 放射能と Cd 差法を用いて運転時の熱中性子束を導出した。熱中性子束導出に係る Cd 差法の各種パラメータは第 2 章を参照されたい。

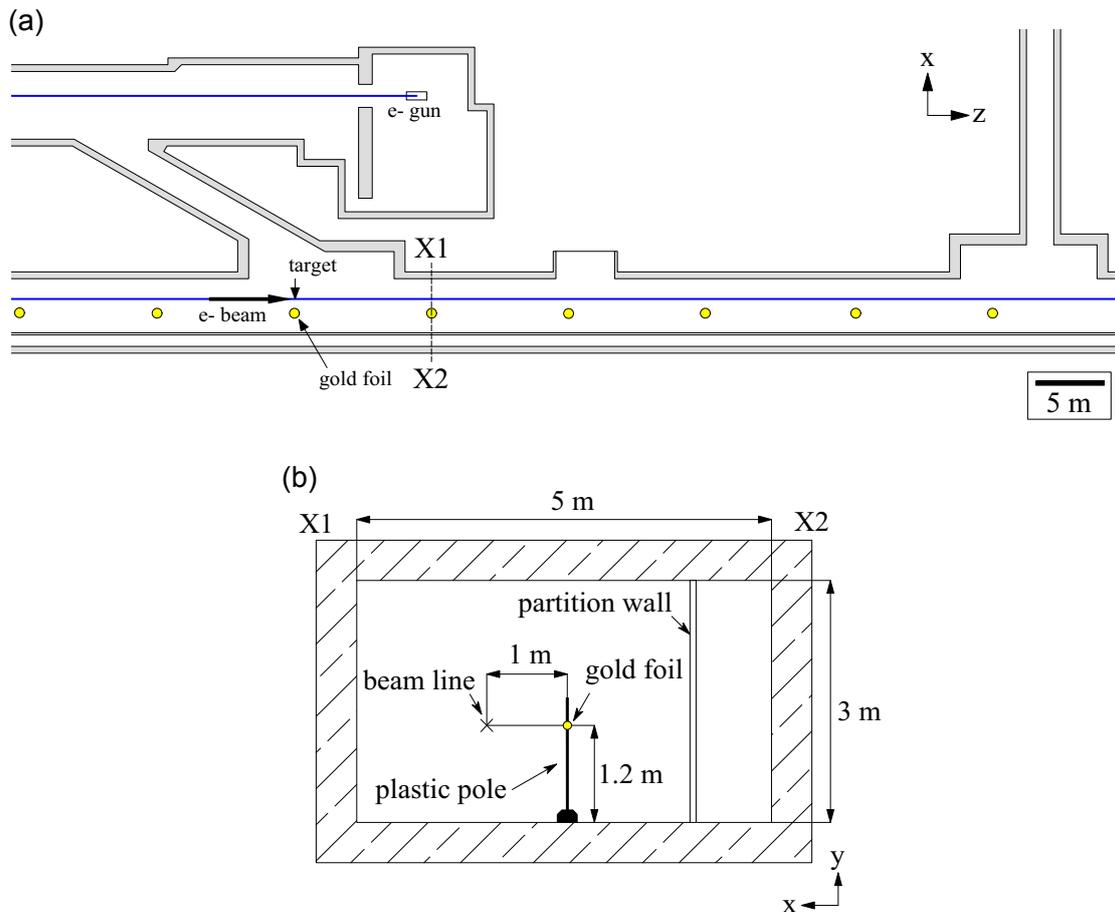


Fig. A4: 金箔設置位置 : (a) 平面図, (b) 断面図

A.3 シミュレーション

PHITS (Version 2.91) を用いて、タンゲステンターゲットで 3.3 GeV 電子が損失した時の二次中性子生成とトンネル室での中性子減速の過程を模擬した。Fig. A5 に計算体系を示す。ターゲット位置を原点とし、トンネル室の形状、ターゲット周辺機器及びその下流側のビームライン機器を記述した。FC・加速管・ビームパイプの組成は純銅、ヨーク・マグネットの組成は純鉄とした。ブリッジコイルとソレノイドの組成は、内部を流れる冷却水を考慮して、Cu : H₂O = 3 : 1 とした。また、ターゲット周囲の銅サポート部 (直径 4 cm) の組成も冷却水を考慮して Cu : H₂O = 1 : 1 とした。トンネル通路側と側室を区切る隔壁の材質に関しては、図面等の資料が得られなかったため、施設関係者のコメントに基づいて厚さ 15 cm の純鉄と仮定した。今回の計算では、コイル、ソレノイド及びマグネットの磁場は考慮しなかった。

輸送計算のプライマリーソースは 3.3 GeV 電子ペンシルビームとし、これをタンゲステンターゲットの直ぐ上流側で発生させた。電子・光子の輸送計算には PHITS に実装されている EGS5 コード [21] を使用した。中性子の計算方法は Table 1.1 で示した通りである。

熱中性子束は 0.5 eV 以下積算中性子束と定義し、これを [t-track] タリーで計算した。検出器領域の寸法は、5 cm 高 (ビームライン高さに対して ± 2.5 cm) \times 5 cm 幅 \times 8000 cm 長である。この領域をビームラインに沿って等間隔で分割し、熱中性子分布を評価した。

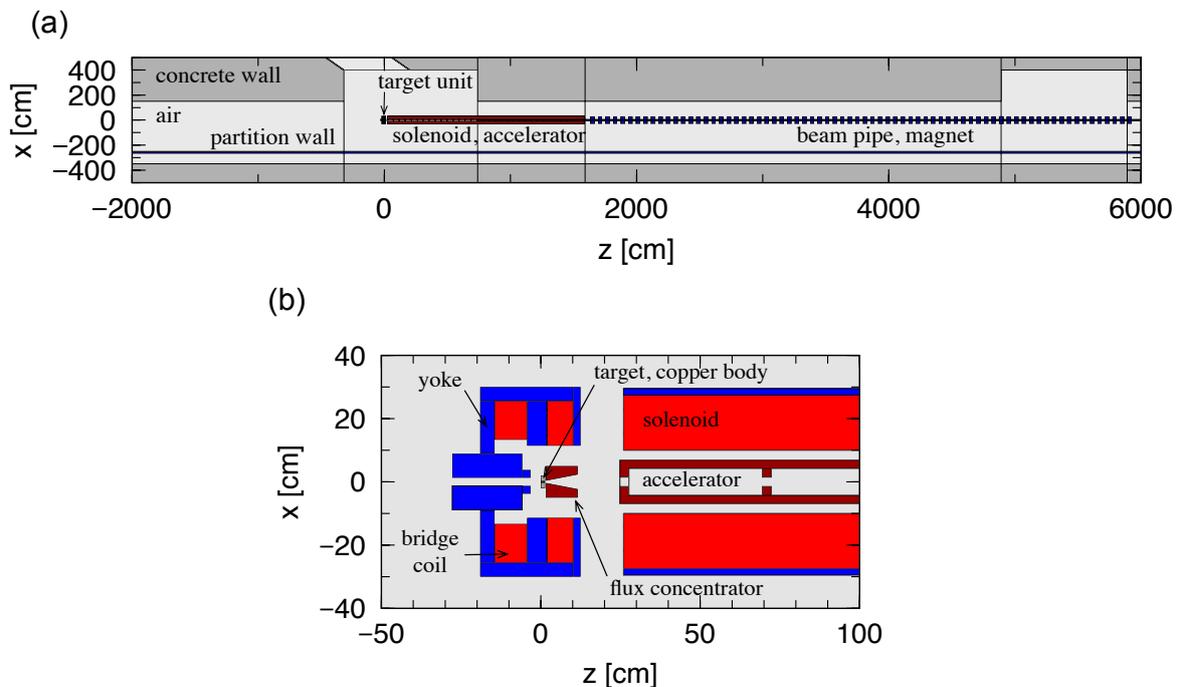


Fig. A5: 計算体系 : (a) 全体図, (b) ターゲットユニット部の拡大図

A.4 結果と考察

熱中性子空間分布

Fig. A6 にビームラインに沿った熱中性子分布の測定値と PHITS 計算値の比較を示す。計算値はターゲット近傍とその周辺 ± 10 m 範囲の測定値を良く再現している。この結果は、PHITS がターゲットでの中性子生成量とトンネル室での中性子の減速の過程を精度良く模擬できていることを支持する結果である。

ターゲット下流側のビームロス、ターゲットで生成した陽電子とターゲットを通過した電子による一様ロス成分及び局所的な点状ロス成分で構成される。 $z = 20$ m 位置では計算値が測定値を下回っているが、運転後のビームラインの放射化サーベイにおいてこの付近に点状のビームロスが確認されている。FC やマグネットの磁場を考慮していない本計算ではこのビームロスが再現されないため、この位置での計算値は測定値を過小評価している。

計算ではターゲットから約 15 m 下流側で分布の傾きが緩やかになる傾向が見られる。これはターゲットからの二次中性子寄与が小さくなり、電子・陽電子の一様ロス成分の影響が相対的に大きくなったためである。このビームロスモデルによって、シミュレーションは $z = 20$ m より下流側の測定値をファクター 2 以内の精度で再現することが分かった。

構造物の影響

ビームロス点周囲の遮蔽構造と、ビームロス点の下流側に配置された構造物が、トンネル内の熱中性子分布に及ぼす影響を PHITS を用いて評価した。Fig. A7 に評価結果を示す。赤線はトンネル構造とターゲットだけを考慮した場合、青線はトンネル構造とターゲットユニットを構成する構造物 (ターゲット、銅製のターゲットホルダー、FC、ヨーク、ブリッジコイル) を考慮した場合、黒線は、さらにターゲットユニット下流側の構造物 (ソレノイド、加速管、マグネット) を考慮した場合の計算値である。

ターゲット近傍 ($z = 0$ m) の熱中性子束はターゲットユニットの遮蔽効果を考慮することで約 50 % 低くなると評価された。

一方、ターゲットよりも下流側の熱中性子分布は、ターゲットユニット下流側の構造物を考慮するかどうかで大きく異なる形状を示した。この分布形状の変化は、ターゲットから前方に放出される二次光子のトンネル内分布の変化に起因している。ターゲットユニット下流側の構造物を考慮しない場合は、高エネルギー光子がトンネル壁に沿って入射し、広範囲で二次中性子を生成させるため、下流側の熱中性子分布はなだらかな形状を示すことが分かった。

一方、ターゲット上流側の熱中性子分布形状は、ビームロス点からの生成中性子によって形成されており、ターゲットユニット外に放出された高エネルギー光子からの寄与は小さい。

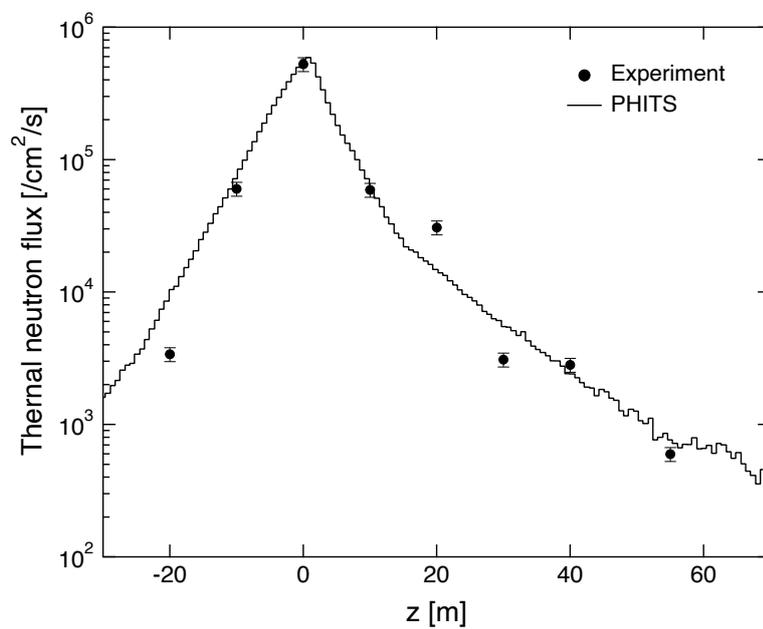


Fig. A6: 測定値と計算値の比較

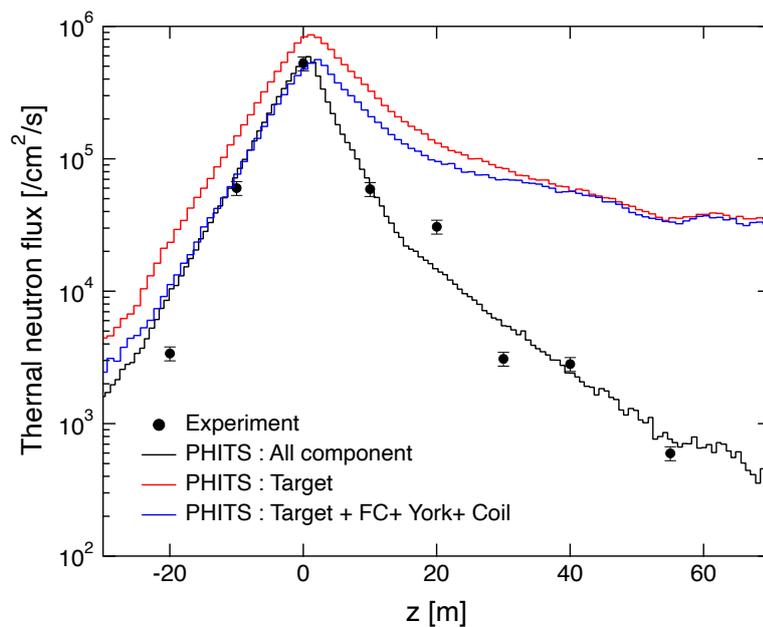


Fig. A7: 熱中性子分布形成に対する構造物影響の評価

簡易式の係数 C の導出

$\phi_{\text{th}} = CQ/S$ の係数 C を LINAC の実験データに基づいて導出する。Fig. A6 から、ビームロスによる生成熱中性子の 90 % 以上は、ターゲットから ± 15 m の領域に分布すると評価された。この ± 15 m の区間を一つの部屋と見なすと、コンクリートの表面積 S は $5.46 \times 10^6 \text{ cm}^2$ である。また、測定値間を直線で外挿した時の分布から得られる平均熱中性子束は $1.49 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。ここでは、ビームラインから横方向の熱中性子分布は、隔壁で仕切られた側室側を除いて均一と仮定した。この仮定の妥当性はシミュレーションを用いて確認した。

次に隔壁で仕切られた側室内も含めて熱中性子束を平均化する。シミュレーションから、側室内を含めた時の平均熱中性子束は、含めない場合と比較して 0.9 倍になると評価された。この評価を踏まえて、係数 C 導出時の平均熱中性子束として $1.34 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を用いる。

中性子発生量 Q は PHITS を用いて導出した。ここでは、第 5 章の時と同様に、熱中性子の線源であるコンクリート壁に入射した中性子量を Q と定義した。Fig. A8 に中性子量 Q のスペクトルを示す。この中性子スペクトルから Q は $3.61 \times 10^{11} \text{ neutrons s}^{-1}$ と求まる。

上記を簡易式に代入すると、3.3 GeV 電子に対する係数 C は 2.03 ± 0.26 と導出される。係数 C 導出で考慮した不確かさは、HP-Ge 検出器の検出効率 (6 %)、IP の校正曲線 (6 %)、中性子生成量の導出に用いたビーム強度履歴 (10 %)、の精度によるものである。

ここで求めた高エネルギー電子加速器の係数 C と、第 3 章及び第 5 章で導出した高エネルギー陽子加速器のパラメータの差異は約 15 – 25 % であった。

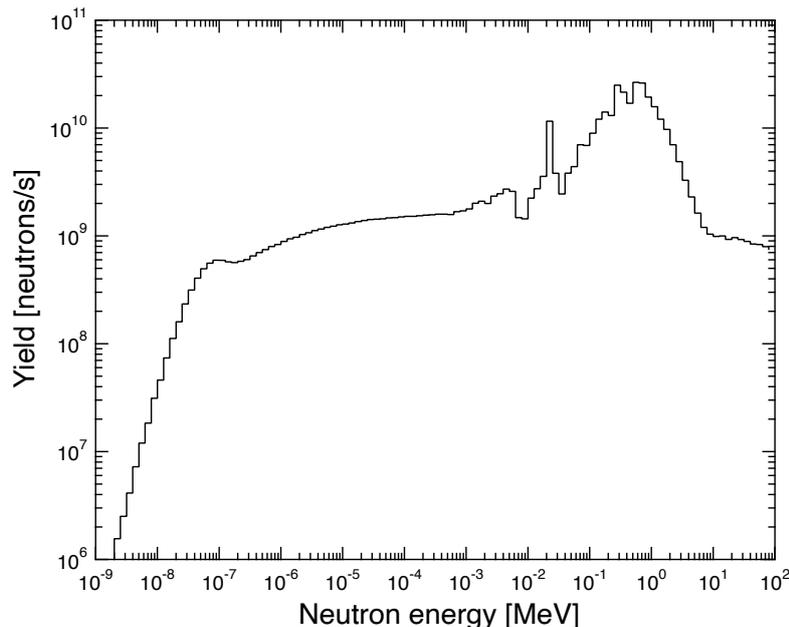


Fig. A8: コンクリート壁への入射中性子量

参考文献

- [1] The Large Hadron Collider, <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [2] J-PARC: Japan proton accelerator research complex, <http://j-parc.jp>.
- [3] SuperKEKB, <https://www-superkekb.kek.jp>.
- [4] A. Ferrari, et al., FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005), CERN-2005-010, SLAC-R-773, INFN-TC-05-11.
- [5] N. V. Mokhov, Recent MARS15 developments: nuclide inventory, DPA and gas production, arXiv preprint arXiv:1202.2383.
- [6] T. Sato, et al., Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02, *J. Nucl. Sci. Technol.* 55 (6) (2018) 684–690.
- [7] H. Nakashima, et al., Radiation safety design for the J-PARC project, *Radiation protection dosimetry* 115 (1-4) (2005) 564–568.
- [8] R. García Alía, et al., Single event effects in high-energy accelerators, *Semiconductor Science and Technology* 32 (3) (2017) 034003.
- [9] www.cern.ch/r2e.
- [10] M. Brugger, Radiation Damage to Electronics at the LHC, *Proc. IPAC'12* 1205201 (2012) 3734–3736.
- [11] K. Satou, et al., Development of wide dynamic range beam loss monitor system for J-PARC main ring, *Journal of Physics: Conference Series* 874 (1) (2017) 012087.
- [12] H. Ikeda, et al., Beam Loss Monitor at SuperKEKB, *Proc. IBIC'14* (2014) 459–462.
- [13] J. O. Johnson, Shielding Design of the Spallation Neutron Source (SNS), ORNL/CP-99909.
- [14] A. Ferrari, P. R. Sala, A new model for hadronic interactions at intermediate-energies for the FLUKA code, *Proc. MC93 Int. Conf. On Monte Carlo Simulation in High Energy and Nuclear Physics* (1994) 277–288.
- [15] S. Mashnik, et al., CEM03 and LAQGSM03—new modeling tools for nuclear appli-

- cations, *Journal of Physics: Conference Series* 41 (1) (2006) 037.
- [16] D. A. Brown, et al., ENDF/B-VIII. 0: the 8th major release of the nuclear reaction data library with CIELO-project cross sections, new standards and thermal scattering data, *Nuclear Data Sheets* 148 (2018) 1–142.
- [17] Y. Nara, et al., Relativistic nuclear collisions at 10A GeV energies from p+ Be to Au+ Au with the hadronic cascade model, *Phys. Rev. C* 61 (2) (1999) 024901.
- [18] A. Boudard, et al., New potentialities of the Liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles, *Phys. Rev. C* 87 (1) (2013) 014606.
- [19] K. Niita, et al., Recent Developments of the PHITS code, *Prog. Nucl. Sci. Technol.* 1 (2011) 1–6.
- [20] K. Shibata, et al., JENDL-4.0: a new library for nuclear science and engineering, *J. Nucl. Sci. Technol.* 48 (1) (2011) 1–30.
- [21] H. Hirayama, et al., The egs5 code system, KEK Report 2005-8, KEK.
- [22] H. Hirayama, T. Sanami, Inter-comparison of particle production, *Proc. SATIF-12* 12 (2015) 242–251.
- [23] B. J. Moyer, Evaluation of shielding required for the improved Bevatron, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-9796.
- [24] H. Iwase, et al., Radiation shielding program BULK-II for proton and carbon accelerator facilities, *Prog. Nucl. Sci. Technol.* 1 (2011) 40–43.
- [25] T. M. Jenkins, Neutron and photon measurements through concrete from a 15 GeV electron beam on a target - Comparison with models and calculations, *Nuclear Instruments and Methods* 159 (2) (1979) 265–288.
- [26] K. Tesch, The Attenuation of the neutron dose equivalent in a labyrinth through an accelerator shielding, *Part. Accel.* 12 (1982) 169–175.
- [27] Y. Uwamino, et al., Measurement and calculation of neutron leakage from a medical electron accelerator, *Medical physics* 13 (3) (1986) 374–384.
- [28] F. Masukawa, et al., Verification of the DUCT-III for calculation of high energy neutron streaming, JAERI-Tech-2003-018.
- [29] G. R. Stevenson, R. Thomas, A simple procedure for the estimation of neutron skyshine from proton accelerators, *Health physics* 46 (1) (1984) 115–122.
- [30] G. Stapleton, et al., Accelerator skyshine: tyger, tyger, burning bright, *Part. Accel.* 44 (1994) 1–15.
- [31] H. W. Patterson, *Accelerator health physics*, Academic Press, New York, 1973.
- [32] www.cern.ch.

- [33] A. Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Phys. Lett. B* 716 (1) (2012) 1–29.
- [34] O. Brüning, L. Rossi, *The High Luminosity Large Hadron Collider: the new machine for illuminating the mysteries of Universe*, Vol. 24, World Scientific, Singapore, 2015.
- [35] K. Roed, et al., An overview of the radiation environment at the LHC in light of the R2E irradiation test activities, *ATS-Note-2011-077*.
- [36] M. Brugger, R2E and Availability, *CERN Yellow Reports* 2 (2015) 149–149.
- [37] K. Hasegawa, et al., Performance and Status of the J-PARC Accelerators, *Proc. IPAC'17 (2017)* 2290–2293.
- [38] T. Koseki, et al., Upgrade plan of J-PARC MR-toward 1.3 MW beam power, *Proc. IPAC'18 (2018)* 966–969.
- [39] K. Akai, et al., SuperKEKB collider, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 907 (2018) 188–199.
- [40] T. Abe, et al., Belle II technical design report, arXiv preprint arXiv:1011.0352.
- [41] Y. Ohnishi, et al., Report on SuperKEKB phase 2 commissioning, *Proc. IPAC'18 (2018)* 1–5.
- [42] K. Furukawa, et al., Progress of 7-GeV SuperKEKB Injector Linac Upgrade and Commissioning, *Proc. IPAC'17 (2017)* 1300–1303.
- [43] J. F. Ziegler, Terrestrial cosmic rays, *IBM journal of research and development* 40 (1) (1996) 19–39.
- [44] R. Baumann, et al., Boron as a primary source of radiation in high density DRAMs, *Proc. Symposium on VLSI Technology. Digest of Technical Papers (1995)* 81–82.
- [45] J. Mekki, et al., A Mixed Field Facility at CERN for Radiation Test: CHARM, *Proc. of RADECS2015 (2015)* 1–4.
- [46] K. Roed, et al., Method for Measuring Mixed Field Radiation Levels Relevant for SEEs at the LHC, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 59 (2012) 1040–1047.
- [47] R. Thomas, G. R. Stevenson, Radiological safety aspects of the operation of proton accelerators, *IAEA Technical Report Series No. 283*.
- [48] W. Gilbert, R. Thomas, Problem of Induced Radioactivity around the 200-BeV Alternating-Gradient Synchrotron, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (1965) 665.
- [49] H. Ikeda, et al., Abort Diagnostics and Analysis during KEKB Operation, *Proc. IBIC'12 (2012)* 477–481.
- [50] M. Yoshimoto, et al., Development of the beam loss monitor for beam halo measurement in the J-PARC RCS, *Proc. IBIC'15 (2015)* 575–579.

- [51] S. Bacher, et al., Performance of the diamond-based beam-loss monitor system of Belle II, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 997 (2021) 165157.
- [52] W. K. H. Panofsky, The Use of a Long Co-axial Ion Chamber Along the Accelerator, SLAC TN-63-57.
- [53] F. Wulf, M. Körfer, Beam Loss and Beam Profile Monitoring with Optical Fibers, *Proc. DIPAC'9* (2009) 411–417.
- [54] A. Thornton, CHARM Facility Test Area Radiation Field Description, Tech. Rep. CERN-ACC-NOTE-2016-0041.
- [55] B. Gkotse, et al., IRRAD: The new 24GeV/c proton irradiation facility at CERN, *Proc. AccAp* (2015) 182–187.
- [56] E. Iliopoulou, et al., Measurements and FLUKA simulations of bismuth and aluminium activation at the CERN Shielding Benchmark Facility (CSBF), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 885 (2018) 79–85.
- [57] V. Agoritsas, Secondary emission chambers for monitoring the CPS ejected beams, CERN-MPS-Int-CO-68-9 (1968) 35.
- [58] A. Curioni, et al., Single-and multi-foils ^{27}Al (p, 3pn) ^{24}Na activation technique for monitoring the intensity of high-energy beams, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 858 (2017) 101–105.
- [59] E. Lee, Study on Neutron Attenuation in Concrete and Steel for Shielding Design of High Energy Hadron Accelerator, PhD Thesis, Kyushu University, 2019.
- [60] R. Froeschl, et al., The CERN high energy accelerator mixed field (CHARM) facility in the CERN PS east experimental area, *Proc. SATIF-12* 12 (2015) 14–25.
- [61] E. Iliopoulou, Commissioning Characterization and Exploitation of the CERN Shielding Benchmark Facility (CSBF), PhD Thesis, Aristotle University, Thessaloniki, 2018.
- [62] K. Ishibashi, et al., Measurement of Neutron-Production Double-Differential Cross Sections for Nuclear Spallation Reaction Induced by 0.8, 1.5 and 3.0 GeV Protons, *J. Nucl. Sci. Technol.* 34 (6) (1997) 529–537.
- [63] T. Sato, et al., Measurement of the neutron spectrum by the irradiation of a 2.04-GeV electron beam into thick targets, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 463 (2001) 299–308.
- [64] T. Sanami, et al., Methodology for the neutron time of flight measurement of 120-GeV proton-induced reactions on a thick copper target, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 274 (2012) 26–35.
- [65] T. Kajimoto, et al., Measurements and parameterization of neutron energy spectra

- from targets bombarded with 120 GeV protons, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 337 (2014) 68–77.
- [66] N. Nakao, et al., Measurement and calculation of high-energy neutron spectra behind shielding at the CERF 120 GeV/c hadron beam facility, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 266 (1) (2008) 93–106.
- [67] S. Taniguchi, et al., Neutron energy and time-of-flight spectra behind the lateral shield of a high energy electron accelerator beam dump. Part I: measurements 503 (3) (2003) 595–605.
- [68] T. Kajimoto, et al., Neutron energy spectrum measurement using an NE213 scintillator at CHARM, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 429 (2018) 27–33.
- [69] N. Nakao, et al., Measurements and Monte Carlo simulations of high-energy neutron streaming through the access maze using activation detectors at 24 GeV/c proton beam facility of CERN/CHARM, *J. Nucl. Sci. Technol.* 58 (8) (2021) 899–907.
- [70] R. B. Firestone, V. S. Shirley, *Table of isotopes*, eighth ed., Wiley, New York, 1998.
- [71] F. Maekawa, et al., Production of a dosimetry cross section set up to 50 MeV, *Proc. 10th Inter. Symp. Reactor Dosimetry (ISR-D-10)* (2001) 417–424.
- [72] F. Maekawa, et al., Analysis of a Neutronic Experiment on a Simulated Mercury Spallation Neutron Target Assembly Bombarded by Giga-Electron-Volt Protons, *Nucl. Sci. Eng.* 150 (2005) 99–108.
- [73] H. Yashima, et al., Spatial distribution measurement of neutrons produced by 120-GeV proton beam in concrete shield, *Prog. Nucl. Sci. Technol.* 3 (2012) 40–43.
- [74] Y. Kasugai, et al., Measurement of high-energy neutron fluxes and spectra around the J-PARC mercury spallation neutron target using multi-foil activation method, *JAEA-Data/Code* 2015–033.
- [75] N. Nakao, et al., Attenuation length of high energy neutrons through a thick concrete shield measured by activation detectors at CHARM, *J. Nucl. Sci. Technol.* 57 (2020) 1022–1034.
- [76] R. Venkataraman, et al., Improved detector response characterization method in ISOCS and LabSOCS, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 264 (2005) 213–219.
- [77] F. Bronson, et al., Validation of the accuracy of the LabSOCS software for mathematical efficiency calibration of Ge detectors for typical laboratory samples, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 255 (2003) 137–141.
- [78] 野口正安, 実験と演習 γ 線スペクトロメトリー実験と演習, 1980, 日刊工業新聞社.
- [79] W. J. Price, *Nuclear radiation detection*, McGraw-Hill, New York, 1964.
- [80] J. R. Lamarsh, *Introduction to nuclear reactor theory*, Vol. 3, Addison-Wesley Read-

- ing, Massachusetts, 1966.
- [81] K. H. Beckurts, K. Wirtz, Neutron physics, Springer Science & Business Media, New York, 2013.
- [82] T. Ishikawa, et al., Thermalization of accelerator-produced neutrons in a concrete room, *Health physics* 60 (2) (1991) 209–221.
- [83] H. Nakashima, et al., Analyses of neutron and gamma ray measurements in a target room of several tens MeV proton facility, *J. Nucl. Sci. Technol.* 37 (sup1) (2000) 192–196.
- [84] S. Wen, et al., Thermal neutron soft error rate for SRAMS in the 90NM–45NM technology range, *Proc. IEEE International Reliability Physics Symposium* (2010) 1036–1039.
- [85] J. L. Autran, et al., Soft-error rate induced by thermal and low energy neutrons in 40 nm srams, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 59 (6) (2012) 2658–2665.
- [86] K. Roed, et al., FLUKA Simulations for SEE Studies of Critical LHC Underground Areas, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 58 (2011) 932–938.
- [87] M. Cecchetto, et al., Thermal Neutron-Induced SEUs in the LHC Accelerator Environment, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 67 (7) (2020) 1412–1420.
- [88] H. Matsumura, et al., Indirect measurement of secondary-particle distributions by an Au activation method at the KEK neutrino target station, *Journal of radioanalytical and nuclear chemistry* 272 (2) (2007) 423–428.
- [89] G. Iwai, et al., KEK Central Computer System (KEKCC), *Proc. ISGC2016* 13 (18).
- [90] K. Roed, et al., FLUKA Simulations for SEE Studies of Critical LHC Underground Areas, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 58 (3) (2011) 932–938.
- [91] G. Spiezia, et al., A New RadMon Version for the LHC and its Injection Lines, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 61 (2014) 3424–3431.
- [92] J. Mekki, et al., CHARM: A mixed field facility at CERN for radiation tests in ground, atmospheric, space and accelerator representative environments, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 63 (4) (2016) 2106–2114.
- [93] R. Froeschl, et al., The CERN high energy accelerator mixed field (CHARM) facility in the CERN PS east experimental area, *Proc. SATIF-12* 12 (2015) 14–25.
- [94] D. Forkel-Wirth, et al., Radiation protection at CERN, *arXiv preprint arXiv:1303.6519*.
- [95] V. Vlachoudis, et al., FLAIR: a powerful but user friendly graphical interface for FLUKA, *Proc. Int. Conf. on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009)*, Saratoga Springs, New York.

- [96] J. B. Cumming, Monitor Reactions for High Energy Proton Beams, *Annual Review of Nuclear Science* 13 (1963) 261–286.
- [97] S. I. Baker, et al., Cu(p, X)²⁴Na cross section from 30 to 800 GeV, *Phys. Rev. C* 43 (1991) 2862–2865.
- [98] A. Ferrari, et al., Monitoring reactions for the calibration of relativistic hadron beams, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 763 (2014) 177–183.
- [99] V. Zerkin, B. Pritychenko, The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 888 (2018) 31–43.
- [100] R. M. Sternheimer, Range-energy relations for protons in Be, C, Al, Cu, Pb, and air, *Physical Review* 115 (1) (1959) 137.
- [101] A. J. Koning, D. Rochman, Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System, *Nuclear Data Sheets* 113 (2012) 2841–2934.
- [102] L. Mokhtari Oranj, et al., Benchmarking FLUKA, PHITS, MCNPX, and MARS15 codes with product yields of ²⁰⁹Bi(p, x) reactions, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 462 (2020) 154–162.
- [103] N. V. Mokhov, Beam halo and scraping, Proc. of 7th ICFA mini-workshop on high intensity and high brightness hadron beams, Interlaken, Wisconsin, United States, 1999.
- [104] J. P. Office, JHF ACCELERATOR DESIGN STUDY REPORT, KEK Report 97-16, JHF-97-10.
- [105] M. Shirakata, et al., New arrangement of collimators of J-PARC main ring, Proc. HB2016 (2016) 543–547.
- [106] K. Nishikawa, et al., Measurement of Radioactivity Produced in Concrete at the J-PARC Accelerator Tunnel, Proc. of the 3rd J-PARC Symposium (J-PARC2019) 011148.
- [107] N. Matsuda, et al., A study on induced activity in the low-activationized concrete for J-PARC, *J. Nucl. Sci. Technol. (Suppl. 4)* 41 (2004) 74–77.
- [108] M. Shirakata, et al., The Magnet Alignment Method for the J-PARC Main Ring, Proc. APAC'7 (2007) 752–754.
- [109] T. Toyama, et al., High power operation and beam instrumentations in J-PARC synchrotrons, Proc. IPAC'13 (2013) 3085–3089.
- [110] K. Masumoto, et al., Measurement of the Spatial Distribution of Neutrons in an Accelerator Room by the Combination of Activation Detectors and an Imaging Plate, *Radiation Safety Management* 1 (1) (2002) 12–16.

- [111] Y. Nakane, et al., Evaluation of radioactivity at accelerator tunnels for high-intensity proton accelerator facility, *J. Nucl. Sci. Technol. (Suppl. 2)* 39 (2002) 1260–1263.
- [112] National Institute of Standards and Technology. Standard Reference Database, <http://www.nist.gov>.
- [113] T. Ishibashi, et al., Movable collimator system for SuperKEKB, *Phys. Rev. Accel. Beams* 23 (5) (2020) 053501.
- [114] T. Nakamura, et al., Data Archiving System in KEKB Accelerators Control System, *Proc. of the 10th ICALEPCS, Geneva* (2005) 1–3.
- [115] K. Iijima, et al., Development of a current-readout type neutron monitor for burst neutron fields, *Prog. Nucl. Sci. Technol.* 1 (2011) 300–303.
- [116] A. Masuda, et al., Demonstration of BSS Unfolding Method for BNCT Neutron Field and Development of New BSS using Li-glass Scintillators coupled with Current-mode-operated PMTs for Intense Neutron Field, *Proc. IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)* (2018) 1–3.
- [117] Y. Suetsugu, et al., SuperKEKB main ring vacuum system status until the end of Phase-2 commissioning, *J. Vac. Sci. Tech. A* 37 (2) (2019) 021602.
- [118] 生出勝宣, KEKB 加速器, *日本物理学会誌* 58 (9) (2003) 662–669.
- [119] Autodesk, FUSION 360, <https://www.autodesk.com/products/fusion-360/>.
- [120] Y. Wu, et al., CAD-based Monte Carlo program for integrated simulation of nuclear system SuperMC, *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015) 161–168.
- [121] D. McGregor, et al., Development of compact high efficiency microstructured semiconductor neutron detectors, *Radiat. Phys. Chem.* 116 (2015) 32–37.
- [122] Radiation Detection Technologies, Inc., <https://www.radectech.com/home>.
- [123] 米内俊祐, 他, 高エネルギー加速器研究機構における黒鉛パイル熱中性子校正場の開発, *保健物理* 37 (2) (2002) 118–127.

本研究に関する主な成果一覧

雑誌投稿

1. T. Oyama, M. Hagiwara, T. Sanami, H. Yashima, N. Nakao, E.J. Lee, E. Iliopoulou, R. Froeschl, A. Infantino, S. Roesler, Measurement and calculation of thermal neutrons induced by the 24 GeV/c proton bombardment of a thick copper target, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 434 (2018) 29 – 36.
2. T. Oyama, M. Hagiwara, H. Nakamura, M. Shirakata, S. Nagaguro, H. Yamazaki, K. Nishikawa, T. Sanami, Thermal neutron profile inside J-PARC main ring tunnel, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 937 (2019) 98 – 106.
3. T. Oyama, H. Iwase, A. Toyoda, N. Yoshihara, T. Sanami, Thermal neutron distribution in the beam line tunnel of the KEK electron/positron injector linac, Progress in Nuclear Science and Technology 6, 181-184 (2019).
4. T. Oyama, S. Nagaguro, M. Hagiwara, H. Nakamura, M. Shirakata, K. Saito, H. Yamazaki, Measurements and Characterization of Air Activation in J-PARC Main Ring, JPS Conf. Proc., 33, 011147 (2021).
5. T. Oyama, T. Sanami, H. Yashima, M. Hagiwara, N. Nakao, A. Infantino, E. Iliopoulou, R. Froeschl, S. Roesler, T. Kajimoto, E. Lee, S. Nagaguro, T. Matsumoto, A. Masuda, Y. Uwamino, Measurements of secondary-particle emissions from copper target bombarded with 24-GeV/c protons, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 990 (2021) 164977.

受賞

1. 日本原子力学会 放射線工学部会賞 奨励賞, 2021年9月.

謝辞

佐波俊哉教授 (KEK 放射線科学センター長) には、「二次粒子場の測定」という本研究テーマに取り組む機会を与えて頂きました。また、本研究の遂行にあたり、研究の方針策定、実験・シミュレーション・データ解析手法、論文作成等の研究全般に対して惜しみないご協力とご指導を頂きました。ここに謹んで心より感謝の意を表します。

波戸芳仁教授 (KEK 共通基盤研究施設長) には、学位取得を奨励して頂き、本学位論文審査の主査としてきめ細やかなご指導とご助言を賜りました。深く感謝申し上げます。

岩瀬広准教授 (KEK 放射線科学センター) には、モンテカルロシミュレーションの習得と本研究への反映に対して大変懇切なご指導を頂き、また日々の議論を通じて知見とアイデアを引き出して頂きました。多くのご支援を頂きましたことを深く感謝致します。

萩原雅之グループリーダー (量子科学技術研究開発機構 次世代放射光施設整備開発センター 基盤技術グループ) には、本研究の実験全般と投稿論文執筆にあたり、多くの御指導を頂きました。本研究の推進に強くご協力頂きましたことを深く感謝申し上げます。

CERN CHARM 施設における実験では、中尾徳晶博士 (清水建設株式会社 技術研究所) に貴重な実験機会と放射化検出器をご提供頂きました。八島浩助教 (京都大学 複合原子力科学研究所) には、核破碎核種の放射能測定に関する技術をご教授頂きました。また、Robert Froeschl 博士、Elpida Iliopoulou 博士、Angelo Infantino 博士を始めとする CERN Radiation Protection グループスタッフの方々には、実験のマネジメントと現地での生活において様々なご支援を頂きました。他、CERN CHARM 実験では多くの関係者の皆様のご協力を賜りましたことを御礼申し上げます。

J-PARC における実験では、中村一主任技師 (J-PARC センター 放射線管理セクション) に実験実施に多大なご協力を頂くとともに、実験後の論文投稿では論点整理を含めて大変懇切なご指導を頂きました。豊田晃弘技師 (KEK 放射線科学センター) には、イメージングプレートによる放射化箔の測定方法をご指導頂きました。白形政司教授 (J-PARC センター 加速器第5及び第6セクション) には MR のモンテカルロ計算体系や実験時の加速器パラメータをご提供頂きました。長畔誠司技師 (KEK 放射線科学センター) には金箔試料の製作や放射能測定等の一連の作業をサポートして頂きました。他、J-PARC センター放射線管理セクション

の皆様には、管理区域作業計画の立案、放射化箔の取り扱い、放射能測定作業のサポート等の研究遂行に関する多くのご支援を頂きましたことを御礼申し上げます。

SuperKEKB における実験では、飯島和彦技術副主幹 (KEK 放射線科学センター) に加速器施設における中性子モニタリング技術をご教授頂いたほか、広大なトンネル室における実験実施を全面的にサポートして頂きました。また、照井真司技師 (KEK 加速器研究施設) には、SuperKEKB コリメータの装置仕様をご提供頂きました。他、SuperKEKB コミッショニンググループの皆様、東京ニュークリア・サービス株式会社の皆様のご協力に感謝を申し上げます。

最後に、KEK 放射線管理室の皆様には、放射線管理業務の一端として私が本研究に取り組むことをご理解頂き、多くのお力添えを賜りました。ここに、深く感謝致します。

2022 年 3 月 14 日 大山 隆弘