

広範なエネルギーをもつ中性子の
先端計測技術に関する研究
Studies on advanced measurement techniques
for wide-energy range neutrons

2017年12月

増田 明彦
Akihiko MASUDA

広範なエネルギーをもつ中性子の
先端計測技術に関する研究
Studies on advanced measurement techniques
for wide-energy range neutrons

2017年12月

早稲田大学大学院 先進理工学研究科

増田 明彦

Akihiko MASUDA

目次

1. 序論	1
1.1. 研究背景.....	1
1.2. 本研究の目的.....	10
2. ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子スペクトルの解明.....	13
2.1. 実験施設概要.....	13
2.2. 準単色高エネルギー中性子の発生.....	14
2.3. ビームチョッパーを用いたシングルパルスビームによる中性子生成.....	15
2.4. 有機液体シンチレーターBC501A 検出器による TOF 測定.....	17
2.4.1. 有機液体シンチレーターBC501A 検出器.....	17
2.4.2. BC501A 検出器の応答関数.....	18
2.4.3. 電荷積分法による PSD	19
2.4.4. 立ち上がり時間測定法による PSD	21
2.4.5. BC501A 検出器による高エネルギー中性子場の TOF 測定	24
2.4.6. BC501A 検出器による TOF 測定のエネルギー分解能評価	28
2.5. ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターGS20 検出器による TOF 測定	29
2.5.1. ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターGS20 検出器.....	29
2.5.2. GS20 検出器の応答関数.....	30
2.5.3. GS20 検出器による高エネルギー中性子場の TOF 測定	34
2.5.4. GS20 検出器による TOF スペクトル測定のエネルギー分解能評価.....	36
2.6. TOF 法によって得られた準単色高エネルギー中性子スペクトラルフルエンス ..	37
2.7. TOF 法で得られた中性子スペクトルに対する検証と考察.....	38
2.7.1. コリメーターとの相互作用の影響の検証	38
2.7.2. 時間に依存しない中性子信号の検証.....	41
2.8. まとめと今後の展望.....	42
3. 準単色高エネルギー中性子に対する 2 角度差分法を用いた検出器特性評価法の検証	44
3.1. 実験施設概要.....	44
3.2. 2 角度差分法による中性子検出器の特性評価	45
3.3. ボナー球検出器.....	45
3.4. 高エネルギー中性子場におけるボナー球検出器の信号処理.....	50
3.5. 疑似単色中性子スペクトルの導出.....	53
3.6. 96 MeV から 387 MeV までの実験結果と考察	57
3.6.1. 応答測定結果	57
3.6.2. 小径の HDPE 製ボナー球検出器における不一致の考察.....	60

3.6.3.	金属層入りボナー球検出器における不一致の考察.....	62
3.7.	まとめと今後の展望.....	66
4.	加速器駆動医療用中性子源の特性評価.....	67
4.1.	実験施設概要.....	67
4.2.	ボナー球スペクトロメーターによるアンフォールディング法.....	69
4.3.	BNCT 中性子測定に使用した BSS	71
4.4.	中性子源評価に適した測定地点の選定	73
4.5.	iBNCT 施設における測定	74
4.6.	測定データの解析と結果	78
4.6.1.	BSS 計数結果とパルス中性子源測定における dead time 補正.....	78
4.6.2.	アンフォールディングによる中性子スペクトラルフルエンスの導出と考察	81
4.7.	アンフォールディング結果に対する考察.....	82
4.8.	ビームポートにおける中性子の評価	83
4.9.	まとめと今後の展望.....	85
5.	核燃料減速スペクトル基準場の構築	87
5.1.	重水減速 ^{252}Cf 中性子場.....	87
5.2.	重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリの設計と構築	89
5.3.	モンテカルロ計算による中性子スペクトラルフルエンスの評価	91
5.4.	中性子源アセンブリの構造に起因する不確かさの評価.....	93
5.5.	シャドーコーン法	98
5.6.	重水減速 ^{252}Cf 中性子用シャドーコーンの最適設計.....	101
5.7.	中性子フルエンスの測定	105
5.8.	中性子エネルギー分布の評価.....	106
5.9.	中性子サーベイメーター評価への応用試験	109
5.9.1.	測定した中性子サーベイメーター	109
5.9.2.	シャドーコーン法の最適化	110
5.9.3.	応答測定結果	112
5.10.	まとめ.....	113
6.	全体のまとめ.....	114
	参考文献	117
	研究業績書.....	125
	謝辞.....	128

目次

図 1.1	中性子フルエンス測定技術の課題.....	2
図 1.2	宇宙線に起因する中性子の発生	3
図 1.3	高エネルギー中性子による半導体デバイス内での電荷生成.....	3
図 1.4	PRT の測定原理	4
図 1.5	PRT 検出器.....	5
図 1.6	TOF 法による中性子エネルギー測定の原理	6
図 1.7	準単色高エネルギー中性子スペクトルの概形.....	6
図 1.8	BNCT の原理	7
図 1.9	$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応の断面積	8
図 1.10	核燃料施設作業エリアへの中性子の到達経路.....	9
図 1.11	$^7\text{Li}(p,n)$ 反応高エネルギー中性子の角度依存特性の利用	11
図 2.1	TIARA の LC0 準単色中性子ビームライン	13
図 2.2	TIARA LC0 中性子ビームラインの構造.....	14
図 2.3	ターゲットホルダー	14
図 2.4	調整中の陽子ビームプロファイル	15
図 2.5	デフレクターでのマルチターンビーム取り出し	16
図 2.6	マルチターン取り出し回数の抑制	16
図 2.7	S チョッパー通過後のビーム時間構造.....	17
図 2.8	BC501A 検出器の外観.....	18
図 2.9	BC501A 検出器の応答計算体系.....	19
図 2.10	BC501A 検出器の応答関数.....	19
図 2.11	電荷積分法による PSD の原理.....	20
図 2.12	電荷積分法による PSD の測定回路	21
図 2.13	電荷積分法による PSD の 2 次元分布.....	21
図 2.14	立ち上がり時間測定法による PSD の原理	22
図 2.15	立ち上がり時間測定法による PSD の測定回路	23
図 2.16	立ち上がり時間測定法による PSD の 2 次元分布	23
図 2.17	BC501A 検出器による TOF 測定の様子.....	25
図 2.18	BC501A 検出器による TOF 測定の回路.....	25
図 2.19	PSD 信号分布の TOF ADC チャンネル依存性.....	26
図 2.20	BC501A 検出器で取得した中性子 TOF スペクトル	27
図 2.21	BC501A 検出器を用いた TOF 法で得られた中性子スペクトラルフルエンス	28

図 2.22	BC501A 検出器による TOF 法のエネルギー分解能.....	29
図 2.23	GS20 検出器の外観.....	30
図 2.24	GS20 検出器の応答計算体系.....	31
図 2.25	GS20 検出器の 144 keV 中性子応答測定体系.....	31
図 2.26	GS20 検出器の 144 keV 中性子場に対する波高スペクトルとガンマ線信号補正	32
図 2.27	GS20 検出器の PMT 接続部周辺の構造.....	32
図 2.28	GS20 検出器の周辺構造を含めた応答計算体系.....	33
図 2.29	GS20 検出器の応答関数.....	33
図 2.30	GS20 による TOF 測定の様子.....	34
図 2.31	GS20 検出器による TOF 測定回路.....	35
図 2.32	GS20 検出器で取得した中性子 TOF スペクトル.....	35
図 2.33	GS20 検出器を用いた TOF 法で得られた中性子スペクトラルフルエンス	36
図 2.34	GS20 検出器による TOF 法のエネルギー分解能.....	37
図 2.35	TOF 法で得られた 45 MeV 準単色高エネルギー中性子場の中性子スペクトラ ルフルエンス.....	38
図 2.36	コリメーター影響評価のモンテカルロ計算体系.....	39
図 2.37	コリメーター通過前後の中性子エネルギー分布のモンテカルロ計算結果..	40
図 2.38	コリメーター通過による中性子エネルギー分布変化量の評価結果.....	40
図 2.39	室内散乱中性子評価のためのモンテカルロ計算体系.....	41
図 2.40	測定地点に飛来する全中性子の時間分布のシミュレーション結果.....	42
図 3.1	RCNP のターゲットスウィンガー施設と 2 角度差分測定体系.....	44
図 3.2	ボナー球検出器の構造と検出機構.....	46
図 3.3	球形 ^3He 比例計数管 SP9 とアタッチメント.....	46
図 3.4	ボナー球検出器の SP9 挿入構造.....	47
図 3.5	高エネルギー中性子向けの金属層を含むボナー球検出器.....	48
図 3.6	ボナー球検出器の応答計算体系.....	49
図 3.7	RCNP 実験で使用したボナー球検出器の応答関数.....	50
図 3.8	熱中性子場で観測される ^3He 比例計数管の波高スペクトル.....	52
図 3.9	高エネルギー中性子場で観測される ^3He 比例計数管の波高スペクトル.....	52
図 3.10	高エネルギー中性子場における ^3He 比例計数管の波高スペクトルに対するフ ィッティング処理.....	53
図 3.11	試行した連続中性子の差し引き手法.....	54
図 3.12	連続中性子差し引き手法比較の結果 (244 MeV).....	56
図 3.13	連続中性子差し引き手法比較の結果 (387 MeV).....	56
図 3.14	TOF 法で測定された中性子スペクトラルフルエンスと 2 角度差分法による疑	

似単色中性子スペクトル。	58
図 3.15 2 角度差分法によるボナー球検出器の応答測定結果と計算値の比	59
図 3.16 θ 測定における 0° 中性子による影響評価のためのモンテカルロ計算体系...	61
図 3.17 θ 測定において 0° 中性子が測定地点に与える中性子フルエンスのモンテカルロ計算結果.....	62
図 3.18 金属層入りボナー球検出器の応答測定結果の対計算値比とエネルギーの関係	63
図 3.19 鉛の(n,xn)反応断面積のライブラリ依存性	64
図 3.20 銅の(n,xn)反応断面積のライブラリ依存性	65
図 4.1 iBNCT 施設の治療室.....	68
図 4.2 iBNCT 加速器中性子源と治療室の構造.....	68
図 4.3 産総研の BSS 用 HDPE 減速材.....	72
図 4.4 iBNCT 測定に用いるボナー検出器候補群の応答関数.....	72
図 4.5 中性子ビーム軸上の中性子スペクトラルフルエンスのモンテカルロ計算結果	74
図 4.6 ビームポートに設置した中性子収量モニター検出器.....	75
図 4.7 実験中の中性子生成安定性.....	76
図 4.8 ボナー球検出器による測定.....	77
図 4.9 ボナー球検出器の測定回路系	77
図 4.10 ボナー検出器の前置増幅器出力信号波形.....	78
図 4.11 1 m 位置における BSS 測定の計数結果	80
図 4.12 2 m 位置における BSS 測定の計数結果.....	80
図 4.13 1 m 位置におけるアンフォールディング結果とモンテカルロ計算との比較	81
図 4.14 2 m 位置におけるアンフォールディング結果とモンテカルロ計算との比較	82
図 4.15 実験結果から推定されたビームポートにおける中性子スペクトラルフルエンス	84
図 5.1 水素と重水素の中性子弾性散乱断面積及び中性子吸収断面積の比較.....	88
図 5.2 ^{113}Cd の中性子吸収断面積	88
図 5.3 重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリ	90
図 5.4 作成した重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリの構造.....	90
図 5.5 産総研中性子実験室での照射実験体系.....	91
図 5.6 モンテカルロ計算における中性子源アセンブリ体系.....	92
図 5.7 重水減速 ^{252}Cf 中性子スペクトラルフルエンスのモンテカルロ計算結果	93
図 5.8 カドミウムカバー厚さに対する中性子エネルギー分布変化	94

図 5.9	カドミウム厚さによる影響評価	94
図 5.10	重水容器の厚さによる影響評価	95
図 5.11	重水減速 ^{252}Cf 中性子場における座標設定	96
図 5.12	線源位置 (x 軸) の変動による影響評価	96
図 5.13	線源位置 (z 軸) の変動による影響評価	97
図 5.14	線源位置 (y 軸) の変動による影響評価	97
図 5.15	シャドーコーン法による室内散乱中性子測定	99
図 5.16	ISO 8529-2:2000 で推奨されているシャドーコーンの構造	99
図 5.17	シャドーコーン法の問題 1	100
図 5.18	シャドーコーン法の問題 2	100
図 5.19	シャドーコーン法の問題 3	100
図 5.20	シャドーコーン遮蔽能力のモンテカルロ計算体系	103
図 5.21	重水減速 ^{252}Cf 中性子に対するシャドーコーンの遮蔽能力計算結果	103
図 5.22	シャドーコーン透過線量評価の結果	104
図 5.23	重水減速 ^{252}Cf 中性子用シャドーコーンの設計	104
図 5.24	6 インチボナー球検出器による中性子フルエンス測定	105
図 5.25	BSS 測定におけるオーバーシャドー	106
図 5.26	BSS による測定の計数結果	107
図 5.27	BSS アンフォールディングによる中性子スペクトラルフルエンス測定結果	108
図 5.28	BSS 測定における推定計数と実験値の比較	108
図 5.29	中性子モニター 2222A-He-3	109
図 5.30	中性子レムカウンター NSN2	109
図 5.31	シャドーコーン法で遮蔽する領域の考察	110
図 5.32	実用中性子検出器に対するオフセットシャドーコーン設置	111
図 5.33	シャドーコーン設置方針の違いの応答測定への影響評価	111
図 5.34	中性子エネルギー分布の異なる中性子基準場に対する NSN2 の応答測定結果	112
図 5.35	中性子エネルギー分布の異なる中性子基準場に対する 2222A-He-3 の応答測定結果	113

1. 序論

1.1. 研究背景

中性子は、大変多くの分野で積極的に活用されている放射線の一種である。原子力発電では、中性子が核燃料からエネルギーを取り出すための核分裂反応の役割を担っている。中性子を用いた非破壊計測では、従来から活用されてきた光子とは異なる中性子の性質を利用したイメージング技術、分析技術が研究され、工業製品の開発や検査のみならず、科学研究への活用や材料開発、インフラ診断等への応用も進められている。また、長年基礎的な研究が行われてきた中性子を利用したがん治療法であるホウ素中性子捕捉療法（boron neutron capture therapy、BNCT）も急激な普及が見込まれている。このような中性子利用分野では、原子炉、放射性同位元素、加速器を用いて意図的に中性子が発生させられる。自然界にも宇宙線に起因する中性子が存在しており、それ自体が宇宙を対象とした科学研究の対象となるだけでなく、宇宙探査のプロブとしても活用されるなどしている。このように、中性子は学術、産業、医療等の幅広い分野で利活用されているが、その一方で、人体や各種機器にネガティブな影響を与えるという側面もあり、その評価と対策も必要とされている。人工的に中性子を発生させる施設の内外において、業務従事者や周辺住民等の線量管理が必要であることは論を俟たないが、近年は宇宙線に起因する高エネルギー中性子による航空宇宙分野での線量管理や、微細化が進んだ半導体デバイスに高エネルギー中性子が及ぼす影響についても評価と対策が必要とされている。

中性子を積極的に利用するためにも、また影響を適切に評価し対策を講じるためにも、目に見えない中性子を正確に計測することがきわめて重要である。最も基本的な計測対象は、中性子の絶対量である中性子フルエンスである。中性子フルエンスは 1 cm^2 の面積を通過する中性子の数で定義され、 cm^{-2} の単位を持つ量である。また、この中性子フルエンスのエネルギー分布は中性子スペクトラルフルエンスとして表される。中性子の性質はそのエネルギーによって大きく異なるため、中性子を計測する際には中性子エネルギーに応じた検出器を用いる必要がある。さらに、必要に応じて、その中性子エネルギー分布に適した検出器の開発が求められる。その上で、その中性子検出器の中性子検出効率（応答）のエネルギー依存性、すなわち応答関数の評価が強く求められる。この評価には一般的にモンテカルロ計算によるシミュレーションが利用されるが、実験的には離散的なエネルギーを持つ中性子による基準照射実験で検証することができる。実験を行う単色中性子場については、その基準中性子フルエンスに加え、厳密なエネルギー分布や混在する目的外中性子の情報などの特性に対する詳細な理解が不可欠である。中性子エネルギーを基準にこれまでに開発されてきた中性子フルエンスの精密評価技術を概観したものが図 1.1 である。近年の動向に鑑みて、当該技術の課題は、高エネルギー領域への拡張と、現場中性子エネルギー分布への適応化に大別することができる。

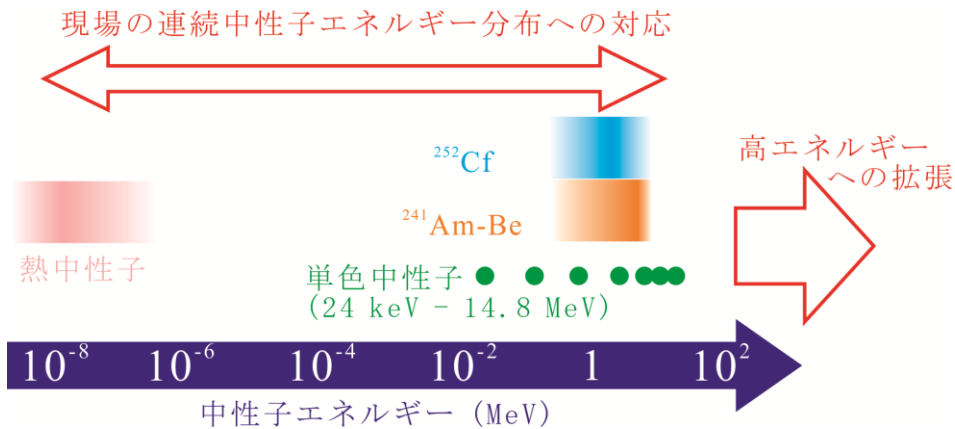


図 1.1 中性子フルエンス測定技術の課題

中性子フルエンス精密計測技術の高エネルギー領域への拡張は、高エネルギー加速器施設内外の線量管理、宇宙線起因の高エネルギー中性子に対する航空宇宙分野での線量管理、あるいは同じく宇宙線起因の高エネルギー中性子に対する半導体デバイスへの影響評価などの分野で必要とされている。近年、J-PARC 等に見られるように加速器の高エネルギー化が進んでおり、意図的もしくは副次的に発生させられる中性子に対する施設内外の線量管理及び放射線防護の観点では、数十 MeV～GeV 領域にまで及ぶ高エネルギー中性子の精密測定技術・検出器応答評価技術が必要とされるようになった。粒子線治療や製薬のためのサイクロtron施設等でも同様の技術が必要とされている。また、図 1.2 に示すように、高エネルギー宇宙線が大气原子核と相互作用することで二次放射線を発生させる空気シャワーと呼ばれる現象による中性子も同様のエネルギー領域の高エネルギー中性子である。高高度を飛行する国際線航空機においては、日本と米国を定期的に往復する航空機乗務員の被ばく線量は年間で数 mSv であると評価されるなど、一般公衆の年間被ばく線量限度を大きく上回ることもあり、航空宇宙分野で働く労働者の線量管理が求められている。このような用途に使われる中性子検出器類の応答特性はモンテカルロ計算で評価される [1]が、中性子の発生に大型のサイクロtron施設が必要となる 20 MeV 以上の高エネルギー中性子に関しては断面積データや計算モデルの精度が十分ではないために計算環境等によるばらつきも大きく、高度な高エネルギー中性子測定技術に基づいた実験的な評価が求められる。さらに、半導体分野では中性子が図 1.3 のように半導体デバイス内で核反応を起こし、生じた電荷によって誤動作が誘発されるシングルイベントアップセット (SEU、ソフトエラーとも呼ばれる) [2]が知られており、半導体メーカー等の努力により対策がとられてきたが、半導体の微細化・低動作電圧化に伴い、わずかな影響でも誤動作を誘発する傾向が強くなってきている。宇宙線起因の中性子が多く存在する航空宇宙分野で用いられる半導体デバイスはもちろん、地上であってもサーバー設備や輸送機関などの重要インフラで使用される半導体デバイスを中心に宇宙線起因の高エネルギー中性子に対する SEU 耐性

の評価が必要とされており、この試験に用いる中性子場を評価するためにも高エネルギー中性子の高精度な測定技術が必要とされている。

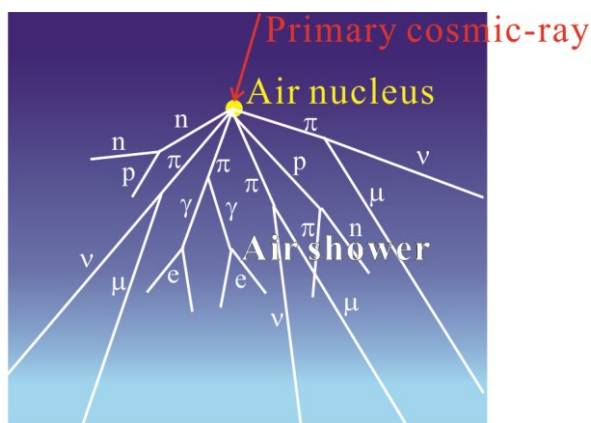


図 1.2 宇宙線に起因する中性子の発生

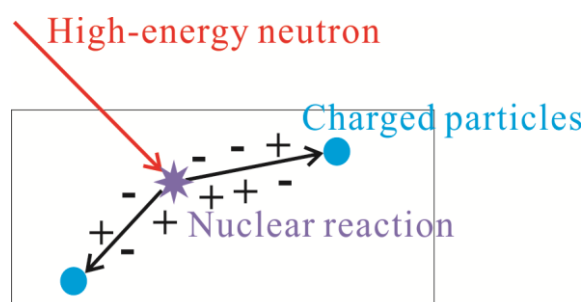


図 1.3 高エネルギー中性子による半導体デバイス内での電荷生成

このような数十 MeV から GeV 領域にわたる高エネルギー中性子を測定するための中性子検出器の特性評価や半導体デバイスの照射試験等を行うために、サイクロトロンで加速した陽子ビームを ${}^7\text{Li}$ ターゲットに照射することで高エネルギー中性子を発生させることができる施設が世界各地に整備されている [3] [4]。日本では量子科学技術研究開発機構 高崎量子応用研究所のイオン照射研究施設 (Takasaki Ion Accelerators for Advanced Radiation Application、TIARA) [5]、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 (Cyclotron and Radioisotope Center、CYRIC)、大阪大学の核物理研究センター (Research Center for Nuclear Physics、RCNP) [6]、海外ではスウェーデン・Uppsala 大学の The Svedberg Laboratory (TSL) [7]、スイス・Paul Scherrer Institut (PSI)、ベルギー・Louvain 大学(UCL)の

Cyclotron Resource Centre (CRC) [8]、南アフリカ・iThemba Laboratory for Accelerator Based Sciences (iThemba LABS) [9] [10]、チェコ・Nuclear Physics Institute (NPI) [11]等がある。これらの施設では生成中性子の量やエネルギーの計測が行われ、中性子検出器の特性評価への応用研究が行われてきた [3]。その過程で、測定地点における中性子フルエンスの精密測定や、MeV 領域以上のエネルギーの中性子スペクトラルフルエンス測定の手法が確立されてきた。

中性子フルエンスの精密測定では、反跳陽子テレスコープ (proton recoil telescope、PRT) が用いられる [12] [13] [14]。この原理は、図 1.4 に示すように、測定対象となる中性子ビーム中に水素を含有するラジエーターを設置し、中性子との弾性散乱により放出された反跳陽子を検出するというものである。ラジエーターには高密度ポリエチレンが、反跳陽子検出器には有機液体シンチレーターや半導体検出器が用いられるのが一般的である。反跳陽子検出器は、高エネルギー中性子ビームの直接照射による損傷を避けるために中性子ビームの外に設置する。中性子検出器としての検出効率は、中性子とラジエーター中の水素との弾性散乱断面積、反跳陽子が反跳陽子検出器に入射するまでの幾何学的条件、反跳陽子検出器の検出効率によって求まる。中性子フルエンスの測定にこの手法が用いられるのは、中性子と水素の弾性散乱断面積が、他の物質との相互作用のそれに比べ高エネルギー領域まで比較的精度良く求められデータベース化されているためである。産総研では、図 1.5 に示す PRT を用いている。反跳陽子検出器は半導体検出器と有機液体シンチレーターからなっており、反跳陽子は前方の半導体検出器で一部エネルギーを付与し検出されたのちに後方の有機液体シンチレーターで検出される。エネルギー付与の観点から前方の検出器を ΔE 検出器、後方の検出器を E 検出器と呼び、 ΔE 検出器と E 検出器の同時計数を取ることによって反跳陽子のみを観測することができる。

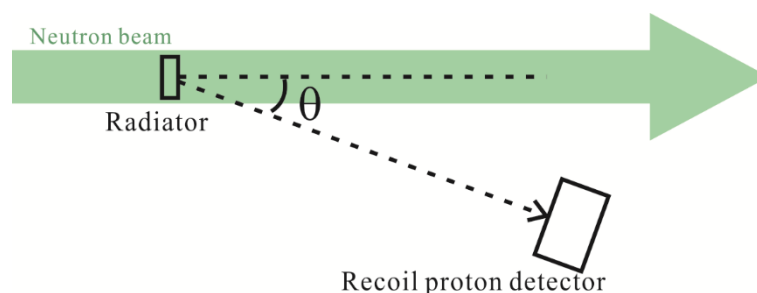


図 1.4 PRT の測定原理

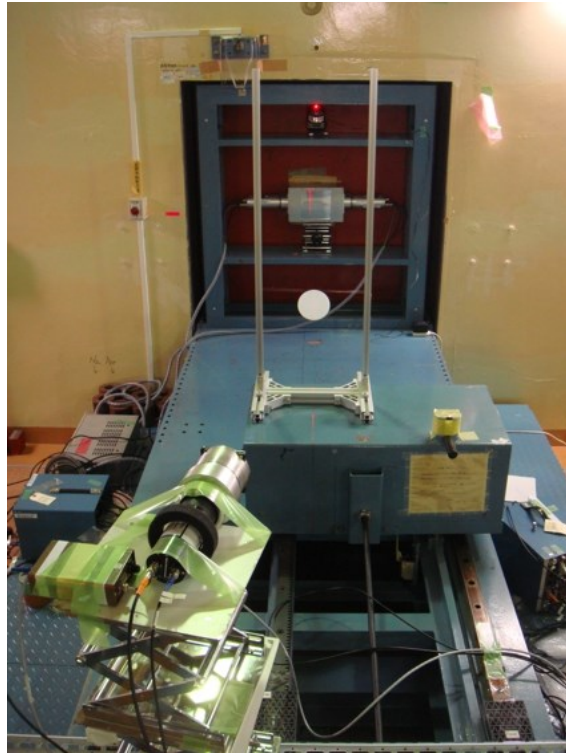


図 1.5 PRT 検出器

一方、スペクトラルフルエンスの測定には、中性子飛行時間法（TOF 法）が用いられてきた。その原理は、図 1.6 に示すように、パルス状の中性子が発生してから検出されるまでに飛行する距離と時間の関係からエネルギーを導出するというものである。検出器としては、高エネルギー中性子に有感で、その応答関数の評価も確立している [15] [16]有機液体シンチレーターが用いられる。このような測定によって得られる中性子スペクトラルフルエンスは準単色中性子スペクトルと呼ばれ、概ね図 1.7 に示すようなエネルギー分布をしており、高エネルギー単色ピーク中性子に加えて低エネルギー領域まで続く連続中性子を含んでいる。連続中性子の起源については、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^3\text{He}\alpha$ 反応等による 3 体問題の breakup 過程などで部分的に説明が試みられている [12]ものの、完全な理論的予測はなされていないのが現状である。通常、中性子検出器の特性評価を行う場合には特定のエネルギーの単色中性子に対する応答評価を目的とするため、このような準単色高エネルギー中性子場で実験を行う場合には連続中性子による影響を考慮する必要があり、長年実用上の課題となっていた。

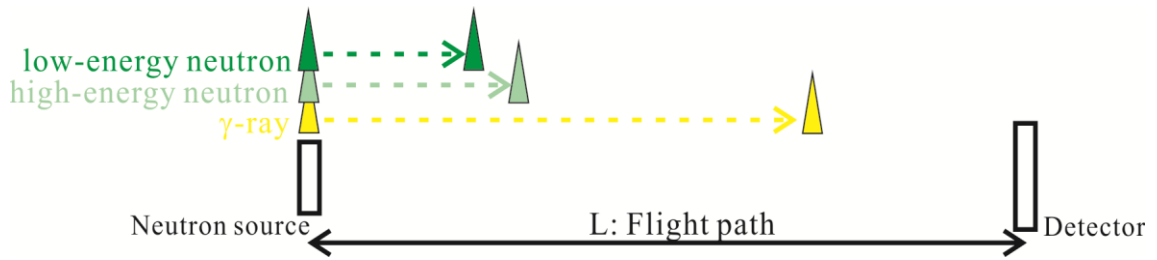


図 1.6 TOF 法による中性子エネルギー測定の実理

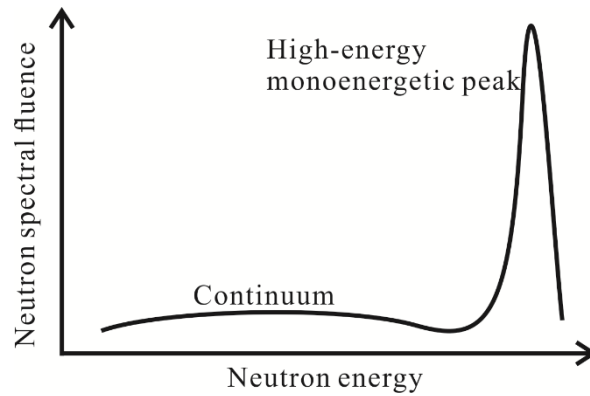


図 1.7 準単色高エネルギー中性子スペクトルの概形

中性子フルエンス精密計測技術の中性子利用現場への適応化は、中性子ビームを用いたがん治療や、核燃料関連施設の放射線防護の分野で必要とされている。主にイオンビームを用いた核反応で生成される単色あるいは準単色中性子は、計算で求められた検出器の応答関数を離散点で検証するために大変有用であるが、一方で、実際に中性子検出器が使われる中性子利用現場では中性子のエネルギーが広い領域に連続分布しているのが一般的である。本研究の後半では、意図して一定のエネルギー分布を持つ中性子を発生させる場合と、放射線防護上の措置を講じた結果として中性子のエネルギー分布が広がっている例との大きく二つの例に着目する。

一つめは、BNCT のための加速器中性子源である。BNCT は中性子を用いたがん治療法で、がん細胞に選択的に取り込まれるよう設計された ^{10}B を含む薬剤 (^{10}B 薬剤) を投与し、患部に中性子ビームを照射すると、図 1.8 に示すようにがん細胞中で $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反応が起こり、放出された α 粒子 (^4He) と ^7Li ががん細胞を破壊するというものである。発生した α 粒子および ^7Li は極めて高 LET な放射線であり、細胞中での飛程はそれぞれ約 $5\ \mu\text{m}$ および約 $10\ \mu\text{m}$ 程度と、がん細胞の大きさ ($10\ \mu\text{m}$ 程度) と同程度以下であるため、 ^{10}B 薬剤が取り

込まれたがん細胞を選択的に死滅させることができる。図 1.9 に $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応の断面積を示す。中性子のエネルギーが低いほど断面積が大きいため、照射された中性子は目的のがん部分において室温程度にまで減速しきった熱中性子であることが理想的である。皮膚表面のがんに対しては直接熱中性子を照射するのが理想的であるが、深部のがんに対しては体外から熱外中性子を照射し、その結果としてがんの周辺で平坦な熱中性子を得ることが望まれている。BNCT にはまだ様々な課題があるが、その中でも中性子源の開発はその根本に係わる大きなテーマである。初期の BNCT は原子炉中性子源を用いて開発され、以降様々な研究開発が行われてきた [17] [18] が、原子炉は大規模な施設であり多くの治療拠点の建設が難しく、施設の維持・運用自体にも大変な労力とコストを伴うため、近年は加速器中性子源への転換 [19] [20] が注目されており、国内外で多くのグループが開発に取り組んでいる。加速器 BNCT 中性子源は黎明期であり、各グループが様々な利点を追求して多種多様な中性子発生方式を採用している [21]。表 1.1 にいくつかのグループが開発中の加速器 BNCT 用中性子源の中性子発生方式を示す。イオンビームを加速してターゲット物質に照射し、核反応で発生した速中性子を減速材等でエネルギー変調しているという点はすべての施設で共通しているが、イオンビームのエネルギー、ターゲット物質とその状態、減速材の材質や形状等は多様であり、これらの組み合わせに依存する中性子エネルギー分布もまた多様である。中性子エネルギー分布や強度はモンテカルロ計算を用いて評価されているが、減速材やコリメーター等の周辺機構も含めて中性子源全体の完全な再現は難しい。計算に用いる断面積データ等にも有限の精度があり、完全な予想は不可能である。そのため、モンテカルロ計算とあわせて実験的な測定による検証を行うことが必要とされている。

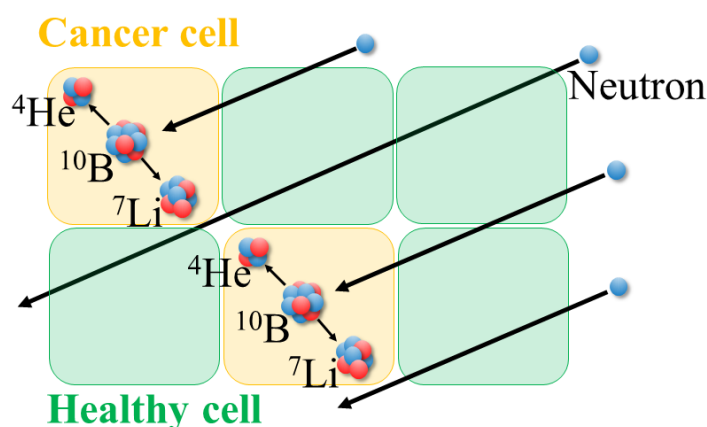


図 1.8 BNCT の原理

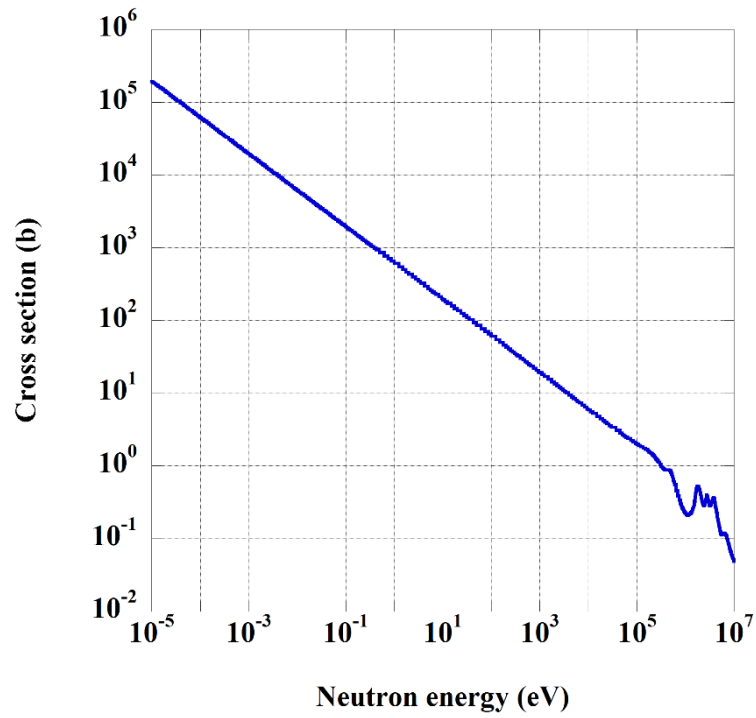


図 1.9 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応の断面積

表 1.1 BNCT 加速器中性子源の中性子発生方式の例

Type	Ion beam		Target	Reaction	Moderator
	Energy (Accelerator)				
p^+	30 MeV (Cyclotron)		Be	$^9\text{Be}(p,n)$	CaF_2
p^+	8 MeV (Linac)		Be	$^9\text{Be}(p,n)$	MgF_2
p^+	2.5 MeV (Linac)		Li (solid)	$^7\text{Li}(p,n)$	MgF_2
p^+	2.8 MeV (Dynamitron)		Li (solid)	$^7\text{Li}(p,n)$	MgF_2
p^+	4 MeV (Linac)		Li (liq.)	$^7\text{Li}(p,n)$	Polyethylene

二つめは、核燃料施設で作業員等が立ち入る現場に存在する中性子である。再処理工場などの核燃料施設では、保管されている核燃料や、運転中に工程ラインを流れ、メンテナンス等の停止中であっても配管や装置類に付着している核燃料物質から、自発核分裂による中性子が放出される。この中性子のエネルギー分布は同じ自発核分裂で中性子を放出する ^{252}Cf 線源の中性子エネルギー分布と同等であるが、通常作業員等が立ち入る可能性がある作業場では核燃料が存在する場所との間に遮蔽が設けられており、作業員等が被ばくするのは遮蔽を透過した中性子である [22]。遮蔽体を通じた中性子のエネルギー分布は元の核分裂スペクトルから低エネルギー側に広げられており、 ^{252}Cf 線源の中性子スペクトルとは大きく異なる。

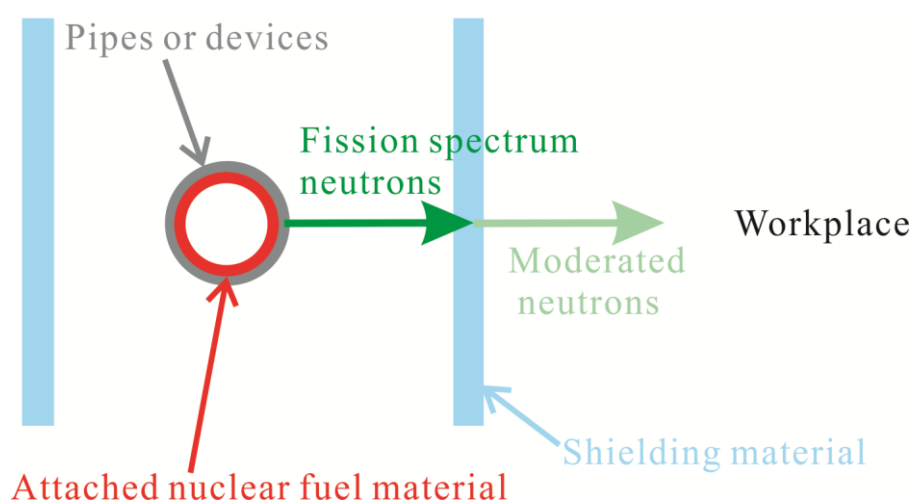


図 1.10 核燃料施設作業エリアへの中性子の到達経路

作業場における中性子線量当量 D は、現場の中性子スペクトラルフルエンス $\phi(E)$ と中性子フルエンスあたりの生物効果の度合いのエネルギー依存性を示す中性子フルエンスー中性子線量当量換算係数 $h_\phi(E)$ を用いて

$$D = \int_E h_\phi(E) \phi(E) dE \quad \text{式 1.1}$$

と表せ、もし中性子検出器の応答関数 $R(E)$ が $h_\phi(E)$ に比例定数 k で比例していれば

$$R(E) = kh_\phi(E) \quad \text{式 1.2}$$

として、

$$D = \int_E h_\phi(E)\phi(E)dE = \frac{1}{k} \int_E R(E)\phi(E)dE = \frac{N}{k} \quad \text{式 1.3}$$

と表せ、利用現場の中性子エネルギー分布を考慮せずに使用することができる。ここで

$$N = \int_E R(E)\phi(E)dE \quad \text{式 1.4}$$

は検出器の計数である。しかし、中性子サーベイメーターの中には内部構造を工夫することで応答関数を中性子フルエンス-中性子線量当量換算係数と相似形に近くなるように工夫を試みているものも開発されてはいる [23]が、完全に相似形を実現する検出器は未だ開発されていない。構造に制約の多い中性子個人線量計ではより状況は悪い。そのため、校正用に広く用いられている $^{241}\text{Am-Be}$ または ^{252}Cf 中性子源 [24]で応答を評価した中性子サーベイメーターや中性子線量計といった検出器をそのまま用いた場合にはその表示値が実際の中性子線量当量と大きく異なることがある。線量を過小に評価した場合には安全上の問題が生じる。過大に評価した場合には、作業員の作業時間が不当に短く制限されたり、不必要な遮蔽構造物が追加されたりという経済上の問題が生じ得る。そのため、固有な連続中性子エネルギー分布を持つ中性子利用現場における線量管理を高品質化するための検出器応答評価手法が求められてきた。

1.2. 本研究の目的

本研究では、前節で示した中性子フルエンス精密計測技術の高エネルギー領域への拡張と中性子利用現場の連続エネルギー分布への適応化とが抱える技術的課題についてそれぞれ取り組んだ。

まず高エネルギー領域への拡張において課題となっていた、準単色高エネルギー中性子場に混在する連続エネルギー中子子の影響については、以下の二つの方策が考えられる。

一つめは、連続中子子のスペクトラルフルエンスを全エネルギー領域にわたって精度良く測定し、検出器への影響についてモンテカルロ計算等をベースに評価し、実験結果を補正するという方策である。しかし、一般的なサイクロトロン施設における中子子の TOF 法には、その原理上、測定できる中子子のエネルギーに下限が存在する。ある中子子パルスに含まれる基準以下の低エネルギー中子子は、検出地点まで飛行する間に次の中子子パルスに含まれる高エネルギー中子子に追いつかれてしまい、正しく測定することができない。この下限エネルギーは陽子ビームの繰り返し間隔と中子子の飛行距離に依存するが、一般的には数 MeV である。準単色高エネルギー中子子場で測定の対象になる検出器にはこの下限エネルギー以下の中子子に対して無視できない応答を持つものも多く、特に最も一般的な減速材と低エネルギー中子子検出器を用いた中子子検出器（ボナー球検出器や中子子サーベイメーター等）では 1 MeV 近辺に応答の極大値を持つものが多い。そのような場合、準単色高エネルギー中子子場での測定で得られる信号のほとんどが連続中子子によること

もある。これまでに、TOF 下限エネルギー以下の中性子エネルギーの情報はボナー球スペクトロメーターを用いたアンフォールディング法で評価された例 [25]もあるが、アンフォールディングに必要な初期推定スペクトルを精度良く与えられないため、アンフォールディング結果の信頼性も十分とはいえない状況にあった。近年、TIARA のサイクロトロンでビーム間引き技術が高性能化され、より低いエネルギーまでの TOF 法が原理的に可能になった。本研究では、MeV 領域以下までの連続中性子のスペクトラルフルエンスの測定に取り組み、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子の特性を全エネルギー領域に渡り評価することに取り組んだ。

二つめは、連続中性子のみを発生させる測定を行い、その結果を利用することで、擬似的に単色高エネルギーピーク中性子のみに対する測定を実現するという方策である。 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応では、ターゲット正面には高エネルギーピーク中性子と連続中性子を含む中性子が発生するが、斜め前方には連続中性子のみを発生することが知られている (図 1.11) [26]。コリメーターによって特定角度成分の中性子ビームを切り出すことでそれぞれの中性子場に対する測定ができれば、それらの差を取ることで擬似的に高エネルギー単色ピーク中性子のみに対する測定を行うことができる。しかし、実際には正面と斜め前方の連続中性子のスペクトラルフルエンスは等しくも相似形でもないため、差をとっても連続中性子の影響補正に過不足が生じるため、工夫を要する。本研究では、この影響を低減する差引手法を開発するとともに、実際の中性子検出器への適応性とその検出器応答特性への依存性を検証することとした。

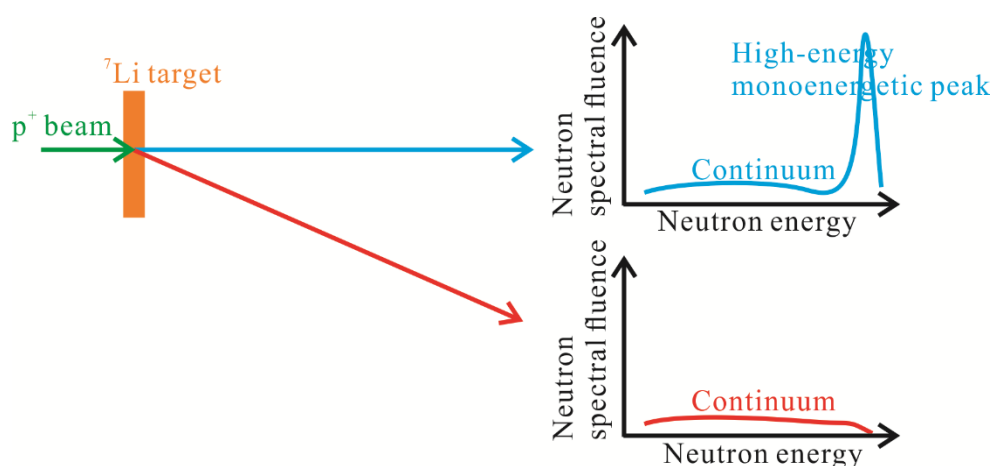


図 1.11 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応高エネルギー中性子の角度依存特性の利用

次に、中性子利用現場への適応化に関する課題では、まず、加速器 BNCT 中性子源の実験的評価について取り組んだ。既存の測定手法としては、比例計数管やシンチレーターの

ような能動検出器による測定と、放射化箔のような受動検出器による測定がある。能動検出器による測定では、直接的な測定となり比較的測定精度が良いものの、治療レベルの中性子源に対しては感度を下げるのにも限界があり、感度が高すぎるとパルス信号が重なり合い正確な信号計数が妨げられるという問題がある。受動検出器による測定では、感度の面では治療レベルの中性子ビームの測定に適しているものの、放射化箔検出器であれば誘導放射能の測定が介在するなど手順が複雑で、それに伴い測定結果の不確かさが大きくなる傾向がある。そこで、本研究では、いばらき中性子医療研究センターにおいて開発途上段階の加速器 BNCT 中性子源で得られる微弱な中性子ビームを利用し、 ^3He 比例計数管を用いた能動検出器による中性子スペクトラルフルエンスの測定を行い、測定手法の妥当性を検証すること、将来のための基礎データを取得すること、そして開発途上の加速器中性子源に対して実測に基づいた中間的な評価を行うことを目的とした。次のステップとしては、治療レベルの大強度中性子ビームを直接測定できる能動検出器の開発と、完成した施設における測定を計画しているが、その測定結果を検証するためにも、本研究の結果が重要なリファレンスデータとして活用されると見込まれる。

核燃料施設における固有な中性子エネルギー分布への対応については、技術的には、(1) 各現場の中性子エネルギー分布を評価し、検出器出力と実際の中性子線量の換算係数を検出器と現場の組み合わせごとに定めるか、(2) 現場の中性子エネルギー分布に近い代表的な模擬中性子場を構築して検出器の応答を評価する方法が考えられる。前者は、作業員が立ち入るエリアすべてで中性子エネルギー分布 $\phi(E)$ を測定した上で、各エリアと検出器の組み合わせに固有な検出器定数

$$k(\phi(E)) = \frac{\int h_{\phi}(E)\phi(E)dE}{\int R(E)\phi(E)dE} \quad \text{式 1.5}$$

を設定し、作業員の移動に伴って使用する定数 $k(\phi(E))$ を追従させながら運用する必要があるが、特殊なケースを除いては現実的には難しく、後者が現実的な対応となる。後者の対応としても、いくつかの典型的な模擬場が開発されているが、最も一般的な核燃料施設の中性子スペクトルを模擬する模擬場として、重水減速 ^{252}Cf 中性子源が国際規格等でも $^{241}\text{Am-Be}$ や ^{252}Cf 中性子源と並んで規定されている [27]。しかし、国際規格で言及されている技術仕様はきわめて限定的で、実際には測定結果に影響を及ぼすにもかかわらず十分な考察が行われていない要素があるため、本研究ではそのような要因に対する考察を行い、また、重量物となる室内散乱中性子補正用シャドーコーンの中性子遮へい能力を精査し、施設負荷の少ない基準場の設計・構築し、最終的には実用中性子検出に対する応答特性評価を通して中性子線量評価の精度向上を検証することまでを目的とした。

2. ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子スペクトルの解明

2.1. 実験施設概要

本テーマは、主に TIARA にて実施した。TIARA は複数のイオン加速器と照射室を持つ複合施設である。高エネルギー中性子実験には、AVF サイクロトロンと、サイクロトロン本体室から第3 軽イオン室にかけて設けられた LC0 ビームラインを利用する。LC0 ビームラインとその周辺を図 2.1 及び図 2.2 に示す。サイクロトロン本体室内のターゲットチャンバーには、複数のターゲット類をビーム軸上に導入するターゲットホルダー（図 2.3）が設置されている。このターゲットホルダーは第3 軽イオン室の直下に位置し実験中に立ち入ることができる軽イオン準備室から遠隔で操作することができ、実験中に、準単色高エネルギー中性子生成に用いる金属 ${}^7\text{Li}$ ターゲット、ビームプロファイルを確認するためのアルミナ蛍光板やブランクターゲット等に切り替えることができる。AVF サイクロトロンで加速された陽子ビームはターゲットチャンバーを通過後は偏向電磁石によって中性子ビームと分離されビームダンプへと向かう。ビームダンプにはファラデーカップが設置されており、常時ビーム電流をモニタリングしている。金属 ${}^7\text{Li}$ ターゲットで発生させられた中性子はそのまま LC0 ビームラインを直進し、第3 軽イオン室へ向かう。サイクロトロン本体室と第3 軽イオン室の間にはコリメーター類が設置されており、中性子ビームのうち 0° 方向成分のみが切り出される。

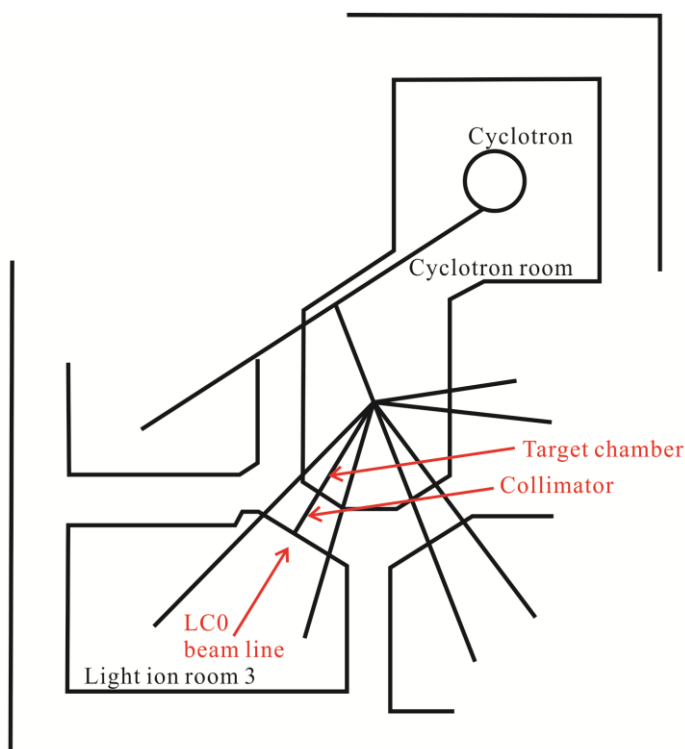


図 2.1 TIARA の LC0 準単色中性子ビームライン

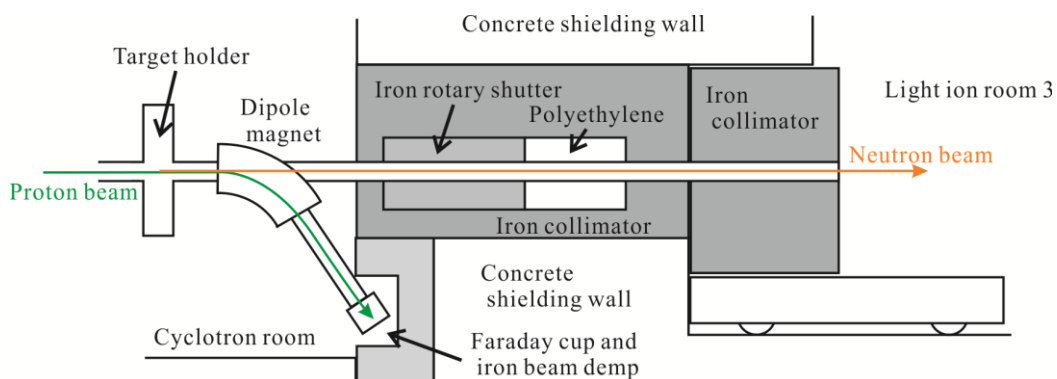


図 2.2 TIARA LC0 中性子ビームラインの構造

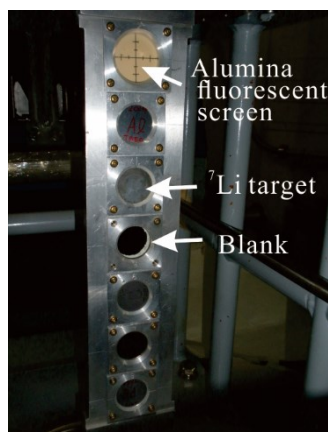


図 2.3 ターゲットホルダー

2.2. 準単色高エネルギー中性子の発生

本研究では、AVFサイクロトロンで生成された公称エネルギー50 MeVの陽子ビームからピーク中性子中心エネルギー45 MeVの中性子を発生させるため、厚さ3.7 mmの金属 ${}^7\text{Li}$ ターゲットを使用した。この厚さの目標は、ターゲット中での陽子ビームのエネルギー損失等から求めたものである。ターゲットは、実験中の陽子ビーム照射の熱や施設停止期間中のターゲットチャンバーの真空度低下等により劣化するため、実験ごとに、施設停止期間を挟まない2週間以上前に交換する。本研究で用いた金属 ${}^7\text{Li}$ は同位体濃縮度95%以上の円柱形のインゴットであり、空気や空気中の水分との反応を避けるために液体パラフィン中で保管されていた。これを厚さ3.7 mm、直径3.54 cmに成形した上で、エタノールで洗浄してターゲットホルダーに設置した。

実験では、AVF サイクロトロンで加速された陽子ビームは、偏向電磁石や収束電磁石を用いて LC0 ビームラインに輸送され、ターゲットホルダーに ${}^7\text{Li}$ ターゲットとともに装着されたアルミナ蛍光板でそのプロファイルを確認することができる。アルミナ蛍光板の中心の目盛りを基準として、ビームの過度な収束による局所的な熱損傷を避けるため、ビームスポットの直径が 1 cm 程度になるように調整した。その様子を図 2.4 に示す。



図 2.4 調整中の陽子ビームプロファイル

2.3. ビームチョッパーを用いたシングルパルスビームによる中性子生成

本研究では、連続中性子をなるべく低いエネルギーまで TOF 法で測定することを目的としているため、TIARA の AVF サイクロトロンで最近実用化されたビーム制御技術の提供を受けて、オリジナルのサイクロトロン周波数 16.234 MHz に対し、ターゲットでのビーム繰り返し周波数を 202.9 kHz まで低減した。これはパルス陽子ビーム間隔が十分長い「シングルパルスビーム」と呼ばれる技術 [28] [29] である。シングルパルスビームは、サイクロトロン前後のビームチョッパーとビーム位相制御等によるマルチターン取り出し回数の抑制によって実現される。イオン源から引き出された陽子ビームはサイクロトロンに入る前に P チョッパーと呼ばれるビームチョッパーを用いてパルス化されビームバンチとなり、サイクロトロン内で 550 ターンしながら 50 MeV まで加速される。加速されたビームバンチはデフレクターと呼ばれる取り出し電極の電場によってサイクロトロンから取り出されるが、ビームバンチはサイクロトロンの半径方向に有限の広がりを持っているため、通常はその一部分だけがデフレクターによって取り出され、残った部分は次の周回に入り、もう 1 周加速された後にまたデフレクターに入った部分が取り出される。この繰り返しで一つのビームバンチが複数回にわたって取り出される図 2.5 のような現象をマルチターン取り出しと呼ぶ。半径方向のビーム広がり Δr は、

$$\Delta r = \sqrt{\Delta r_E^2 + \Delta r_\varepsilon^2}, \quad \text{式 2.1}$$

$$\Delta r_E = r \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\Delta E}{E} \frac{1}{v_r^2} \quad \text{式 2.2}$$

で表せる。ここで Δr_E はバンチが受ける加速エネルギーの拡がり $\frac{\Delta E}{E}$ による半径方向のビーム拡がり、 Δr_ε はサイクロトロン加速開始直前の半径方向のビームエミッタンスによる半径方向のビーム拡がりの効果である。 r 、 γ 、 v_r は、それぞれ取り出し半径、ローレンツ因子、半径方向のベータトロン振動周波数である。バンチが受ける加速エネルギーの拡がりが小さいほど半径方向のビームバンチ幅が小さくなり、マルチターン取り出し回数を抑制することができる。TIARA のサイクロトロンでは加速位相を精密に制御すること等によってエネルギー幅が低減させられた結果、マルチターン取り出しの回数を従来の数十回から数回に低減させている (図 2.6)。少ないマルチターン取り出し回数で取り出されたビームを、サイクロトロン後の S チョッパーと呼ばれるビームチョッパーで間引くことにより、図 2.7 に示すようなシングルパルスビームが取り出される。

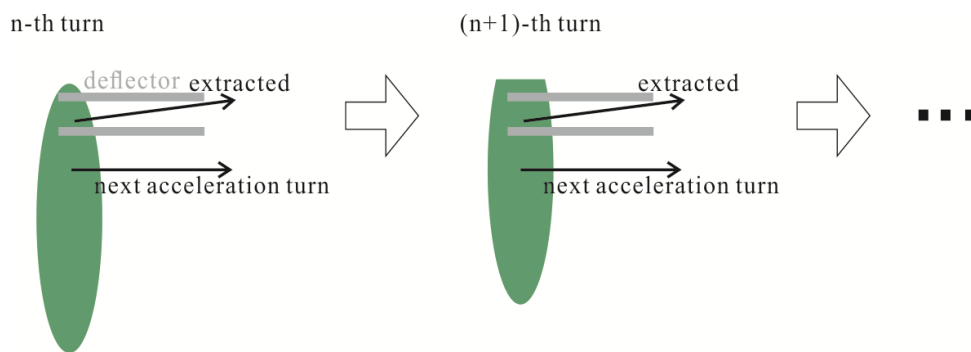


図 2.5 デフレクターでのマルチターンビーム取り出し

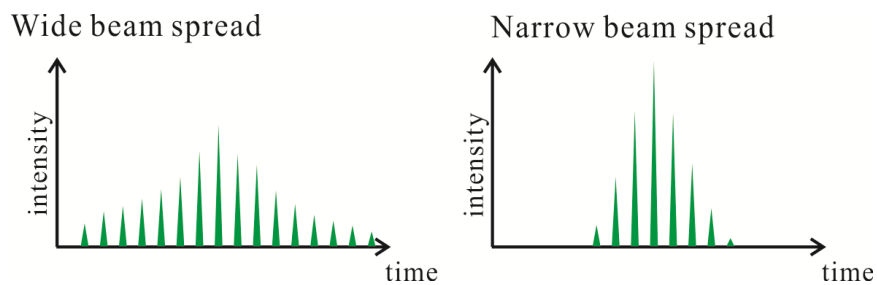


図 2.6 マルチターン取り出し回数の抑制

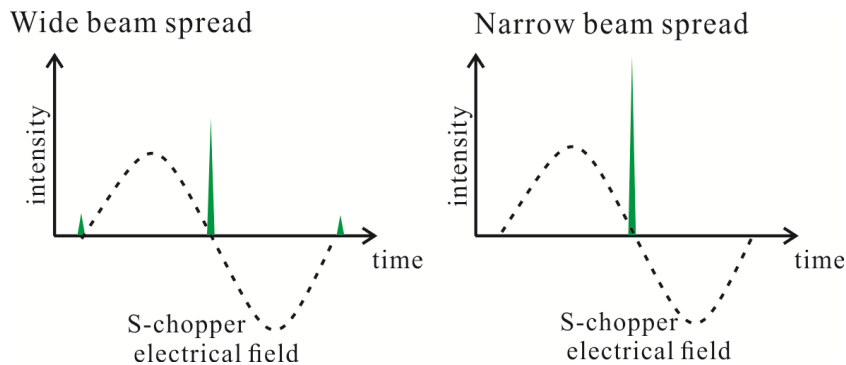


図 2.7 S チョッパー通過後のビーム時間構造

こうしてターゲットに照射される陽子ビームの繰り返し周波数を無限に低減することができるようになったため、原理的には TOF 法による中性子エネルギー測定の下限値が撤廃された。実際には、現実的な測定時間内に十分な統計精度の信号を収集できるよう、また測定結果のフィードバックから測定下限エネルギーが許容範囲になるよう勘案し、陽子ビームの繰り返し周波数 202.9 kHz にて測定を行った。

2.4. 有機液体シンチレーター-BC501A 検出器による TOF 測定

2.4.1. 有機液体シンチレーター-BC501A 検出器

有機液体シンチレーター-BC501A は、中性子信号とガンマ線信号を弁別可能な速中性子検出器として知られている。中性子が入射した場合にはシンチレーター中の水素原子と弾性散乱、もしくは炭素と荷電粒子生成反応を起こし、反跳陽子や生成荷電粒子がエネルギーをシンチレーターに付与することによって発光する。一方、ガンマ線が入射した場合にはコンプトン散乱や電子対生成によって生成した電子によって発光する。これら異なる機構に基づくシンチレーション光は減衰時間に差があり、中性子起因の信号の方が減衰時間が長い。そのため、この減衰時間の違いを利用して中性子に起因する信号とガンマ線に起因する信号を弁別することが可能で、波形弁別 (pulse shape discrimination、PSD) と呼ばれる。アナログ信号回路上で PSD を行う方法は大きく分けて電荷積分法と立ち上がり時間測定法があり、それぞれ後で詳述する。本研究では、図 2.8 のように光電子増倍管 (photomultiplier、PMT、浜松ホトニクス製 H6559、製造番号 CA6430) と組み合わせ、検出器ユニット (応用光研工業株式会社製 12LA12、製造番号 30421-11) としたものをを使用した。



図 2.8 BC501A 検出器の外観

2.4.2. BC501A 検出器の応答関数

BC501A 検出器の中性子に対する応答関数は、SCINFUL-QMD によるモンテカルロ計算によって評価した。SCINFUL-QMD は、米国オークリッジ国立研究所で開発された有機液体シンチレーターの 80 MeV までの中性子に対する応答関数を評価するためのモンテカルロ計算コードである SCINFUL [30]の改良版である。SCINFUL は極めて広く利用されており、その検証例も充実している計算コードであるが、重水素に関する光出力や n-p 散乱応答断面積が改良された SCINFUL-R [15]があり、さらに 80 MeV 以上の中性子に対して量子分子動力学(QMD)モデルを適用することで 3 GeV まで対応させたものが SCINFUL-QMD である。本研究で対象としている中性子エネルギーは 80 MeV 以下なので、QMD 機能は使用していない。図 2.9 のように正面から入射する平行中性子ビームに対して SCINFUL-QMD を用いて計算した BC501A 検出器の応答関数を図 2.10 に示す。

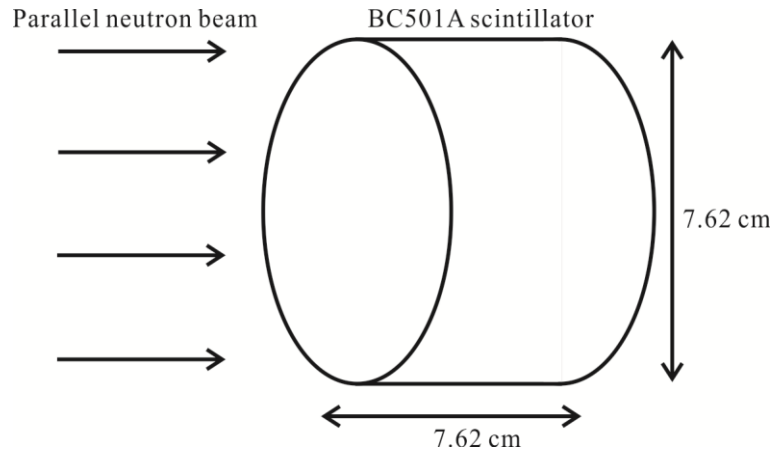


図 2.9 BC501A 検出器の応答計算体系

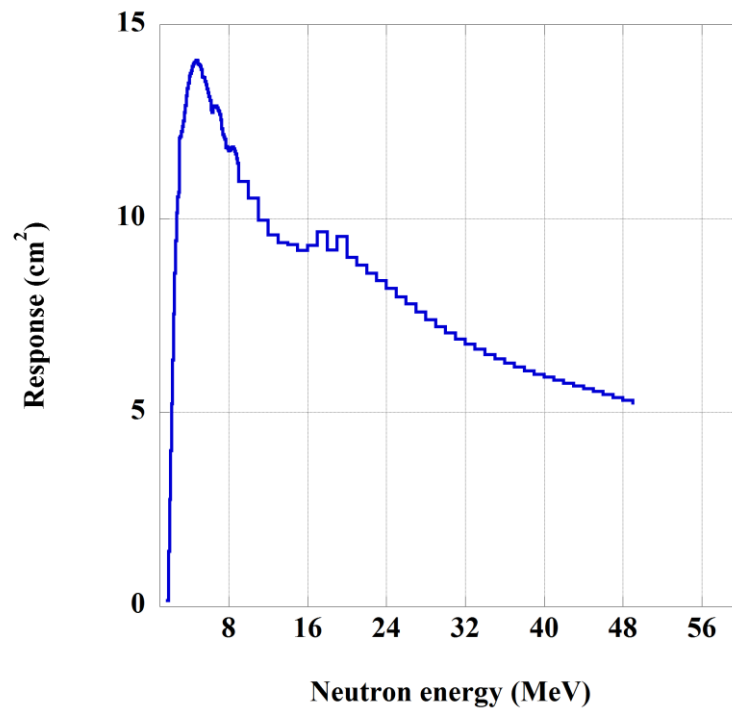


図 2.10 BC501A 検出器の応答関数

2.4.3. 電荷積分法による PSD

電荷弁別法では、PMT からの信号を分岐し、それぞれに異なったタイミング関係のゲート信号を与えて電荷積分型アナログデジタル変換器 (charge sensitive analog-to-digital converter、QDC) に入力する。その概念を図 2.11 に示す。実際にはゲート信号を同一のタ

イミングとし、分岐した PMT 出力信号に対して異なる遅延を与えている。1 ch では PMT 出力信号全体がゲート信号と重なり、2 ch では PMT 出力信号の減衰成分のみがゲート信号と重なる。得られた電荷量の比は PMT 出力信号の全体と遅発成分の比であり、この違いによって PSD を行うことができる。本手法のメリットは、比較的幅広い強度の信号、特に低波高の信号に対して同じ設定で測定しやすいことである。本研究で実際に構築した電荷積分法による PSD 回路を図 2.12 に示す。PMT のアノード出力信号は 3 つに分岐され、うち 1 つは CFD で検出タイミングを表す論理信号に変換され、QDC にゲート信号を与える。残りの 2 つは遅延差を与えられて QDC に入力する。1 ch ではゲートに信号全体が含まれ、2 ch では信号の減衰成分のみがゲートに含まれるよう、各遅延を調整 [31]した。本測定で得られた信号の全電荷量・減衰成分電荷量の分布を図 2.13 に示す。全電荷量に対する減衰成分電荷量の割合が大きいものが中性子に起因する信号で、小さいものがガンマ線に起因する信号である。低波高信号でも十分な分離ができており、本研究では本手法による PSD の結果を採用している。

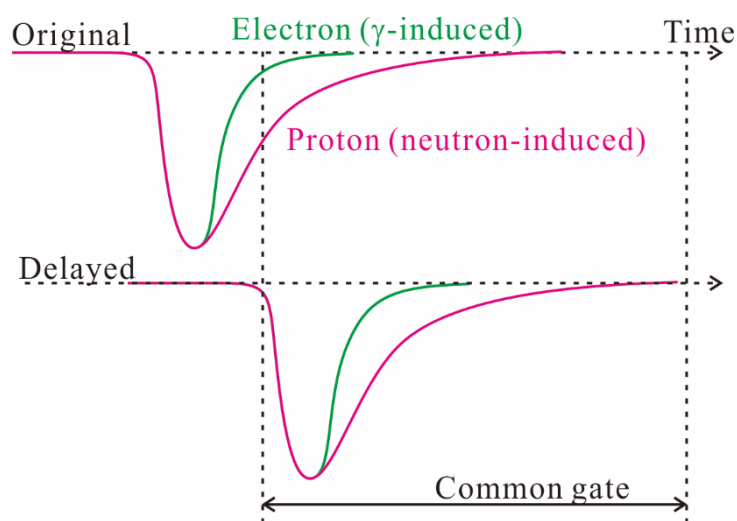


図 2.11 電荷積分法による PSD の原理

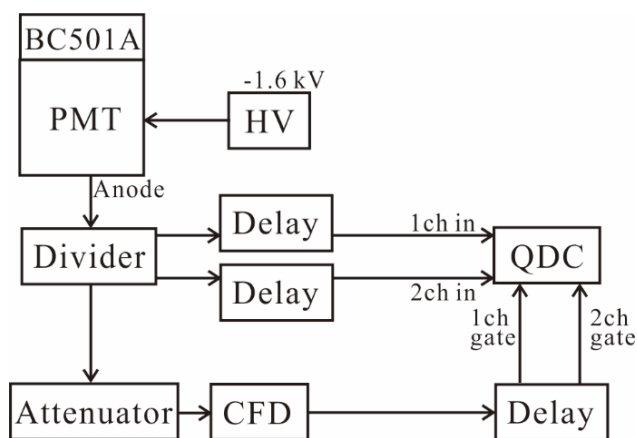


図 2.12 電荷積分法による PSD の測定回路

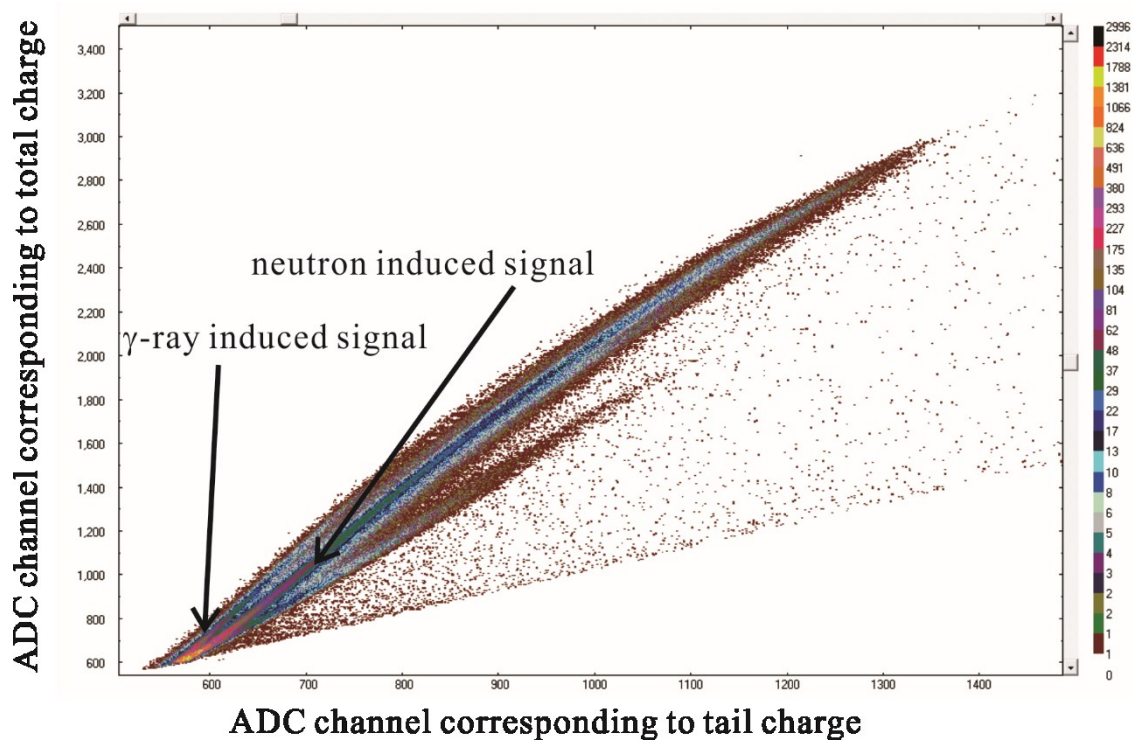


図 2.13 電荷積分法による PSD の 2 次元分布

2.4.4. 立ち上がり時間測定法による PSD

立ち上がり時間測定法では、パルス波形分析器 (pulse shape analyzer、PSA) を用いて PMT 出力信号の立ち上がり時間を直接測定する。その概念を図 2.14 に示す。本研究で実際に構築した立ち上がり時間測定法による PSD 回路を図 2.15 に示す。前置増幅器からの出力信号

はディレイライン増幅器 (delay lineamplifier、DLA、ORTEC 460) で減衰時間が維持されたまま増幅され、遅延増幅器 (delay amplifier、DA、ORETC 427A) とパルス波形分析器 (pulse shae analyzer、PSA、ORTEC 552) に分岐される。PSA は信号のピーク電圧の任意の割合に達した瞬間 (例えばピーク波高の 90%と 10%になった瞬間) にタイミング信号 A と B とを出力する。両タイミング信号の時間差は時間差波高分析器 (time-to-amplitude converter、TAC、ORTEC 567) で電圧に変換され ADC で記録される。一方、DA では DLA の出力信号に遅延を与えて TAC 出力信号とタイミングを合わせて、PMT の信号波高情報として ADC で記録される。両 ADC の同時計数をとることにより、PMT 出力信号について波高情報と立ち上がり時間情報の両方を取得する。本手法のメリットは、直接立ち上がり時間を評価できることであるが、低波高の信号に対しては精度が失われる傾向が見られた。本測定で得られた信号の立ち上がり時間と信号波高の分布を図 2.16 に示す。立ち上がり時間の長いものが中性子に起因する信号で、短いものがガンマ線に起因する信号である。低波高信号の弁別がやや劣ったが、高波高信号 (すなわち高エネルギー中性子に対する信号) については電荷積分法による PSD の結果と同等であり、電荷積分法による PSD を検証するデータとなった。

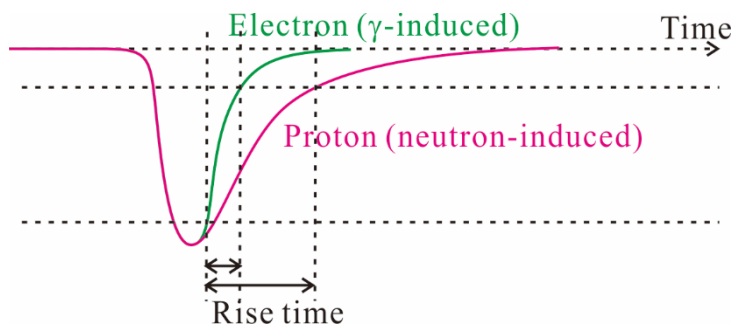


図 2.14 立ち上がり時間測定法による PSD の原理

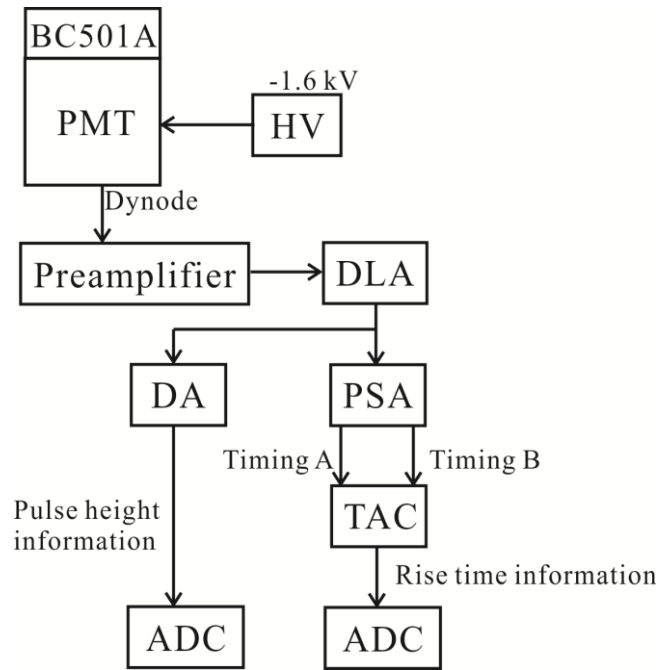


図 2.15 立ち上がり時間測定法による PSD の測定回路

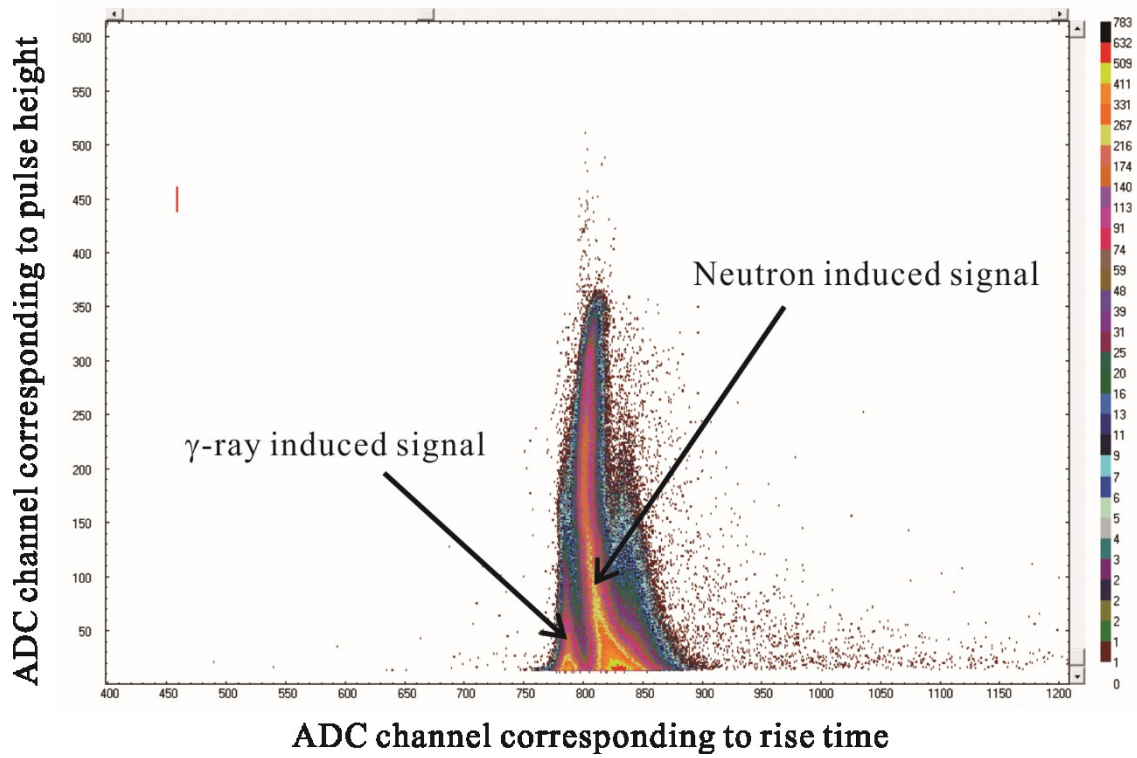


図 2.16 立ち上がり時間測定法による PSD の 2 次元分布

2.4.5. BC501A 検出器による高エネルギー中性子場の TOF 測定

準単色高エネルギー中性子場での測定では、図 2.17 に示すように第 3 軽イオン室のコリメーター出口から 1.489 m (ターゲットから 6.468 m) の地点に BC501A 検出器を設置した。コリメーター出口には別途プラスチックシンチレーターを用いた透過型の中性子収量モニター検出器 [32] が設置されており、TOF 測定の結果はこのモニター検出器の計数を通じて規格化する。前項で述べた PSD を利用した TOF 測定回路を図 2.18 に示す。PSD 回路の CFD から検出タイミング信号を分岐し、基準となる AVF サイクロトロンタイミング信号との時間差を時間差波高変換器 (time-to-amplitude converter、TAC) で波高信号に変換し、PSD 回路の信号とともにデータ収集装置に記録した。電荷積分法による PSD の全電荷量・減衰成分電荷量の分布を図 2.19 に示す。(a) は、TOF 情報に関係なく測定中の全信号を表したもので、(b) から (f) は、それぞれ TOF 情報に対応する ADC チャンネルが 6980 ch、6281 ch、5763 ch、5248 ch、及び 5029 ch より小さい信号に限った場合の、低波高信号領域の拡大図である。(a)、(b) では、ガンマ線に起因する信号が顕著に認められ、ターゲットで発生した即発ガンマ線を含んでいると考えられる。一方、中性子エネルギー 10 MeV 以下に対応する TOF ADC チャンネル 6281 ch 以下の領域では、ガンマ線に起因する信号は十分少なく、BC501A 検出器の対応する中性子エネルギー領域においては十分低エネルギーまで電荷積分法による PSD が機能していることが確認できた。蓄積された信号のうち、PSD 信号で中性子起因の信号と判定されるもののみを抽出することで、中性子に対する TOF 分布を得たものが図 2.20 である。本測定回路では、TAC で取得する時間差は中性子信号をスタートとし、その次に始めて観測されるサイクロトロンタイミング信号をストップ信号としているため、グラフ上右側が高エネルギー側となっている。

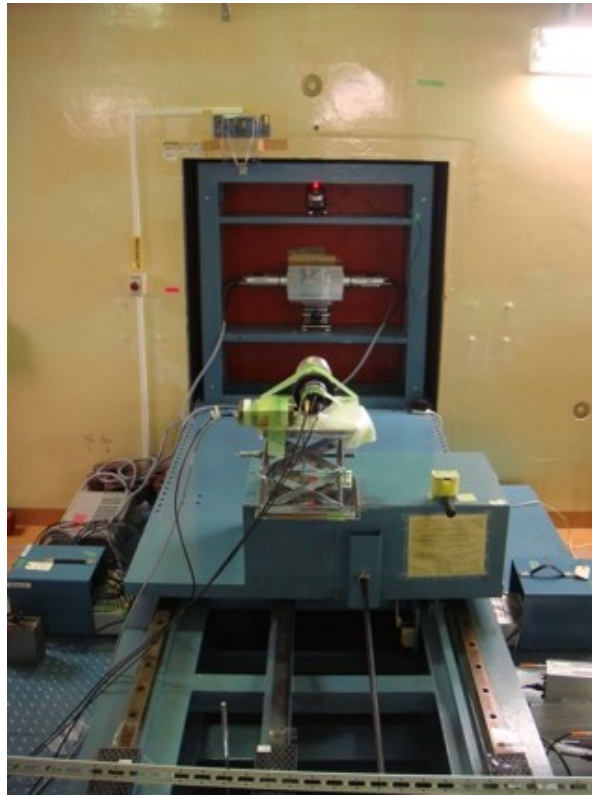


図 2.17 BC501A 検出器による TOF 測定の様子

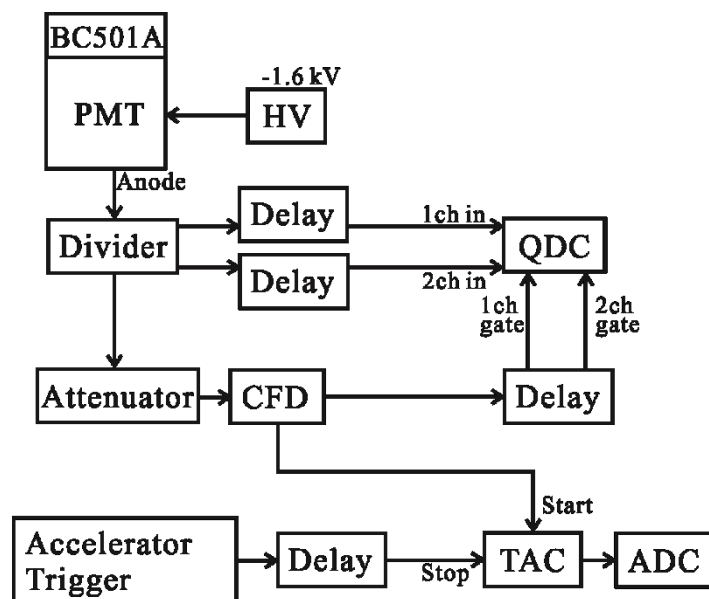


図 2.18 BC501A 検出器による TOF 測定の回路

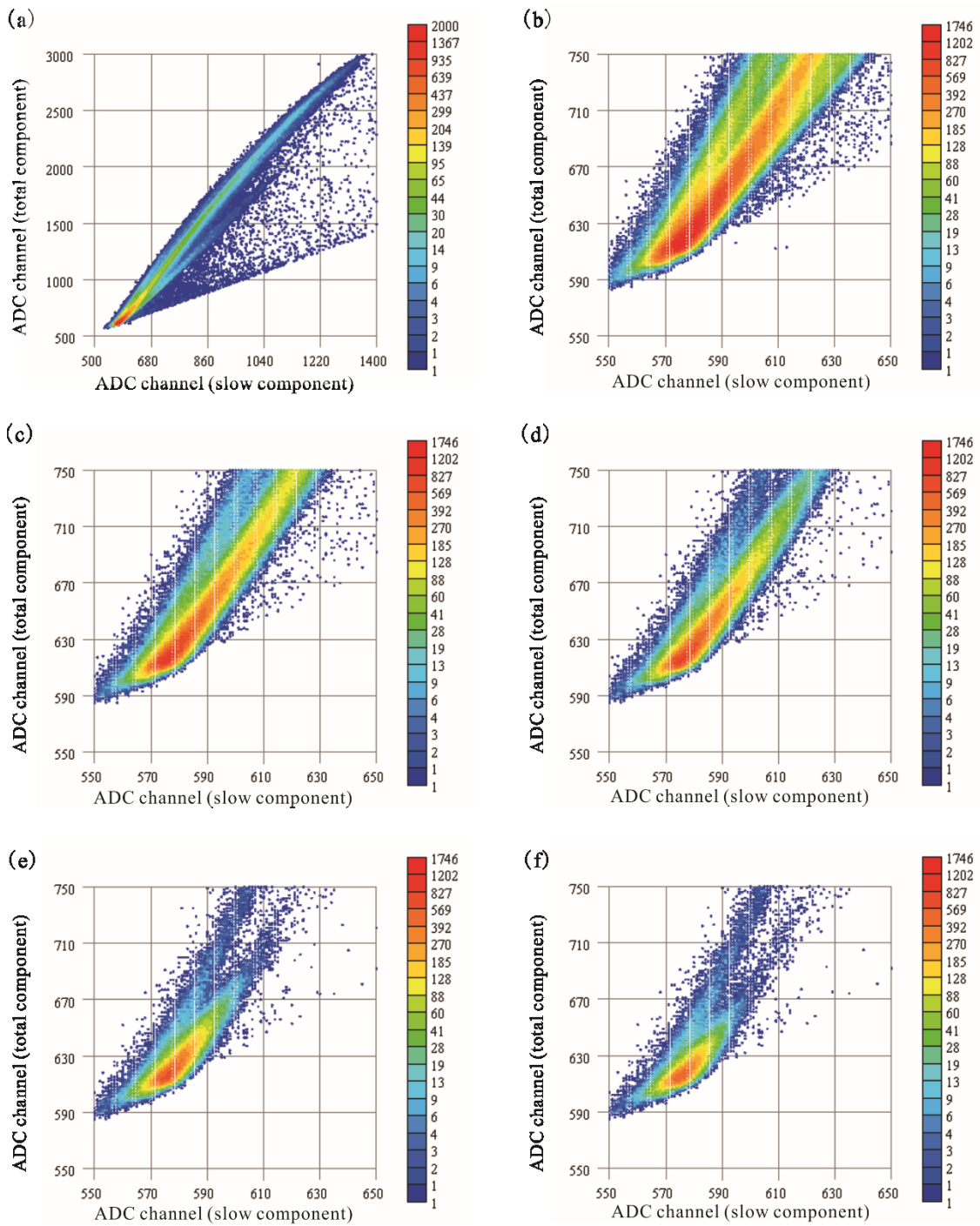


図 2.19 PSD 信号分布の TOF ADC チャンネル依存性。(a)から(f)は、TOF 情報に対応する ADC チャンネルがそれぞれ 8192 ch 以下(全チャンネル)、6980 ch、6281 ch、5763 ch、5248 ch、及び 5029 ch より小さい信号を抽出したものの。

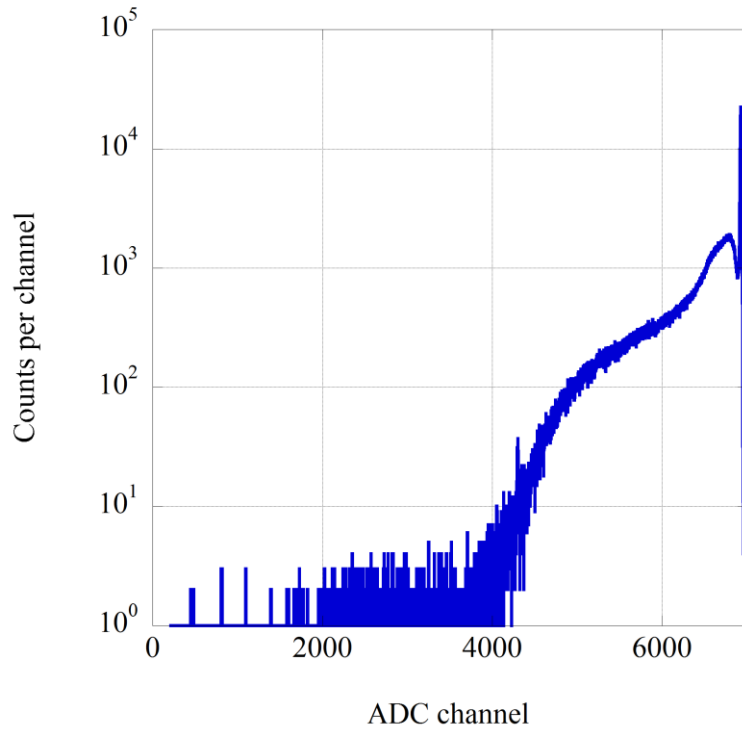


図 2.20 BC501A 検出器で取得した中性子 TOF スペクトル

TAC による時間差から出力信号波高への変換は、time calibrator (AMETEK 製 ORTEC 462) による基準時間差信号を TAC に入力することで校正しており、図 2.20 の ADC チャンネルに対応する時間差は 0.118 ns であった。各信号に対する中性子エネルギー E は、

$$E = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{L}{c \cdot \Delta t_n} \right)^2}} - 1 \right) \quad \text{式 2.3}$$

で求められる。ここで、 M_0 、 c 、 L および Δt_n はそれぞれ中性子の静止質量、光速、中性子飛行距離および中性子飛行時間である。中性子飛行時間はターゲットで中性子が発生した瞬間が始点になるため、実際にはガンマ線の検出タイミングと飛行距離を基準として TAC が出力する時間差を Δt_n に変換した。この関係を用いて図 2.20 の横軸を中性子エネルギーに変換し、さらに図 2.10 に示した検出器応答関数で除すことで図 2.21 のような中性子スペクトラルフルエンスを得た。縦軸は透過型中性子収量モニターの計数あたりの測定地点における中性子スペクトラルフルエンスである。各エネルギービンにおける測定の統計不確かさは 2% 未満であり、SCINFUL-QMD で評価した応答関数の不確かさとしては 6%

未満とされており [15]、各エネルギービンの中性子フルエンスの不確かさとしては 6.5%未満である。

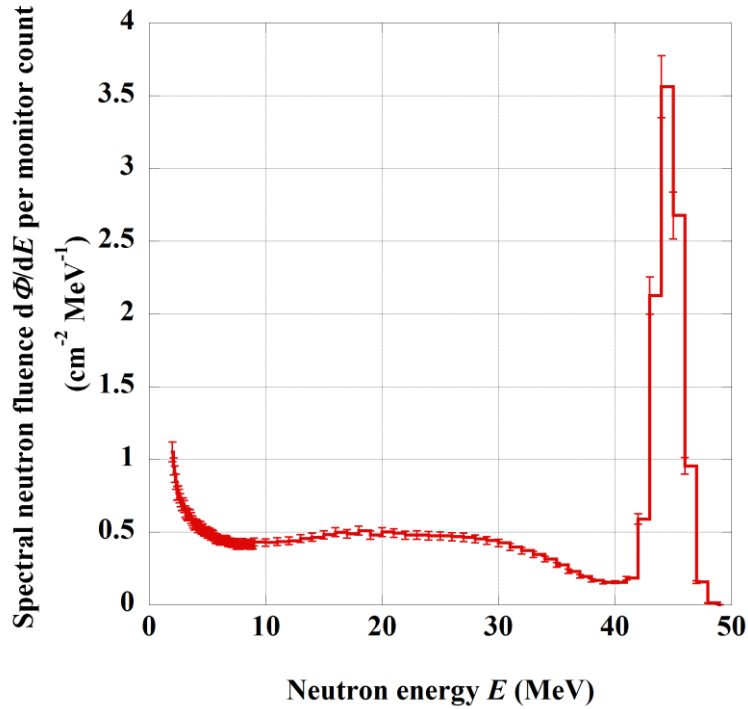


図 2.21 BC501A 検出器を用いた TOF 法で得られた中性子スペクトラルフルエンス

2.4.6. BC501A 検出器による TOF 測定のエネギー分解能評価

TOF 法におけるエネギー分解能 ΔE は、TOF 測定的时间分解能 Δt_n に依存し、

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma(\gamma + 1) \frac{\Delta t_n}{t_n}, \quad \text{式 2.4}$$

$$\gamma = 1 + \frac{E}{M_0 c^2}$$

と表せ、 Δt_n は

$$\Delta t_n = \sqrt{(\Delta \tau)^2 + \left(\frac{\Delta x}{v}\right)^2} \quad \text{式 2.5}$$

と表すことができる。ここで、 $\Delta \tau$ は中性子検出器と測定回路系における時間の拡がりを表し、 Δx 及び v は実効的な検出器の長さ及び中性子速度を表す。 $\Delta \tau$ は、ターゲットへの陽子ビーム照射で生じるガンマ線に対する TOF スペクトルから 2.1 ns (FWHM) と評価され、

これを反映した ΔE の中性子エネルギー依存性は図 2.22 のようになり、最小で 2.05 MeV において 26.4 keV、最大で 45.5 MeV において 2.85 MeV であった。

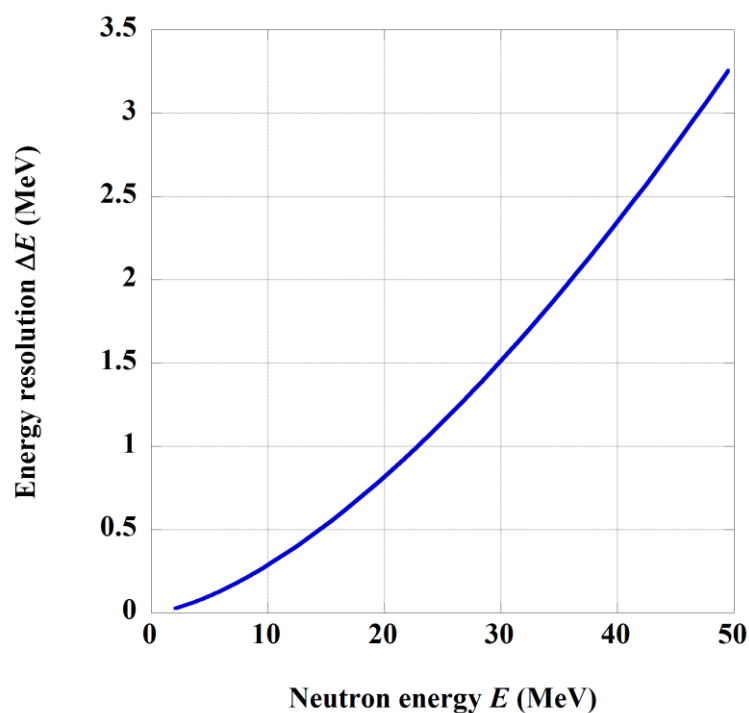


図 2.22 BC501A 検出器による TOF 法のエネルギー分解能

2.5. ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターGS20 検出器による TOF 測定

2.5.1. ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターGS20 検出器

${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターGS20 は、熱中性子から数 MeV 程度までの速中性子に対する検出器として知られている。中性子が入射した場合にはシンチレーター中の ${}^6\text{Li}$ 原子核との ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ 反応で生じた α 粒子とトリトンがエネルギーをシンチレーターに付与することによって発光する。一方、ガンマ線が入射した場合にはコンプトン散乱等によって生成した電子によって発光する。両者の信号には波高に差があるため、波高による中性子起因信号とガンマ線起因信号との弁別が可能である。本研究では、図 2.23 のように直径 5 cm、厚さ 5 mm の GS20 を光電子増倍管(浜松ホトニクス製 H7195、製造番号 CA6430) と組み合わせ、検出器ユニット (有限会社ジーテック製) としたものを使用した。



図 2.23 GS20 検出器の外観

2.5.2. GS20 検出器の応答関数

GS20 検出器の中性子に対する応答関数は、MCNPX によるモンテカルロ計算および産総研の中性子標準場での 144 keV 単色中性子を用いた応答評価実験によって評価した。当初、図 2.24 のように正面から入射する平行中性子ビームに対する ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ 反応数を評価したが、応答の計算値と実験値に乖離が見られ、計算と実験をそれぞれ検証した。計算では、シンチレーター周辺の構造を体系に導入することで応答に有意な変化が認められた。 ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターの応答は概して低エネルギーほど大きいため、周辺構造物での散乱、中でも減速材としての効果を持つ光学カップリンググリスの影響が大きいことが分かった。実際の構造を精密に測定し、図 2.28 のような詳細体系を計算に再現した。実験では、144 keV の中性子生成に用いたフッ化リチウムターゲットで発生するガンマ線の影響が大きく、信号波高スペクトルでガンマ線信号の裾野の中性子信号領域への混入が大きくなっていた。そこで、144 keV 生成に用いた陽子ビームのエネルギーを ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の閾エネルギー 1.881 MeV まで下げ、ターゲットで生成するガンマ線のみに対する測定を行った。その結果をガンマ線混在中性子の結果から差し引いた様子が図 2.26 で、ガンマ線信号の中性子信号領域への混入が改善されている。以上の過程を経て改良された GS20 検出器の応答関数計算結果が図 2.29 である。

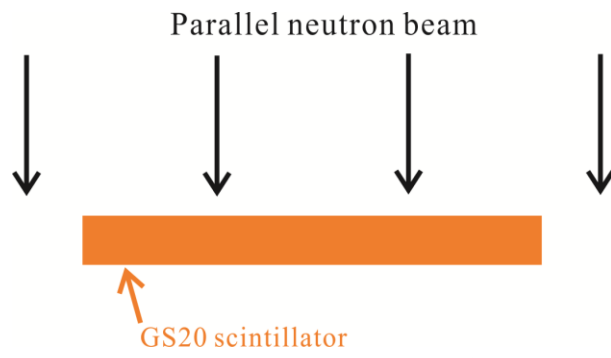


図 2.24 GS20 検出器の応答計算体系



図 2.25 GS20 検出器の 144 keV 中性子応答測定体系

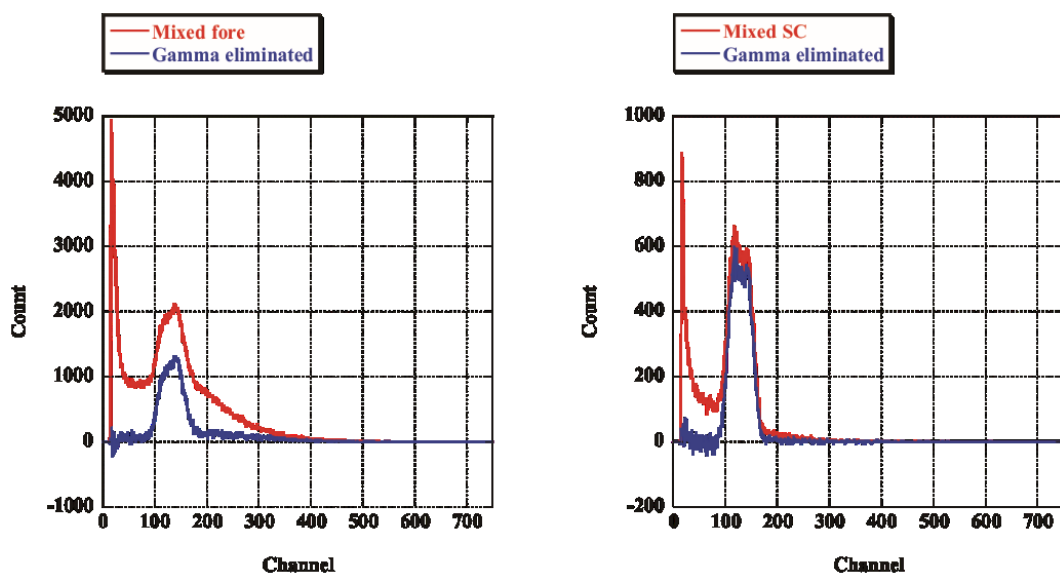


図 2.26 GS20 検出器の 144 keV 中性子場に対する波高スペクトルとガンマ線信号補正。左はシャドーコーンなし、右はシャドーコーンありでの測定。



図 2.27 GS20 検出器の PMT 接続部周辺の構造

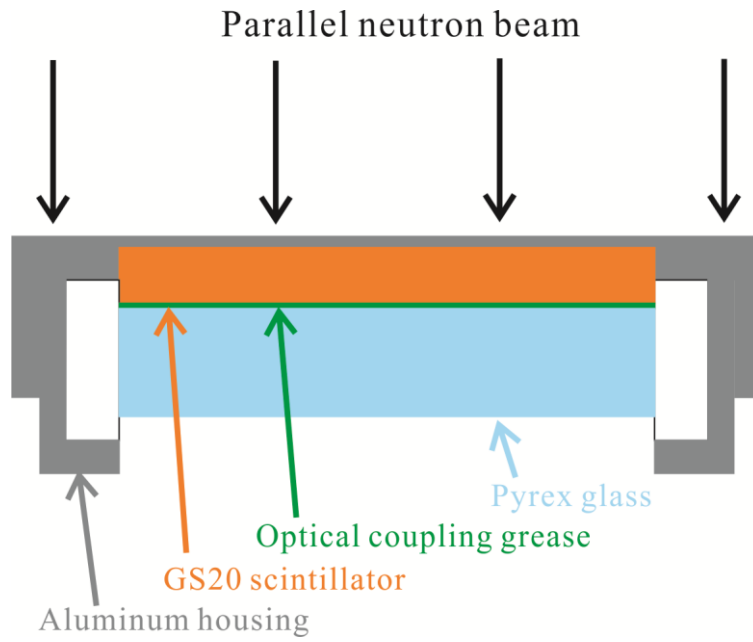


図 2.28 GS20 検出器の周辺構造を含めた応答計算体系

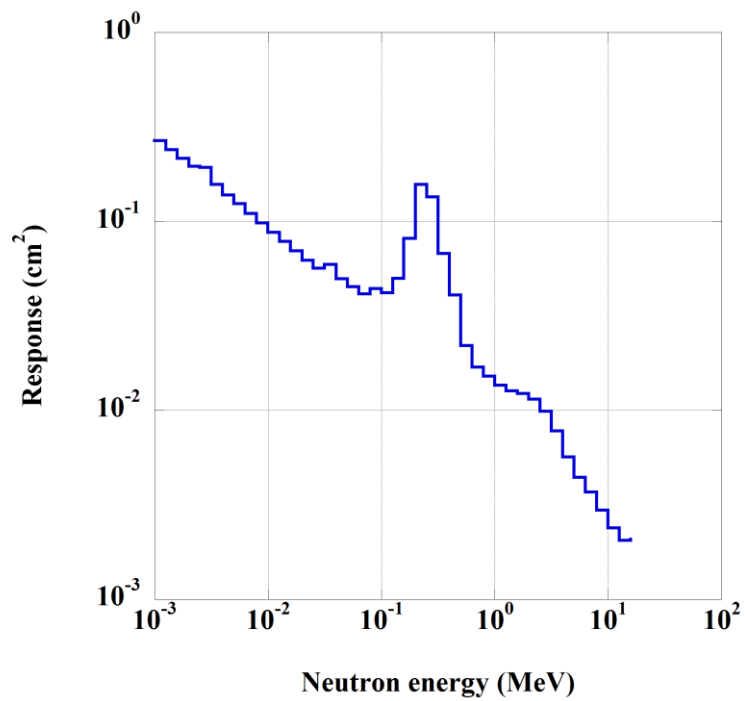


図 2.29 GS20 検出器の応答関数

2.5.3. GS20 検出器による高エネルギー中性子場の TOF 測定

準単色高エネルギー中性子場での測定では、図 2.30 に示すように第 3 軽イオン室のコリメーター出口から 1.492 m (ターゲットから 6.471 m) の地点に GS20 検出器 を設置した。BC501A 検出器による測定の場合と同様に、コリメーター出口に設置した透過型中性子収量モニターによる測定も同時に行った。BC501A 検出器による測定との検出位置のわずかな違いについては、中性子強度が距離の逆二乗則に従うとみなして BC501A 検出器による測定結果に換算した。本測定で用いた TOF 測定回路を図 2.31 に示す。基本的な回路の構成は BC501A 検出器による測定と同様である。波高をダイノードから得た波高情報と TOF 情報を合わせてデータ収集装置に蓄積しており、波高情報からで中性子起因の信号と判定されるもののみを抽出することで、中性子に対する TOF 分布を得たものが図 2.32 である。

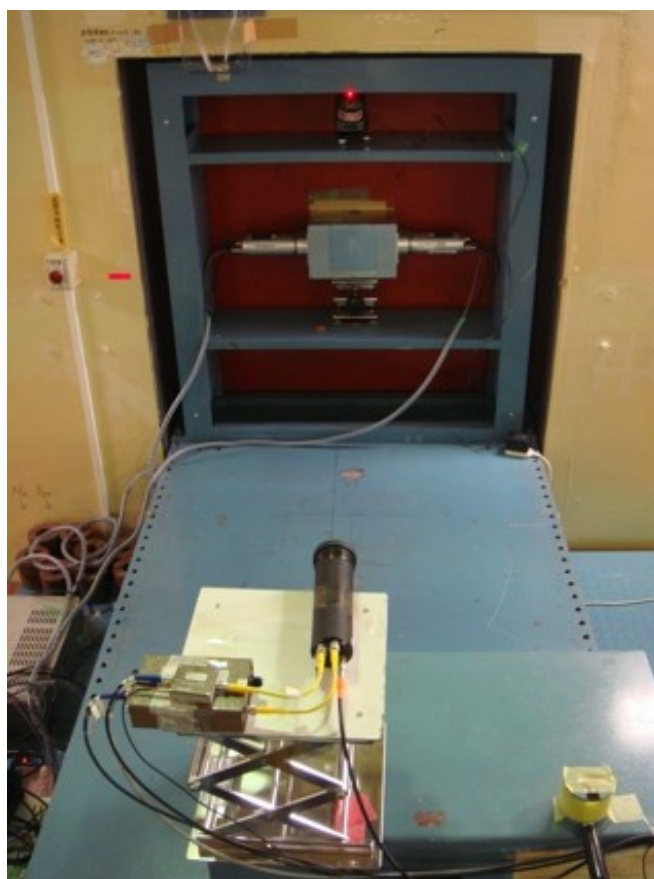


図 2.30 GS20 による TOF 測定の様子

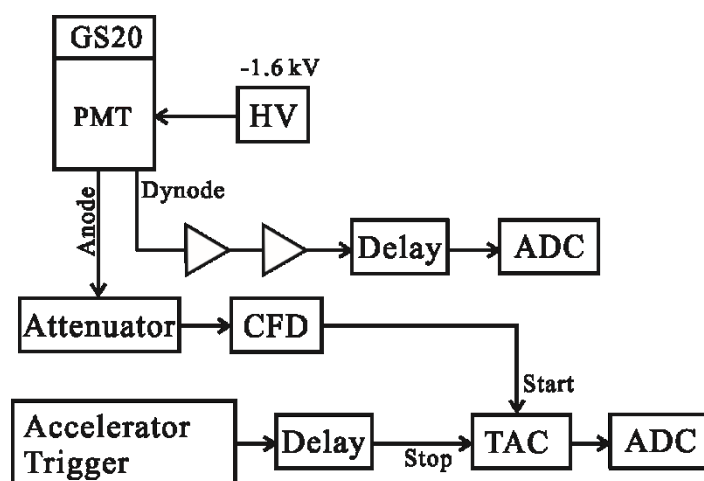


図 2.31 GS20 検出器による TOF 測定回路

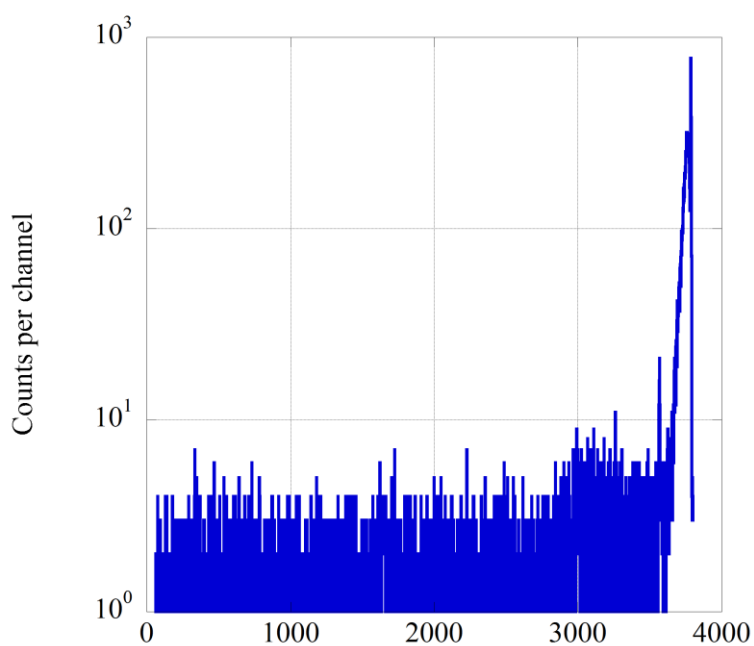


図 2.32 GS20 検出器で取得した中性子 TOF スペクトル

図 2.32 の ADC チャンネルに対応する時間差は 1.18 ns であった。この TOF スペクトルでは、全体に時間に依存しない信号が一様に分布している。これは室内散乱中性子の影響と推定されるため、時間に依存しない成分の平均値 1.34 /ch を TOF スペクトル全体から差し引いた。この推定については 2.7.2 項で検証する。時間に依存しない成分を差し引いた TOF スペクトルをもとに、BC501A 検出器による測定と同様に時間情報を中性子エネルギーに換

算し、図 2.29 の応答関数で除して求めた中性子スペクトラルフルエンスを図 2.33 に示す。縦軸は透過型中性子収量モニターの計数あたりの測定地点における中性子スペクトラルフルエンスである。各エネルギービンにおける測定の統計不確かさは 17%未満であり、MCNPX で評価した応答関数の不確かさとして 15%を見込み、各エネルギービンの中性子フルエンスの不確かさとしては 22%未満であった。BC501A 検出器による測定と同様に導出した GS20 検出器の対象とする中性子エネルギー領域両端での中性子エネルギーの時間分解能の FWHM は、142 keV において 1.37 keV、1.79 MeV において 61.2 keV であった。

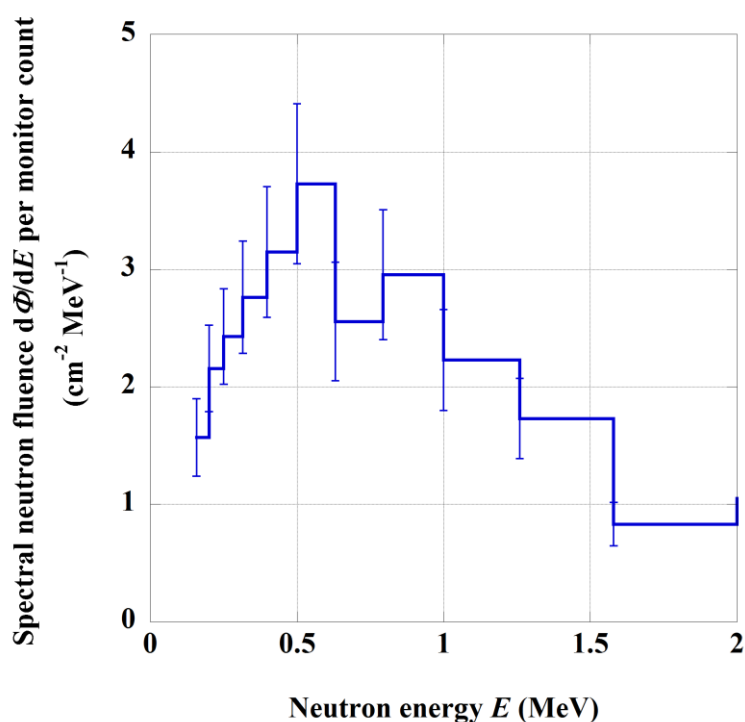


図 2.33 GS20 検出器を用いた TOF 法で得られた中性子スペクトラルフルエンス

2.5.4. GS20 検出器による TOF スペクトル測定のエネギー分解能評価

GS20 検出器による TOF 法のエネギー分解能についても、2.4.6 項と同様に求めることができ、 $\Delta\tau$ は 5.9 ns (FWHM) と評価され、これを反映した ΔE の中性子エネギー依存性は図 2.34 のようになり、最小で 113 keV において 0.97 keV、最大で 1.79 MeV において 61.2 keV であった。

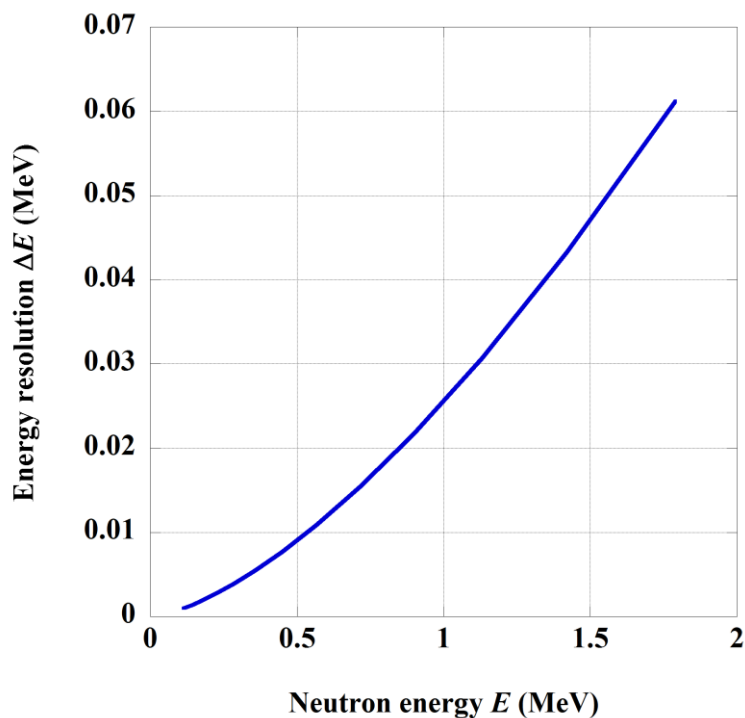


図 2.34 GS20 検出器による TOF 法のエネルギー分解能

2.6. TOF 法によって得られた準単色高エネルギー中性子スペクトラルフルエンス

シンチレーション検出器 BC501A および GS20 を用いた TOF 法によって得られた 50 MeV 陽子ビームによる ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子のスペクトラルフルエンスを図 2.35 に示す。縦軸は透過型中性子収量モニターの計数あたりの測定地点における中性子スペクトラルフルエンスである。MeV 領域以上を対象とした BC501A による測定結果と MeV 領域以下を対象とした GS20 による測定結果が恣意的な操作をすることなくスムーズに接続しており、測定及びデータ解析が適切であったことを示唆している。先行研究で知られているとおり、高エネルギー単色ピーク中性子と低エネルギー領域まで続く連続中性子で構成されていることが確認できた一方、158 keV のエネルギービンよりも低エネルギー領域では時間に依存する、すなわち ${}^7\text{Li}$ ターゲットからの直接飛来する中性子は有意に観測されなかった。先行研究では、連続中性子は熱中性子領域まで続くという測定結果が得られているが、これらの測定では室内散乱中性子もターゲットからの直接中性子と区別なく測定しており、TOF 法によって 100 keV 近辺以下の中性子が時間に依存せず一定に観測されることを示したのは本研究が初めてである。

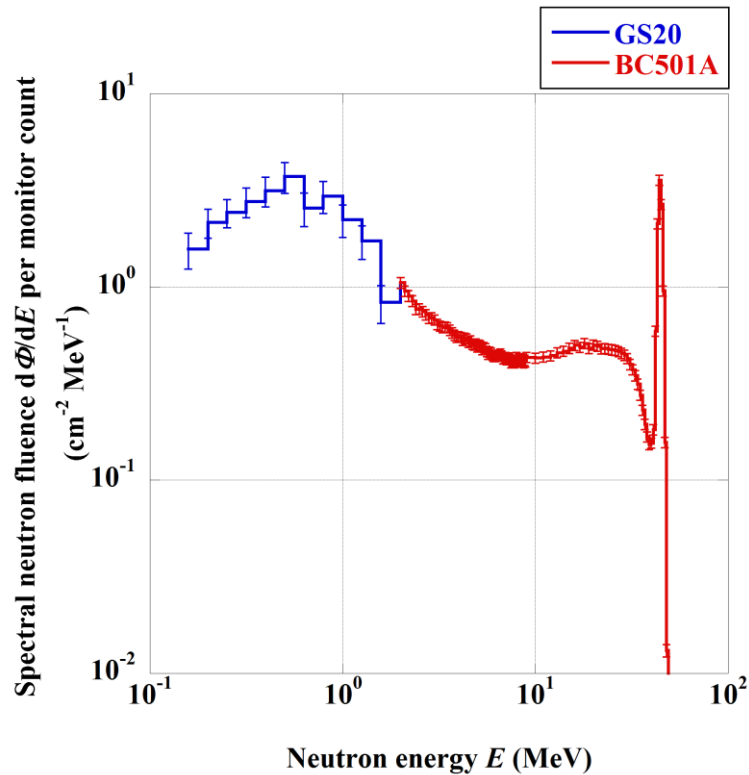


図 2.35 TOF 法で得られた 45 MeV 準単色高エネルギー中性子場の中性子スペクトラルフルエンス

2.7. TOF 法で得られた中性子スペクトルに対する検証と考察

2.7.1. コリメーターとの相互作用の影響の検証

本章では、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応でターゲットから直接放出された中性子の評価を目的としている。実際にはターゲットが設置されている AVF サイクロトロン本体室と測定を行った第 3 軽イオン室の間には遮蔽壁とコリメーターが存在する。コリメーターを通過することで中性子のエネルギー分布がどの程度変化しうるかを、MCNPX によるモンテカルロ計算で評価した。シミュレーションでは、実際の体系と同じ距離関係となるように線源、コリメーター、フルエンス評価地点を図 2.36 のように設定した。線源はコリメーター出口の 4.979 m 手前に簡単のため等方点線源として、コリメーターは鉄の直方体の中心部を通る直径 10.9 cm の円柱状の貫通穴として再現した。実際の ${}^7\text{Li}$ ターゲット中性子源からの生成中性子は指向性が強いいため、モンテカルロ計算における等方線源としての扱いは、現実よりもコリメーター内部の散乱等の効果を助長する方向に働く。線源スペクトルとしては、2.6 節で得られた測定結果をそのまま採用した。計算の結果を、入射中性子スペクトルと評価中性子スペクトルの比較を図 2.37 に、それらの比としてのコリメーター通過前後の相対スペクトラルフルエンスの変化量 Δ_E をして図 2.38 に示す。計算の統計不確かさは各エネルギービ

ンにおいて2.5%以下であった。中性子源を等方線源とする仮定を考慮せずとも顕著な変化は見られず、図 2.35 のスペクトル構造は ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応自体に由来するものと考えることができる。

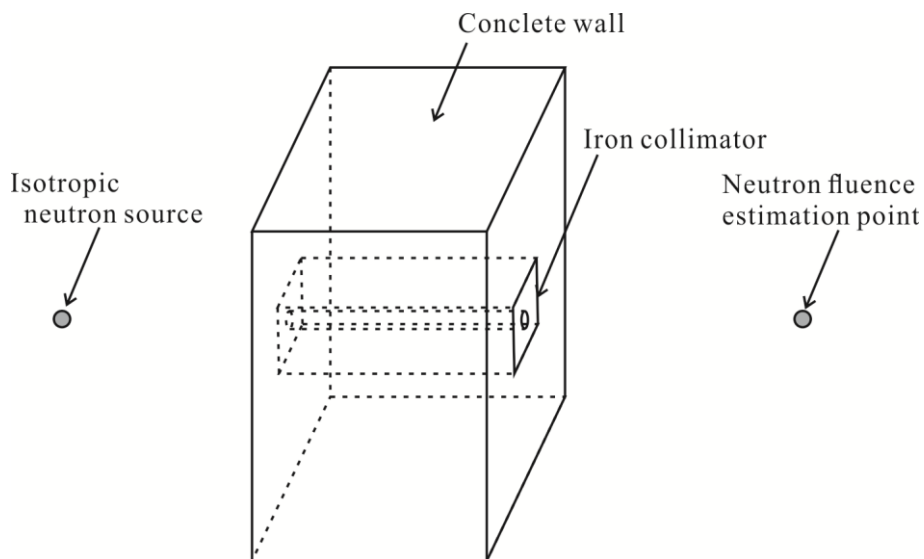


図 2.36 コリメーター影響評価のモンテカルロ計算体系

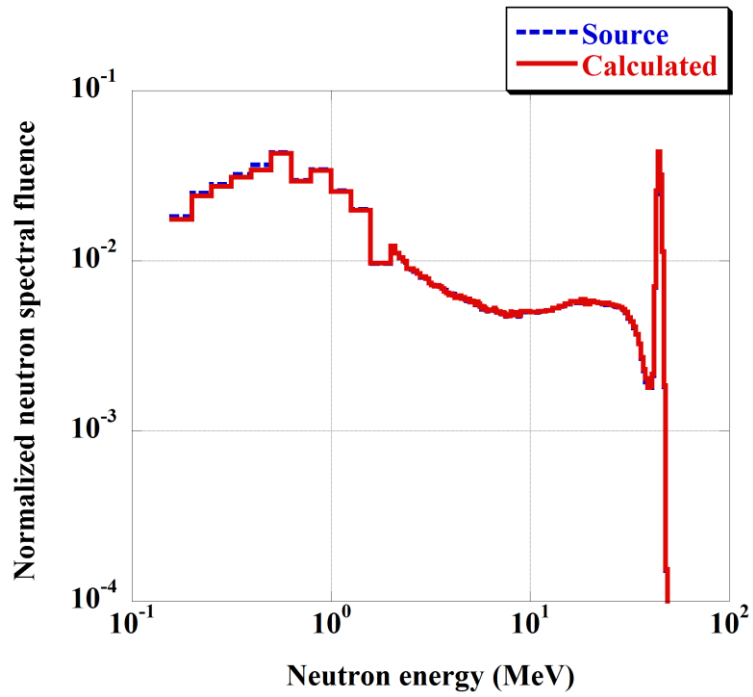


図 2.37 コリメーター通過前後の中性子エネルギー分布のモンテカルロ計算結果

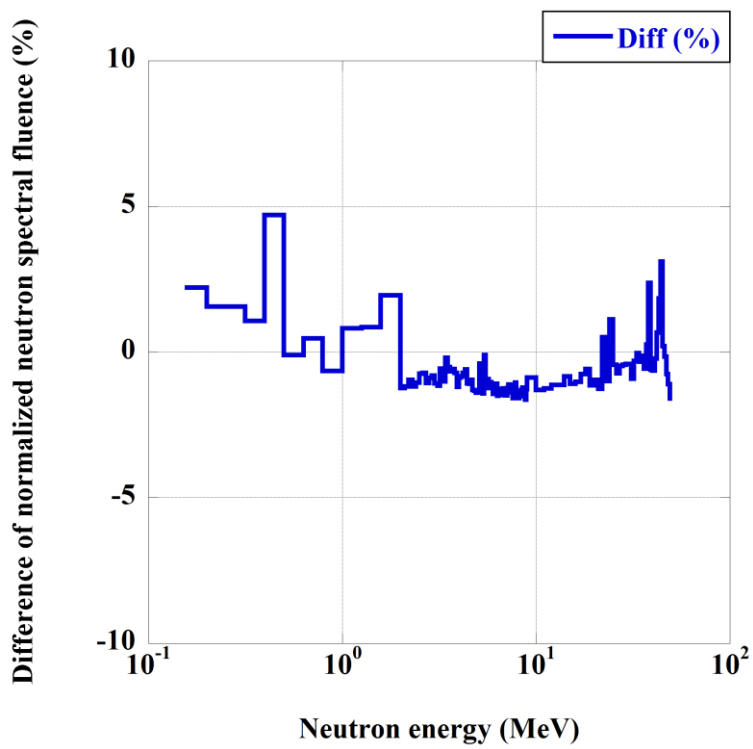


図 2.38 コリメーター通過による中性子エネルギー分布変化量の評価結果

2.7.2. 時間に依存しない中性子信号の検証

2.5.3 項で観測された時間に依存しない中性子信号は、室内散乱中性子によるものと仮定して、解析の過程でその時間平均値を TOF スペクトルから差し引いた。この仮定を支持する検証のひとつとして、室内散乱中性子が測定地点でどのような時間構造をとり得るのかを MCNPX によるモンテカルロ計算で評価した。計算体系には図 2.39 に示すように第 3 軽イオン室全体の構造を一部簡略化して再現し、コリメーター出口からビームラインに沿って図 2.35 のスペクトル構造を持つ平行中性子ビームを射出した。検出器位置に到達する中性子フルエンスを散乱線込みで計数し、中性子が発生してから検出器位置に到達するまでの時間を評価した結果が図 2.40 である。第 3 軽イオン室に入射し内壁で散乱した中性子は検出器位置で 100 ms 程度まで観測されることが分かる。本実験における中性子発生繰り返し周波数が 202.9 kHz (4.93 μ s 間隔に相当) であることを考えれば、室内散乱中性子は時間に依存せず一定に存在していることになり、GS20 検出器による TOF 測定での時間に依存しない信号は室内散乱中性子に起因するという仮定に基づいた 2.5.3 項での解析は適切であると考えられる。

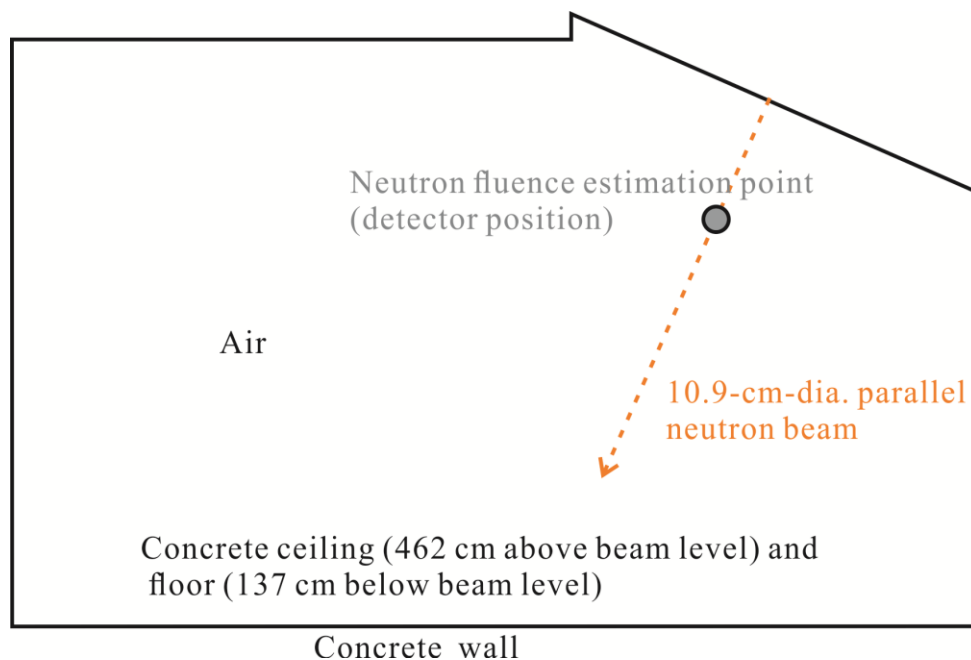


図 2.39 室内散乱中性子評価のためのモンテカルロ計算体系

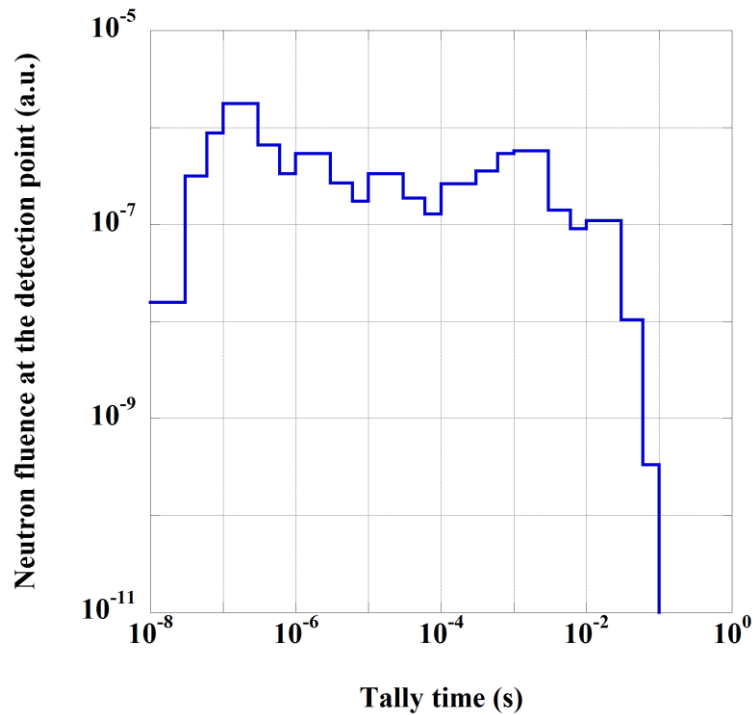


図 2.40 測定地点に飛来する全中性子の時間分布のシミュレーション結果

2.8. まとめと今後の展望

ピーク中性子エネルギー45 MeVの準単色高エネルギー中性子のスペクトル構造を低エネルギーまで測定した。TIARAのAVFサイクロトロンビーム間引きシステムと複数のシンチレーション検出器によるTOF法により、このエネルギー領域で初めてkeV領域までのTOF測定に成功した。得られた結果は、高エネルギー単色ピーク中性子に対する検出器特性評価や半導体照射試験等で連続中性子の影響を評価するための基礎データとして整備された。一方、ターゲットから直接飛来する中性子は、1 MeV近辺にピーク構造を持ち、また100 keV近辺の下限值を持つことが明らかになった。これら ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応による高エネルギー中性子の連続中性子のスペクトル構造に関する知見は、今後の試験等の基礎データとなるだけでなく、核物理分野における貴重な知見となることが期待される。

本研究では100 keV以下の中性子は室内散乱中性子が支配的であることが示唆されたが、高エネルギー中性子場の利用にあたってはそれらの散乱中性子の影響も含めたエネルギー分布情報が必要になる場合もある。散乱中性子は飛行時間情報が失われているため、このエネルギー領域の中性子スペクトラルフルエンスの測定は4.2節で詳述するボナー球スペクトロメーターによるアンフォールディングに頼らざるを得ない。ボナー球スペクトロメーターによるアンフォールディング法では、初期条件として与える初期推定スペクトルが結果に強く影響する。初期推定スペクトルは物理的な特性に基づく予想や計算、他の手法

による測定結果で与えられる。本研究の成果により、TOF 法に基づいた信頼性の高い測定結果が 100 keV 近辺まで得られたため、これを活用し精度の高い初期推定スペクトルを与えることが可能になり、より信頼性の高いアンフォールディングが可能になることが期待されている [33]。

3. 準単色高エネルギー中性子に対する 2 角度差分法を用いた検出器特性評価法の検証

3.1. 実験施設概要

本テーマは、大阪大学 RCNP のサイクロトロン施設にて実施した。RCNP のサイクロトロン施設では、AVF サイクロトロンと後段のリングサイクロトロンによって 420 MeV までの陽子ビームを発生させることができる [34] [35] [36]。準単色高エネルギー中性子は、中性子実験室に設置された Li ターゲットを用いて 400 MeV までの ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応により発生させることが可能であり、コリメーターを経て長さ 100 m の TOF トンネルにおいて精密測定を実施することができる。Li ターゲットに入射した陽子ビームは、偏向電磁石によって 90° 偏向され、ファラデーカップを内蔵したビームダンプへ輸送される。また、中性子実験室で発生した荷電粒子がコリメーターから TOF トンネル内に侵入することを抑制するため、コリメーター内にもクリアリングマグネットと呼ばれる偏向電磁石が設置されている。現在、このエネルギーまでの陽子を用いて準単色中性子の精密測定が行える世界で唯一の施設である。

また、中性子実験室のターゲットスウィンガーと可動式コリメーターにより、生成された中性子の任意角度成分を切り出して TOF トンネルに輸送できることが大きな特徴である。その仕組みを図 3.1 に示す。ターゲットスウィンガーはターゲットをホルダーごと陽子ビーム軌道に沿って 0° から 30° の範囲で移動することができ、角度はどの位置でも半径方向に一致するように保たれる。この移動に伴って TOF トンネルと垂直な方向にも移動量が発生するため、中性子実験室と TOF トンネルを隔てるコリメーターも移動することができるようになっており、これにより、生成中性子の 0° から 30° の範囲の任意の角度成分を TOF トンネルで利用することができる。

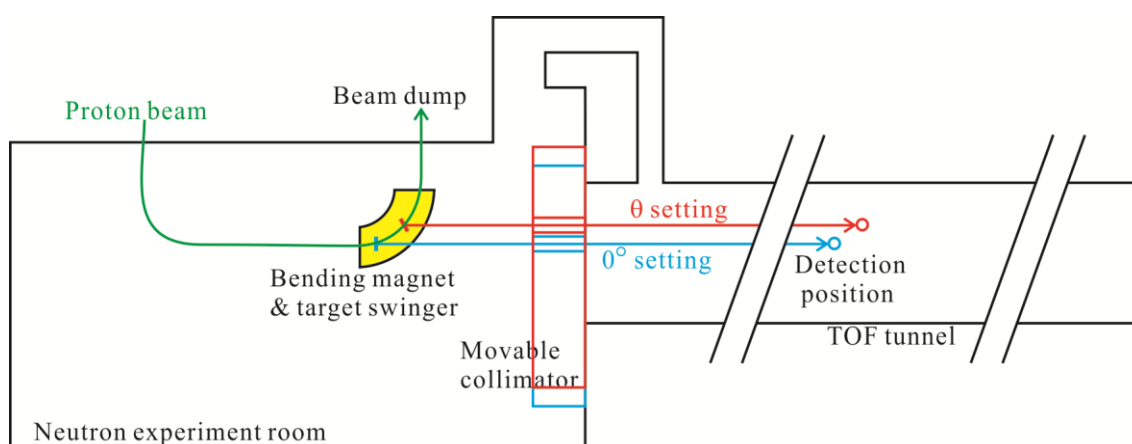


図 3.1 RCNP のターゲットスウィンガー施設と 2 角度差分測定体系

3.2. 2 角度差分法による中性子検出器の特性評価

すでに述べたとおり、準単色高エネルギー中性子場での検出器応答測定では低エネルギー領域まで続く連続中性子の影響が問題である。2 角度差分法は、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応で生成する高エネルギー中性子が、ターゲットの正面では高エネルギーピーク中性子と連続中性子からなる一方で、斜め前方では高エネルギー単色ピーク中性子がなく連続中性子のみであることを利用し、両方の中性子場での測定結果の差をとることにより、擬似的に高エネルギー単色ピーク中性子のみに対する測定を実現しようとするものである。2 角度差分法そのものは Nolte らによって提案されている [26]。本研究では、ピーク中性子エネルギー 96 MeV から 387 MeV の中性子について、RCNP の TOF トンネルとターゲットスウィンガー設備を用いた精密な測定を行うとともに、様々な中性子エネルギー応答特性の検出器に対してベンチマークを行い、2 角度差分法の適用性について考察することを目的とした。

2 角度差分法の測定は、図 3.1 に示した体系で行った。各角度における中性子スペクトルは、有機液体シンチレーター NE213 を用いた TOF 法により測定した [37] [38]。実験は表 3.1 に示すピーク中性子エネルギー 96 MeV から 387 MeV までの 4 エネルギーで行ったが、RCNP 施設からの機器安全上の要望により、96 MeV および 293 MeV 実験では 0° と 30° ではなく 0° と 25° を利用した。後に示す TOF 法によるスペクトル測定結果から、 25° 生成中性子でも高エネルギーピーク中性子は十分消失しており、原理上の問題はないことが確認できている。

表 3.1 RCNP で実施した実験のエネルギーと 2 角度差分法に利用した角度

Proton energy (MeV)	Peak neutron energy (MeV)	Angle θ (deg)
100	96	25
246	244	30
294	293	25
389	387	30

3.3. ボナー球検出器

本実験では、2 角度差分法による中性子検出器の応答測定法のベンチマークとして、ボナー球検出器を使用した。ボナー球検出器は、図 3.2 に示すように、低エネルギー中性子に大きな感度を持つ検出器を高密度ポリエチレン (HDPE) の減速材の球に挿入した構造を持つ。入射した中性子は減速材中の散乱でエネルギーを失い、低エネルギー検出器で検出される。中心に挿入する低エネルギー中性子検出器としては、図 3.3 に示す CENTRONIC 製の球形 ${}^3\text{He}$ 比例計数管 SP9 を使用した。減速材だけでなく中性子検出素子も球形であることによって検出器の等方性が見込まれている。SP9 はまず SP9 の外形に合わせて加工した

HDPE 製アタッチメント (図 3.3) を装着した上でボナー球検出器にフィルター部品とともに挿入 (図 3.4) し、隙間なく減速材の中心に設置できる。減速材の厚さ、すなわち球径を変えることによって、その応答関数を変えることができるのが大きな特徴である。

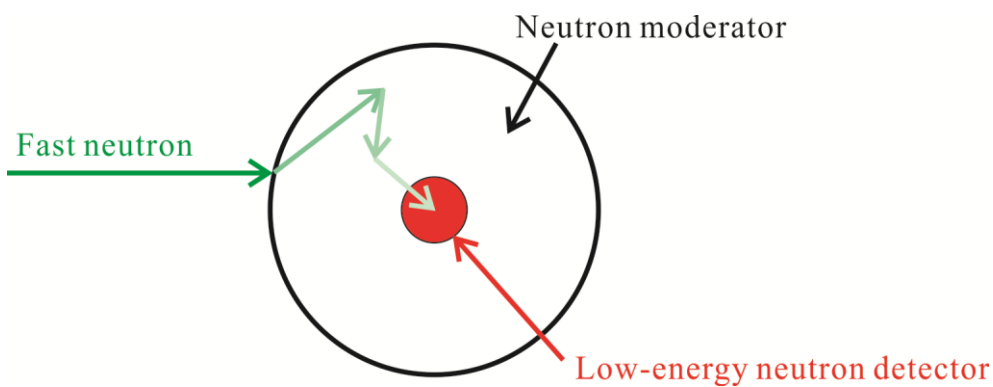


図 3.2 ボナー球検出器の構造と検出機構



図 3.3 球形 ^3He 比例計数管 SP9 とアタッチメント



図 3.4 ボナー球検出器の SP9 挿入構造

また、4.2 節で詳しく説明するように、異なる球径、すなわち応答関数を持つ複数のボナー球検出器による測定結果をアンフォールディングすることで、中性子のスペクトラルフルエンスを逆問題的に評価することもでき、一式のボナー球検出器群はまとめてボナー球スペクトロメーター (Bonner sphere spectrometer、BSS) と呼ばれる。

本実験でボナー球検出器を使用した理由は、(1)速中性子検出器・スペクトロメーターとして最も一般的な減速材型の中性子検出器であり、市販の中性子サーベイメーターなども同じ原理・構造に基づいたものが多く、応答を評価すること自体に意義があること、(2)球径の違いによる応答のバリエーションが多く、検出器特性の違いに対する適用性の傾向を系統的に評価できること、(3)中性子検出器としての原理や構造が非常に単純なためモンテカルロ計算による応答評価の信頼性が比較的高く、ベンチマークとして計算値と実験値を比較するのに適していることが挙げられる。

使用したボナー球検出器の一覧を表 3.2 に示す。減速材の中心に挿入する低エネルギー検出器としては、球形 ^3He 比例計数管 SP9 (CENTRONIC LTD) の、実効 ^3He ガス圧が 0.21 atm のもの (SP9/15/Kr 0605-17) と 2.01 atm のもの (SP9/152/Kr 0723-48) であり、それぞれ 244 MeV 及び 387 MeV 実験と 96 MeV 及び 293 MeV 実験に用いた。減速材は HDPE 製で、直径 3 インチから 9.5 インチである。HDPE の密度は重量と体積を計測して評価したところ 0.95 g/cm^3 であった。96 MeV および 293 MeV 実験では、減速材のない裸の SP9 (bare) による測定も実施した。さらに、すべての実験で、HDPE 製減速材球の中に金属の層を含むものも測定した。金属の材質は鉛と銅で、457P と名付けたものは直径 4 インチまでが HDPE 層、直径 4 インチから 5 インチまでが鉛層、直径 5 インチから 7 インチまでが HDPE 層であり、457C はその鉛が銅に置き換わったものである。いずれも高エネルギー中性子に対する (n, xn)

反応を利用した中性子ブリーダーとして機能させ、図 3.7 に示すように高エネルギー中性子に対す感度を増強させる目的で開発されたもの [39] [40] [41]であり、同様の構造を持つ高エネルギー加速器施設向けの中性子サーベイメーターや中性子エリアモニタも開発されており [42] [43]、そのような市販中性子計測器に対する 2 角度差分法の適用性を検証することも本研究の目的とした。

表 3.2 RCNP 実験で用いたボナー球検出器の一覧

Name	Moderator diameter	Experiment energy
Bare	No moderator	96 and 293 MeV
3"	HDPE 7.62 cm	96, 244, and 293 MeV
5"	HDPE 12.7 cm	96, 244, 293, and 387 MeV
7"	HDPE 17.78 cm	96, 244, 293, and 387 MeV
9.5"	HDPE 24.13 cm	96, 244, 293, and 387 MeV
457P	HDPE 10.16 cm + lead 12.7 cm + HDPE 17.78 cm	96, 244, 293, and 387 MeV
457C	HDPE 10.16 cm + copper 12.7 cm + HDPE 17.78 cm	96, 244, 293, and 387 MeV



図 3.5 高エネルギー中性子向けの金属層を含むボナー球検出器

応答関数は、MCNPX [44]によるモンテカルロ計算で評価した。図 3.6 に示すようにボナー球検出器の構造を再現した体系で、エネルギービン内で一定のエネルギー分布を持つ平行中性子ビームを照射したときの、その中性子フルエンスあたりの検出イベント数（単位： cm^2 ）として導出した。モンテカルロ計算で使用する断面積データとしては、3 GeV までに対応した断面積データライブラリ JENDL/HE-2007 [45]を使用した。本実験で使用したボナー球検出器に対する応答関数を図 3.7 に示す。(a)が実効 ^3He ガス圧 0.21 atm、(b)が実効 ^3He ガス圧 2.01 atm の SP9 を用いた場合の応答関数である。同じ減速材体系のボナー球検出器の応答関数は、大まかには ^3He ガス圧に比例した相似形に近いが、 ^3He ガス圧の違いは低エネルギー中性子の検出効率だけでなく検出器内の中性子輸送計算にも影響するため、厳密には完全な比例関係を持つ相似形にはなっていない。

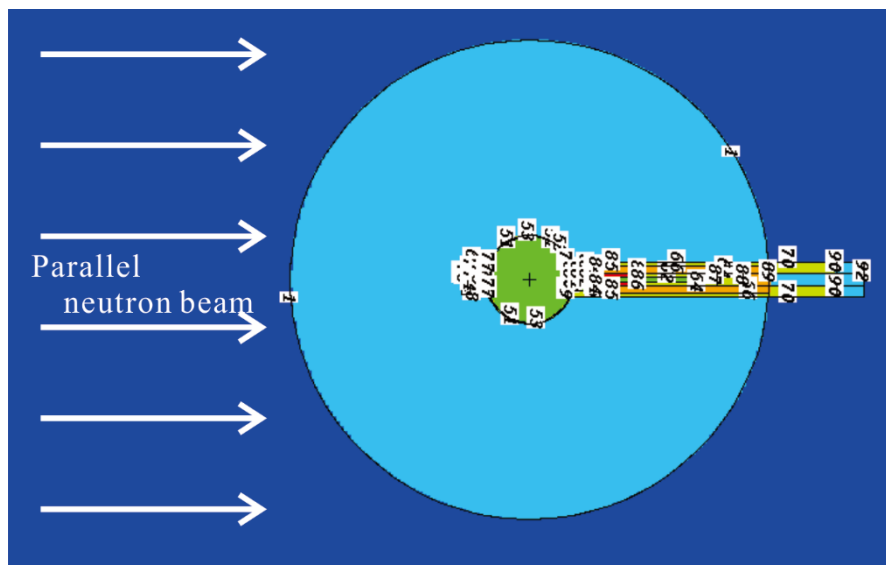


図 3.6 ボナー球検出器の応答計算体系

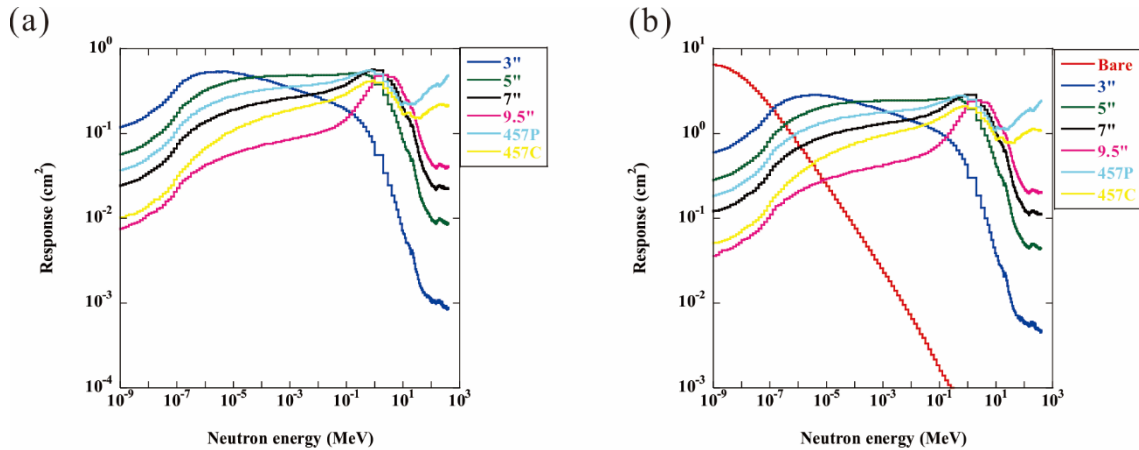


図 3.7 RCNP 実験で使用したボナー球検出器の応答関数。(a)は ${}^3\text{He}$ の実効ガス圧が 0.21 atm、(b)は 2.01 atm の場合である。

3.4. 高エネルギー中性子場におけるボナー球検出器の信号処理

${}^3\text{He}$ 比例計数管を用いたボナー球検出器の出力信号は、 ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応により生成されたトリトンと陽子がガスに付与するエネルギーで、図 3.8 のような波高スペクトルを持つ。ピークは 764 keV の Q 値で放出された陽子とトリトンによる全エネルギーピークであり、連続分布する信号はそれらがすべてのエネルギーを付与する前に検出器の有感領域を超えてしまう壁効果 [46]によるものである。図 3.8 に示すような波高弁別によってガンマ線起因の信号と中性子起因の信号を区別することができる。しかし、高エネルギー中性子場では、減速材中で十分に減速せず高エネルギーのまま ${}^3\text{He}$ 比例計数管に達して ${}^3\text{He}$ 原子核等を散乱させたことに起因する信号が顕著に混在し、図 3.9 のように ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応による中性子信号の領域に重複することがあり、減速材の薄い小径のボナー球検出器で特に顕著であった。ボナー検出器の応答は ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応の数で評価しているため、計算と実験における応答を比較する上ではこの信号は除去する必要がある。そこで、産総研の熱中性子場で各 ${}^3\text{He}$ 比例計数管ごとに理想的な ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応起因信号の波高スペクトルを取得し、これで高エネルギー中性子に対する測定で得られた波高スペクトルをフィッティングすることで ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応に起因する信号を図 3.10 に示すように抽出した。パルス波高に対応する ADC チャンネルを x として、観測されたパルス波高スペクトル (図 3.10 の赤線) を $f(x)$ とする。高エネルギー中性子場の測定で ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応で得られたパルス波高スペクトル成分 (図 3.10 の青線) を $f_{pT}(x)$ 、高エネルギー中性子場での測定に固有な混入成分 (図 3.10 の緑線) を $f_c(x)$ とし、

$$f(x) = f_{pT}(x) + f_c(x) \quad \text{式 3.1}$$

であると仮定した。熱中性子場で得られた ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応のみによると見なせるリファレンス波高スペクトルを $f_{ref,pT}(x)$ とし、

$$f_{pT}(x) = k \cdot f_{ref,pT}(x) \quad \text{式 3.2}$$

となるフィッティング係数 k を求めた。

この領域における $f_c(x)$ は指数関数の形状を有しているが、実際には、各 ADC チャンネルの係数の統計不確かさや、測定間のわずかなゲイン変動等の影響 $j(x)$ があるため、

$$f_c(x) = m_1 e^{-m_2 x} + j(x) \quad \text{式 3.3}$$

である。そこで、 $j(x)$ は離散的であるため $j(x) \rightarrow j_x, x = 1, 2, \dots, 2048$ として、混入成分の

指数関数からの分散 $\sum_{x=230}^{330} |j_x|^2$ が最小になる k を求めた。ここで、評価する x の範囲を限定し

たのは、ガンマ線信号の影響を受ける低波高領域や著しく統計精度の悪い高波高領域を避けるためである。

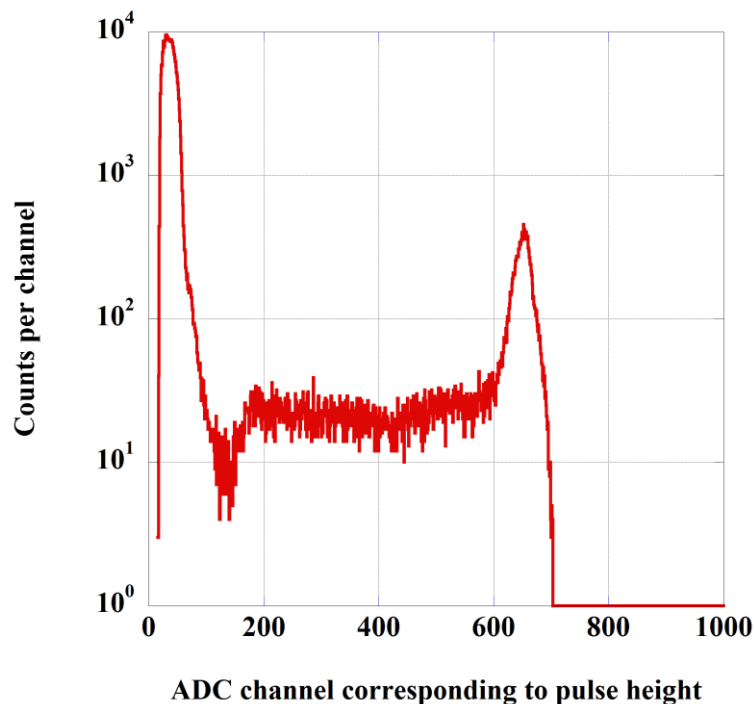


図 3.8 熱中性子場で観測される ^3He 比例計数管の波高スペクトル

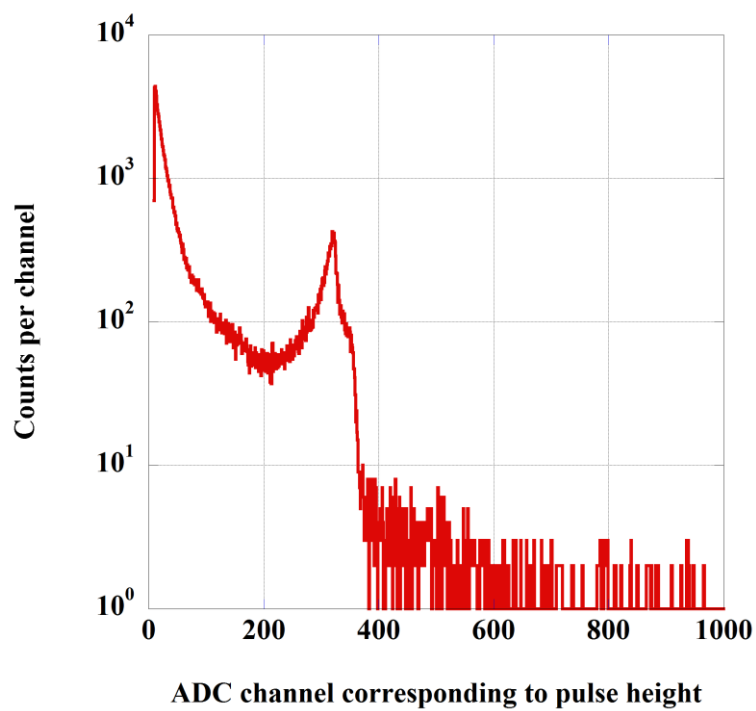


図 3.9 高エネルギー中性子場で観測される ^3He 比例計数管の波高スペクトル

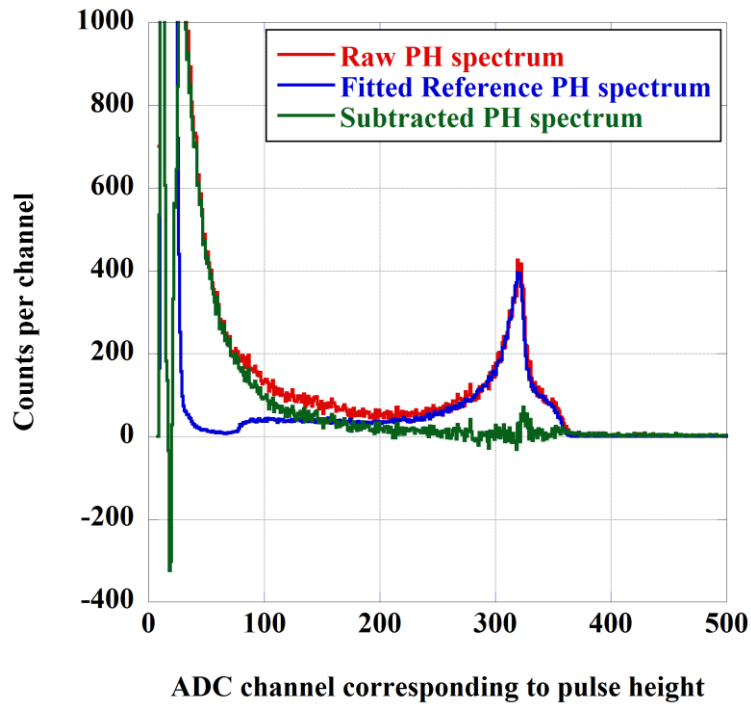


図 3.10 高エネルギー中性子場における ^3He 比例計数管の波高スペクトルに対するフィッティング処理

3.5. 疑似単色中性子スペクトルの導出

ターゲット正面 (0° 方向) に生成される準単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_0(E)$ からターゲット斜め前方 θ 方向 (25° 方向または 30° 方向) に生成される連続中性子のスペクトラルフルエンス $\phi_\theta(E)$ を差し引くにあたって、厳密には両者の連続中性子のスペクトラルフルエンスが同一ではないため、単純に規格化だけを施して差し引くだけでは差し引きに大きな過不足が生じる。そこで、斜め前方の中性子に対する測定結果を差し引く際に差し引き係数 α を採用し、差し引き後の疑似単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_{sub}(E)$ を

$$\phi_{sub}(E) = \phi_0(E) - \alpha\phi_\theta(E) \quad \text{式 3.4}$$

とし、この連続中性子エネルギー領域に残る差し引きの過不足の影響を系統的に最小化することを試みた。ボナー球検出器の測定結果である計数についてもこの α を用いて差し引きを行い、 0° 方向中性子に対する計数結果 N_0 と θ 方向生成中性子に対する計数結果 N_θ から疑似単色中性子に対する計数 N_{sub} を

$$N_{sub} = N_0 - \alpha N_\theta \quad \text{式 3.5}$$

とする。

ここで、差し引き係数 α を決めるための基準を 2 通り検討した。そのイメージを図 3.11 に示す。比較のため、 α は 0 として、 θ 方向生成中性子に対する測定結果を使わない場合を手法 1 とする (図 3.11 の(a))。ただし、モンテカルロ計算によって求めた応答関数と

TOF 法で評価した 0° 方向生成中性子の連続中性子のスペクトラルフルエンスの情報を用いて連続中性子に対する検出器の計数を推定し、 0° 方向生成中性子全体に対する計数結果から差し引く補正を行った。この補正は、連続中性子のフルエンスが高エネルギーピーク中性子のフルエンスと比べて少ないことと、一般的に低エネルギーほど断面積データの信頼性が高いことから、高エネルギーピーク中性子に対する応答を評価するにあたって妥当であるという根拠に立脚している。次に、差し引き後の疑似単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_{sub}(E)$ の最小値が 0 となるように α を定める場合を手法 2 とする (図 3.11 の (b))。これは、中性子フルエンスという物理量が各エネルギービンで負の値をとらないという考え方に立脚している。この場合も、差し引き後の疑似単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_{sub}(E)$ の連続中性子エネルギー領域に残った中性子に対する計数は手法 1 と同様に計算に基づいて差し引いた。最後に、差し引き後の疑似単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_{sub}(E)$ に負の値をとる領域が生じることを許容し、 $\phi_{sub}(E)$ の連続中性子エネルギーに残った中性子の積分値 $\int_{continuum} \phi_{sub}(E) dE$ が 0 になるように α を決める場合を手法 3 とする (図 3.11 の (c))。この場合も残った連続中性子に対する計数は手法 1 と同様に補正する。

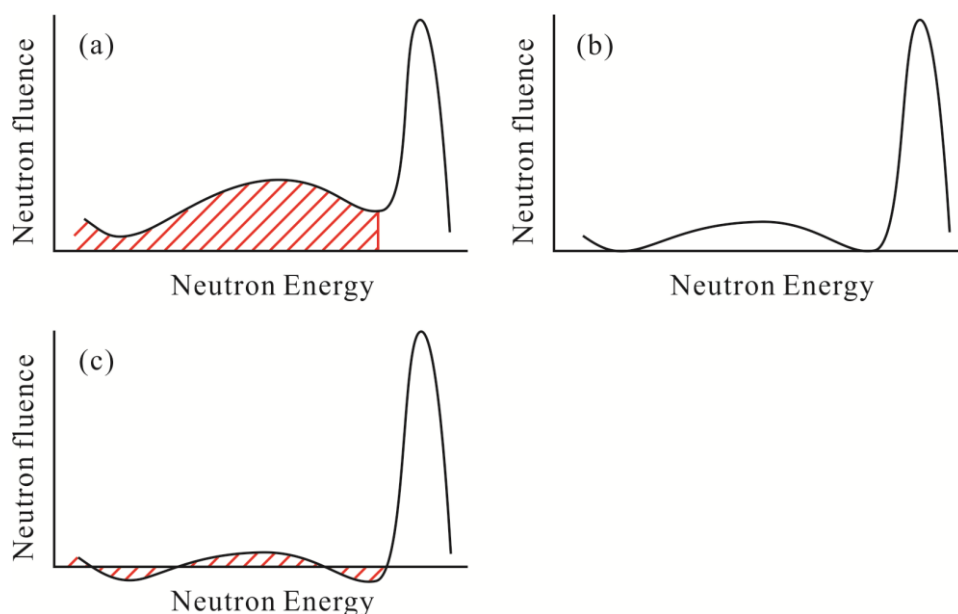


図 3.11 試行した連続中性子の差し引き手法。(a)ではモンテカルロ計算による応答関数から予想される計数を差し引く。(b)では連続中性子の中性子スペクトラルフルエンスが負の値を取らないように、(c)では連続中性子の中性子フルエンスの積分値が 0 になるように差し引き係数 α を決める。

以上 3 通りの手法を 244 MeV および 387 MeV 実験について適用し、その結果を比較した結果が図 3.12 と図 3.13 である。TOF 法で得られたスペクトラルフルエンス情報は、TOF 測定下限エネルギーである 3 MeV 以下の情報は含んでいないため、いずれの手法においても 3 MeV 以下の連続中性子は差し引きの過程においては無視されている。TOF 測定の不確かさは主に NE213 の応答計算に起因し、15% である。ボナー球検出器の測定の統計不確かさは最大で 3% であった。手法 3 が HDPE 製のボナー球検出器に対して最も計算値に近い結果を与えることが明らかになった。457P、457C では計算値と実験値に比較的大きな差が見られたが、HDPE 製のボナー検出器では応答の計算に用いる断面積データの信頼性が広いエネルギー領域にわたって高い一方、銅や鉛は数百 MeV 領域での信頼性に乏しいため、HDPE 製のボナー検出器の結果により手法 3 の適性を判断することは妥当であると考えられる。一方、手法 1 では、HDPE のボナー球検出器について球径が小さいほど実験値が計算値を大きく上回る結果を得た。TOF 下限エネルギーよりも低いエネルギーの中性子の影響が計算による補正で無視されているためであると考えられる。数百 MeV 領域に対して TOF 下限エネルギー以下の応答が小さい 457P、457C のボナー検出器については手法による結果の差が比較的小さかった。手法 2 はその原理上 α が手法 3 のものより小さい値を取るため、結果も手法 1 と手法 3 の間の値を取り、連続中性子の影響の差し引きが不十分であるという傾向が見られた。これらの結果から、手法 3 を最適な手法として採用し、その適用性について考察することとした。

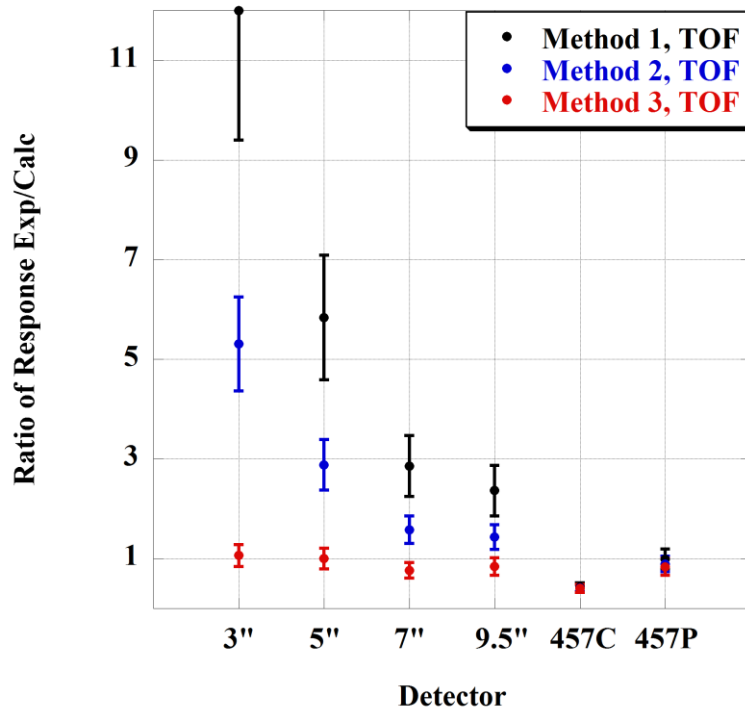


図 3.12 連続中性子差し引き手法比較の結果 (244 MeV)

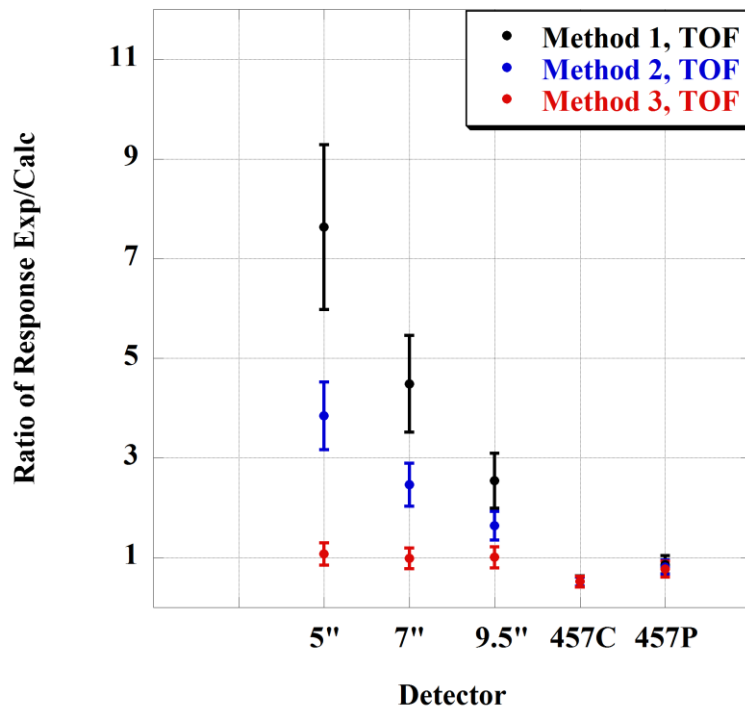


図 3.13 連続中性子差し引き手法比較の結果 (387 MeV)

3.6. 96 MeV から 387 MeV までの実験結果と考察

3.6.1. 応答測定結果

図 3.14 に各実験における中性子スペクトラルフルエンスの TOF 測定 [38] [37]の結果 $\phi_0(E)$ および $\phi_\theta(E)$ と、それらを用いて導出した疑似単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_{sub}(E)$ を示す。各エネルギービンにおける中性子フルエンスの不確かさは 15% である。いずれも、TOF 下限エネルギーは数 MeV であり、それ以下のエネルギーの中性子は 2 角度差分法の適用時には考慮に入れていない。すでに述べたとおり、 α は疑似単色中性子スペクトラルフルエンス $\phi_{sub}(E)$ の連続中性子部分のフルエンス積分値が 0 となるように決められており、便宜的に導入された $\phi_{sub}(E)$ は局所的に負の値をとることを許容されている。各実験に対して算出された α の値も図 3.14 中に示した。

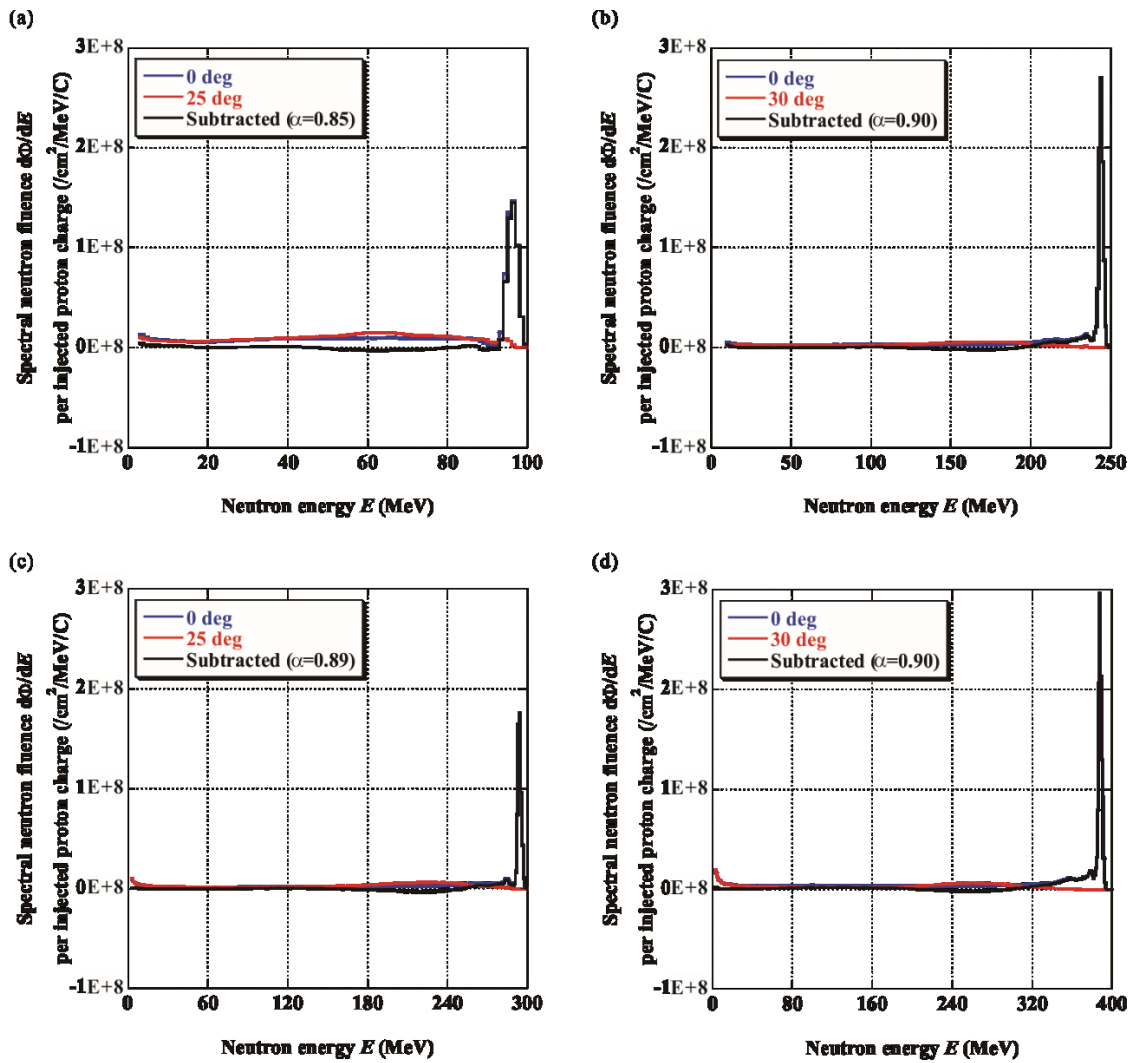


図 3.14 TOF 法で測定された中性子スペクトラルフルエンスと 2 角度差分法による疑似単色中性子スペクトル。(a)から(d)は、それぞれ 96 MeV、244 MeV、293 MeV、および 387 MeV 実験に対応する。

2 角度差分法によって得られた応答測定結果を計算値で除したものを図 3.15 に青い丸プロットで示す。比較のため、2 角度差分法を用いずに 0°方向中性子に対する測定のみで求めた結果も赤い四角プロットで示した。

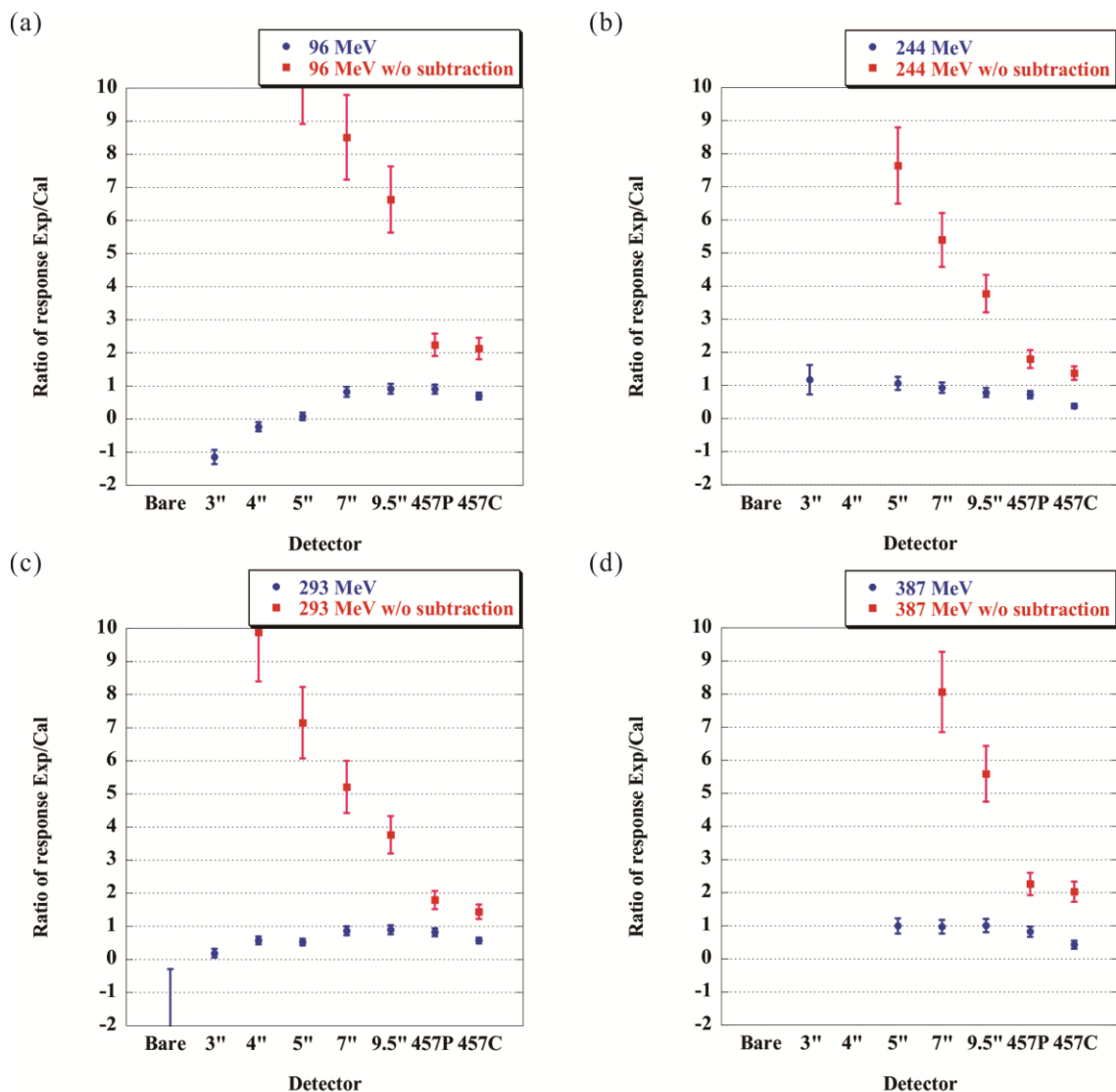


図 3.15 2 角度差分法によるボナー球検出器の応答測定結果と計算値の比。(a)から(d)は、それぞれ 96 MeV (25°利用)、244 MeV (30°利用)、293 MeV (25°利用)、および 387 MeV (30°利用) 実験に対応する。

全体的な傾向として、大きな HDPE 製ボナー球検出器の応答測定値は計算値とよく一致した。これらの検出器の応答の中心は MeV 領域であるため、TOF 測定結果で 2 角度差分法がよく機能したのと考えられる。市販の中性子サーベイメーターにはこれらのボナー球検出器と似た特性を持つものが多く、これらのサーベイメーターに対して 2 角度差分法は効果的である。対照的に、25°生成中性子を利用した 96 MeV および 293 MeV 実験では、5 インチ以下の小さな HDPE 製ボナー球検出器の応答測定値は計算値を下回り、その差と球径との間には相関がみられた。一方、減速材中に鉛および銅の層を含んだ高エネルギー中

中性子向けのボナー球検出器も全体的に応答測定値が計算値を下回った。2角度差分法の適応性について知見を得るために、これらの不一致について次項で考察を行う。

3.6.2. 小径の HDPE 製ボナー球検出器における不一致の考察

25°生成中性子を使った2角度差分法では、5インチ以下の小径のボナー球検出器の応答測定結果が計算値よりも小さくなった。特に、0°生成中性子に対する計数結果よりも25°生成中性子に対する測定で評価した連続中性子に対する計数の方が大きかったケースでは応答測定結果が負の値をとるものも見られた。小径のボナー球検出器ほど計算値との乖離が大きいため、TOF測定下限エネルギーよりもエネルギーの低い中性子の影響が疑われた。これらのケースでは、25°生成中性子に対する実験の方が0°生成中性子に対する実験よりもTOF測定下限エネルギー以下の中性子量が多かった可能性がある。その原因として、コリメーター等の遮蔽物を透過してTOFトンネル内に進入する中性子の違いが考えられるため、検証として、各ターゲット角度設定での実験体系を精密に再現したモンテカルロ計算をMCNPXによって行った。その体系を図3.16に示す。体系は、RCNP施設の図面を元に行っているが、結果への影響が大きいコリメーター周辺の構造は実測を元に再現した。現実にはターゲットから発生する中性子は角度およびエネルギー分布を持つが、計算では簡単のために各位置のターゲットから0°生成中性子のみが直径1cmのペンシルビームとして発生したと仮定した。この計算で得られた25°測定および30°測定における0°生成中性子の透過成分が測定地点にもたらず中性子スペクトラルフルエンスを図3.17に示す。いずれのエネルギーにおいても、25°設定では30°設定よりも透過中性子の影響が1桁ほど大きいという結果を得た。ターゲットから放出される中性子の空間分布は再現されていないものの、定性的には、利用する θ が小さいと角度の浅い生成中性子成分が他の構造物と比較して薄い可動式コリメーターでしか遮られていない領域に多く当たることで、測定地点の低エネルギー中性子フルエンスが増加し、低エネルギー領域の中性子の差し引きを過剰にしてしまうということが示唆された。

中性子線量計等には小径のHDPE製ボナー球検出器のように低エネルギーの中性子に対する応答が大きいものもあるため、このようなデバイスの応答評価を行う際には角度の選定や2角度差分法の適用そのものについて十分な検討が必要であることが明らかになった。

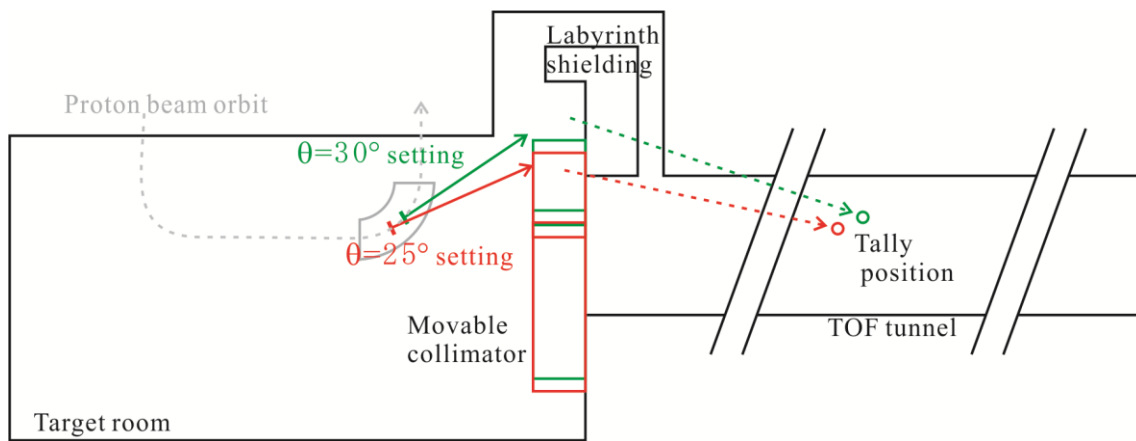


図 3.16 θ 測定における 0° 中性子による影響評価のためのモンテカルロ計算体系

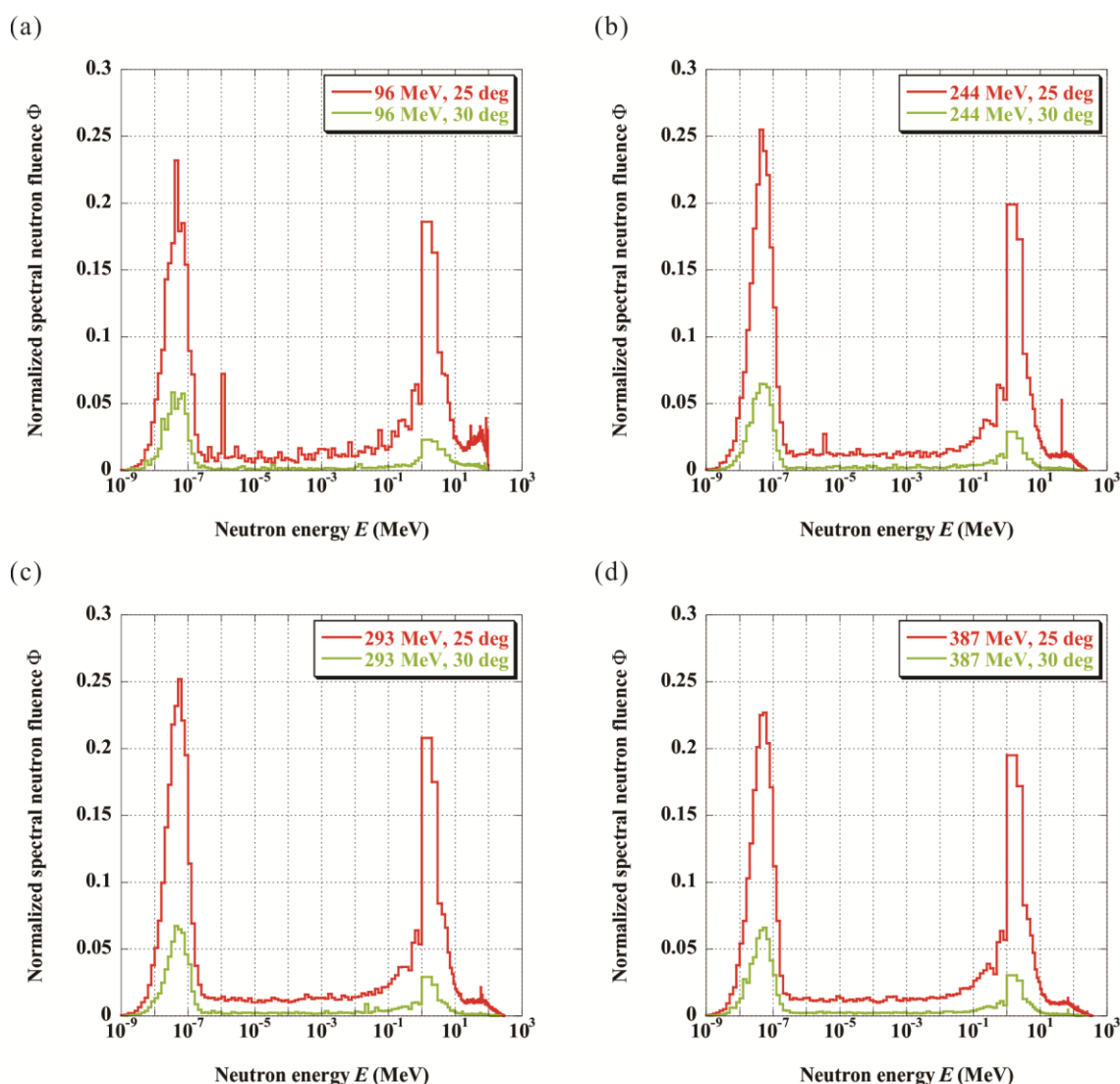


図 3.17 θ 測定において 0° 中性子が測定地点に与える中性子フルエンスのモンテカルロ計算結果。(a)から(d)は、それぞれ 96 MeV、244 MeV、293 MeV、および 387 MeV 実験に対応する。

3.6.3. 金属層入りボナー球検出器における不一致の考察

HDPE 製減速材中にそれぞれ鉛と銅の層を持つ 457P と 457C の応答測定結果は、計算値よりも著しく小さい結果を得た。図 3.18 に示した 457P、457C ボナー球検出器の応答測定結果の対計算値比の中性子エネルギー依存性を図 3.18 に示す。これらの検出器は数百 keV 以下のエネルギー領域での応答が小さいため、前節で議論したような低エネルギー中性子の影響は有意でないと考えられることから、実験値と計算値がよく一致した大径の HDPE 製ボナー球検出器との対比から、鉛や銅を含むモンテカルロ計算側の信頼性に着目した。

これらのボナー球検出器では、鉛や銅は高エネルギー中性子が入射した際に複数の中性子を放出する(n,xn)反応を起こし検出器の応答を増強することを目的として導入されており、中性子ブリーダーと呼ばれる。従って、HDPE 製ボナー球検出器の応答計算と比較して、これらの検出器の応答計算では(n,xn)反応の断面積が鍵となる。そこで、モンテカルロ計算に使用した断面積データライブラリ JENDL/HE-2007 の当該断面積データを、他の断面積データライブラリのもものと比較した。比較したのは、ENDF/B-VII.1 [47]、TENDL-2014 [48]、JENDL-4.0/HE [49]である。ENDF/B-VII.1 は米国で整備されている評価済み断面積データライブラリで、200 MeV までのエネルギーに対応している。TENDL-2014 はヨーロッパで整備されている TALYS コードによる核反応シミュレーションに基づく断面積データライブラリであり、これも 200 MeV までのエネルギーに対応している。JENDL-4.0/HE は、日本で整備されている評価済み断面積データライブラリである。JENDL/HE-2007 は 3 GeV までの高エネルギー対応を特徴とする特殊目的ファイルで、汎用の JENDL-3.3 を拡張したものである。汎用の JENDL シリーズの最新版である JENDL-4.0 を高エネルギーに拡張しているのが JENDL/HE-4.0 であり、対応エネルギーは 200 MeV までと JENDL/HE-2007 の最高エネルギー 3 GeV には及ばないが、主要データを中心に全面改訂されている。

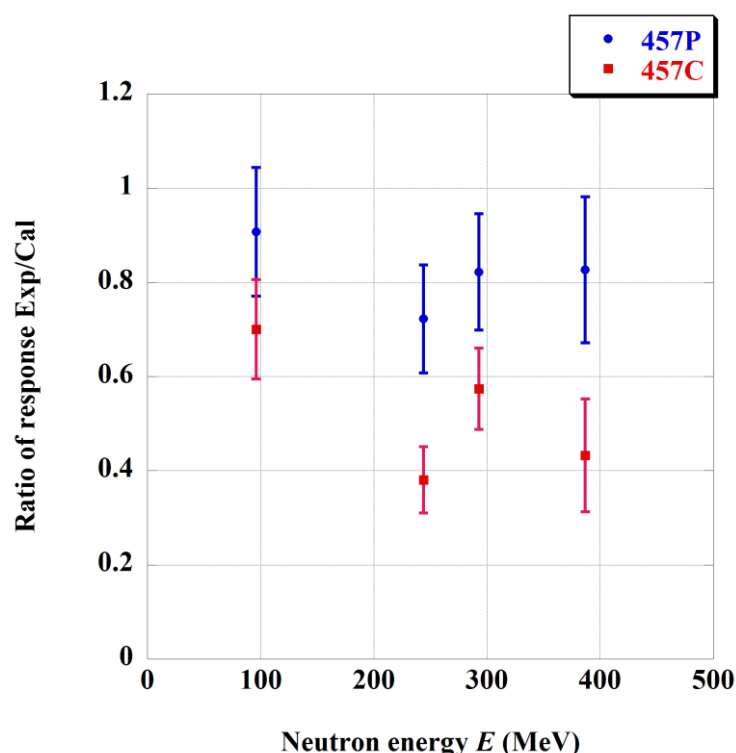


図 3.18 金属層入りボナー球検出器の応答測定結果の対計算値比とエネルギーの関係

鉛の断面積データの比較を図 3.19 に示す。200 MeV までのエネルギーでは、JENDL/HE-2007 の断面積は他のライブラリの断面積と近い値をとるが、200 MeV を超えると $^{206}\text{Pb}(n,2n)$ 反応、 $^{207}\text{Pb}(n,2n)$ 反応および $^{208}\text{Pb}(n,2n)$ 反応は急激に増大し、 $^{206}\text{Pb}(n,3n)$ 反応は急激に減少している。 ^{206}Pb 、 ^{207}Pb 、 ^{208}Pb の存在比がそれぞれ 24.1%、22.1%、52.4%であることを考慮すると、総合的な中性子ブリーダーとしての効果は 200 MeV を超えて急激に増大していることになる。この急激な変化は JENDL/HE-2007 の断面積評価手法が 200 MeV で切り替わっている [49] ことが原因と考えられ、200 MeV 以上でもなめらかに接続すると仮定すれば、本実験の結果を支持する方向となる。

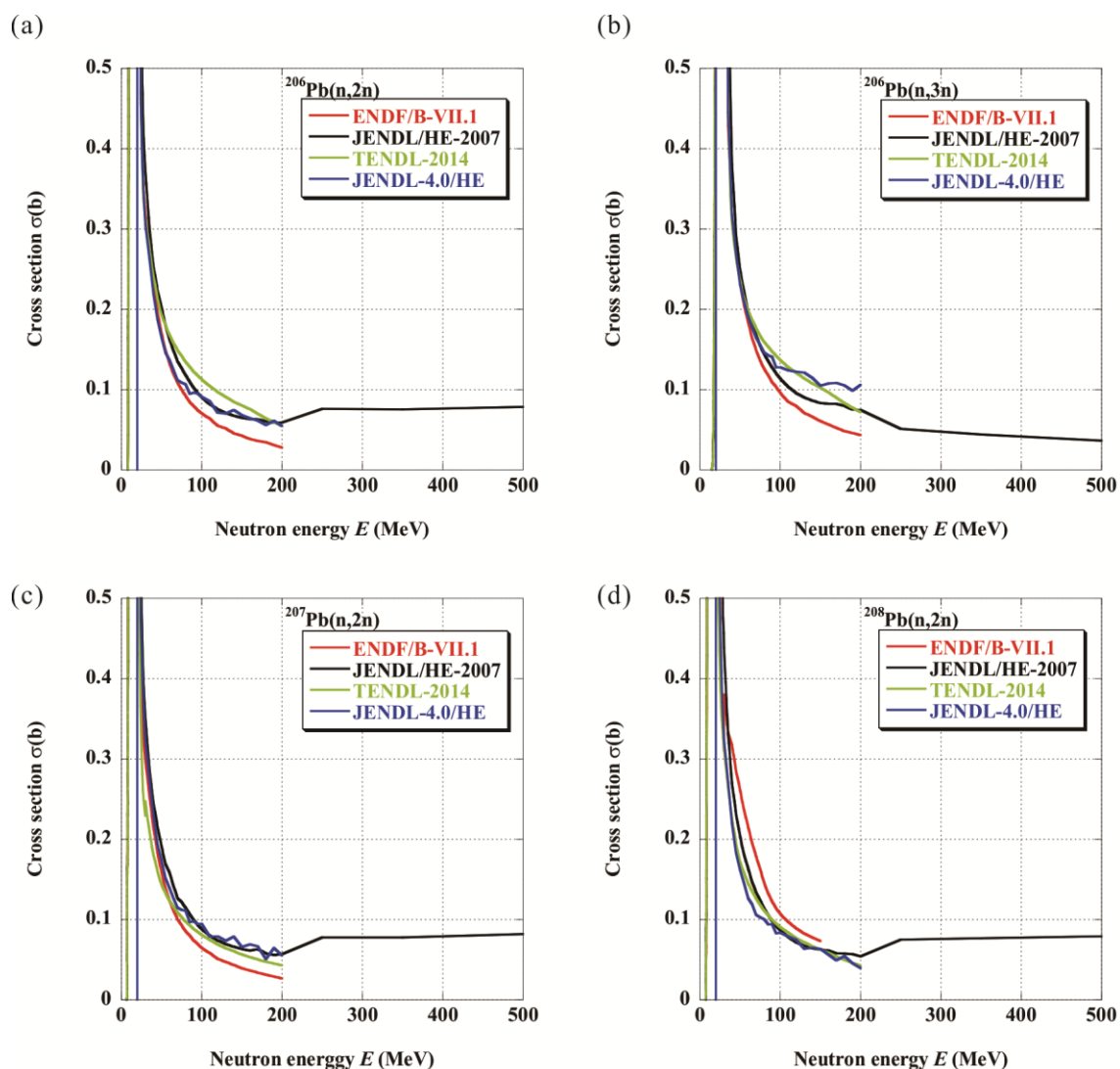


図 3.19 鉛の(n,xn)反応断面積のライブラリ依存性。(a)から(d)は、それぞれ $^{206}\text{Pb}(n,2n)$ 反応、 $^{206}\text{Pb}(n,3n)$ 反応、 $^{207}\text{Pb}(n,2n)$ 反応、および $^{208}\text{Pb}(n,2n)$ 反応に対応する。

銅の断面積データの比較を図 3.20 に示す。200 MeV 以下のエネルギー領域で比較すると、JENDL/HE-2007 は ENDF/B-VII.1 および TENDL-2014 の約 2 倍の値となっており、JENDL の最新版である JENDL-4.0/HE では ENDF/B-VII.1 および TENDL-2014 に倣う方向に改訂されている。200 MeV 以上のエネルギー領域もこの傾向に従うと考えられ、これも本実験の結果と整合する。

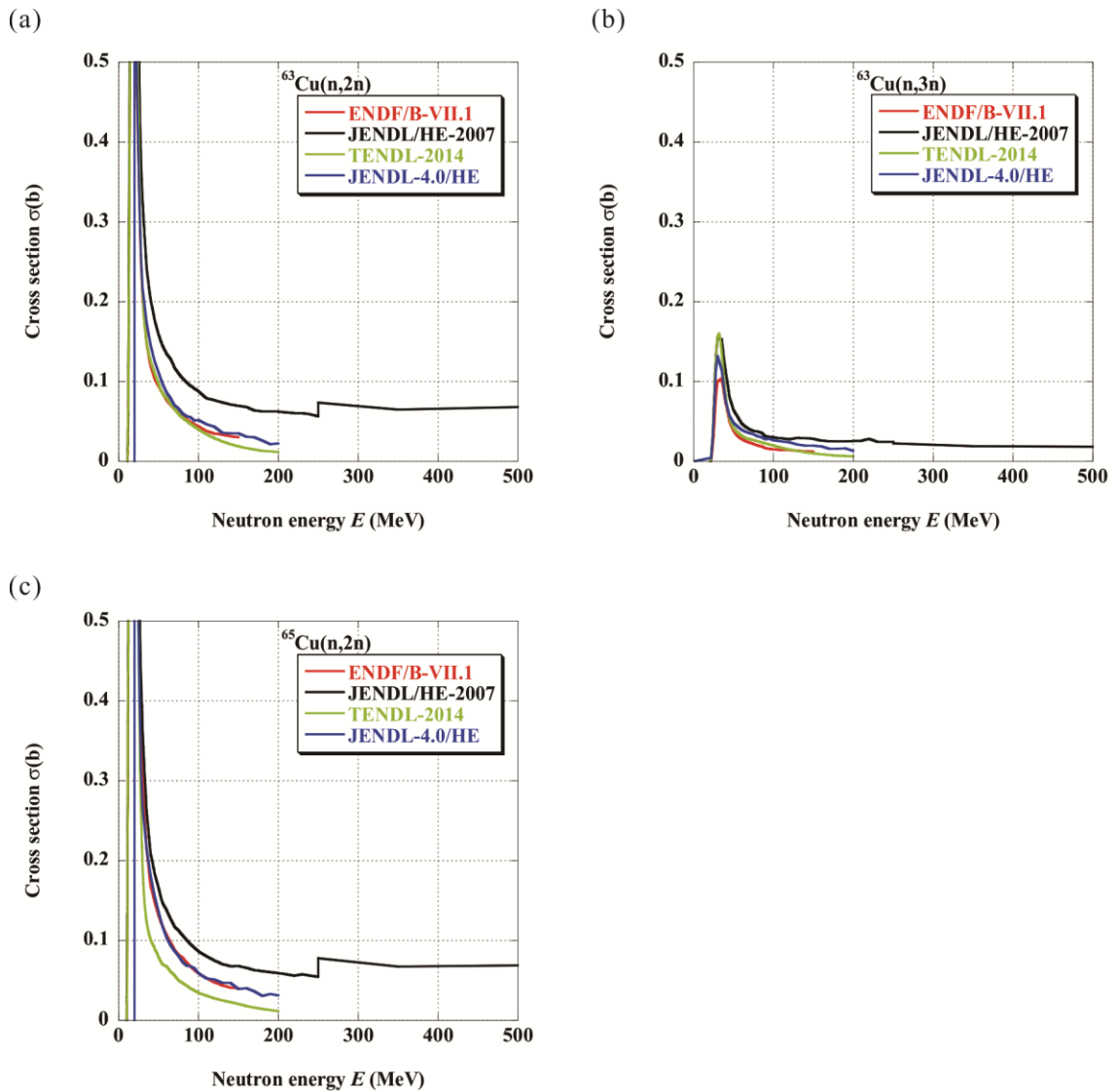


図 3.20 銅の (n,xn) 反応断面積のライブラリ依存性。(a)から(c)は、それぞれ $^{63}\text{Cu}(n,2n)$ 反応、 $^{63}\text{Cu}(n,3n)$ 反応、および $^{65}\text{Cu}(n,2n)$ 反応に対応する。

以上のことから、金属層入りのボナー球検出器における実験値と計算値の不一致はモンテカルロ計算に用いた断面積データの問題が原因と考えられ、断面積データの段差や改訂のトレンドに関する考察は本実験の結果を支持しており、2角度差分法は高エネルギー中性子向けの中性子ブリーダー金属を持つ検出器 [42] [50] [51]にも有効であることが明らかになった。この原理を応用した中性子検出器の開発にも JENDL/HE-2007 を用いたモンテカルロ計算が使用されている場合もあり、当該断面積データの問題点と本手法による実験の評価を推奨するものである。一方で、本実験の結果は断面積データライブラリの改訂の方向性を支持する貴重なベンチマークともなった。

3.7. まとめと今後の展望

RCNP の準単色高エネルギー中性子施設にて、96 MeV から 387 MeV の中性子エネルギーに対する検出器特性評価における 2 角度差分法による連続中性子補正のベンチマークを行い、その適用性について考察を行った。大きな HDPE 製のボナー球検出器の応答測定結果はモンテカルロ計算とよく一致し、本手法の妥当性と、似た特性を持つ市販の中性子サーベイメーターへの適用性も優れているとの知見を得た。小さな HDPE 製のボナー球検出器の応答測定結果はモンテカルロ計算より過小であり、施設構造物を透過した目的外中性子の影響であることが示唆され、低エネルギーに大きな応答をもつ検出器に対しては利用する角度の選定や本手法の適用そのものに慎重な検討を要することが明らかになった。金属層入りのボナー検出器の応答測定結果もモンテカルロ計算より過小であったが、計算に使用した断面積データの問題であることが検証され、本手法による実験の妥当性を確認するとともに、断面積データの改訂傾向を検証するベンチマークデータも得ることができた。また、これらの実験と検証の過程で RCNP 準単色高エネルギー中性子場の固有な特性も解明することができ、中性子場の将来的な利用に対して有用な情報を得ることができた。RCNP の当該施設は、世界で唯一 400 MeV までの準単色中性子を発生し、2 角度差分法を実施することができる施設であるため、本研究で得られた知見により、数百 MeV 領域の中性子検出器開発が加速されると期待される。

4. 加速器駆動医療用中性子源の特性評価

4.1. 実験施設概要

本研究では、いばらき中性子医療研究センターで筑波大学が中心となって開発している加速器 BNCT 施設 iBNCT [52]において中性子スペクトラルフルエンスの測定を行った。iBNCT では、8 MeV の陽子ビームを用いた ${}^9\text{Be}(p,n)$ 反応で中性子を発生させる [53]。8 MeV の陽子ビームは高周波四重極線形加速器 (RFQ ライナック) とドリフトチューブ線形加速器 (DTL) によって加速される。この RFQ+DTL タイプの線形加速器は大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の入射器として実績のあるものが用いられている。ベリリウムターゲットは厚さ 0.5 mm であり、ベリリウム中の 8 MeV 陽子ビームの飛程よりわずかに薄く、水素の蓄積によるターゲットの劣化を防ぐ工夫がなされている。ベリリウムターゲットで発生した最大エネルギー 6.1 MeV の中性子は、その後減速材やフィルター類を通過し、コリメーターを経て図 4.1 の治療室に導かれる。減速材及びフィルターの構造を図 4.2 に示す。ターゲット直下の鉛はガンマ線を遮蔽する。次の鉄及びタンゲステンで比較的高エネルギーな中性子をフィルタリングし、透過した中性子をフッ化マグネシウムの減速材によって幅広い熱外中性子に変調する。その後、カドミウムによる熱中性子フィルターがあり、さらにカドミウムで発生するガンマ線をビスマスで遮蔽し、フッ化リチウムを添加したポリエチレンのコリメーターによって治療用のビームサイズに整形される。iBNCT は最終的に 10 mA の 8 MeV 陽子ビームによって $10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上の治療レベルの大強度熱外中性子を発生させる計画である。実験実施時点では RFQ+DTL タイプの加速器 [54]や中性子発生機構、中性子減速機構等は完成しており、仮のイオン源にて設計値よりも 3 桁小さい微弱な陽子ビームを発生させて調整をしている段階にあり、この段階でのみ生成可能な微弱中性子ビームを活用して測定を行った。

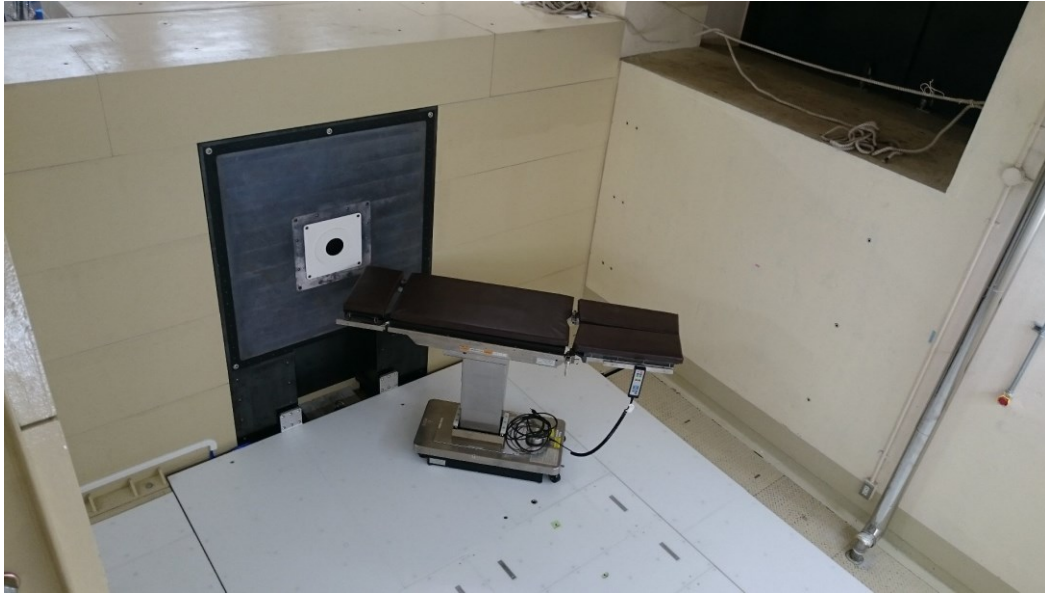


図 4.1 iBNCT 施設の治療室

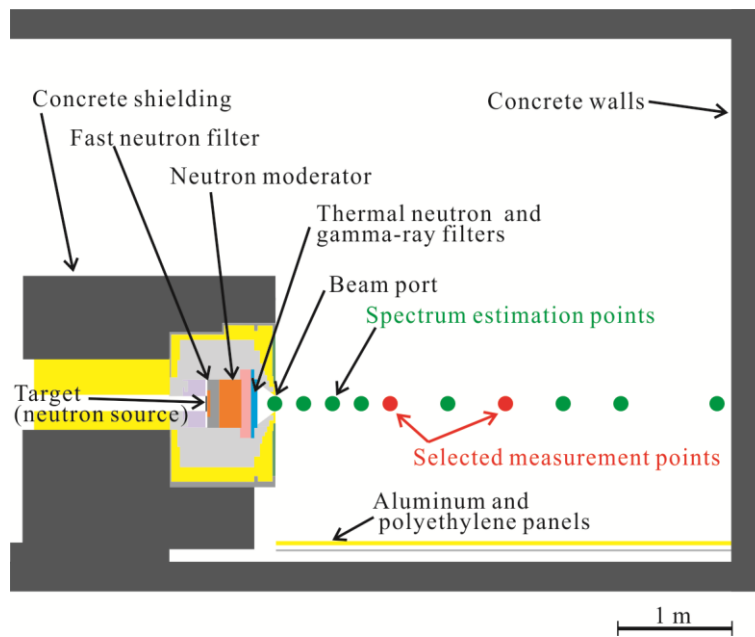


図 4.2 iBNCT 加速器中性子源と治療室の構造

4.2. ボナー球スペクトロメーターによるアンフォールディング法

中性子のエネルギー分布を測定する方法としては、TOF法が最も信頼性が高い方法である。しかし、加速器 BNCT 中性子源においては、中性子は発生直後の減速過程で数 μs 単位の減速時間を過ごすため、TOF測定に対して現実的な時間分解能が得られず、TOF法は適用できない。そのような場合にも有効な方法がアンフォールディング法である [55] [56]。ここでいうアンフォールディング法では、異なる応答関数を持つ複数の検出器による測定結果から、逆問題的に中性子スペクトラルフルエンスを導出するというものである。中性子スペクトラルフルエンス $\phi(E)$ に対して m 個の検出器による測定を行い、 i 番目の検出器の応答関数を $R_i(E)$ 、その計数を c_i とすると、

$$c_i = \int_E R_i(E) \phi(E) dE, i = 1, 2, \dots, m \quad \text{式 4.1}$$

と表せるが、実際には有限のエネルギービンに分割して処理するため、そのエネルギービン数を N とすると

$$c_i \approx \sum_{k=1}^N R_{i,k} \phi_k \quad \text{式 4.2}$$

であり、これは $i=1$ から m までの m 本の連立方程式となる。この連立方程式を解くことにより $\phi(E)$ を導出するが、本研究で用いたアンフォールディングコード MAXED_FC33 [57] [58] [59] は最大エントロピー法という手法を用いている。以下に最大エントロピー法の概念 [60] を示す。事象 j に関する未知の度合い「あいまいさ」を示す概念である情報エントロピー H という量を定義する。事象 j の発生する確率を P_j とすると、その発生で得られる情報量は

$$I_j = \log\left(\frac{1}{P_j}\right) \quad \text{式 4.3}$$

と定義され、情報エントロピーはこの期待値として

$$H = \sum_{j=1}^n P_j \log\left(\frac{1}{P_j}\right) \quad \text{式 4.4}$$

と表される。ここで、 P_j は確率なので

$$\sum_{j=1}^n P_j = 1 \quad \text{式 4.5}$$

である。ここで P_j に関する情報が

$$\sum_{j=1}^n P_j f_{j,k} = F_k, k = 1, 2, \dots, m \quad \text{式 4.6}$$

で与えられたときに、確率 P_j を求める問題を考えたとき、式 4.3 の情報だけから $\sum_{j=1}^n P_j = 1$

式 4.5 の条件の下で H を最大化する、すなわち最も一様な分布となる P_j を探するのが最大エントロピー法である。これに中性子スペクトラルフルエンスのアンフォールディング法を当てはめると、解となる中性子エネルギー分布 ϕ_i を

$$\sum_{i=1}^n \phi_i = 1 \quad \text{式 4.7}$$

を満たす確率分布であるにとらえるために、全中性子フルエンスを S として、 $\frac{\phi_i}{S}$ を改めて

ϕ_i と定義する。同様に検出器の計数結果も $\frac{c_j}{S}$ を改めて c_j と定義する。 $\sum_{i=1}^n \phi_i = 1$

式 4.7 と

$$c_j = \sum_{i=1}^n R_{i,j} \phi_i, j = 1, 2, \dots, m \quad \text{式 4.8}$$

のもとで

$$H = -\sum_{i=1}^n \phi_i \log \phi_i \quad \text{式 4.9}$$

を最大とする ϕ_i を探すことが最大エントロピー法によるアンフォールディングである。ここで、事前に予想した中性子エネルギー分布 ϕ_0 を用いて、クロスエントロピー

$$S_{CE} = -\sum_{i=1}^n \phi_i \log \left(\frac{\phi_i}{\phi_{0,i}} \right) \quad \text{式 4.10}$$

を $S_{CE} \leq 0$ の条件下で、 $\phi = \phi_0$ のときのみ $S_{CE} = 0$ となるよう導入すると、 S_{CE} の絶対値は ϕ と ϕ_0 の距離を表す尺度とみなすことができる。MAXED コードでは、これが最大になるよう Lagrange の未定乗数法によって最適な ϕ を探す、その際に検出器計数の測定結果の予想値からのずれの許容範囲として

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c_i - c_i^{\text{expected}})^2}{\sum_i c_i} \quad \text{式 4.11}$$

をユーザーが設定することができる。

異なる応答関数を持つ複数の検出器の組み合わせとしては、ボナー球検出器や金属箔の放射化検出器がある [61]。ボナー球検出器は、図 4.3 に示すように低エネルギー中性子検出器を減速材で覆い、減速材の厚さを変えることによって応答関数を操作することができ

る [62]。減速材が小さい場合には、低エネルギー中性子は透過して低エネルギー中性子検出器で検出されやすいが、高エネルギー中性子はあまり減速されないため検出されにくく、ボナー球検出器としては低エネルギー中性子に応答の中心を持つことになる。逆に減速材が大きい場合には、低エネルギー中性子は遮蔽効果で低エネルギー検出器に到達しづらく検出されにくい、高エネルギー中性子は低エネルギー検出器に到達するまでによく減速されるために検出されやすく、ボナー球検出器としては高エネルギー中性子に応答の中心を持つことになる。アンフォールディング法による中性子スペクトラルフルエンスの測定を目的としたボナー球検出器群はボナー球スペクトロメーター (Bonner sphere spectrometer, BSS) と呼ばれる。一方、放射化検出器も金属の放射化断面積のエネルギー依存性の違いを利用し、複数の金属を中性子場で放射化させ、その誘導放射能を測定し結果をアンフォールディングすることができる。放射化検出器には、中性子強度が小さいと誘導放射能測定で十分な計数率が得られないという欠点があるが、加速器 BNCT 中性子源に対してはそれが利点となる [17]。しかし、誘導放射能を測定する機器を整備する必要があり、その放射能測定装置の不確かさも一般的にはボナー球検出器によるパルス計数測定よりも大きくなることに加え、放射化実験自体が非密封放射性同位元素の生成にあたるため規制への対応の面でも負担が大きいことから、本研究では ^3He 比例計数管を用いた BSS によるアンフォールディング法を選択した。

4.3. BNCT 中性子測定に使用した BSS

図 4.3 に産総研の BSS の減速材のラインナップを示す。直径で 3 インチから 12 インチまでの HDPE 製減速材を備えている。HDPE の密度は、体積と重量の測定により 0.95 g/cm^3 と評価した。他に 3 章で用いた金属層を導入することで高エネルギー中性子に対する応答を補強したものもあるが、本章では対象とするエネルギー領域が異なるため使用しない。ボナー検出器の詳細な構造については 3.3 節で説明した通りである。本実験では、測定時点のできる限り微弱な陽子ビームを用いるため、測定対象の中性子の強度は平均では低い、パルスの内部での中性子ピーク強度は比較的大きい。パルス信号がほとんど重なることなく独立したパルスで計測できる程度には低感度で、かつ現実的な測定時間内に十分な統計精度が得られるよう、実効 ^3He ガス圧が 0.056 atm の SP9 (SP9/15.5/Kr 0823-202) を選定した。この実効 ^3He ガス圧は、産総研で $^{241}\text{Am-Be}$ 及び ^{252}Cf 中性子に対するボナー球検出器の応答測定 (不確かさ 2.5%) を行い、MCNPX によるモンテカルロ計算の結果と測定結果が合致するように ^3He ガス圧を決定したものである。

この SP9 を用いたボナー球検出器の応答関数を MCNPX によるモンテカルロ計算で評価した結果が図 4.4 である。本実験では発生する中性子のエネルギーが最大で 6.1 MeV であり、最も重要なエネルギー領域が 0.5 eV から 10 keV で定義される熱外中性子であるため、

主にこの領域で十分な応答の多様性が得られるよう、表 4.1 に示すボナー球検出器の組み合わせを使用した。



図 4.3 産総研の BSS 用 HDPE 減速材

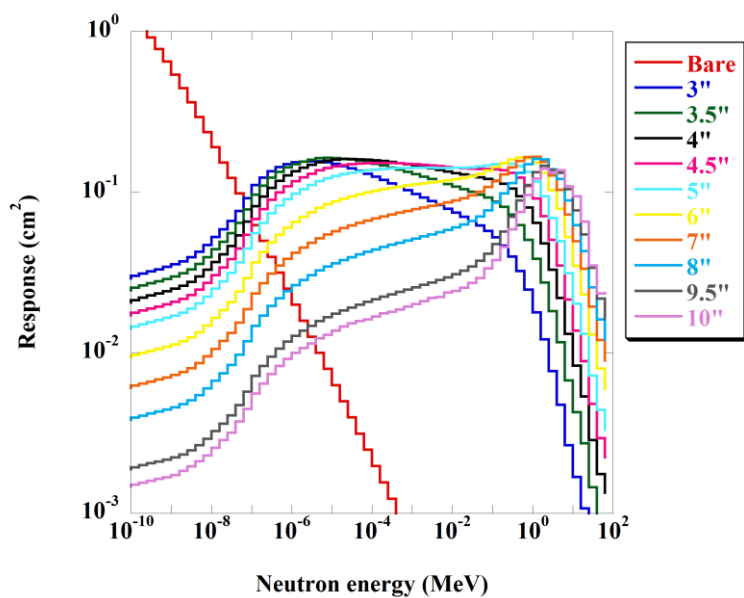


図 4.4 iBNCT 測定に用いるボナー検出器候補群の応答関数

表 4.1 iBNCT 測定に用いたボナー球スペクトロメーター

Name	Moderator
Bare	No moderator
3"	HDPE 7.62 cm
3.5"	HDPE 8.89 cm
4"	HDPE 10.16 cm
4.5"	HDPE 11.43 cm
5"	HDPE 12.7 cm
6"	HDPE 15.24 cm
7"	HDPE 17.78 cm

4.4. 中性子源評価に適した測定地点の選定

実際の治療はビームポートと呼ばれるコリメーター出口で行われるが、ビームポート付近でボナー球検出器による測定を行った場合、ボナー球検出器で散乱した中性子がさらにコリメーター等の周辺構造物で散乱し、ボナー球検出器に再度到達して検出されるという相互作用が起こるため、検出器を設置したことに起因する中性子検出イベントの増加が懸念される。しかも、このボナー球検出器とコリメーターの組み合わせで発生する効果はボナー球検出器の大きさによってその度合いが異なるため、その影響の補正は容易でなく、補正したとしても大きな不確かさを伴うことは避けられない。そのため、測定地点はビームポートから十分な距離をとる必要がある。ビームポートと一定の距離を置いた測定地点での中性子エネルギー分布は、ビームポートにおけるそれとは違いがあるため、治療に用いられる中性子のエネルギー分布を直接評価することにはならないが、モンテカルロ計算で得られた測定地点の中性子エネルギー分布と測定結果を比較することにより、間接的にビームポートにおける中性子エネルギー分布を評価することとした。一方、ビームポートから遠ざかり後方の遮蔽壁に近づくと、遮蔽壁で散乱する中性子の影響が増加するため、やはり測定の精度を損なう要因となる。従って、コリメーターとも後方の遮蔽壁とも近すぎず、さらに評価の信頼性を得るために中性子エネルギー分布の特徴が異なる複数の測定地点を選定することとした。そのため、治療室内の中性子ビーム軸上における中性子スペクトラルフルエンスの距離依存性をモンテカルロ計算コード PHITS [63]によって計算した。PHITS によるモンテカルロ計算体系及びスペクトラルフルエンスの評価地点も図 4.2 に示した。計算体系には、ベリリウムターゲット、ターゲット保持機構、ターゲット冷却機構、速中性子フィルター、中性子減速材、熱中性子フィルター、ガンマ線フィルター、コリメーター、及びその他の治療室内の構造物が再現されている。床は治療室内の熱中性子を抑制するためポリエチレン製のパネルで覆われており、その下部にはある蔽体などの重量物をインストールするためのレールや、その周辺の空洞構造も精密に再現されている。

モンテカルロ計算で得られた、入射陽子ビーム電荷量あたりの中性子ビーム軸上の中性子スペクトラルフルエンスを図 4.5 に示す。いずれの位置でも中性子スペクトル構造は熱外中性子成分、透過し残存する速中性子成分、及び熱中性子成分から構成されている。ビームポートでは、0.5 eV から 10 keV までの熱外中性子が支配的で、0.5 eV 以下の熱中中性子のピークは熱外中中性子の方に埋もれている。ビームポートからの距離が増大するにつれ、熱中中性子の寄与が増大していることが分かる。熱外中中性子は主にビームポートからの直接中中性子であるため距離の増大とともに減少しており、熱中中性子は壁や床等の室内構造物との散乱による寄与が大きいと距離の増大に伴う減少が飽和していると考えられる。この結果を踏まえ、熱外中中性子が支配的なビームポートから 1 m の地点と、熱中中性子の寄与が顕著なビームポートから 2 m の地点の 2 カ所を測定地点として選定した。

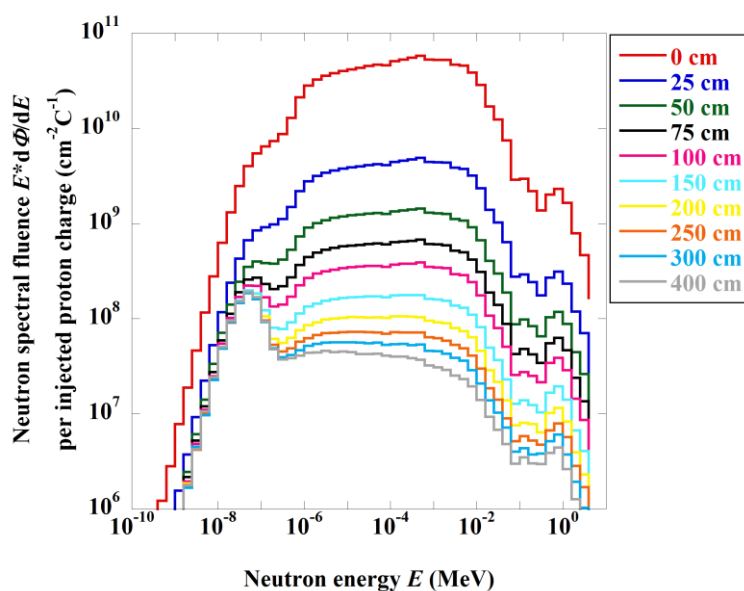


図 4.5 中性子ビーム軸上の中性子スペクトラルフルエンスのモンテカルロ計算結果

4.5. iBNCT 施設における測定

本実験の測定では、パルス状の中性子源のピーク強度を抑えるため、陽子ビームの安定性が損なわれない範囲内で極力低いビーム電流を用いた。イオン源、加速器ともパルス幅 400 μ s、パルス繰り返し周波数 5 Hz にて運転し、ターゲットに入射した陽子ビームのパルス中のピーク電流は 16 μ A であった。陽子ビーム電流はビームラインのベリリウムターゲット上流に設けられた current transformer (CT) によって非破壊的に測定した。ビームポートには中性子収量モニターとして光ファイバーを利用した小型 ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーター [64] を図 4.6 のように設置し、中性子ビームへの影響を最小限に抑えつつ、生成中中性子の強

度変化を監視した。陽子ビーム制御パラメーターの変化による実験中の中性子生成条件の変化が懸念されるため、CTによる陽子ビーム電流情報と中性子収量モニター計数の比をとることによって、測定間の中性子生成の安定性を監視した。本実験中の、測定ごとの陽子ビーム電荷量あたりの中性子収量モニターの計数値の変動を図 4.7 に示す。各値の不確かさの要因としては、陽子ビーム電流の測定結果が概ね 1%、中性子収量モニターの計数の統計不確かさが概ね 1%であった。これに対し、実験中の変動は 1.4% (σ) であり、測定の不確かさの範囲内の十分な安定が確認できた。

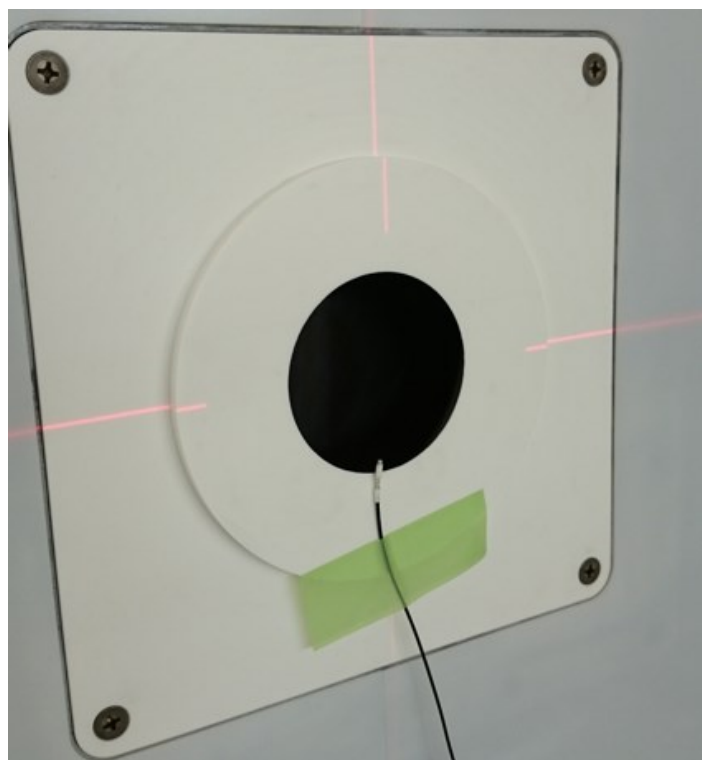


図 4.6 ビームポートに設置した中性子収量モニター検出器

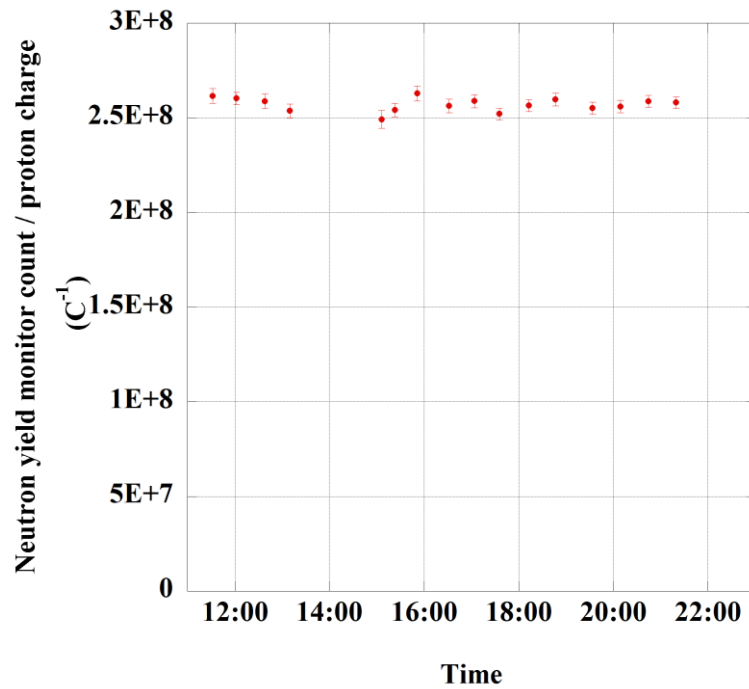


図 4.7 実験中の中性子生成安定性

BSS を構成するボナー球検出器は、それぞれ図 4.8 のような中性子の散乱を極力低減した専用マウントを用い、すべての測定でボナー球検出器の中心が同じ位置になるように設置され、図 4.9 に示す回路系を用いて測定を行った。治療レベルの中性子ビームに比べれば平均中性子強度は小さいが、パルス中の中性子ピーク強度は ^3He 比例計数管を用いたボナー球検出器の測定対象としては大きいため、オシロスコープによって検出器信号の前置増幅器出力波形を直接観察し、図 4.10 のように個々のパルスが独立した信号として認識される程度の計数率であるかどうかを確認しながら測定を行った。



図 4.8 ボナー球検出器による測定

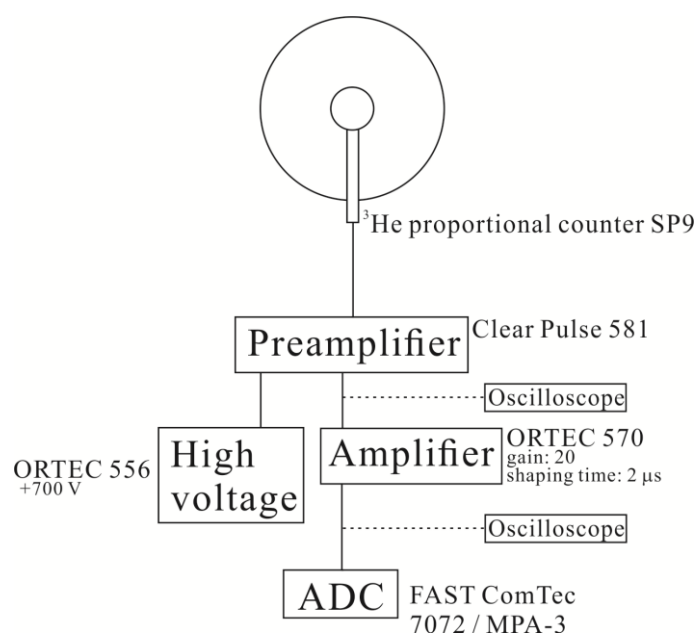


図 4.9 ボナー球検出器の測定回路系



図 4.10 ボナー検出器の前増幅器出力信号波形

4.6. 測定データの解析と結果

4.6.1. BSS 計数結果とパルス中性子源測定における dead time 補正

検出器からのパルス信号を用いる放射線測定においては、確率現象として発生するパルス信号が一定の時間よりも短い間隔で連続した場合に後ろのパルスが数え落とされる現象があり、その影響を補正する必要がある。この次のパルスが発生しても数え落とされる時間を **dead time** と呼ぶ。見た目の測定時間 **real time** に対して、実際に検出器信号を受け付けることができるのは、**real time** から **dead time** の積算時間を除いた残りの **live time** だけである。時間的に連続する放射線源に対する測定では、**live time** のみに対して得られる計数結果に、単純に **real time** と **live time** の比を乗じることによって **real time** に対する計数結果を得ることができる。しかし、本実験のようなパルス性の放射線源の場合は、**real time** 中のすべての時間が検出イベントの発生確率として平等ではないため、このことに留意した **dead time** 補正が必要となる。そもそも検出効率がきわめて低く、**dead time** 中に次の検出イベントが発生する確率が無視できる場合には **dead time** 補正を行う必要はないが、本実験ではパルス中性子源のピーク強度が大きく図 4.10 に示したとおり頻繁に検出イベントが発生したため、**dead time** 補正やその適切さが重要である。パルス性の放射線源に対する **dead time** の考え方は、パルス幅を T 、繰り返し周波数を f 、検出器の **dead time** を τ とすると、

- (1) $\tau \ll T$
- (2) $\tau < T$ かつ $\frac{T}{\tau}$ があまり大きくない

$$(3) \quad \tau > T \text{ かつ } \tau < \left(\frac{1}{f} - T \right)$$

の3種類に大別できる [65]。(1)の場合は **dead time** と比べてパルス幅が十分長く、パルス幅が有限であることの効果が薄れるため、時間 T の定常線源に対する測定と見なすことができる。(2)の場合には、パルス幅と **dead time** が近いオーダーであるため、検出器パルス信号が放射線源パルス中のどこで発生したかが **dead time** 中の検出イベント発生確率に影響を与えるため、その影響を考慮する必要がある。(3)の場合には、**dead time** がパルス幅よりも大きいパルス間隔ほど長くなり、放射線源 1 パルス中では検出イベントも最大で 1 イベントしか発生しない場合であり、この場合は放射線源パルスの繰り返し周波数の影響を受ける。本実験では、中性子源のパルス幅 T が $400 \mu\text{s}$ 、ボナー検出器とその測定回路系の **dead time** が $18.5 \pm 0.5 \mu\text{s}$ であったため、(2)の場合に相当する。この場合、パルス幅が有限であることに考慮した **dead time** 補正は

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} = \lambda_1 \tau \left(1 - \frac{\tau}{2T} \right) \quad \text{式 4.12}$$

と表される [66]。ここで、 λ_1 及び λ_2 はそれぞれ放射線源パルス中の検出イベントの発生頻度と測定回路系で最終的に記録される検出イベントの発生頻度である。 $-\frac{\tau}{2T}$ の項が放射線源の持続時間が有限であることの効果である。なお、図 4.9 のボナー球検出器回路系の **dead time** は、前置増幅器からの出力信号をサンプリングし、ファンクションジェネレーターを用いてその模擬信号を任意の一定間隔で連続発生させて重ね合わせた信号を主増幅器に入力し、最終的なデータ収集装置である MCA で独立したパルス信号として認識される信号間隔の閾値を求めることで評価した。各測定地点における BSS による計数結果を図 4.11 及び図 4.12 に示す。それぞれ赤プロットが MCA で収集された計数結果、青プロットが **dead time** 補正後の計数結果を表す。計数結果の不確かさは、ボナー球検出器によって 2% から 3.5% で、内訳としてはボナー球検出器の計数の統計不確かさが 1% から 3%、各測定間の中性子安定性と陽子ビーム電荷量に対する規格化に関わる不確かさが概ね 2% であった。

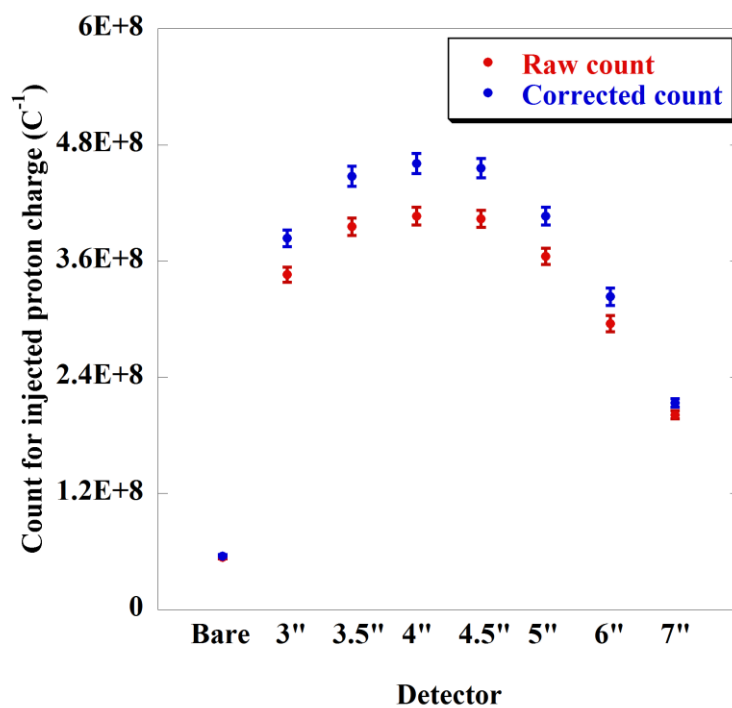


図 4.11 1 m 位置における BSS 測定の数値結果

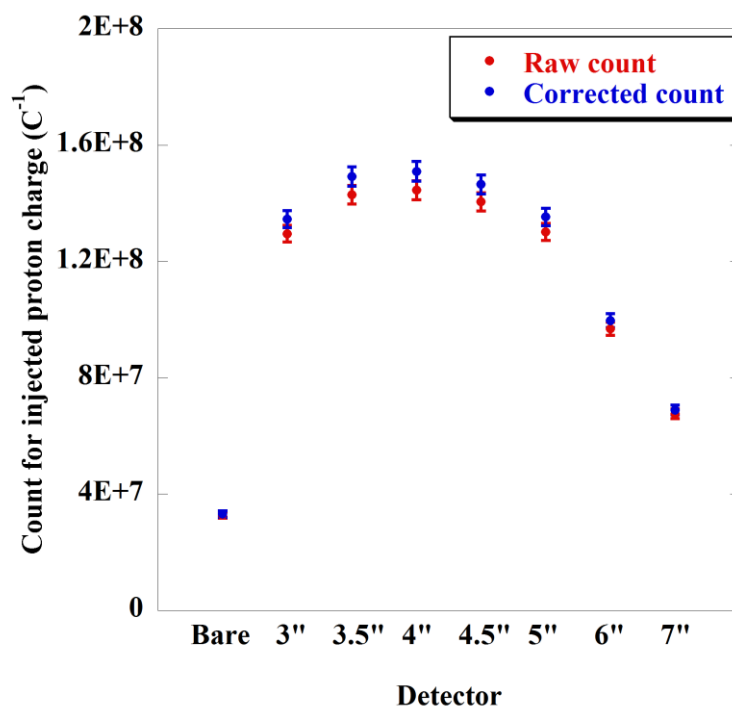


図 4.12 2 m 位置における BSS 測定の数値結果

4.6.2. アンフォールディングによる中性子スペクトラルフルエンスの導出と考察

前項で得た BSS の計数結果にアンフォールディングを行い、ビームポートから 1 m 及び 2 m の地点での中性子スペクトラルフルエンスを導出した。アンフォールディングコードは UMG 3.3 パッケージに収録されている MAXED_FC33 [57] [58] [59]を用い、アンフォールディングの初期値として与える初期推定スペクトルは、図 4.5 に示したモンテカルロ計算の結果を用いた。その結果を図 4.13 及び図 4.14 に示す。いずれも、アンフォールディングに与える収束条件として $\chi^2 = 0.3$ を指定した。図中の青線は PHITS によるモンテカルロ計算で得た初期推定スペクトルであり、赤線がアンフォールディング結果である。水色線は、初期推定スペクトルとアンフォールディング結果のエネルギー分布情報を比較するため、前者を 0.5 eV から 10 keV までの熱外中性子の中性子フルエンス積分値で後者に規格化したものである。

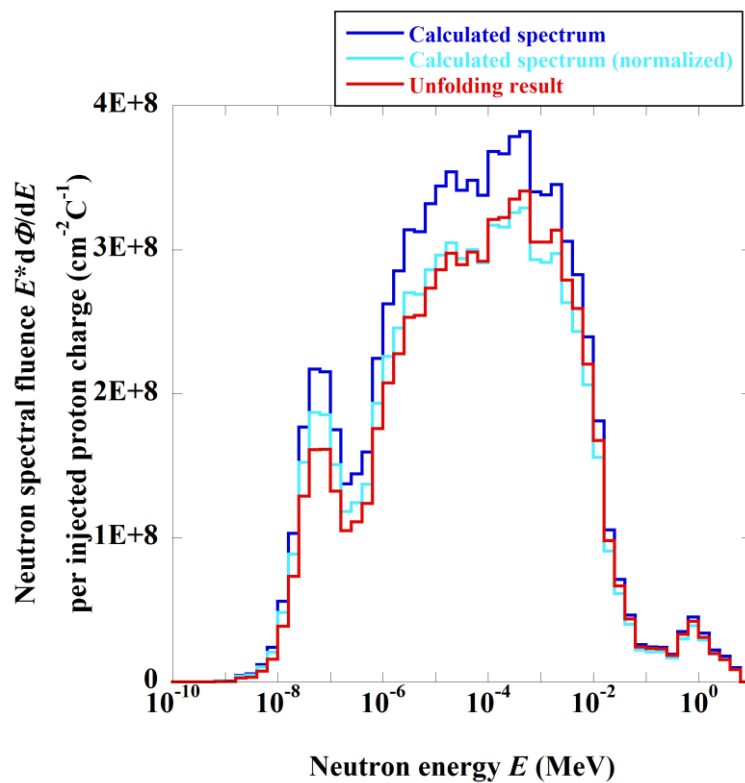


図 4.13 1 m 位置におけるアンフォールディング結果とモンテカルロ計算との比較

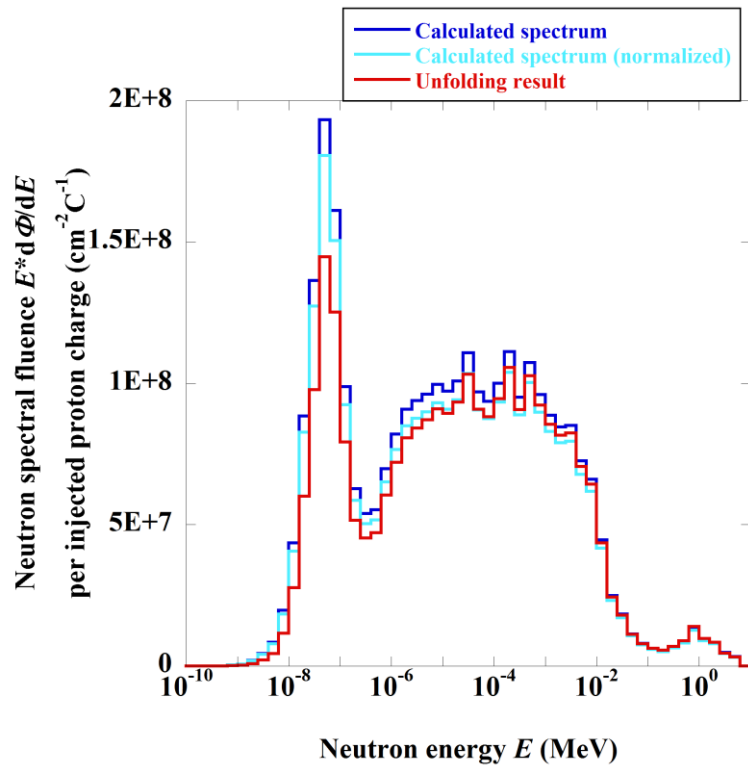


図 4.14 2 m 位置におけるアンフォールディング結果とモンテカルロ計算との比較

4.7. アンフォールディング結果に対する考察

いずれの測定地点についても、アンフォールディング結果の中性子エネルギー分布はモンテカルロ計算の結果に対し、低エネルギー中性子の割合がわずかに少ないという傾向が見られたものの、ほぼ一致した。低エネルギー領域では室内散乱中子が支配的であると考えられることから、低エネルギー中性子に観測されたわずかな差異はモンテカルロ計算における施設環境のモデリングの不確かさに起因するものと考えられる。また、0.5 eV から 10 keV の熱外中性子については、エネルギー分布はモンテカルロ計算と測定結果が良く一致したものの、中性子フルエンスの絶対量については測定結果の方が約 10% 少なかった。計算に用いられている ${}^9\text{Be}(p,n)$ 反応の断面積の精度は、30 MeV の陽子ビームで行われた先行研究でも数十%の精度であろうと考えられる結果が得られており [21]、このことを考慮すると 8 MeV 陽子による生成中性子の計算における 10% 程度の差異は十分に妥当な結果と考えられる。

4.8. ビームポートにおける中性子の評価

1 m 及び 2 m 位置における BSS による中性子エネルギー分布の評価がモンテカルロ計算の結果と良く一致し、その絶対値についても両測定位置における相対関係に整合性が見られたため、両測定位置の実験値と計算値の比でビームポートにおけるモンテカルロ計算結果を補正することで、ビームポートで得られる中性子スペクトラルフルエンスを推定した。2 測定地点の実験結果から得た補正係数は、壁からの距離の違いなどの影響による不確定要素があるが、2 測定地点の平均値として 0.90 ± 0.05 であった。その結果を、1 m 及び 2 m 位置のアンフォールディング結果とともに図 4.15 に示す。ビームポートにおける、入射陽子ビーム電荷量あたりの 0.5 eV から 10 keV までの熱外中性子フルエンスは $3.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ C}^{-1}$ であり、陽子ビーム電流を 2.74 mA まで増強することで IAEA の技術文書 [67] によって BNCT 治療に必要な熱外中性子フルエンス率として推奨されている $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を達成できるという数値目標を得られた。また、モンテカルロ計算の結果によると、ビームポートにおける熱中性子フルエンス－熱外中性子フルエンス比は 0.5 であり、速中性子線量－熱外中性子フルエンス比は $3.75 \times 10^{-13} \text{ Gy cm}^2$ であった。これらのパラメーターと IAEA の技術文書で推奨されているパラメーターとの比較を表 4.2 に示す。治療に必要とされている熱外中性子フルエンス率の達成に必要な 2.74 mA の陽子ビーム電流は、iBNCT の設計値が 10 mA であるため、計画通りの陽子ビーム増強措置により実現できる見込みである。熱外中性子フルエンスに対する熱中性子フルエンスの混入率は、皮膚表面付近へのダメージの観点から極力抑制することが望まれるが、推奨値を達成できている。熱外中性子フルエンスに対する 10 keV 以上の速中性子線量の比も、速中性子が人体に入射し高 LET 反跳陽子を発生させ人体の正常組織にダメージを与えるため、極力抑制することが望まれるが、iBNCT では推奨値を下回らなかった。しかし、表 4.3 に示すように、これまでに良好な臨床研究実績を積み重ねている既存の原子炉中性子源による BNCT 用中性子ビームにおいても同等以上の値を取っており [68]、推奨値が過剰に厳しい可能性もあるとして見直しも検討されているため、現段階では問題ないと考えられる。

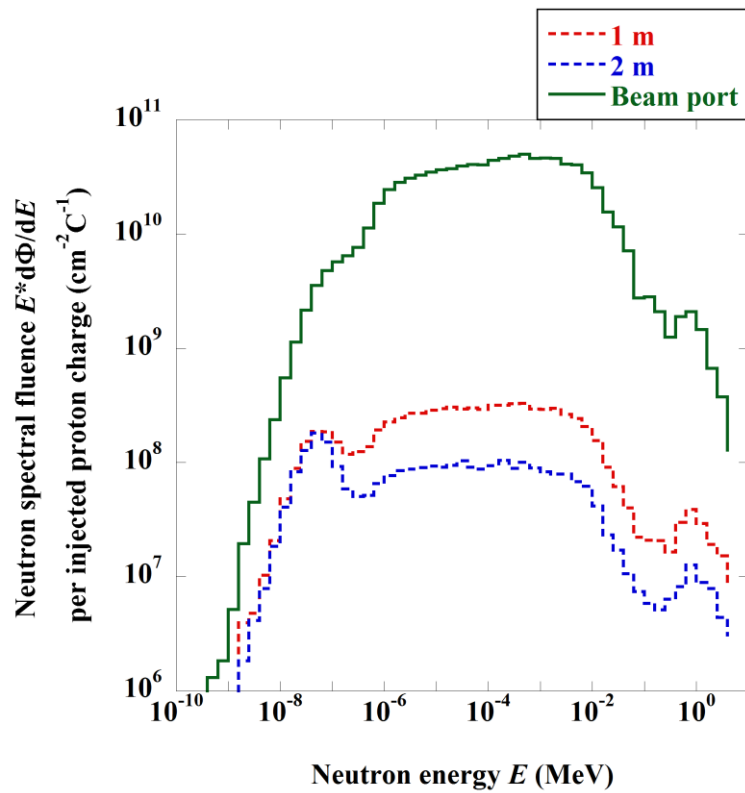


図 4.15 実験結果から推定されたビームポートにおける中性子スペクトラルフルエンス

表 4.2 本研究による iBNCT 施設評価結果と IAEA 推奨値との比較

	iBNCT (this study)	IAEA recommendation
Epithermal neutron fluence rate	$10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ with 2.74-mA p^+ beam	$10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Thermal neutron fluence / epithermal neutron fluence	0.05	0.05
Fast neutron dose / epithermal neutron fluence	$3.75 \times 10^{-13} \text{ Gy cm}^2$	$2 \times 10^{-13} \text{ Gy cm}^2$
Photon dose / epithermal neutron fluence	Not evaluated	$2 \times 10^{-13} \text{ Gy cm}^2$

表 4.3 既存の原子炉 BNCT 施設における中性子ビームの主要パラメーター

	Epithermal neutron fluence rate ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Fast neutron dose / epithermal neutron fluence (10^{-13} Gy cm^2)	Photon dose / epithermal neutron fluence (10^{-13} Gy cm^2)
MIT FCB, USA without Li filter	5.3	1.4	3.6
MIT FCB, USA with Li filter	2.5	2.3	4.6
Studsvik, Sweden	1.4	8.3	12.6
FiR-1, Finland	1.2	3.3	0.9
BMRR, USA	1.1	2.6	1.5
Rez, Czech Rep.	0.60	16.9	10.8
HFR, EC, Netherlands	0.33	12.1	3.8
JRR-4, Japan	2.2	3.1	2.6
KUR, Japan	0.46	6.2	2.8
THOR, Taiwan	1.7	2.8	1.3
IAEA recommendation	> 1	< 2	< 2

4.9. まとめと今後の展望

iBNCT 施設開発段階で利用可能な微弱ビームを用いて、 ^3He 比例計数管を用いた BSS によるアンフォールディング法による中性子源の特性評価を行った。治療室内の中性子スペクトラルフルエンスのモンテカルロ計算結果を元に、中性子源を評価するのに適した複数の測定地点を選定した。測定結果を中性子源のパルス性に留意した解析を経てアンフォールディングし、中性子スペクトラルフルエンスを導出した。熱外中性子のエネルギー分布はモンテカルロ計算結果とよく一致し、絶対量も計算に用いた $^9\text{Be}(p,n)$ 反応断面積の精度を考慮すれば妥当な結果であった。測定結果を用いて実際の治療が行われるビームポートで得られる中性子スペクトラルフルエンスを評価したところ、治療に必要とされる熱外中性

子強度を得るための陽子ビーム増強目標値を 2.74 mA と評価した。治療に寄与しない被ばくの評価に係る熱中性子及び速中性子の混入率についても評価した。

今後、治療レベルの大強度中性子ビームの運用段階になっても、中性子発生機構や減速機構が変わらなければ生成される熱外中性子の特性も概ね保存されと考えられる。しかし一方で、陽子ビームの増強に伴うビーム輸送条件の変化やターゲット周辺の発熱量の変化等によって変化が生ずる可能性があるため、大強度中性子ビームに対しても実験的な中性子測定を行う必要がある。治療レベルの大強度中性子ビームに対しては、 ^3He 比例計数管を用いた BSS の測定は困難となるため、ボナー球検出器に用いる低エネルギー中性子検出方法として、箔放射化法 [69]や ^6Li ガラスシンチレーターと電流モード動作させた PMT を用いた手法を検討している。それぞれに技術的な課題があるが、新たな BSS 測定に対する解析・評価にあたっては、本実験の結果が重要な基礎データ・リファレンスデータとなることが期待される。

5. 核燃料減速スペクトル基準場の構築

5.1. 重水減速 ^{252}Cf 中性子場

実際の核燃料施設等で観測される中性子の連続スペクトルを再現するために、RI 中性子源、加速器中性子源によって生成される速中性子に減速材を通過させることによって模擬場を構築する試みはいくつか行われているが、最も一般的な核燃料からの自発核分裂で放出された中性子が水素を含有する減速材で構成された遮蔽体を透過した後の中性子エネルギー分布を代表して模擬するものが重水減速 ^{252}Cf 中性子場 [70] [71] [72] [73] [74] [75] である。中性子検出器の特性評価に関する国際規格 ISO 8529-1:2001 [27] でも、 $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子源に次いで、重水減速 ^{252}Cf 中性子源が言及されているが、同規格で定められているのは ^{252}Cf 線源を直径 30 cm の重水とカドミウムで覆うということである。本研究では、これらの仕様では限定されない要素や実際の施設構築上の差異による模擬中性子場への影響や、中性子エネルギー特性を考慮した室内散乱中性子の補正手法について検討を行い、構築した模擬中性子場の特性評価及び実際の中性子検出器への適用実績等について議論する。

実際の遮蔽体に用いられる減速材は中性子を水素で散乱吸収させるが、検出器の評価の際は ^{252}Cf 中性子源から放出された中性子をなるべく吸収させずに減速だけさせたいため、水ではなく重水を使用する。図 5.1 に、水素と重水素の中性子散乱・吸収に関わる、中性子弾性散乱断面積と中性子吸収断面積の比較を示す。重水素は減速能力では水素に劣るが、その効果以上に中性子吸収の小ささの点で有利である。カドミウムは重水で減速した中性子から熱中性子を除去するために使われる。図 5.2 に $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ 反応の断面積を示す。吸収断面積が急落する 0.5 eV はカドミウムカットオフエネルギーと呼ばれる。

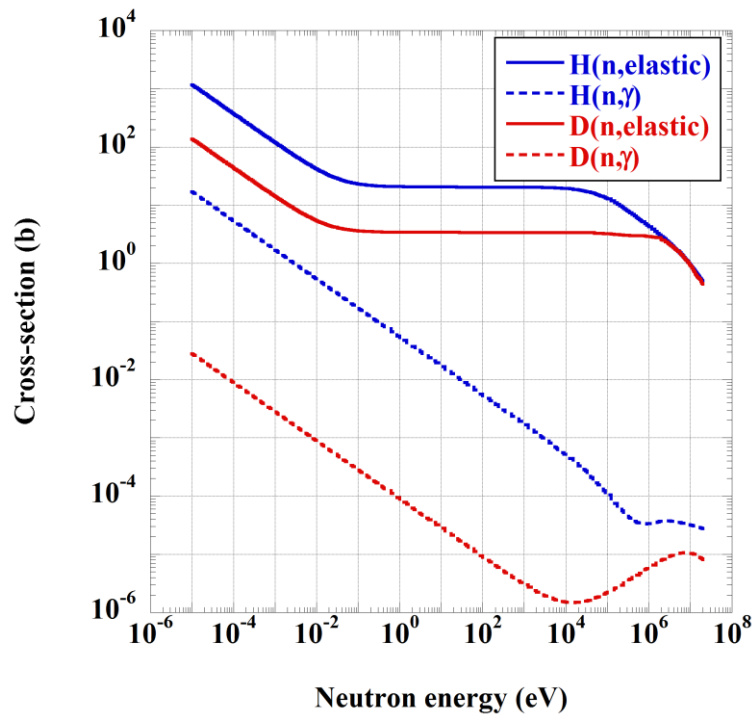


図 5.1 水素と重水素の中性子弾性散乱断面積及び中性子吸収断面積の比較

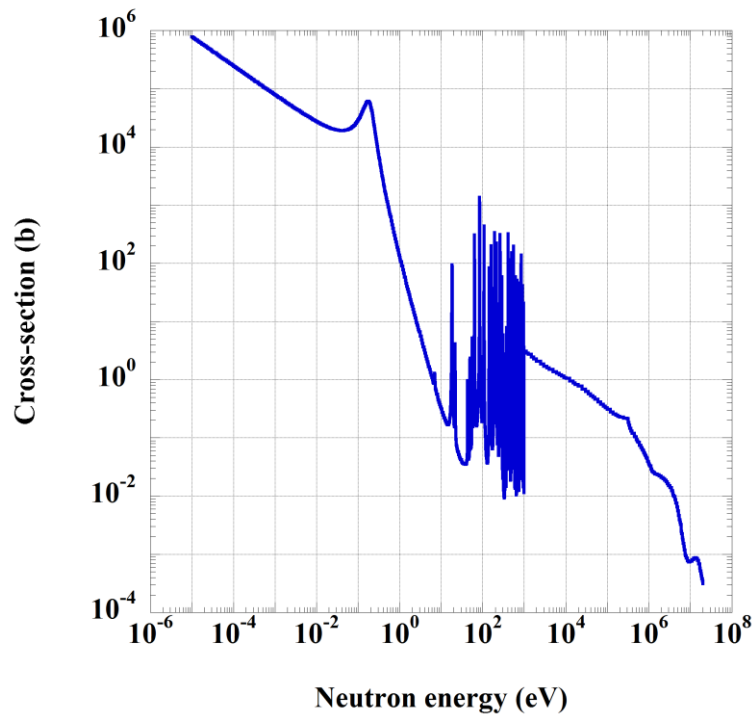


図 5.2 ^{113}Cd の中性子吸収断面積

5.2. 重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリの設計と構築

産総研に構築した重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリとその構造を図 5.3 および図 5.4 に示す。重水の容器はステンレス製で、直径 30 cm の球形、厚さは 1.6 mm である。中心軸にそって直径 17.8 mm の中空パイプが設置されており、このパイプを用いて ^{252}Cf 中性子源を容器中心部に設置できるようになっている。容器を満たす重水は Cambridge Isotope Laboratories, Inc. 製 DLM-4 で、重水素の公称同位体濃縮度は 99.9% である。詳しい仕様とメーカー試験結果を表 5.1 に示す。試験結果と使用量の比率から、容器に充填した重水の同位体濃縮度は 99.926% として扱った。 ^{252}Cf 中性子源は直径 1 cm のロッドに組み込み、ロッドごと線源移動用クレーンによって重水容器に挿入することができるようにし、ロッドの材質は中性子との相互作用を抑制するためにアルミニウムとした。ロッドに組み込んだ ^{252}Cf 中性子源は QSA 製 CVN-X1-010UG-S で、X1 カプセルと呼ばれる直径 7.8 mm、長さ 1 cm のステンレス製カプセルに封入されたものである。重水容器の外側には平均厚さ 0.6 mm のカドミウムカバーを設置した。このカドミウムカバーは平板のカドミウム薄板から半球形に加工されたものを二つ組み合わせているため、測定する場所により 0.2 mm 程度のばらつきが見られた。その影響については 5.4 節において検証を行う。

産総研の中性子実験室は、図 5.5 に示すように幅、奥行き、高さがそれぞれ約 11.5 m で、高さ 4.25 m にアルミグレーティングが設置されている。中性子源をグレーティング中央から 1.5 m の高さの、中性子実験室全体のほぼ中心に設置することにより、床、壁、天井からの距離を最大限にとり、室内散乱中性子の発生を可能な限り抑制している。中性子源アセンブリを中性子実験室中央に設置するために、通常の $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子源用のマウントに替えて、図 5.3 に示した低散乱マウントを設計、製作した。重量のある中性子源アセンブリの安定を保ちつつ台車との間に十分な距離をとり、散乱中性子の発生を抑制している。



図 5.3 重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリ

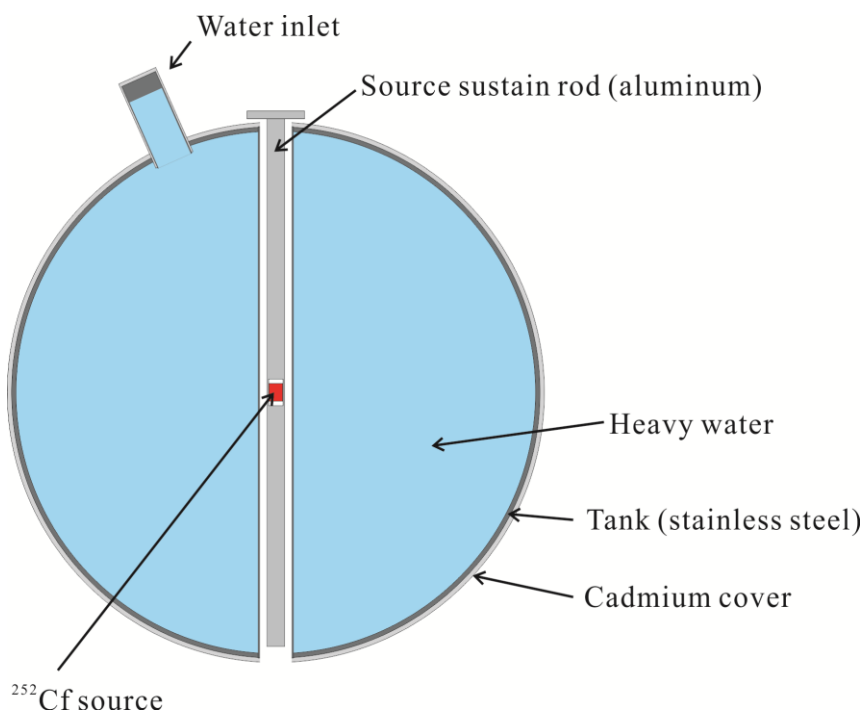


図 5.4 作成した重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリの構造

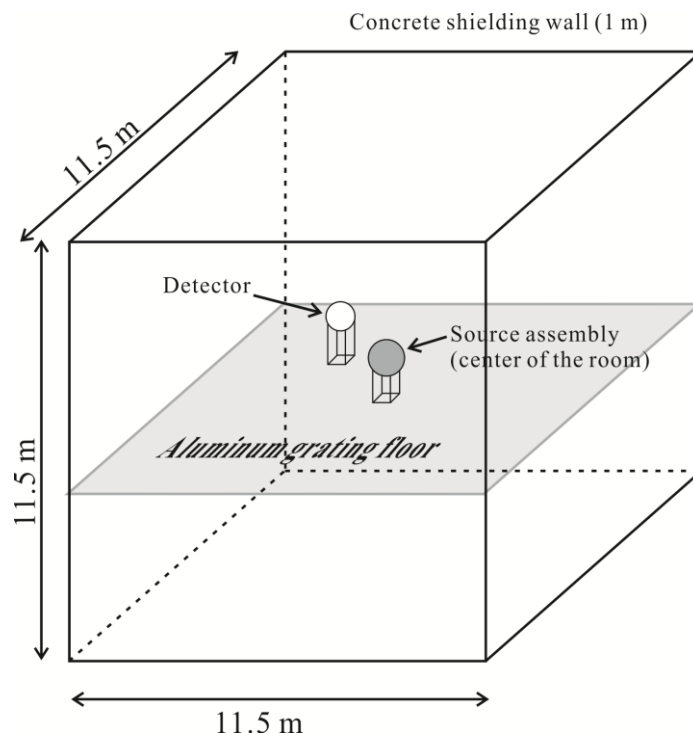


図 5.5 産総研中性子実験室での照射実験体系

表 5.1 使用した重水の仕様と試験結果

Lot number	7F-297	10A-309
Used quantity	10 L	5.7 L
Specification		
Chemical purity	> 99.5%	>98%
Molecular weight	20.03	20.03
Test results		
Chemical purity	>99.5%	>98%
Isotopic enrichment	99.93	99.92

5.3. モンテカルロ計算による中性子スペクトラルフルエンスの評価

前項で述べた産総研の重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリから放出される中性子のエネルギー分布を MCNPX によるモンテカルロ計算によって評価した。モンテカルロ計算に用いる断面積データは ENDF/B-VI を使用した。計算体系を図 5.6 に示す。 ^{252}Cf 中性子源は、X1 カプセルの外形（直径 7.8 mm、長さ 1 cm）と同じ体積線源とした。X1 カプセルの ^{252}Cf

線源には非等方性があるが、重水減速 ^{252}Cf 中性子源としては重水層での散乱および減速の過程で非等方性の情報は失われて一様な大きな中性子源として振る舞うため、モンテカルロ計算上では ^{252}Cf 中性子源は等方中性子源とした。線源エネルギースペクトルは ISO 8529-1:2001 [27]に掲載されている文献値を使用した。さらに中性子源支持ロッド、重水容器とパイプ機構、カドミウムカバーと中性子源アセンブリ用の低散乱架台を体系に再現し、代表的な測定位置として中性子源アセンブリ中心から 150 cm の地点での中性子スペクトラルフルエンスを point tally を用いて評価した。その結果を図 5.7 に示す。 ^{252}Cf の核分裂中性子スペクトルの透過成分と、それが重水層によって減速された熱外中性子領域の連続スペクトルが確認できる。比較のために裸の ^{252}Cf 中性子源の中性子エネルギー分布も掲載した。

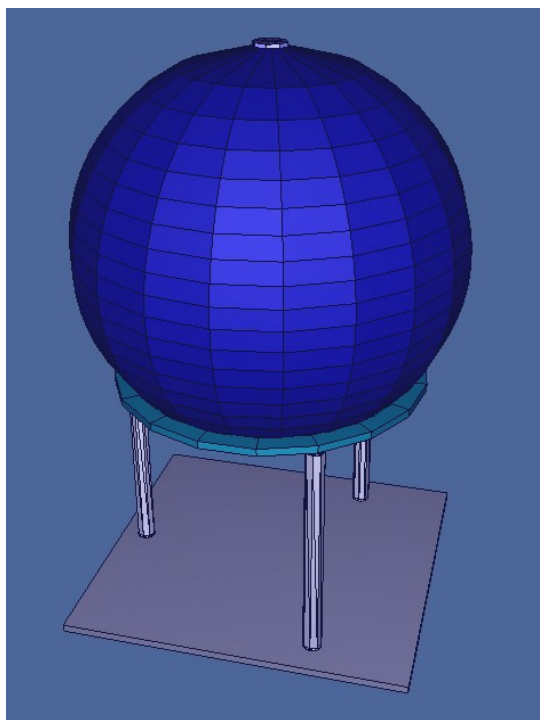


図 5.6 モンテカルロ計算における中性子源アセンブリ体系

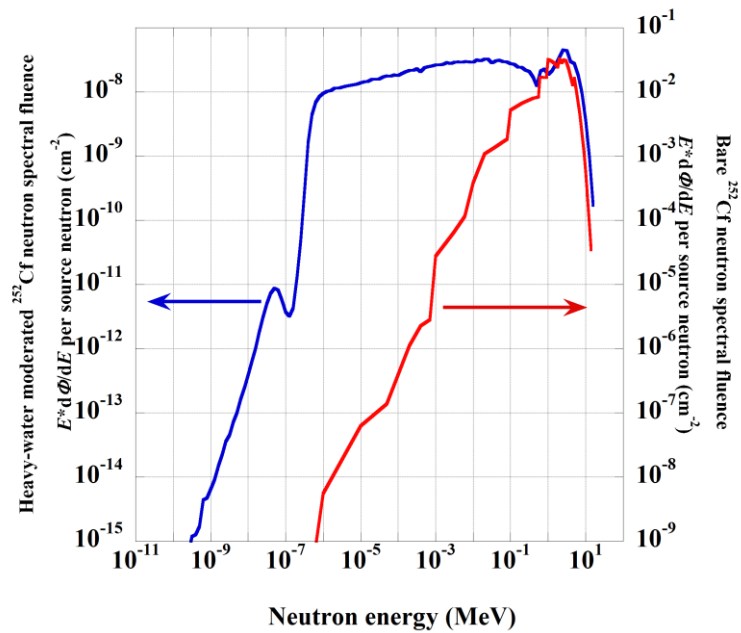


図 5.7 重水減速 ^{252}Cf 中性子スペクトラルフルエンスのモンテカルロ計算結果

5.4. 中性子源アセンブリの構造に起因する不確かさの評価

中性子源の構造に関するモンテカルロ計算と現実の差異に起因する不確かさを MCNPX によるモンテカルロ計算によって評価した。

カドミウムカバーの厚さについては、5.2 節で述べたとおり、場所によって 0.4 mm から 0.8 mm の範囲でばらつきが測定されたため、この範囲を包含する 0.3 mm から 1 mm の範囲で変化させてのモンテカルロ計算を行って検証した。カドミウムカバーはカドミウムカットオフエネルギーを利用した熱中性子の除去に用いるため、中性子源アセンブリ中心から 150 cm 位置でのスペクトラルフルエンスを比較した結果を図 5.8 に示す。カドミウムカバーに期待されている熱中性子除去の効果は 0.6 mm を中心とする想定される変動の範囲内では満たされている。全中性子フルエンスおよびフルエンス平均エネルギーの変化を評価した結果を図 5.9 に示す。中性子フルエンスに対しては熱中性子の除去能力により負の相関があり、観測された厚さの変動の範囲内では中性子フルエンスへの影響は 0.5 % 程度であることが確認された。フルエンス平均エネルギーとしては透過熱中性子が減少することによる正の相関が見られる。

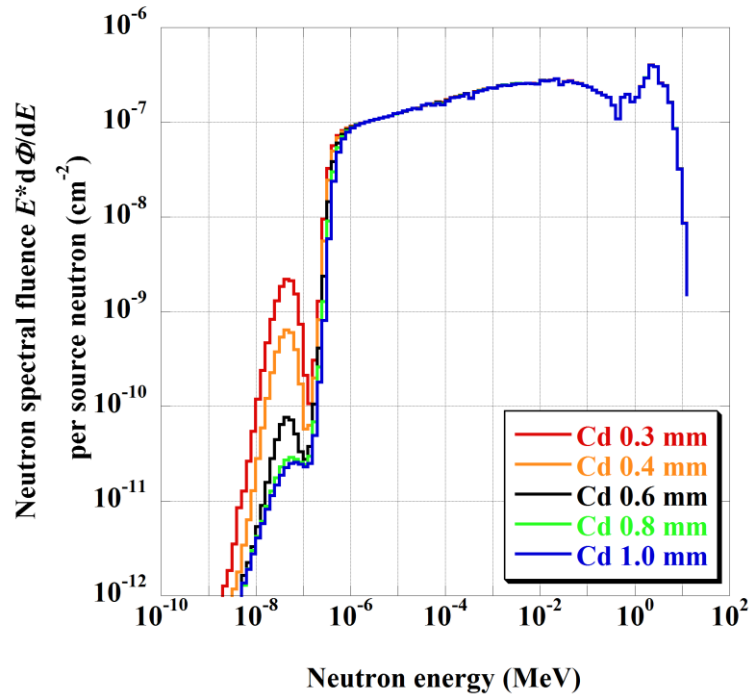


図 5.8 カドミウムカバー厚さに対する中性子エネルギー分布変化

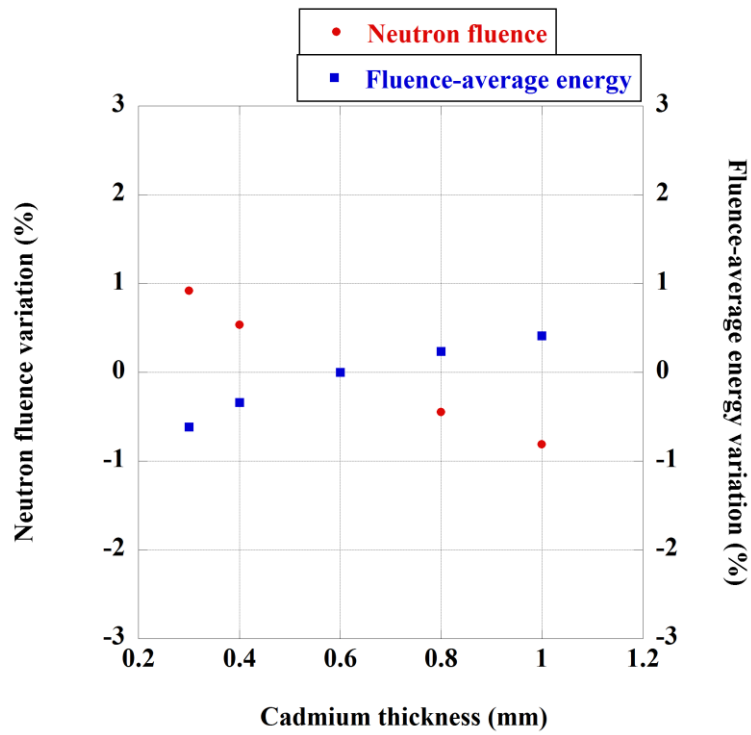


図 5.9 カドミウム厚さによる影響評価

ステンレス製の重水容器の厚さについては、 1.6 ± 0.1 mm と評価したが、十分なマージンを確保して 1 mm から 2 mm までの間で変化させた場合の影響を評価した。中性子エネルギー分布については有意な差異が認められなかった。全中性子フルエンスおよびフルエンス平均エネルギーの変化を図 5.10 に示す。通過するステンレスの厚さの変化に伴い、中性子フルエンスには負の相関が見られ、その影響は 0.5% 未満であった。

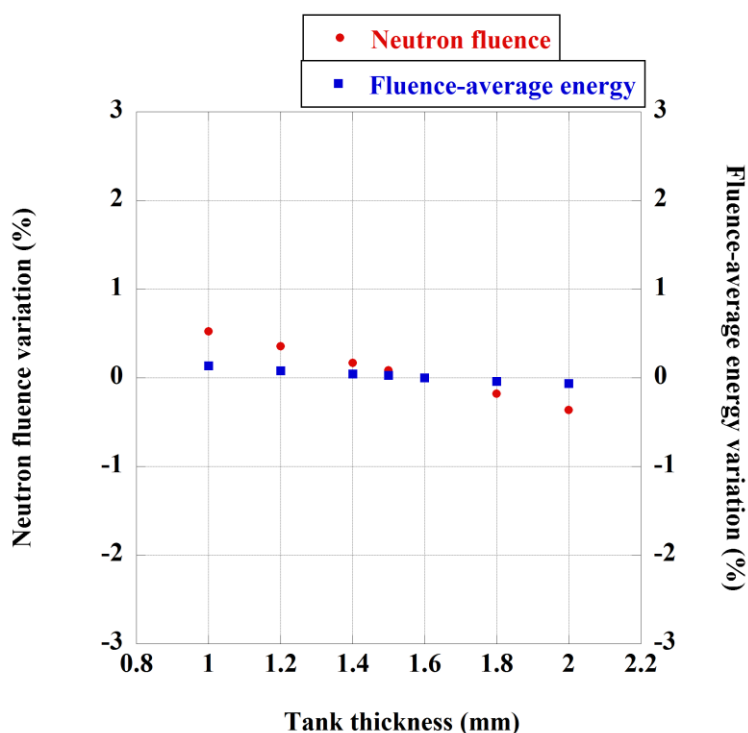


図 5.10 重水容器の厚さによる影響評価

パイプ内に挿入した ^{252}Cf 中性子源の位置の変動について、図 5.11 で定義する各座標軸方向について影響を評価した。水平方向の x 軸と z 軸については、パイプにロッドを挿入した際のロッドの偏心や傾きのとり得る範囲から、それぞれ中心から最大 1.5 mm ずれる可能性があるかと判断してその影響を評価した。x 軸については、図 5.12 に示すように想定される変動による中性子フルエンスへの影響は 0.02% 程度である。z 軸については、正方向に変動すると検出器に近づくため、図 5.13 に示すように中性子フルエンスに対して比較的顕著な正の相関が見られ、その影響は最大で 1.5% である。鉛直方向の y 方向としては、遠隔操作でのロッド挿入時に差し込み不良が監視カメラで目視できる 2 mm までの変動を想定した。図 5.14 に示すように中性子フルエンスに最大で 0.02% の変動が見られた。

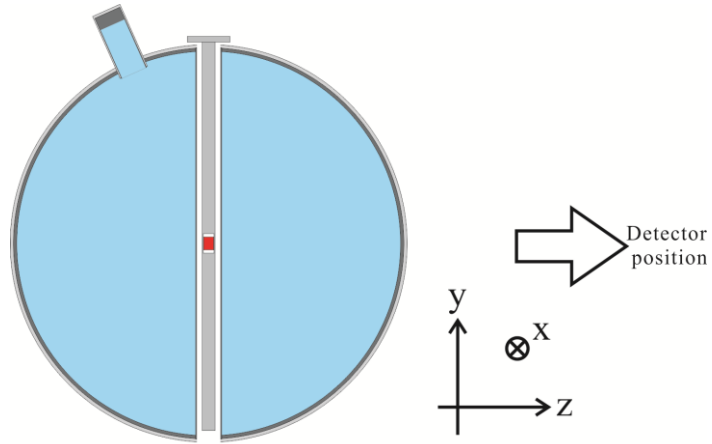


図 5.11 重水減速 ^{252}Cf 中性子場における座標設定

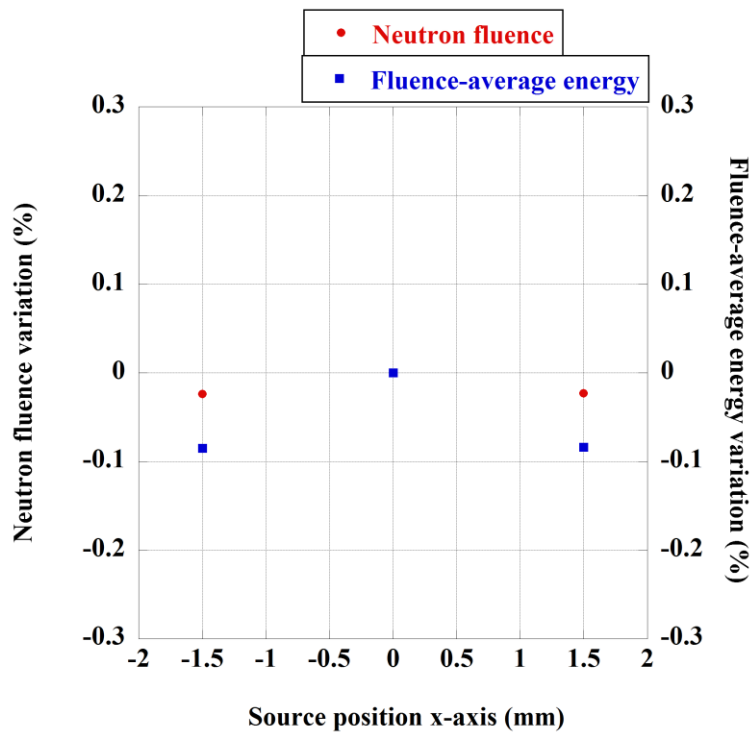


図 5.12 線源位置 (x 軸) の変動による影響評価

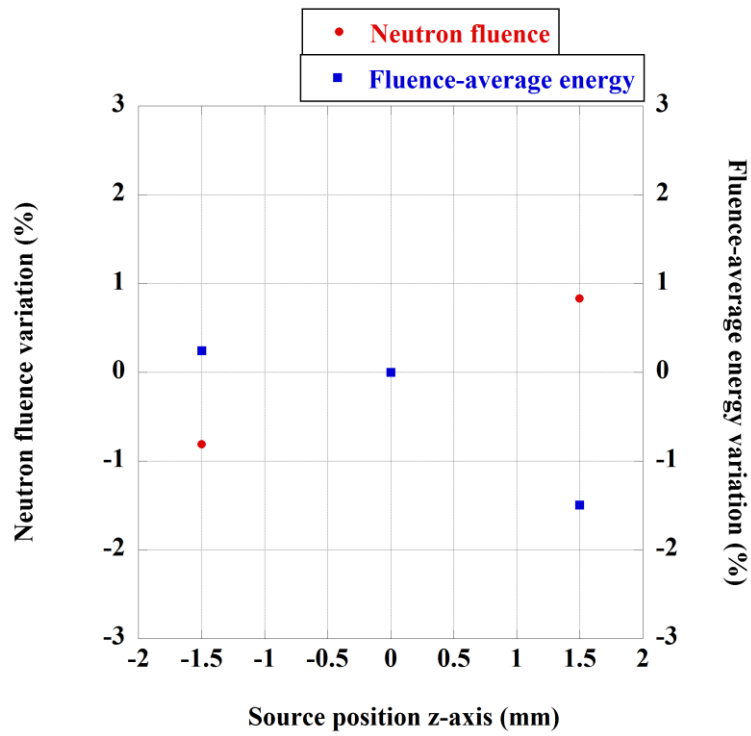


図 5.13 線源位置 (z 軸) の変動による影響評価

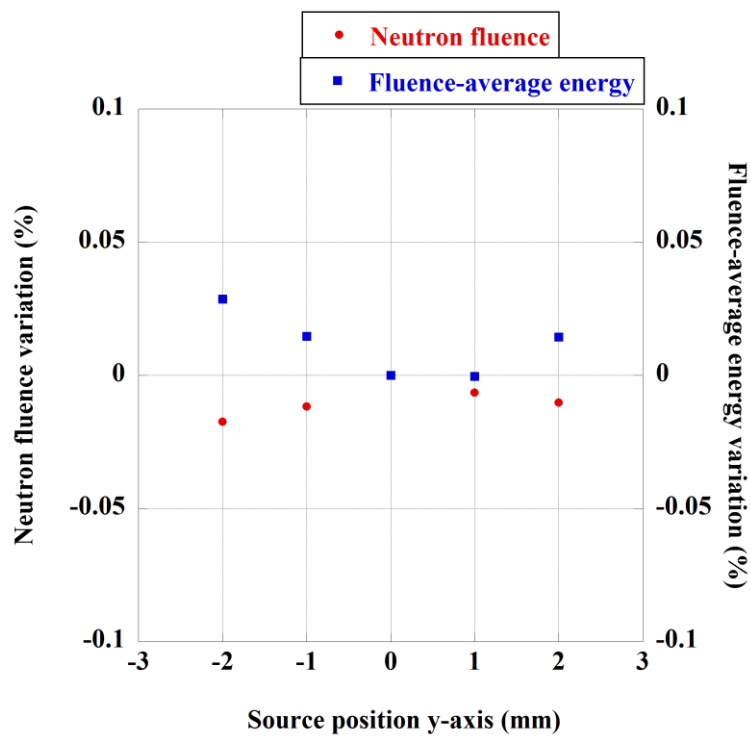


図 5.14 線源位置 (y 軸) の変動による影響評価

これらの変動を総合すると、中性子源アセンブリの体系のモデリングに起因する不確かさは1.7%と評価される。

5.5. シャドーコーン法

前節で述べたように、産総研の実験室はアルミグレーティング床を用いて実験室の三次元中心位置で実験を行うことで室内散乱中性子の影響を抑制しているが、それでもなお室内散乱中性子が影響する [76]。そこで、シャドーコーン法と呼ばれる方法により室内散乱中性子による影響を評価し補正する。シャドーコーン法では、図 5.15 に示すように、中性子源と検出器の間に中性子遮蔽体を設置して直接中性子を遮り、室内散乱中性子だけに対する測定（シャドーコーン測定と呼ぶ）を行う。シャドーコーンの材質や厚さについては ISO 8529-2:2000 [77]において、20 MeV までの直接中性子を遮蔽するために十分な構造として、図 5.16 に示すように線源側（上流側）に 20 cm の鉄層と、検出器側（下流側）に 30 cm の 5%以上のホウ素を添加したポリエチレン層を備えることが推奨されている。鉄層で比較的高いエネルギーの中性子のエネルギーを落とし、ポリエチレン層で十分に熱化させた上で吸収させるとともに、ポリエチレン層に添加したホウ素で熱中性子を吸収しきるといふ発想に基づいている。シャドーコーン測定の計数結果 N_{SC} をシャドーコーンを置かない測定（fore 測定と呼ぶ）の計数結果 N_{fore} から差し引くことによって、直接中性子に対する検出器の計数結果 N_{net} を

$$N_{net} = N_{fore} - k \frac{\Phi_{fore}}{\Phi_{SC}} N_{SC} \quad \text{式 5.1}$$

として求めることができる。ここで、 Φ_{fore} および Φ_{SC} はそれぞれ fore 測定とシャドーコーン測定での検出器代表位置での基準中性子フルエンスであり、fore 測定とシャドーコーン測定の中性子源の強度変化や測定時間の違いを補正するために用いている。また、 k はシャドーコーン法に関する補正係数である。シャドーコーン法は、fore 測定とシャドーコーン測定の違いは直接線の有無だけであるという仮定に基づいているが、現実にはその理想から過不足が生じる。図 5.17 の例では、シャドーコーンが作るシャドー領域が検出器の前面投影領域よりも大きく、本来は室内散乱中性子を作るはずの一次中性子が遮られており、 N_{SC} が過小評価されるため、 N_{net} は過大に評価される。これをオーバーシャドーと呼び、線源と検出器の外形がシャドーコーンの側面延長線上ちょうどになるように体系を構築することで回避できるが、検出器の前面投影領域が円でない場合にはその検出器専用のシャドーコーンを用意しない限り不可避である。また、検出器を設置する架台で散乱する中性子の影響もこの場合を含むことができるが、架台は検出器と密着していたり、前面投影で見たと

きに検出器自体と重なっていたりすることが多く、避けることができない。図 5.18 の例では、シャドーコーンの側面を延長してできる前後二つのコーン内で発生するはずの室内散乱中性子はシャドーコーンで遮蔽されてしまい測定することができない。検出器と相互作用せずに透過して検出器より後方のコーン内で散乱を起こすはずの一次中性子は遮蔽されてしまうし、検出器と反対側のコーン内で散乱して検出器に向かう散乱中性子も遮蔽されてしまう。この場合も N_{SC} が過小評価されるため、 N_{net} は過大に評価される。図 5.19 の例では、fore 測定では発生しない室内散乱中性子がシャドーコーン測定でのみ発生する。図 5.19 はシャドーコーンと実験室の内壁で散乱した場合を表しているが、シャドーコーンとシャドーコーンの架台で散乱する中性子もこの場合に含まれ、線源及び検出器の近くで散乱するために比較的影響が大きい。この場合は N_{SC} が過大評価されるため、 N_{net} は過小に評価される。

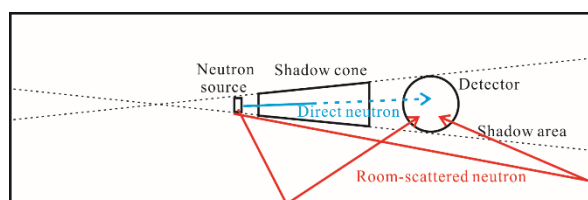


図 5.15 シャドーコーン法による室内散乱中性子測定

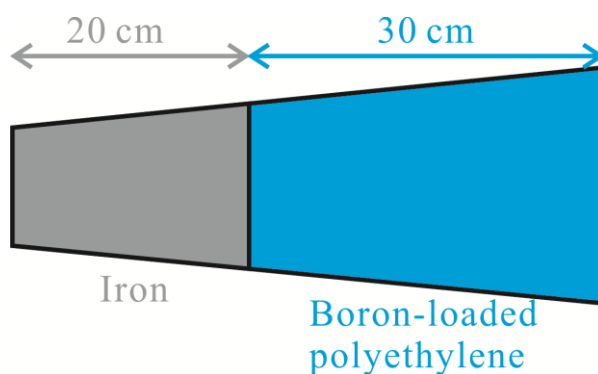


図 5.16 ISO 8529-2:2000 で推奨されているシャドーコーンの構造

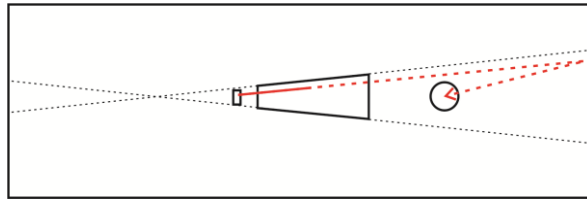


図 5.17 シャドーコーン法の問題 1。本来検出されるべき室内散乱中性子が検出されない。

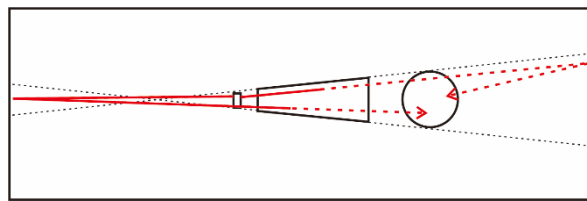


図 5.18 シャドーコーン法の問題 2。本来検出されるべき室内散乱中性子が検出されない。

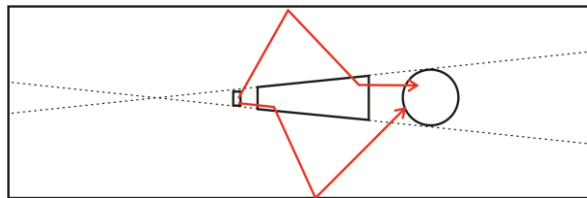


図 5.19 シャドーコーン法の問題 3。シャドーコーンを設置したことで生じる室内散乱中性子が検出される。

このようなシャドーコーン法が扱うのが不得意な室内散乱中性子の影響の補正係数として k を導入するが、その値を正確に導出するのは難しく、基本的に k は中心値が 1 で、これに経験的に十分カバーできる範囲の不確かさを与えることで解析に反映する。図 5.17 と図 5.19 の場合は検出器やシャドーコーンを支持する架台をなるべく中性子を散乱させないように設計することで低減することができ、その程度がきわめて良い場合には経験的に k の不確かさは 3%としているが、そうでない場合は 30%程度までの不確かさを見込む必要がある。

正味測定結果 N_{net} の不確かさは式 5.1 より

$$\begin{aligned}
 (\Delta N_{net})^2 = & (\Delta N_{fore})^2 + \left(\frac{\Phi_{fore} N_{SC} \Delta k}{\Phi_{SC}} \right)^2 \\
 & + \left(\frac{N_{SC} \Delta \Phi_{fore}}{\Phi_{SC}} \right)^2 + \left(\frac{k N_{SC} \Delta \Phi_{SC}}{\Phi_{SC}^2} \right)^2 + \left(\frac{\Phi_{fore} k \Delta N_{SC}}{\Phi_{SC}} \right)^2
 \end{aligned}
 \tag{式 5.2}$$

であり、計数の不確かさが測定時間をかけることで1%以下に抑えられ、中性子フルエンスの不確かさも数%であることを考えると、実験室環境によって室内散乱線中性子を抑えつつ、線源、シャドーコーン、検出器の周辺に低散乱な架台を使用してシャドーコーン法を精度良く実行することが測定全体の精度の向上に繋がることが分かる。

5.6. 重水減速 ^{252}Cf 中性子用シャドーコーンの最適設計

重水減速 ^{252}Cf 中性子源アセンブリでは、 ^{252}Cf 中性子源から放出された中性子の多くが重水内で十分な散乱を経て容器表面から放出されてくるため、直径 30 cm 強の中性子源アセンブリ全体を中性子源とみなせる。シャドーコーンは必然的に中性子源側が直径 30 cm 程度の太さになるため、前節で紹介した鉄層 20 cm とホウ素添加ポリエチレン 30 cm の構造を採用すると体積と重量がかさむ。体積がかさむと製造コストが非常に高くなり、重量がかさむと現状のグレーティング床やシャドーコーン架台を載せる照射ラインのレール構造にも問題が生じるほか、運用上も問題がある。一方、重水減速 ^{252}Cf 中性子はそのエネルギー中心が 0.55 MeV と低く、有意な中性子が存在する最大エネルギーも ^{252}Cf 中性子源と同じく 10 MeV 未満であるため、20 MeV までの中性子を想定した ISO 8529-2:2000 推奨の構造は必ずしも必要ないと考えられるため、十分な遮蔽能力を維持しつつ現実的な重量となるようシャドーコーンの最適設計を MCNPX によるモンテカルロ計算に基づいて行った。

評価したシャドーコーン構造の候補を表に示す。構造 1 は ISO 8529-2:2000 で推奨されている鉄 20 cm とホウ素 5% 添加高密度ポリエチレン (HDPE) 30 cm の構造である。構造 2 は構造 1 のホウ素添加 HDPE としたものである。産総研では 20 MeV までの中性子実験ではこの構造を採用している。構造 3 から構造 6 は HDPE のみとして厚さを変化させた。これらの HDPE にホウ素を添加したものが構造 7 から構造 10 である。構造 11 から構造 14 では、HDPE にホウ素を添加する代わりに、熱中性子吸収材としてカドミウムを検出器側端面に添付したものである。構造 15 と構造 16 は、構造 2 から鉄の層を薄くして軽量化を図ったものである。

表 5.2 検討したシャドーコーンの構造

Name	Material and thickness
Structure 1	Fe 20 cm+HDPE (5% B) 30 cm
Structure 2	Fe 20 cm+HDPE 30 cm
Structure 3	HDPE 50 cm
Structure 4	HDPE 30 cm
Structure 5	HDPE 20 cm
Structure 6	HDPE 10 cm
Structure 7	HDPE (5% B) 50 cm
Structure 8	HDPE (5% B) 30 cm
Structure 9	HDPE (5% B) 20 cm
Structure 10	HDPE (5% B) 10 cm
Structure 11	HDPE 50 cm+Cd 1 mm
Structure 12	HDPE 30 cm+Cd 1 mm
Structure 13	HDPE 20 cm+Cd 1 mm
Structure 14	HDPE 10 cm+Cd 1 mm
Structure 15	Fe 10 cm+HDPE 30 cm
Structure 16	Fe 5 cm +HDPE 30 cm

計算体系は、遮蔽能力を検証するのが目的なので、図 5.20 のように単純化した体系を用いた。直径 30 cm の円板線源から 5.3 節の結果で得られた重水減速 ^{252}Cf 中性子源スペクトルを平行ビームで 30 cm 先にある直径 30 cm の円柱形シャドーコーンに照射し、中性子源から 100 cm 離れたところの中性子スペクトラルフルエンスを point tally で評価した。

モンテカルロ計算の結果を図 5.21 に示す。2 MeV 近辺を中心とする核分裂スペクトルの透過成分や減速で生じた熱外中性子の遮蔽は HDPE の層が薄い場合に不十分であるが、HDPE 層が 50 cm あれば ISO 推奨構造と大きな差異がないことがない一方、HDPE にホウ素が添加されていないと熱中性子が増加することが明らかになった。そこで、熱中性子の実際の中性子検出器への影響を中性子周辺線量当量として評価した。図 5.21 の透過中性子スペクトラルフルエンスに中性子フルエンス—中性子周辺線量当量換算係数を乗じて積分して得られた中性子周辺線量当量の残存率を図 5.22 に示す。構造 1、構造 2、構造 3、構造 7、構造 11 が同等に十分小さいことが明らかになり、遮蔽能力を最重視し、重量、コスト、取り扱いのバランスのとれた重水減速 ^{252}Cf 中性子用のシャドーコーンとしては構造 3 の HDPE 50 cm を採用した。シャドーコーンの太さの設計については、6 インチのボナー球検出器、市販の代表的な中性子サーベイメーター、および国内の中性子フルエンス標準の基準移行検出器として実績のある小型平坦応答検出器 [78]を想定して、直径 30 cm の中性子

源アセンブリと、中性子源アセンブリから 150 cm の地点に設置したこれらの検出器のシャドー領域との共通接線を母線とする円錐台形 3 種類を図 5.23 のように設計し製作した。

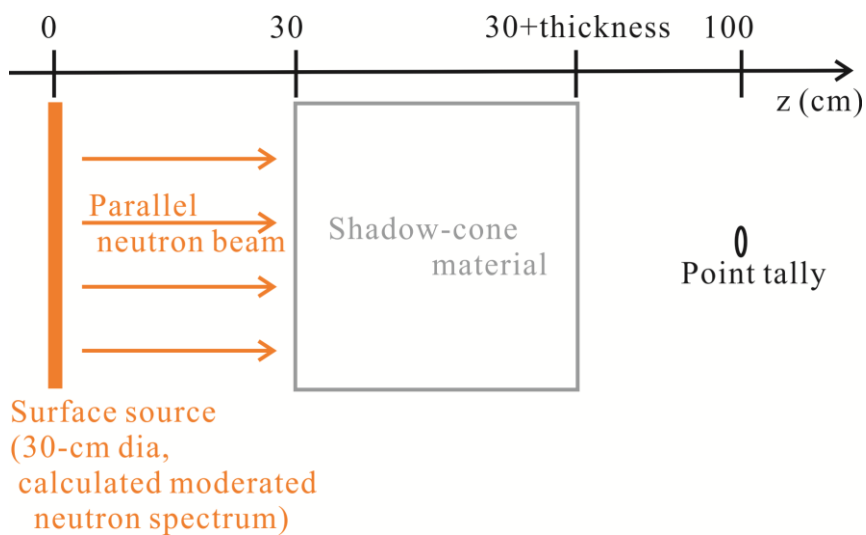


図 5.20 シャドーコーン遮蔽能力のモンテカルロ計算体系

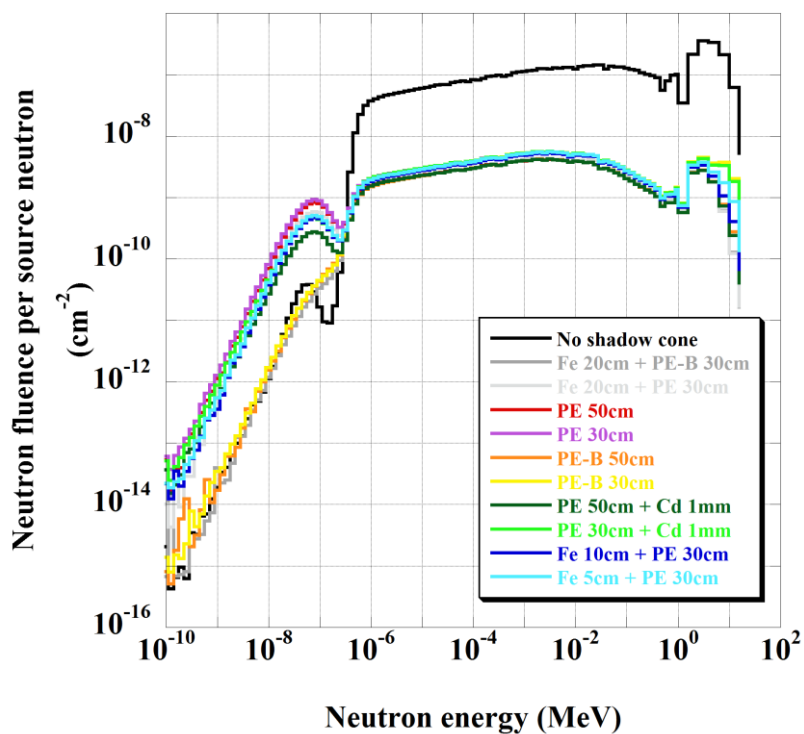


図 5.21 重水減速 ^{252}Cf 中性子に対するシャドーコーンの遮蔽能力計算結果

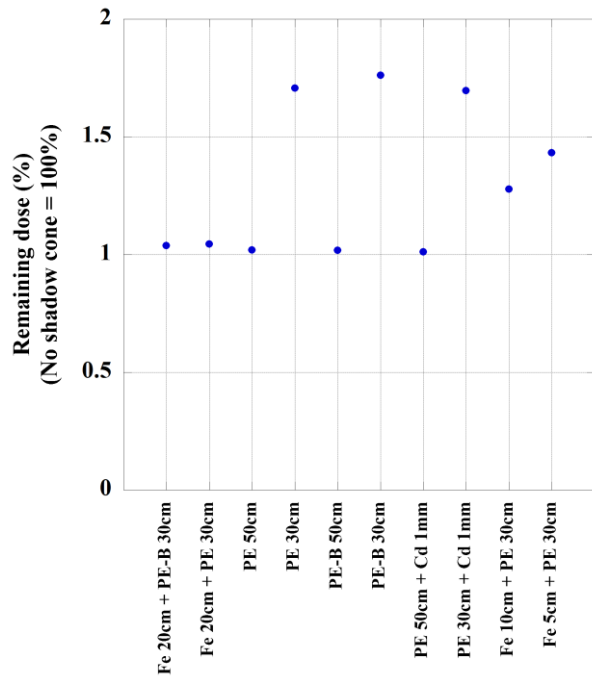


図 5.22 シャドーコーン透過線量評価の結果

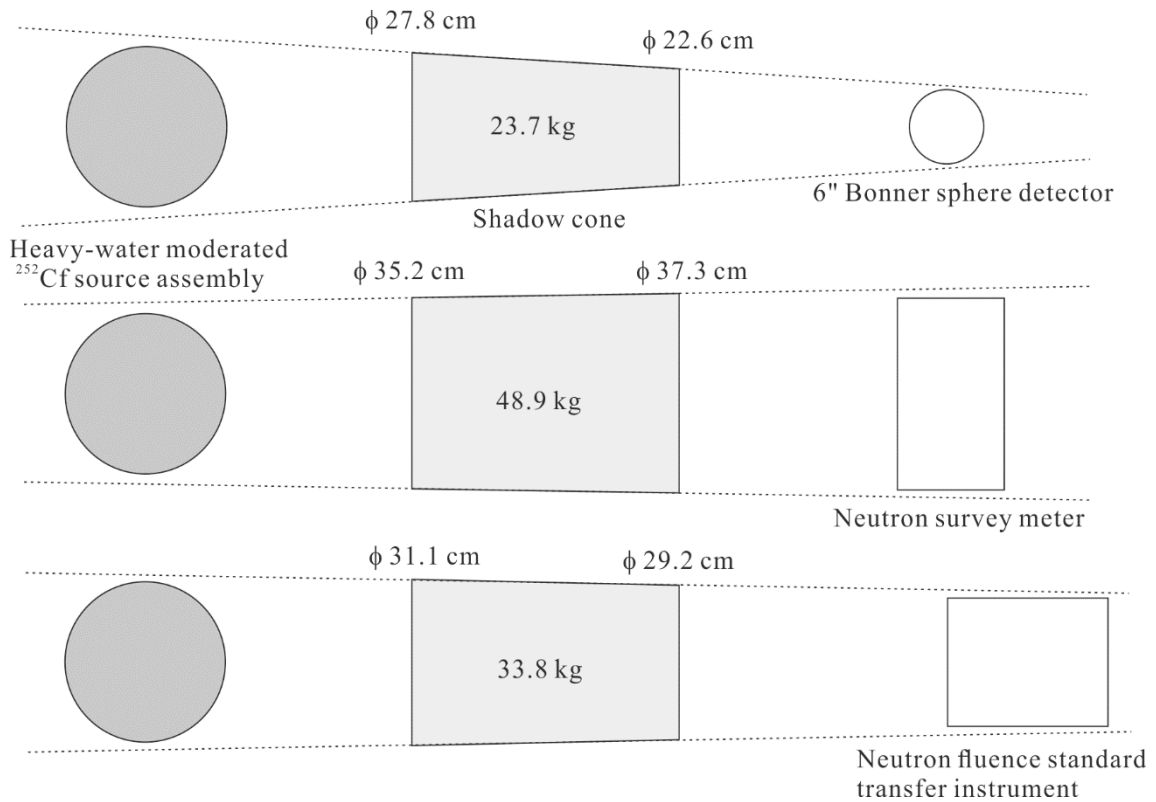


図 5.23 重水減速 ²⁵²Cf 中性子用シャドーコーンの設計

5.7. 中性子フルエンスの測定

重水減速 ^{252}Cf 中性子場の中性子フルエンスを実験的に検証するため、ボナー球検出器による測定を行った。使用したボナー球検出器は 6 インチの HDPE 減速材に実効 ^3He ガス圧 0.22 atm の球形 ^3He 比例計数管 SP9 (CENTRONIC 製) を挿入したものである。実効 ^3He ガス圧は、 $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子に対する測定結果と MCNPX による応答計算結果が合致するように導出した。測定では図 5.24 のように中性子源アセンブリの中心から 6 インチボナー球検出器の中心が 150 cm になるように検出器を設置し、室内散乱中性子の影響はシャドーコーン法によって補正した。測定結果を 6 インチボナー球検出器の重水減速 ^{252}Cf 中性子に対する応答で除して導出した測定位置での ^{252}Cf 中性子源の放出中性子あたりの中性子フルエンスは $(3.08 \pm 0.24) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}$ であった。不確かさの要因としては、 $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子に対する測定と MCNPX 計算に基づく 6 インチボナー球検出器の応答計算が 5.2%、 ^{252}Cf 中性子源の中性子放出率が 1.6%、中性子源アセンブリと検出器の間の距離の測定精度の影響が 0.4%、シャドーコーン法の補正に関する影響が 5.3%で、6 インチボナー球検出器の計数の統計不確かさが 0.9%であった。一方、MCNPX 計算による測定位置での ^{252}Cf 中性子源の放出中性子あたりの中性子フルエンスは $(3.23 \pm 0.05) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}$ であり、実験値と計算値は不確かさの範囲内で一致した。



図 5.24 6 インチボナー球検出器による中性子フルエンス測定

5.8. 中性子エネルギー分布の評価

重水減速 ^{252}Cf 中性子場の中性子エネルギー分布を実験的に検証するため、ボナー球スペクトロメーターによる測定を行った。測定に用いたボナー球検出器の組み合わせは、測定対象である中性子のエネルギー範囲が熱中性子から数 MeV 程度であるため、減速材なしのものと、直径 3 インチから 6 インチまでの HDPE 製減速材のものを選定した。その一覧を表 5.3 に示す。中心に挿入して使用した ^3He 比例計数管は前節のフルエンス測定でも用いた SP9 である。測定は中性子源アセンブリの中心から 150 cm の位置で行った。この地点での中性子スペクトラルフルエンスを測定するため、すべてのボナー球検出器は中心が 150 cm 位置に一致するように設置した。室内散乱中性子の影響を除去するためにシャドーコーン法を用いたが、測定地点を 150 cm 位置にそろえた状態で各ボナー球検出器の大きさに最適なシャドーコーンを用意することはできないため、制作したシャドーコーンの中で最もシャドー領域径の小さい 6 インチボナー検出器用のものをすべての測定に使用し、5 インチ以下のボナー検出器の測定では図 5.25 のようなオーバーシャドーを許容した。

表 5.3 重水減速 ^{252}Cf 中性子測定に用いたボナー球スペクトロメーター

Name	Moderator
Bare	No moderator
3"	HDPE 7.62 cm
3.5"	HDPE 8.89 cm
4"	HDPE 10.16 cm
4.5"	HDPE 11.43 cm
5"	HDPE 12.7 cm
6"	HDPE 15.24 cm

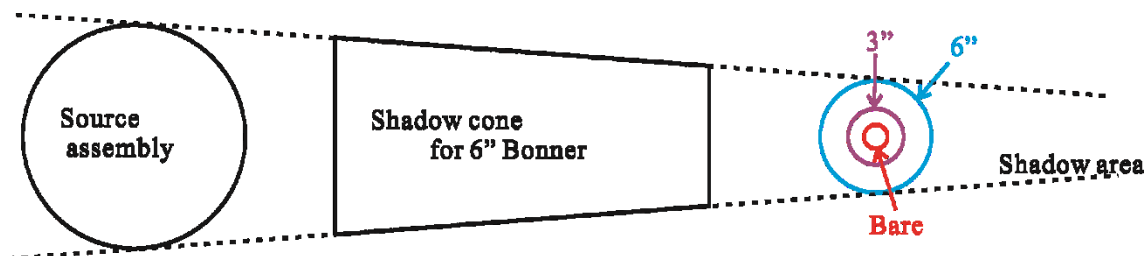


図 5.25 BSS 測定におけるオーバーシャドー

散乱中性子の影響をシャドーコーン法で補正した、各ボナー球検出器の計数結果 (^{252}Cf 中性子源の放出中性子あたり) を図 5.26 に示す。これらを MAXED_FC33 コードによってアンフォールディングした結果を図 5.27 に示す。アンフォールディング結果は初期推定スペクトルとして使用した MCNPX による計算結果とよく一致した。一致度に対する検証として、アンフォールディング結果に対して各ボナー球検出器の応答関数を適用して推定される計数と測定で得られた計数の比を図 5.28 に示す。いずれのボナー球検出器についても不確かさの範囲内で 1 に収まっているものの、小径のボナー球検出器ほど測定結果が過小であるという系統的な傾向が見られる。これは、シャドーコーン測定において重水減速 ^{252}Cf 中性子を遮蔽した際にシャドーコーン内部で生じる熱中性子成分が検出されることでシャドーコーン測定による室内散乱中性子の評価が過大となり、直接中性子に対する正味計数結果が過小に評価されたためであると考えられる。実験結果のアンフォールディング結果から推定される計数からの乖離は bare 検出器が最大で 7.8% 過大であったが、bare 検出器の応答関数とモンテカルロ計算で別途評価したシャドーコーン内で発生する熱中性子スペクトラルフルエンスを乗じて得られる熱中性子の影響は 5% であり、乖離の大部分が説明された。

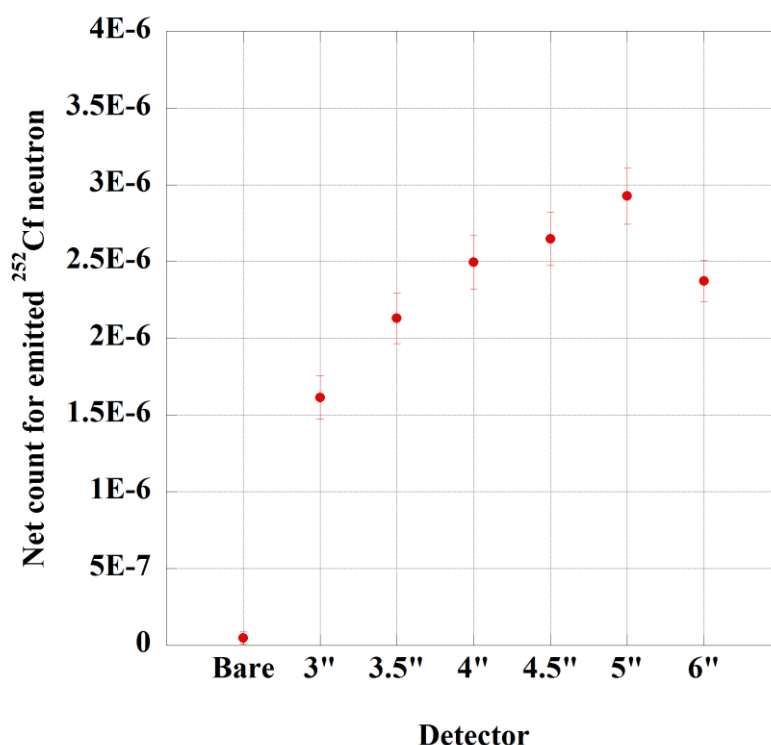


図 5.26 BSS による測定の計数結果

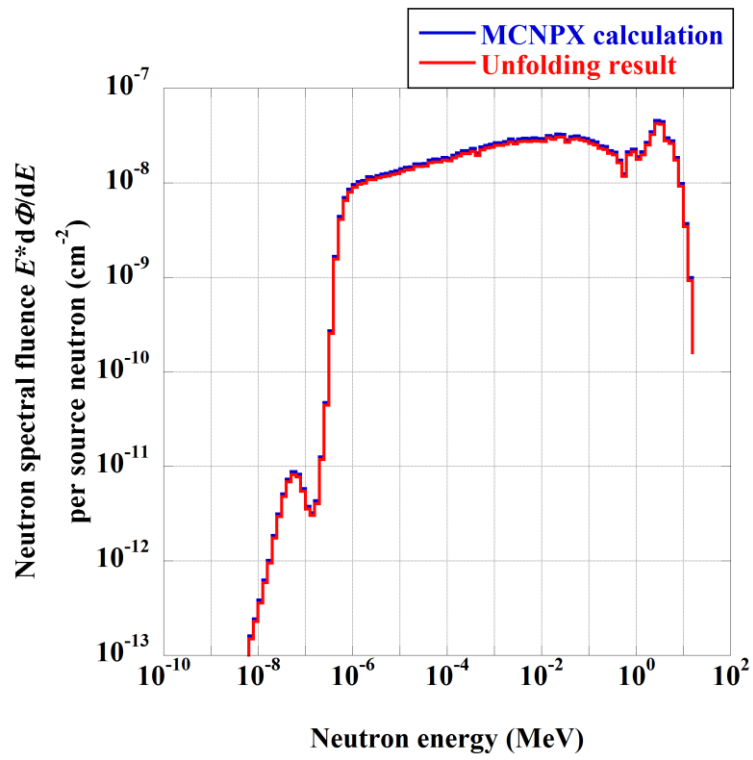


図 5.27 BSS アンフォールディングによる中性子スペクトラルフルエンス測定結果

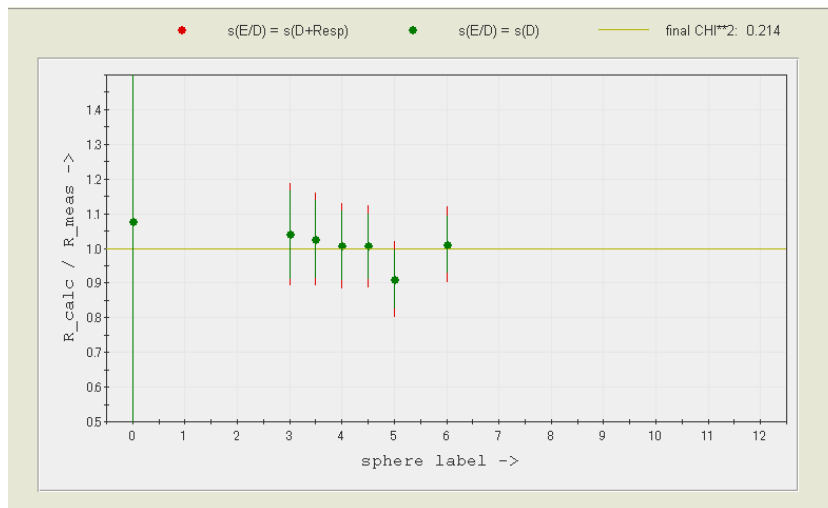


図 5.28 BSS 測定における推定計数と実験値の比較

5.9. 中性子サーベイメーター評価への応用試験

5.9.1. 測定した中性子サーベイメーター

開発した重水減速 ^{252}Cf 中性子場において、核燃料施設等での放射線管理に用いられる実用中性子検出器の応答評価を試行した。使用したのは、富士電機システムズ株式会社（現 富士電機株式会社）製中性子レムカウンターNSN2 と Wedholm Medical AB 社製中性子モニター2222A He-3 である。いずれも、 ^3He 比例計数管を減速材で覆った構造で、中性子フルエンスー中性子周辺線量当量換算係数のエネルギー特性に近い応答関数を持ち広いエネルギーの中性子に対して正確な中性子周辺線量当量を表示できるよう工夫されているものである。



図 5.29 中性子モニター2222A-He-3



図 5.30 中性子レムカウンターNSN2

5.9.2. シャドーコーン法の最適化

今回使用した中性子検出器は照射基準面が横向きであり、図 5.31 に示すように、中性子検出部分（ポリエチレン製減速材の中心）と、機械部分も含めた検出器全体の中心が異なる。中性子照射の基準軸は検出部分の中心に合わせる必要があるが、一方で実用の場面を考慮すると機械部で散乱した中性子の影響も含めて検出器の応答であるため、シャドーコーン測定の際には機械部も含めた検出器全体をシャドーコーンで遮蔽する必要がある。シャドーコーンを中性子照射の基準軸に沿って設置すると、検出器全体を包含する遮蔽円は過剰となり、オーバーシャドーが発生する（図 5.31 の 3 の遮蔽円に相当する）。そこで、図 5.32 に示すようにシャドーコーンを中性子照射軸からオフセットさせ、オーバーシャドーの影響を最小化した条件（図 5.31 の 4 の遮蔽円に相当する）で測定を行った。

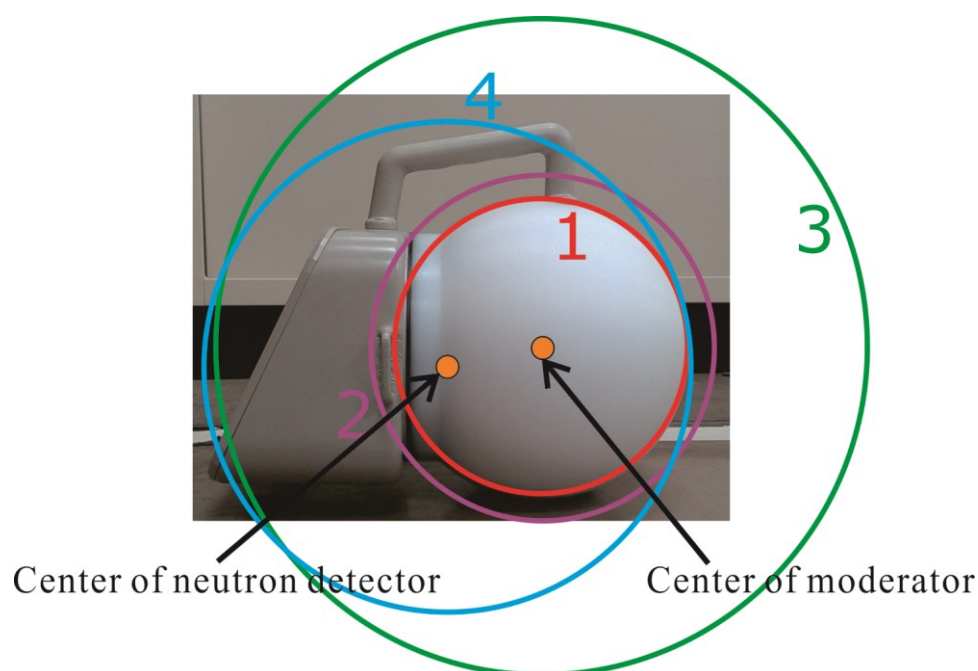


図 5.31 シャドーコーン法で遮蔽する領域の考察。1 は減速材主要部と一致する円で遮蔽する。2 は減速材全体の外接円で遮蔽する。3 は中性子減速材の中心を中心とした中性子検出器全体の外接円で遮蔽する。4 は中性子検出器全体の中心を中心とした中性子検出器全体の外接円で遮蔽する。

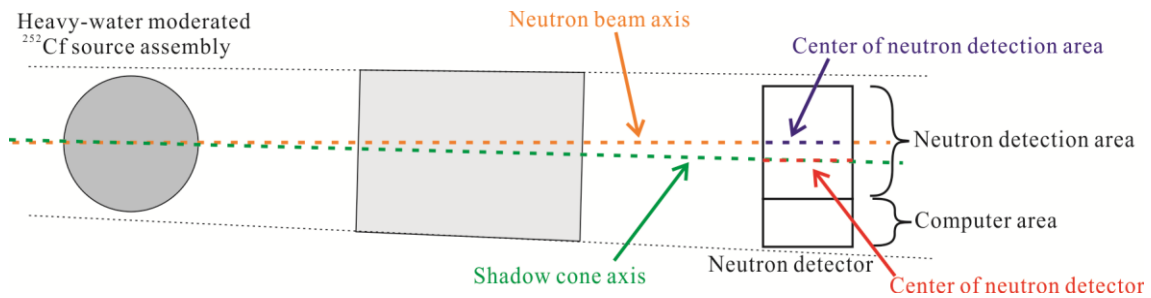


図 5.32 実用中性子検出器に対するオフセットシャドーコーン設置

重水減速 ²⁵²Cf 中性子場での測定に先立ち、²⁴¹Am-Be 中性子源を用いてシャドーコーンのオフセット設置の効果を検証した。遮蔽円の設定としては図 5.31 の 1 から 4 を試行した。なお、1 の遮蔽円は球形減速材だけを遮蔽する最小限のものであり、2 の遮蔽円は球形減速材の首までを含むものである。その結果を遮蔽円設定 4 との差として図 5.33 に示す。遮蔽円設定 1 では、検出器の一部である機械部分および球形減速材の首部分の散乱の影響を過剰に差し引いたため、応答としては遮蔽円設定 4 よりも 2% 小さく評価した。遮蔽円設定 2 では、球形減速材の首が含まれたためわずかに差異が小さくなり 1.7% 小さかった。遮蔽円設定 3 では、著しいオーバーシャドーであったため、シャドーコーン測定で観測されるべき散乱中性子が遮蔽され過小評価された結果、応答は遮蔽円設定 4 より 1.2% 大きく評価された。このように想定通りの結果が得られたことから、シャドーコーンをオフセット設置し遮蔽円設定 4 に相当する体系を実現することで最適なシャドーコーン測定を行うこととした。

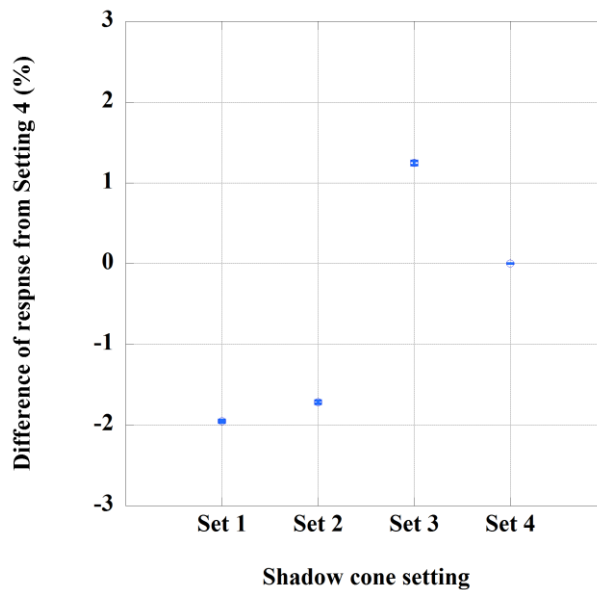


図 5.33 シャドーコーン設置方針の違いの応答測定への影響評価

5.9.3. 応答測定結果

2種類の実用中性子検出器を対象とした応答測定結果を図 5.34 および図 5.35 に示す。応答は、検出器のロジックパルス出力数を照射した基準中性子周辺線量当量で除した値として与えた。あわせて、 $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子に対する応答測定結果も記載した。 $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子に対する結果と比べ、NSN2 では 87%、2222A-He-3 では 37% 高い応答を得た。これらの検出器が現場の線量管理で用いられる際には、機械部分で読み取ったパルス信号の計数に応答を乗じて現場の中性子周辺線量当量として表示する。これは、もし $^{241}\text{Am-Be}$ および ^{252}Cf 中性子に対する応答測定の結果を用いて重水減速 ^{252}Cf 中性子場と同等の中性子エネルギー分布を持つ中性子利用現場で使用した場合にはそれぞれ相応に過大な線量を表示することを意味する。この場合、線量管理としては安全側のずれではあるが、より適切な線量管理を行うためには重水減速 ^{252}Cf 中性子に対する応答測定結果を参照するべきであるということが明確に示された。

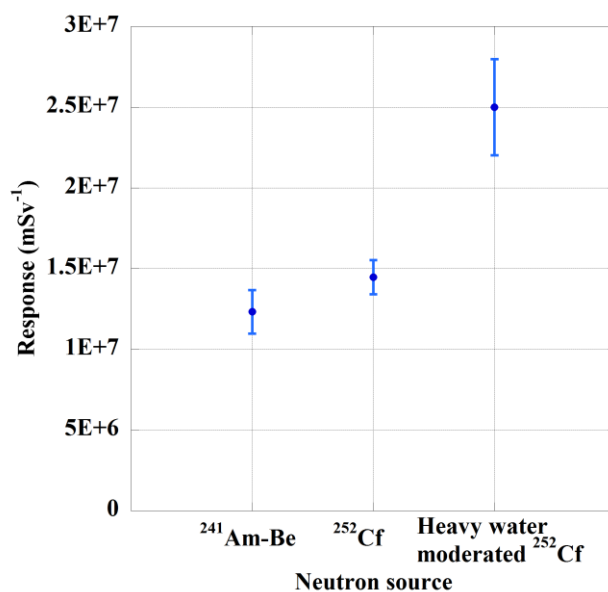


図 5.34 中性子エネルギー分布の異なる中性子基準場に対する NSN2 の応答測定結果。縦軸は照射中性子周辺線量当量 1 mSv に対する検出器の計数。

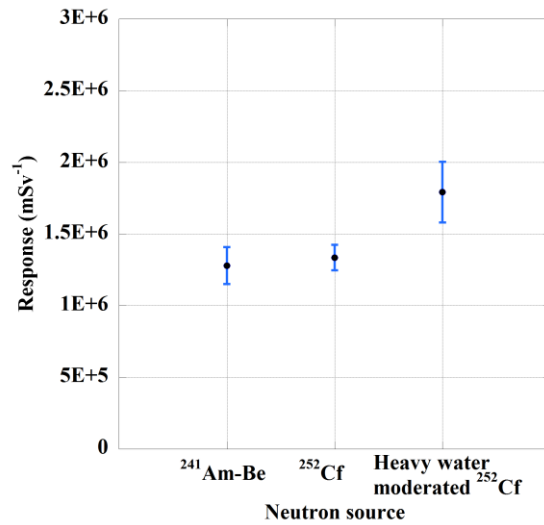


図 5.35 中性子エネルギー分布の異なる中性子基準場に対する 2222A-He-3 の応答測定結果。縦軸は照射中性子周辺線量当量 1 mSv に対する検出器の計数。

5.10. まとめ

核燃料施設等で、自発核分裂で発生し遮蔽構造物等で減速された中性子に対して使用される中性子検出器の特性評価試験を行うための、重水減速 ²⁵²Cf 中性子基準場を開発した。²⁵²Cf 中性子源をステンレス製重水タンクとカドミウムカバーで覆った中性子源アセンブリを構築し、測定地点に与えられる中性子のスペクトラルフルエンスをモンテカルロ計算により評価した。中性子源アセンブリの構造や実験ごとのセッティングに起因する不確かさを解析した。室内散乱中性子の影響を補正するためにシャドーコーン法を採用し、重水減速 ²⁵²Cf 中性子のエネルギーを考慮することで、低負荷ながら必要な遮蔽能力を備えたシャドーコーンを設計・製作した。測定地点の中性子フルエンスはボナー球検出器で実測し、モンテカルロ計算の値と不確かさの範囲内で一致した。中性子エネルギー分布については BSS による測定を行い、モンテカルロ計算とよく一致する結果を得た。また、実用中性子検出器に対する応答測定試験を行い、中性子利用現場での運用への影響度合いも明らかにした。

6. 全体のまとめ

本研究では、中性子フルエンス計測技術の課題として高エネルギーへの拡張と中性子利用現場の連続エネルギー中性子への適応化に着目し、2章から5章に示したように、以下の成果を得た。

(1)

2章では、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子のスペクトルを低エネルギーまで TOF 法によって評価した。高エネルギーピーク中性子に対する応答測定実験や照射試験において妨げとなる連続エネルギー中性子の測定が課題であった。TIARA のサイクロトロンで実用化されたシングルパルスビーム技術を活用し、中性子パルス発生間隔を十分確保することで、TOF 下限エネルギーを排し、エネルギー領域に応じて有機液体シンチレーターと ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターを用いた TOF 測定を行った。有機液体シンチレーターを用いた TOF 測定からは、中性子-ガンマ線信号弁別を行い、SCINFUL-QMD によるモンテカルロ計算で評価した応答関数を用いて中性子スペクトルを導出した。 ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターを用いた測定では、まず検出器の応答特性を検出器ユニット内の散乱中性子の影響も含めて精密に評価し、実験と MCNPX によるモンテカルロ計算で応答関数を評価した。TOF 測定結果からは室内散乱中性子に起因すると考えられる定常信号を除去し、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応に起因する中性子スペクトルを導出した。両検出器の結果から、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子スペクトルを keV 領域まで初めて TOF 法によって明らかにすることができ、100 keV 以下の領域では室内散乱中性子が支配的であるという知見も得た。得られたデータ・知見は、TIARA を含めた準単色高エネルギー中性子施設での実験で利用可能な基礎データとなるだけでなく、核物理学への貢献も期待される。

(2)

3章では、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色高エネルギー中性子場における中性子検出器の応答測定において、連続中性子の影響を実験的に補正する手法について検討を行った。大阪大学 RCNP のサイクロトロン施設で、ターゲットスウィンガーを利用した2角度差分法により、ターゲット斜め前方に生成される連続中性子のみに対する測定を行い、ターゲット正面に生成される準単色中性子に対する測定との差分をとることにより、疑似単色中性子スペクトルに対する中性子検出器の応答測定を行った。96 MeV から 387 MeV までの4エネルギーにおいて応答特性の異なる検出器に対して実験を行い、系統的な解析を行った。直径7インチ以上の大径の HDPE 減速材を用いたボナー球検出器に対しては2角度差分法の結果は MCNPX によるモンテカルロ計算と良く一致し、同様の構造を持つ減速材型の中性子検出器等への適用性が明らかになった。一方、低エネルギー中性子に大きな感度を有する直径5インチ以下の小径の HDPE 減速材を用いたボナー球検出器については、2角度の測定における低エネルギー中性子の差異の影響を強く受けることが分かり、2角度差分法に用いる角度

の選定や実験体系、場合によっては2角度差分法の適用そのものについて十分な考慮が必要であるという知見を得た。また、HDPE減速材中に鉛及び銅の中性子ブリーダー層を設けた高エネルギー中性子向けのボナー球検出器についても、実験結果とモンテカルロ計算の間に差異が見られたが、モンテカルロ計算に用いた断面積データライブラリ JENDL/HE-2007 の鉛及び銅の(n,xn)反応断面積データについて他のライブラリとの比較や改訂の傾向を精査したところ、計算側に問題があることがわかり、改訂傾向に準ずれば実験データが支持されることが明らかになった。このことから、金属製の中性子ブリーダーを導入した高エネルギー向けの中性子検出器等の応答評価実験に対しても2角度差分法が有効であるという知見を得たとともに、数百 MeV 領域の断面積データについて、最新の改訂動向を支持するベンチマークデータを得ることができた。

(3)

4章では、BNCT用の加速器中性子源の特性評価を行った。いばらき中性子医療研究センターの加速器 BNCT 施設 iBNCT において、加速器開発中に利用可能な、治療時の1/3000ほどの微弱な陽子ビームを用いた ${}^9\text{Be}(p,n)$ 反応とフッ化マグネシウムを中心とした中性子減速機構で得られた中性子ビームに対し、従来型の ${}^3\text{He}$ 比例計数管を用いたBSSによりフリーエアでの中性子スペクトラルフルエンスを測定した。PHITSによるモンテカルロ計算をもとに、施設構造物との相互作用に起因する影響を受けにくい複数の測定地点を選定するとともに、熱外中性子のエネルギー領域で応答関数の変化に富むボナー球検出器の組み合わせを選定して測定を行った。中性子源のパルス性に考慮した検出器系のdead time補正等を行い、MAXED_FC33コードによりアンフォールディングを行い、ビームポートから1 m及び2 m地点での中性子スペクトラルフルエンスを導出したところ、PHITSによるモンテカルロ計算を概ね再現する結果を得た。この結果とモンテカルロ計算から、実際の治療が行われるビームポートにおける中性子の特性を評価し、治療に必要な熱外中性子強度 $10^9\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の実現に必要な陽子ビーム電流増強目標を定量評価するとともに、iBNCT施設の中性子エネルギー分布特性とIAEA推奨値との比較等を通して治療への適性を考察した。治療レベルの中性子強度が実現した後は、陽子ビーム増強による中性子エネルギー分布への影響を評価するために大強度中性子に対応した新たな検出器を用いたエネルギー分布測定法を検討している。本研究の結果はその際に重要なリファレンスデータとなることが期待される。

(4)

5章では、一般的な中性子検出器校正用の中性子源とは異なる中性子エネルギー分布を模擬する、重水減速 ${}^{252}\text{Cf}$ 中性子基準場の開発を行った。核燃料施設等で、核燃料の自発核分裂で生じた中性子が遮蔽構造物等で減速することで立ち入り区域等で観測される中性子のエネルギースペクトルを、 ${}^{252}\text{Cf}$ 中性子源を重水層で覆うことで再現する中性子源アセンブ

りを構築し、その特性評価を行った。MCNPXによるモンテカルロ計算により、中性子源アセンブリの構造や設置に起因する不確かさを詳細に評価した。室内散乱中性子の影響を評価するため、モンテカルロ計算で遮蔽能力を検証し最小限の負荷で必要な遮蔽能力を備えたシャドーコーンを設計・製作した。中性子フルエンスを6インチのボナー球検出器により測定し、モンテカルロ計算と不確かさの範囲内で一致する結果を得た。中性子エネルギー分布はBSSにより測定し、モンテカルロ計算とよく一致する結果を得た。実用中性子検出器に対する応答評価試験を実施し、 $^{241}\text{Am-Be}$ 及び ^{252}Cf 中性子による測定結果と比較し、重水減速 ^{252}Cf 中性子による試験の有効性を検証した。

以上に述べたとおり、本研究では熱中性子（ $\sim 25\text{ meV}$ ）から数百 MeV までの8桁以上にわたるエネルギーの中性子を対象として、エネルギー領域や目的に応じ種々のツールと知見を導入し、問題を解決し、新たな知見を得た。論文では中性子フルエンスの精密測定技術の課題を高エネルギーへの拡張と現場中性子スペクトルへの対応という二つの側面に大別して取り扱ったが、本来これらは密接不可分な問題である。実際、本研究の高エネルギー中性子に関する課題でも、ターゲットで生じた連続中性子や、高エネルギー中性子が施設構造物と相互作用して生成された低エネルギー中性子の問題に取り組んだ。今日、中性子の学術・産業・医療等への応用がますます加速する中で、技術的にも社会的にも中性子計測の精度や信頼性が求められている。本研究で得られた成果は、相補的に活用され、また継続的に発展させ続けていくことで、今後の中性子科学の発展に寄与していくことが期待される。

参考文献

- [1] W. Ruhm, V. Mares, C. Pioch, S. Agosteo, A. Endo, M. Ferrarini, I. Rakhno, S. Rollet, D. Satoh, H. Vincke, “Comparison of Bonner sphere responses calculated by different Monte Carlo codes at energies between 1 MeV and 1 GeV - Potential impact on neutron dosimetry at energies higher than 20 MeV,” *Radiation Measurements* 67, 24-34, 2014.
- [2] JEDEC, JESD89A Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices, October 2006.
- [3] H. Harano, R. Nolte, “Quasi-monoenergetic high-energy neutron standards above 20 MeV,” *Metrologia* 48, S292-S303, 2011.
- [4] H. Harano, T. Matsumoto, Y. Tanimura, Y. Shikaze, M. Baba, T. Nakamura, “Monoenergetic and quasi-monoenergetic neutron reference fields in Japan,” *Radiation Measurements* 45, 1076-1082, 2010.
- [5] Y. Shikaze, Y. Tanimura, J. Saegusa, M. Tsutsumi, Y. Yamaguchi, Y. Uchita, “Investigation of properties of the TIARA neutron beam facility of importance for calibration applications,” *Radiation Protection Dosimetry* 126 (1-4), 163-167, 2007.
- [6] M. Takada, T. Nakamura, M. Baba, T. Iwasaki, T. Kiyosumi, “Characterization of 22 and 33 MeV quasi-monoenergetic neutron fields for detector calibration at CYRIC,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 372, 253-261, 1995.
- [7] A. Prokofiev, J. Blomgren, O. Bystrom, C. Ekstrom, S. Pomp, U. Tippawan, V. Ziemann, M. Osterlund, “The TSL neutron beam facility,” *Radiation Protection Dosimetry* 126 (1-4), 18-22, 2007.
- [8] H. Schuhmacher, H. Brede, V. Dangendorf, M. Kuhfuss, J. Meulders, W. Newhauser, R. Nolte, “Quasi-monoenergetic neutron beams with energies from 25 to 70 MeV,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 421, 284-295, 1999.
- [9] W. McMurray, D. Aschman, K. Bharuth-Ram, R. Fearick, “The Faure cyclotron neutron source and a particle spectrometer for neutron induced emission of charged particles at energies between 60 and 200 MeV,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 329, 217-222, 1993.
- [10] R. Nolte, M. Allie, R. Bottger, F. Brooks, A. Buffler, V. Dangendorf, H. Friedrich, S. Guldbakke, H. Klein, J. Meulders, D. Schlegel, H. Schuhmacher, F. Smit,

- “Quasi-monoenergetic neutron reference fields in the energy range from thermal to 200 MeV,” *Radiation Protection Dosimetry* 110 (1-4), 97-102, 2004.
- [11] P. Bem, V. Burjan, J. Dobes, U. Fischer, M. Gots, M. Honusek, V. Kroha, J. Novak, S. Simakov , E. Simeckova, “The NPI cyclotron-based fast neutron facility,” *Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007, Nice, France*, 555-558, 2007.
- [12] M. Baba, Y. Nauchi, T. Iwasaki, T. Kiyosumi, M. Yoshioka, S. Matsuyama, N. Hirakawa, T. Nakamura, S. Tanaka, S. Meigo, H. Nakashima, S. Tanaka , N. Nakao, “Characterization of a 40-90 MeV ${}^7\text{Li}(p,n)$ neutron source at TIARA using a proton recoil telescope and a TOF method,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 428, 454-465, 1999.
- [13] Y. Shikaze, Y. Tanimura, J. Saegusa , M. Tsutsumi, “Development of highly efficient proton recoil counter telescope for absolute measurement of neutron fluences in quasi-monoenergetic neutron calibration fields of high energy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 615 (2), 211-219, 2010.
- [14] T. Matsumoto, A. Masuda, H. Harano, Y. Shikaze, Y. Tanimura, H. Seito, S. Kurashima, S. Nishino, H. Yoshitomi, J. Nishiyama, M. Hagiwara, Y. Unno , M. Yoshizawa, “Development of the high-energy neutron fluence,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, 54 (5), 529-538, 2017.
- [15] S. Meigo, “Measurements of the response function and the detection efficiency of an NE213 scintillator for neutrons between 20 and 65 MeV,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 401, 365-378, 1997.
- [16] D. Satoh, T. Sato, A. Endo, Y. Yamaguchi, M. Takada , K. Ishibashi, “Measurement of response functions of a liquid organic scintillator for neutrons up to 800 MeV,” *Journal of Nuclear Science and Technology* 43 (7), 714-719, 2012.
- [17] I. Auterinen, T. Seren, K. Anttila, A. Kosunen , S. Savolainen, “Measurement of free beam neutron spectra at eight BNCT facilities worldwide,” *Applied Radiation and Isotopes* 61, 1021-1026, 2004.
- [18] Y. Sakurai , T. Kobayashi, “Characteristics of the KUR heavy water neutron irradiation facility as a neutron irradiation field with variable energy spectra,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 453 (3), 569-596, 2000.
- [19] A. Kreiner, M. Baldo, J. Bergueiro, D. Cartelli, W. Castell, V. Thatar Vento, J. Gomez Asoia, D. Mercuri, J. Padulo, J. Suarez Sandin, J. Erhardt, J. Kesque, A. Valda, M. Debray, H. Somacal, M. Igarzabal, D. Minsky, M. Herrera, M. Capoulat,

- S. Gonzalez, M. del Grosso, L. Galletti, M. Suarez Anzorena, M. Gun , O. Carranza, “Accelerator-based BNCT,” *Applied Radiation and Isotopes* 88, 185-189, 2014.
- [20] H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, S. Masunaga, Y. Kinashi, G. Kashino, Y. Liu, T. Mitsumoto, S. Yajima, H. Tsutsui, A. Maruhashi , K. Ono, “Characteristics comparison between a cyclotron-based neutron source and KUR-HWNIF for boron neutron capture therapy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 267, 1970-1977, 2009.
- [21] H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, S. Masunaga, T. Mitsumoto, K. Fujita, G. Kashino, Y. Kinashi, Y. Liu, M. Takada, K. Ono , A. Maruhashi, “Experimental verification of beam characteristics for cyclotron-based epithermal neutron source (C-BENS),” *Applied Radiation and Isotopes* 69, 1642-1645, 2011.
- [22] J. Smoldasova, M. Farnikova, O. Kvasnicka, P. Pokorny , M. Konecny, “Dosimetric specification of mixed neutron-photon fields at Czech interim stores for spent nuclear fuel,” *Progress in Nuclear Science and Technology* 4, 802-806, 2014.
- [23] R. Tanner, J. Eakins , L. Hager, “A new design of neutron survey instrument,” *Radiation Measurements* 45, 1585-1588, 2010.
- [24] N. Roberts, N. Moiseev , M. Kralik, “Radionuclide neutron source characterization techniques,” *Metrologia* 48, S239-S253, 2011.
- [25] Y. Nakane , Y. Sakamoto, “Measurement of absorbed dose distributions in a plastic phantom irradiated by 40- and 65-MeV quasi-monoenergetic neutrons,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 459, 552-564, 2001.
- [26] R. Nolte, M. Allie, P. Binns, F. Brooks, A. Buffler, V. Dangendorf, J. Meulders, F. Roos, H. Schuhmacher , B. Wiegel, “High-energy neutron reference fields for the calibration of detectors used in neutron spectrometry,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476, 369-373, 2002.
- [27] International Organization for Standardization, ISO 8529-1:2001 Reference neutron Radiations - Part 1: Characteristics and methods of production, 2001.
- [28] S. Kurashima, M. Taguchi, I. Ishibori, T. Nara , W. Yokota, “Progress in formation of single-pulse beams by a chopping system at the JAEA/TIARA facility,” *Proceedings of CYCLOTRONS 2010, Lanzhou, China, 2010.*
- [29] S. Kurashima, N. Miyawaki, H. Kashiwagi, S. Okumura, M. Taguchi , M. Fukuda, “Enhancement of beam controllability for a single-pulse formation system of a cyclotron,” *Review of Scientific Instruments* 86, 073311, 2015.
- [30] J. Dickens, ORNL-6463, SCINFUL: A Monte Carlo based computer program to

- determine a scintillator full energy response to neutron detection for En between 0.1 and 80 MeV: Program development and comparisons of program predictions with experimental data, Oak Ridge national Laboratory, 1988.
- [31] Z. W. Bell, “Tests on a digital neutron-gamma pulse shape discriminator with NE213,” *Nuclear Instruments and Methods* 188, 105-109, 1981.
- [32] Y. Shikaze, Y. Tanimura, J. Saegusa, M. Tsutsumi, Y. Uchita , M. Yoshizawa, “Development of the quasi-monoenergetic neutron calibration fields of several tens of MeV at TIARA,” *Progress in Nuclear Science and Technology* 1, 166-169, 2011.
- [33] A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, H. Yoshitomi, S. Nishino, Y. Tanimura, Y. Shikaze, S. Kurashima, H. Seito, M. Hagiwara, Y. Unno, J. Nishiyama , M. Yoshizawa, “Spectral measurement of quasi-monoenergetic high-energy neutron field by combination of the TOF and the Bonner unfolding methods,” 2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Conference Record, San-Diego, USA, 2015.
- [34] I. Miura, T. Yamazaki, A. Shimizu, K. Hosono, T. Itahashi, T. Saito, A. Ando, K. Tamura, K. Hatanaka, M. Kibayashi, M. Uraki, H. Ogata, M. Kondo , H. Ikegami, “ Commissioning of the RCNP ring cyclotron,” *Proceedings of the 13th International Conferene on Cyclotrons and their Applications*, Vancouver, Canada, 3-10, 1992.
- [35] T. Saito, M. Uraki , I. Miura, “The flat-topping system for the RCNP ring cyclotron,” *Proceedings of the 14th International Conference on Cyclotrons and their Applications*, Cape Town, South Africa, 169-172, 1995.
- [36] S. Ninomiya, T. Saito, H. Tamura , K. Sato, “Ultra high stabilization of the magnetic field of the RCNP cyclotron,” *Proceedings of the 17th International Conference on Cyclotrons and their Applications*, Tokyo, Japan, 18P17, 2004.
- [37] Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, S. Araki, H. Yashima, T. Sato, A. Masuda, T. Matsumoto, N. Nakao, T. Shima, T. Kin, Y. Watanabe, H. Iwase , T. Nakamura, “Characterization of high-energy quasi-monoenergetic neutron energy spectra and ambient dose equivalents of 80-389 MeV ${}^7\text{Li}(p,n)$ reactions using a time-of-flight method,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 804, 50-58, 2015.
- [38] Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Iwase, H. Yashima, T. Itoga, T. Sato, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, T. Matsumoto, A. Masuda, J. Nishiyama, A. Tamii, K. Hatanaka, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, C. Pioch, V. Mares ,

- T. Nakamura, “Quasi-monoenergetic neutron energy spectra for 246 and 389 MeV ${}^7\text{Li}(p,n)$ reactions at angles from 0 deg to 30 deg,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 629, 43-49, 2011.
- [39] E. Burgett, N. Hertel, R. Howell, “Energy response and angular dependence of a Bonner sphere extention,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56 (3), 1325-1328, 2009.
- [40] H. Hsu, K. Alvar, D. Vasilik, “A new Bonner-sphere set for high energy neutron measurements: Monte Carlo simulation,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (4), 938-940, 1994.
- [41] B. Wiegel, A. Alevra, “NEMUS - The PTB neutron multisphere spectrometer: Bonner sphere and more,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476, 36-41, 2002.
- [42] C. Birattari, A. Ferrari, C. Nuccetelli, M. Pelliccioni, M. Silari, “An extended range neutron rem counter,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 297,250-257, 1990.
- [43] Y. Nakane, Y. Harada, Y. Sakamoto, T. Oguri, M. Yoshizawa, F. Takahashi, T. Ishikura, T. Fujimoto, S. Tanaka, N. Sasamoto, “Evaluation of energy response of neutron rem monitor applied to high-energy accelerator facilities,” *Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI-Tech* 2003-011, 2003.
- [44] D. Pelowitz, *MCNPX User's Manual Ver 2.5.0*, Los Alamos National Laboratory, 2005.
- [45] Y. Watanabe, K. Kosako, S. Kunieda, S. Chiba, R. Fujimoto, H. Harada, M. Kawai, F. Maekawa, T. Murata, H. Nakashima, K. Niita, N. Shigyo, S. Shimakawa, N. Yamano, T. Fukahori, “Status of JENDL High Energy File,” *Journal of the Korean Physical Society* 59 (2), 1040-1045, 2011.
- [46] S. Shalev, Z. Fishelson, J. Cuttler, “The wall effect in ${}^3\text{He}$ counters,” *Nuclear Instruments and Methods* 71, 292-296, 1969.
- [47] M. Chadwick, M. Herman, P. Oblozinsky, M. Dunn, Y. Danon, A. Kahler, D. Smith, B. Pritychenko, G. Arbanas, R. Arcilla, R. Brewer, D. Brown, R. Capote, A. Carlson, Y. Cho, H. Derrien, K. Guber, G. Hale, S. Hoblit, S. Holloway, T. Johnson, T. Kawano, B. Kiedrowski, H. Kim, S. Kunieda, N. Larson, L. Leal, J. Lestone, R. Little, E. McCutchan, R. MacFarlane, M. MacInnes, C. Mattoon, R. McKnight, S. Mughabghab, G. Nobre, G. Palmiotti, A. Palumbo, M. Pigni, V. Pronyaev, R. Sayer, A. Sonzogni, N. Summers, P. Talou, I. Thompson, A. Trkov, R. Vogt, S. van der

- Marck, A. Wallner, M. White, D. Wiarda , P. Young, “ENDF/B-VII.1 Nuclear data for science and technology: Cross sections, covariances, fission product yields and decay data,” Nuclear Data Sheets 112, 2887-2996, 2011.
- [48] A. Koning, D. Rochman, S. van der Marck, J. Kopecky, J. Sublet, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, E. Bauge, H. Henriksson, O. Cabellos, S. Goriely, J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, R. Mills , S. Hilaire, “TENDL-2014: TALYS-based evaluated nuclear data library,” 2014.
- [49] “ JENDL-4.0 high energy file, ” JAEA Nuclear Data Center, <http://www.ndc.jaea.go.jp/ftpnd/jendl/jendl40he.html>.
- [50] L. Jaegerhofer, E. Feldbaumer, D. Forkel-Wirth, C. Theis, H. Vincke, Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Iwase, H. Yashima, T. Matsumoto, A. Masuda, J. Nishiyama, T. Nakamura, T. Sato, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, A. Tamii , K. Hatanaka, “Characterization of the WENDI II REM counter for its application at MedAustron,” Proceedings of the Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2010, Tokyo, Japan, , 2010.
- [51] S. Serre, K. Castellani-Coulie, D. Paul , V. Lacoste, “Optimization using Monte Carlo calculations of a Bonner sphere spectrometer extended to high energies for the neutron environments characterization,” IEEE Transactions on Nuclear Science 56 (6), 3582-3590, 2009.
- [52] H. Kumada, A. Matsumura, H. Sakurai, T. Sakae, M. Yoshioka, H. Kobayashi, H. Matsumoto, Y. Kiyonagi, T. Shibata , H. Nakashima, “Project for the development of the linac based NCT facility in University of Tsukuba,” Applied Radiation and Isotopes 88, 211-215, 2014.
- [53] H. Kumada, T. Kurihara, M. Yoshioka, H. Kobayashi, H. Matsumoto, T. Sugano, H. Sakurai, T. Sakae , A. Matsumura, “Development of beryllium-based neutron target system with three-layer structure for accelerator-based neutron source for boron neutron capture therapy,” Applied Radiation and Isotopes 196, 78-83, 2015.
- [54] M. Yoshioka, T. Kurihara, S. Kurosawa, H. Kobayashi, H. Matsumoto, N. Matsumoto, H. Kumada, A. Matsumura, H. Sakurai, S. Tanaka, T. Sugano, T. Hashirano, T. Nakamura, F. Hiraga, T. Ohba, N. Nagura, T. Nakamoto, T. Zagar , T. Ouchi, “Construction of an accelerator-based BNCT facility at the Ibaraki Neutron Medical Research Center,” Proceedings of LINAC2014, Geneva, Switzerland, 2014.
- [55] M. Marek , L. Viererbl, “Bonner sphere spectrometer for characterization of BNCT beam,” Applied Radiation and Isotopes 69, 1918-1920, 2011.

- [56] N. Mirzajani, R. Ciolini, A. Di Fulvio, J. Esposito, F. d'Errico, "Application of a Bonner sphere spectrometer for the determination of the angular neutron energy spectrum of an accelerator-based BNCT facility," *Applied Radiation and Isotopes* 88, 216-220, 2014.
- [57] M. Reginatto, P. Goldhagen, "MAXED, a computer code for maximum entropy deconvolution of multisphere neutron spectrometer data," *Health Physics* 77 (5), 579-583, 1999.
- [58] M. Reginatto, P. Goldhagen, MAXED, a computer code for the deconvolution of multisphere neutron spectrometer data using the maximum entropy method, Environmental Measurements Laboratory, U. S. Department of Energy, 1998.
- [59] M. Reginatto, P. Goldhagen, S. Neumann, "Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476, 242-246, 2002.
- [60] S. Maeda, T. Iguchi, "Present status and problems of neutron spectrum unfolding method in reactor dosimetry," *Transactions of the Atomic Energy of Japan* 10 (2), 63-75, 2011.
- [61] Y. Uwamino, T. Nakamura, A. Hara, "Two types of multi-moderator neutron spectrometers: Gamma-ray insensitive type and high-efficiency type," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 239, 299-309, 1985.
- [62] R. Bramblett, R. Ewing, T. Bonner, "A new type of neutron spectrometer," *Nuclear Instruments and Methods* 9, 1-12, 1960.
- [63] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, H. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, L. Sihver, "Particle and heavy ion transport code system PHITS, version 2.52," *Journal of Nuclear Science and Technology* 50 (9), 913-923, 2013.
- [64] T. Matsumoto, H. Harano, A. Masuda, J. Nishiyama, Y. Sakurai, A. Uritani, "New idea of a small-sized neutron detector with a plastic fibre," *Radiation Protection Dosimetry* 146 (1-3), 92-95, 2011.
- [65] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, fourth edition, John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [66] A. Cormack, "Dead-time losses with pulsed beams," *Nuclear Instruments and Methods* 15, 268-272, 1962.
- [67] IAEA, IAEA-TECDOC-1223, Current status of neutron capture therapy, 2001.

- [68] W. Sauerwein , R. Moss, “Requirements for Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) at a Nuclear Research Reactor,” European Commission, Joint Research Centre, Institute for Energy (EUR 23830 EN), 2009.
- [69] D. Thomas, A. Bardell , E. Macaulay, “Characterisation of a gold foil-based Bonner sphere set and measurements of neutron spectra at a medical accelerator,” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 476, 31-35, 2002.
- [70] C. Eisenhauer, “ Evaluation of dose equivalent per unit fluence for a D2O-moderated ^{252}Cf neutron source,” Radiation Protection Dosimetry 9 (1), 63-64, 1984.
- [71] H. Ing , W. Cross, “Spectral and dosimetric characteristics of a D2O-moderated ^{252}Cf calibration facility,” Health Physics 46 (1), 97-106, 1984.
- [72] S. Jetzke, H. Kluge, R. Hollnagel , B. Siebert, “Extended use of a D2O-moderated ^{252}Cf source for the calibration of neutron dosimeters,” Radiation Protection Dosimetry 44 (1-4), 131-134, 1992.
- [73] J. Hunt, H. Kluge , W. Rasp, “A measurement of the neutron source strength ratio of the D2O-moderated ^{252}Cf -source to that of the "bare" ^{252}Cf source,” Proceedings of the Fifth Symposium on Neutron Dosimetry, Munich, Germany, 575-582, 1985.
- [74] M. Kowatari, K. Kujii, M. Takahashi, M. Yoshizawa, S. Shimizu, K. Kawasaki , Y. Yamaguchi, “Evaluation of the characteristics of the neutron reference field using D2O-moderated ^{252}Cf source,” Radiation Protection Dosimetry 126 (1-4), 138-144, 2007.
- [75] M. Kowatari, K. Fujii, M. Tsutsumi, B.-H. Kim, K.-C. Lee, M. Yoshizawa , Y. Yamaguchi, “An inter-comparison of the neutron calibration fields by D2O moderated ^{252}Cf source at JAEA and KAERI,” Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement 5, 217-220, 2008.
- [76] C. Eisenhauer, “Review of scattering corrections for calibration of neutron instruments,” Radiation Protection Dosimetry 28 (4), 253-262, 1989.
- [77] International Organization for Standardization, ISO 8529-2:2000 Reference neutron radiations - Part 2: Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field, 2000.
- [78] H. Harano, T. Matsumoto, J. Nishiyama, A. Masuda, A. Uritani , K. Kudo, “Development of a compact flat response neutron detector,” IEEE Transactions on Nuclear Science 58 (5), 2421-2425, 2011.

研究業績書

(2017年 12月 現在)

種 類 別	題名、発表・発行掲載誌名、発表・発行年月、連名者（申請者含む）
a. 論文	<p>○A. Masuda, T. Matsumoto, K. Takada, T. Onishi, K. Kotaki, H. Sugimoto, H. Kumada, H. Harano, T. Sakae, “Neutron spectral fluence measurement using Bonner sphere spectrometer as an experimental characteristic evaluation for the developing iBNCT accelerator-based neutron source,” Applied Radiation and Isotopes, vol. 127, pp. 47-51, 2017.</p> <p>○A. Masuda, T. Matsumoto, Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, T. Sato, H. Iwase, H. Yashima, Y. Nakane, J. Nishiyama, T. Shima, A. Tamii, K. Hatanaka, H. Harano, T. Nakamura, “Applicability of two-angle differential method for response measurement of neutron sensitive devices at RCNP high-energy neutron facility,” Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A – Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, Vol. 849, pp. 94-101, 2017.</p> <p>T. Matsumoto, A. Masuda, H. Harano, Y. Shikaze, Y. Tanimura, H. Seito, S. Kurashima, S. Nishino, H. Yoshitomi, J. Nishiyama, M. Hagiwara, Y. Unno, M. Yoshizawa, “Development of the high energy neutron fluence rate standard field of Japan with peak energy of 45 MeV using the ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reaction at TIARA,” Journal of Nuclear Science and Technology, vol. 54, no. 5, pp. 529-538, 2017.</p> <p>Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, S. Araki, H. Yashima, T. Sato, A. Masuda, T. Matsumoto, N. Nakao, T. Shima, M. Kin, Y. Watanabe, H. Iwase, T. Nakamura, “Characterization of high-energy quasi-monoenergetic neutron energy spectra and ambient dose equivalents of 80-389 MeV ${}^7\text{Li}(p,n)$ reactions using a time-of-flight method,” Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A – Accelerators Spectrometers detectors and Associated Equipment, vol. 804, pp. 50-58, 2015.</p> <p>○A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, Y. Tanimura, Y. Shikaze, H. Yoshitomi, S. Nishino, S. Kurashima, M. Hagiwara, Y. Unno, J. Nishiyama, M. Yoshizawa, H. Seito, “Time-of-flight measurements for low-energy components of 45-MeV quasi-monoenergetic high-energy neutron field from ${}^7\text{Li}(p,n)$ reaction,” IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 62, no. 3, pp. 1295-1300, 2015.</p> <p>○A. Masuda, H. Harano, T. Matsumoto, K. Kudo, J. Nishiyama, “Development of a neutron standard field using a heavy-water moderated ${}^{252}\text{Cf}$ source at NMIJ-AIST,” Progress in Nuclear Science and Technology, vol. 4, pp. 400-403, 2014.</p> <p>V. Mares, C. Pioch, W. Ruhm, H. Iwase, Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Yashima, T. Itoga, T. Sato, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, T. Matsumoto, A. Masuda, H. Harano, J. Nishiyama, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, A. Tamii, K. Hatanaka, T. Nakamura, “Neutron Dosimetry in Quasi-Monoenergetic Fields of 244 and 387 MeV,” IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 60, no. 1, pp. 299-304, 2013.</p>

種 類 別	題名、発表・発行掲載誌名、発表・発行年月、連名者（申請者含む）
a. 論文 (続き)	<p>○A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, J. Nishiyama, Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Iwase, H. Yashima, T. Nakamura, T. Sato, T. Itoga, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, C. Pioch, V. Mares, A. Tamii, K. Hatanaka, “Response measurement of a Bonner sphere spectrometer for high-energy neutrons,” IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 59, no. 1, pp. 161-166, 2012.</p> <p>Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Yashima, H. Iwase, T. Itoga, T. Sato, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, T. Matsumoto, A. Masuda, J. Nishiyama, A. Tamii, K. Hatanaka, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, C. Pioch, V. Mares, T. Nakamura, “Quasi-monoenergetic neutron energy spectra for 246 and 389 MeV $^7\text{Li}(p,n)$ reactions at angles from 0 degrees to 300 degrees,” Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A – Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, vol. 629, pp. 43-49, 2011.</p>
c. 講演	<p>増田 明彦、松本 哲郎、高田 健太、大西 貴博、小滝 幸平、杉本 英法、熊田 博明、原野 英樹、榮 武二、“BNCT 加速器中性子源の開発段階における中性子スペクトラルフルエンスの実験的評価”、第 64 回応用物理学会春季学術講演会、2017 年 3 月、横浜。</p> <p>増田 明彦、松本 哲郎、原野 英樹、岩元 洋介、佐藤 大樹、佐藤 達彦、中根 佳弘、萩原 雅之、岩瀬 広、八島 浩、中村 尚司、嶋 達志、民井 淳、畑中 吉治、“100-400 MeV 中性子に対するボナー検出器の応答測定実験”、日本原子力学会 2016 年春の年会、2016 年 3 月、仙台。</p> <p>A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, H. Yoshitomi, S. Nishino, Y. Tanimura, Y. Shikaze, S. Kurashima, H. Seito, M. Hagiwara, Y. Unno, J. Nishiyama, M. Yoshizawa, “Spectral measurement of quasi-monoenergetic high-energy neutron field by combination of the TOF and the Bonner unfolding methods,” 2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, November, 2015, San-Diego (USA).</p> <p>増田 明彦、“重水減速 ^{252}Cf 連続スペクトル中性子標準の開発”、国際計量研究連絡委員会 平成 26 年度 放射線分科会、2015 年 2 月、つくば。</p> <p>A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, H. Yoshitomi, Y. Tanimura, Y. Shikaze, S. Kurashima, H. Seito, M. Hagiwara, Y. Unno, J. Nishiyama, M. Yoshizawa, “Development and Evaluation of Activation Neutron Detectors for Spectrum Measurements of Quasi-Monoenergetic High-Energy Neutron Fields,” 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, November, 2014, Seattle (USA).</p> <p>増田 明彦、松本 哲郎、原野 英樹、吉富 寛、谷村 嘉彦、志風 義明、倉島 俊、清藤 一、吉澤 道夫、“TIARA 準単色高エネルギー中性子場の低エネルギー成分のスペクトル測定”、日本原子力学会 2014 年秋の年会、2014 年 9 月、京都。</p>

種 類 別	題名、発表・発行掲載誌名、発表・発行年月、連名者（申請者含む）
c.講演 (続き)	<p>A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, Y. Tanimura, Y. Shikaze, S. Kurashima, M. Hagiwara, Y. Unno, J. Nishiyama, M. Yoshizawa, H. Seito, "Time-of-flight measurement of low-energy components of quasi-monoenergetic high-energy neutron field," 2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, October, 2013, Seoul (South Korea).</p> <p>増田 明彦、松本 哲郎、原野 英樹、谷村 嘉彦、志風 義明、吉澤 道夫、清藤 一、“TIARA 準単色高エネルギー中性子場における低エネルギー成分の TOF 測定”、日本原子力学会 2013 年秋の大会、2013 年 9 月、八戸。</p> <p>増田 明彦、原野 英樹、松本 哲郎、工藤 勝久、西山 潤、“重水減速 Cf-252 中性子国家標準場の開発”、第 50 回アイソトープ・放射線研究発表会、2013 年 7 月、文京区。</p> <p>A. Masuda, H. Harano, T. Matsumoto, J. Nishiyama, K. Kudo, "Development of a neutron standard field using a heavy-water moderated ²⁵²Cf source at NMIJ-AIST," 12th International Conference on Radiation Shielding, September, 2012, Nara (Japan).</p> <p>増田 明彦、松本 哲郎、原野 英樹、萩原 雅之、海野 泰裕、西山 潤、佐波 俊哉、志風義明、谷村 嘉彦、馬場 護、鎌田 創、“準単色高エネルギー中性子場におけるボナー球スペクトロメータを用いた低エネルギー連続成分のスペクトル測定”、日本原子力学会 2011 年秋の大会、2011 年 9 月、北九州。</p> <p>増田 明彦、松本 哲郎、原野 英樹、西山 潤、岩元 洋介、萩原 雅之、佐藤 大樹、岩瀬広、八島 浩、中村 尚司、佐藤 達彦、糸賀 俊朗、中根 佳弘、中島 宏、坂本 幸夫、民井 淳、畑中 吉治、“準単色高エネルギー中性子場におけるボナー球スペクトロメータの応答測定”、第 25 回 研究会「放射線検出器とその応用」、2011 年月 2、つくば。</p> <p>A. Masuda, T. Matsumoto, H. Harano, J. Nishiyama, Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Iwase, H. Yashima, T. Nakamura, T. Sato, T. itoga, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, C. Picoh, V. Mares, A. Tamii, K. Hatanaka, "Response measurement of Bonner sphere spectrometer for high-energy neutrons," 2010 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, November, 2010, Knoxville (USA).</p> <p>RCNP 高エネルギー中性子場におけるボナー球スペクトロメータの応答測定、日本原子力学会 2010 年秋の大会、2010 年 9 月、札幌、増田明彦、松本哲郎、原野英樹、西山潤、岩元洋介、萩原雅之、佐藤大樹、岩瀬広、八島浩、中村尚司、佐藤達彦、糸賀俊朗、中根佳弘、中島宏、坂本幸夫、民井淳、畑中吉治。</p> <p>その他、筆頭 13 件</p>
e.その他	筆頭 9 件、非筆頭 130 件

謝辞

早稲田大学理工学術院 鷺尾方一教授には、在学時はもとより、産業技術総合研究所入所後も研究活動を見守って頂き、折に触れてご指導・ご助言を頂いて参りました。本論文を執筆する機会を頂き、主査としてきめ細やかなご指導、ご助言を賜りました。深く感謝申し上げます。また、副査の早稲田大学理工学術院 長谷部信行教授、産業技術総合研究所 黒田隆之助ラボチーム長には、ご審査をお引き受け頂き、大変有益なご指導、ご助言を賜りましたことを深く感謝申し上げます。

産業技術総合研究所 原野英樹上級主任研究員、松本哲郎主任研究員には、実験や日々の議論を通じて本研究の推進に強くご協力いただいた他、様々なご助言・ご協力を頂きましたことを深く感謝申し上げます。柚木彰研究グループ長、野中秀彦研究部門長、齋藤則生研究副部門長、檜野良穂元研究副部門長には、本研究を監督いただいただけでなく、学位取得を奨励いただき、ご理解とご支援を頂きましたことを深く感謝申し上げます。

また、本研究を進める上では多くの方のご協力を頂きました。

TIARA での実験では、量子科学技術研究開発機構 (QST) の倉島俊氏に本研究に不可欠な世界最高水準のシングルパルスビーム技術を提供いただいたほか、ビーム技術についてご教授いただき最適な条件での実験実施にご協力いただきました。日本原子力研究開発機構 (JAEA) の谷村嘉彦氏、志風義明氏には TIARA 実験のノウハウをご教授いただきました。QST の清藤一氏、JAEA の西野翔氏、吉澤道夫氏には共同研究の枠組みで実験実施にご協力いただきました。高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の萩原雅之講師、産業技術総合研究所 (AIST) の海野泰裕氏には高エネルギー中性子実験のノウハウを学ばせて頂きました。他、TIARA 関係者の皆様のご協力を頂きました。

RCNP での実験では、JAEA の岩元洋介氏、KEK の岩瀬広助教、東北大学の中村尚司名誉教授に、大きな実験プロジェクトの一環として本研究を実施する機会を頂き、マネジメントして頂きました。岩元氏には TOF 中性子スペクトルデータをご提供いただきました。岩元氏、萩原講師、岩瀬助教、中村名誉教授、JAEA の佐藤大樹氏、佐藤達彦氏、中根佳弘氏、京都大学の八島浩助教、元 AIST・現東京工業大学の西山潤助教には、実験実施に当たって多大なご協力を頂き、また実験後も議論を重ね知見を引き出して頂きました。佐藤達彦氏、岩元氏には、論文投稿に当たっても、論点の整理を含めて大変懇切なご指導を頂きました。ドイツ・ヘルムホルツ協会の Vladimir Mares 氏には測定データの相互比較や議論を通して考察を深めるきっかけを頂きました。大阪大学の嶋達志准教授、民井淳准教授、畑中吉治教授には RCNP での実験実施に際して多大なご協力を頂きました。他、RCNP 関係者の皆様の

ご協力を頂きました。

iBNCT での実験では、筑波大学の熊田博明准教授、榮武二教授に、施設ライフサイクルの中でも貴重なタイミングでの実験機会を提供して頂きました。熊田准教授には論文投稿にあたって懇切丁寧なご指導を賜りました。熊田准教授、筑波大の高田健太講師には装置パラメーターや計算データを提供いただきました。筑波大学大学院の大西貴博氏には実験実施に当たり施設との調整や技術情報の提供でご協力いただきました。他、iBNCT 施設関係者の皆様のご協力を頂きました。

皆様のお力添えがあり、本研究を実施することができました。深く感謝を申し上げます。今後とも連携活動を通じたご指導をお願いする所存です。

また、産総研入所後も黒田氏、早稲田大学の坂上和之准教授、濱義昌名誉教授、東北大学の柏木茂准教授、大阪大学の大島明博准教授には研究活動を見守って頂き、ご助言と激励を頂いて参りました。深く感謝申し上げます。

最後に、研究活動や本論文の執筆に協力し、見守り、支えてくれている家族に感謝を伝えたいと思います。

なお、本研究の成果には以下の外部資金による成果を含みます。

- ・「複合的実験手法による ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応準単色中性子スペクトル構造の解明」
(JSPS 科研費 若手研究 B JP25871197 研究代表：増田明彦)
- ・「加速器 BNCT 用中性子エネルギー分布測定技術の開発」
(JSPS 科研費 若手研究 B JP16K21679 研究代表：増田明彦)
- ・「放射線防護ならびに医療応用における国際規格に対応した高エネルギー中性子・放射能標準の確立と高度化に関する研究」
(原子力試験研究 研究代表：柚木彰)
- ・「白色中性子源を用いた中性子線量計の革新的校正方法に関する研究」
(原子力基礎基盤戦略研究イニシアティブ 研究代表：原野英樹)