

中性子個人線量計の開発を目的とした蛍光飛跡
検出器の中性子・光子応答の実験的研究

橋詰 拓弥

博士（工学）

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
加速器科学専攻

平成30（2018）年度

博士論文

中性子個人線量計の開発を目的とした
蛍光飛跡検出器の中性子・光子応答の
実験的研究

Studies on neutron and photon responses of a fluorescent nuclear
track detector for developing a neutron personal dosimeter

平成 30 年 12 月

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
加速器科学専攻

橋詰 拓弥

概要

中性子個人線量計は、放射線作業従事者の中性子線量モニタリングに用いられてきた。代表的な線量計として、中性子コンバータと飛跡検出器の組み合わせ（以下、飛跡線量計）が挙げられる。飛跡線量計では、中性子との核反応によってコンバータから発生した荷電粒子を飛跡検出器で検出し、得られた飛跡密度 [mm^{-2}] を校正定数 [$\text{mSv}^{-1} \text{mm}^{-2}$] で除することによって、中性子線量 [mSv] を算出する。

飛跡線量計の検出器には、主に PNTD: Plastic Nuclear Track Detector が用いられてきた (1980's~)。PNTD は、熱、高速中性子の両方を検出できるが、長時間の測定前処理を必要とする。PNTD に代わる飛跡検出器として、2000 年代初期に $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C,Mg}$ 単結晶を素材とした蛍光飛跡検出器 (FNTD: Fluorescent Nuclear Track Detector) が登場した。FNTD は照射後直ぐに測定可能で、早速中性子個人線量計への応用が開始された。FNTD による飛跡検出は、照射後の FNTD が特異な蛍光特性を示すことを利用し、荷電粒子の飛跡を蛍光画像として取得し、それらを識別することで達成される。この過程は FNTD リーダーおよび画像解析ソフト（以下、FNTD 測定系）で自動化されている。しかし、FNTD は未だ個人線量計として実用化されていない。

FNTD の実用化には、いくつか課題がある: 1. FNTD 線量計システムでは、低線量中性子 ($\sim 0.1 \text{ mSv}$) の測定精度は担保されておらず、また低線量限界 (LLD: Low Limit of Detection) の計算手法も確立されていない。2. 低線量測定では、画像解析ソフトの飛跡読み落としが線量の過小評価に繋がるが、読み落としの原因となる飛跡の性質 (エネルギーあるいは LET: Linear energy transfer および角度) と蛍光画像の関係は調べられていない。3. 中性子場における光子線の混在は飛跡の読み落としを引き起こすが、飛跡の性質による光子線影響の違いは調べられていない。4. 個人線量計による中性子線量測定では、場の中性子スペクトルに関係なく、既知線源に対する校正定数を流用することが多いが、これは線量の過小評価あるいは過大評価を引き起こす。最適な線量測定を行うには、場に応じた校正定数および LLD の計算手法が必要になる。

本研究では、FNTD を中性子個人線量計として用いるにあたり、解析対象である粒子飛跡の蛍光画像が中性子および光子照射によってどのように変化し、測定系の飛跡読み落としを引き起こすのかを明らかにし、その結果を基に、中性子スペクトルおよび γ 線混在量に応じた測定範囲、特に LLD の計算手法の開発を目的とした。

FNTD 線量計は FNTD ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C,Mg}$ 単結晶, $4 \times 8 \times 0.5 \text{ mm}^3$) と 3 種類のコンバータ: 高密度ポリエチレン (HDPE: High Density Polyethylene), リチウムガラス (Li-glass), およびテフロン (Teflon®, $(\text{CF}_2)_n$) で構成される。各コンバータはそれぞれ、高速中性子、低速中性子、およびバックグラウンド放射線の検出を可能にしている。本研究では、照射した FNTD を FNTD リーダー (FXR-700N ver. 5.7, Landauer, Inc.) でスキャンし (表面

深さ: 2.0 および 3.5 μm), 飛跡の蛍光画像を得た. 蛍光画像は 1 枚 $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, 505×505 ピクセルで構成され, 測定面積に応じて得られる画像枚数が決まる. 各ピクセルは APD: Avalanche Photodiode が検出した蛍光強度 (FI : Fluorescence intensity [mV]) を示す.

本研究では FNTD の照射に, 1. ^{241}Am - α 粒子 (5.48 MeV), 2. 陽子 (2 MeV), 3. ^{137}Cs - γ 線, 4. 中性子 (^{241}Am -Be および単色: 1.2, 5.0 MeV), 5. いばらき中性子医療研究センター (iBNCT) での治療用中性子ビームを用いた. 1, 2 では, 中性子線量測定で検出対象となる α 粒子および陽子飛跡について, 蛍光画像の特性と読み落としの関係調べるため, フルエンス, 角度, およびエネルギー (LET) を調整した粒子を FNTD に照射した. 照射済み FNTD で得られた蛍光画像は ImageJ (National Institute of Health) に取り込み, 飛跡と BG 領域それぞれの蛍光強度を測定した. また画像解析ソフトの飛跡読み取り効率: $T_{\text{eff}} = \text{【出力飛跡密度】} \div \text{【目視による飛跡密度】}$ を算出した. 3 では, 飛跡読み取りにおける γ 線影響を調べるため, すでに α 粒子あるいは陽子照射した FNTD に ^{137}Cs - γ 線を追加照射し, 一定線量ごとに FNTD をスキャンし, γ 線量に対する蛍光強度および T_{eff} の変化を調べた. 4 では, 中性子由来飛跡の分布と読み落としの関係調べるため, FNTD 線量計に中性子照射 (^{241}Am -Be, 1.2, 5.0 MeV) を行った. ^{241}Am -Be サンプルでは, 測定系の出力飛跡カウントが持つ測定精度を求めた. 1.2, 5.0 MeV サンプルでは, 飛跡の角度分布に基づく T_{eff} , 校正定数, および LLD の計算手法を開発した. 5 では, FNTD 線量計の実用性を実証するため, 中性子実用場である iBNCT にて, 照射実験を行った. また, 実測値に基づく LLD と開発した計算手法による LLD を比較した.

解析結果を以下にまとめる. ^{241}Am -Be 中性子に対して, 測定系の平均出力飛跡カウント: \bar{N} と変動係数: CV には, $CV = 1/\sqrt{\bar{N}}$ の関係が成り立つことを明らかにした. ただしこの出力カウントは, 測定系の飛跡読み落としを含む. そこで, 飛跡の性質 (エネルギー (LET) および角度) と T_{eff} の関係を調べた. その結果, T_{eff} は飛跡の入射角度に依存して低下することを明らかにした (^{241}Am - α 粒子, $0^\circ \rightarrow 60^\circ$ において, $0.87 \pm 0.02 \rightarrow 0.82 \pm 0.02$). 一方, $50 \sim 581 \text{ keV}/\mu\text{m}$ の範囲において, 飛跡読み取り効率は粒子の LET に依存しないことを明らかにした. 蛍光画像の解析では, 入射角度が大きい飛跡ほど蛍光強度が低く, 読み落としの原因の 1 つとして考えられた. γ 線混在による飛跡読み落としは, 入射角度の大きい飛跡ほど顕著に見られること, また角度が大きくと蛍光強度の低い飛跡ほど γ 線照射による蛍光強度のバラつき増加の影響を受け, 飛跡の読み落としが増加することを明らかにした. 中性子照射では, 5.0 MeV 0° 照射に対して, $T_{\text{eff}} = 0.86 \pm 0.07$ が得られ, これは反跳陽子飛跡の角度分布と, 角度ごとの T_{eff} の積算平均として推定できた. この結果から, 中性子スペクトルに応じた LLD (CV = 40%) を, (a) 測定面積, (b) BG 飛跡密度, (c) 単位線量あたりの飛跡密度, (d) 飛跡の角度分布, (e) γ 線量によって計算する手法を開発した. iBNCT での中性子線量測定では, Li-glass 下の飛跡密度に対して LLD を算出し, 照射量 > LLD の関係から, 線量測定が可能であることを実証した. また LLD の計算値は実測値とよく一致し, 計算値の妥当性を実証した.

目次

第 1 章 序論	1
1.1. 中性子個人線量計の歴史.....	1
1.2. 蛍光飛跡線量計の開発.....	3
1.2.1. 蛍光飛跡検出器の研究開発と中性子線量計への応用.....	3
1.2.2. 蛍光飛跡線量計と他の中性子個人線量計との比較.....	4
1.2.3. 実用化への課題と対策.....	6
1.3. 本研究の目的.....	10
第 2 章 中性子個人線量計と蛍光飛跡線量計システム	11
2.1. 放射線防護における線量概念.....	11
2.1.1. ICRP 2007 年勧告.....	11
2.1.2. 防護量.....	11
2.1.3. 実用量 (エリアモニタリング).....	13
2.1.4. 実用量 (個人モニタリング).....	14
2.1.5. 線量限度.....	14
2.2. 個人線量計.....	15
2.2.1. 個人線量計の役割.....	15
2.2.2. 中性子個人線量計の規格.....	16
2.3. 蛍光飛跡線量計システム.....	17
2.3.1. 素材.....	17
2.3.2. Al ₂ O ₃ 結晶の発光特性.....	17
2.3.3. Al ₂ O ₃ :C,Mg 結晶の発光特性.....	20
2.3.4. OSL と RPL の比較.....	21
2.3.5. 線量計の構成.....	22
2.3.6. 中性子検出.....	22
2.3.7. FNTD リーダーとアニーラー.....	23

2.3.8.	中性子線量の評価手法.....	26
2.3.9.	低線量中性子の測定.....	27
第3章	照射手法および解析手法の開発.....	30
3.1.	素子の選定.....	30
3.2.	照射実験.....	32
3.2.1.	概要.....	32
3.2.2.	$^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子 (0° 照射).....	33
3.2.3.	$^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子 (角度照射: $30, 45, 60^\circ$).....	34
3.2.4.	$^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子 (複数エネルギーでの照射).....	35
3.2.4.1.	LET 範囲の拡大.....	35
3.2.4.2.	$\text{LET}\alpha$ の算出方法.....	36
3.2.4.3.	エネルギースペクトルの実測.....	37
3.2.4.4.	$\text{LET}\alpha$ の算出.....	39
3.2.4.5.	$\overline{\text{LET}\alpha}$ の算出.....	39
3.2.4.6.	照射.....	39
3.2.5.	2 MeV 陽子照射 ($0, 30, 45, 60^\circ$).....	41
3.2.5.1.	4 MV ペレトロン加速器.....	41
3.2.5.2.	照射体系.....	41
3.2.5.3.	ビームサイズ調整.....	41
3.2.5.4.	照射フルエンスの調整.....	43
3.2.5.5.	照射.....	45
3.2.6.	$^{137}\text{Cs-}\gamma$ 線照射.....	47
3.2.7.	$^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射.....	48
3.2.7.1.	照射実験.....	48
3.2.7.2.	CR-39 線量計による中性子線量測定.....	49
3.2.8.	単色中性子照射.....	50
3.2.9.	いばらき中性子医療研究センターにおける治療ビーム照射.....	53

3.2.9.1. 照射実験.....	54
3.2.9.2. 照射条件.....	54
3.2.9.3. nanoDot 線量計による γ 線量測定	55
3.3. 画像解析.....	56
3.3.1. γ 線照射がない場合	56
3.3.2. γ 線を追加照射した場合	58
3.3.3. 飛跡の角度分布解析.....	60
3.4. シミュレーション計算.....	63
第4章 結果.....	65
4.1. 測定精度の評価手法と改善.....	65
4.1.1. 測定精度の課題.....	65
4.1.2. FNTD 線量計と CR-39 線量計の測定値比較.....	65
4.1.3. 飛跡カウントの測定精度評価.....	67
4.1.4. 測定面積拡大による CV 変動	68
4.1.5. 4.1 節のまとめ.....	70
4.2. 荷電粒子の性質と飛跡読み取り効率の関係.....	71
4.2.1. 飛跡読み取り効率の必要性.....	71
4.2.2. エネルギー (LET) と飛跡読み取り効率の関係.....	71
4.2.3. エネルギー (LET) と飛跡の蛍光画像の関係.....	73
4.2.4. 入射角度と飛跡読み取り効率の関係.....	75
4.2.5. 入射角度と飛跡の蛍光画像の関係.....	76
4.2.6. 4.2 節のまとめ.....	78
4.3. 飛跡読み取りにおける γ 線影響の定量化.....	79
4.3.1. γ 線影響定量化の必要性.....	79
4.3.2. γ 線による飛跡読み取り効率の低下	79
4.3.3. 画像変化から見た γ 線影響の評価	82
4.3.4. 4.3 節のまとめ.....	89
4.4. 中性子線量測定における低線量限界の算出.....	90

4.4.1.	中性子場に応じた校正定数の必要性.....	90
4.4.2.	中性子由来飛跡の読み取り効率の必要性.....	90
4.4.3.	5 MeV 中性子照射における飛跡読み取り効率.....	91
4.4.4.	飛跡読み取り効率計算手法の確立.....	92
4.4.5.	校正定数の算出.....	94
4.4.6.	LLD の算出.....	97
4.4.7.	MATLAB 画像解析系による LLD の改善.....	98
4.4.8.	4.4 節のまとめ.....	99
4.5.	iBNCT での中性子線量測定.....	101
4.5.1.	実用場での線量計校正と線量測定.....	101
4.5.2.	中性子スペクトルの計算.....	101
4.5.3.	中性子線量の算出.....	103
4.5.4.	飛跡密度と校正定数の実測.....	104
4.5.5.	γ 線量の実測.....	105
4.5.6.	実測値に基づく LLD の算出.....	105
4.5.7.	計算値の妥当性評価.....	106
4.5.7.1.	飛跡読み取り効率の計算.....	106
4.5.7.2.	校正定数の算出.....	107
4.5.8.	γ 線混在による飛跡読み落としを考慮した校正定数および LLD の算出.....	108
4.5.9.	4.5 節のまとめ.....	109
第 5 章	結論.....	110
	参考文献.....	113
	研究業績.....	118
	謝辞.....	122

図目次

図 1-1	FNTD を用いた中性子線量評価の概要	4
図 1-2	飛跡の蛍光画像例 (反跳陽子).....	7
図 1-3	γ 線混在による飛跡読み落としの先行研究.....	9
図 2-1	中性子エネルギーと放射線加重係数の関係.....	12
図 2-2	放射防護に関する諸量の関係.....	15
図 2-3	$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}, \text{Mg}$ および $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 結晶.....	17
図 2-4	$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ および $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}, \text{Mg}$ 結晶の吸光特性.....	18
図 2-5	F, F^+ センターの発光スペクトル.....	19
図 2-6	OSL/TL による F, F^+ センターの発光機構.....	19
図 2-7	$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}, \text{Mg}$ 結晶の励起発光特性.....	20
図 2-8	$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}, \text{Mg}$ 結晶の蛍光読出しシステム.....	21
図 2-9	FNTD および FNTD 線量計のセット.....	22
図 2-10	中性子コンバータと飛跡生成.....	23
図 2-11	FNTD リーダーの外観 (FXR-700N).....	24
図 2-12	FNTD リーダーの光学系の概略図.....	24
図 2-13	飛跡の蛍光画像例 (5 MeV 中性子照射に対する反跳陽子, 2 μm 深さ).....	25
図 2-14	FNTD アニマーの写真.....	26
図 3-1	$^{241}\text{Am}-\alpha$ 粒子照射 (0°) 体系.....	33
図 3-2	$^{241}\text{Am}-\alpha$ 粒子照射 (角度照射) 体系.....	35
図 3-3	Al 箔によりエネルギー損失させた $^{241}\text{Am}-\alpha$ 粒子の照射実験の概略図.....	36
図 3-4	FNTD 測定平面に到達するまでの α 粒子のエネルギー損失過程.....	37
図 3-5	SSBD による α 粒子のエネルギースペクトル測定.....	37
図 3-6	各 Al 厚で得られた α 粒子のエネルギースペクトル.....	38
図 3-7	Al 厚に対する α 粒子 (5.48 MeV) のエネルギー損失曲線.....	38

図 3-8	FNTD 内での α 粒子 (5.48 MeV) のエネルギー損失と LET α の関係	39
図 3-9	ペレトロン加速器を用いた陽子照射の概念図	42
図 3-10	ビームライン下流 (イオン照射室) での実験体系の写真	42
図 3-11	回転チャンバーの内観 (左) と ジグによる FNTD 照射体系	44
図 3-12	照射手法の模式図 (上) と必要 PS カウント値の計算 (下)	44
図 3-13	PS によるビームカウント (フラックス) のモニタリングの結果	45
図 3-14	^{137}Cs - γ 線の照射体系	47
図 3-15	放医研における $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射体系の写真	48
図 3-16	CR-39 線量計のセット	48
図 3-17	FRS の鳥瞰図と単色中性子照射室	51
図 3-18	FRS における単色中性子校正場のエネルギー点とその仕様	51
図 3-19	FRS における単色中性子の照射体系 (5 MeV)	52
図 3-20	iBNCT の内観図	53
図 3-21	iBNCT で照射した線量計セット	54
図 3-22	iBNCT での線量計設置位置	55
図 3-23	γ 線照射がない場合の蛍光画像の処理フロー	57
図 3-24	γ 線を追加照射した場合の蛍光画像の処理フロー	59
図 3-25	飛跡領域の抽出と長短径比の取得	60
図 3-26	飛跡の長短径分布と長短径比分布	61
図 3-27	陽子飛跡 (0 および 60°) の長短径比	61
図 3-28	飛跡の長短径比から推定した角度分布	62
図 3-29	FNTD とコンバータの位置関係および測定領域	64
図 3-30	PHITS における線量計体系および測定領域の設定	64
図 4-1	CR-39 線量計と FNTD 線量計との出力値の比較	67
図 4-2	飛跡カウントの平均値と CV の関係	69
図 4-3	測定面積の拡大と CV の関係	69
図 4-4	飛跡読み取り効率の定義	72
図 4-5	LET の異なる各荷電粒子 (0°照射) での画像比較	74

図表目次

図 4-6	LET の異なる粒子における飛跡蛍光強度 (領域平均) の違い.....	74
図 4-7	α 粒子, 陽子における飛跡読み取り効率 (T_{eff}) の角度依存性.....	75
図 4-8	荷電粒子の入射角度による飛跡の蛍光画像の違い.....	76
図 4-9	測定系の焦点幅に起因する飛跡の蛍光画像の違い.....	77
図 4-10	飛跡の蛍光強度 (領域平均) の角度依存性.....	78
図 4-11	γ 線量と飛跡読み取り効率の変動 (α 粒子飛跡).....	80
図 4-12	$^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射で得られる反跳陽子の角度分布の計算値 (PHITS).....	81
図 4-13	γ 線量と飛跡読み取り効率の変動 (陽子飛跡).....	82
図 4-14	γ 線量と入射角度ごとに見た飛跡画像の違い.....	84
図 4-15	γ 線量と BG 領域における蛍光強度の関係.....	84
図 4-16	γ 線量による飛跡の蛍光強度 (領域平均) の角度依存性の変化.....	85
図 4-17	γ 線量と BG/飛跡領域における蛍光強度の増加量 ($\Delta\overline{FI}$) の関係.....	86
図 4-18	γ 線量と FI ヒストグラムの変化.....	88
図 4-19	γ 線量に対する FI ヒストグラムの重なりの変化.....	89
図 4-20	計算と実測に基づく中性子線量評価の違いおよび校正定数の計算手法.....	91
図 4-21	5 MeV 中性子の照射量と反跳陽子の飛跡密度との関係.....	91
図 4-22	計算で得られた反跳陽子飛跡の角度分布 (PHITS).....	93
図 4-23	実験で得られた蛍光画像を基に推定された反跳陽子飛跡の角度分布.....	93
図 4-24	中性子由来飛跡全体に対する読み取り効率の計算手法.....	94
図 4-25	各中性子線種に対して得られる反跳陽子の角度分布 (PHITS).....	96
図 4-26	0.025 eV および 0.1 eV 中性子に対して得られるトリトンと α 粒子の角度分布 (PHITS).....	96
図 4-27	計算で得られた校正定数のエネルギー依存性.....	97
図 4-28	MATLAB 画像解析系による飛跡密度の線量直線性 (5 MeV 中性子).....	99
図 4-29	iBNCT での照射実験における線量計設置位置.....	101
図 4-30	線量計設置位置での中性子スペクトル (PHITS, 対数表示).....	102
図 4-31	線量計設置位置での中性子スペクトル (PHITS, 線形表示).....	102
図 4-32	中性子フルエンスからの実効線量/ $H_p(10)$ の計算手法.....	103
図 4-33	Li-galss コンバータ下領域における飛跡の角度分布 (PHITS).....	106

表目次

表 1-1	中性子個人線量計として見た FNTD と CR-39 の性能比較.....	5
表 1-2	ISO 21909-1:2015 における中性子-光子混在場での試験項目.....	7
表 2-1	放射線加重係数の勧告値.....	12
表 2-2	組織加重係数の勧告値.....	13
表 2-3	計画被ばく状況における線量限度の勧告値.....	15
表 3-1	Al 厚と FNTD の測定平面で得られる α 粒子の平均 LET.....	40
表 3-2	陽子照射における実験条件.....	45
表 3-3	FRS での実験条件.....	50
表 4-1	$^{241}\text{Am-Be}$ 中性子の照射条件と測定結果.....	66
表 4-2	エネルギー (LET) の異なる粒子での飛跡読み取り効率.....	73
表 4-3	$^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子の照射角度と飛跡読み取り効率の関係.....	75
表 4-4	2 MeV 陽子の照射角度と飛跡読み取り効率の関係.....	75
表 4-5	荷電粒子の入射角度による飛跡長軸および飛跡領域サイズの違い.....	77
表 4-6	γ 線量と入射角度ごとに見た飛跡領域の蛍光強度の違い.....	80
表 4-7	γ 線照射前後の BG 領域における蛍光強度の解析結果.....	85
表 4-8	5 MeV 照射サンプルでの飛跡読み取り効率.....	92
表 4-9	各中性子種に対する校正定数の算出.....	95
表 4-10	MATLAB 画像解析系の各パラメータ.....	98
表 4-11	中性子フルエンスからの実効線量/ $H_p(10)$ の算出.....	103
表 4-12	iBNCT で照射した FNTD の測定結果.....	105
表 4-13	熱外中性子のフルエンスピークに対する校正結果.....	105
表 4-14	γ 線量と γ/n 比.....	105

図表目次

表 4-15 Li-glass コンバータ下領域における飛跡の角度分布 (PHITS).....	107
表 4-16 iBNCT における校正定数の計算結果.....	108

第1章 序論

1.1. 中性子個人線量計の歴史

中性子個人線量計は、中性子被ばくの恐れがある加速器施設 (医療用 LINAC 施設: Linear Accelerator [1], BNCT 施設: Boron Neutron Capture Therapy [2], 高エネルギー加速器施設 [3]) や原子力施設 [4] において、放射線業務従事者の被ばく線量モニタリングに用いられる。一部の高エネルギー加速器施設を除くと、中性子個人線量計が検出対象とする中性子のエネルギー領域は、熱中性子~10 MeV 程度と報告されている。

中性子の検出は、荷電粒子や光子に比べ複雑であり、これまで“革新的”な進歩があったわけではない。しかし中性子個人線量計は、国際放射線防護委員会 (ICRP: International Commission on Radiological Protection) および国際放射線単位および測定委員会 (ICRU: International Commission on Radiation Units and Measurements) 主導による各国の放射線防護に関する法令規制の整備、および新たな素材による中性子検出の技術的進歩に後押しされ、これまで発展してきた。

ICRP による 1990 年勧告 (ICRP Publication 60 [5]) は放射線防護における重要なターニングポイントであり、放射線防護に関する諸量の定義および放射線防護体系の基本原則の指針が勧告された。続いて ICRP publication 74 [6] および ICRU report 57 [7] では、ICRP1990 年勧告を施行するために必要な外部被ばくに対する線量換算係数が提供された。また測定に関する詳細な要求事項は ICRP publication 75 [8] にて示された。一方、アメリカ国内の規格である ANSI/HPS standards: American National Standards Institute/Health Physics Society では、N13.52 [9] において、中性子個人線量計の選択、使用、校正に関するガイダンスが示された。N13.52 は現在、2018 年度版まで更新されている。国際規格に話を戻すと、ICRU report 66 [10] では、中性子線量当量の運用上の測定手法に関するガイダンスが示された。また ISO standards: International Organization for Standardization では ISO 8529-1 [11], 8529-2 [12], 8529-3 [13] において、中性子校正場に関する様々な規格が整備された。さらに ISO 21909:2005 [14] にて、受動型中性子個人線量計システムの要求事項が提示された。現在もその改訂版である ISO 21909-1:2015 [15] は中性子個人線量計の性能指標として用いられている。国際規格は定期的な見直しが行われるが、1990 年勧告の改訂版である 2007 年勧告 (ICRP publication 103 [16]) が発表され、特に防護量 (2.1.2 項にて解説) に関する改訂が行われた。またこれに伴う新たな線量換算係数が ICRP publication 116 [17] にて提示された。

ICRP 勧告を満たすためには、いくつかの線量測定技術、例えばエネルギーおよび角度依存性の低減、低線量限界の拡大が必要とされる。その目的では、電源を必要とする“能動型”線量計の方が、電源を必要としない“受動型”線量計よりも適応範囲は広い。しかし受動型線量計には、作業者にとって多くの利点: 小型、軽量、堅固、電源不要、

磁場の影響を受けない等, があつたため, 現在まで継続して個人線量計の第一選択肢と成り得た. 以降, 受動型中性子個人線量計の歴史について述べる.

初期の受動型中性子個人線量計の代表として, 原子核乾板が挙げられる [18]. 原子核乾板は写真フィルム的一种であり, フィルム支持体にハロゲン化銀 (AgBr) 粒子とゼラチンからなる乳剤を塗布し, 乾燥したものである. 中性子との核反応により乳剤中に発生した反跳陽子は一部の AgBr 粒子を活性化 (潜像核) する. 活性化粒子は現像処理によって金属銀に代わるため, 反跳陽子飛跡を可視化することができる. 飛跡密度は中性子線量に比例するため, 線量計サービスに向けた飛跡認識の自動化が進められたが, 現像をはじめとした処理工程の煩雑さから, 次第に衰退していった. NTA: Nuclear Track emulsion type A (Eastman Kodak Company) は現在も商用として手に入れることができる唯一の原子核乾板である.

原子核乾板に代わり, 汎用的に用いられるようになったのは TLD: ThermoLuminescence Detector である [19]. TLD の原理は, 放射線照射で得られたエネルギー情報を熱ルミネセンス反応によって読み出す, というものである. TLD は安価, 小型, 堅固, 自動解析が可能, 線量直線性ありといった利点を持つ. 中性子検出用として, 主に LiF (TLD-100, natural Li) あるいは ${}^6\text{LiF}$ (TLD-600, ${}^6\text{Li}$) が用いられる. ${}^6\text{Li}$ が低速中性子に対して高い断面積を持つため, LiF は人体からの跳ね返り (albedo) 成分を検出するアルベド線量計として用いられた [20]. また, TLD はいずれも光子に感度を持つため, ${}^6\text{LiF}$ (TLD-600, ${}^6\text{Li}$) と ${}^7\text{LiF}$ (TLD-700, ${}^7\text{Li}$) を併用し, それらが示す測定値の比率から光子線量に対する低速中性子線量の寄与分を算出する, という試みもなされた [21]. しかし ${}^6\text{LiF}$ の中性子感度は, エネルギーが高くなると (~ 100 keV), ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ の反応断面積に従って急激に低下する. この強いエネルギー依存性を初め, アルベド TLD には, 読出し環境に依存した測定値のバラつき, 素子感度の管理が必要といった課題が存在した.

アルベド TLD と共に, 汎用的に用いられるようになったのが, エッチトラック検出器である. エッチトラック検出器では, 荷電粒子によって傷ついた分子構造 (潜在飛跡) をエッチング処理で拡大することで“エッチピット”を形成し, 荷電粒子の飛跡を可視化することができる. エッチトラック検出器の技術的な改善は, 1980 年代以降盛んに進められ, (電気) 化学エッチング技術, 飛跡読出し機構, 検出用プラスチックの最適化が行われた. 特に, CR-39 を代表とした PADC (PolyAllyl Diglycol Carbonate) はエッチトラック検出器として広く用いられた [22]. CR-39 は, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$ を主成分としたコンバータと組み合わせることで低速中性子の検出に用いられ [23], また CR-39 自体の (n,p) 反応によって [24], あるいは ${}^1\text{H}$ を多く含むプラスチックコンバータとの組み合わせにより [25], 高速中性子の検出にも用いられた. さらに原子核乾板と同様, 飛跡認識の自動化が進められ, 線量計サービスとして十分な性能を発揮できるようになった. し

かし、エッチング工程を含むすべての作業を自動化することは困難であり、新たな線量計システムの開発が期待された。そして CR-39 に代わる自動型の飛跡検出器として、蛍光飛跡検出器: FNTD (Fluorescent Nuclear Track Detector) が登場した。

1.2. 蛍光飛跡線量計の開発

1.2.1 蛍光飛跡検出器の研究開発と中性子線量計への応用

FNTD の素材である $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ 結晶は、光刺激ルミネセンス線量計 (OSLD: Optically Stimulated Luminescence Dosimeter) の素材である $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 結晶と同様に、特異な蛍光特性を持つ Al_2O_3 結晶の一種として開発された。 $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ 結晶は、特定波長の光 (435 nm) を吸収すると特性が変化し、新たな励起発光特性 (波長: 620 nm の励起光に対し、中心波長: 750 nm とした、寿命: 75 ± 5 ns の発光) を示すため、当初は、レーザー光によるデータの書き込み、発光特性によるデータの読出しができる“光記憶媒体”として研究された [26, 27]。その後、 $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ 結晶の蛍光は、 β 線および光子線に対し線量直線性を示す (0.005~200 Gy)、非破壊的な繰り返し測定が可能、熱に安定 ($\sim 600^\circ\text{C}$) といった利点から、光刺激による蛍光線量計 (RPLD: Radiation Photo-Luminescence Dosimeter) として有用であることが示された [28]。また短寿命の蛍光読出しを利用したイメージングにより、荷電粒子の飛跡を画像化できることが示され、共焦点レーザー顕微鏡 (CLSM: Confocal Laser Scanning Microscopy) を用いた飛跡の測定系 (FNTD リーダー) の開発が進められた [29, 30]。この頃から、 $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ 結晶は蛍光飛跡検出器 (FNTD: Fluorescent Nuclear Track Detector) として扱われるようになる。FNTD で得られた蛍光画像では、荷電粒子の LET と飛跡の蛍光強度 (ピクセル単位の蛍光量) に相関が見られ、FNTD が飛跡検出器としてだけでなく LET 検出器としても使える可能性が示された [31]。その後も、FNTD は飛跡および LET 検出器として研究応用され、現在では、医療および生物分野にも用途を拡大している [32, 33]。

FNTD は飛跡検出器としての特性を生かし、中性子の検出に応用された。FNTD とコンバータを組み合わせた“FNTD 線量計”による中性子線量測定では、中性子とコンバータ内物質との核反応で生じた荷電粒子の飛跡が識別、カウントされ、飛跡密度に比例した中性子線量が算出された [34, 35]。またコンバータに HDPE (High Density PolyEthylene) と LiF/Li-glass の2種類を用いることで、高速中性子および熱、熱外中性子の線量評価が可能となった。FNTD 線量計システム (FNTD 線量計 + 測定系) の応答特性 (中性子線量 vs 飛跡密度) は 144 keV から 5 MeV の単色中性子に対して試験され、HDPE 下と LiF 下の飛跡密度比によって中性子エネルギーの推定が可能であることが示された [36]。さらに FNTD 線量計が中性子個人線量計に適しているかを確かめるため、受動型中性子線量計システムの国際規格 ISO 21909-1:2015 [15] に従った試験が行われ、FNTD 線量計システムが同規格の一部に適合することが示された [37]。

FNTDを用いた中性子線量評価

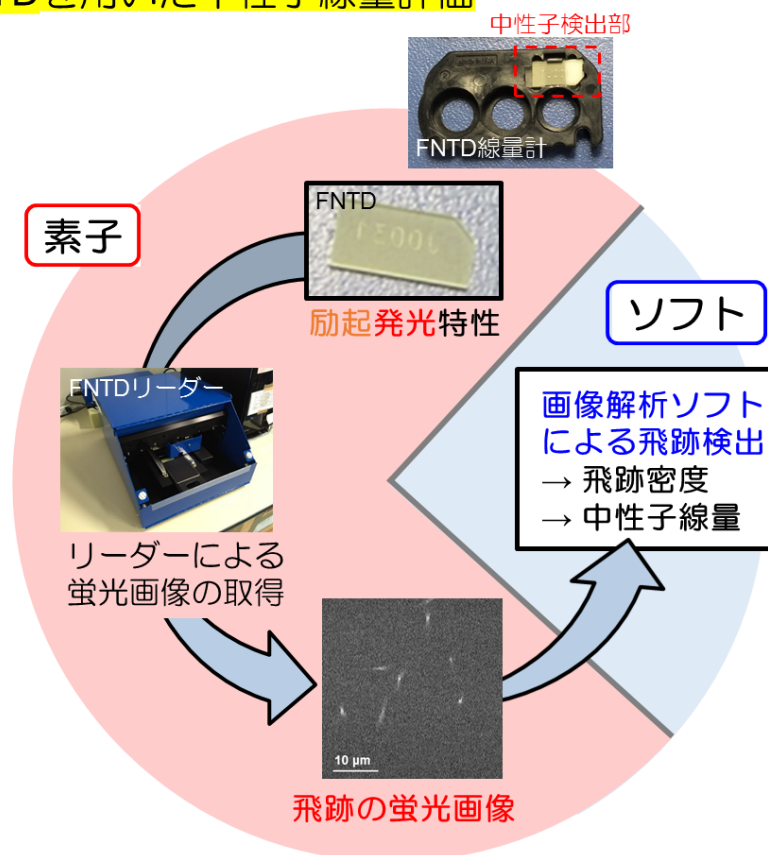


図 1-1. FNTD を用いた中性子線量評価の概要

図 1-1 に FNTD を用いた中性子線量評価の手順をまとめた。図 1-1 から分かる通り、FNTD による中性子線量評価は、大きく 2 つのステップに分かれる: 1 つ目は照射済み素子の励起発光特性に基づく飛跡の蛍光画像の取得であり、2 つ目は画像解析ソフトによる飛跡密度および中性子線量の評価である。

素子の励起発光特性は蛍光画像の特性に反映される。また最終的な評価値である中性子線量は、画像解析ソフトの解析対象である蛍光画像に依存する。したがって、蛍光画像の特性を明らかにすることは、素子の特性を明らかにすると同時に、ソフトの性能評価にも繋がる

1.2.2. 蛍光飛跡線量計と他の中性子個人線量計との比較

表 1-1 に、中性子個人線量計の素材として見た FNTD と CR-39 の比較を示す。CR-39 と比較した FNTD の利点として、測定前処理が不要なため緊急被ばく測定に対応で

きる，再利用ができる，適応する中性子線量領域が広い [32]，検出可能な荷電粒子の LET 領域が広い [47] といった点が挙げられる．一方で，FNTD は光子にも感度を持つ (5 mGy~[28])．中性子場には常に光子線が混在するため，FNTD 線量計を利用する場合，中性子応答と光子応答を識別し，中性子線量のみを評価する必要がある [39]．光子線量が高い中性子場では，これらの判別が難しくなるため，FNTD は CR-39 より測定不可になるリスクが高い．

FNTD と CR-39 の両者が抱える共通の課題としては，感度のバラつき (FNTD では蛍光量の違い，CR-39 では飛跡サイズの違い) を考慮する必要がある点 [30]，測定時に中性子エネルギーを推定しない場合，場のスペクトルによって大きく線量が変わる点 [36]，低線量の高速中性子 (~1 mSv) に対して検出される飛跡数が非常に少なく (~20 [mm⁻²]) 測定精度が悪い点 [37] が挙げられる．特に後者の 2 点は，個人モニタリングにおいて過小評価を引き起こす懸念事項であり，改善が求められる．

表 1-1. 中性子個人線量計として見た FNTD と CR-39 の性能比較

特性	FNTD (Track counting)	CR-39 PNTD
検出対象	蛍光飛跡	エッチピット
測定前処理	基本的に不要 (素子の表面洗浄のみ)	数時間の(電気)化学 エッチング処理が必要
再利用	UVレーザーにより可	不可
線量範囲 (中性子)	0.1 - 300 mSv	0.1 - 50 mSv
LET範囲	0.5 - 61,000 keV/μm (in water)	5 keV/μm~ (in water)
光子感度	あり	ほぼ無し
バックグラウンド線量	感度：高(特に光子)	感度：低
測定時間(被ばくチェック)	約5分~/線量計	~1分/線量計
測定系	特注品且つ高額	汎用顕微鏡でも測定可
素子感度のバラつき	あり	あり
中性子エネルギー推定	未実施	未実施
低線量でのバラつき	統計精度による	統計精度による

1.2.3. 実用化への課題と対策

前述の通り FNTD は CR-39 と比較して優れた点も多く、特に緊急被ばく時の中性子線量測定の見点から、個人線量計として実用化が期待されている。しかし FNTD 線量計の実用化には、さらに評価および改善すべき課題がある。以下に詳細をまとめる。

〈課題 1〉 低線量限界の評価手法の開発

中性子個人線量計システムが目指すべき低線量限界 (LLD: Low Limit of Detection) は ISO 21909-1:2015 [15] において 0.1 mSv とされている。しかし FNTD 線量計システムでは 0.2 mSv 未満の極低線量での照射実験に関する報告がなく [37]、0.1 mSv が実際に測定可能な線量かどうか、実測による評価が必要である。また、この要求事項を満たすために、測定手法の改善も必要である。さらに、これまで $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子や ^{252}Cf 中性子といった既知の校正線源に対し、実測値に基づく LLD 評価がなされてきたが、未知の中性子場で FNTD 線量計を用いるには、中性子スペクトルおよび γ 線混在量に応じた LLD の評価手法が必要になる。

〈課題 2〉 荷電粒子の性質と飛跡読み落としの関係

これまで FNTD による中性子線量測定に関する報告は、中性子照射量に対する FNTD 測定系 (FNTD リーダー+画像解析ソフト) の出力飛跡密度の直線性に終始し [31, 34, 37]、FNTD 測定系が飛跡を読み落とす可能性については言及されなかった。しかし、低線量照射では $\sim 2 [\text{mm}^2 / 0.1 \text{ mSv}^{-1}]$ ($^{241}\text{Am-Be}$) の極少ない飛跡をカウントすることになり、読み落としによって評価線量が 0 mSv となってしまうこともあり得る。この過小評価を避けるには、FNTD 測定系の飛跡読み落としを正しく評価し、前述の LLD を見積もる必要がある。

FNTD 測定系では、FNTD から得られる飛跡の蛍光画像を解析し、飛跡密度を得る (1.2.1 項参照)。中性子照射に応じてコンバータ内で発生した荷電粒子は、エネルギーおよび角度分布を持って FNTD に入射するため、蛍光画像上では様々な明るさ、形状の飛跡が見られる (図 1-2)。したがって、FNTD の飛跡読み落としを調べるには、荷電粒子の性質ごとに蛍光画像の違いを定量化し、飛跡の読み落としとの関係を明らかにすることが重要である。

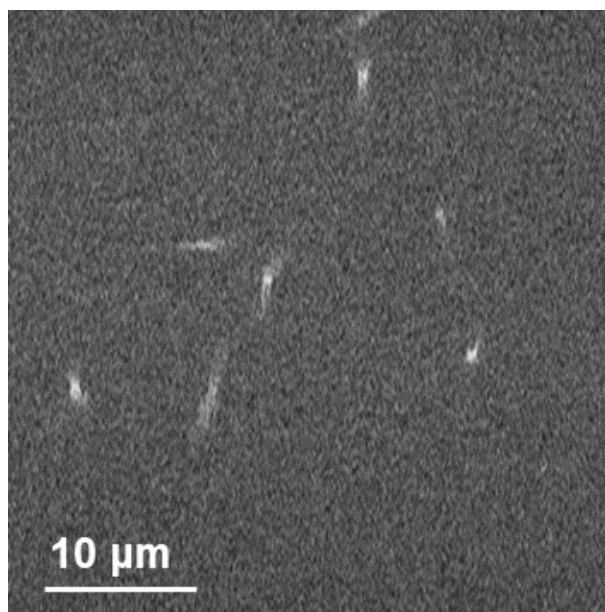


図 1-2. 飛跡の蛍光画像例 (反跳陽子)

〈課題 3〉 γ 線照射による飛跡読み落とし

ISO 21909-1:2015 [15]では, 受動型中性子個人線量計システムの中性子- γ 線混在場での中性子線量評価について以下の要求事項 (A, B) を提示している (要求項目 8.4.2: Photon radiation):

「すべての線量計に対して」

A. 10 mSv の ^{137}Cs - γ 線照射において, 式(1-1), (1-2) を満たすこと:

$$|\overline{H}_1 - \overline{H}_2| \pm U_{1,2} \leq H_{\min}, \quad (1-1)$$

$$H_{\min} \leq 0.3 \text{ mSv}. \quad (1-2)$$

H_j : グループ j に選別された線量計の測定値 ($j=1$: 照射, $j=2$: 未照射)

\overline{H}_j : グループ j の線量計の測定平均値

H_{\min} : 線量計が記録する最低線量で, 国や測定環境に依存

$U_{1,2}$: グループ 1, 2 の測定値に含まれる不確かさ

「光子感度を持つ線量計に対して」

- B. 要求事項 A に加え、表 1-2 の中性子/光子線照射の組み合わせにおける測定値が式 (1-3) を満たすこと、FNTD はこの B に当てはまる:

表 1-2. ISO 21909-1:2015 における中性子-光子混在場での試験項目

Series	Neutron irradiation	Photon irradiation	n:γ
	H_{neutron}^0 [mSv]	H_{photon}^0 [mSv]	
Q	0.5	1.5	1:3
R	1	1	1:1
S	2	0.6	3:1

H_{neutron}^0 : 1 次/2 次標準線源で与えられた中性子照射 (0°) による報告線量
 H_{photon}^0 : 1 次/2 次標準線源で与えられた光子照射 (0°) による報告線量

$$|H_{2,k} - H_{1,k}| \pm U_{1,2,k} \leq 0.1 \text{ mSv} \quad (1-3)$$

$H_{j,k}$: グループ j において、シリーズ k の中性子を照射した線量計の測定値
 k : $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf , あるいは熱中性子とする
 j : 式(1-1) 同様
 $U_{1,2,k}$: 式(1-1) 同様

FNTD 線量計システムでは、30 mSv 未満の γ 線混在では飛跡の読み落としは生じないと報告されており [39] (図 1-2), 上記要求事項の B に準拠している。しかしこの報告は $n:\gamma = 30:100$ mSv で且つ $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 0° 照射, $\text{Cs-}\gamma$ 線照射, の組み合わせで得られた結果であり, 中性子スペクトル, 中性子の照射角度 (飛跡の入射角度), 読出し対象の飛跡種 (陽子, α 粒子, およびトリトン), n/γ 線量比といった照射条件の違いによって, γ 線の限界線量に変化する可能性がある。考え得るすべての照射条件を実験し, 限界線量を明らかにすることは容易でないため, γ 線による飛跡読み落とし (γ 線影響) の推定手法が必要になる。Sykora らの報告では, γ 線影響の原因は蛍光画像の変化にあることが分かっている。したがって, 画像変化を定量化し, 飛跡読み落としとの関係を明らかにすることで, γ 線影響を推定できると考えられる。また飛跡の性質 (エネルギーおよび角度) と γ 線影響の関係を明らかにすることで, 中性子由来飛跡の γ 線影響を, 飛跡の分布 (エネルギーおよび角度) から推定できると考えられる。

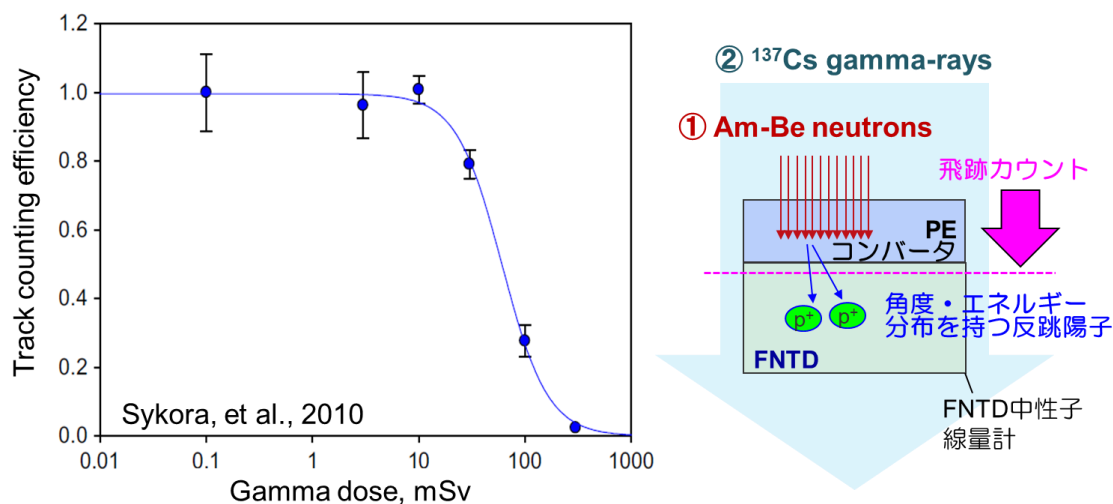


図 1-3. γ 線混在による飛跡読み落としの先行研究 ([39]を加工)

〈課題 4〉 中性子場に応じた校正定数の決定と LLD の算出

中性子場に応じた線量測定を行うには、単位線量あたりに測定系が読み取る飛跡密度: 校正定数 (CF : Calibration/Correction Factor [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$]) が必要である。しかし、現状の中性子個人線量計サービスでは、 $^{241}\text{Am-Be}$ や ^{252}Cf 中性子といった既知線源に対する校正定数をすべての中性子場に適用しているため、線量の過小評価あるいは過大評価が起り得る。これを避けるには、適切な校正定数の算出方法および LLD の評価手法が必要である。

中性子由来の飛跡は、場の中性子スペクトルによって、異なる飛跡密度、エネルギーおよび角度分布を持ち、これらは蛍光画像の違いとして反映される。また、場の γ 線混在量によって蛍光画像の違いも生じる。この時、課題 2,3 で述べた画像変化と飛跡読み落としの関係があれば、校正定数の算出が可能になると考えられる。さらに課題 1 で述べた測定精度の評価手法を用いて、校正定数から LLD の評価が可能だと考えられる。

1.3. 本研究の目的

本研究の目的は、FNTD 線量計の中性子・光子応答、つまり飛跡の性質による蛍光画像の変化と測定系の飛跡読み落としの関係を実験的に明らかにし、その結果を基に、FNTD 線量計の中性子に対する低線量限界: LLD の計算手法を開発することである。対象とする中性子エネルギーは熱中性子~10 MeV 中性子とした。

各研究項目 (4 章) とその概要は以下の通りである。

4.1 節では「測定精度の評価手法と改善」について述べる。FNTD 線量計に低線量の $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 (0.03 mSv~) を照射し、測定系の平均出力値 (平均飛跡カウント) と変動係数 (CV: Coefficient of Variation) の関係を調べることで、測定精度の評価手法を開発した。また統計的な観点から、0.1 mSv の中子を 40%以下の CV で測るために必要な飛跡カウントと、同カウントを得るために必要な測定面積を算出した。

4.2 節では「荷電粒子の性質と飛跡読み取り効率の関係」について述べる。FNTD 線量計で観測対象とすべき荷電粒子 (陽子, α 粒子, トリトン) のうち、陽子と α 粒子を、エネルギー (LET) および角度を変えながら FNTD に照射し、荷電粒子の性質による蛍光画像の違い、および飛跡読み取り効率 (実際の飛跡数に対する測定系の出力カウント) の違いを明らかにした。

4.3 節では「飛跡読み取りにおける γ 線影響の定量化」について述べる。 γ 線混在が引き起こす荷電粒子飛跡の読み落とし (γ 線影響) について、荷電粒子の性質 (角度) による γ 線影響の違いを明らかにした。また γ 線影響を定量的に調べるため、 γ 線がどのような画像変化を起こすか、その変化量と飛跡読み取り効率の関係を明らかにした。

4.4 節では「中性子線量測定における低線量限界の算出」について述べる。中性子スペクトルに応じた低線量限界の計算手法を開発した。まず中性子照射した FNTD 線量計で検出対象となる飛跡の分布をシミュレーション計算し、その結果と 4.2「荷電粒子の性質と飛跡読み取り効率の関係」のデータを組み合わせ、中性子由来飛跡の読み取り効率および校正定数を計算した。さらに計算で得られた校正定数を、4.1「測定精度の評価手法と改善」で求めた測定精度の評価式に導入し、LLD を算出した。

4.5 節では「iBNCT での中性子線量測定」について述べる。中性子の実用場として iBNCT (いばらき中性子医療研究センター) において FNTD 線量計による中性子線量測定を行い、FNTD 線量計の実用性を実証した。また実測値に基づく LLD と計算値に基づく LLD を比較し、計算手法の妥当性を確認した。

第2章 中性子個人線量計と蛍光飛跡線量計システム

2.1. 放射線防護における線量概念

2.1.1. ICRP 2007年勧告

中性子個人線量計の役割を説明する上で、放射線防護の概念について述べておく必要がある。国際放射線防護委員会 (ICRP) は、放射線防護の基本方針として、“1990年勧告” (ICRP publication 60 [5]) を更新し、“2007年勧告” (ICRP publication 103 [16]) を公表している。日本を含む多くの国が ICRP の勧告に基づき、放射線防護に関する法令および規制等を制定している背景から、ICRP の勧告は放射線防護の根幹を成していると言える。ICRP 勧告で提言された被ばく線量評価に関する諸量は大きく2つに分けられる。1つは放射線被ばくのリスク推定に用いられる“防護量”，もう1つは、実際に被ばくモニタリングに用いる“実用量”である。それぞれについて、以下に説明する。

2.1.2. 防護量

防護量は、被ばくに伴う人体組織および臓器における吸収線量 (計算値) をベースに、全身および身体の部分的な被ばくの程度を定量化した値である。部分的な被ばく線量評価には等価線量: H_T [Sv] が、全身被ばくには実効線量: E [Sv] が用いられ、以下の評価式で定義される:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}, \quad (2-1)$$

$$E = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} = \sum_T w_T H_T. \quad (2-2)$$

- R : 任意の放射線
- T : 任意の組織および臓器
- w_R : 放射線加重係数
- w_T : 組織加重係数
- $D_{T,R}$: 組織および臓器内の平均吸収線量 [Gy]
- H_T : 等価線量 [Sv]
- E : 実効線量 [Sv]

等価線量 H_T [Sv] は、放射線 R が組織および臓器 T に与える吸収線量 $D_{T,R}$ [Gy] に、放射線のタイプおよびエネルギーによる生物学的効果 (RBE: Radiation Biological Effect) の違いに応じて与えられる重み係数、放射線加重係数 w_R (表 2-1, 図 2-1), を乗じて得られる。さらに実効線量 E は、等価線量 H_T [Sv] に、組織および臓器による放射線感受性の違いに応じて与えられる重み係数、組織加重係数 w_T (表 2-2), を乗じ、それらを全身の組織および臓器について合算することで得られる。防護量 (等価線量および実効線量) は直接測定することができず、それらは放射線場の物理量 (自由空気中の空気カーマ K_a あるいは粒子フルエンス) が得られて、初めて計算できる。

表 2-1. 放射線加重係数の勧告値 ([16]より)

放射線のタイプ	放射線加重係数, w_R
光子	1
電子とミュオン粒子	1
陽子と荷電パイ中間子	2
アルファ粒子, 核分裂片, 重イオン	20
中性子	中性子エネルギーの連続関数 (図2-1)

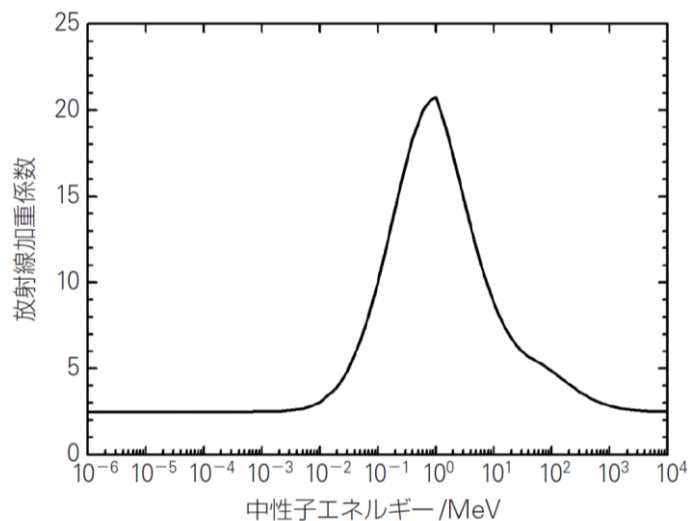


図 2-1. 中性子エネルギーと放射線加重係数の関係 ([16]より)

表 2-2. 組織加重係数の勧告値 ([16]より)

組織	w_T	$\sum w_T$
骨髄 (赤色), 結腸, 肺, 胃, 乳房, 残りの組織*	0.12	0.72
生殖腺	0.08	0.08
膀胱, 食道, 肝臓, 甲状腺	0.04	0.16
骨表面, 脳, 唾液腺, 皮膚	0.01	0.04
合計		1.00

* 残りの組織: 副腎, 胸郭外 (ET) 領域, 胆嚢, 心臓, 腎臓, リンパ節, 筋肉, 口腔粘膜, 膵臓, 前立腺 (♂), 小腸, 脾臓, 胸腺, 子宮/頸部 (♀).

2.1.3. 実用量 (エリアモニタリング)

実用量は、直接測定することのできない防護量に代わり、保守的に防護量の推定値を与えるものであり、測定器による実測値から算出可能な値である。実用量には、エリアモニタリング用の周辺線量当量と方向性線量当量、個人モニタリング用の個人線量当量があり、国際放射線単位および測定委員会 (ICRU) によって定義されている (ICRU report 39 [40]; ICRU report 43 [41])。実際の被ばくモニタリングには、実用量で校正された測定器の値が用いられる。

エリアモニタリングに用いる周辺線量当量 $H^*(d)$ は ICRU 球 (組織等価物質でできた仮想の球体ファントム) 中の主軸上の 1 点, 深さ d [mm] の位置における線量当量を表し、以下の式で定義される,

$$H^*(d) = \int Q(L)D(L). \quad (2-3)$$

$H^*(d)$ ICRU 球のある 1 点, 深さ d [mm] における周辺線量当量

$Q(L)$ 同位置における線質係数

$D(L)$ 同位置における吸収線量

L 水中の線エネルギー付与 (LET: Linear Energy Transfer)

周辺線量当量 $H^*(d)$ の定義式(2-3) では、等価線量 H_T や実効線量 E の定義式(2-1), (2-2) のように放射線加重係数 w_R を用いるのではなく、LET の関数である線質係数 $Q(L)$ を用いることで、微小空間に与えられたエネルギーに応じて線量評価が与えられるメリットがある (ICRP publication 92 [42])。

強透過性放射線 (12 keV 以上の光子線や中性子線) に対しては、 $d = 10$ [mm] の点, つまり $H^*(10)$ が実効線量に代わる実用量としてモニタリングに用いられる。 $H^*(10)$ は ICRU 球に対し、放射線が平行入射する場合を想定するため、 $H^*(10)$ を校正

量として用いる測定器は、方向依存の少ない設計が求められる。

一方、 β 線や軟X線のような低透過性放射線では、皮膚や目の水晶体といった人体の表層部での被ばくを考慮する必要がある。これらの組織での等価線量に対しては、方向性線量当量 $H'(d, \Omega)$ が実用量として用いられる。 $H'(d, \Omega)$ は、ある入射方向 Ω における ICRU 球中の深さ d [mm] における周辺線量当量を表し、皮膚では $d = 0.07$ [mm] が用いられ、水晶体では $d = 3$ [mm] が推奨される。

2.1.4. 実用量 (個人モニタリング)

個人モニタリングに用いる個人線量当量 $H_p(d)$ は、人体上の指定された点において、ある深さ d [mm] における ICRU 人体等価物質中の線量当量を表し、定義式は式(2-3)に準ずる。この“指定された点”とは、個人線量計の着用位置を指し、実効線量の評価には $d = 10$ [mm]、皮膚および手足の等価線量の評価には $d = 0.07$ [mm] が用いられ、水晶体の等価線量には $d = 3$ [mm] が推奨される。

一般に個人線量計は ICRU が定義する $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ のスラブ (平板) ファントムに貼り付け、定義位置での線量当量 $H_p(d)$ に対して、測定値を校正する。したがって、自由空間に設置された線量計ではなく、ファントム上に貼り付けられた線量計の測定値が校正されることに注意が必要である。 $H_p(d)$ には方向依存性が考慮されていないため、定義位置に対して角度 α° の平行ビームを照射する場合、 $H_{p,\text{slab}}(d, \alpha)$ が用いられる。

2.1.5. 線量限度

ICRP は「有害な確定的影響を防止し、また確率的影響を容認できると思われるレベルにまで制限する」ことを目的に、個人の計画被ばく (緊急時被ばくおよび現存被ばくを除く) に対して線量限度を勧告している。ここでの確定的影響とはしきい線量のある人体への有害事象を指し、確率的影響とはしきい線量の不明確な発がんおよび遺伝的影響を指す。表 2-3 に 2007 年勧告で定義された線量限度を示す。

表 2-3. 計画被ばく状況における線量限度の勧告値 ([16]より)

限度のタイプ	職業被ばく**	公衆被ばく**
実効線量*	定められた5年間の平均として, 年間20 mSv 1年につき50 mSv	1年につき1 mSv
以下の組織における年等価線量:		
眼の水晶体	150 mSv	15 mSv
皮膚	500 mSv	50 mSv
手足	500 mSv	-

* 実効線量限度は, 外部被ばくによる実効線量と, 内部被ばくによる預託線量の合計である

** 医療被ばくには線量限度が存在しない

2.2. 個人線量計

2.2.1. 個人線量計の役割

図 2-2 に放射線防護体系における個人線量計の役割を図式化した。防護量 (実効線量, 等価線量) は個人の被ばく線量推定のために定義され, 実用量 (周辺線量当量, 方向性線量当量, 個人線量当量) は防護量の推定値として実際のモニタリングに用いられる。その中で, 個人線量計は個人線量当量の測定に用いられる。被ばくモニタリングの最大の目的は個人の線量限度を遵守することである。

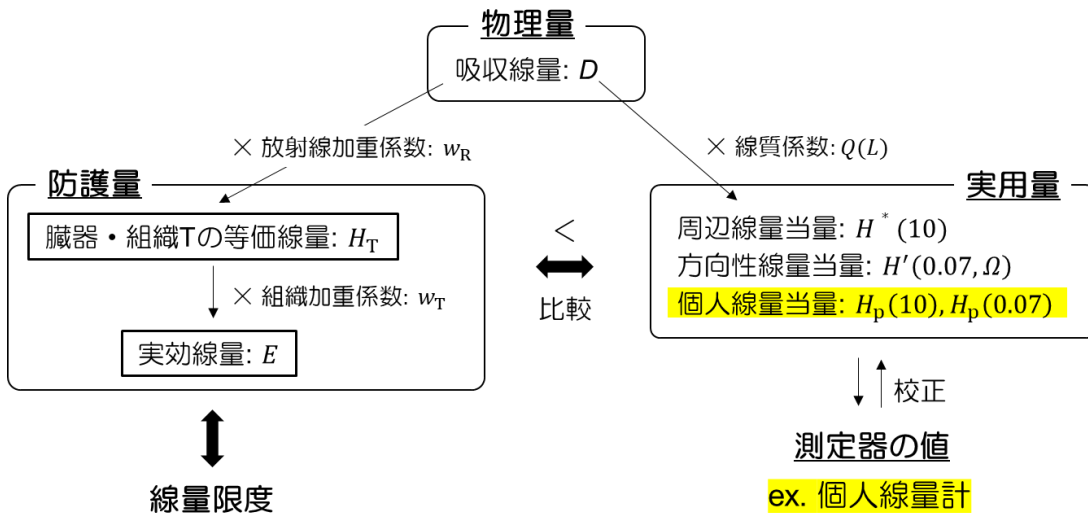


図 2-2. 放射防護に関する諸量の関係 ([16]を改訂)

2.2.2 中性子個人線量計の規格

中性子個人線量計はその名の通り、中性子の線量測定に特化した個人線量計であり、個人線量当量 $H_p(10)$ の測定に用いられる。個人線量計には主に受動型、つまり電源を必要としない線量積算型の線量計が用いられている。受動型中性子線量計システムの国際規格としては、ISO 21909-1:2015 *Passive neutron dosimetry systems - Part 1: Performance and test requirements for personal dosimetry* がある [15]。ISO 21909-1:2015 は「受動型線量計システムが熱中性子から約 20 MeV のエネルギー領域の中性子場において個人の線量当量 ($H_p(10)$) を決定するのに必要な性能および試験の要求事項を与える」ものであり、ISO 21909:2005 を技術的に更新したものである。しかし、その要求事項は非常に厳しく、妥協案として ISO/CD 21909-2 *Passive neutron dosimetry system - Part 2: Methodology and recommendations to perform neutron workplace studies (unpublished)* [43] が検討されている。一方、日本で受動型中性子線量計システムの指標を示した規格としては、JIS Z4416:2005 中性子用固体飛跡個人線量計 [44] があり、ISO 21909:2005 を基に固体飛跡線量計に絞った技術内容を規格化したものである。その背景には、日本における中性子個人線量計サービスの大部分が CR-39 線量計で行われている事実がある。しかし JIS Z4416:2005 以降の更新は無く、暗黙には最新の ISO 21909-1:2015 を目指した中性子個人線量計の開発が求められている。

2.3. 蛍光飛跡線量計システム

2.3.1. 素材

蛍光飛跡線量計システム (FNTD 線量計システム) を紹介する上で、蛍光飛跡検出器 (FNTD) の素材について述べておく必要がある。FNTD の素材は、炭素、マグネシウムを添加した α - Al_2O_3 単結晶 ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$) である (図 2-3)。 $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ は当初、光データ記憶素材として開発されていたが [26]、その特異な発光特性が荷電粒子飛跡の可視化に有用であったことから、FNTD としての研究開発が始まり [30]、現在に至る。一方、 $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ の元となった素材である $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ は、1990 年代に既に放射線感受性をもつ蛍光体として開発されて以来 [45, 46]、現在も光刺激ルミネセンス線量計 (OSLD: Optically Stimulated Luminescence Dosimeter) として、医療、環境、宇宙、原子力といった幅広い領域で利用されている [47]。以下に $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ の発光特性を $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ と比較することで示す。

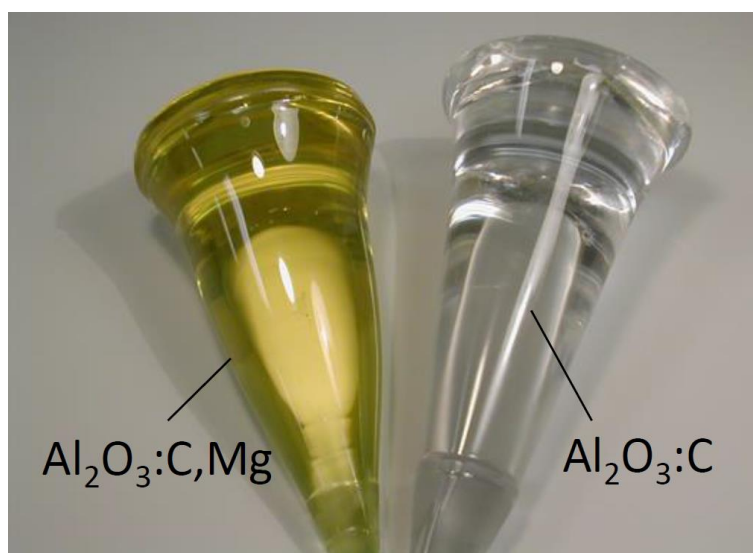


図 2-3. $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ および $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 結晶 ([32]より)

2.3.2. Al_2O_3 結晶の発光特性

Al_2O_3 の結晶成長は Czochralski による手法が用いられ [48]、高い還元性雰囲気かつ低い酸素分圧により安定した酸素空孔が作られる。空孔や結晶中の不純物を総じて格子欠陥と呼ぶが、格子欠陥が電離電子を捕獲することで、発光の基となるカラーセンターが形成される [46]。 Al_2O_3 結晶が放射線感受性の発光体として発展した背景には、 Al_2O_3 が比較的広いエネルギーバンドギャップを持ち (9.5 eV)、エネルギー準位深くに“格子

欠陥”を形成することで、照射による電離エネルギーを安定して保持できることが挙げられる。

カラーセンターはそれぞれのエネルギー準位に応じて特定波長の吸光バンドおよび発光バンドを示す。Al₂O₃:C および Al₂O₃:C,Mg 結晶で見られるカラーセンターとして、F センターおよび F⁺ センターがある。F センター (1つの酸素空孔と2つの電子による構造体) は 205 nm (6.05 eV) の吸光バンド, および 420 nm で長寿命 (35 ns) の発光バンドを示す [49]。また F⁺ センター (1つの酸素空孔と1つの電子による構造体) は, 230 nm (5.40 eV) あるいは 255 nm (4.80 eV) の吸光バンド, および 330 nm で短寿命 (~2 ns) の発光バンドを示す [50]。Al₂O₃ 結晶成長における炭素の添加は F, F⁺ センターを効率よく生み出す [45, 50]。図 2-4 に Al₂O₃:C および Al₂O₃:C,Mg 結晶の吸光特性を, 図 2-5 に F, F⁺ センターの発光スペクトルを示す。

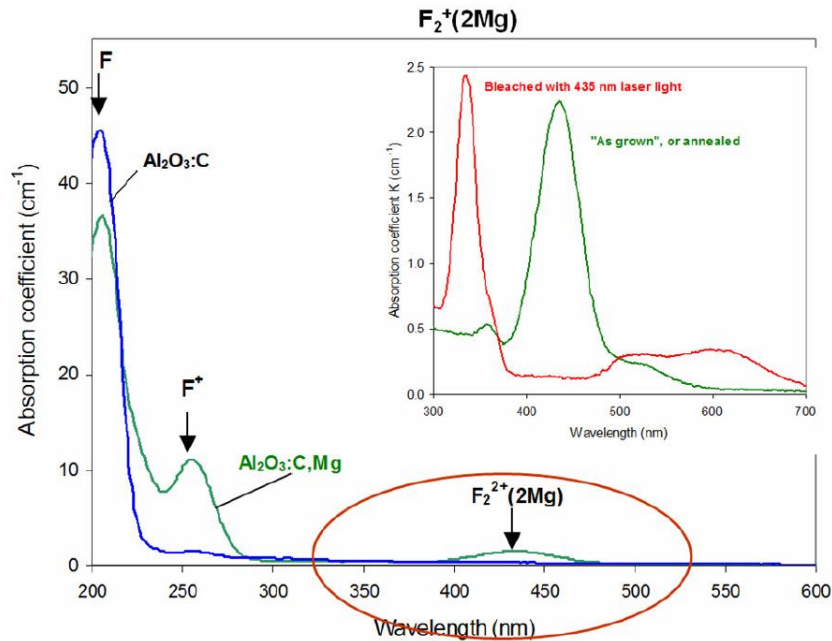


図 2-4. Al₂O₃:C および Al₂O₃:C,Mg 結晶の吸光特性 ([32]より)

F, F⁺ センターの発光は以下の過程で読み出すことができる (図 2-6):

- (a). 照射した Al₂O₃ 結晶では価電子帯に電子と正孔が生じる。励起電子は伝導体に遷移し, ほとんどは価電子帯に戻るが, 一部は格子欠陥や不純物に捕獲され, カラーセンターを形成する。一方で正孔は物質中の不純物に捕獲され発光中心を形成する。
- (b). 生成されたカラーセンターおよび発光中心は安定に保存される。
- (c). カラーセンターに捕獲されていた電子は, 特定エネルギーの熱刺激 (TL: ThermoLuminescence) あるいは光刺激 (OSL: Optically Stimulated Luminescence) に

より再び伝導体に遷移し、発光中心と再結合した際に、エネルギー差を光として発する。

F, F⁺センターの TL, OSL 機構はこれまで詳細に研究されており、現在の OSLD (F センターによる OSL を利用) の発展に寄与した [45, 46, 47, 51].

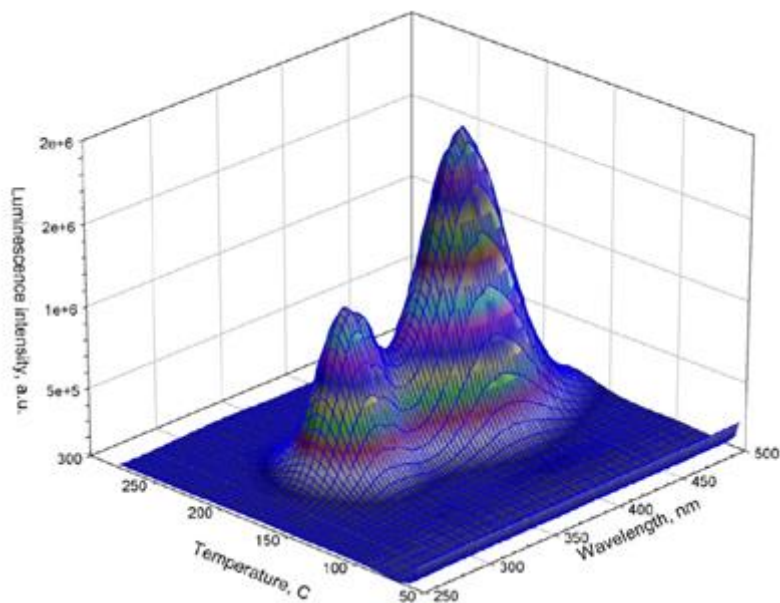


図 2-5. F, F⁺センターの発光スペクトル ([32]より)

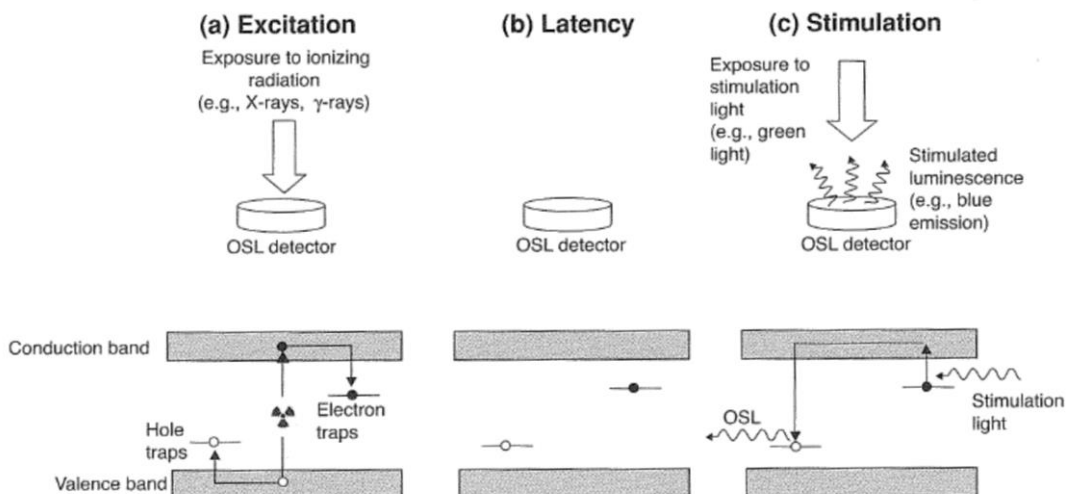


図 2-6. OSL/TL による F, F⁺センターの発光機構 ([52]より)

2.3.3. Al₂O₃:C,Mg 結晶の発光特性

一方, Al₂O₃:C,Mg では Mg²⁺イオンの電荷を補償するため, F, F⁺センターに加えてさらに複雑な F₂タイプの格子欠陥 (2つの酸素空孔による構造体) が作られる [26, 27]: F₂²⁺(2Mg)センターは 435 nm (2.85 eV) の吸光バンドに対し 520 nm, 寿命 9 ns の発光バンドを示す. また F₂⁺(2Mg)センターは, 260 nm (4.77 eV), 335 nm (3.70 eV), 620 nm (2.00 eV) の吸光バンドに対し 750 nm, 寿命 75 ns の発光バンドを示す.

図 2-7 に照射前後の Al₂O₃:C,Mg 結晶の励起発光特性を示す. 照射以前は F₂²⁺(2Mg)センターに強い励起発光が見られるが, 照射後は F₂⁺(2Mg)センターに強い励起発光が見られる. これは, F₂²⁺(2Mg)センターが照射によって生じた電離電子を捕獲することで, F₂⁺(2Mg)センターに遷移したことを示している [53].

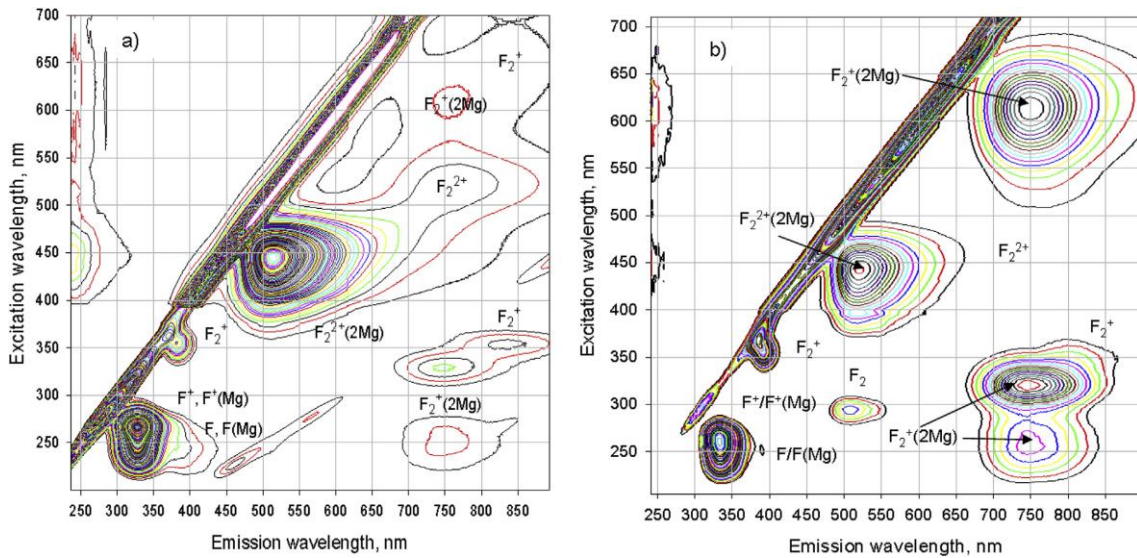


図 2-7. Al₂O₃:C,Mg 結晶の励起発光特性 ([32]より)

- a) 未照射素子の励起発光特性
- b) ⁹⁰Sr/⁹⁰Y-β線 143Gy 照射後の励起発光特性

$F_2^+(2Mg)$ および $F_2^{2+}(2Mg)$ センターの発光機構は、 F , F^+ センターのような再結合による発光機構とは異なり、エネルギーバンド間の励起/脱励起に伴う発光 (RPL: Radio-Photo Luminescence と呼ばれる) である [26]. FNTD では、この $F_2^+(2Mg)$ センターの RPL を利用する。 $F_2^+(2Mg)$ センターの発光 (蛍光) は寿命が短く (75 ns), 高速のレーザーキャンを可能にする [35, 37]. 図 2-8 に $Al_2O_3:C,Mg$ 結晶の蛍光読み出しシステムを示す。

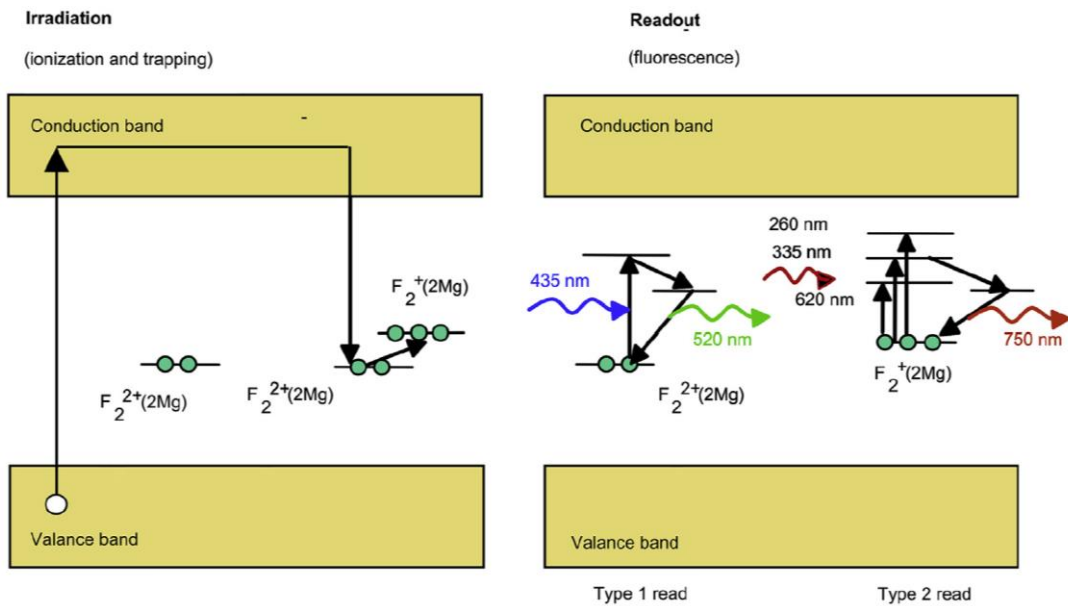


図 2-8. $Al_2O_3:C,Mg$ 結晶の蛍光読み出しシステム ([26]より)

(左) 照射による $Al_2O_3:C,Mg$ 結晶の特性変化

(右) 蛍光の読み出し機構

2.3.4. OS� と RPL の比較

$Al_2O_3:C$ 結晶を含む OS� を用いた放射線検出器の利点として、1. 照射量に依存した発光が得られる、2. バックラウンド発光が小さく、低線量測定 ($\sim 1 \mu Sv$) も可能、3. アニール/ブリーチによる再利用が簡単、などが挙げられる。一方、欠点として、1. 繰り返しの光刺激でカラーセンターに捕獲された電子が減少するため、発光量も減少する、2. 僅かな光にも感度を持つため遮光が必要、などが挙げられる。

一方、 $Al_2O_3:C,Mg$ 結晶 を含む RPL を用いた放射線検出器の利点は、1. OS� と同じく照射量に依存した発光量が得られる、2. 発光が非破壊的で状態変化がないため繰り返し測定が可能、などが挙げられる。欠点として、照射以前の発光 (ノイズ) が大きく、完全に消し去ることは難しい。

2.3.5. 線量計の構成

FNTD は図 2-3 にある $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C},\text{Mg}$ 結晶を切り出して作られる。本研究では、 $4 \times 8 \times 0.5 \text{ mm}^3$ のサイズで、片側の最大面 ($4 \times 8 \text{ mm}^2$) を研磨し、もう片側に ID を彫り込んだものを用いた (図 2-9, [37])。FNTD が照射されると、照射された箇所ではカラーセンターの遷移が生じ、蛍光読出しが可能となる (図 2-8 参照)。そのため FNTD に入射した荷電粒子の飛跡は、共焦点レーザー顕微鏡を用いたスキャンによって画像化し、検出することができる。飛跡の画像化については 2.3.7 項で述べる。

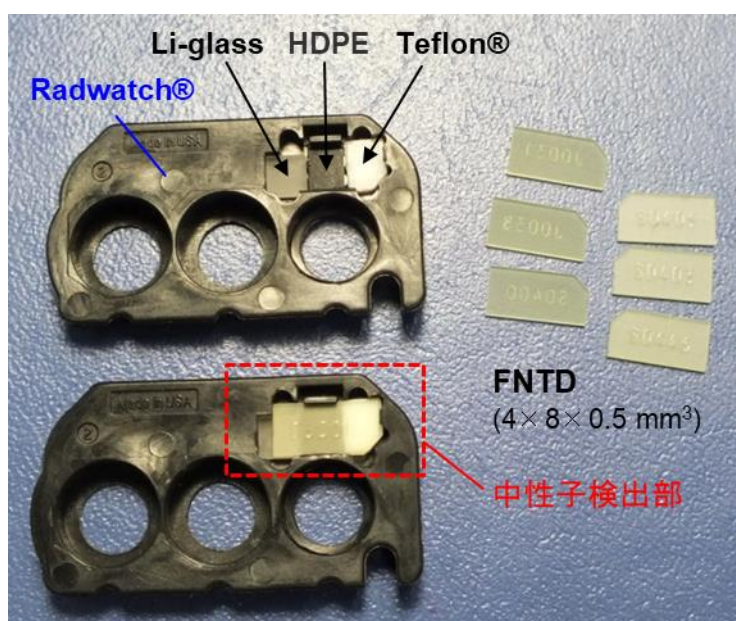


図 2-9. FNTD および FNTD 線量計のセット

2.3.6. 中性子検出

FNTD で中性子を検出する場合、FNTD (Al_2O_3 素材) 自体は中性子と効率よく反応しないため、コンバータを介して核反応によって発生した荷電粒子を検出する必要がある [34, 35]。Landauer 社はアメリカ軍と共同で Radwatch® と呼ばれる線量計セット (FNTD + コンバータ) を開発している [54]。これまで Radwatch® の中性子検出部分 (以下、FNTD 線量計と呼ぶ) について、複数の性能評価が報告されたが、個人線量計としての実用化には至っていない。本研究ではこの中性子検出部について、諸々の実験的研究を行った。

FNTD 線量計は 3 つのコンバータ (HDPE, Li-glass, Teflon®) と FNTD で構成される [37]。HDPE (High Density PolyEthylene) コンバータは高速中性子との (n,p) 反応によって、

反跳陽子を発生させる。Li-glass コンバータは、Li-glass に含まれる ${}^6\text{Li}$ と熱中性子が効率よく反応し (941 barn), α 粒子 (2.05 MeV, 4 μm in FNTD) およびトリトン (2.73 MeV, 24 μm in FNTD) を発生させる。反応式は以下のとおりである:



Teflon®は $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ を成分とする。個人線量計が対象とする熱中性子~10 MeV 中性子のエネルギー領域では、Teflon は中性子とほとんど反応しないため、Teflon 下領域は中性子由来以外の飛跡, 特に光子由来の電子飛跡をバックグラウンド (BG) カウントとして差し引くために用いる。各コンバータでの反応機構を図 2-10 に示す。

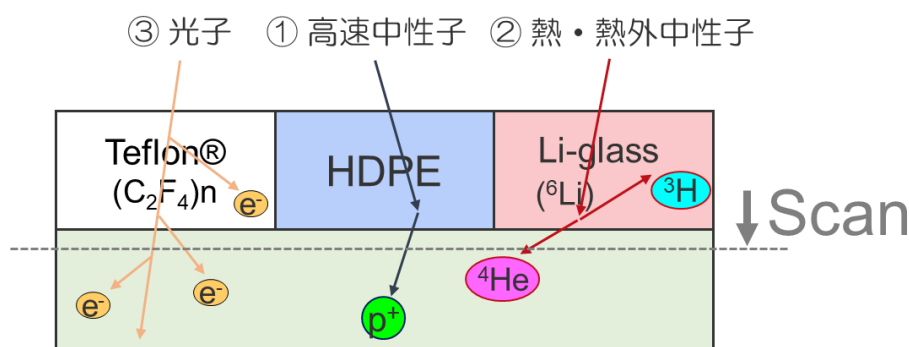


図 2-10. 中性子コンバータと飛跡生成

2.3.7. FNTD リーダーとアニーラー

2.3.3 項で述べた通り, $\text{F}_2^+(2\text{Mg})$ センターの短い発光時間 (75 ns) のため, FNTD 内を通過した荷電粒子飛跡は, 共焦点レーザー顕微鏡システム (CLMS: Confocal Laser Microscopy System) によって読み出すことができる。Landauer 社は CLMS を内蔵した読出し装置, FNTD リーダー (FXR-700N) を開発した (図 2-11, Akselrod et al., 2014a)。現在, 第二世代である FXR-700R がリリースされている [33]。本研究では FXR-700N を用いて実験を行った。

図 2-12 に FNTD リーダーの光学系の概要を示す。励起光: Excitation Laser としての近赤色可視光 (639 nm) は Exiation Pinhole で絞られ, Dichroic Beam Splitter #1 (long pass filter) に反射された後 Collimation Lens によって収差補正される。その後, Galvanometer Scanner Mirror で XY 方向に位置調整され, 2 枚の Telescope Lens (relay lens) を通した後, 対物レンズ: Objective (0.95 NA, 100x, CF Plan, Nikon) によって FNTD のある深さ平

面に結像される。一方、FNTD 内部から放出された近赤外蛍光 (750 nm) は対物レンズで集光され、Dichroic Beam Splitter #1 までは励起光と同じ光路を通過する。Dichroic Beam Splitter #1 を通過した蛍光は Emission Pinhole で絞られた後、Dichroic Beam Splitter #2 (long pass filter) を通過し、avalanche photodiode: APD (C10508, 250 kHz, Hamamatsu Photonics) に検出される。

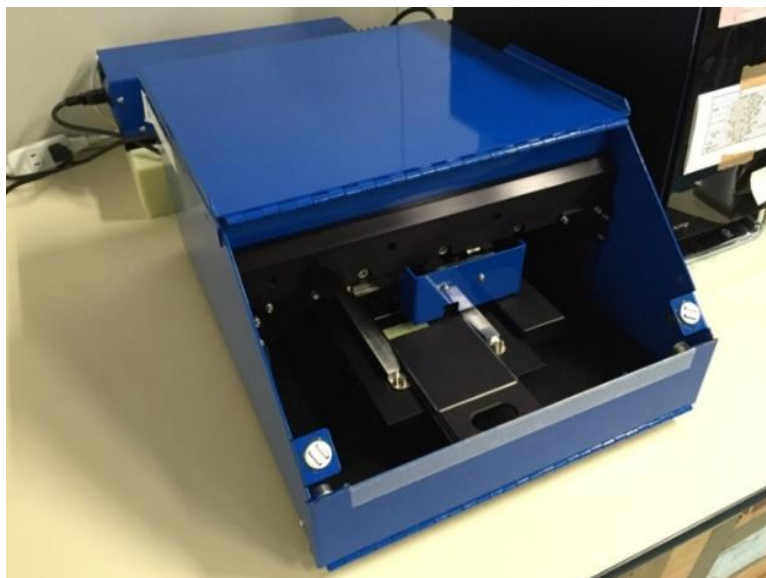


図 2-11. FNTD リーダーの外観 (FXR-700N)

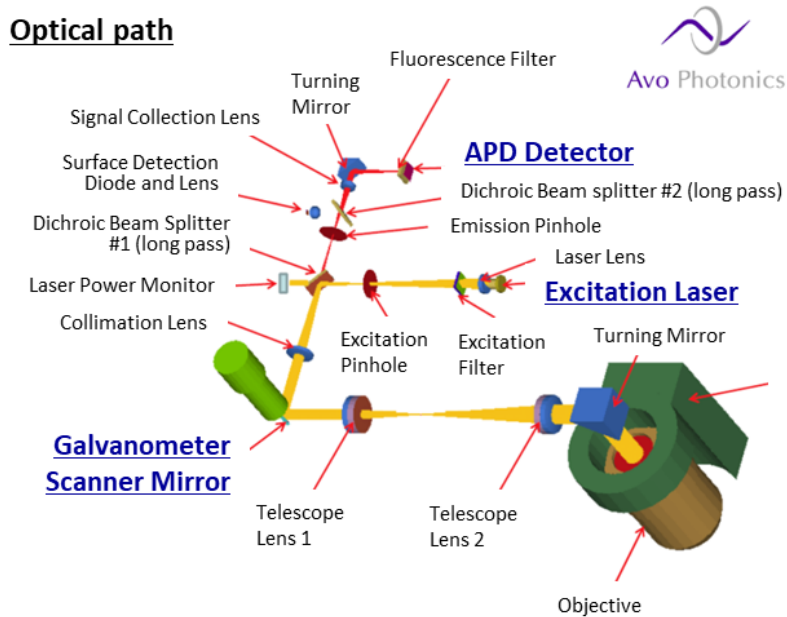


図 2-12. FNTD リーダーの光学系の概略図

2D イメージング ($\sim 2 \text{ min/mm}^2$) は, Galvanometer Scanner Mirror による XY 高速スキャンとトレーによる測定位置の移動の組み合わせで達成される. 画像は APD のデータ収集ボードにある電圧 [mV] の数字列で形成される. 1 画像のサイズは $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ で 505×505 ピクセルから成る [37]. 一例を図 2-13 に示す.

読出し過程の最初には Z 方向へのスキャンにより FNTD の表面位置が $\pm 0.1 \mu\text{m}$ の精度で決定され, その後, 任意の深さ平面においてスキャンされる. 本研究では, 1.0, 2.0 あるいは $3.5 \mu\text{m}$ の測定深さで FNTD をスキャンした.

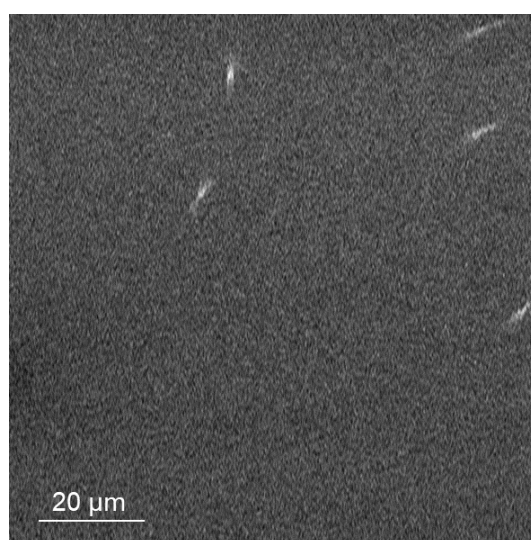


図 2-13. 飛跡の蛍光画像例
(5 MeV 中性子照射に対する反跳陽子, $2 \mu\text{m}$ 深さ)

照射した FNTD では非破壊的な繰り返し読出しが可能だが, 一方で, アニールによる線量情報の消去および再利用も可能である. 方法は 2 つあり, 1 つは 650°C の高温で炙る熱アニール, もう 1 つは UV レーザーによる光ブリーチである. 光ブリーチの機構は, 高強度の UV レーザーが $\text{F}_2^+(2\text{Mg})$ センターからの電子の開放を促し, 励起された電子が F, F^+ センターとの再結合によって消滅する, と考えられている (2-photon absorption). 光ブリーチは熱アニールよりも蛍光ノイズを下げる事が可能である [53]. 本研究では, ランダウア社の FNTD アニラーを用いた (図 2-14). レーザーの照射条件は, $\sim 120 \mu\text{J/pulse}$, 1,000 Hz, $\sim 29 \text{ s/FNTD}$ とした. 照射実験の前日には, すべての FNTD に対し, 2 回以上の光ブリーチを行った.

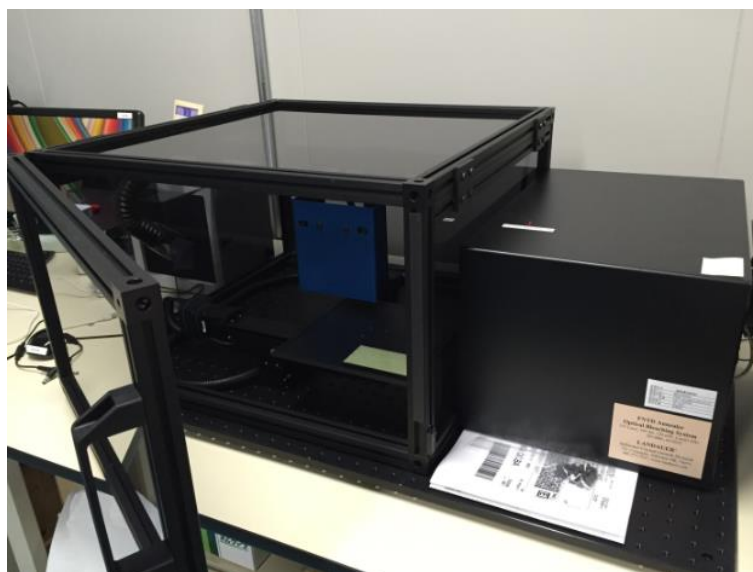


図 2-14. FNTD アニレーターの写真

2.3.8. 中性子線量の評価手法

(a) Track-counting mode

FNTD 中性子線量計の線量測定は、1. FNTD リーダーによる荷電粒子飛跡の画像化、2. リーダー付属の画像解析ソフト (LabVIEW, National Instruments) による線量評価、である (図 1-1 参照)。線量評価には 2 つの測定モードが用意されている。1 つは Track-counting mode で、50 mSv までの低線量中性子の測定に最適な線量評価法である [35, 37]。中性子線量は飛跡密度 [mm^{-2}] との線形関係により、以下の式で計算される:

$$D = (N - B)/S. \quad (2-5)$$

D は評価線量 [mSv], N は測定された飛跡密度 [mm^{-2}], B はバックグラウンド (BG) 飛跡密度 [mm^{-2}], S は校正定数 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$] である。画像解析ソフトによる飛跡検出機構は公開されていない。Track-counting mode の限界は、線量に依存して飛跡密度が増加し、飛跡同士が重なることで飛跡が正確に認識されず、線量直線性が崩れることで生じる。飛跡密度の線量直線性は 0.1 mSv~300 mSv と報告されており [32], これが Track-counting mode の適応線量とされる。

(b) PSI mode

2つ目の線量評価法は analog mode あるいは PSI (Power Spectral Integral) mode と呼ばれる [55-58]. PSI は NPS (Noise Power Spectrum), WS (Wiener Spectrum) と呼ばれ, 周期性を持たないランダムな画像ノイズの評価に用いられる [59]. PSI は以下の手順で求められる. まず, 飛跡の蛍光画像を式(2-6) に示す 2次元離散フーリエ変換 (DFT: discrete Fourier transform) によって空間周波数領域に変換する,

$$F(k, l) = \frac{1}{N^2} \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} f(m, n) e^{-\frac{2\pi i}{N}(km+ln)}. \quad (2-6)$$

続いて式(2-7) に示す通り, 画像のフーリエ変換の2乗和で定義される PSI 値を求める,

$$P = \int_{k_0}^k \int_{l_0}^l |F(k, l)|^2 dkdl. \quad (2-7)$$

PSI 値 (P) は各周波数帯のノイズ量を積算した総ノイズ量の指標として用いることができる.

PSI 値は, 高線量の中性子や γ 線を照射した FNTD では, 線量直線性を示すことがわかっており [55], 最近では素子ごとの格子欠陥密度の補正も含め, 一連の変換式で線量に変換することができる [56]. PSI mode を用いるには, 比較的大きな蛍光強度の変動が必要なため, 低線量測定には適していない. しかし, 高線量の中性子あるいは γ 線の測定およびそれらの判別に効力を発揮する. 適応線量はおおよそ 10 mGy~30 Gy とされ, 特に 50 mGy 以上の線量測定での使用が推奨されている. したがって, 個人線量計領域には適しておらず, 本研究の解析はすべて Track-counting mode で行った.

2.3.9. 低線量中性子の測定

中性子個人線量計は主に放射線業務従事者の被ばくスクリーニングに用いるため, 低線量での測定精度が求められる. ISO 21909-1:2015 において, 中性子個人線量計の保証すべき線量範囲は, 0.1~ \geq 1 mSv (変動係数と直線性の試験) と比較的低線量に設定されている. したがって, FNTD 線量計を中性子個人線量計として用いるには, 低線量測定に適した Track-counting mode の使用が推奨される.

Track-counting mode を用いた FNTD 線量計システムの測定精度評価はこれまで複数件報告されている [37, 47]. 特に国際規格に基づいた実験として, Aksolrod らは ISO 21909-1:2015 に従った線量直線性試験を (当時は draft 版), また ANSI/HPS N13.11-2009 に従った低線量限界 (LLD: Low Limit of Detection) の算出を行っている [37].

ISO 21909-1:2015 [15] における線量直線性試験では、以下の条件式を満たすことが求められている:

$$C_{k,j} = \frac{S_{k,j}}{H_{k,j}} \leq r, \quad (2-8)$$

$$1 - r_{min} \leq \left[\left(\frac{R_{k,j}}{R_k} \right) \pm U_{k,j} \right] \leq 1 + r_{max}. \quad (2-9)$$

- k : ある照射条件
... ^{252}Cf あるいは $^{241}\text{Am-Be}$ の高速中性子 (0° 照射) および熱中性子 (0° 照射)
- j : 照射されたある線量計グループ (最大 12 個まで)
- $H_{k,j}^0$: 1 次あるいは 2 次標準場において、 k,j の条件下で照射された報告線量
- $H_{k,j}$: k,j の条件下における測定平均値
- $S_{k,j}$: k,j の条件下における測定値の標準偏差
- $C_{k,j}$: k,j の条件下における測定値の変動係数
- $R_{k,j}$: $\frac{H_{k,j}}{H_{k,j}^0}$ で定義される応答値
- R_k : グループ j における応答値 $R_{k,j}$ の平均値
- $U_{k,j}$: R_k に付随する測定の不確かさ
- r : 変動係数 $C_{k,j}$ の制限値は、0.2 mSv に対して 30%, 0.1 mSv に対して 40%
- r_{min}, r_{max} : 応答値 $R_{k,j}$ の制限値であり、 ≤ 0.1 mSv では、 $r_{min} = -0.3$; $r_{max} = +0.35$

式(2-8), (2-9) の要求事項を簡潔に言い換えると、0.1 mSv の照射では、(1) 測定値の変動係数 $\leq 40\%$, (2) 測定 \pm 誤差が真値の 0.7~1.35 倍の値に収まる、となる。

また、ANSI/HPS N13.11 [60] による LLD の定義式は以下のとおりである:

$$LLD = \frac{2[t_{p,n-1}\sigma_0 + (t_{p,n-1}\sigma_1/H_1)^2H'_0]}{1 - (t_{p,n-1}\sigma_1/H_1)^2}. \quad (2-10)$$

- $t_{p,n-1}$: 自由度 $n-1$, p 値 = 0.05 としたときのスチューデント t 値
- σ_0 : 未照射線量計での測定値の標準偏差
- σ_1 : 照射済み線量計での測定値の標準偏差
- H'_0 : 未照射線量計での測定平均値
- H_1 : 照射済み線量計での測定平均値

Akselrod らの報告では、FNTD 線量計の評価線量は 0.2~30 mSv の $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子に対して良好な直線関係を示している。しかし、0.2 mSv での測定値の CV (線量計 10 個) は 40%を超えており、これは ISO 21909-1:2015 [15] の要求事項 (式(2-8)) を満たしていない。また測定面積を拡大し、カウント値を増加させることで、統計誤差を減少させる方法を提案しているが、実際に改善した測定データは存在しない。さらに ANSI/HPS N13.11 [60] に従った LLD 評価値 (式(2-10)) は 0.05 mSv と計算されているが、このような低線量での実測データは報告がない。以上のことを踏まえ、LLD を推定値ではなく実測値から求めること、また測定精度の改善方法を提案し、実装することが求められている。

第3章 照射手法および解析手法の開発

3.1. 素子の選定

本研究では、FNTD リーダーのスキャンによって得られた蛍光画像に対し、2種類の解析を行っている: 1つは画像解析ソフトによる飛跡数 (密度) の算出, もう1つは、自動解析以前の蛍光画像上で得られるピクセル単位の蛍光量: 蛍光強度 (FI : Fluorescence intensity [mV]) である。

これまでの報告で、FNTD 測定系 (FNTD リーダーおよび画像解析ソフト) によって算出される飛跡数密度は FNTD 素子の格子欠陥密度に依存しないことが示されており [61], 飛跡密度取得の目的では、ブリーチ済みの FNTD を無作為に選択して、実験することができる考えた。一方で、蛍光強度は格子欠陥密度に依存して増加し [30], さらにその初期値によって強度が変動することが分かっていた。

本研究では、照射実験前の FNTD をすべてブリーチし、着目領域 (各3種類のコンバータ下領域, $\sim 3.36 \text{ mm}^2$) をリーダーでスキャンすることで、各種の初期値を得た。

1つ目の値は“coloration 値”であり、各コンバータ領域下全体に対し、リーダーの Surface Detection Diode (図 2-12) が検出した 435/520 nm の励起発光による発光量を指す。coloration は $F_2^{2+}(2Mg)$ センターの密度に依存すると考えられ、照射後どれだけ効率よく自由電子を捕獲して発光中心である $F_2^+(2Mg)$ センターに遷移できるか、発光効率の大きな指標として与えられる。

2つ目の値は、解析対象である蛍光画像そのもの (蛍光強度: FI のデータ列) である。蛍光強度は各コンバータ領域下において、リーダーが 620/750 nm の励起発光過程で受け取った微小領域 ($0.2 \times 0.2 \mu\text{m}^2$) 当たりの発光量 (蛍光量) を指し、 $F_2^+(2Mg)$ センターの密度に依存した値を示す。蛍光画像は、 0.01 mm^2 (505×505 ピクセル) のサイズが1画像としてまとめて出力され、スキャンサイズに応じた画像枚数が得られる (2.3.7 項参照)。以降では便宜上、以下の表記を用いる:

FI_{sq}	: 1 ピクセルあたりの蛍光強度を
$\overline{FI_{sq}}$: 1 画像 (505×505 ピクセル) あたりの FI_{sq} の平均値
σ_{sq}	: FI_{sq} の標準偏差
$\overline{FI_{sq}(\text{total})}$: スキャン領域内で取得した全画像における $\overline{FI_{sq}}$ の平均値
$\sigma_{sq(\text{total})}$: $\overline{FI_{sq}}$ の標準偏差

第3章 照射手法および解析手法の開発

本研究で実験に使用した FNTD 素子は以下の条件を満たすものに限定した.

<飛跡密度比較用>

- ・ 過去に照射歴のない素子
- ・ ブリーチ済みの素子

<蛍光強度比較用>

- ・ 過去に照射歴のない素子
- ・ ブリーチ済みの素子
- ・ 初期 $FI: \overline{FI_{sq}(\text{total})} = 55 \pm 5.0$ [mV], $\sigma_{sq(\text{total})}/\overline{FI_{sq}(\text{total})} \leq 2.5\%$
- ・ 初期 coloration 値: 80-90

3.2. 照射実験

3.2.1. 概要

FNTD 線量計システムによる中性子線量測定では、コンバータで発生した荷電粒子飛跡を蛍光画像上で検出し、カウントする。したがって、蛍光画像の変化は飛跡読み取り効率 (実際の飛跡数に対する測定系の出力カウント)、および γ 線による飛跡読み落としに影響する。これまでの中性子線量測定に関する報告は、単一の線質において、既知の照射量に対して測定された単位面積当たりの飛跡カウント (飛跡密度) にとどまっている。したがって、照射条件 (エネルギー、線質、角度、および線量) が変わった場合に FNTD 線量計が使えるかどうかは不明であった。FNTD 線量計の適応範囲を明らかにするには、出力飛跡密度から蛍光画像と飛跡読み取りの原理まで立ち戻り、荷電粒子の性質による蛍光画像の違い、および飛跡読み取り効率の違いについて調べる必要がある。さらに中性子照射に応じてコンバータ下領域で得られる荷電粒子の分布 (エネルギーおよび角度) を調べ、先の荷電粒子の性質と飛跡読み取り効率の関係と組み合わせることで、中性子由来飛跡の読み取り効率を算出できることが望ましい。

中性子照射に応じてコンバータ下領域で得られる荷電粒子 (陽子、 α 粒子、およびトリトン) について、飛跡の蛍光画像の特性および飛跡読み取り効率の違いを論じた文献は少ない。理由として、中性子照射で生じる二次荷電粒子はエネルギーおよび角度が一様に決まらないこと、また個人線量計で考慮すべき中性子エネルギー (熱中性子~10 MeV) に対して得られる荷電粒子は、これまで注目されてきた高エネルギー荷電粒子に比べてエネルギーが低いことが挙げられる。

本研究では、照射フルエンス、エネルギー、あるいは角度を調整した α 粒子および陽子を直接 FNTD に撃ち込み、飛跡の蛍光画像の特性、飛跡読み取り効率の違い、および γ 線影響の違いについて明らかにした。またエネルギーの異なる中性子照射を行い、得られた飛跡の蛍光画像から、飛跡の分布と読み取り効率の関係を調べた。照射および解析を行った粒子種は下記のとおりである。

- 3.2.2. ^{241}Am - α 粒子 (0° 照射)
- 3.2.3. ^{241}Am - α 粒子 (角度照射)
- 3.2.4. ^{241}Am - α 粒子 (複数エネルギーでの照射)
- 3.2.5. 2 MeV 陽子 (0° , 角度照射)
- 3.2.6. ^{137}Cs - γ 線
- 3.2.7. ^{241}Am -Be 中性子
- 3.2.8. 単色中性子 (5.0 MeV および 1.2 MeV)
- 3.2.9. いばらき中性子医療研究センター (iBNCT)

3.2.2. ^{241}Am - α 粒子 (0° 照射)

α 粒子線源として ^{241}Am の非密封蒸着線源を用いた。 ^{241}Am は半減期 432.2 年で α 崩壊し ^{237}Np (半減期: 214.4 万年) になる。放出される α 粒子の代表的なエネルギーは、5486 keV (85.2%)、5443 keV (12.8%)、および 5388 keV (1.4%) であり、平均値は 5.48 MeV である (Table of isotopes 8th edition [62])。図 3-1(a) に、照射に用いた校正済み ^{241}Am 線源の写真を示す。 ^{241}Am 放射性同位元素は円盤形状のステンレススチール (25 mm Φ , 厚み 0.5 mm) の中心, 7 mm Φ の円内に蒸着され, その強度は 5.34 kBq \pm 5%であった。

図 3-1(c), (d) に α 粒子照射 (0° 照射) の体系を示す。SUS 素材で組み立てた真空チャンバーに、照射開始/停止調整用のゲートバルブ、真空度確認のための真空ゲージおよび真空リーク用の栓、を取り付けた。またチャンバー下部には真空を引くためにスクロールポンプを取り付けた。水平に延長した真空管の片側には ^{241}Am 線源を装着し (図 3-1(a)), 反対側には FNTD を貼り付けた (図 3-1(b))。FNTD の貼り付け領域は、照射角度の揺らぎをできるだけ小さくするため、フランジ中心に隙間なく並べた。

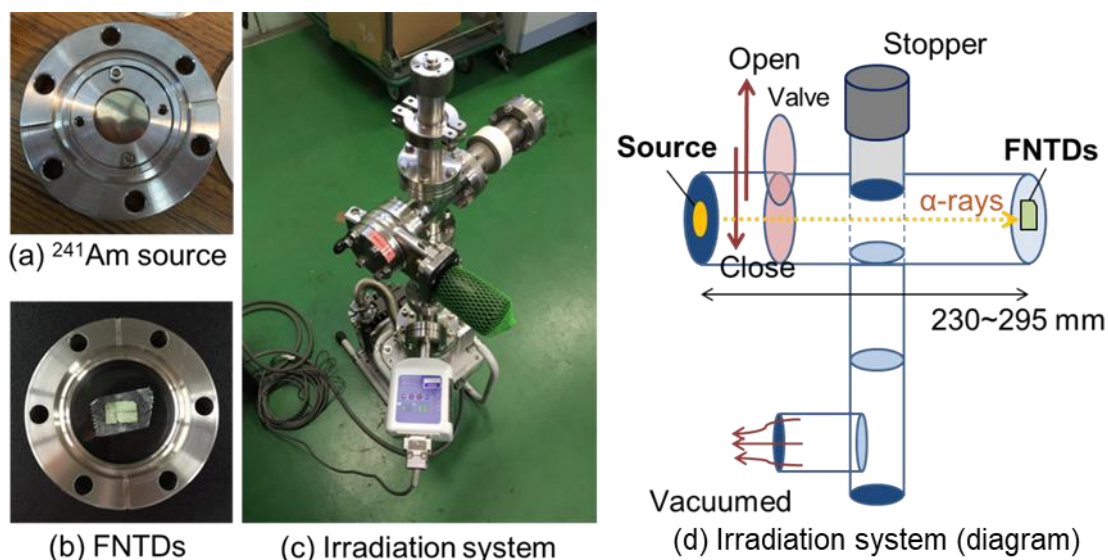


図 3-1. ^{241}Am - α 粒子照射 (0°) 体系
 (a) 非密封の ^{241}Am 蒸着線源, (b) FNTD の設置,
 (c) 照射体系の写真, (d) 照射体系の概略図

照射のステップは以下のとおりである:

1. 真空チャンバーを閉じ、スクロールポンプで真空を引く
2. 真空度が $2.0 \times 10^1 \text{Pa}$ を下回ったところでゲートバルブを開けて照射を開始する
3. 目的の照射量を達成したと同時にゲートバルブを閉める
4. 真空度が十分下がったところで栓を開け、真空をリークする

FNTD 表面位置での照射フルエンス (Φ) は以下の計算式で求めた:

$$\Phi = \frac{I}{4\pi r^2} \times S. \quad (3-1)$$

Φ [mm ⁻²]	: 照射フルエンス
I [Bq]	: 線源強度 (5.34×10^3 [s ⁻¹])
r [mm]	: 照射距離
S [s]	: 照射時間

式(3-1) で照射フルエンスを調整し ($\Phi = \sim 500$ [mm⁻²]), FNTD に照射した. 照射した FNTD は測定系でスキャンし, 飛跡密度と飛跡の蛍光画像を得た

3.2.3. ²⁴¹Am- α 粒子 (角度照射: 30, 45, および 60°)

図 3-2 に α 粒子の角度照射 (30, 45, および 60°) の体系を示す. 角度照射実現のために 2 種類のアルミニウムブロックを用意した: 30, 60°照射用ブロック (ブロック A) と 45°照射用ブロック (ブロック B) で, 共に三角柱の形状を持つ. ブロック A の底面は 30, 60, および 90°の直角三角形, 各辺の長さは 20, 35, および 40 mm で, ブロックの厚みは 20 mm である. 一方, ブロック B の底面は 45, 45, および 90°の直角二等辺三角形, 各辺の長さは 20, 20, および 28 mm で, ブロックの厚みは 20 mm である. 照射にあたっては, FNTD をブロックの最大面に水平 1 列あるいは 2 列に貼り付けた. 貼り付け位置は底面から 10 mm 高さとした. FNTD を張り付けたブロックをフランジ内面に接着し, 照射軸の中心が FNTD 領域の中心と一致するように, ブロックの位置を合わせた. 照射の手順は 3.2.2 項の通りである.

角度照射 (30, 45, および 60°) において, 0°照射と同等の飛跡密度を得るには, 測定面あたりの粒子フルエンスを同等にする必要がある. 照射角度 θ が大きくなるにつれ, 測定面に入射する粒子フルエンスは $1/\cos\theta$ になるため, これを補正するべく, 0°照射に対し照射時間を $1/\cos\theta$ 倍長くすることで, 照射フルエンスを揃えた (~ 500 [mm⁻²]). 照射フルエンスの計算手法は式(3-1) と同様である. 照射した FNTD は測定系で解析し, 飛跡密度と飛跡の蛍光画像を得た.

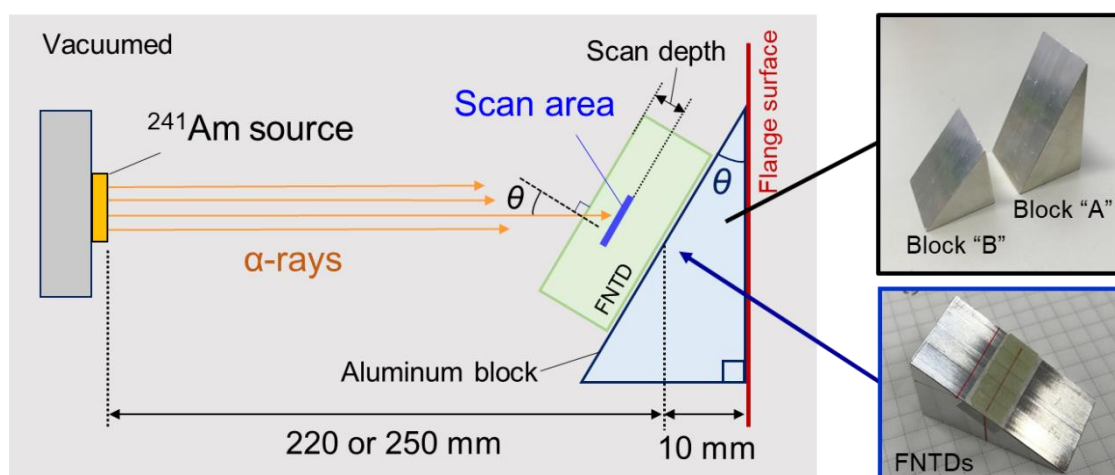


図 3-2. Am- α 粒子照射 (角度照射) 体系

3.2.4 Am- α 粒子 (複数エネルギーでの照射)

3.2.4.1 LET 範囲の拡大

FNTD線量計では、低速中性子の検出にLi-glassコンバータを用いる(2.3.6項参照)。 ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ 反応で放出されたトリトンおよび α 粒子のエネルギーは、入射中性子エネルギーを無視できる場合には、 $E_{\alpha} = 2.05 \text{ MeV}$ および $E_{3\text{H}} = 2.73 \text{ MeV}$ と計算される。これらの粒子は、発生点からFNTDに入射するまでに、まずコンバータ内でエネルギーを損失し、さらにFNTD内でエネルギーを損失する。このことは、発生時点より低いエネルギー(高いLET)の粒子を観測することを意味する。過去の文献によると、飛跡の蛍光強度はLETに依存して上昇するが[31, 32]、粒子LETと飛跡読み取り効率の関係については言及されていない。またこのデータは様々な粒子種が混同されている上、個人線量計領域で検出すべきLET範囲(トリトンおよび α 粒子に限ると、およそ80~600 [keV/ μm] in FNTD)におけるデータ点に乏しく、測定条件も本研究とは異なるため、改めて粒子LETと飛跡の蛍光画像の違いについて解析する必要がある。

本研究では、 ${}^{241}\text{Am}$ - α 粒子のエネルギーをAl箔で損失させ、5.48 MeV以下の複数エネルギーで照射することにより、広いLET範囲(284~581 [keV/ μm])での飛跡読み取り効率の違いおよび画像変化の解析を実現した。

3.2.4.2 LET α の算出方法

図 3-3 に照射実験の概要図を示す。 ^{241}Am - α 線源に 3 μm 厚の Al 箔を複数枚 (0~7 枚) 重ね、 α 粒子のエネルギーを損失させ、複数のエネルギー (LET) 条件で FNTD に照射した。照射にあたっては、Al 厚と測定深さ平面で検出される α 粒子の LET: LET α の関係を明らかにし、照射条件を決定した。

FNTD リーダーで観測される α 粒子飛跡は、FNTD 表面に入射した後、FNTD 内を透過し、測定面に到達あるいは通過したものである。したがって LET α は、①アルミ箔によるエネルギー損失、②FNTD 内でのエネルギー損失、③測定平面に到達した α 粒子エネルギーの LET α への変換、の 3 ステップで計算する必要がある (図 3-4)。Al 箔透過後の α 粒子エネルギーは単一には決まらないため、シリコン表面障壁型半導体検出器 (SSBD: Silicon Surface Barrier Detector) を用いて Al 箔透過後の α 粒子のエネルギースペクトルを取得し (①の測定)、取得したスペクトルのエネルギー bin ごとに②③の計算手法で LET α を求め、得られた LET α の平均値: $\overline{\text{LET}\alpha}$ を算出した。

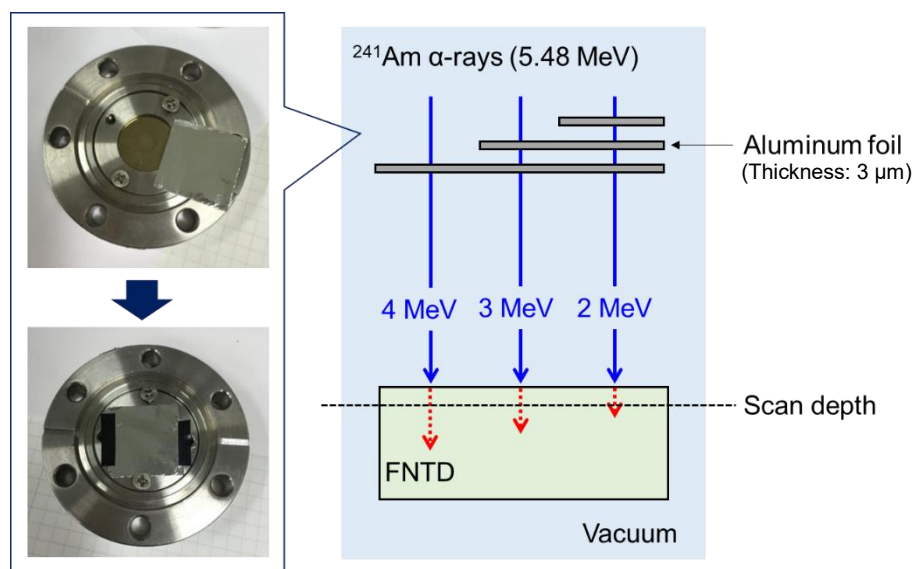


図 3-3. Al 箔によりエネルギー損失させた ^{241}Am - α 粒子の照射実験の概略図

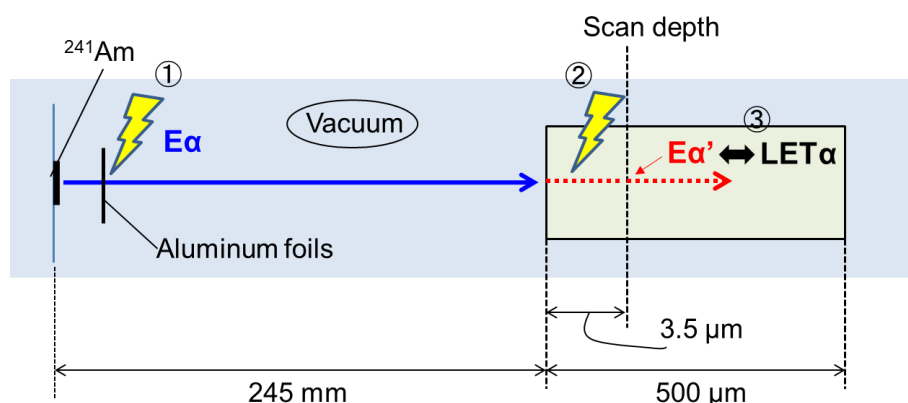


図 3-4. FNTD 測定平面に到達するまでの α 粒子のエネルギー損失過程

3.2.4.3. エネルギースペクトルの実測

Al 箔を透過した ^{241}Am - α 粒子のエネルギースペクトルを SSBD (ORTEC F-023-300-60, SEIKO EG&G) を用いて取得した。測定系を図 3-5 に示す。

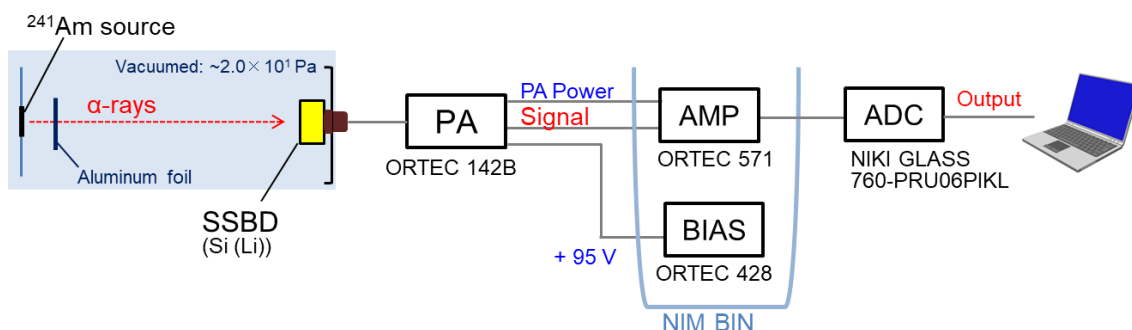


図 3-5. SSBD による α 粒子のエネルギースペクトル測定

まずアルミ箔なしで ^{241}Am - α 粒子のエネルギースペクトルを測定した。チャンネル数 8000 に対し 6352 にピーク値が得られたため、このチャンネルを ^{241}Am - α 粒子の最大ピーク 5485.6 keV とし、チャンネル幅を 0.864 keV/channel として校正した。次にアルミ箔 (3 μm 厚, 純度 99+% (株) ニラコ) を $20 \times 20 \text{ mm}^2$ に切り出し、線源上に被せ (図 3-3), エネルギースペクトルを取得した。さらに、切り出したアルミ箔を複数枚重ねて厚みを増やし、同様にエネルギースペクトルを取得した。結果を図 3-6 に示す。縦軸は count [s]を示す。

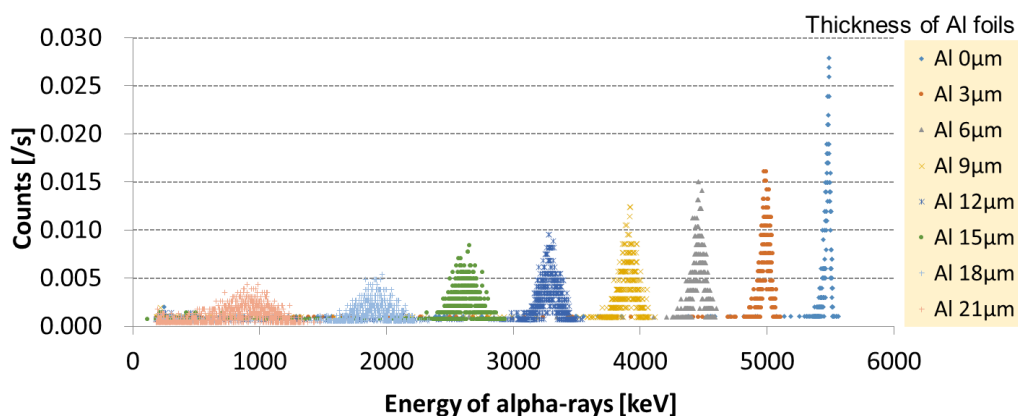


図 3-6. 各 Al 厚で得られた α 粒子のエネルギースペクトル

各アルミ厚で実測されたエネルギースペクトルの平均値±標準偏差を，SRIM-2013 [63] による平均エネルギーに対するエネルギー損失の計算値と比較した (図 3-7). 実験値は計算値とよく一致した. Al 厚が厚いほど実測値が計算値より低い値を示す理由として，Al 箔を複数枚重ねることで“たわみ”が生じ， α 粒子が Al 内を想定よりも長い距離通過するため，エネルギー損失が激しく，ノイズと信号との区別が難しくなるためだと考えられた. また Al 厚が厚いほど実測値のバラつきが大きくなる理由として，エネルギー付与のバラつきが大きくなるため，あるいは，Al 箔の持つ厚みのバラつきが複数枚重ねることでより大きくなるためと考えられた.

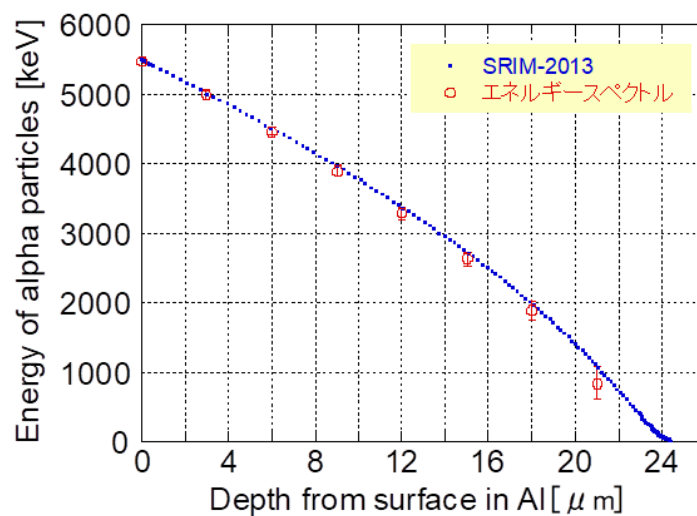


図 3-7. Al 厚に対する α 粒子 (5.48 MeV) のエネルギー損失曲線

3.2.4.4. LET α の算出

あるエネルギーの α 粒子がFNTDに入射し、測定平面(3.5 μm)に到達するまでエネルギー損失が生じた場合に得られるLET α を算出した。 α 粒子のエネルギーからLET α への変換は、SRIM-2013による計算値を用いた。例えば5.48 MeVの α 粒子がFNTDに入射した場合、図3-8の3.5 μm 位置における α 粒子エネルギー: 4.58 MeVに対応するLET α : 272 keV/ μm が求めるべき値である。

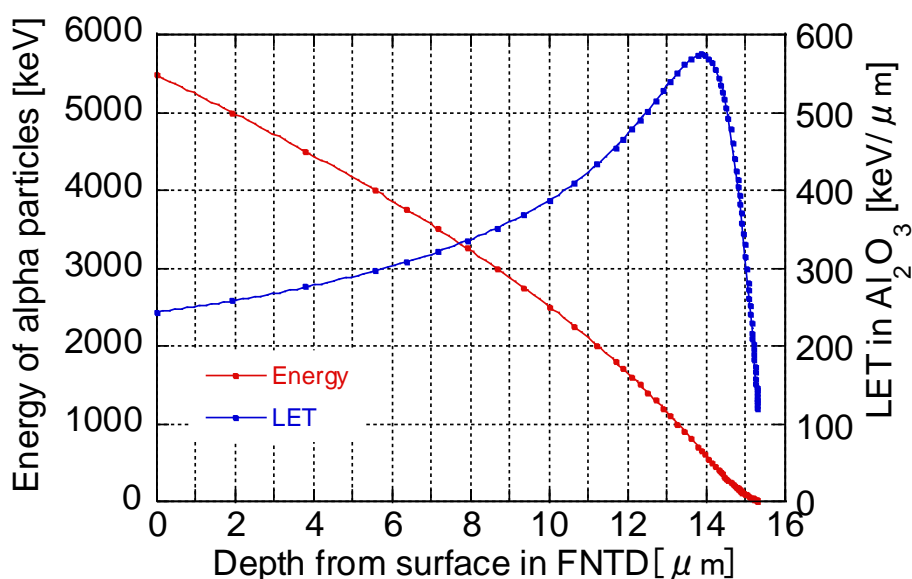


図3-8. FNTD内での α 粒子(5.48 MeV)のエネルギー損失とLET α の関係

3.2.4.5. $\overline{\text{LET}}\alpha$ の算出

エネルギースペクトル(図3-6)の各ビンに対してLET α を計算し、それらを各binのカウント頻度で重みづけして平均化し、 $\overline{\text{LET}}\alpha$ を算出した。結果を表3-1に示す。表3-1から、できるだけ等間隔なLET α に対しデータ点を得るには、使用するアルミ厚を0, 9, 12, および15 μm するのが好ましいと判断した。また、このデータからLET α =284~581 [keV/ μm]での蛍光強度の比較が可能であると評価した。

3.2.4.6. 照射

アルミ箔0, 9, 12, および15 μm でエネルギー損失させた α 粒子をFNTDに照射した。照射したFNTDを測定系で解析し、飛跡密度と蛍光画像を得た。

表 3-1. Al 厚と FNTD の測定平面で得られる α 粒子の平均 LET

Thickness of aluminum foil [μm]	Average energy of alpha particles penetrating through aluminum foils [keV]	Average LET at a scan depth (3.5 μm) [keV/ μm]
0	5472	284
3	4985	303
6	4459	332
9	3899	379
12	3276	447
15	2620	581
18	1894	423
21	841	測定不可

3.2.5 2 MeV 陽子照射 (0, 30, 45, 60°)

3.2.5.1. 4 MV ペレトロン加速器

FNTD への陽子照射は、産業技術総合研究所 (以下、産総研) にて行った。実験に用いた 4 MV ペレトロン加速器 (National Electrostatics Corp.) では、バンデグラフ型静電加速器の一種である。これは金属ペレットをナイロンでつなぎ合わせたチェーンに電荷を乗せ、電極に運ぶことで高電圧を得ている。ペレットチェーンを用いることでタンク内のダスト発生を最小限に抑え、高電圧を安定的に作るができる。イオン源には、デュオプラズマトロンイオン源を用いている。イオン源および加速管は SF₆ 絶縁ガスで満たしたタンク内で稼働する。最大加速電圧は 4 MV、最小加速電圧は 1 MV、最大ビーム電流は 100 μA である。加速可能な粒子は陽子、重陽子、およびヘリウムの 3 種類となっている。本研究では陽子を電圧 2 MV で加速し、FNTD に照射した。

3.2.5.2. 照射体系

照射体系の概要図を図 3-9 に示す。照射における最大の課題は、中性子個人線量測定で検出対象となる低密度 (~1,000 [mm²]) の陽子飛跡をどのように得るかという点であった。そこで本研究では、ペレトロン加速器自体のビーム調整に加え、ビーム下流での照射フルエンスの調整手法を開発し、低フルエンス照射場を実現した。図 3-9 に示す通り、まず、ペレトロン室において、1. イオン源および 2. 四重極電磁石 × 2 によりビーム量を調整する。続いてイオン照射室において、3. ビームライン中の絞り ①および②によってビームサイズを調整し、4. 回転チャンバー内に設置した照射ジグにより、ビーム軸に対し FNTD をある一定速度で通過させることで、照射フルエンスを調整した。最下流にはビーム量のモニタリングのためにプラスチックシンチレータ (PS: Plastic Scintillator, NE102A: Φ25.4 × 5 mm³ thickness, OKEN) および光電子増倍管 (PMT: PhotoMultiPlayer, H6533, Hamamatsu Photonics K.K.) を設置した。

3.2.5.3. ビームサイズ調整

図 3-9 および 3-10 に示す通り、絞り①: 10 × 10 cm² を基準位置にすると、1800 mm 下流に絞り②: 7 × 7 cm²、2060 mm 下流に FNTD 通過位置、2260 mm 下流に PS 表面、という位置関係になる。絞り①から絞り②以降が十分離れていることから、距離比 = ビームサイズ比が成り立つと仮定すると、1800 : 2060 : 2260 = 7 : 8 : 9 から、FNTD 通過位置でのビームサイズが約 8 × 8 mm²、PS 表面での約 9 × 9 mm² と計算される。絞りを通過できなかった粒子 (掃けた粒子) は、絞り自体、あるいは周辺の構造物に遮蔽される。FNTD: 4 × 8 × 0.5 mm³ は横並びにしてビーム内を通過させる。PS はビームサイズに対して十分大きいため、最下流に到達したビームはすべて PS に入射する。

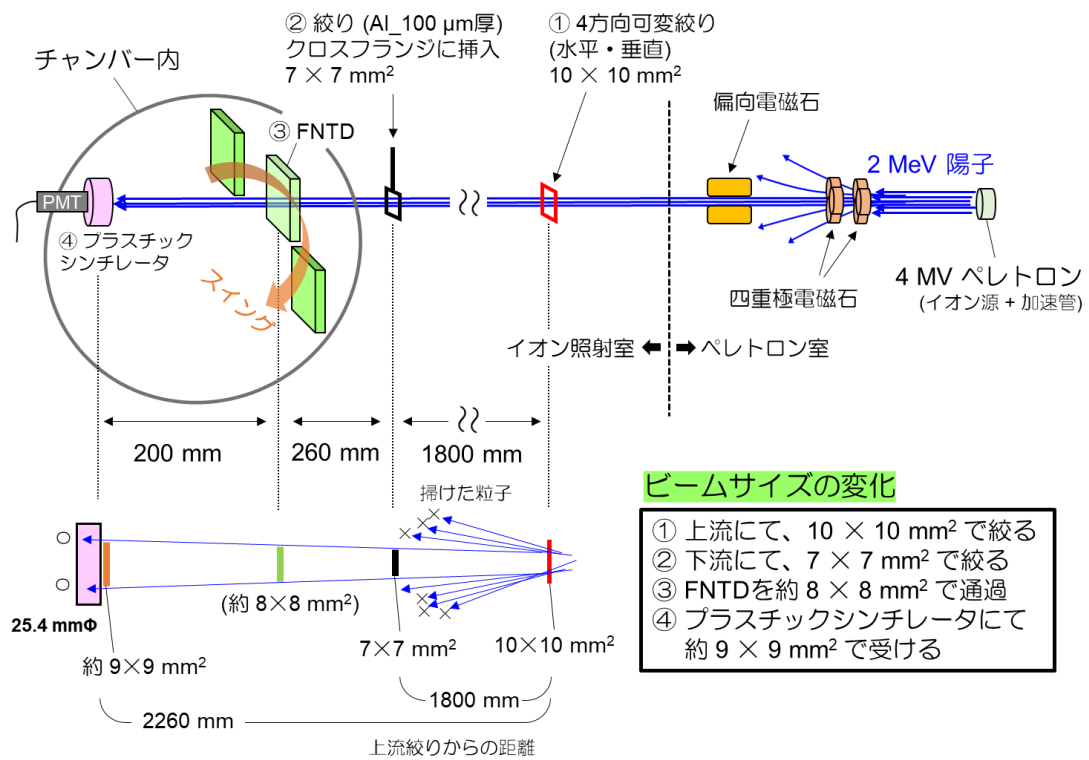


図 3-9. ペレトロン加速器を用いた陽子照射の概念図

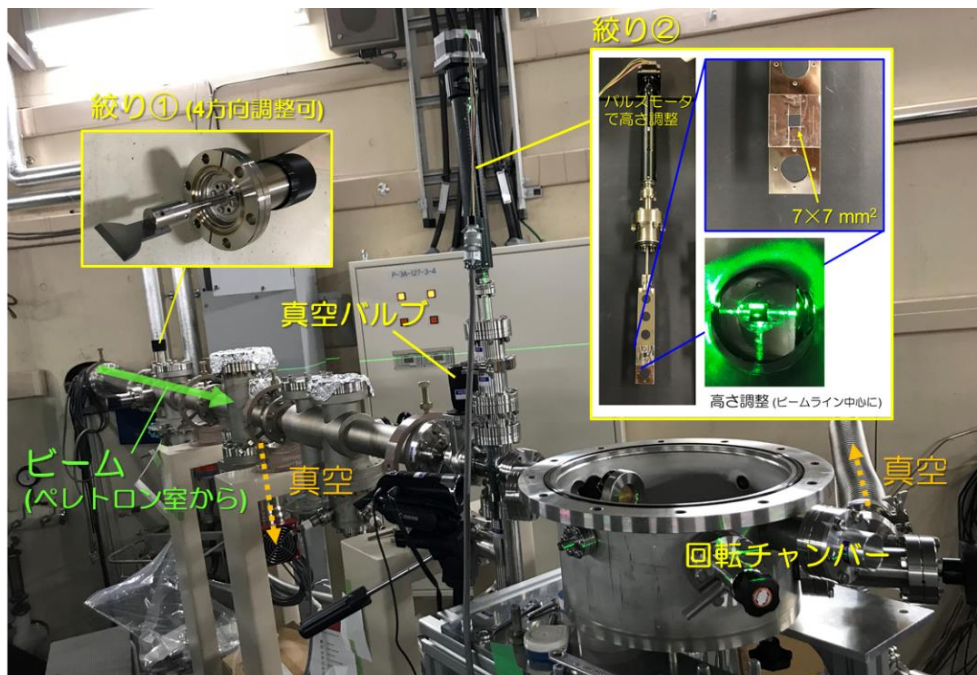


図 3-10. ビームライン下流 (イオン照射室) での実験体系の写真

3.2.5.4. 照射フルエンスの調整

チャンバー内の回転ジグは、ギヤードステッピングモーター (減速比: 10, 基本ステップ角度: 0.072°, PK545BW-P10, Oriental motor) に回転導入機 (磁気結合型, 954-7605, Canon ANELVA Corporation) およびテーブル (165 mmΦ) を組み合わせたユニットで、操作用のコントローラーが付いている。テーブル端の2箇所には照射用ジグが差し込まれており、この片方に FNTD を張り付けて照射した。本実験では、テーブルの回転速度を $10 \text{ pps} \times 0.072^\circ \text{ pp} = 0.72^\circ/\text{s}$ で動作させたため、ジグがビームを横切る速度は 0.96 s/mm であった。

照射は図 3-11 に示した通り、ジグに直接 FNTD を張り付けた 0° 照射, 3.2.3 項のアルミブロックを用いた角度照射 ($30, 45, 60^\circ$) を行った。FNTD: $4 \times 8 \times 0.5 \text{ mm}^3$ は横に並べ (3 枚ずつ), ビームサイズ: 約 $8 \times 8 \text{ mm}^2$ に FNTD の上下が収まるようにビーム中心と FNTD の設置高さを合わせた。

FNTD 照射時, つまりジグがビームを横切っている瞬間に PS が示すビームカウントを $C [\text{s}^{-1}]$ とすると, FNTD に照射されたビームのフルエンス $\Phi [\text{mm}^{-2}]$ は以下の式で推定できる:

$$\Phi [\text{mm}^{-2}] = F [\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1}] \times (8 [\text{mm}] \times 0.96 [\text{s mm}^{-1}]), \quad (3-2)$$

$$F [\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ s}] = \frac{C [\text{s}^{-1}]}{S_{SP} [\text{mm}^2]}. \quad (3-3)$$

$C [\text{s}^{-1}]$: PS が示すビームカウント
$S_{SP} [\text{mm}^2]$: PS 表面に到達したビームサイズ...約 $9 \times 9 \text{ cm}^2 (77.24 \text{ mm}^2)$
$F [\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ s}]$: ビームフラックス
$\Phi [\text{mm}^{-2}]$: FNTD への照射フルエンス

式(3-2) では, FNTD のある領域がビーム幅: 8 mm を通過するのに $8 \text{ mm} \times 0.96 \text{ s/mm} = 7.68 \text{ s}$ かかるので, これにビームフラックス: $F [\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ s}]$ (式(3-3)) を掛ければ, 照射フルエンス $\Phi [\text{mm}^{-2}]$ が求まるということを示している。また式(3-2) の $\Phi [\text{mm}^{-2}]$ に目標の照射フルエンス $\Phi^* [\text{mm}^{-2}]$ を代入し, 対応するビームフラックス $F^* [\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ s}]$ を求めると, 式(3-3) から必要なビームカウント $C^* [\text{s}^{-1}]$ を推定することもできる。本実験では, $\Phi^* = \sim 1,000 [\text{mm}^{-2}]$ を目指していたため, $C^* = 1.01 \times 10^4 [\text{s}^{-1}]$ が算出され (図 3-12), $C < C^*$ でビーム調整を行った,

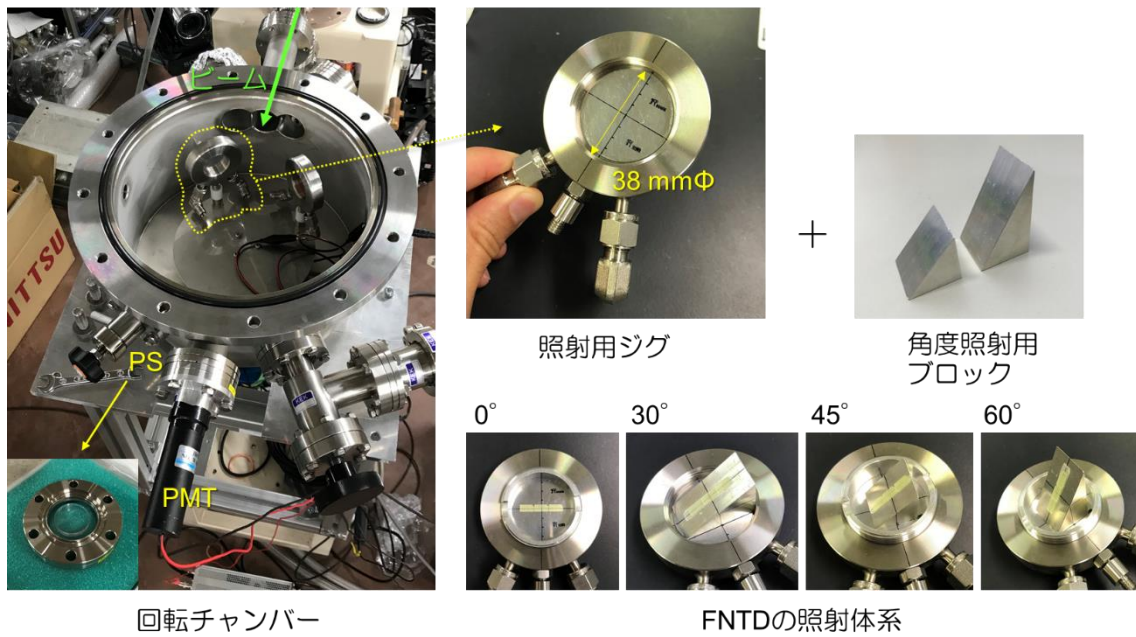


図 3-11. 回転チャンバーの内観 (左) と ジグによる FNTD 照射体系

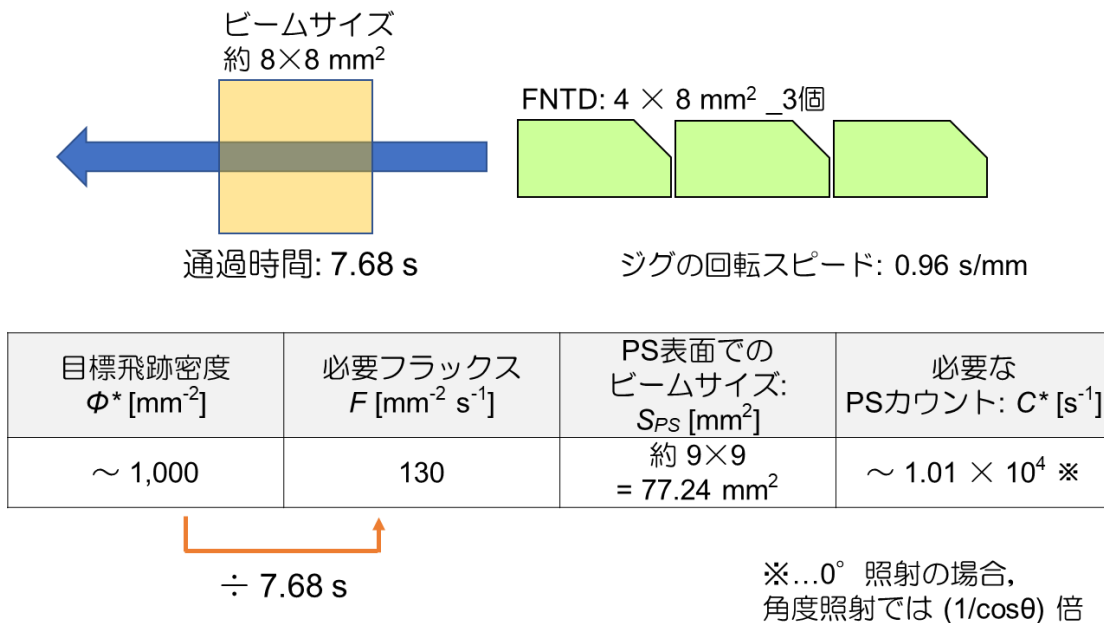


図 3-12. 照射手法の模式図 (上) と必要 PS カウント値の計算 (下)

3.2.5.5 照射

照射は次の手順で行った。

0. ビームラインの真空引き ($\sim 5.8 \times 10^{-6}$ [Pa])
1. ビーム調整 ($C = \sim 9,000$ [s^{-1}])
2. PS によるフラックスの確認
3. ジグを回転させ, FNTD にビーム照射
4. PS によるフラックスの再確認
5. 照射フルエンスが少ない場合, 1~4 を繰り返す

PS によりビームカウント (フラックス) は常時モニタリングしている (図 3-13). ジグがビームを横切る (スイング) 間はビームが PS に到達しないため, 前後の値を平均して照射時のカウントを推定した. またフラックスが少ない場合は, 2~3 回スイングさせて, 照射フルエンスを調節した. 照射結果を表 3-2 にまとめた. 3.2.4 項で述べたが, 角度照射 (θ°) では飛跡密度が $1/\cos\theta$ 倍になる.

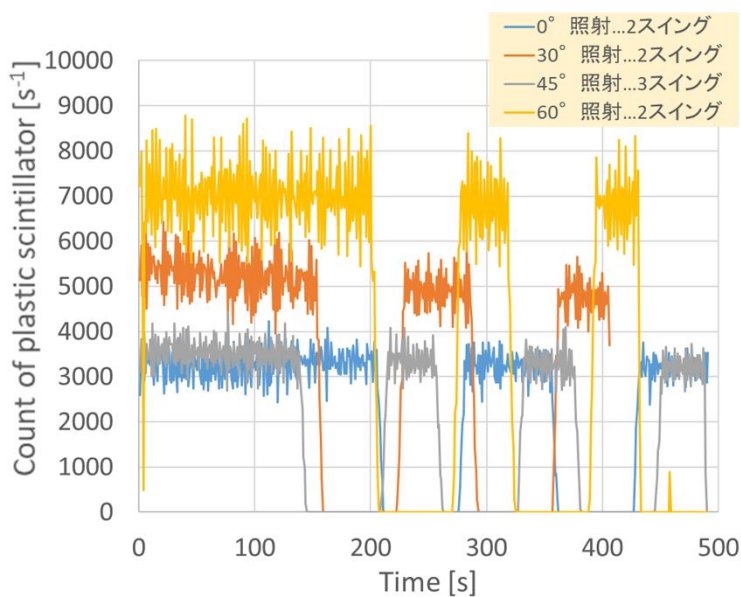


図 3-13. PS によるビームカウント (フラックス) のモニタリングの結果

表 3-2. 陽子照射における実験条件

照射角度 [°]	スイング回数	推定カウント (Total): $C[s^{-1}]$	照射フルエンス $F[s^{-1}]$	飛跡密度 [mm^{-2}]
0	2	6476	637	637
30	2	9910	975	844
45	3	10006	985	696
60	2	13615	1340	670

照射した素子は直ちに FNTD 測定系で解析し，出力飛跡密度 (カウント) の確認と，飛跡の蛍光画像を確認した．

3.2.6. ^{137}Cs - γ 線照射

γ 線照射による飛跡読み取り効率の変化, および飛跡の蛍光画像の変化について調べるため, 既に α 粒子あるいは陽子 (0, 30, 45, および 60°) を照射した FNTD (3.2.2, 3.2.3, 3.2.5 項) に対し, 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の放射線照射棟にて, ^{137}Cs - γ 線を追加照射した. 照射体系を図 3-14 に示す. $40 \times 40 \times 15 \text{ cm}^3$ の PMMA ファントムの中心に FNTD を貼り付け, 線源筒中心軸から距離 10 cm あるいは 30 cm で照射した. 線源強度は 37 GBq (1980 年 2 月 28 日) であり, 照射日に応じて減衰量を計算した. 照射量は以下の計算式で求めた (アイソトープ手帳 11 版 [64]):

$$D_\gamma = \frac{S(d)}{r^2} \times T \times \Gamma_{1\text{cm}} \times 10^{-3} \quad [\text{mSv}]. \quad (3-4)$$

D_γ : Cs- γ 線による 1 cm 線量当量 ($H_p(10)$) [mSv]

$S(d)$: 線源購入日から d 日後の照射日における線源強度 [MBq]

$$\rightarrow S(d) = 37 \times 10^3 \times \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{d}{30.17 \times 365.25}}$$

r : 照射距離 [m]

T : 照射時間 [h]

$\Gamma_{1\text{cm}}$: 1 cm 線量当量率定数. ^{137}Cs - γ では $0.0927 \text{ } [\mu\text{Sv m}^2 \text{ MBq}^{-1} \text{ h}^{-1}]$

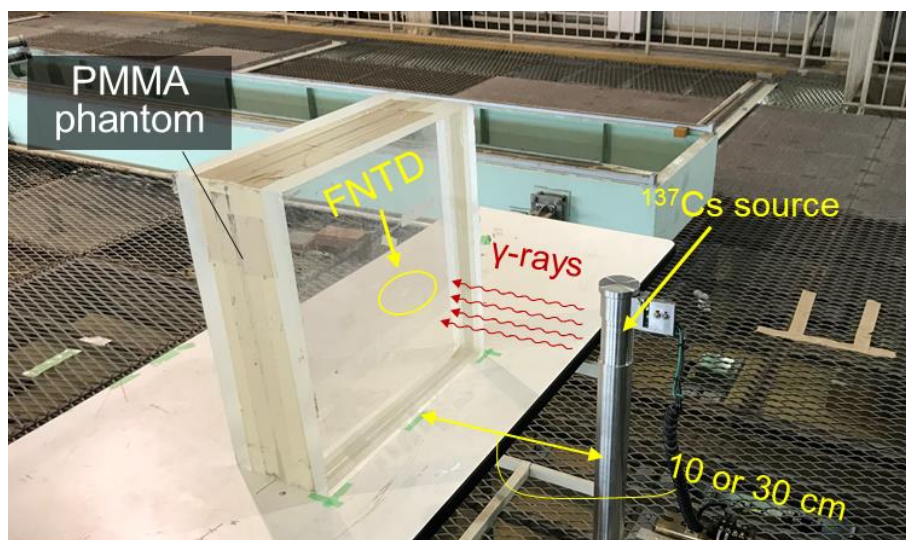


図 3-14. ^{137}Cs - γ 線の照射体系

γ 線を一定線量追加照射するたび, FNTD を測定し, 飛跡密度と飛跡の蛍光画像を取得した.

3.2.7. $^{241}\text{Am-Be}$ 照射

3.2.7.1 照射実験

FNTD 線量計システムの出力値: 飛跡カウント (密度) が持つ測定誤差および低線量限界: LLD について調べるため, 放射線医学総合研究所 (以下, 放医研) にて, FNTD 線量計に $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子を照射した (図 3-15). 中性子線量の参照値を得るため, CR-39 線量計 (Nagse Landauer, Ltd.) も同時に照射した. 照射条件は, 185 MBq $^{241}\text{Am-Be}$ 線源から距離: 20~100 cm, 照射時間: 15 min~4 h を組み合わせた 12 条件とし, 各条件にて FNTD 線量計を 5 個ずつ, CR-39 線量計を 3 個ずつ照射した. 両線量計共に, HDPE コンバータ下領域で得られる反跳陽子飛跡を測定対象とした.

FNTD 線量計の測定には 2.3 節で述べた構成 (2.3.5 項) および測定手法 (2.3.8 項(a)) を適用した. FNTD は十分にブリーチされ, 飛跡密度の初期値が $0.00 [\text{mm}^{-2}]$ のものを用いた. 照射済み FNTD を測定系で解析し, 反跳陽子飛跡の平均カウント [$\text{tracks}/2.08 \text{ mm}^2$] (5 線量計ずつ) および変動係数: CV [%] を得た.

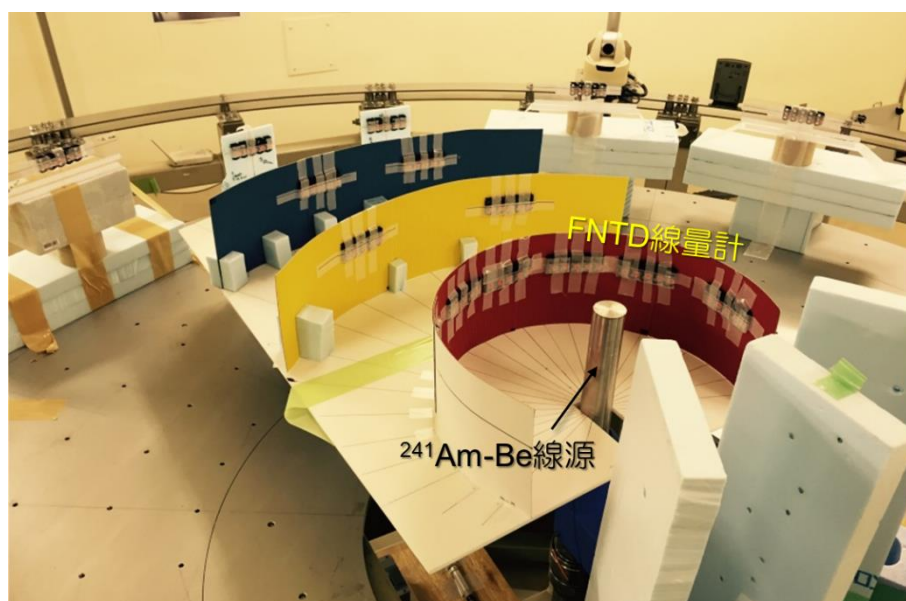


図 3-15. 放医研における $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射体系の写真

3.2.7.2 CR-39 線量計による中性子線量測定

CR-39 線量計 (Nagase Landauer, Ltd.) は, $9.5 \times 15.7 \times 0.87 \text{ mm}^3$ に切り出した CR-39 (PADC, BARYOTRACK, Nagase Landauer, Ltd.) と, 2 種類のコンバータ: HDPE および Boron を含む Teflon® で構成されており, さらに CR-39 とコンバータのセットは薄いプラスチックケースに覆われている (図 3-16).

中性子照射後の CR-39 線量計は, 分解して CR-39 の板だけ取り出し, 化学エッチングにより潜在飛跡 (CR-39 の分子構造内に生じた放射線損傷) を拡大し, 顕微鏡で観測できるサイズの穴: エッチピットを生成した. 化学エッチングは 4.65 mol/L NaOH , 72°C , 15.5 h の設定で行った. エッチピットは市販の光学顕微鏡 (Optiphot, NIKON) で検出およびカウントし, 9.364 mm^2 当たりのエッチピット数からエッチピット密度を算出した. 平均エッチピット密度 (3 線量計) を $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射で得た校正定数 $16.02 [\text{mm}^{-2} \text{ mSv}^{-1}]$ で除することで, $^{241}\text{Am-Be}$ 換算の中性子線量を算出した.

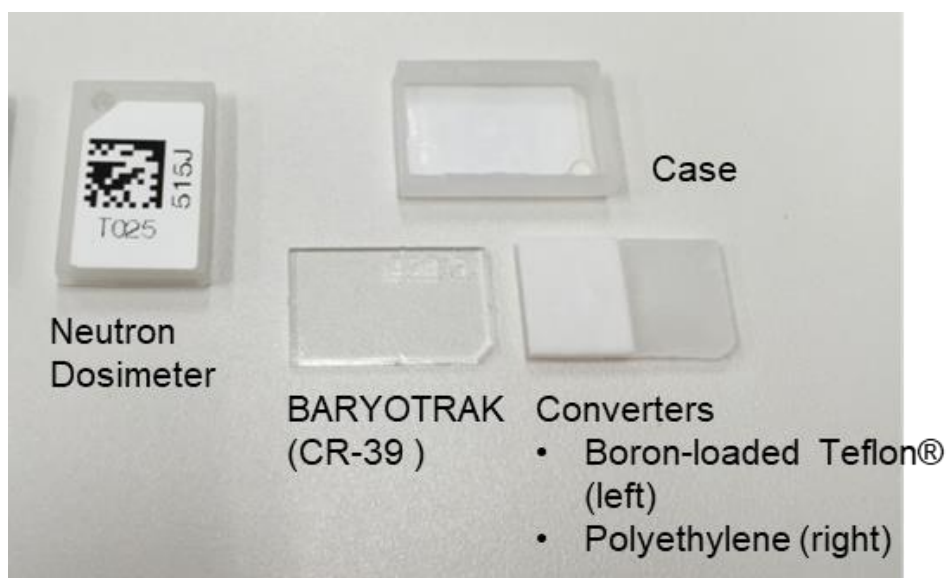


図 3-16. CR-39 線量計のセット

3.2.8. 単色中性子照射

FNTD 線量計の中性子応答, つまり飛跡の分布 (エネルギー (LET) および角度) と測定系の飛跡読み落としの関係性を調べるため, 中性子照射を行った. 反応を単純化し, 計算値との比較も行うため, 単色中性子 (5.0 および 1.2 MeV) を選択した.

単色中性子照射は, 日本原子力研究開発機構 (JAEA: Japan Atomic Energy Agency) が持つ二次標準の校正用照射施設である放射線標準施設 (FRS: Facility of Radiation Standards [65]) にて行った (図 3-17). FRS における放射線 (能) 量は, 産業技術総合研究所にある一次標準 (国家標準) の照射施設に対してトレーサビリティが担保されている. したがって, FRS で校正した放射線 (能) 測定器の指示値は, 国家標準の放射線 (能) 量に対して校正される. FRS が整備している二次標準校正場は, 放射線測定用に, γ 線校正場, X 線校正場, β 線校正場, および中性子校正場があり, 放射能測定用に, 水モニタ校正装置, ガスモニタ校正装置, および表面汚染検査用線源がある. 本照射実験では中性子校正場のうち, 単色中性子照射室で照射実験を行った.

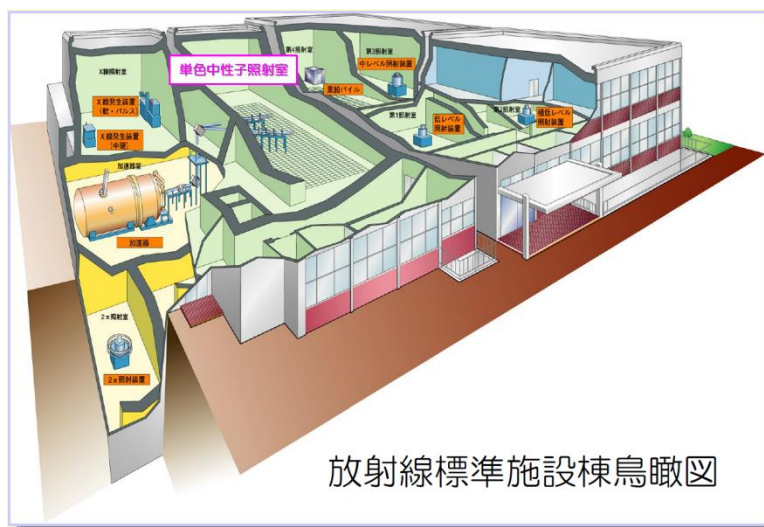
単色中性子照射室 (1 階) は地下 1 階にある 4 MV バンデグラフ加速器に繋がっており, ビームラインの先端に核反应用のターゲットを設置することで, 様々なエネルギーの単色中性子を照射できる (図 3-18). 本実験では, ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ 反応による 5.0 MeV 中性子および ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ 反応による 1.2 MeV 中性子を FNTD 線量計に照射した.

図 3-19 に照射体系を示す. FNTD 線量計はビーム口から 1, 2, 3 m 位置の自由空气中に設置した. 同位置には CR-39 線量計も設置し, 中性子照射量の参考にした. また中性子照射に伴う γ 線混在量を確認するため, 小型 OSL 線量: nanoDot を設置した. 自由空气中の照射に加え, シャドウコーンを設置した 1 m 距離での照射も実施し, 直接線以外の中性子による反応が含まれていないか確認した.

照射条件を表 3-3 に示す. 照射量はビームラインターゲット中心 (先端) から 100 (± 0.2) cm 位置における個人線量当量 $H_p(10)$ [μSv] を用いた. また 200, 300 cm 距離における照射量は, 距離の逆二乗則および照射時間に従って計算した. 照射した各線量計は直ちに測定および解析を行った.

表 3-3. FRS での実験条件

照射ID	中性子エネルギー [MeV]	距離 [cm]	時間 [s]	フルエンス [cm^{-2}]	Hp(10) [μSv]
#1	5.0	301	2300	9.50×10^5	0.40
#2	5.0	200	2300	2.15×10^6	0.91
#3	5.0	100	3600	$1.57 \pm 0.06 \times 10^7$	6.61 ± 0.24
#4	5.0	100	7200	$3.22 \pm 0.08 \times 10^7$	13.52 ± 0.35
#5	5.0	100 cm シャドウ	3000	$1.22 \pm 0.05 \times 10^7$	5.11 ± 0.21
#6	1.2	200	16400	1.89×10^6	0.82
#7	1.2	100	16400	$7.54 \pm 0.29 \times 10^6$	3.26 ± 0.13
#8	1.2	100 cm シャドウ	3600	$1.56 \pm 0.06 \times 10^6$	6.77 ± 0.26



放射線標準施設棟鳥瞰図

図 3-17. FRS の鳥瞰図と単色中性子照射室 ([65]より)

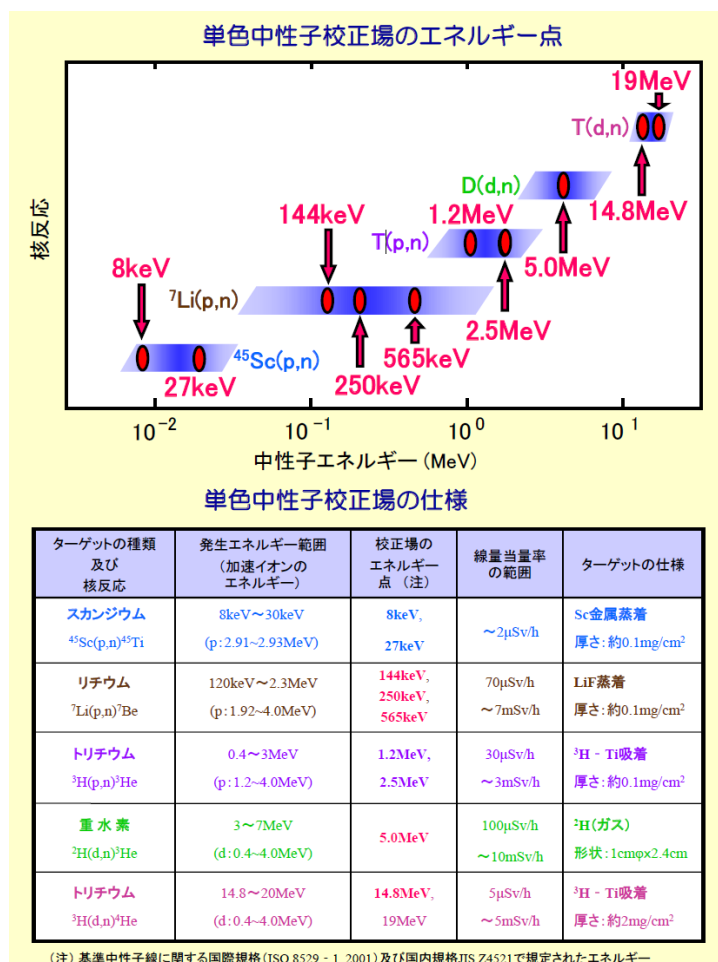


図 3-18. FRS における単色中性子校正場のエネルギー点とその仕様 ([65]より)

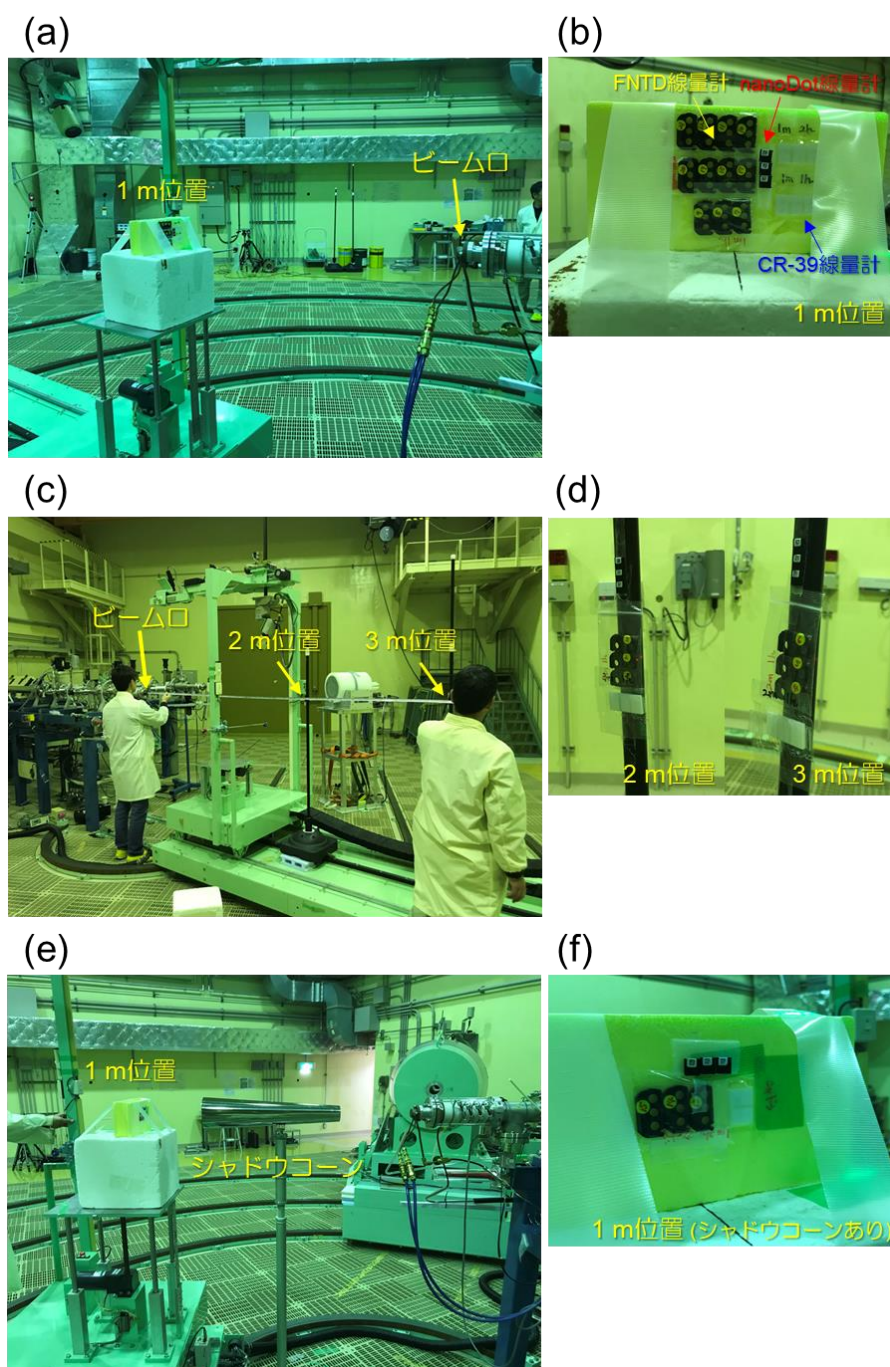


図 3-19. FRS における単色中性子の照射体系 (5 MeV)

- (a) 1 m 位置での照射体系
- (b) 1 m 位置での線量計設置状況. 写真上から, FNTD 線量計, nanoDot 線量計, CR-39 線量計 ※すべて 20 cm 円周内に設置
- (c) 2, 3 m 位置での照射体系 (d) 2, 3 m 位置での線量計設置状況
- (e) 1 m 位置でのシャドウコーンありの照射 (f) 1 m 位置での線量計設置状況

3.2.9. いばらき中性子医療研究センターにおける治療ビーム照射

FNTD 線量計による中性子線量測定が、実用場でも有効であることを示すため、いばらき中性子医療研究センター、通称「iBNCT」にて照射実験を行った。

BNCT (BNCT: Boron Neutron Capture Therapy) [66] では、腫瘍に選択的に集積するホウ素薬剤 (BSH: Sodium mercapto undecahydrododecaborato あるいは BPA: BoronoPhenylAlanine) を患者に投与し、腫瘍患部に熱外エネルギー領域 ($0.5 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$) を主とした中性子束 ($\sim 5 \times 10^{13} [\text{n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$) を照射する。腫瘍細胞に集積した ^{10}B 原子は中性子との $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応によって崩壊し、高 LET 粒子である ^4He と ^7Li を放出する。これらの粒子は生体内で $10 \mu\text{m}$ 以下の飛程しか持たないため、腫瘍細胞内のみを集中的に破壊することが可能となる。

BNCT は米国にて 1950 年代から治験が開始され、日本でも 1968 年以降、悪性腫瘍や悪性黒色腫への臨床試験が行われた。しかし、中性子源である原子炉の管理の難しさから拡大が見られずにいた。2000 年代に入り、病院にも設置可能な小型加速器による中性子源が発達し、加速器 BNCT システムという新たな進展を迎えた。日本には 2 つのシステム (住友重工 (株)+ 京都大学のチーム、および三菱重工 (株)+ 筑波大を中心としたチーム) が存在し、後者にあたる iBNCT では、2012 年の発足から現在まで臨床試験に向けた準備が進められている [67]。

BNCT では、術者あるいは患者の中性子被ばくモニタリングに定められた線量計はなく、FNTD 線量計もその候補に成り得る。BNCT 場に適応した線量計、特に熱外エネルギーを中心とした特殊な中性子スペクトルでも正しく線量評価ができる個人線量計の開発は重要である。

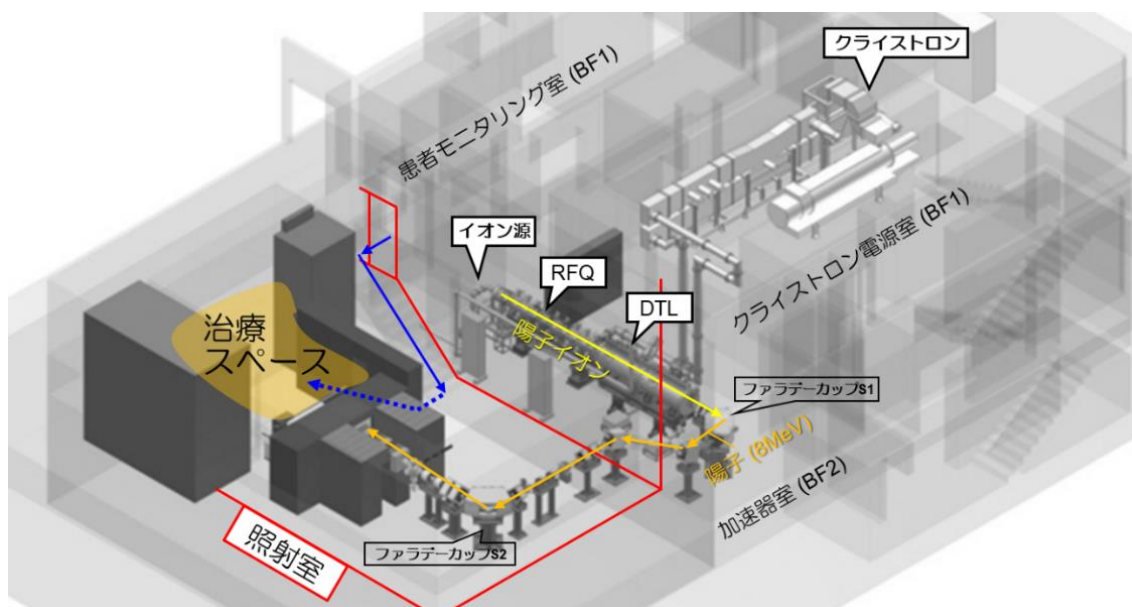


図 3-20. iBNCT の内観図

3.2.9.1. 照射実験

FNTD 線量計に BNCT 用治療ビームを照射し、線量計システムの校正を行った。個人線量計が必要になる事例として、患者の照射野外における中性子線量測定を想定した。本実験ではビーム孔にパラフィンブロックを置いた状態で、実際の治療時に近いビーム量で (~ 1.4 mA) 5 分間の短時間照射を行い、照射室 (図 3-20) 内の 3 箇所での中性子線量測定を試みた。照射後、FNTD は直ちに測定および解析した。

3.2.9.2. 照射条件

照射条件は以下の通りとした。

<ビーム>

- ・パルス幅 : 990 μ s
- ・繰り返し : 50 Hz
- ・エネルギー : 7.9 MeV
- ・電流値:
 - IS (初期値) : ~ 1.7 mA
 - BT1 (S1 位置) : ~ 1.45 mA
 - BT2 (S2 位置) : ~ 1.40 mA
- ・照射時間 : 307 s (5 min)
- ・ビーム量 : 502.2 mC (初期値) $\times 0.8 \approx 416$ mC (S2 位置)

<線量計>

照射において 3 種類の線量計を同時に照射した (図 3-21)

- ・ FNTD 線量計 : iBNCT 場における FNTD の中性子応答取得のため
- ・ CR-39 線量計 : 中性子照射が適切に行われているか確認するため
- ・ nanoDotOSL 線量計 : 場の γ 線量測定のため



図 3-21. 照射した線量計セット

<設置位置>

図 3-22 に示すように、3 箇所線量計セットを設置した。

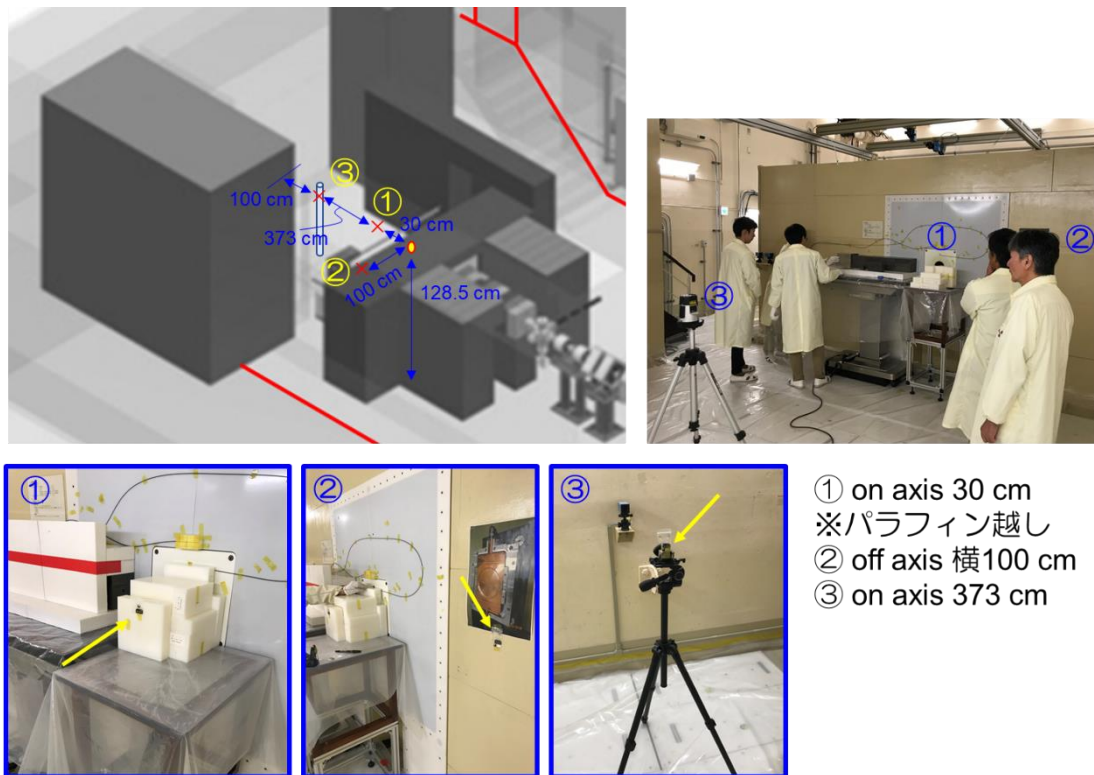


図 3-22. 線量計の設置位置

3.2.9.3. nanoDot 線量計による γ 線量測定

nanoDot 線量計 (Landauer, Inc.) は照射前に十分アニール処理を行い、照射 1 日後に測定器: microStar (Landauer, Inc.) を用いて測定した。各素子で 100 回繰り返し測定を行い、各回の測定値 (PMT による OSL 発光の光子カウント) の減衰補正を行い、補正後の測定値 ($n = 100$) の平均値と標準偏差を求めた。最後にコントロール素子の測定値を減算し、得られた真の測定値を ^{137}Cs - γ 線用の校正定数 [count mGy⁻¹] で除し、照射量を求めた [68]。

3.3. 画像解析

3.3.1. γ 線照射がない場合

照射条件 (粒子種, 角度, エネルギー(LET), および γ 線混在) による飛跡の蛍光画像の違いを定量的に比較するため, 画像解析を行った. γ 線照射がない場合, 図 3-23 の手順に従って画像解析を行った. 以降の処理は画像解析ソフト ImageJ (ImageJ 1.51j8, NIH: National Institutes of Health [69]) および MATLAB (MATLAB R2017b, The Mathworks [70]) を用いた.

まず照射済み FNTD をリーダーでスキャンし飛跡の蛍光画像を取得した. 測定系が出力する画像サイズは $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ (505×505 ピクセル) /image で, 測定面積に応じて画像数が決定する. たとえば 0.24 mm^2 では 24 枚, 0.96 mm^2 では 96 枚となる. 各ピクセルは蛍光強度 (FI) [mV] を示し, FI 分布によって蛍光画像が構成される. 同一 FNTD に複数種類の粒子を照射した場合は, 画像上で飛跡を分類し, それらの位置関係も記録した.

次に得られた画像に対し, 蛍光強度分布の補正を行った. Bartz らが報告したように, 同一素子の同一深さをスキャンしても, 1. 素子内のスキャン位置に依存した感度差, および 2. 測定視野内における蛍光強度の傾斜, が存在する [71]. Bratz らの手法に従って, 両者の補正を行った.

補正済みの蛍光画像に対し, 蛍光強度 (FI) 分布をヒストグラム化した. 図 3-23 に示すように, 飛跡密度が十分小さい ($\sim 1,000 [\text{mm}^{-2}]$) とき, ピクセルの大半はバックグラウンド (BG) 領域が占め, ヒストグラム上には, 蛍光強度の低い位置にピークが現れる. これはブリーチしきれずに残ったカラーセンター ($F_2^+(2Mg)$ センター, 2.3.3 項) からの蛍光と考えられ, 消し去ることは難しい. 一方, 飛跡領域は BG 領域のピークに対し, 蛍光強度の高い位置に広がって分布する. 本研究では, 飛跡/BG 領域の両者を分けるため, 以下の式を満たすピクセルを抽出し, 飛跡領域と定義した,

$$FI_{sq} > \overline{FI}_{BG} + 3\sigma_{BG} \quad (3-5)$$

FI_{sq} は各ピクセルが持つ蛍光強度, \overline{FI}_{BG} はヒストグラムのガウスフィッティングで得られたピーク位置にあたる FI_{sq} 値, σ_{BG} はガウスカーブにおける 1σ の値である. 抽出された飛跡領域は, 領域が千切れていたり, 余分な BG 領域を含んでいたりするため, フィルタリング (平均化フィルタ: 3 ピクセル Φ + 中央化フィルタ: 6 ピクセル Φ) により, 飛跡領域を成形した.

最後に成形した飛跡領域における蛍光強度を測定した.

タイプ①

飛跡解析フロー (γ線照射無し)

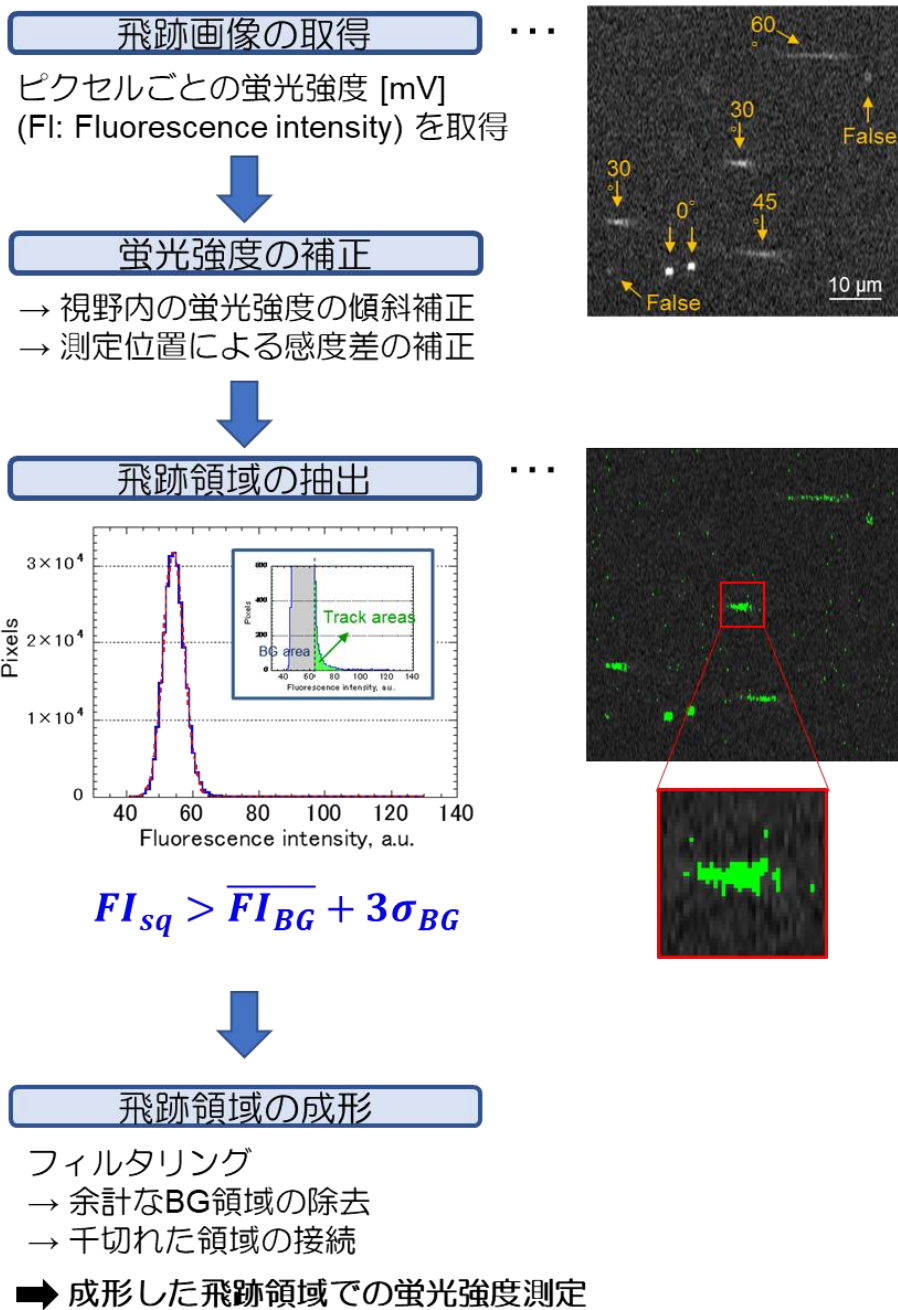


図 3-23. γ線照射がない場合の蛍光画像の処理フロー

3.3.2. γ 線を追加照射した場合

γ 線の追加照射による飛跡の蛍光画像の変化を解析するには、3.3.1項とは異なる画像処理手法を用いる必要がある。なぜなら、 γ 線照射によりFIヒストグラムの形状が変化するため、式(3-5)では γ 線照射前後で同じ飛跡領域を抽出できないからである。そこで、図3-24で示した飛跡の位置情報を援用した画像処理手法を用いた。

まず、 γ 線照射以前の飛跡の蛍光画像に対し、図3-23で示した手順で飛跡領域を抽出した。その際、各飛跡の座標位置を記録し、飛跡領域を抽出するための“金型画像”を作成した。次に、同FNTDに γ 線を追加照射した後、照射前と同一位置をスキャンし、飛跡の蛍光画像を取得した。 γ 線照射前後の蛍光画像を比較し、 0° 飛跡の座標位置の変化から、スキャンの位置ズレを計測した。続いて、 γ 線照射後の蛍光画像から、“金型画像”を減算して、飛跡領域のみを抽出した。画像の引き算当たっては、先に計測したスキャンの位置ズレを補正した。最後に、抽出した飛跡領域内外の蛍光強度を計測した。

タイプ② 飛跡解析フロー (γ線照射あり)

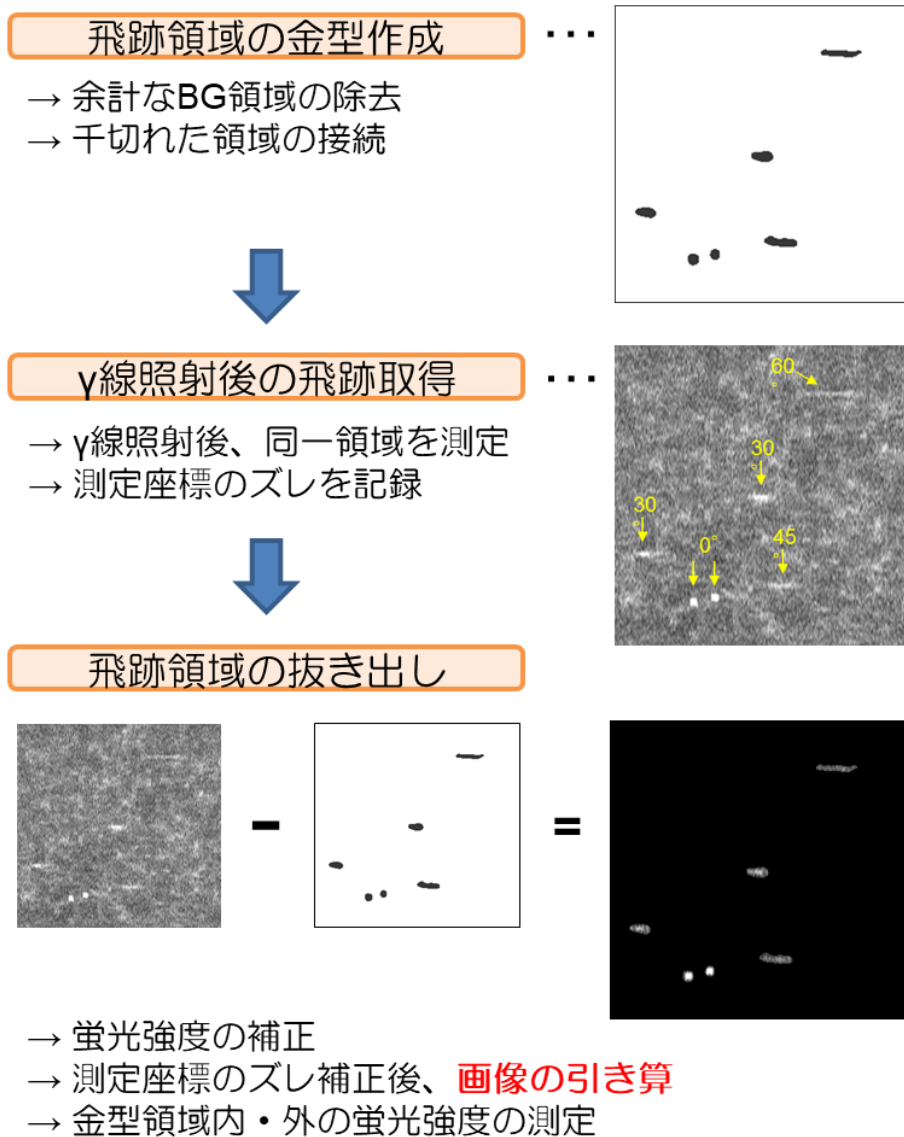


図 3-24. γ線を追加照射した場合の蛍光画像の処理フロー

3.3.3. 飛跡の角度分布解析

中性子由来の飛跡は様々な角度分布をもって測定面を通過するため、飛跡の進行方向や形、大きさ(長さ)は様々である。そこで、取得した反跳陽子飛跡の蛍光画像から、飛跡の角度分布を推定するための画像解析手法を開発した。

反跳陽子飛跡の蛍光画像から飛跡の長短径比を求めた。図 3-25 に手順を示す。最初に、蛍光画像を平滑化およびモルフォロジー処理することで、蛍光ノイズのバラつきを減少させ、かつ飛跡蛍光の強調を行った。次に、FIヒストグラムのピークを Gaussian curve でフィッティングし、ピークの平均値: $\overline{FI_{BG}}$ 、およびピークの 1σ 値: σ_{BG} 、を測定した。得られた $\overline{FI_{BG}}$ と σ_{BG} から、式(3-6)に従って画像を二値化した、

$$FI_{sq} > \overline{FI_{BG}} + a \times \sigma_{sq} \quad (3-6)$$

FI_{sq} は式(3-5) 同様、各ピクセルの蛍光強度を示す。また a は任意の係数を示す。続いて、二値化した蛍光画像に対して、形状調整およびノイズ処理を行い、飛跡領域を抽出した。抽出される飛跡数(密度)は係数 a によって変化するため、その値が予め目視カウントで得た飛跡密度の実測値に合うよう係数 a を調整し、 $a = 3.6$ に決定した。最後に、抽出された飛跡領域の長/短径 [ピクセル] を測定し、長短径比を計測した。結果の一例 (5 MeV 中性子 0° 照射, $2 \mu\text{m}$ 深さで取得した飛跡の蛍光画像) を図 3-26 に示す。

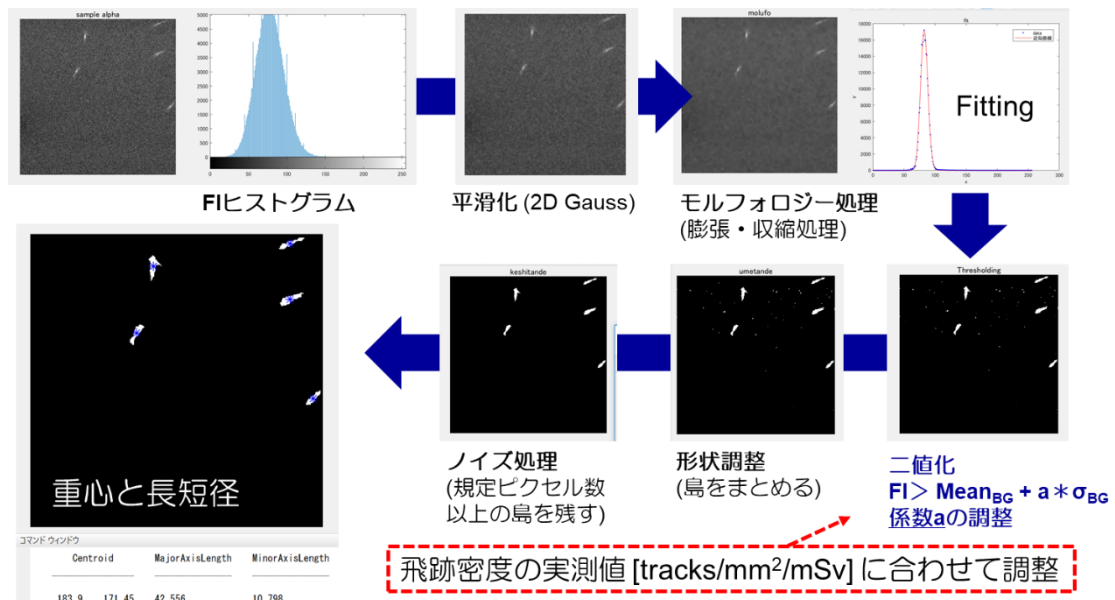


図 3-25. 飛跡領域の抽出と長短径比の取得

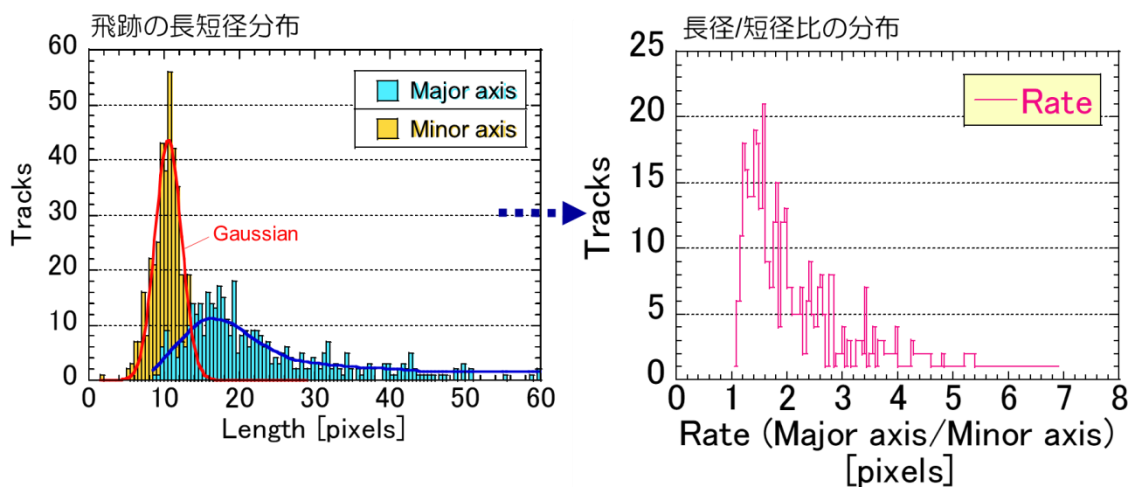


図 3-26. 飛跡の長短径分布と長短径比分布

飛跡の長短径比は飛跡の入射角度に依存して変化することが分かっており，得られた長短径比を角度分布に焼き直すことが可能と考えられる．そこで，入射角度が既知の陽子飛跡の蛍光画像に対し，図 3-25 で示した画像処理を行うことで，入射角度と飛跡の長短径比の関係を明らかにした．図 3-27 に 0° および 60° 入射した陽子飛跡 (2 MeV) の長短径比のデータを示す．

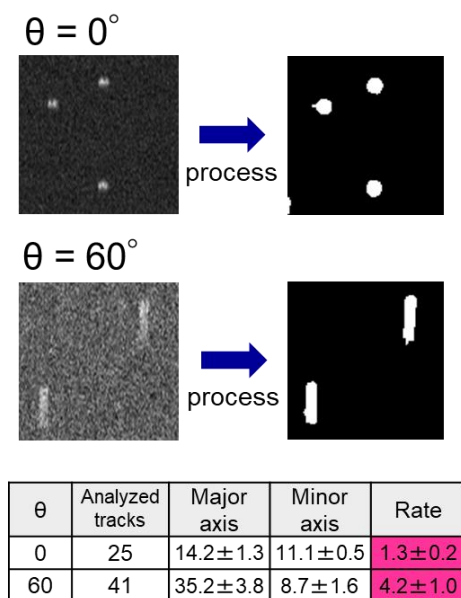


図 3-27. 陽子飛跡 (0 および 60°) の長短径比

図 3-25 の画像処理で得た反跳陽子飛跡の長短径比 (図 3-26) に対し, 2 MeV 陽子飛跡の角度照射で得た長短径比のデータを重ね合わせることで, 飛跡の角度分布を大まかに推定することができた. 図 3-28 に結果の一例を示す. 反跳陽子の飛跡分布が入射角度 0° にピークを持ち, 60° 付近まで分布していることが推定できる.

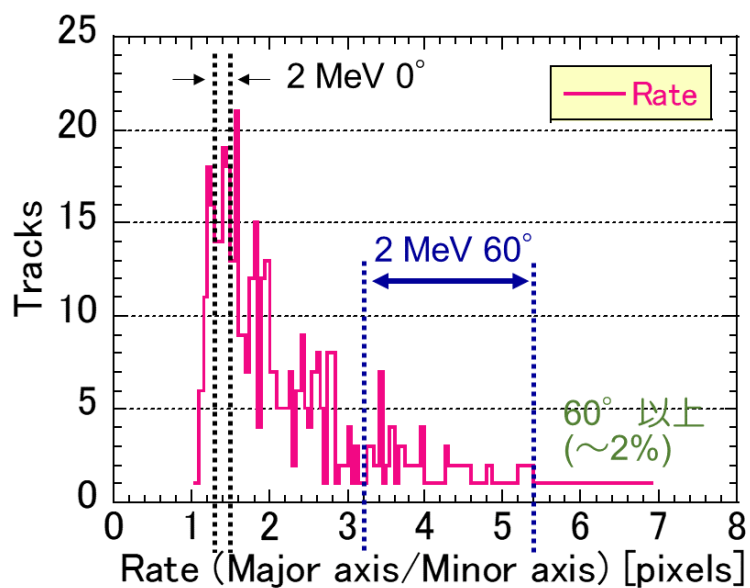


図 3-28. 飛跡の長短径比から推定した角度分布

3.4. シミュレーション計算

FNTD 線量計システムでは、中性子照射された線量計において、コンバータから FNTD に入射した荷電粒子の飛跡数をカウントする (2.2 節参照)。また得られた単位面積当たりの飛跡数 (飛跡密度) を校正定数で除することで、中性子線量を算出できる。中性子とコンバータ内物質との反応効率は、中性子スペクトルによって変化する。また得られる飛跡分布 (エネルギー(LET) および角度) も大きく変わる。FNTD 測定系による飛跡の検出機構を理解し、照射場に応じて適切な校正定数を用意するには、中性子照射に対する飛跡生成をシミュレーション計算によって再現する手法が有効である。

FNTD 線量計内での粒子の挙動解析には、PHITS: Particle and Heavy Ion Transport code System (ver. 3.02 [72]) を用いた。PHITS は核データや核反応モデルを介して放射線挙動を模擬するモンテカルロ計算コードであり、工学、医学、理学の様々な分野で利用されている。本研究では、簡易化した FNTD 線量計の体系を作成し (図 3-29(a)(b), 図 3-30(a)(b)), FNTD の測定領域を定義した (図 3-29(b), 図 3-30(b))。この体系に中性子を撃ち込み、コンバータ内で起こる核反応および放出された荷電粒子の挙動を解析することで、FNTD の測定深さを通過した荷電粒子の密度、角度分布、エネルギー分布、およびエネルギー付与 (LET) 分布を解析した。

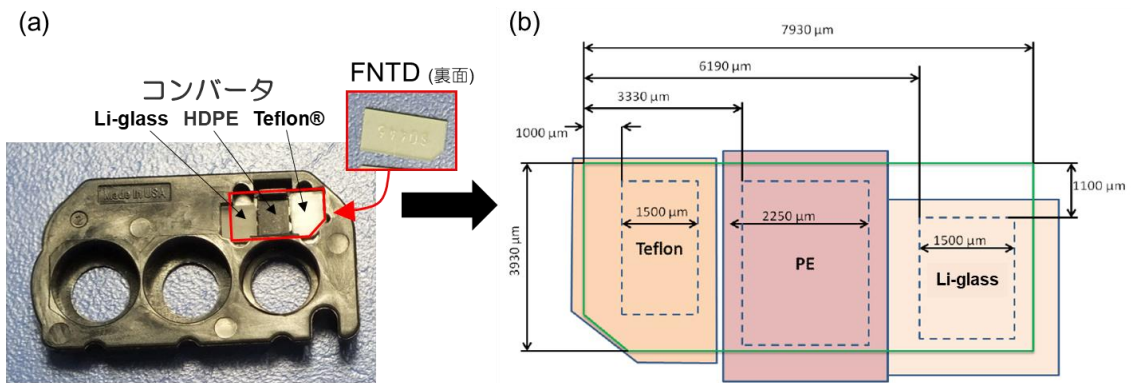


図 3-29 FNTD とコンバータの位置関係および測定領域
 (a) FNTD とコンバータの位置関係 (入射方向裏側から),
 (b) 測定領域 (入射方向から: ⊕コンバータ, ⊖FNTD)

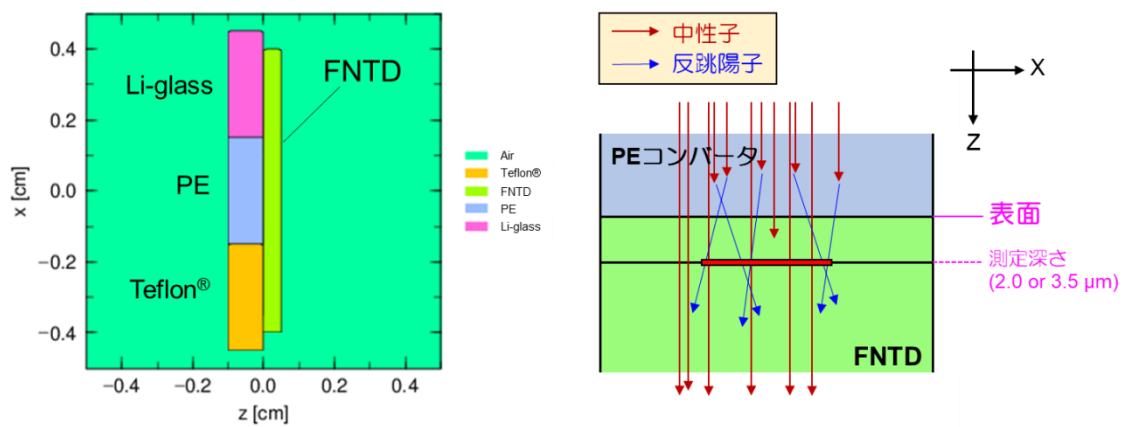


図 3-30 PHITS における線量計体系および測定領域の設定
 (a) FNTD 線量計の計算体系 (XZ 方向)
 (b) 測定領域の設定 (XZ 方向)

第4章 結果

4.1. 測定精度の評価手法と改善

4.1.1. 測定精度の課題

中性子個人線量計システムは、低線量 (~1.0 mSv) の中性子を一定精度以上で測定することが求められる (2.3.9 項参照). FNTD 線量計システムの中性子線量測定における適応範囲を決定するには、まず測定系が出力する飛跡カウントと測定誤差 (変動係数: CV) の関係を明らかにし、低線量限界: LLD を推定する必要がある. しかし、これまで FNTD 線量計システム (Track-counting mode) による中性子線量測定では、0.2 mSv 未満の報告はなく、実測による LLD 算出は行われていない. そこで本章では、 $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 0.03-13.3 mSv に対して、測定系の平均出力カウントと CV (5 個ずつの FNTD) を測定し、実測値に基づく LLD 算出を行った. また ISO 21909-1:2015 の変動係数および線量直線性試験の要求事項 (0.1 mSv, $\text{CV} \leq 40\%$) を満たすために必要な測定面積を算出した.

4.1.2. FNTD 線量計と CR-39 線量計の測定値比較

表 4-1 に、 $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子の照射条件 (CR-39 による評価線量, 照射時間, 照射距離, および FNTD 線量計の設置個数) と FNTD 線量計の測定結果 (飛跡カウントの平均値および変動係数) を示す. CR-39 線量計による評価値は、12 照射条件に対して 0.03-13.3 mSv を示した. この線量範囲において、FNTD 線量計の飛跡カウントは 5~603 [tracks/2.08 mm²] 示し、飛跡密度が 1.44 [mm⁻²] 以下の 2 条件では、カウントが得られなかった. したがって、低線量測定において測定面積が十分でない場合、飛跡が検出されない可能性が示された. また、FNTD の $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子線量 (CR-39 測定値に基づく) に対する校正定数は 19.36 [mm⁻² mSv⁻¹] と得られた.

図 4-1 に、中性子線量に対する CR-39 線量計で得られたエッチピット密度、FNTD 線量計での飛跡密度の関係を示す. CR-39 エッチピット密度と FNTD 飛跡密度は良好な直線関係 ($R^2 = 1.000$) にあり、両線量計は同様に反跳陽子飛跡を検出していることが確認できた.

表 4-1. $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子の照射条件と測定結果

Neutron dose for $^{241}\text{AmBe}$ source estimated by CR-39 dosimeters [mSv]	Distance from the source [cm]	Irradiation period [h]	FNTD dosimeters	Averaged track counts [tracks/2.08 mm ²]	Coefficient of variation (CV) [%]
0.03	100	0.25	5 each	0	-
0.06	100	0.5		0	-
0.13	100	1		3	102
0.25	100	2		5	53
0.50	100	4		17	18
0.63	80	4		27	34
0.83	20	0.25		38	9
1.13	60	4		57	14
1.66	20	0.5		68	20
3.03	40	4		134	7
3.33	20	1		151	12
6.65	20	2		270	6
9.98	20	3		446	5
13.3	20	4		603	6

本実験における FNTD 線量計システムと CR-39 線量計システムは、共に HDPE コンバータを介した反跳陽子飛跡の検出を行っている。一方で、両線量計の違いとして、コンバータの厚み、密度、検出器内での反跳陽子の生成頻度 (CR-39 は水素原子を多く含むため、(n,p)反応が生じる)、蛍光飛跡/エッチピットの生成過程、および飛跡のカウント手法が挙げられる。その結果として、両線量計の出力値の関係は 1:1 にはならず、飛跡密度: エッチピット密度 = 1.00 : 1.35 の関係が得られたと考えられた (図 4-1)。両線量計の出力値の違いは校正定数の違いからも確認できる。 $^{241}\text{AmBe}$ 中性子に対して、CR-39 線量計: 16.02 [mm⁻² mSv⁻¹], FNTD 線量計: 19.36 [mm⁻² mSv⁻¹].

両線量計の違いの中でも、特に蛍光飛跡/エッチピットの生成過程の違いは、出力値の違いに影響している。CR-39 の飛跡検出率 (S) は、荷電粒子が CR-39 の分子構造につけた傷 (潜在飛跡) に対するエッチング速度 (V_t) と飛跡外領域に対するエッチング速度 (V_b) の比率から、以下の式で求められる [22]:

$$S = V_t/V_b - 1. \quad (4-1)$$

荷電粒子が CR-39 の垂直方向に対して大きい角度で入射した場合、潜在飛跡はエッチング途中で消えてしまう (潜在飛跡が消滅する入射角: 臨界角)。したがって、エッチピット生成には強い角度依存性が存在する [73]。一方 FNTD では、荷電粒子が入射すれば、角度に依らず、蛍光飛跡が得られることが報告されており [71]、その意味では、飛跡生成に角度依存性はないと言える。 $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射 (0°) で生成される反跳陽子

は角度成分を含む (図 4-12 で後述). 以上により, CR-39 線量計でのエッチピット密度が FNTD 線量計での飛跡密度よりも少ない値を示した理由として, エッチピット生成の角度依存性が考えられた.

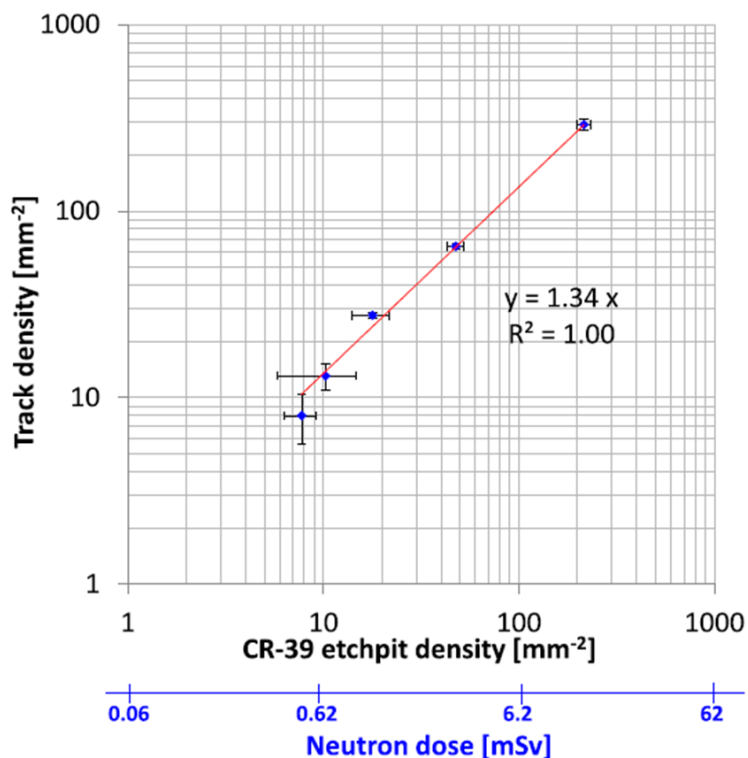


図 4-1. CR-39 線量計と FNTD 線量計との出力値の比較

4.1.3. 飛跡カウンターの測定精度評価

図 4-2 に, 測定系が ²⁴¹Am-Be 中性子照射量: 0.3-13.3 mSv に対して出力した飛跡カウンターの平均値 [tracks/2.08 mm²] (5 FNTDs) と CV [%] の関係を示す. また, グラフ上のフィッティング直線は, FNTD のカウント値がポアソン分布する場合に期待される CV の式を示している [74]:

$$CV = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (4-2)$$

CV : 複数線量計で得られた飛跡カウンターの変動係数

\bar{N} : 複数線量計で得られた飛跡カウンターの平均値

図 4-2 に示す通り、飛跡カウンターの平均値と CV には相関関係 ($R^2 = 0.834$) が見られた。この相関関係はポアソン分布によく一致し、測定系の出力飛跡カウンターの誤差は、真値 (ここでは測定平均値) の平方根で決定できる見込みを得た。また FNTD 線量計システムにおける飛跡カウンターの誤差は、測定系や線量計の系統誤差よりも、カウンターの統計誤差に影響され易いことが分かった。各プロットがポアソン分布によって予測される理論曲線の上下にバラついているが、これは測定数の少なさから、測定値のバラつきが影響していると考えられる。式(4-2) に従うと、ISO 21909-1:2015 の要求事項: 0.1 mSv, $CV \leq 40\%$ を達成するには、最低でも 6.25 カウントが必要であることが明らかになった。

測定面積: 2.08 mm^2 で検出できた最小の飛跡密度は $3 \text{ tracks}/2.08 \text{ mm}^2 = 1.44 \text{ [mm}^{-2}]$ (0.13 mSv) であった。この数字を LLD と仮定し、 $CV \leq 40\%$ を満たすには、 $6.25 \text{ [tracks}/4.34 \text{ mm}^2]$ 、つまり測定面積を 2.08 から 4.34 mm^2 まで拡大することで達成できる見込みが立った。しかし、これまでに測定面積の拡大により CV が減少することを実証した報告はない。そこで本研究では測定面積の拡大と CV の関係を調べた。

4.1.4. 測定面積拡大による CV 変動

図 4-3 に、 $^{241}\text{AmBe}$ 中性子を照射した同一 FNTD (3 個) を、0.35, 1.05, および 3.13 mm^2 と測定面積を拡大して測定した際の CV の変化を示している。グラフ上のフィッティング直線は図 4-2 同様、ポアソン分布の理論式 (式(4-2)) を示している。図 4-3 に示す通り、測定面積の拡大により CV が低下した。また CV の減少は、式(4-2) にしたがって平均飛跡カウンターの平方根で決定することが分かった。このことから、測定面積の拡大に伴う飛跡カウンターの増加により、測定誤差 (CV) を改善できることが実証された。

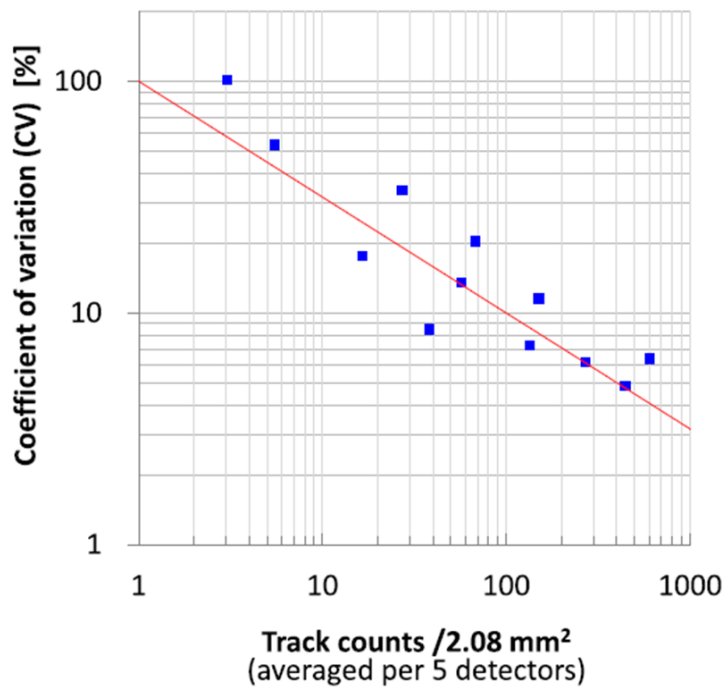


図 4-2. 飛跡カウンターの平均値と CV の関係

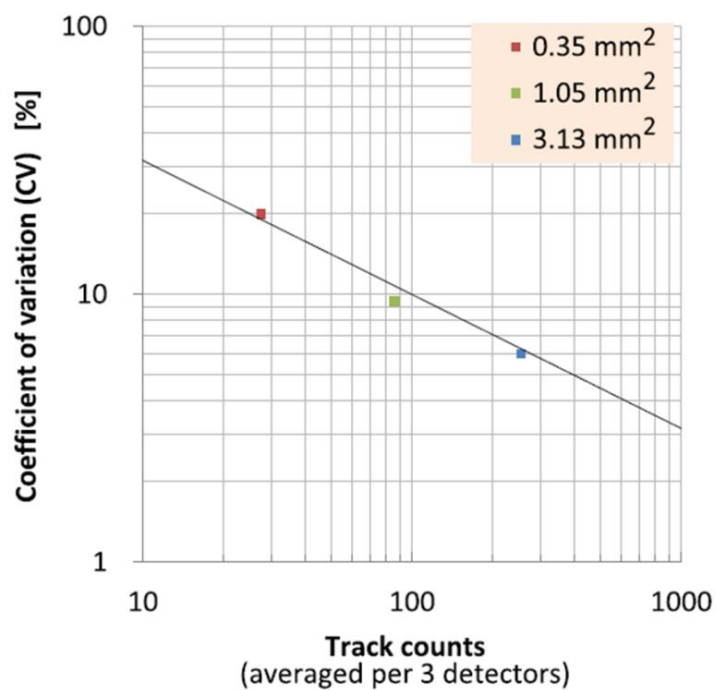


図 4-3. 測定面積の拡大と CV の関係

4.1.3 項では、検出された最小の飛跡密度 ($3/2.08 \text{ mm}^2 = 1.44/\text{mm}^2, 0.13 \text{ mSv}$) を LLD と仮定したが、実際には 0.13 mSv 未満の線量において、測定面積: 2.08 mm^2 中に飛跡が見つからなかっただけで、測定不可能とは限らない。HDPE コンバータ下の測定可能領域はおよそ $\sim 10 \text{ mm}^2$ まで拡大可能である (3.4 節参照)。LLD の条件を $CV \leq 40\%$ としたとき、 $6.25 [\text{tracks}/10 \text{ mm}^2]$ が最低限必要な飛跡数であり、これを達成する $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子線量は、校正定数: $19.36 [\text{mm}^2 \text{ mSv}^{-1}]$ から 0.03 mSv と計算される。しかし、線量計サービスとして FNTD を使う場合、測定面積の拡大に伴う測定時間の増加は制限される必要が出てくる。

また本実験条件では、以下の点は考慮されていない:

- (1) 初期カウント $0.00 [\text{mm}^2]$ の FNTD を使用しているため、バックグラウンド (BG) カウントがあった場合、その分測定精度は低下する。下記に BG カウントがあった場合に予測される CV の計算手法を示す:

$$CV = \frac{\sqrt{TC_{ave} + TC_{BG}}}{(TC_{ave} - TC_{BG})}. \quad (4-3)$$

CV	: 平均 BG カウントを減算した出力カウントの変動係数
TC_{ave}	: 複数線量計で得られた平均出力カウント
TC_{BG}	: 複数線量計で得られた平均 BG カウント
$TC_{ave} - TC_{BG}$: 平均 BG カウントを減算した出力カウント

- (2) 本照射条件では γ 線混在は考慮していないが、現実的には中性子と γ 線は混在する。 γ 線混在が測定精度にどう影響するのかは未知である。

(1) については 4.4 節で、(2) については 4.3 節で明らかにする。

4.1.5. 4.1 節のまとめ

FNTD 測定系の測定精度は、出力飛跡カウントの平均値 (\sqrt{N}) と CV の関係から評価することができ、 $CV = 1/\sqrt{N}$ に従って統計的に決定できることを実証した。測定精度を向上するには飛跡カウントを増やし、統計誤差を減少させる必要があったが、本実験において、測定面積の拡大に伴う飛跡カウントの増加により、CV が減少することを実証した。 $^{241}\text{AmBe}$ 中性子照射に対し、得られた最小の飛跡密度は $3 \text{ tracks}/2.08 \text{ mm}^2 = 1.44 [\text{tracks}/\text{mm}^2]$ (0.13 mSv) であったが、測定面積の拡大 ($\sim 10 \text{ mm}^2$) により、LLD ($CV = 40\%$) は、 0.03 mSv まで下げられる可能性を示した。

4.2. 荷電粒子の性質と飛跡読み取り効率の関係

4.2.1. 飛跡読み取り効率の必要性

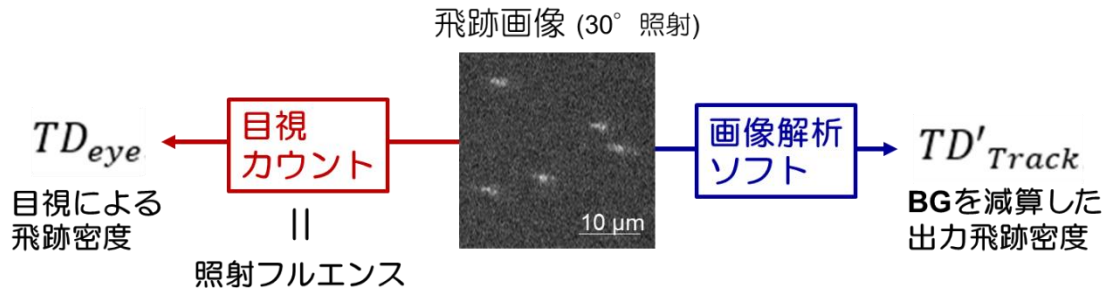
FNTD 線量計システムでは，HDPE コンバータを用いた高速中性子検出，あるいは Li-glass 下における熱，熱外中性子の検出が可能である (2.3.6 項参照)．測定対象となる粒子はそれぞれ，HDPE コンバータ下領域では反跳陽子，Li-glass コンバータ下領域ではトリトンあるいは α 粒子である．これまで FNTD 線量計システムを用いた中性子線量測定では，HDPE コンバータ下領域あるいは Li-glass 下領域で検出される飛跡密度が中性子線量と直線性があること，また，中性子線質 (スペクトル) によって単位線量あたりに得られる飛跡密度 (校正定数) が異なることが報告されていた．しかし，中性子スペクトルの違いに応じて，低線量限界:LLD を計算する手法は，これまで提案されていなかった (4.1 節参照)．

中性子スペクトルによって測定系の校正定数が異なるのは，単位線量あたりの飛跡密度が異なること，またその性質 (エネルギーおよび角度) の違いによって生じる蛍光画像の違いが飛跡読み取り効率に影響することに起因すると考えられる．中性子スペクトルに応じて LLD を決定するには，校正定数を実測できることが望ましいが，実測が難しい場合には，まず中性子照射で得られる荷電粒子の飛跡密度と飛跡分布 (エネルギー (LET) および角度) を計算し，この分布を反映した飛跡読み取り効率を算出する必要がある．そこで本章では，中性子由来の荷電粒子 (α 粒子，陽子) について，線種ごとに，飛跡の蛍光画像の違いと飛跡読み取り効率の違いを明らかにした．

4.2.2. エネルギー (LET) と飛跡読み取り効率の関係

これまでに，荷電粒子の LET と飛跡の蛍光強度に相関があることは報告されている [32]．しかし，中性子由来の荷電粒子 (α 粒子，陽子) について，蛍光強度の違いを明らかにした報告はなく，それらの読み取り効率について調べた報告もない．そこで本研究では，2 MeV 陽子 (0°)， ^{241}Am - α 粒子 (0°)，平均エネルギー:0.841~5.472 MeV の α 粒子 (0°) を照射した FNTD (それぞれ 3.2.5 項，3.2.2 項，および 3.2.4 項を参照) を解析し，粒子 LET による蛍光画像の違いおよび飛跡読み取り効率の違いを明らかにした．

対象とする荷電粒子の LET (FNTD 3.5 μm 深さ) は，SRIM-2013 を用いた計算から，2 MeV 陽子は 50 keV/ μm ， α 粒子各種は 284~581 keV/ μm であった (3.2.4 項参照)．



飛跡読み取り効率

$$T_{eff} = TD'_{Track} / TD_{eye}$$

図 4-4 飛跡読み取り効率の定義

図 4-4 に飛跡読み取り効率の定義を示す。また、以下に飛跡読み取り効率の算出手順を示す。まず FNTD をスキャンして得られた蛍光画像上の飛跡を目視カウントし、測定領域内での飛跡数の絶対量 (TC_{eye}) を求めた。次に、 TC_{eye} を測定面積で割ることで飛跡密度の参照値 (TD_{eye}) を算出した。誤差 (σ_{eye}) は以下の式に従って計算した:

$$\sigma_{eye} = TD_{eye} \times \frac{1}{\sqrt{TC_{eye}}}. \tag{4-4}$$

一方、測定系の出力値から BG カウント (TC_{BG}) および BG 飛跡密度 (TD_{BG})、飛跡カウント (TC_{Track}) および飛跡密度 (TD_{Track}) を得た。 TD_{BG} および TD_{Track} の測定誤差 (σ_{BG} , σ_{Track}) は σ_{eye} と同様に以下の式で求めた:

$$\sigma_{BG} = TD_{BG} \times \frac{1}{\sqrt{TC_{BG}}}, \tag{4-5}$$

$$\sigma_{Track} = TD_{Track} \times \frac{1}{\sqrt{TC_{Track}}}. \tag{4-6}$$

TD_{Track} は TD_{BG} を含む“見かけの飛跡密度”なので、BG 飛跡密度を減算した飛跡密度 (TD'_{Track}) およびその誤差 (σ'_{Track}) を次のように定義した:

$$TD'_{Track} = TD_{Track} - TD_{BG}, \quad (4-7)$$

$$\sigma'_{Track} = \sqrt{(\sigma_{Track})^2 + (\sigma_{BG})^2}. \quad (4-8)$$

目視で得られた飛跡密度とその誤差 ($TD_{eye} \pm \sigma_{eye}$) および、測定された真の飛跡密度とその誤差 ($TD'_{track} \pm \sigma'_{track}$) を用いて、飛跡読み取り効率 (T_{eff}) およびその誤差 (σ_{eff}) を以下の通り定義した:

$$T_{eff} = TD'_{Track}/TD_{eye}, \quad (4-9)$$

$$\sigma_{eff} = (TD'_{Track}/TD_{eye}) \sqrt{(\sigma_{track}/TD'_{Track})^2 + (\sigma_{eye}/TD_{eye})^2}. \quad (4-10)$$

表 4-2 に照射した各粒子の解析結果を示す. T_{eff} の値から分かるように、FNTD 測定系はいずれの荷電粒子 (0° 照射) に対しても、10%前後読み落とししていることが分かった. また T_{eff} は粒子種 (α 粒子, 陽子) に関係なく同様であり、LET: 50~581 keV/ μ m の範囲において有意な差は見られなかった.

表 4-2. エネルギー (LET) の異なる粒子での飛跡読み取り効率

Particle	Thickness of Al foils [μ m]	LET at 3.5 μ m depth in FNTD [keV/ μ m]	Eye-counted track density: $TD_{eye} \pm \sigma_{eye}$ [mm ⁻²]	BG subtracted track density: $TD_{Track} \pm \sigma_{Track}$ [mm ⁻²]	Track counting efficiency: $T_{eff} \pm \sigma_{eff}$
proton	-	50	1289.58 \pm 36.65	1164.69 \pm 37.09	0.90 \pm 0.04
alpha	0	284	216.67 \pm 24.53	194.19 \pm 24.91	0.90 \pm 0.18
alpha	9	379	358.33 \pm 31.55	324.51 \pm 31.51	0.91 \pm 0.14
alpha	12	447	350.00 \pm 31.18	326.57 \pm 31.60	0.93 \pm 0.13
alpha	15	581	436.11 \pm 34.81	379.73 \pm 33.92	0.87 \pm 0.13

4.2.3. エネルギー (LET) と飛跡の蛍光画像の関係

エネルギー (LET) の異なる各荷電粒子の飛跡 (0° 照射) の蛍光画像を比較した (図 4-5). 見た目では、飛跡のサイズ, 明るさにほとんど違いは見られなかった. さらに詳細に調べるため、各飛跡を 8 ピクセル Φ の円形で抜き出し、領域内の平均蛍光強度を比較した.

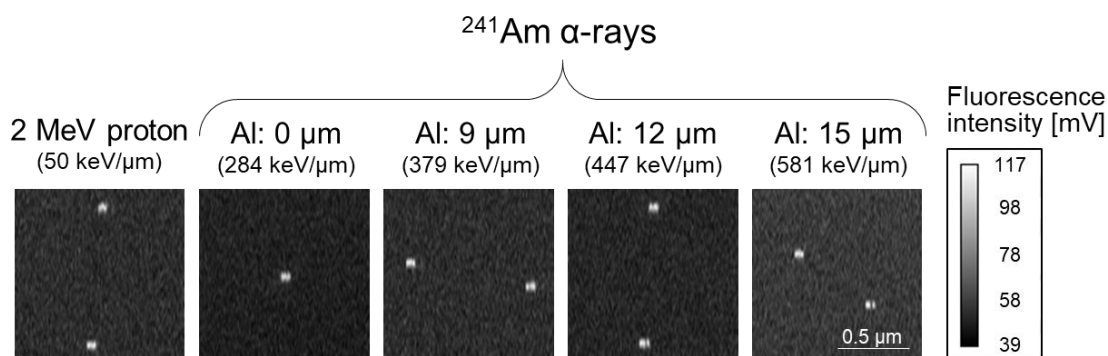


図 4-5. LET の異なる各荷電粒子 (0°照射) での画像比較

図 4-6 に粒子 LET と飛跡領域の平均蛍光強度の関係を示す。過去の文献で見られたような、LET に対する蛍光強度の正の相関は見られなかった。また 2 MeV 陽子飛跡、Al 厚: 0, 9, および 12 μm の ^{241}Am - α 粒子飛跡 (LET: 50~447 $\text{keV}/\mu\text{m}$) では、蛍光強度に有意な差は見られなかった。Al 厚 15 μm の ^{241}Am - α 粒子飛跡が、他よりもやや低い蛍光強度を示した理由として、照射された α 粒子のエネルギー: $2620 \pm 104 \text{ keV}$ では、FNTD 内の飛程は $5.68 \pm 0.28 \mu\text{m}$ と計算され (SRIM-2013 [63]), 一部粒子がリーダーの焦点幅 ($3.5 \mu\text{m} \pm \sim 1.5 \mu\text{m}$) の途中で止まるため、蛍光強度が低くなったと考えられた。

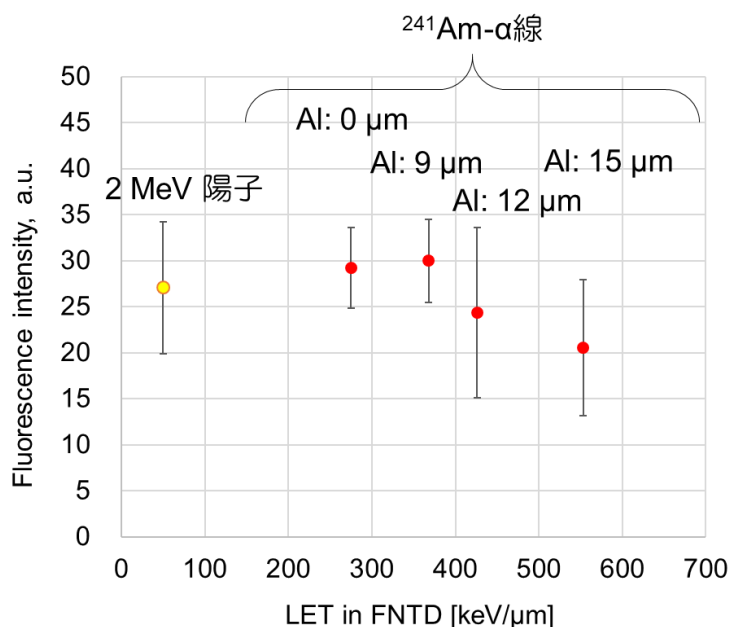


図 4-6. LET の異なる粒子における飛跡蛍光強度 (領域平均) の違い

4.2.4. 入射角度と飛跡読み取り効率の関係

荷電粒子の LET と飛跡読み取り効率には明確な相関が見られなかった (4.2.2 項参照). 続いて, 荷電粒子の入射角度と飛跡読み取り効率の関係について調べた.

表 4-3 に $^{241}\text{Am}-\alpha$ 粒子の角度照射における解析結果を, 表 4-4 に 2 MeV 陽子の角度照射での解析結果を示す. また図 4-7 に両解析結果をグラフ化した. α 粒子, 陽子共に, 入射角度に依存して飛跡読み取り効率が低下する傾向が見られた.

表 4-3. $^{241}\text{Am}-\alpha$ 粒子の照射角度と飛跡読み取り効率の関係

Particle	Incident angle [°]	Eye-counted track density: $TD_{eye} \pm \sigma_{eye}$ [mm ⁻²]	BG subtracted track density: $TD_{Track} \pm \sigma_{Track}$ [mm ⁻²]	Track counting efficiency: $T_{eff} \pm \sigma_{eff}$
alpha	0	462.10 ± 6.80	402.32 ± 7.93	0.87 ± 0.02
alpha	30	484.00 ± 6.96	423.99 ± 8.11	0.88 ± 0.02
alpha	45	466.90 ± 6.83	385.38 ± 7.86	0.83 ± 0.02
alpha	60	428.40 ± 6.55	350.41 ± 7.60	0.82 ± 0.02

表 4-4. 2 MeV 陽子の照射角度と飛跡読み取り効率の関係

Particle	Incident angle [°]	Eye-counted track density: $TD_{eye} \pm \sigma_{eye}$ [mm ⁻²]	BG subtracted track density: $TD_{Track} \pm \sigma_{Track}$ [mm ⁻²]	Track counting efficiency: $T_{eff} \pm \sigma_{eff}$
proton	0	1289.58 ± 36.65	1164.69 ± 37.09	0.90 ± 0.04
proton	30	1568.75 ± 40.42	1348.78 ± 39.78	0.86 ± 0.03
proton	45	1322.92 ± 37.12	1067.65 ± 35.99	0.81 ± 0.04
proton	60	1090.63 ± 33.71	915.07 ± 33.09	0.84 ± 0.04

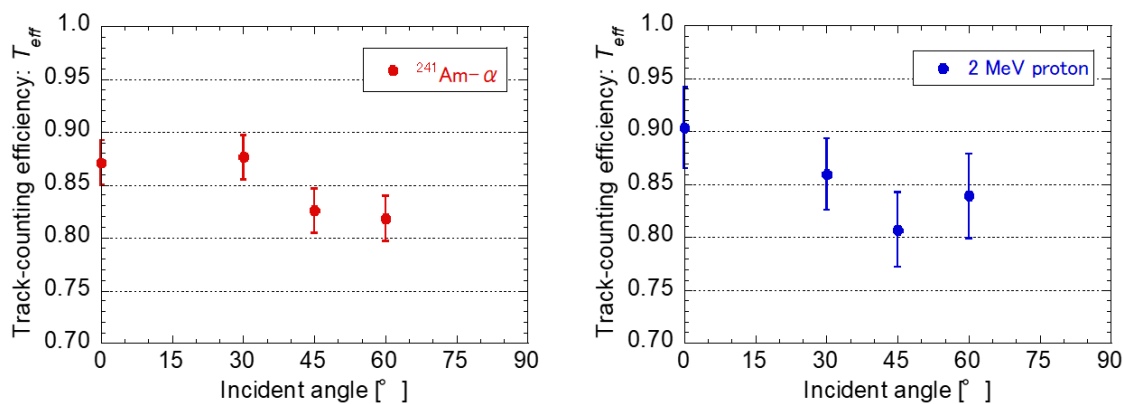


図 4-7. α 粒子, 陽子における飛跡読み取り効率 (T_{eff}) の角度依存性

4.2.5. 入射角度と飛跡の蛍光画像の関係

飛跡読み取り効率の角度依存性は、測定系の解析対象である飛跡の蛍光画像に起因すると考えられる。そこで荷電粒子の入射角度による蛍光画像の違いを調べた。

図 4-8 に ^{241}Am - α 粒子および 2 MeV 陽子において、入射角度による蛍光画像の違いを示す。 α 粒子、陽子共に 0° 飛跡は円形の比較的明るい蛍光を示したのに対し、入射角度が大きくなるほど飛跡が横長になり、蛍光量が低下する傾向が見られた。より詳細に調べるため、3.3.1 項に従った画像解析を行った。

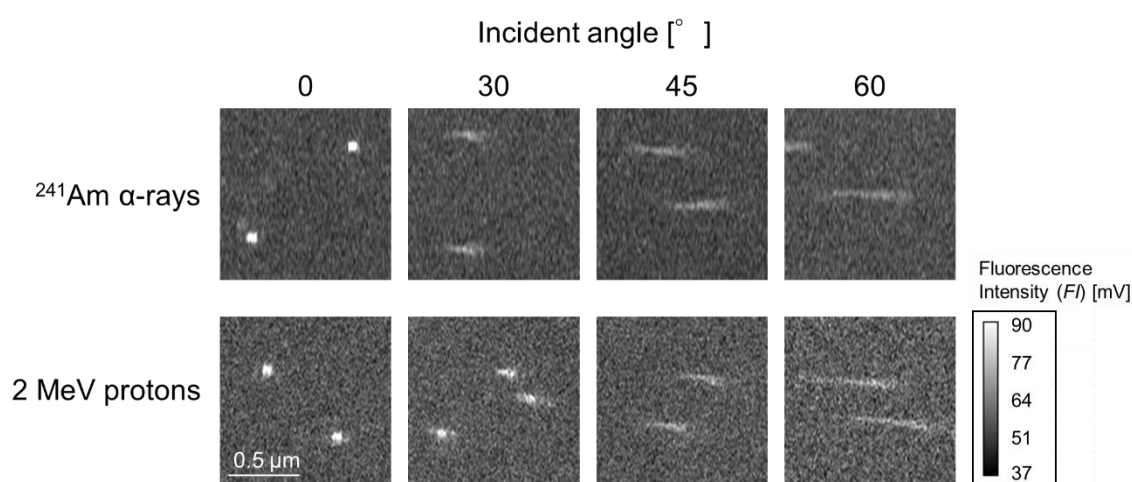


図 4-8. 荷電粒子の入射角度による飛跡の蛍光画像の違い

表 4-5 に飛跡長軸、飛跡領域サイズ (ピクセル数) の違いを示す。 α 粒子、陽子共に入射角度が大きくなるにつれ、飛跡長軸、飛跡領域共に増加しているのが分かる。飛跡長軸の増大は、FNTD リーダーの共焦点レーザー顕微鏡系 (CLMS) が持つ奥行き方向の焦点幅に起因すると考えられる: 図 4-9 において、Projected area が示すように、斜め入射した飛跡は焦点幅に含まれる飛跡長が長くなり、投影像 (飛跡の蛍光画像) も長くなると考えられる。

表 4-5. 荷電粒子の入射角度による飛跡長軸および飛跡領域サイズの違い

Incident angle [°]	Long axis [pixels]		Area size [pixels]	
	α particles	Protons	α particles	Protons
0	13.9 ± 2.0	10.9 ± 1.2	123 ± 23	81 ± 13
30	25.6 ± 2.0	16.2 ± 2.0	208 ± 26	125 ± 21
45	35.3 ± 5.3	24.4 ± 5.1	247 ± 41	153 ± 38
60	43.5 ± 8.2	31.7 ± 7.7	263 ± 39	168 ± 49

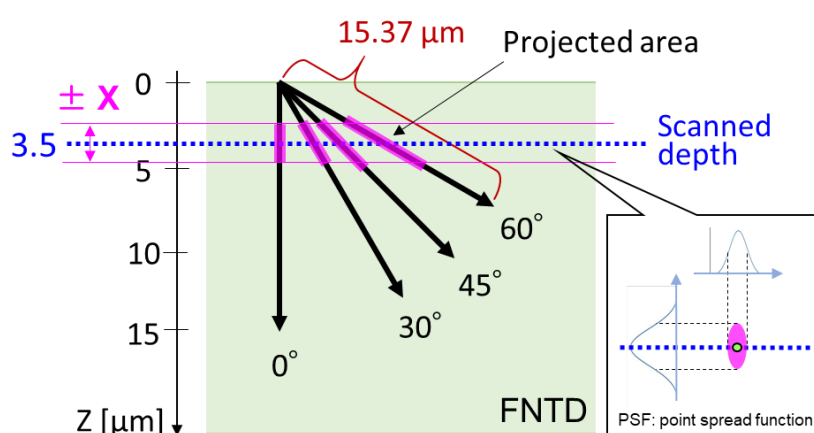


図 4-9. 測定系の焦点幅に起因する飛跡の蛍光画像の違い

図 4-10 に飛跡の入射角度と $^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子および 2 MeV 陽子それぞれの飛跡の蛍光強度 (領域平均) の変化を示す. α 粒子, 陽子共に, 入射角度が大きくなるにつれ, 飛跡の蛍光強度が低下しているのが分かる. 飛跡蛍光強度の角度依存の要因として, CLMS の点広がり関数 (PSF: Point Spread Function) が考えられる [74, 75]. CLMS が画像を得る過程において, 励起光および発光はそれぞれ PSF による広がりを持つ. この広がり領域は図 4-9 に示すような楕円球で模擬され, 領域内を通過する飛跡が長いほど明るい蛍光が得られる. したがって 0° 飛跡は明るく, 角度が大きい飛跡ほど暗くなったと考えられる [30, 71].

以上から, 入射角度による飛跡の蛍光画像の変化 (蛍光強度の低下および飛跡領域サイズの変化 (図 4-7, 4-8)) が, 飛跡読み取り効率の低下を引き起こしたと考えられる.

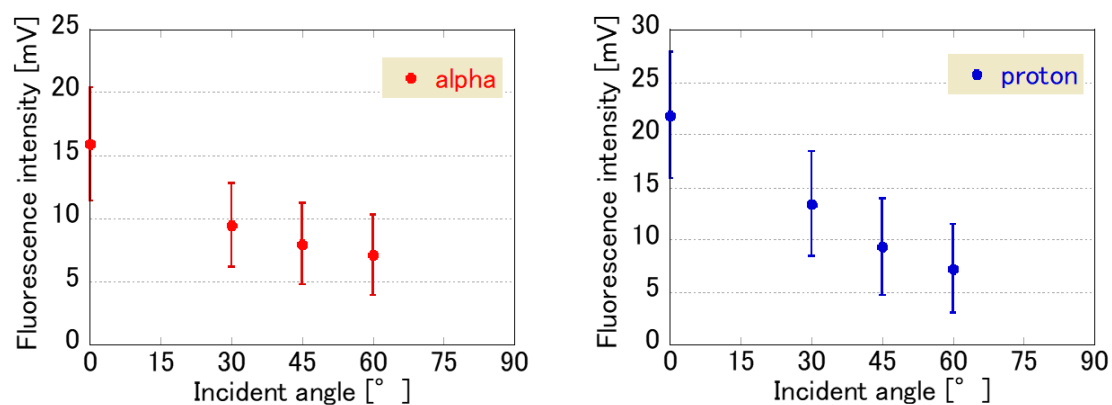


図 4-10. 飛跡の蛍光強度 (領域平均) の角度依存性

4.2.6. 4.2 節のまとめ

中性子個人線量計で対象とする粒子 (α , 陽子, およびトリトン) の飛跡について, エネルギー(LET) および入射角度による飛跡読み取り効率の違いを調べた. LET: 50~581 [keV/um] において, 飛跡読み取り効率の違いは見られなかったが, 一方で, 入射角度が大きいほど飛跡読み取り効率の低下が見られた. 飛跡読み取り効率の角度依存性の原因を明らかにするため, 飛跡の蛍光画像を解析した. その結果, 入射角度が大きい飛跡ほど蛍光強度が低下し, 読み取り効率の低下を引き起こすことを明らかにした.

4.3. 飛跡読み取りにおける γ 線影響の定量化

4.3.1. γ 線影響定量化の必要性

FNTD 測定系は電子飛跡から重粒子飛跡まで、幅広い LET 領域の荷電粒子を検出し、画像化することができる [32]。しかしこの利点は、FNTD 測定系が光子由来の電子飛跡も画像化することを示しており、中性子線量計にとっては欠点でもある。Sykora らは FNTD 線量計を中性子- γ 線混在場で使用した場合、 γ 線由来の電子飛跡が、反跳陽子飛跡の読み落としを引き起こすことを報告している (1.2.3 項参照)。一方で、 $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 (0° 照射) に対して 10 mSv 以下の $^{137}\text{Cs-}\gamma$ 線の混在では、飛跡の読み落としは生じないことも報告している。この閾値線量は、ISO 21909-1:2015 [15] の光子応答に対する要求事項を満たしているが、中性子場での照射条件は様々であり (中性子スペクトル、中性子の照射角度 (飛跡の入射角度)、読出し対象の飛跡種 (陽子, α 粒子, トリトン)、および n/ γ 線量比が異なる照射条件)、適応範囲に限られる。したがって、飛跡読み取りにおける γ 線の閾値線量を照射条件ごとに調べるのが望ましいが、現実的ではない。

中性子線量測定における γ 線影響を調べるには、性質の異なる荷電粒子飛跡に対し、 γ 線影響の違いを明らかにする必要がある。中性子個人線量計の網羅すべきエネルギー領域では、エネルギー (LET) による飛跡形状、飛跡蛍光、および飛跡読み取り効率の違いは見られなかった (4.2 節参照)。一方で、飛跡の入射角度により飛跡形状、飛跡蛍光、および飛跡読み取り効率は異なることが示された。これらのことから、飛跡の入射角度による γ 線影響の違いを明らかにすることが、FNTD 線量計の混在場における使用条件を決める上で必要であると考えられる。以上より、本節では飛跡読み取りにおける γ 線影響の違いを評価し、定量化した。

4.3.2. γ 線による飛跡読み取り効率の低下

図 4-11 および表 4-6 に、 $^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子に対する γ 線照射前後の飛跡読み取り効率: Track-counting efficiency, T_{eff} , の変化を示す。 T_{eff} は以下のように定義した:

$$T_{eff} = \overline{T_{count}}/T_{ref}. \quad (4-11)$$

$\overline{T_{count}}$: FNTD 測定系が出力した飛跡カウントの平均値 (線量計 4 個)

T_{ref} : 目視カウントによって得られた基準飛跡数

また T_{eff} の誤差, σ_{eff} , は以下の式に従って求めた:

$$\sigma_{eff} = (\overline{T_{count}}/T_{ref}) \sqrt{(\sigma_{count}/\overline{T_{count}})^2 + (\sigma_{ref}/T_{ref})^2}. \quad (4-12)$$

σ_{count} : FNTD 測定系の出力値, T_{count} , の標準偏差 (線量計 4 個)

σ_{ref} : 目視カウントで得られた参照飛跡数の平方根, $\sqrt{T_{ref}}$

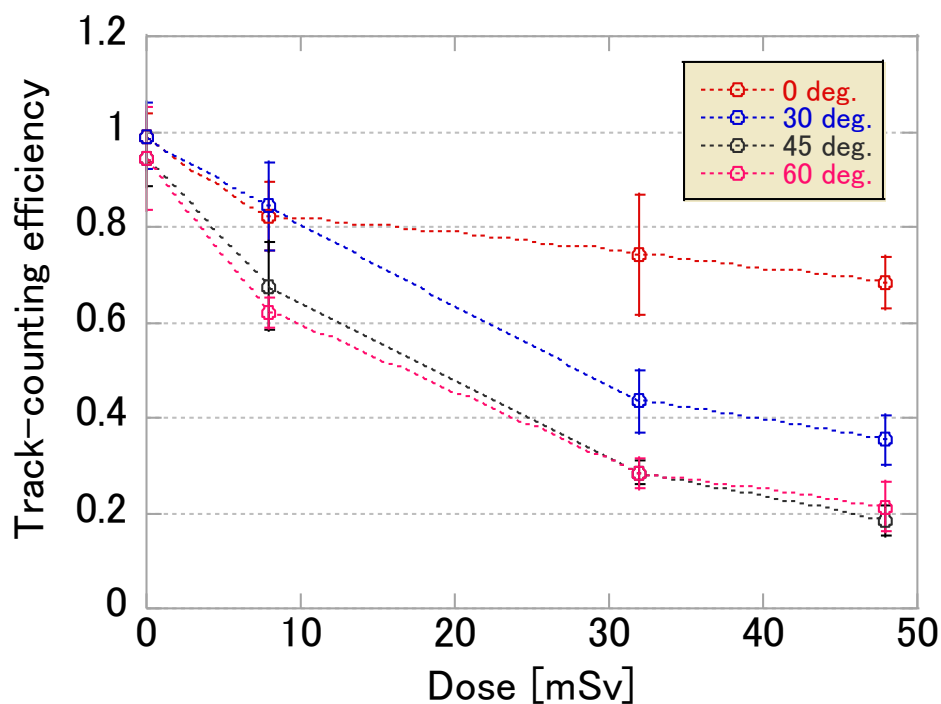


図 4-11. γ 線量と飛跡読み取り効率の変動 (α 粒子飛跡)

表 4-6. γ 線量と入射角度ごとに見た飛跡領域の蛍光強度の違い

Gamma dose [mSv]	$T_{eff} \pm \sigma_{eff}$			
	0 deg.	30 deg.	45 deg.	60 deg.
0	0.87 ± 0.05	0.88 ± 0.07	0.83 ± 0.05	0.82 ± 0.11
8	0.71 ± 0.07	0.73 ± 0.09	0.56 ± 0.09	0.49 ± 0.03
32	0.62 ± 0.13	0.32 ± 0.07	0.17 ± 0.02	0.16 ± 0.03
48	0.57 ± 0.05	0.24 ± 0.05	0.07 ± 0.03	0.09 ± 0.05

γ 線照射以前 (0 mSv) の T_{eff} は、飛跡の入射角度が大きくなるにつれて僅かに読み落としが増えたが (0°: $T_{eff} = 0.87 \rightarrow 60^\circ$: $T_{eff} = 0.82$), 0~60°飛跡まで $T_{eff} \geq 0.82$ を示した。しかし、 γ 線量が 8 mSv まで増加すると、飛跡の入射角度に依らず読み落としが増える傾向 ($T_{eff} \leq 0.73$) が見られた。特に 45 および 60°では顕著な読み落とし ($T_{eff} \leq 0.56$) が見られたことから、入射角度の大きい飛跡ほど γ 線影響を受け易いことが示された。

γ 線量を 32, 48 mSv と増やしていくと、 γ 線影響の少なかった 0° 飛跡でも明確な読み落としが確認され (32, 48 mSv にて、それぞれ $T_{eff} = 0.62, 0.57$), 30, 45, および 60° 飛跡においては、8 mSv の時と比べて、さらに読み落としが増加した ($T_{eff} \leq 0.32$)。このことから、飛跡の読み落としは γ 線量に依存して増加することが改めて確認された。

45 および 60°の α 粒子飛跡の読出しにおける限界線量 (< 8 mSv) は、Sykora らが $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 (0°) 由来の反跳陽子飛跡の読出しにおける γ 線影響で報告した限界線量 (10~30 mSv, [39]) よりも明らかに低い。 α 粒子と陽子の飛跡サイズ、飛跡蛍光強度に有意差がないことを示したことから (4.2 節参照), この差は粒子種の違いが原因ではなく、飛跡入射角度の違いが原因だと考えられる。

反跳陽子の角度分布は、PHITS の計算によると、30°以下の飛跡がほとんどであり (79.0%, 図 4-12), 45°以上の飛跡は 4.3%である。したがって $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 (0°) 由来の反跳陽子飛跡は、角度成分が少ないため γ 線影響を受け難いと考えられた。また、Sykora らの報告した反跳陽子飛跡への γ 線影響が、本実験における 0 および 30°の α 粒子飛跡への γ 線影響に類似し、 γ 線量が 30 mSv 前後まで読み落としが見られないことも、この仮説を支持している。

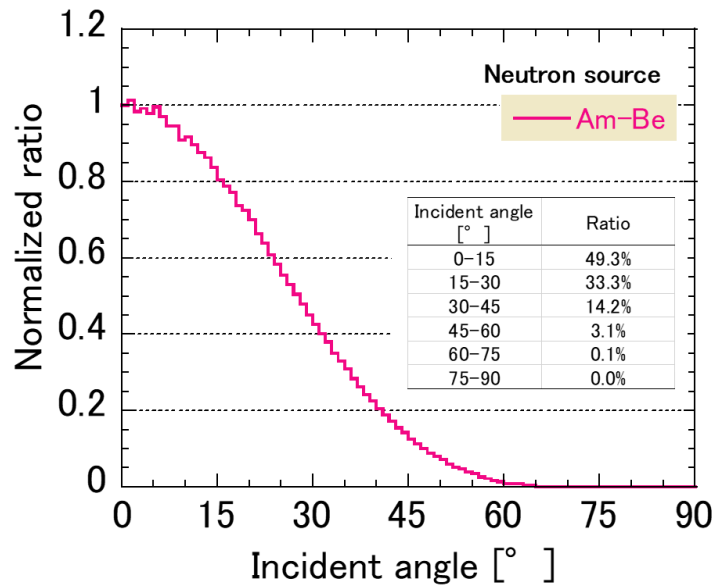


図 4-12. $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子照射で得られる反跳陽子の角度分布の計算値 (PHITS)

図 4-13 に、2 MeV 陽子飛跡に対する γ 線照射前後の飛跡読み取り効率の変化を示す。0 および 30°飛跡に比べて 45 および 60°飛跡における γ 線影響が顕著である点 (~ 13 mSv で、 $T_{eff} \leq 0.36$) は、 α 粒子での実験結果 (図 4-11) と一致した。 γ 線量が ~ 2.6 mSv では、0, 30, および 45°飛跡の読み落としは見られなかったが、 γ 線量が 45 mSv では、いずれの角度においても、顕著な読み落としを確認した ($T_{eff} \leq 0.26$)。

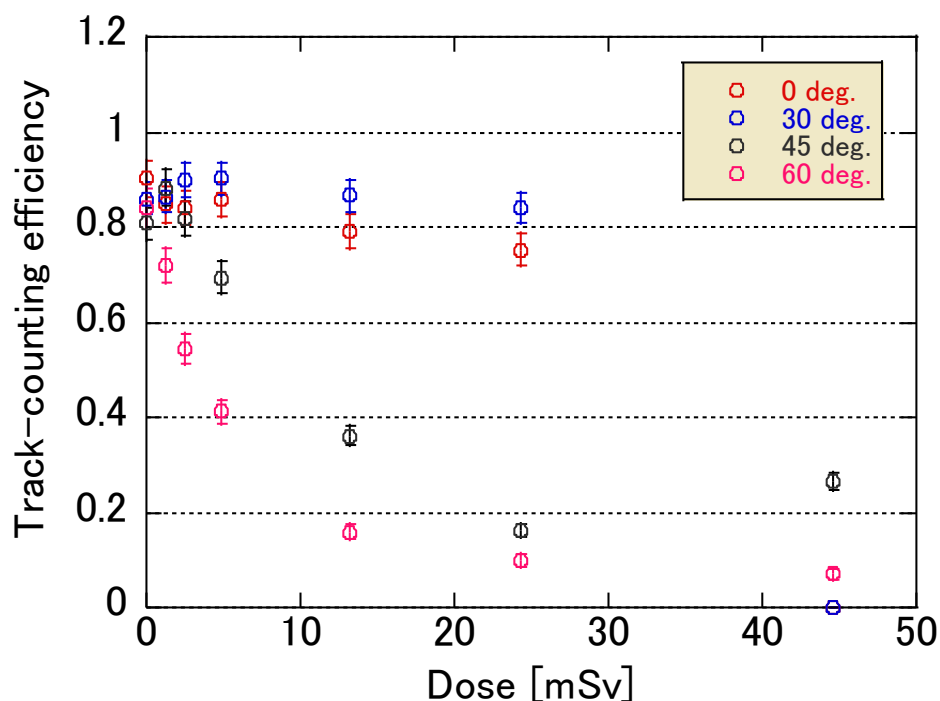


図 4-13. γ 線量と飛跡読み取り効率の変動 (陽子飛跡)

4.3.3. 画像変化から見た γ 線影響の評価

前項では、 γ 線量の増加に伴い飛跡の読み落としが増加すること、またその影響は飛跡の入射角度が大きいほど顕著であることを示した。FNTD 測定系は FNTD で得られた飛跡の蛍光画像を画像処理することで飛跡読み取りを行う (2.3.8 項参照)。したがって γ 線による飛跡読み落としは、 γ 線が引き起こす蛍光画像の変化が原因であると考えられる。 γ 線影響を評価するためには、画像変化を定量化する必要がある。

図 4-14 に入射角度ごとに、同一飛跡の γ 線照射による画像変化をまとめた。 γ 線照射前後の飛跡の蛍光画像を比較すると、画像全体が明るくなると同時に、BG 領域において、不均一な蛍光の“塊”が増加していくことが分かる。これは Sykora からも報告した通り、 γ 線由来の二次電子に起因しており [39]、本来検出すべき α 粒子飛跡を見難くし

第4章 結果

ている。この不均一な二次電子飛跡の性質を明らかにするため、 γ 線量とピクセル単位の蛍光強度 (FI : Fluorescence Intensity [mV]) の関係を調べた。

図 4-15 に γ 線量と BG 領域の蛍光強度の変化を示す。グラフには BG 領域における蛍光強度の平均値±標準偏差 ($\overline{FI_{BG}} \pm \sigma_{BG}$) を示している。また挿入図は、 γ 線量と BG 領域における蛍光強度分布の変化を示している。 γ 線量と蛍光強度の関係は、低線量側 (~10 mSv) を除いて良い直線性を示した ($R^2=0.998$)。これは Akselrod らが示した $Al_2O_3:C,Mg$ 結晶のへ照射量 (β 線および X 線) に対する蛍光量との関係とよく一致する [28]。挿入図の蛍光強度分布を見てみると、 γ 線量の増加に伴いヒストグラムの幅が広がっていることが分かる。ヒストグラムの幅は、蛍光強度のバラつきを反映したものであるため、二次電子飛跡の不均一性を表す指標になると考えられる。そこで各ヒストグラムの半値幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) を用いて評価指標 R を以下のように定義し、 γ 線量との相関を調べた:

$$R = FWHM(FI_{BG})/\overline{FI_{BG}}. \quad (4-13)$$

$FWHM(FI_{BG})$: BG 領域における FI ヒストグラムの半値幅

$\overline{FI_{BG}}$: BG 領域における平均蛍光強度

R 値は γ 線量 0, 49, 97, および 243 mSv において、13.5, 13.8, 15.3, 16.8, および 17.9% であり、 γ 線量 0 mSv のときの R 値で規格化すると、1.00, 1.03, 1.14, 1.25, および 1.33 となり、 γ 線量の増加に伴って蛍光強度のバラつきが増加していることが分かった。

表 4-7 に BG 領域の蛍光強度に関する解析データをまとめた。上記の結果に加え、 γ 線照射による BG 領域の蛍光強度の増加分 (γ 線照射後の $\overline{FI_{BG}}$ から γ 線量: 0 mSv での $\overline{FI_{BG}}$ を減算) を、 $\overline{FI'_{BG}} \pm \sigma'_{BG}$ として示した。

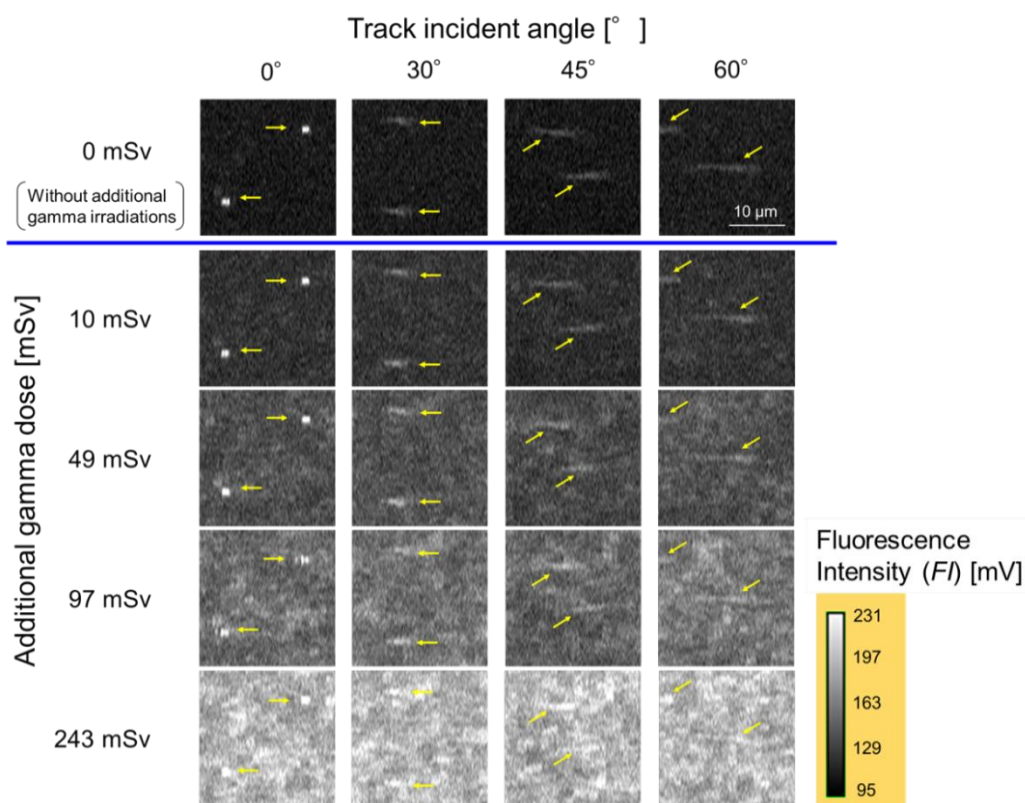


図 4-14. γ 線量と入射角度ごとにみた飛跡画像の違い

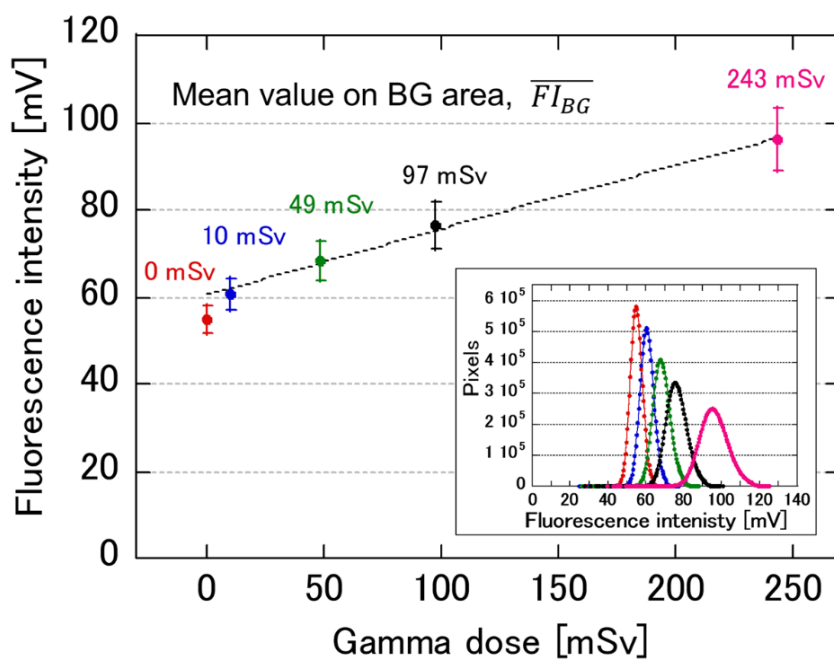


図 4-15. γ 線量と BG 領域における蛍光強度の関係

表 4-7. γ 線照射前後の BG 領域における蛍光強度の解析結果

Irradiation ID	Gamma dose [mSv]	Number of analyzed pixels	Fluorescence intensity [mV]		FWHM [mV]	Resolution (R)	Normalized Resolution
			Mean value on BG area ($\overline{FI}_{BG} \pm \sigma_{BG}$)	Net value on BG area ($\overline{FI}'_{BG} \pm \sigma'_{BG}$)			
#0	0	9108762	55.0 \pm 3.1	0	7.4	13.5%	1.00
#1	9.7	9108599	60.7 \pm 3.6	5.6 \pm 4.8	8.4	13.8%	1.03
#2	48.6	9096772	68.4 \pm 4.5	13.3 \pm 5.5	10.5	15.3%	1.14
#3	97.3	9103373	76.3 \pm 5.4	21.3 \pm 6.3	12.8	16.8%	1.25
#4	243.2	9128398	96.1 \pm 7.3	41.1 \pm 7.9	17.2	17.9%	1.33

γ 線照射により蛍光強度が線量直線的に増加すること、また蛍光強度のバラつきが増加することが分かったが、それらの現象がなぜ飛跡の読み落としを引き起こすのかは未だ不明瞭であった。そこで、飛跡領域と BG 領域での蛍光強度の関係が γ 線量の増加に伴ってどのように変化するかを調べた。

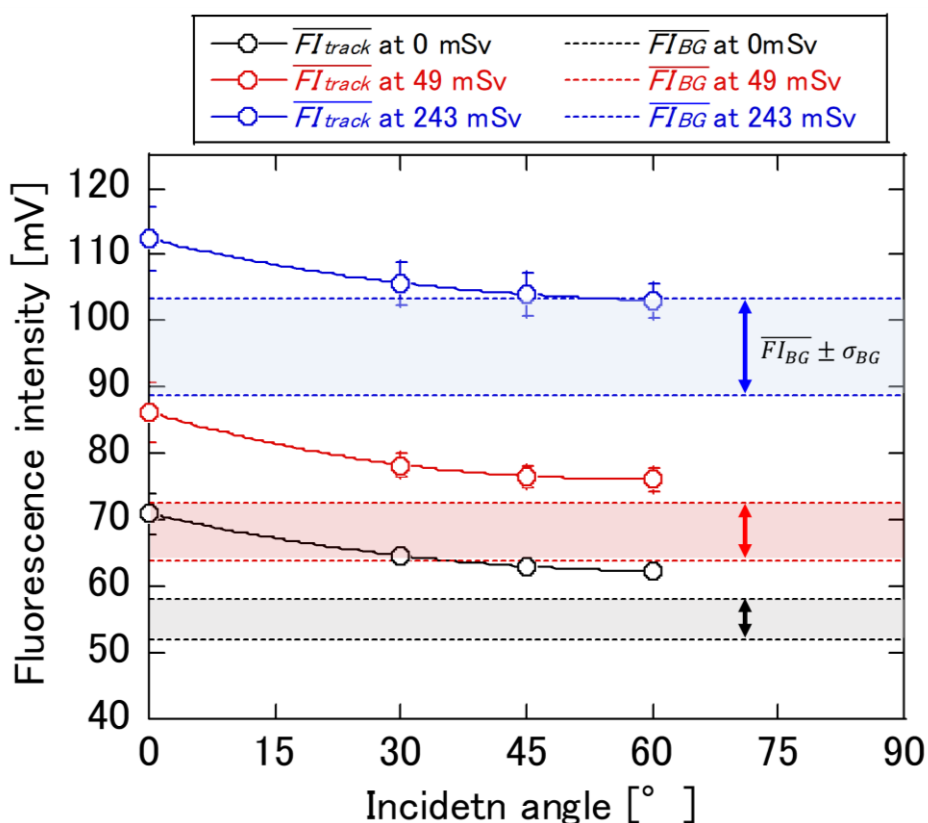


図 4-16. γ 線量による飛跡の蛍光強度 (領域平均) の角度依存性の変化

図 4-16 は γ 線量が 0, 49, および 243 mSv のときの飛跡領域における蛍光強度を照射角度ごとに示している. ここでの蛍光強度 ($\overline{FI}_{track} \pm \sigma_{track}$) は, 飛跡領域ごとに得られた平均蛍光強度を, 全飛跡で平均し (\overline{FI}_{track}), 標準偏差 (σ_{track}) を求めている. したがって, σ_{track} はピクセル単位の標準偏差ではなく, 解析した飛跡単位の標準偏差にあたる. 図 4-16 には BG 領域の蛍光強度も領域平均 \pm 標準偏差 ($\overline{FI}_{BG} \pm \sigma_{BG}$) としてカラーバンドで示した.

図 4-16 に示す通り, γ 線量に関わらず, 飛跡領域の蛍光強度には同様の角度依存性が見られた (4.2.5 項参照). したがって, γ 線照射によって飛跡領域の蛍光強度は一様に増加し, 角度依存性も照射前後で保存されたように見える. そこで, γ 線量と蛍光強度の増加量 ($\Delta\overline{FI}$) の関係を飛跡の入射角度ごとに調べ, BG 領域での増加量 (表 4-6 における \overline{FI}'_{BG}) と比較したところ, ほぼ同様の増加傾向を示した (図 4-17). このことから, γ 線照射は画像全体の蛍光強度を一様に増加させることが確認でき, γ 線照射による蛍光強度の上昇自体は, 飛跡読み落としの原因ではないと言える.

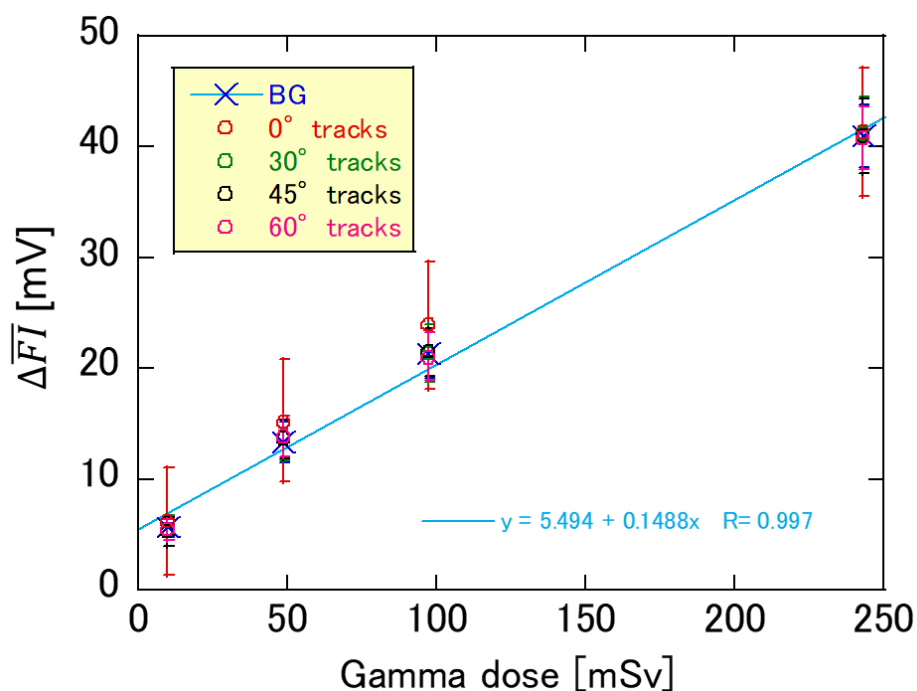


図 4-17. γ 線量と BG/飛跡領域における蛍光強度の増加量 ($\Delta\overline{FI}$) の関係

第4章 結果

図 4-16 では、 γ 線量が 0 mSv の時、入射角度に依らず、飛跡領域の蛍光強度 ($\overline{FI}_{track} \pm \sigma_{track}$, 黒バンド) と BG 領域の蛍光強度 ($\overline{FI}_{BG} \pm \sigma_{BG}$, 黒プロット) には、十分な差が存在する。しかし、 γ 線量が 243 mSv の時には BG 領域の蛍光強度 (青バンド) のバラつき増加に伴い、角度飛跡の蛍光強度が BG 領域の蛍光強度と重なっていることがわかる。これは BG 領域での蛍光強度のバラつき増加が、飛跡と BG 領域の区別を妨害することを示している。

図 4-16 で見られた蛍光強度の重なりをより詳細に観測するため、図 4-18 に、各 γ 線量での飛跡/BG 領域の FI ヒストグラムを示す。図 4-17 の左列は対数表示により、飛跡/BG 領域の FI ヒストグラムの全体を表している。一方、右列は線形表示により、飛跡/BG 領域の FI ヒストグラムの重なり部分を強調して表示している。

図 4-18 において、 γ 線量の増加と共に、BG 領域の FI ヒストグラムは広がりを見せ (0 mSv: $FI_{BG} = 28.0 \sim 68.0 \rightarrow 243 \text{ mSv: } FI_{BG} = 27.5 \sim 101.0$)、またその中心値は上昇していることが分かる。これは図 4-14 および図 4-15 でも示した通り、電子飛跡の不均一な増加によるものである。 γ 線量が 0 mSv の時、飛跡領域の FI ヒストグラムを入射角度ごとに比較すると、 0° 飛跡は広い分布を持ち ($FI_{track} = 43.0 \sim 141.5$)、BG 領域よりも十分高い蛍光強度を示したのに対し、角度飛跡では 0° 飛跡に比較して分布が狭く、かつ最大の蛍光強度も低かった (30, 45, および 60° 飛跡に対して、 $FI_{track} = 44.5 \sim 94.0, 46.0 \sim 85.0, \text{ および } 47.0 \sim 91.5$)。この傾向は γ 線照射後も変わらなかった (γ 線量が 243 mSv のとき、0, 30, 45, および 60° 飛跡に対し、 $FI_{track} = 75.0 \sim 165.5, 73.0 \sim 118.5, 73.5 \sim 115.0, \text{ および } 74.5 \sim 112.5$)。したがって、BG 領域の FI ヒストグラムの広がりに対し、 0° 飛跡よりも角度飛跡の方が影響を受け易く、飛跡/BG ヒストグラムの重なりが顕著に出ると言える。

図 4-19 に、 γ 線量に対する飛跡/BG ヒストグラムの重なり (Overlap [%]) の変化を、飛跡の入射角度ごとにまとめた。 γ 線量が 0 mSv において、入射角度が 0, 30, 45, および 60° に対し、Overlap = 58.8, 67.5, 77.7, および 82.8% が得られ、入射角度が大きい飛跡ほど、蛍光強度による飛跡/BG 領域の判別が難しいことが示された。 γ 線量が 243 mSv の時は、 0° 飛跡では Overlap = 78.5% を示し、依然として、蛍光強度による飛跡の判別が可能であることが示唆された。一方、角度飛跡では Overlap \geq 96.2% を示し、蛍光強度による飛跡の判別が不可能であることが示唆された。

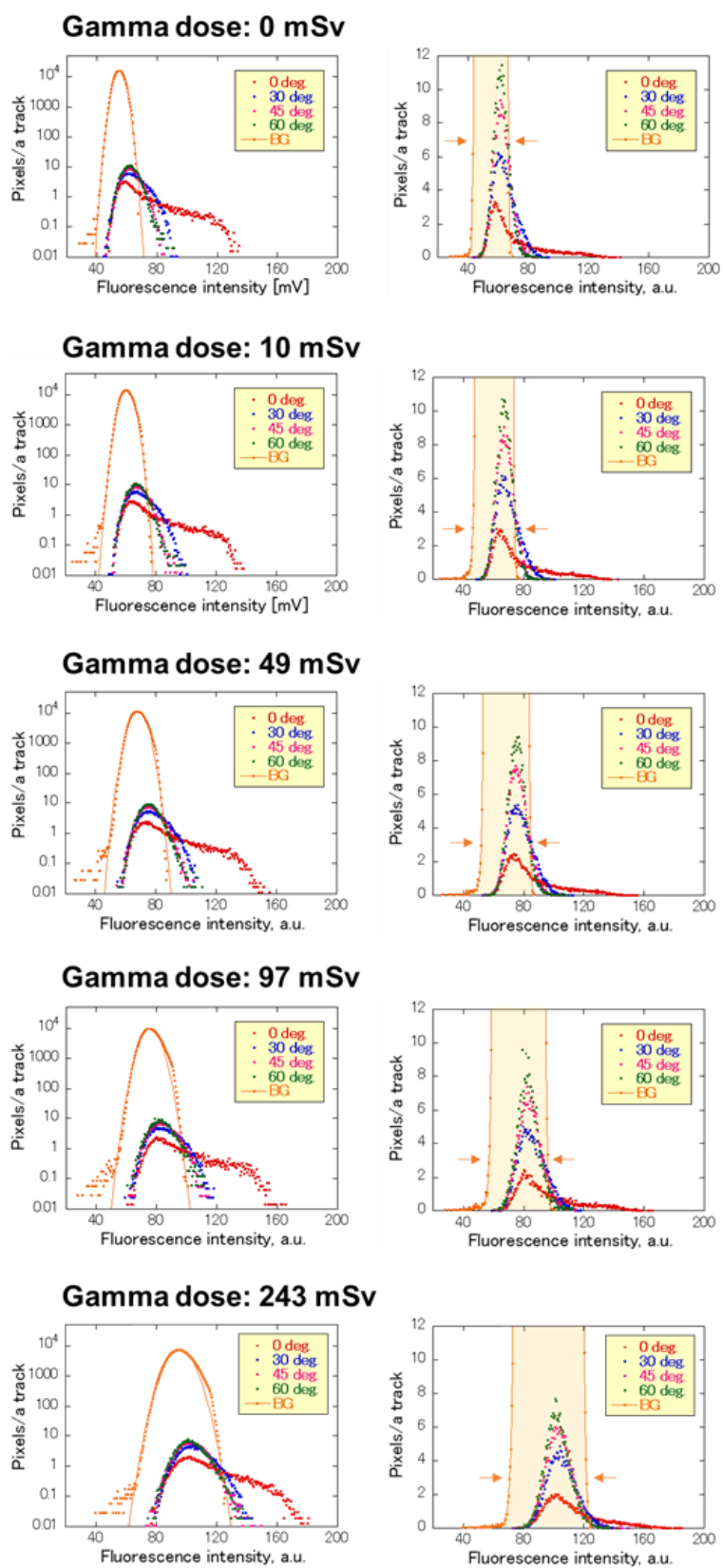


図 4-18. γ 線量と FI ヒストグラムの変化

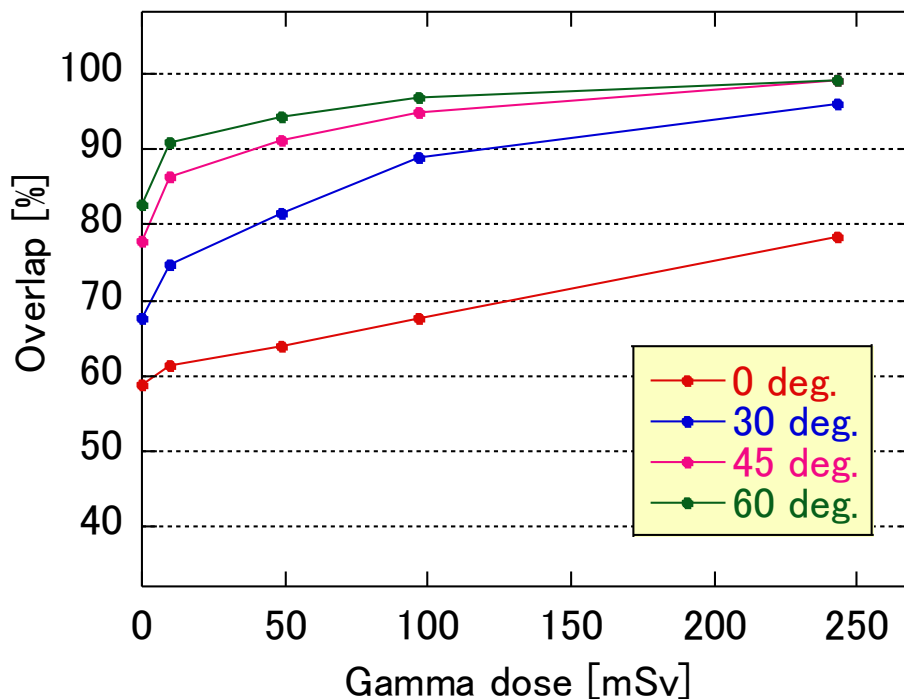


図 4-19. γ 線量に対する FI ヒストグラムの重なりの変化

4.3.4. 4.3 節のまとめ

飛跡読み取りにおける γ 線影響について、飛跡の入射角度による影響度の違いを調べた。 α 粒子、陽子共に、入射角度が大きいほど γ 線影響を受け易く、飛跡読み取り効率の低下が見られた。原因を明らかにするため、蛍光画像の変化を調べたところ、 γ 線による蛍光強度の上昇は画像全体に一様に生じており、飛跡読み落としの原因ではないことを明らかにした。一方で、 γ 線照射によって BG 領域の蛍光強度のバラつきが増加し、BG/飛跡領域の蛍光強度の差が小さくなることで、両者の判別が難しくなることを明らかにした。

4.4. 中性子線量測定における低線量限界の算出

4.4.1. 中性子場に応じた校正定数の必要性

FNTD 線量計システムによる中性子線量測定では、測定された飛跡密度を線量に変換する校正定数 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$] が必要になる。これまで中性子線量測定サービスでは、 ^{252}Cf や $^{241}\text{Am-Be}$ 等の既知線源に対して実験的に得られた校正定数をすべての中性子場に適用してきた。しかし、中性子場によってスペクトルは異なり、単位線量あたりに測定される飛跡密度も異なるため、一様に同じ校正定数を使うことで、線量の過小評価あるいは過大評価が起り得る。このような誤評価を防ぐには、場に応じた校正定数を適切に決定する必要がある。

本節では、中性子スペクトルが分かる前提で、FNTD 線量計の中性子応答に基づき、校正定数の計算手法を開発した。また、計算で得られた校正定数から低線量限界: LLD を評価した。

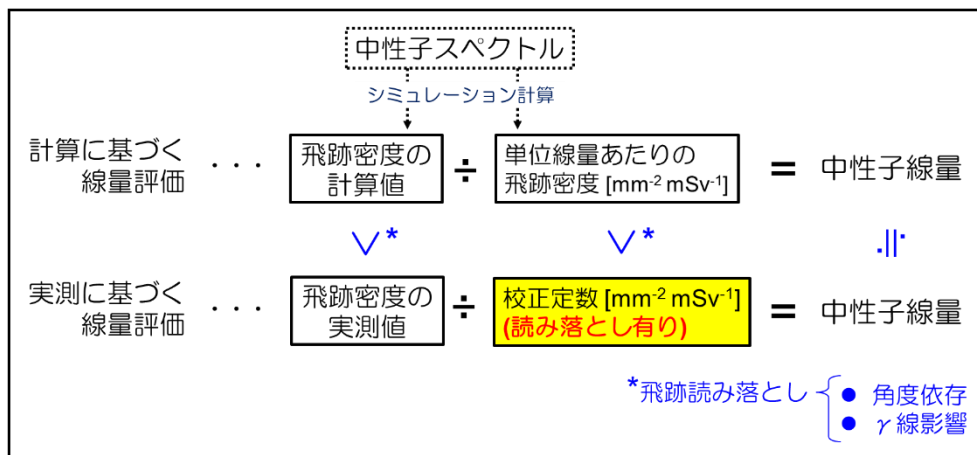
4.4.2. 中性子由来飛跡の読み取り効率の必要性

FNTD 測定系の飛跡読み取り効率は、飛跡の入射角度に依存して低下することが分かっており (4.2 節参照)、このことは中性子由来の荷電粒子飛跡のうち、角度の大きな飛跡は読み落とされている可能性を示している。

図 4-20 に、計算と実測に基づく中性子線量評価の違いおよび計算に基づく校正定数の決定手法を示す。図 4-20 のチャート図に示す通り、シミュレーション計算に基づき、中性子スペクトルから飛跡密度、単位線量あたりの飛跡密度、および中性子線量が求まる。しかし実際には、測定系が一部の中性子由来飛跡を読み落とすため、飛跡密度および校正定数の実測値は計算値より低い値を示す。校正定数が実測されていない場合、計算で求める必要があるが、その場合、測定系の中性子由来飛跡に対する読み取り効率が必要になる。

本節では、まず反応を単純化した単色中性子照射 (5 MeV) によって、中性子由来飛跡に対する読み取り効率の計算手法を検討することにした。

計算と実測に基づく中性子線量評価の違い



校正定数の計算手法

$$\text{飛跡密度の計算値 [mm}^2\text{ mSv}^{-1}\text{]} \times \text{中性子飛跡に対する読み取り効率} = \text{校正定数 [mm}^2\text{ mSv}^{-1}\text{]}$$

図 4-20. 計算と実測に基づく中性子線量評価の違いおよび校正定数の計算手法

4.4.3. 5 MeV 中性子照射における飛跡読み取り効率

FNTD 測定システムの 5 MeV 中性子に対する校正定数を実測した。図 4-21 に照射量 ($H_p(10)$ [mSv]) と各線量で得られた HDPE コンバータ下領域における反跳陽子飛跡に対し、測定系が出力した飛跡密度 (BG 飛跡密度を減算) の平均値±標準偏差 (3~5 線量計) を示す。直線近似の結果、5 MeV 中性子に対する校正定数: 21.87 [mm² mSv⁻¹] (2 μm depth) を得た。

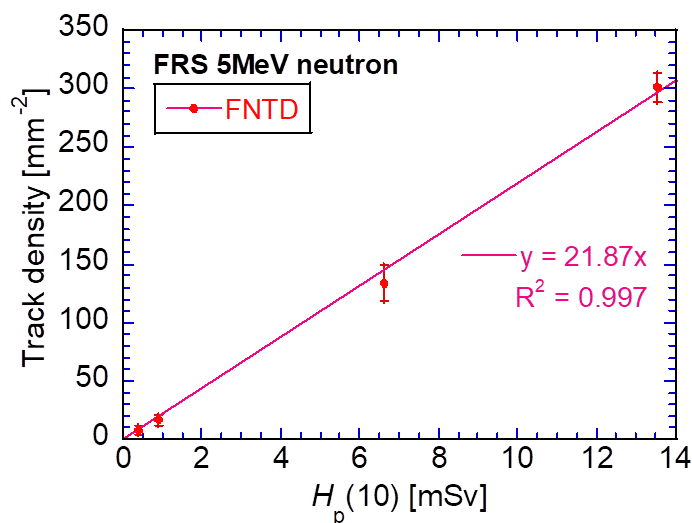


図 4-21. 5 MeV 中性子の照射量と反跳陽子の飛跡密度との関係

続いて、最も高線量 (13.52 mSv) を照射した FNTD サンプルの飛跡の蛍光画像を解析し、5 MeV 中性子由来の反跳陽子飛跡に対する測定系の飛跡読み取り効率 (T_{eff}) を調べた。表 4-8 に解析結果を示す。5 線量計での T_{eff} の平均値 ($\overline{T_{eff}}$) と誤差 (σ'_{eff}) において、 $\overline{T_{eff}} \pm \sigma'_{eff} = 0.86 \pm 0.07$ を示した。

以上のことから、FNTD に 5 MeV 中性子を $H_p(10) = 1.00$ [mSv] 照射した場合、およそ $21.87/0.86 = 25.43$ [mm²] の飛跡密度が得られ (画像化され)、測定系がその 86% を正しく読み取ることで、21.87 [mm² mSv⁻¹] (校正定数) が出力されると考えられる。

表 4-8. 5 MeV 照射サンプルでの飛跡読み取り効率

Neutron Energy [MeV]	$H_p(10)$ [mSv]	Scan area	Eye-counted track density: $TD_{eye} \pm \sigma_{eye}$ [mm ⁻²]	BG subtracted track density: $TD_{Track} \pm \sigma_{Track}$ [mm ⁻²]	Track counting efficiency: $T_{eff} \pm \sigma_{eff}$
5.00	13.52 ± 0.35	HDPE	343 ± 18.53	293.19 ± 11.61	0.85 ± 0.06
		HDPE	339 ± 18.41	291.88 ± 11.18	0.86 ± 0.06
		HDPE	368 ± 19.20	315.76 ± 11.95	0.86 ± 0.06
		HDPE	338 ± 18.39	291.59 ± 11.24	0.86 ± 0.06
		HDPE	358 ± 18.92	314.06 ± 11.49	0.88 ± 0.06

中性子照射に伴う反跳陽子飛跡が仮にすべて垂直入射したとすれば、 $\overline{T_{eff}} \cong 0.90$ になると推定される (4.2.2 項および表 4-2 参照)。しかし実際は、反跳陽子が角度分布をもって FNTD に入射するため、読み取り効率は低下し、 $\overline{T_{eff}} = 0.86$ が得られたと推測される。そこで、 T_{eff} の値が、反跳陽子飛跡の角度分布と、陽子飛跡の読み取り効率の角度依存性 (図 4-7) によって説明できるかどうかを検証した。

4.4.4. 飛跡読み取り効率計算手法の確立

反跳陽子飛跡の角度分布を計算および実測で求めた。図 4-22 に 5 MeV 中性子照射で得られる反跳陽子飛跡の角度分布の計算結果 (PHITS, 2 μm depth) を示す。飛跡の大部分は角度の小さい成分だが (~30°: 82%), 30°以上の角度成分も 18% ほど含まれることが分かった。

図 4-22 は計算値であり、3.3.3 項に示した飛跡の長短軸比による入射角度の推定法により、実際の蛍光画像から飛跡の角度分布を推定し、計算値の妥当性を確認した。図 4-23 に、飛跡の長短軸分布から推定された角度分布を示す。計算による角度分布 (図 4-22) と実測による角度分布 (図 4-23) を比較したところ、大半は直進成分で 60°以上の飛跡はほとんど含まれない (~2%), という点はよく一致した。

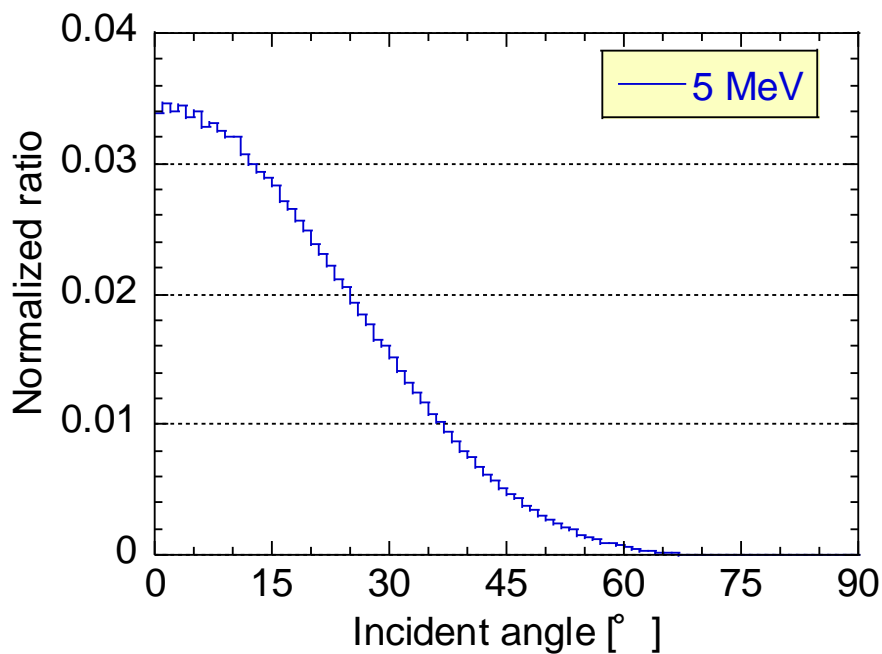


図 4-22. 計算で得られた反跳陽子飛跡の角度分布 (PHITS)

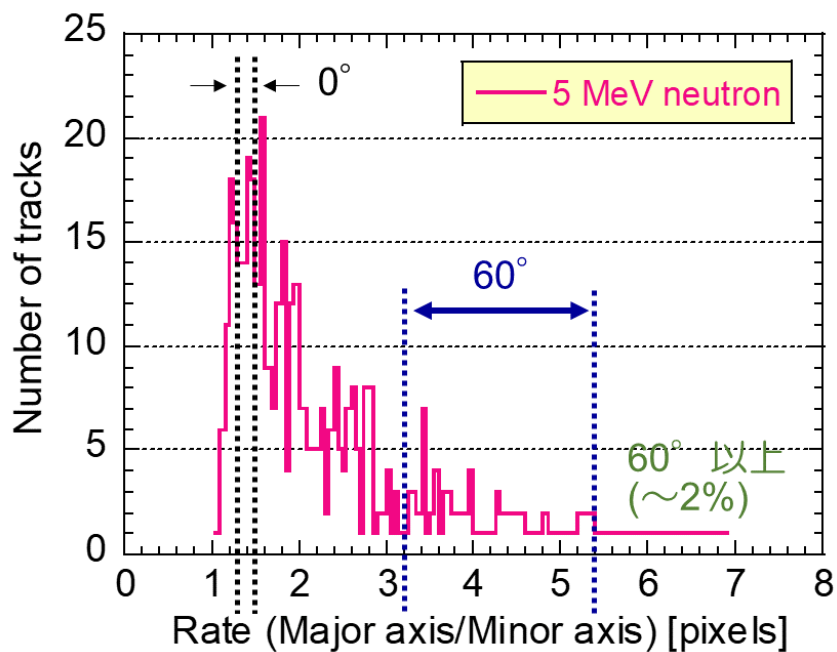
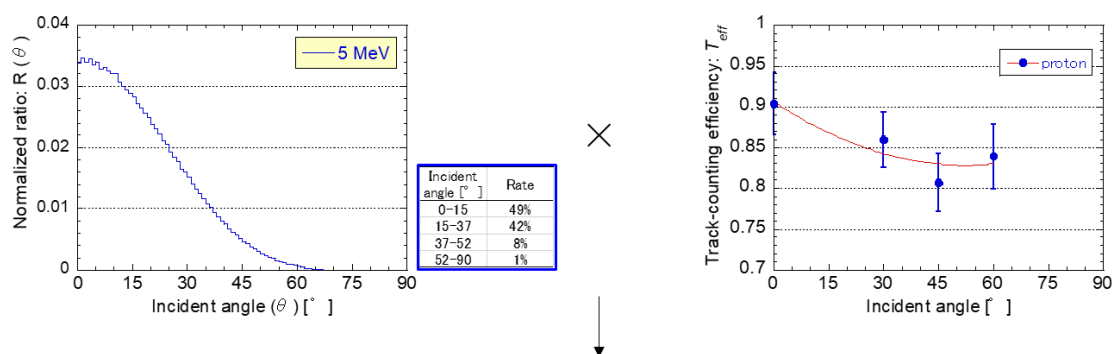


図 4-23. 実験で得られた蛍光画像を基に推定された反跳陽子飛跡の角度分布

中性子由来飛跡の全体に対する T_{eff} は、個々の飛跡に対する T_{eff} の積算平均で成り立っていると考えられる。また、 T_{eff} は飛跡の入射角度によって異なることが実測されている (図 4-7)。そこで、図 4-24 に示すように、飛跡全体に対する読み取り効率の推定値: $T_{eff}(total)$ を入射角度ごとの $T_{eff}(\theta)$ と飛跡の角度分布 $R(\theta)$ の積算値として算出することを考えた。



$$T_{eff}(total) = \int_0^{90} R(\theta) \times T_{eff}(\theta) d\theta$$

図 4-24. 中性子由来飛跡全体に対する読み取り効率の計算手法

計算の結果、5 MeV 中性子由来の反跳陽子飛跡では、 $T_{eff}(total) = 0.867$ と計算され、実測された値: $\overline{T_{eff}} = 0.86 \pm 0.07$ とよく一致した。このことから、飛跡読み取り効率は飛跡の角度分布と陽子飛跡の飛跡読み取り効率の角度依存データから推定できることを実証した。

4.4.5. 校正定数の推定

5 MeV 中性子照射では実測値から校正定数を求めた (4.4.3 項参照)。しかし実測値が得られない場合、シミュレーション計算に基づいて単位線量あたりの飛跡密度と飛跡読み取り効率を求め、それらを掛け合わせることで校正定数が算出できると考えられる (図 4-20)。飛跡読み取り効率は、飛跡の角度分布の計算値と角度ごとの飛跡読み取り効率の実測値から算出できることは実証済みである (図 4-24)。そこで、各種中性源に対して図 4-20 の手法を適用し、校正定数を計算した。5 MeV および 1.2 MeV 中性子では、計算値と実測値を比較することで、計算値の妥当性を確認した。

第4章 結果

表 4-9 に 0.025 eV~10 MeV の単色中性子, あるいは規格化された中性子源 ($^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf (ISO 8529-1 [11])) に対する校正定数の計算結果を示す. 565 keV~10 MeV 中性子に対しては, HDPE コンバータ下領域における反跳陽子飛跡を, 0.025 eV, 0.10 eV に対しては, Li-glass コンバータ下領域におけるトリトンおよび α 粒子飛跡を調べた.

5 MeV 中性子に対しては, PHITS で計算された単位線量当りの飛跡密度 (反跳陽子) に, 飛跡の角度分布 (図 4-25) に基づいて計算された $T_{eff(total)}$ (図 4-24) を乗じて, 校正定数: 22.40 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$] を算出した. これは実測値: 21.87 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$] とよく一致した. また 1.2 MeV 中性子に対しても, 実測値と同等の計算値を得た (計算値: 3.28 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$], 実測値: 2.64 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$]). 反跳陽子の飛跡分布は, 565 keV を除くと同様の分布を示すため (図 4-25), $T_{eff(total)} = 0.87$ を用いることができる見込みを得た.

一方, 0.025 eV および 0.1 eV 中性子では, トリトンおよび α 粒子の角度分布を求め (図 4-26), 図 4-7 の α 粒子の角度飛跡に対する読み取り効率 (T_{eff}) を積算平均して $T_{eff(total)}$ を求めた (表 4-9). トリトンおよび α 粒子では, 入射中性子のエネルギーを無視すれば, $T_{eff(total)} = 0.853$ で対応できる見込みが立った. さらに PHITS で計算された単位線量当りの飛跡密度に $T_{eff(total)}$ を乗じ, 校正定数を算出した. その結果, 0.025 eV, 0.1 eV 中性子に対し, それぞれ 183, 397 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$] が得られた.

図 4-27 に, 計算で得られた校正定数のエネルギー依存性をまとめた.

表 4-9. 各中性子種に対する校正定数の算出 (*は実測データ)

Neutron	Energy (Ave) [MeV]	Detected particles	Calculated values		Correction factor [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$]	LLD [mSv]
			Track Density [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$]	$T_{eff(total)}$		
10 MeV	10	Recoil protons	45.11	0.866	39.06	0.16
5 MeV	5.0		25.84	0.867	22.40 (21.87*)	0.29
$^{241}\text{AmBe}$	4.1		21.53	0.865	18.63	0.34
2.5 MeV	2.5		10.98	0.867	9.52	0.67
^{252}Cf	2.0		17.93	0.867	15.55	0.41
1.2 MeV	1.2		3.77	0.869	3.28 (2.64*)	1.96
565 keV	0.57		0.79	0.876	0.69	9.29
144 keV	0.14		-	-	-	-
0.1 eV	1.0×10^{-7}	Tritons,	214	0.853	183	0.04
0.025 eV	2.5×10^{-8}	α particles	466	0.853	397	0.02

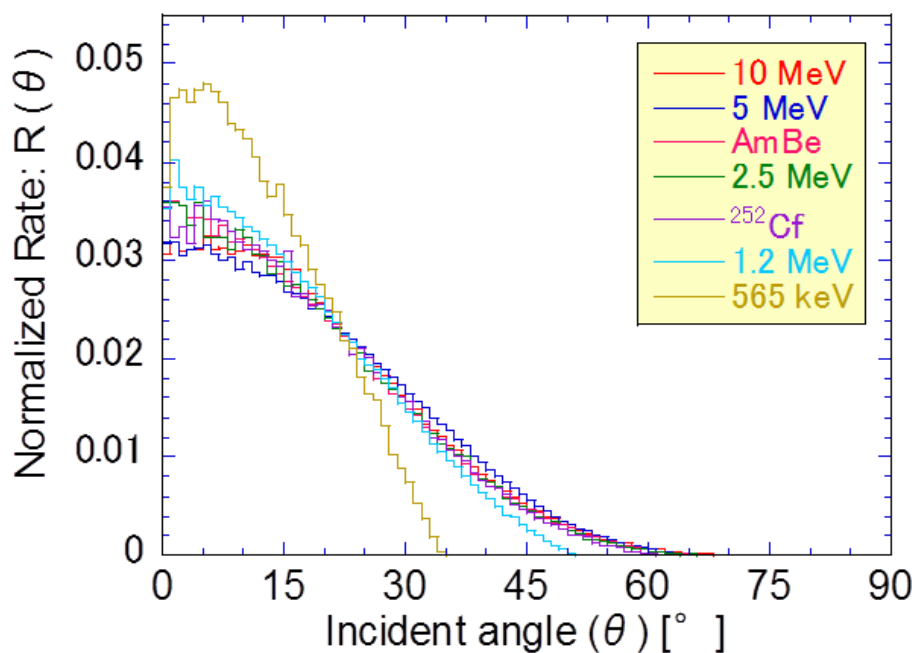


図 4-25. 各中性子線源に対して得られる反跳陽子の角度分布 (PHITS)

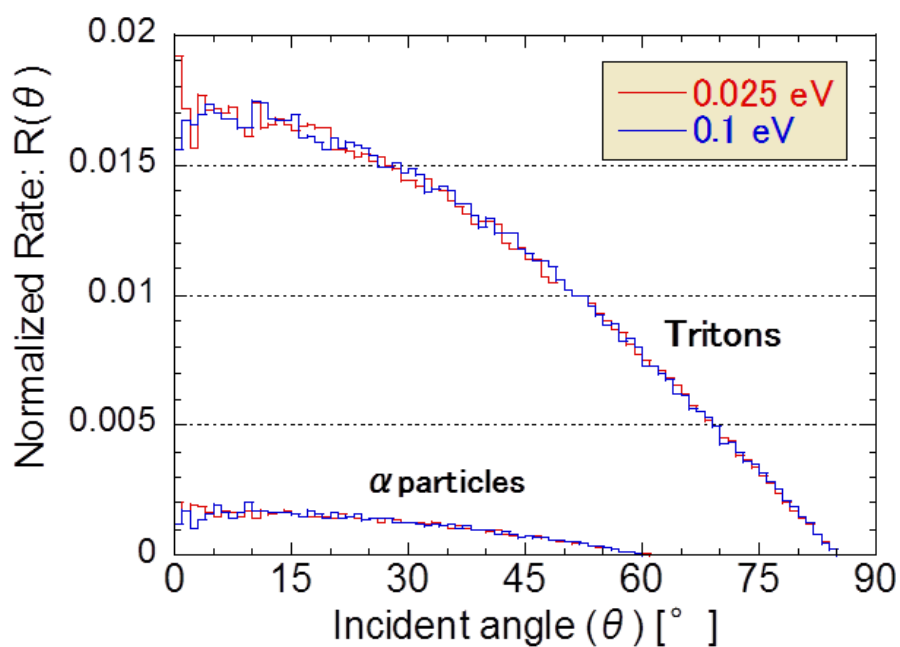


図 4-26. 0.025 eV および 0.1 eV の中性子に対して得られるトリトンと α 粒子の角度分布 (PHITS)

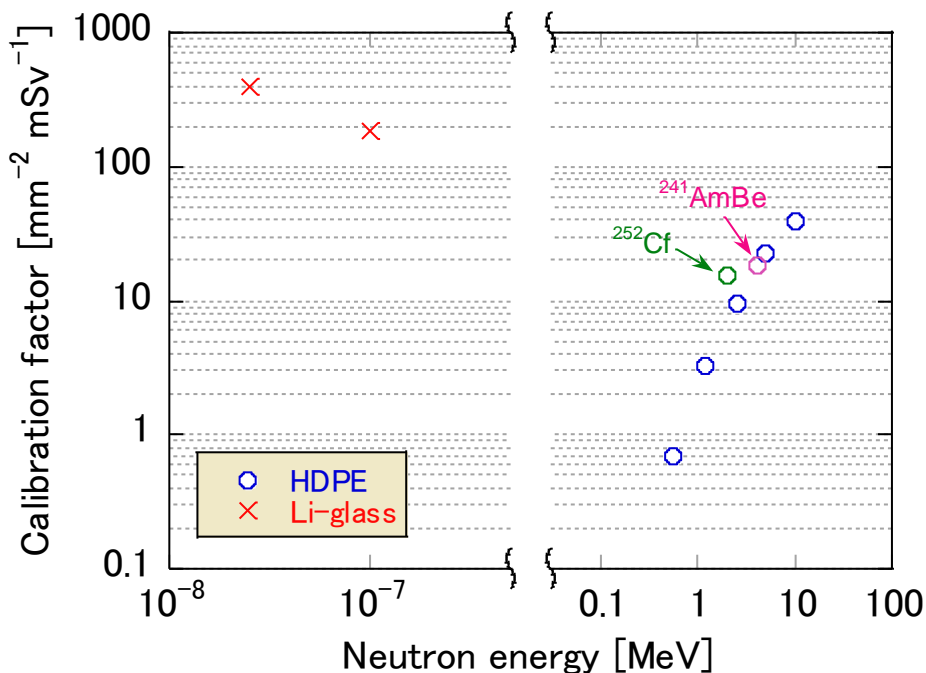


図 4-27. 計算で得られた校正定数のエネルギー依存性

4.4.6. LLD の算出

4.4.5 項では、中性子スペクトルから校正定数を算出することができた。低線量限界: LLD は、校正定数、測定面積、および BG カウントが決まれば算出可能と考えられるため (4.1.4 項参照), LLD を $CV \leq 40\%$ を満たす限界線量とし、改めて以下の定義式を与えた:

$$CV_{(LLD)} = \frac{\sqrt{(\sqrt{(CF \times LLD + TD_{BG}) \times X})^2 + (\sqrt{TD_{BG} \times X})^2}}{(CF \times LLD) \times X} \leq 0.4. \quad (4-14)$$

- LLD : 限界線量 [mSv]
- CF : 校正定数 [mm² mSv⁻¹]
- TD_{BG} : BG カウント
- X : 測定面積 [mm²]

5 MeV 中性子照射で LLD を算出するには、各変数に以下の値を与えることになる:

CF	: 22.40 [mm ² mSv ⁻¹]
TD_{BG}	: 29.61 [mm ²] (18 FNTD の平均 BG カウント)
X	: 10.00 [mm ²]

この時、 $LLD \geq 0.29$ [mSv] が得られた。

その他の中性子種に対しても、同様に LLD を計算した (表 4-9)。

現在の測定系では $LLD \leq 0.10$ [mSv] を満たすことは難しい。主な要因は、現測定系の BG カウントが高いことであり、十分にブリーチされた FNTD18 個においても、平均飛跡密度±標準偏差 = 29.61 ± 6.80 [mm²] が得られている。しかしブリーチ済み FNTD では、目視によって飛跡が確認できることはほとんどない。画像解析ソフトの飛跡読み取り過程を改良し、BG カウントを抑えることができれば、自ずと LLD は下がると考えられる。5 MeV 中性子を例にすると、BG カウントを 29.61/mm² から 2.89/mm² に下げることができれば、LLD を 0.29 mSv から 0.10 mSv に低減できる。

尚、 γ 線による飛跡読み取り効率の変化は、nanoDot 線量計の測定値が十分低かったため (~ 0.02 mGy (gamma)/mSv (neutron)) 考慮に入れていない。

4.4.8. MATLAB 画像解析系による LLD の改善

FNTD リーダー専用の画像解析ソフトでは、高い BG カウントが原因で LLD の改善が難しい。そこで、MATLAB による画像解析 (3.3.3 項参照) を用いて LLD の改善を試みた。

表 4-10 に画像処理項目の詳細を示す。本手法を 5 MeV 中性子を照射した FNTD (未照射および 0.40 ~ 13.52 mSv, 表 3-3) の、HDPE コンバータ下領域で得られた画像に適用した。

表 4-10. MATLAB 画像解析系の各パラメータ

手順	処理項目	詳細
1	平滑化	2Dガウスフィルタ: $\sigma = 1.5$ ピクセル
2	モルフォロジー変換	15 ピクセル ϕ 単位
3	F /ヒストグラム作成	ガウスフィッティング
4	二値化	$FI_{sq} > \overline{FI}_{BG} + 3.6 \times \sigma_{sq}$ 式(3-6)
5	形状調整	二値化領域の穴を塗りつぶし
6	ノイズ処理	<100 ピクセルの塊は除去
7	画面端の除去	画面端から4 ピクセル以内の塊は除去
8	飛跡カウント	残った領域数をカウント

解析の結果,十分にブリーチされた FNTD21 個において,平均飛跡密度±標準偏差 = 4.12 ± 2.88 [mm^{-2}] が得られ,専用ソフトにおける値 (29.61 ± 6.80 [mm^{-2}]) から十分な改善が見られた.

BG 飛跡密度を 4.12 ± 2.88 [mm^{-2}] とし,改めて校正定数を求めた (4.4.3 項参照). 図 4-28 に MATLAB 画像解析系に基づく反跳陽子飛跡 (BG 飛跡密度を減算) の線量直線性を示す. 5 MeV 中性子に対する飛跡密度の校正定数: 24.66 [$\text{mm}^{-2} \text{mSv}^{-1}$] ($2 \mu\text{m}$ depth) が得られ, PHITS による計算値 (25.84 [mm^{-2}]) と同等の値が確認された. 得られた BG 飛跡密度および校正定数を式(4-14) に適用した結果, $\text{LLD} = 0.11$ mSv が算出され,専用ソフトにおける値 ($\text{LLD} = 0.29$ mSv) から大幅な改善が見られた.

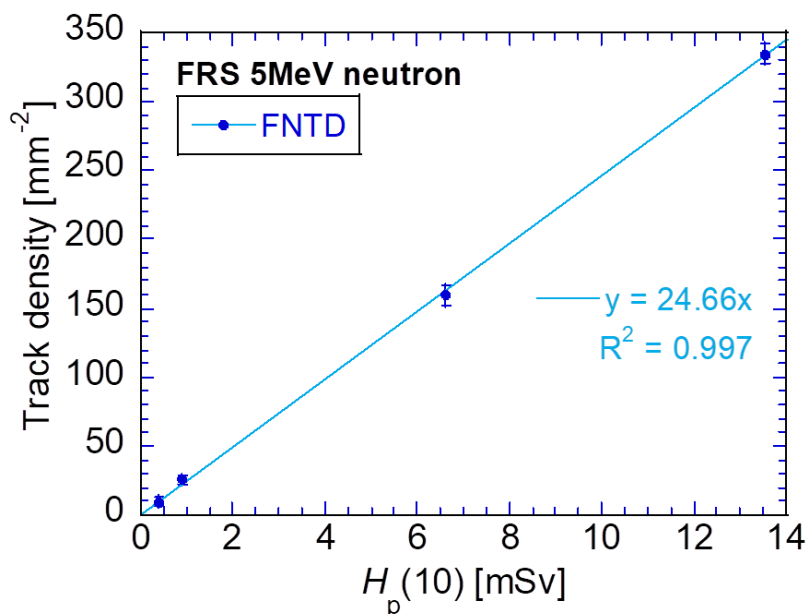


図 4-28. MATLAB 画像解析系による飛跡密度の線量直線性 (5 MeV 中性子)

4.4.8. 4.4 節のまとめ

中性子スペクトルに応じた校正定数および LLD の計算手法を確立した. 校正定数は単位線量当りの飛跡密度に飛跡読み取り効率を乗ずることで求められる. そこでまず, 中性子由来飛跡の読み取り効率の算出方法を確立した. 5 MeV 中性子 (0°) 由来の反跳陽子飛跡に対し, 測定系の飛跡読み取り効率を実測したところ, $\overline{T_{eff}} = 0.86 \pm 0.07$ が得られ, 14%の読み落としが確認された. 一方, 反跳陽子飛跡の角度分布 (計算値) に, 入射角度ごとの飛跡読み取り効率 (4.2.4 項, 実測値) を積算平均することで, 全飛跡に対する読み取り効率: $T_{eff(total)} = 0.87$ を算出し, $\overline{T_{eff}}$ と同等の値を得た. このことか

ら、中性子由来飛跡の読み取り効率は、飛跡の角度分布から推定できることを示した。 $T_{eff(total)}$ の算出方法を 0.025 eV~10 MeV の中性子種に対して、HDPE コンバータ下領域あるいは Li-glass コンバータ下領域に適用し、それぞれの校正定数を算出した。さらに、校正定数を用いて統計に基づく LLD の算出式を考案し、 $LLD = 0.29 \text{ mSv}$ を得た。LLD 改善のため、FNTD リーダー専用の画像解析ソフトとは別に、MATLAB による画像解析系で飛跡カウントを行った結果、 $LLD = 0.11 \text{ mSv}$ まで改善された。このことから、画像解析手法の改良による LLD 低下の可能性が示された。

4.5. iBNCT での中性子線量測定

4.5.1. 実用場での線量計校正と線量測定

4.4 節では，単色あるいは規格化された中性子源に対し，FNTD 線量計システムの校正定数および低線量限界:LLD の計算手法を確立した．本節では，この計算手法が実用場に適用できるかどうか，また実際に実用場における線量評価が可能かどうかを検証するため，熱外中性子場である iBNCT (3.2.9 項参照) で照射実験を行い，線量計の実測値に基づく校正定数および LLD の算出，また線量計応答の計算に基づく値との比較を行った．

4.5.2. 中性子スペクトルの計算

iBNCT 照射室内の線量計設置位置 (図 4-29, ①②③) において，今回の照射条件に基づく中性子スペクトルを PHITS で計算した (図 4-30, 筑波大学熊田准教授より提供)．ベリリウム標的位置に中性子線源を定義し (一次線源)，ビーム孔におけるスペクトルを取得した後，さらにビーム孔 10 cm 手前に中性子線源を設定し (二次線源)，各位置での中性子スペクトルを取得した．ビーム孔および線量計設置位置①~③ ((X,Y)座標で表示) での計算スペクトルを，図 4-30 (対数表示) および図 4-31 (線形表示) に示す．

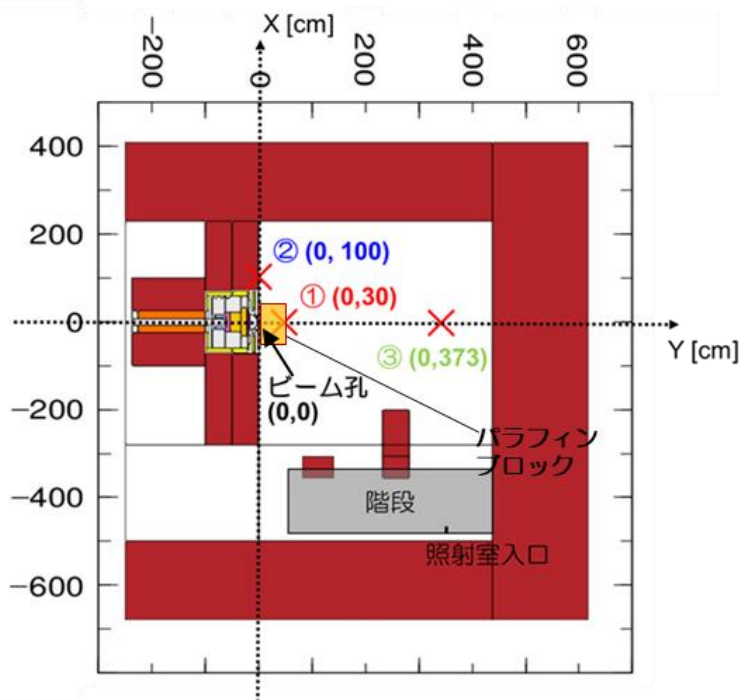


図 4-29. iBNCT での照射実験における線量計設置位置

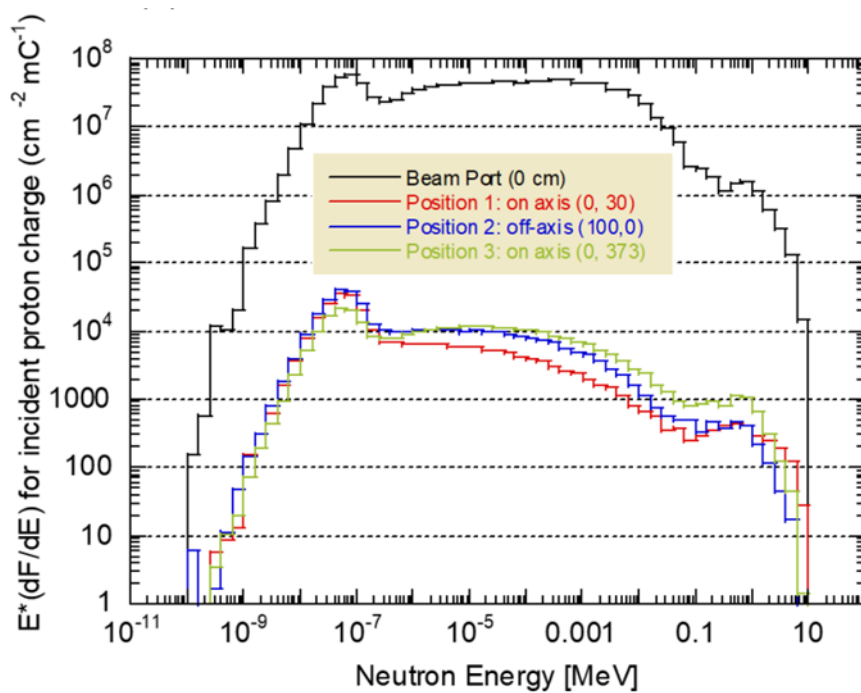


図 4-30. 線量計設置位置での中性子スペクトル (PHITS, 対数表示)

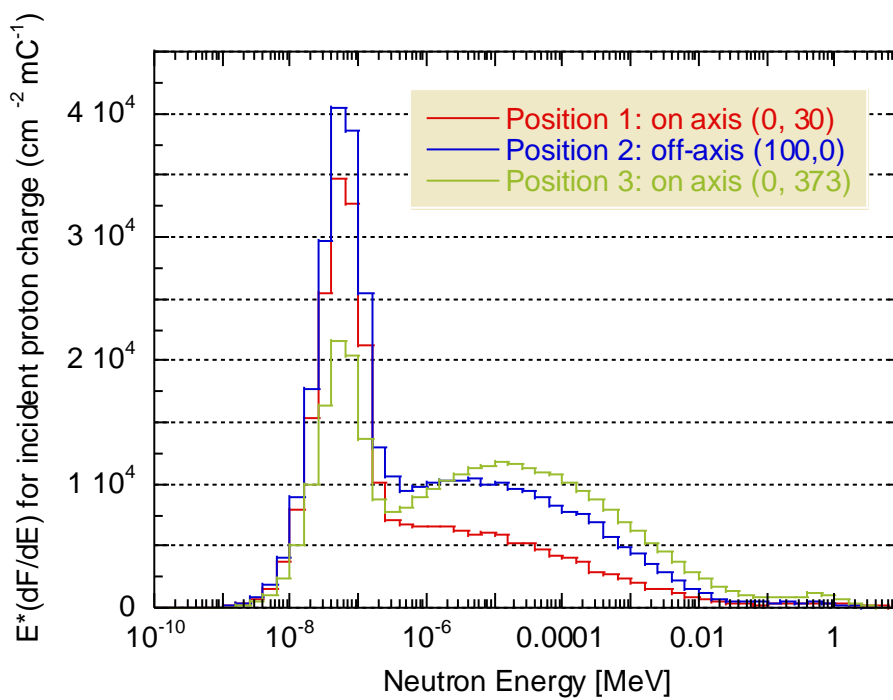


図 4-31. 線量計設置位置での中性子スペクトル (PHITS, 線形表示)

4.5.3. 中性子線量の算出

図 4-31 で得られたエネルギースペクトルをフルエンス表示 [$\text{cm}^{-2} \text{mC}^{-1}$] に変換し、実効線量変換係数 ($h_{\text{eff}\Phi}(E)$, ICRP Pub.116 [17]) あるいは線量当量変換係数 ($h_{p\Phi}(10; E, 0^\circ)$ ICRP Pub.74 [6]) を乗じて、各位置での照射量 ($H_p(10)$, 実効線量) を計算した. 図 4-32 に計算手法の概要を、表 4-11 に計算結果を示す. 本実験では $H_p(10) = 7.61 \sim 10.47$ の範囲で照射を行った.

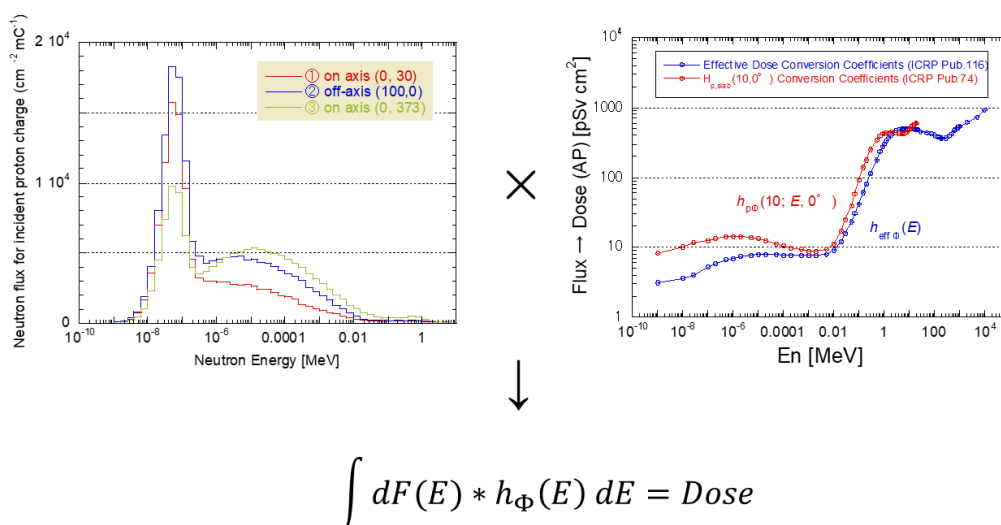


図 4-32. 中性子フルエンスからの実効線量/ $H_p(10)$ の計算手法

表 4-11 中性子フルエンスからの実効線量/ $H_p(10)$ の算出

#	①	②	③
Position (X,Y)	(0,30)	(100,0)	(0,373)
Effective Dose [mSv mC^{-1}]	0.009	0.014	0.012
$H_p(10)$ [mSv mC^{-1}]	0.018	0.025	0.023
Effective Dose (total) [mSv]	3.98	6.04	4.95
$H_p(10)$ (total) [mSv]	7.61	10.47	9.63

4.5.4. 飛跡密度と校正定数の実測

表 4-12 に照射した FNTD 線量計の測定結果を示す。Track density (TD') は、Li-glass あるいは HDPE コンバータ下領域で得られた飛跡密度から、Teflon コンバータ下領域で得られた飛跡密度をコントロール領域として減算した“正味の”飛跡密度を指す。正味の飛跡密度に対する誤差 ($SD_{TD'}$) は、飛跡密度を算出する以前の飛跡カウントを用いて計算している。詳細は、式(4-15) および式(4-16) に示す (便宜上、Li-glass 下領域での計算式のみ記載した)。

表 4-12 に示す通り、 TD'_{Li} は十分な値が得られたが、 TD'_{PE} はいずれの照射位置も値が得られなかった。これは、熱外中性子が支配的な BNCT 場において、(n,p) 反応で HDPE コンバータから発生した陽子はエネルギーが低く、そのほとんどは FNTD まで到達しないためだと考えられる。したがって BNCT 場では、Li-glass コンバータ下領域で得られる飛跡密度と校正定数を用いて線量測定を行う必要がある。照射位置①~③において、照射量 ($H_p(10)$) と TD'_{Li} の値から、校正定数 CF_{Li} を算出したところ、 $CF_{Li} = 8.03 \sim 13.41$ が得られた。このことから、iBNCT 場ではおよそ $CF_{Li} = 10$ で線量校正を行うことが適当だと言える。

$H_p(10) = TD'_{Li} \times CF_{Li}$ は熱外中性子を含む全中性子スペクトルに対して線量評価を行うには適当だが、BNCT 場で重要となる熱外中性子のフルエンスは不明である。そこで、 TD'_{Li} を熱外中性子のフルエンスのピーク値 ($\phi_{\text{epi-thermal}}$) に対して校正することを考えた。表 4-13 に $\phi_{\text{epi-thermal}}$ に対する TD'_{Li} の校正定数 $CF_{\phi_{\text{epi-thermal}}}$ [mC mSv⁻¹] を示す。 CF_{Li} と比較し、 $CF_{\phi_{\text{epi-thermal}}}$ は照射場所に依存せず定常的な値が得られた (表 4-12 Rate/③: ~1.7 に対し、表 4-13 Rate/①: ~1.2)。これは TD'_{Li} が $\phi_{\text{epi-thermal}}$ に強く依存し、両者に比例関係が存在するためだと考えられる。以上のことから、 TD'_{Li} の値からは、 $H_p(10)$ だけでなく、 $\phi_{\text{epi-thermal}}$ も算出できることが確かめられた。

$$TD'_{Li} = TD_{Li} - TD_{Tef}, \quad (4-15)$$

$$SD_{TD'_{Li}} = \sqrt{\left\{TD_{Li} \times \left(\frac{\sqrt{TC_{Li}}}{TC_{Li}}\right)\right\}^2 + \left\{TD_{Tef} \times \left(\frac{\sqrt{TC_{Tef}}}{TC_{Tef}}\right)\right\}^2}. \quad (4-16)$$

TC_{Li} : Li コンバータ下領域での飛跡カウント

TC_{Tef} : Tef コンバータ下領域での飛跡カウント

TD_{Li} : Li コンバータ下領域での飛跡密度

TD_{Tef} : Tef コンバータ下領域での飛跡密度

TD'_{Li} : Li コンバータ下領域での正味の飛跡密度

$SD_{TD'_{Li}}$: Li コンバータ下領域での正味の飛跡密度に対する誤差

表 4-12. iBNCT で照射した FNTD の測定結果

#	Position (X,Y)	Hp(10) [mSv]	Track Density (TD') [mm^{-2}]		Correction Factor (CF_{Li}) [$\text{mm}^{-2}\text{mSv}^{-1}$]	Rate to ③
			"Tef area" Subtracted			
			Li (TD'_{Li})	PE (TD'_{PE})		
①	(0,30)	7.61	102.07 ± 10.37	-8.12 ± 7.00	13.41	1.7
②	(100,0)	10.47	132.11 ± 11.09	-4.27 ± 7.35	12.62	1.6
③	(0,373)	9.63	77.34 ± 8.68	-0.34 ± 6.01	8.03	1.0

表 4-13. 熱外中性子のフルエンスピークに対する校正結果

#	Position (X,Y)	$\phi_{\text{epi-thermal}}$ [$\text{cm}^{-2}\text{mC}^{-1}$]	Li (TD'_{Li}) [$\text{mm}^{-2}\text{mSv}^{-1}$]	$CF_{\phi_{\text{epi-thermal}}}$ [mC mSv^{-1}]	Rate to ①
①	(0,30)	1.57.E+04	102.07 ± 10.37	0.65	1.0
②	(100,0)	1.83.E+04	132.11 ± 11.09	0.72	1.1
③	(0,373)	9.74.E+03	77.34 ± 8.68	0.79	1.2

4.5.5. γ 線量の実測

各位置での γ 線量 (^{137}Cs - γ 線換算) を表 4-14 に示す。測定手法は 3.2.9 項に示した通りである。設置位置②③での γ 線量 < 1 mSv は、4.3.2 項の議論から、測定系の飛跡読み落としは無視できると考えられた。一方、設置位置①での γ 線量: 3.73 mSv は、飛跡読み落としを引き起こしている可能性があった。

表 4-14. γ 線量と γ/n 比

#	①	②	③
Position (X,Y)	(0,30)	(100,0)	(0,373)
γ dose [mGy]	3.73 ± 0.24	0.35 ± 0.04	0.15 ± 0.02
γ/n rate [mGy/mSv]	0.490	0.033	0.016

4.5.6. 実測値に基づく LLD の算出

iBNCT 内の各位置における LLD は、校正定数: CF_{Li} (表 4-12) を用いて、4.4.6 項の式(4-14) に従って計算すると、①0.48 mSv, ②0.51 mSv, および③0.80 mSv, が得られた。ただし設置位置①では、 γ 線混在による飛跡読み落としにより、 γ 線混在がない場合に比べて CF_{Li} が高く、LLD は 1.43 mSv より低い可能性があった。

4.5.7. 計算値の妥当性評価

4.5.1~4.5.6 項では, Li-glass コンバータ下領域で飛跡密度を実測し, 校正定数および LLD を算出した. 一方で, 実測以前にこれらの値を予測するためには, 4.4 節で開発した校正乗数および LLD の計算手法が BNCT 場にも適応できることが望ましい. そこで, 本実験で得られた中性子スペクトルおよび γ 線混在量を用い, Li-glass コンバータ下領域の飛跡密度に対する校正定数および LLD を計算し, 実測値との比較を行った.

4.5.7.1. 飛跡読み取り効率の計算

図 4-33 に, 線量計設置位置①~③での中性子スペクトル (図 4-30, 31, PHITS) に対し, FNTD の Li-glass コンバータ下領域, 測定深さ (2 μm) を通過するトリトンおよび α 粒子の角度分布の計算値 (PHITS) を示す. また表 4-15 に, ①on axis 30 cm 位置における角度分布の内訳を示す.

Li-glass コンバータ下領域では, 低速中性子との ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ 反応によって等方的に発生した α 粒子およびトリトンが検出対象となる (2.3.6 項参照). 図 4-33 に示す通り, 各線量計設置位置での α 粒子およびトリトンの角度分布は, ほぼ同じ分布を示した. これは, いずれの設置場所においても, 入射中性子のエネルギーが ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ 反応の Q 値 (4.78 MeV) に対して小さいためだと考えられる.

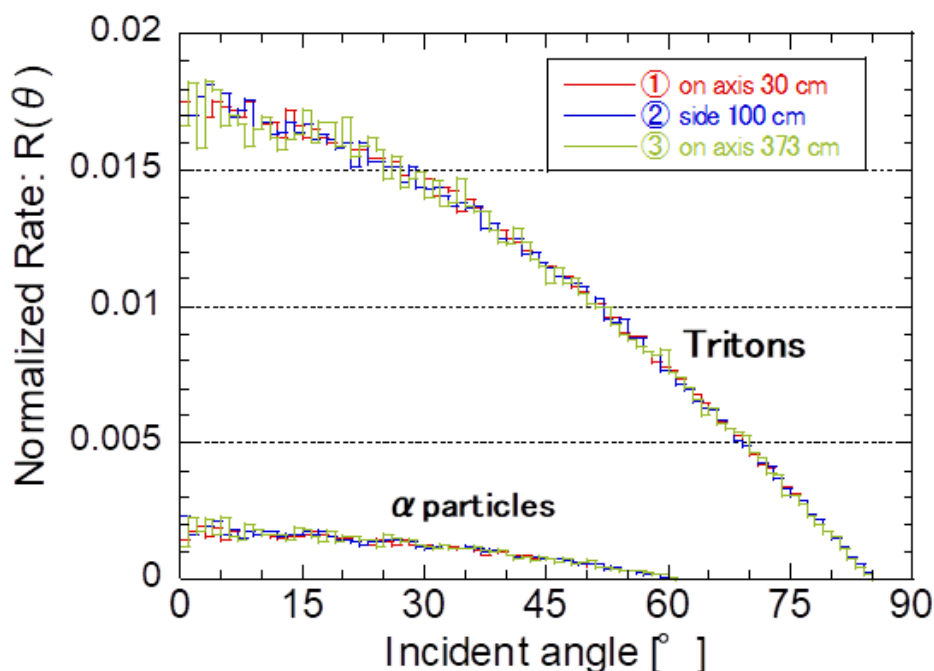


図 4-33. Li-glass コンバータ下領域における飛跡の角度分布 (PHITS)

表 4-15. Li-glass コンバータ下領域における飛跡の角度分布 (PHITS)

Incident angle [°]	Tritons	α particles
0-15	25.5%	2.5%
15-30	23.4%	2.2%
30-45	19.8%	1.5%
45-60	14.5%	0.7%
60-75	8.3%	0.0%
75-90	1.7%	0.0%
total	93.2%	6.8%

図 4-24 の全飛跡に対する読み取り効率 ($T_{eff(total)}$) の計算手法に、図 4-33 におけるトリトンおよび α 粒子の角度分布と、図 4-7 の α 粒子の角度飛跡に対する読み取り効率 (T_{eff}) を適用し、トリトンおよび α 粒子の全飛跡に対する読み取り効率を推定したところ、①~③いずれの設置位置においても $T_{eff(total)} = 0.853$ の値が得られた。これは 4.4.5 項で 0.025 eV および 0.1 eV 中性子に対して得られた値と同等である。

一方で、Li-glass コンバータ下領域で得られた飛跡の蛍光画像を基に、飛跡読み取り効率を実測したところ (4.2.2 項参照)、設置位置②、③の T_{eff} (実測) は、それぞれ 0.85 ± 0.07 , 0.82 ± 0.09 であった。したがって、 $T_{eff(total)}$ (計算) は T_{eff} (実測) に対して同等の値が得られることが確認された。なお、①は γ 線影響により実測できなかった。

4.5.7.2. 校正定数の算出

$T_{eff(total)} = 0.853$ を用い、各線量計設置位置における校正定数および LLD を算出した (4.4.5 および 4.4.6 項参). 表 4-16 に結果を示す。設置位置②、③では、計算値は実測値と同様の値を示しており、BNCT 場においても計算によって校正定数が推定できることを確認した。一方、設置位置①では、実測値と比較し計算値はやや高い値を示しており、これは γ 線混在による飛跡の読み落としが原因だと考えられた (4.5.5 項参照)。

表 4-16. iBNCT における校正定数の計算結果

#	Position (X,Y)	Detected particles	Calculated			Measured
			Track Density [mm ⁻² mSv ⁻¹]	$T_{eff(total)}$	Correction Factor (CF_{Li}) [mm ⁻² mSv ⁻¹]	Correction Factor (CF_{Li}) [mm ⁻² mSv ⁻¹]
①	(0,30)	Tritons, α particles	17.12	0.853	14.61	13.41
②	(100,0)		14.57	0.853	12.43	12.62
③	(0,373)		9.55	0.853	8.15	8.03

4.5.8. γ 線混在による飛跡読み落としを考慮した校正定数および LLD の算出

$T_{eff(total)} = 0.853$ という値は (4.5.7 項参照), γ 線混在による飛跡の読み落とし増加を考慮していない. 線量計設置位置①において, γ 線影響も考慮に入れた上で校正定数を算出するには, γ 線影響を加味した $T_{eff(total)}$: $T_{eff(total),\gamma}$ が必要になる.

$T_{eff(total),\gamma}$ には, 図 4-7 の α 粒子の角度飛跡に対する読み取り効率ではなく, 図 4-11 の γ 線量に対する α 粒子飛跡の読み取り効率を用い, 4.4.4 項の図 4-24 に従って計算した. その結果, $T_{eff(total),\gamma} = 0.758$ が得られた.

γ 線影響を加味しない校正定数の計算値: CF_{Li} に対し, γ 線影響を加味した校正定数: CF^*_{Li} は, 以下の通り計算される:

$$CF^*_{Li} = CF_{Li} \times (T_{eff(total),\gamma} / T_{eff(total)}) \quad (4-17)$$

CF^*_{Li} : γ 線混影響を加味した Li-glass 領域での校正定数 [mm⁻² mSv⁻¹]

CF_{Li} : γ 線影響がない仮定での校正定数の計算値 [mm⁻² mSv⁻¹]

$T_{eff(total)}$: γ 線影響がない仮定での飛跡読み取り効率

$T_{eff(total),\gamma}$: γ 線影響がある仮定での飛跡読み取り効率

設置位置①では, $T_{eff(total),\gamma} / T_{eff(total)} = 0.758 / 0.853 = 0.889$ が得られたため, $CF^*_{Li} = CF_{Li} \times 0.889 = 14.61 \times 0.889 = 12.98$ [mm⁻² mSv⁻¹] が算出された. したがって, γ 線影響を考慮しなかった場合に比べ (14.61 [mm⁻² mSv⁻¹]), γ 線影響を考慮することで (12.98 [mm⁻² mSv⁻¹]), 実測値: 13.41 [mm⁻² mSv⁻¹] により近い校正定数が得られた.

設置位置①において, 4.5.6 項では γ 線混在による飛跡読み落としを含んだ状態で LLD = 0.48 mSv を算出した. しかし実用場の照射では, 中性子線量が小さければ γ 線混在量も少ないため, LLD 算出には γ 線影響を排除した校正定数の計算値: $CF_{Li} = 14.61$ を用いるべきである. 計算の結果, LLD = 0.44 mSv (< 0.48 mSv) を得た.

4.5.9. 4.5節のまとめ

iBNCTにおいて、FNTD線量計による治療用中性子ビームの線量測定を行った。照射室中の3箇所を設置した線量計の測定結果から、校正定数: $8.03\sim 13.14 [\text{mm}^2 \text{mSv}^{-1}]$ (Li-glass コンバータ) を取得し、FNTD線量計がBNCT場でも使えること、具体的に、Li-glass コンバータ下領域の飛跡密度から線量換算が可能であることを示した。また4.4節の手法に従い、計算によって校正定数を求めたところ、実測値と同様の値を得たため、同計算手法はBNCT場をはじめとする中性子実用場にも適用できることが示された。さらに、 γ 線影響を考慮することで、より実測値に近い校正定数を算出できることを示した。最後に、校正定数を用いて各位置でのLLDを算出したところ、現測定系において、 $\text{LLD} = 0.44\sim 0.80 \text{ mSv}$ を得た。

第5章 結論

本研究では、蛍光飛跡検出器 (FNTD) を中性子個人線量計として用いるにあたり、線量計の中性子および光子応答を飛跡の分布 (エネルギー (LET) および角度) から予測し、中性子場 (スペクトルおよび γ 線混在量) に応じた低線量限界: LLD の計算手法を開発した。

FNTD 線量計は FNTD と中性子コンバータの組み合わせで構成される。中性子コンバータを介して FNTD に入射する荷電粒子はエネルギーおよび角度分布を持つ。分布の違いは FNTD 中に観測される飛跡の蛍光画像の違いとして現れ、最終的に飛跡読み取り効率 (実際の飛跡数に対する測定系の出力カウント) の違いを生じる。本研究ではまず、荷電粒子の性質 (エネルギー (LET) および角度) による蛍光画像の違いおよび飛跡読み取り効率の違いを実測した。続いてコンバータを介して得られる中性子由来飛跡の分布を計算し、それに先の飛跡読み取り効率を積算することで、飛跡全体に対する読み取り効率の算出に成功した。さらに飛跡全体に対する読み取り効率に、単位線量あたりに得られる飛跡密度 (計算値) を乗ずることで校正定数を算出した。最後に飛跡密度 (カウント) の統計誤差に基づき、校正定数を用いた LLD の計算手法を開発した。

飛跡の蛍光画像の違いに基づく中性子応答の予測および LLD の算出は、これまで飛跡密度の線量直線性に終始していた FNTD 線量計の研究に対し、新規の知見であると言える。また中性子由来飛跡の蛍光画像の特性を明らかにしたことは、それら粒子飛跡に対する FNTD の蛍光特性を明らかにしたことに等しく、本研究の結果は異なる測定系にも適用できると考えられる。

本研究では FNTD 線量計の中性子応答だけでなく、光子応答にも着目した。中性子場には常に光子線が混在する。光子線の混在は飛跡の読み落としを増加させるため、線量計の実用化にあたり、光子影響を定量化する必要がある。本研究では、光子線量に依存した飛跡読み取り効率を、前述の校正定数および LLD の計算手法に導入することで、中性子- γ 線混在場における線量計応答の予測も可能にした。

第4章 結果の各節で明らかにした内容を以下にまとめる。

4.1. 「測定精度の評価と改善」では、低線量測定での測定精度の評価指標を得るために、FNTD 線量計に $^{241}\text{Am-Be}$ 中性子 0.03~13.30 mSv を照射し、測定系の平均出力値 (平均飛跡カウント: \bar{N}) と変動係数 (CV: Coefficient of Variation) の関係を調べた。その結果、両者には $\text{CV} = 1/\sqrt{\bar{N}}$ の関係が得られ、測定精度の改善には、飛跡カウントの増加による統計精度の向上が必要である、ということを確認した。また $\text{CV} < 40\%$ には少なくとも $\bar{N} > 6.25$ が必要であると算出した。

4.2. 「荷電粒子の性質と飛跡読み取り効率の関係」では、FNTD 線量計の中性子線量測定において観測対象となる荷電粒子 (陽子, α 粒子, およびトリトン) のうち, 陽子と α 粒子について, その性質 (エネルギー (LET) および角度) と飛跡読み取り効率 (T_{eff}) の関係を調べた. まず初めに, 粒子の入射角度, あるいはエネルギー (LET) を一定にし, 既知のフルエンスで FNTD に照射する手法を開発した. 加えて, 蛍光画像から飛跡領域を抽出し, 領域内の蛍光強度 (単位面積当たりの蛍光量) を測定する画像解析手法を開発した. 次に粒子照射された FNTD を用い, 飛跡の性質による蛍光画像の違い, および飛跡読み取り効率の違いを調べた. その結果, LET: 50~581 keV/ μm の範囲では, 飛跡の蛍光画像および飛跡読み取り効率に違いは見られなかった. 一方, 入射角度が大きい飛跡ほど蛍光強度が低く, また飛跡の読み落としが増加することを明らかにした ($^{241}\text{Am-}\alpha$ 粒子, $0^\circ \rightarrow 60^\circ$ において, $T_{eff} = 0.87 \pm 0.02 \rightarrow 0.82 \pm 0.02$).

4.3. 「飛跡読み取りにおける γ 線影響の定量化」では, 陽子と α 粒子に対し, γ 線混在による測定系の飛跡読み取り効率の変化を, 飛跡の入射角度ごとに調べた. その結果, 入射角度が大きいほど, 低線量の γ 線で飛跡が読み落とされることを明らかにした. γ 線影響の原因を探るため, γ 線量に対する蛍光画像の変化を, 前述の画像解析手法によって調べた. その結果, γ 線照射で発生した 2 次電子の飛跡が, 画像全体に不均一な蛍光上昇を引き起こすことが確認され, γ 線量に依存した BG 領域の蛍光強度のバラつき増加が, 粒子飛跡の判別を妨害することを明らかにした. さらに, 入射角度が大きく, 蛍光強度の低い飛跡ほど, バラつきの影響を受けやすいことを明らかにした.

4.4 「中性子場に応じた低線量限界の算出」では, 校正定数および LLD の計算手法を開発し, 熱中性子~10MeV 中性子に適用した, まず中性子由来飛跡全体に対する読み取り効率の計算手法を確立した. 5 MeV 中性子照射に対する反跳陽子飛跡の読み取り効率は, 実測値: $\overline{T_{eff}} = 0.86 \pm 0.07$ に対し, 反跳陽子の角度分布 (PHITS 計算値) に 4.2 節で求めた入射角度ごとの飛跡読み取り効率を積算平均することで, 実測同等の値: $T_{eff} (total) = 0.867$ が得られることを確認した. 次に単位線量あたりの飛跡密度 (PHITS 計算値) に飛跡読み取り効率を乗ずることで, 校正定数を算出した. さらに, 校正定数および, 4.1 節で求めた飛跡カウントと CV の関係から, $CV \leq 40\%$ を満たす LLD の計算手法を確立し, 5 MeV 中性子に対して $LLD = 0.29$ mSv を得た. これらの計算手法は HDPE/Li-glass コンバータ下領域の両方に適用することができた. 最後にリーダー専用の画像解析ソフトとは別に, 独自の画像解析系を用いることで BG カウントを低減し, LLD が改善できること (5 MeV 中性子で $LLD = 0.11$ mSv) を実証した.

4.5. 「iBNCT での中性子線量測定」では, 4.4. で開発したスペクトルが既知の中性子場における校正定数および LLD 計算手法を, 熱外中性子の実用場である iBNCT に応

用し、実測値と比較した。まず校正定数の実測値は、 $8.03\sim 13.14 [\text{mm}^2 \text{mSv}^{-1}]$ (Li-glass コンバータ) が得られ、FNTD 線量計システムが BNCT 場において実用できること、具体的に、Li-glass コンバータ下領域の飛跡密度によって中性子線量換算が可能であることを示した。続いて 4.4 節に従い、中性子スペクトルから線量計応答をシミュレーション計算し、校正定数を計算した結果、実測値と同等の値が得られた。さらに、得られた校正定数から $\text{LLD} = 0.44\sim 0.80 \text{ mSv}$ が算出された。最後に、 γ 線による飛跡読み落としを考慮することで、より実測値に近い校正定数の算出が可能であることを示した。以上から、本研究で開発した校正定数および LLD の計算手法は、実用場にも応用できることを実証した。

本研究を通して、FNTD 線量計が実用場での中性子線量測定に応用できる見込みを得た。未知の中性子場でも、中性子スペクトルと γ 線量から線量計応答を予測し、校正定数および LLD を算出できるため、予め線量範囲を決めることで幅広い中性子場に対応できる。一方で、実用化にはいくつかの課題も残されている。

1 つ目の課題は LLD を下げることで、理想的には ISO21909-1:2015 の要求事項 (0.1 mSv , $\text{CV} \leq 40\%$) に適合することである。4.4.8 項にて、MATLAB 画像解析系による BG カウントの低減および LLD 改善を実践したが、各パラメータは本研究における理想条件: 均質な蛍光効率の FNTD, アニール後即照射, 照射後即測定, γ 線混在無し, を前提にして最適化されたものである。通常の線量計サービスでの条件, つまり蛍光効率のバラついた FNTD を用い, γ 線混在のある中性子場で ~ 3 か月間使用する, という条件下で同様の LLD を得るには, 各パラメータが自動的に最適設定される画像解析系の開発が必要である。これは本研究の MATLAB 画像解析系を改良することで達成できると考えられる。一方で, 測定系のスキャン面積拡大および素子サイズ拡大により, 飛跡カウントを増大させ, 統計誤差を減少させる方法も有力である。4.4.6 項の 5 MeV 中性子線量測定では, 測定面積を 10 mm^2 から 77 mm^2 に拡大することで, LLD を 0.29 mSv から 0.10 mSv まで低減できることを示した。しかし測定時間の増大および線量計の大型化が問題になる。

2 つ目の課題は中性子線量の過小および過大評価を防ぐことである。これらを防ぐには, 中性子エネルギーに適した校正定数を用いること, また角度の大きい飛跡の読み落としを補正できることが重要であると, 本研究で示すことができた。現在の線量評価にはエネルギー推定は含まれていないが, HDPE/Li-glass コンバータ下領域の飛跡密度比や, 複数深さスキャンによる飛跡長測定からのエネルギー推定を検討する必要がある。本研究でのシミュレーション手法の開発が一助になると期待できる。また角度依存の少ない線量計, 例えば多面タイプの線量計や, 球状タイプの線量計等の開発においても, 本研究で開発した解析手法が役立つと考えられる。

参考文献

- [1] R. Barquero, R. Mendez, H. R. Vega-Carrillo, M. P. Iniguez, T. M. Edwards, “Neutron spectra and dosimetric features around an 18 MV Linac Accelerator,” *Health Phys.* **88**, 48-58 (2005).
- [2] A. Masuda, T. Matsumoto, K. Takada, T. Onishi, K. Kotaki, H. Sugimoto, H. Kumada, H. Harano, T. Sakae, “Neutron spectral fluence measurements using a Bonner sphere spectrometer in the development of the iBNCT accelerator-based neutron source,” *Appl. Radiat. Isot.* **127**, 47-51 (2017).
- [3] C. Wernli, H. Hoedlmoser, M. Boschung, E. Hohmann, S. Mayer, “Neutron dosimetry around accelerators in Switzerland,” *Indian. J. Pure & Appl. Phys.* **50**, 757-760 (2012).
- [4] M. Luszik-Bhadra, D. Bartlett, T. Bolognese-Milsztajn, M. Boschung, M. Coeck, G. Curzio, F. d’Errico, A. Fiechtner, V. Lacoste, L. Lindborg, M. Reginatto, H. Schuhmacher, R. Tanner, F. Vanhavere, “Characterisation of mixed neutron-photon workplace fields at nuclear facilities by spectrometry (energy and direction) within the EVIDOS project,” *Radiat. Prot. Dosim.* **124**, 219-229 (2007).
- [5] ICRP, *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60, Ann. ICRP 21 (1991).
- [6] ICRP, *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*, ICRP Publication 74, Ann. ICRP 26 (1996).
- [7] ICRU, *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*, ICRU Report 57, ICRU Publications: Bethesda, MD (1998).
- [8] ICRP, *General principles for the radiation protection of workers*, ICRP Publication 75, Ann. ICRP 27 (1996).
- [9] ANSI/HPS N13.52, *Personnel neutron dosimeters (neutron energies less than 20 MeV)* (2018).
- [10] ICRU, *Determination of operational dose equivalent quantities for neutrons*, ICRU Report 66, ICRU Publications: Bethesda, MD (2001).
- [11] ISO 8529-1, *Reference neutron radiations -Part 1: Characteristics and methods of production* (2001).
- [12] ISO 8529-2, *Reference neutron radiations -Part 2: Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field* (2000).
- [13] ISO 8529-3, *Reference neutron radiations -Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and determination of response as a function of energy and angle of incidence* (1998).
- [14] ISO 21909:2005, *Passive personal neutron doseimeters -Performance and test requirements-*

- (2005).
- [15] ISO 21909-1:2015, *Passive neutron dosimetry systems -Part 1: Performance and test requirements for personal dosimetry* (2015).
- [16] ICRP, *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37 (2007).
- [17] ICRP, *Conversion coefficients for radiological protection quantities for external radiation exposures*, ICRP Publication 116, Ann. ICRP 40 (2010).
- [18] M. Hofert and E. Piesch, "Neutron dosimetry with nuclear emulsions," *Radiat. Prot. Dosim.* **10**, 189–195 (1985).
- [19] R. J. Cameron, D. Zimmerman, G. Kenney, R. Buch, R. Bland, R. Grant, "Thermoluminescent radiation dosimetry utilizing LiF," *Health Phys.* **10**, 25-29 (1964).
- [20] E. Piesch and B. Burgkhardt, "Albedo neutron dosimetry," *Radiat. Prot. Dosim.* **10**, 175–188 (1985).
- [21] S. C. Thekkedath, R. G. Raman, M. M. Musthafa, A. K. Bakshi, R. Pal, S. Dawn, A. H. Kummali, N. G. Huilgol, T. P. Selvam, D. Datta, "Study on the measurement of photo-neutron for 15 MV photon beam from medical linear accelerator under different irradiation geometries using passive detectors," *J. Can. Res. and Ther.* **12**, 1060-1064 (2016).
- [22] 小平聡, 山内知也, "固体飛跡検出器 CR-39 における重イオン飛跡生成メカニズム研究の現状," *放射線化学*. **94**, 27-40 (2012).
- [23] D. T. Bartlett, J. D. Steele, D. R. Stubberfield, "Development of a single element neutron personal dosimeter for thermal, epithermal and fast neutrons," *Nucl. Tracks* **12**, 645-648 (1986).
- [24] E. V. Benton, R. A. Oswald, A. L. Frank, R.V. Wheeler, "Proton-recoil neutron dosimeter for personnel monitoring," *Health Phys.* **40**, 801–809 (1981).
- [25] R. J. Tanner, D. T. Bartlett, L. G. Hager, "Operational and dosimetric characteristics of etched-track neutron detectors in routine neutron radiation protection dosimetry," *Radiat. Meas.* **40**, 549-559 (2005).
- [26] M. S. Akselrod, A. E. Akselrod, S. S. Orlov, S. Sanyal, T. H. Underwood, "Fluorescent aluminum oxide crystals for volumetric optical data storage and imaging applications," *J. Fluoresc.* **13**, 503-511 (2003).
- [27] S. Sanyal, M. S. Akselrod, "Anisotropy of optical absorption and fluorescence in $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C,Mg}$ crystals," *J. Appl. Phys.* **98**, 033518 (2005).
- [28] M. S. Akselrod and A. E. Akselrod, "New $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C,Mg}$ crystals for radiophotoluminescent dosimetry and optical imaging," *Radiat. Prot. Dosim.* **119**, 218-221 (2006).
- [29] M. S. Akselrod, R. C. Yoder, G. M. Akselrod, "Confocal fluorescent imaging of track from heavy charged particles utilizing new $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C,Mg}$ crystals," *Radiat. Prot. Dosim.* **119**, 357-

- 362 (2006).
- [30] G. M. Akselrod, M. S. Akselrod, E. R. Benton, N. Yasuda, "A novel Al_2O_3 fluorescent nuclear track detector for heavy charged particles and neutrons," *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B.* **247**, 295-306 (2006).
- [31] G. J. Sykora, M. S. Akselrod, E. R. Benton, N. Yasuda, "Spectroscopic properties of novel fluorescent nuclear track detectors for high and low LET charged particles," *Radiat. Meas.* **43**, 422-426 (2008).
- [32] M. S. Akselrod and G. J. Sykora, "Fluorescent nuclear track detector technology - a new way to do passive solid state dosimetry," *Radiat. Meas.* **46**, 1671-1679 (2011).
- [33] M. S. Akselrod and J. Kouwenberg, "Fluorescent nuclear track detectors -Review of past, present and future of the technology," *Radiat. Meas.* **117**, 35-51 (2018).
- [34] G. J. Sykora, M. S. Akselrod, M. Salasky, S. A. Marino, "Novel $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C,Mg}$ fluorescent nuclear track detectors for passive neutron dosimetry," *Radiat. Prot. Dosim.* **126**, 278-283 (2007).
- [35] G. J. Sykora, M. Salasky, M. S. Akselrod, "Properties of novel fluorescent nuclear track detectors for use in passive neutron dosimetry," *Radiat. Meas.* **43**, 1017-1023 (2008).
- [36] G. J. Sykora, M. S. Akselrod, F. Vanhavere, "Performance of fluorescent nuclear track detectors in mono-energetic and broad spectrum neutron fields," *Radiat. Meas.* **44**, 988-991 (2009).
- [37] M. S. Akselrod, V. V. Fomenko¹, J. A. Bartz, T. L. Haslett, "Automatic neutron dosimetry system based on fluorescent detector technology," *Radiat. Prot. Dosim.* **161**, 86-91 (2014).
- [38] J. M. Osinga, M. S. Akselrod, R. Herrmann, V. Hable, G. Dollinger, O. Jakel, S. Greulich, "High-accuracy fluence determination in ion beams using fluorescent nuclear track detectors," *Radiat. Meas.* **56**, 294-298 (2013).
- [39] G. J. Sykora and M. S. Akselrod, "Novel fluorescent nuclear track detector technology for mixed neutron-gamma fields," *Radiat. Meas.* **45**, 594-598 (2010).
- [40] ICRU, *Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources*, ICRU Report 39, ICRU Publications: Bethesda, MD (1985).
- [41] ICRU, *Measurement of dose equivalents from external radiation sources -Part 2*, ICRU Report 43, ICRU Publications: Bethesda, MD (1988).
- [42] ICRP, *Relative biological effectiveness (RBE), quality factor (Q), and radiation weighting factor (w_R)*, ICRP Publication 92. Ann. ICRP 33 (2003).
- [43] ISO/CD 21909-2, *Passive neutron dosimetry system -Part 2: Methodology and recommendations to perform neutron workplace studies* (unpublished)
- [44] JIS Z4416:2005, *中性子用固体飛跡個人線量計* (2005).
- [45] M. S. Akselrod, V. S. Kortov, D. J. Kravetsky, V. Gotlib, "Highly sensitive

- thermoluminescent anion-defective α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ single crystal detectors,” *Radiat. Protect. Dosim.* **32**, 15–20 (1990).
- [46] M. S. Akselrod, A. C. Lucas, J. C. Polf, S. W. S. McKeever, “Optically stimulated luminescence of Al_2O_3 ,” *Radiat. Meas.* **29**, 391–399 (1998).
- [47] E. G. Yukihara, M. S. Akselrod, V. Fomenko, J. Harrison, M. Million, F. Assenmacher, A. Stabilini, K. Meier, “Comparison between PADC and FNTD neutron detector systems in blind tests,” *Radiat. Prot. Dosim.* **180**, 225–229 (2018).
- [48] M. S. Akselrod and F. J. Bruni, “Modern trends in crystal growth and new applications of sapphire,” *J. Cryst. Growth.* **360**, 134–145 (2012).
- [49] K. H. Lee and J. H. Crawford, “Luminescence of the F-center in sapphire,” *Phys. Rev. B* **19**, 3217–3221 (1979).
- [50] B. D. Evans and M. Stapelbroek, “Optical properties of the F^+ -center in crystalline Al_2O_3 ,” *Phys. Rev. B* **18**, 7089–7098 (1978).
- [51] E. G. Yukihara, S. W. S. McKeever, M. S. Akselrod, “State of art: Optically stimulated luminescence dosimetry -Frontiers of future research,” *Radiat. Meas.* **71**, 15–24 (2014).
- [52] E. G. Yukihara and W. S. McKeever, *Optically Stimulated Luminescence: Fundamentals and Applications*, John Wiley & Sons, New York (2011).
- [53] G. J. Sykora and M. S. Akselrod, “Photoluminescence study of photochromically and radiochromically transformed $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C,Mg}$ crystals used for fluorescent nuclear track detectors,” *Radiat. Meas.* **45**, 631–634 (2010).
- [54] RadWatch® [Internet].
Available from: <https://www.landauer.com/radwatch-dosimeter-watch>.
- [55] G. J. Sykora and M. S. Akselrod, “Spatial frequency analysis of fluorescent nuclear track detectors irradiated in mixed neutron-photon fields,” *Radiat. Meas.* **45**, 1197–1200 (2010).
- [56] M. S. Akselrod, V. V. Fomenko, J. A. Bartz, F. Ding, “FNTD radiation dosimetry system enhanced with dual-color wide-field imaging,” *Radiat. Meas.* **71**, 166–173 (2014).
- [57] J. Harrison, B. Moreno, O. Van Hoey, L. -C. Mihailescu, F. Vanhavere, M. Million, V. Fomenko, M. S. Akselrod, “Characterization of fluorescent nuclear track detectors as criticality dosimeters,” *Radiat. Meas.* **106**, 573–579 (2017).
- [58] J. Harrison, B. Moreno, O. Van Hoey, L. -C. Mihailescu, F. Vanhavere, M. Million, V. V. Fomenko, M. S. Akselrod, “Characterization of fluorescent nuclear track detectors as criticality dosimeters II,” *Radiat. Prot. Dosim.* **180**, 201–205 (2017).
- [59] 桂川茂彦, *医用画像情報学 (改訂第3版)*, 南山堂, 東京 (2014).
- [60] ANSI/HPS N13.11, *Personnel Dosimetry Performance -Criteria for Testing* (2009).
- [61] V. Fomenko, B. Moreno, M. Million, J. Harrison, M. S. Akselrod, “Energy response of fluorescent nuclear track detectors of various colorations to monoenergetic neutrons,” *Radiat.*

- Prot. Dosim*, **18**, 215-291 (2018).
- [62] R. B. Firestone, S. Y. F. Chu, C. M. Baglin, *Table of isotopes 8th edition, 1999 Update*, Wiley-Interscience, New York (1999).
- [63] J. F. Ziegler and J. P. Biersack, SRIM version 2013.
Available from: <http://www.srim.org/>
- [64] 日本アイソトープ協会編, *アイソトープ手帳 11 版*, 丸善株式会社, 東京 (2011).
- [65] JAEA_FRS [Internet].
Available from: <https://www.jaea.go.jp/04/ntokai/facilities/frs.html>
- [66] W. A. G. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa, *Neutron Capture Therapy -Principles and Applications-*, Springer, Heidelberg (2012).
- [67] H. Kumada, F. Naito, K. Hasegawa, H. Kobayashi, T. Kurihara, K. Takada, T. Onish, H. Sakurai, A. Matsumura, T. Sakae, “Development of LINAC-based neutron source for boron neutron capture therapy in University of Tsukuba,” *Plasma Fusion Res.* **13**, 2406006 (2018).
- [68] K. Takegami, H. Hayashi, H. Okino, N. Kimoto, I. Maehata, Y. Kanazawa, T. Okazaki, I. Kobayashi, “Practical calibration curve of small-type optically stimulated luminescence (OSL) dosimeter for evaluation of entrance-skin dose in the diagnostic X-ray region,” *Radiat. Phys. and Technol.* **8**, 286-294 (2015).
- [69] C. A. Schneider, W. S. Rasband, K. W. Eliceiri, “NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis,” *Nature Methods.* **9**, 671-675, (2012).
- [70] Mathworks-MATLAB [Internet].
Available from: <https://jp.mathworks.com/products/matlab.html>
- [71] J. A. Bartz, S. Kodaira, M. Kurano, N. Yasuda, M. S. Akselrod, “High resolution charge spectroscopy of heavy ions with FNTD technology,” *Nucl. Instr. Meth. B.* **335**, 24–30 (2014).
- [72] T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Abe, T. Kai, P. E. Tsai, N. Matsuda, H. Iwase, N. Shigyo, L. Sihver, K. Niita, “Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02,” *J. Nucl. Sci. Technol.* **55**, 684-690 (2018).
- [73] S. Kodaira, T. Konishi, H. Kitamura, M. Kurano, H. Kawashima, Y. Uchihori, T. Nishio, N. Yasuda, K. Ogura, L. Sihver, E. R. Benton, “On the use of CR-39 PNTD with AFM analysis in measuring proton-induced target fragmentation particles,” *Nucl. Instr. Meth. B.* **349**, 163–168 (2015).
- [74] G. F. Knoll 著, 神野郁夫, 木村逸郎, 坂井英次 共訳, *放射線計測ハンドブック (第4版)*, オーム社, 東京 (2013).
- [75] B. Huang, M. Bates, X. Zhuang, “Super-resolution fluorescence microscopy,” *Annu. Rev. Biochem.* **78**, 993-1016 (2009).
- [76] L. Schermelleh, R. Heintzmann, H. Leonhardt, “A guide to super-resolution fluorescence microscopy,” *J. Cell Biol.* **190**, 165-175 (2010).

研究業績

○ 本研究を構成する学術論文
査読付き論文

1. T. Hashizume, T. Okazaki, T. Sanami, M. Hagiwara, H. Monjushiro, H. Hayashi, I. Kobayashi, Evaluation of gamma-ray disturbing effect on readout of charged particle tracks using fluorescent nuclear track detector (FNTD), *Radiation Measurements*, (Accepted on 3 Dec 2018).
2. T. Hashizume, T. Okazaki, T. Sanami, M. Hagiwara, H. Monjushiro, H. Hayashi, I. Kobayashi, Uncertainty evaluation of fluorescent nuclear track detectors (FNTDs) for neutron dose measurements, Uncertainty evaluation of fluorescent nuclear track detectors (FNTDs) for neutron dose measurements, *Radiation Measurements*, 106, 602-606 (2017).

Proceedings

3. T. Hashizume, T. Okazaki, T. Sanami, M. Hagiwara, H. Monjushiro, H. Hayashi, I. Kobayashi, Interceptive effect of X rays on reading charged particle tracks in FNTD (日本語), *Proceedings of the 31st Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, 35-41 (2017).

○ 国際会議における発表
口頭発表

1. Takuya Hashizume, Tohru Okazaki, Toshiya Sanami, Masayuki Hagiwara, Hideaki Monjushiro, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Gamma-ray effect on track counting of fluorescent nuclear track detectors (FNTDs), 27th International Conference on Nuclear Tracks and Radiation Measurements (ICNTRM), Strasburg, France (August 2017).
2. Takuya Hashizume, Tohru Okazaki, Toshiya Sanami, Masayuki Hagiwara, Hideaki Monjushiro, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Gamma ray effect on reading alpha particle tracks using fluorescent nuclear track detectors (FNTDs) -Track angle dependency-, 2nd International Symposium on Radiation Detectors and Their Uses (ISR2018), Tsukuba, Japan (January 2018).
3. Takuya Hashizume, Tohru Okazaki, Toshiya Sanami, Masayuki Hagiwara, Hideaki

研究業績

Monjushiro, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Simulation of alpha-ray track images on fluorescence nuclear track detectors using Monte Carlo code, 5th Asian & Oceanic IRPA Regional Congress on Radiation Protection, Melbourne, Australia (May 2018).

ポスター発表

1. Takuya Hashizume, Tohru Okazaki, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Uncertainty evaluation of fluorescent nuclear track detectors (FNTD) for neutron dose measurements, 18th International Conference on Solid State Dosimetry (SSD), Munich, Germany, (June 2016).
2. Tohru Okazaki, Takuya Hashizume, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Angular dependence of fluorescence nuclear track, 18th International Conference on Solid State Dosimetry (SSD), Munich, Germany, (June 2016).

○ 国内学会および研究会における発表 口頭発表

1. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) の中性子線量測定における測定精度の評価及びその改善策」, 日本原子力学会 2016 年秋の大会, 久留米シティプラザ (2016 年 9 月).
2. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) の飛跡読み取りにおける光子線影響」, 日本放射線安全管理学会第 15 回学術大会, 岡山大学 (2016 年 12 月).
3. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「FNTD 中性子線量計の実用化に向けた課題と研究—X/γ 線の FNTD 飛跡読み取りへの影響—」, 第 31 回 研究会「放射線検出器とその応用」, 筑波大学 (2017 年 1 月).
4. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 FNTD の荷電粒子飛跡読み取りにおける γ 線影響」, 第 31 回固体飛跡検出器研究会, 関西光科学研究所 (2017 年 3 月).
5. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光

- 飛跡検出器 (FNTD) の粒子飛跡読み取りにおける X/γ 線照射の影響」, 日本原子力学会 2017 年春の年会, 東海大学 (2017 年 3 月).
6. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「γ 線照射による FNTD の粒子飛跡画像への影響」, 日本保健物理学会第 50 回研究発表会 日本放射線安全管理学会第 16 回学術大会合同大会, ホルトホール大分 (2017 年 6 月).
 7. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) の斜め入射した粒子飛跡読み取りにおける γ 線影響」, 日本原子力学会 2017 年秋の大会, 北海道大学 (2017 年 9 月).
 8. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 FNTD の中性子測定に向けた飛跡撮像能の評価」, 第 32 回固体飛跡検出器研究会, 関西光科学研究所 (2018 年 3 月).
 9. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「モンテカルロシミュレーションによる蛍光飛跡検出器の飛跡画像の再現」, 日本原子力学会 2018 年春の大会, 大阪大学 (2018 年 3 月).
 10. 岡崎徹, 橋詰拓弥, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) を用いた中性子線量計の基礎特性」, 日本放射線安全管理学会第 14 回学術大会, 筑波大学 (2015 年 12 月).
 11. 岡崎徹, 橋詰拓弥, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) を用いた中性子線量計の Am-Be 中性子に対する応答特性」, 日本原子力学会 2016 年春の年会, 東北大学 (2016 年 3 月).
 12. 岡崎徹, 橋詰拓弥, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) を用いた中性子線量計の基礎特性」, 日本保健物理学会第 49 回研究発表会, 弘前大学 (2016 年 6 月).

研究業績

ポスター発表

1. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 林裕晃, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器 (FNTD) の中性子線量測定におけるバラツキの評価」, 日本放射線安全管理学会第 14 回学術大会, 筑波大学 (2015 年 12 月).
2. Takuya Hashizume, Tohru Okazaki, Masayuki Hagiwara, Hideaki Monjushiro, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Toshiya Sanami, Research of fluorescent nuclear track detectors (FNTDs) for practical use as personal neutron dosimeters, KEK Student Day, KEK, Japan (October 2016).
3. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 小林育夫, 「 γ 線照射による FNTD の粒子飛跡読み取りへの影響」, 平成 29 年度日本原子力学会北関東支部大会若手研究者発表会, 東海村産業・情報プラザ (iVil) (2017 年 4 月).
4. Takuya Hashizume, Tohru Okazaki, Toshiya Sanami, Masayuki Hagiwara, Hideaki Monjushiro, Hiroaki Hayashi, Ikuo Kobayashi, Research of fluorescent nuclear track detectors for practical use as personal neutron dosimeters - Evaluation of interceptive effect of gamma rays on reading alpha particle tracks -, KEK Student Day, KEK, Japan (October 2017).
5. 橋詰拓弥, 岡崎徹, 佐波俊哉, 萩原雅之, 文珠四郎秀昭, 林裕晃, 松本哲郎, 増田明彦, 海野泰裕, 原野英樹, 小林育夫, 「蛍光飛跡検出器を用いた中性子線量計の応答解析」, 平成 30 年度日本原子力学会北関東支部大会若手研究者発表会, 東海村産業・情報プラザ (iVil) (2018 年 4 月).

○ 受賞歴

橋詰拓弥 (Director General Award of KEK Student Day), 2017 年 10 月.

謝辞

高エネルギー加速器研究機構 佐波俊哉教授には、主任指導教員として、実験デザイン、学会発表、論文執筆を含め、研究活動を一からご指導いただきました。感謝申し上げます。特に研究における背景、新規性、定量的考察の重要性について、深く学ぶことができました。また研究者として様々な分野に関心を持ち、新たな技術に挑戦することの重要性を意識することができました。本論文の完成まで丁寧にご指導いただいたことに、深く感謝申し上げます。

同研究機構 萩原雅之准教授には、副指導教員として本研究の進捗にこまめなご助言およびご指導をいただきました。深く感謝申し上げます。放射線計測分野において全くの初心者であった私に、基礎的な考え方から教えてくださり、また様々な分野の研究者と繋いでいただいたことで、新たな知見および実験機会を得ることができました。

同研究機構 文珠四郎秀昭教授には、副指導教員として、また放射線化学の専門家として、本研究をご指導いただきました。特に蛍光画像の測定系に関する考察では、様々なアイデアをいただき、新規テーマを見出すことができました。深く感謝申し上げます。

高エネルギー加速器研究機構 波戸芳仁放射線科学センター長には、主査として本研究を細部まで指導いただきました。深く感謝申し上げます。同研究機構の岸本祐二助教には、本研究の学内審査委員としてご指導いただきました。深く感謝申し上げます。また福井大学の安田仲宏教授、防衛大学校の高田真志教授には、大変お忙しい中、本研究の外部審査委員として参画いただき、ご助言およびご指導いただきました。深く感謝申し上げます。

高エネルギー加速器研究機構 放射線検出器グループの佐々木慎一教授、山崎寛仁准教授、齋藤究准教授、飯島和彦技術副主幹、大山隆弘技師、長畔誠司技師、道川太一研究支援員には、研究会において様々な助言をいただき、また実験に協力いただきました。三浦太一教授には、iBNCTでの実験実施に尽力いただき、無事にデータを取得にすることができました。岩瀬広助教には計算コード PHITS のノウハウを教えてくださいました。平山英夫ダイヤモンドフェローには、計算コード EGS の使い方を教えてくださいました。

社会人学生として研究活動を行うにあたり、所属先である長瀬ランダウア株式会社には大変お世話になりました。的場洋明代表取締役社長には、快く博士後期課程入学を許可していただき、3年間の研究活動を支援していただきました。関口寛 技術室室統括には、入社時からご指導いただき、博士課程在学中は業務を調整いただいたため、研究活動を円滑に継続することができました。秋野隆二 研究推進室室統括には、本論文

謝辞

の完成まで研究活動を積極的に支援していただきました。岡崎徹 研究推進室主任には、常に研究活動に参画いただき、学会発表、論文投稿に至るまで、多角的に意見交換を行うことができました。

また本研究を進めるにあたり、様々な研究施設の方にご協力をいただきました。

産業技術総合研究所での陽子照射実験では、松本哲郎主任研究員、増田明彦主任研究員、海野泰裕主任研究員、原野英樹上級主任研究員に、加速器の仕組み、メンテナンス手法、実験設計、およびデータ取得に至るまで丁寧に教えていただき、本研究の根幹である粒子飛跡の蛍光画像取得にご協力いただきました。

日本原子力研究開発機構での単色中性子照射実験では、古渡意彦氏、吉富寛氏、西野翔氏に、加速器運転から実験実施までご協力いただきました。また同機構の夏期休暇実習では、岩元洋介氏、小川達彦氏に計算コードの PHITS の応用について、詳細まで教えていただきました。

放射線医学総合研究所での実験では、小平聡主幹研究員、楠本多聞博士研究員に、施設利用からご協力いただき、また固体飛跡検出器研究会では、本研究に様々なコメントやアドバイスをくださいました。

iBNCT の実験では、筑波大学の熊田博明准教授に、PHITS 計算による中性子スペクトルをいただき、また実験デザインにご助言いただきました。また田中進氏には、施設利用に協力していただき、実験実施を円滑に行うことができました。

金沢大学の林裕晃准教授には、私が学部生の頃から研究活動への姿勢を教えていただき、入社後も弊社製品を熟知されている専門家として、学会発表、論文投稿に多大なご協力をいただきました。

福井大学の小林育夫特任教授には、教授が長瀬ランダウア株式会社に所属している時から、様々なご助言をいただき、固体飛跡線量計だけでなく OSL 線量計のノウハウを教えていただきました。

皆様にご指導いただいたおかげで、研究を継続し、本論文を完成させることができました。本当にありがとうございました。

最後に、本研究活動中に結婚および出産を迎え、多忙ゆえの疲労にもかかわらず、常に家庭を支えてくれた妻、研究活動の疲れも吹き飛ばしてくれた元気潑刺な息子、見守ってくれた親戚一同に感謝を伝えたいと思います。