

モンテカルロシミュレーション法による医用放射線の
スペクトル分布および吸収線量の評価に関する研究

2001年 1月

加藤 秀起

名古屋工業大学博士論文

乙第165号(論文提出による)

平成13年3月16日授与

目 次

第1章 緒 論

1.1	はじめに	1
1.2	放射線分野におけるモンテカルロシミュレーションの役割	2
1.3	診断領域X線スペクトル測定の現状と問題点	3
1.4	放射線治療における投与線量の測定・計算の現状と問題点	5
1.5	本研究の目的と概要	10
	第1章の参考文献	12

第2章 放射線分野におけるモンテカルロシミュレーション

2.1	はじめに	14
2.2	乱数の変換技術	14
2.2.1	直接法	14
2.2.2	棄却法	14
2.2.3	合成棄却法	15
2.3	モンテカルロ計算の手順	15
2.3.1	入射点および入射角度の決定	17
2.3.2	光子の自由行程長の決定	17
2.3.3	相互作用の種類決定	18
2.3.4	光電効果の処理	19
2.3.5	干渉性散乱の処理	21
2.3.6	非干渉性散乱の処理	23
2.3.7	電子対生成の処理	26
2.3.8	散乱後の角度計算	28
2.3.9	カウンタの設定	29
2.4	むすび	29
	第2章の参考文献	30

第3章 診断用X線スペクトルの歪みメカニズムの特性

3.1	はじめに	31
-----	------	----

3.2 実測X線スペクトルの歪み	31
3.2.1 検出器レスポンス特性による歪み	33
3.2.2 出力信号増幅過程における歪み	36
3.2.3 実測X線スペクトルの歪みとの比較	40
3.3 むすび	44
第3章の参考文献	45
第4章 診断用X線スペクトルのアンフォールディング補正条件	
4.1 はじめに	46
4.2 X線スペクトルのアンフォールディング補正	46
4.3 部分的アンフォールディング処理	48
4.4 考 察	51
4.5 むすび	52
第4章の参考文献	53
第5章 診断用X線のスペクトル分布評価	
5.1 はじめに	54
5.2 ストリッピング法による補正	54
5.3 半導体検出器のレスポンス特性	58
5.4 アンフォールディング処理とストリッピング法を組み合わせた補正	64
5.5 考 察	72
5.5.1 半導体検出器のレスポンス特性について	72
5.5.2 ストリッピング補正について	73
5.6 むすび	74
第5章の参考文献	75
第6章 水中における治療用(高エネルギー) γ・X線の吸収線量評価	
6.1 はじめに	76
6.2 Bragg-Gray の空洞理論	76
6.3 質量制限阻止能比の計算方法	77
6.3.1 基本計算式	77

6.3.2	高エネルギーX線スペクトル	79
6.3.3	シミュレーションモデル	81
6.4	計算結果	82
6.4.1	2次電子スペクトル	82
6.4.2	質量制限阻止能比	87
6.5	考察	92
6.6	むすび	93
	第6章の参考文献	94
第7章 患者体内における治療用X線の吸収線量評価法		
7.1	はじめに	95
7.2	小照射野における特異現象	95
7.3	高エネルギーX線の2次電子平衡	99
7.4	非電子平衡を考慮した3次元線量計算	100
7.4.1	微分1次線々量の定義	100
7.4.2	微分1次線々量の計算	101
7.4.3	人体内の1次線々量評価計算法	105
7.5	考察	109
7.5.1	微分1次線々量について	109
7.5.2	人体内の吸収線量評価計算法について	109
7.6	むすび	111
	第7章の参考文献	112
	Appendix	114
第8章 結 論		
8.1	本研究で得られた成果	116
8.2	残された課題と今後の展望	118
	本論文で用いた論文リスト	121
	謝 辞	123
	研究業績	124

第1章 緒 論

1. 1 はじめに

1895年にレントゲンによってX線が発見された直後から、放射線は医療分野において画像診断や放射線治療等に幅広く利用されてきた⁽¹⁾。近年の技術進歩やコンピュータの発達に伴って、画像診断においてはX線CTをはじめとするデジタル画像技術が開発され、診断技術が飛躍的に進歩している。放射線治療においてはラジウムやコバルト60などのγ線のほか、リニアックなどの電子加速装置の発達により高エネルギー放射線が一般的に利用可能となった。またコンピュータを用いて照射範囲および照射線量率を制御する原体照射法が開発されるなど、現在の医療において放射線は不可欠なものになっている。

しかし一方、放射線は人体にとって有害でもある。放射線照射による身体的および遺伝的障害を最小に抑え、かつ医学的利益を最大限に引き出す「最適化」の探求が放射線医療における長年の研究課題となっている。放射線診断における「最適化」は、より少ない放射線量を用いて、より診断価値の高いX線画像情報を提供することにある。放射線治療においては、いかにして病巣細胞の破壊と周囲健常組織の保護・温存を両立させることができるかが、「最適化」の最大目標である。

これら放射線医療の「最適化」を探求する上で、人体に照射される放射線の物理特性や放射線量を正確に評価することが、最も基本となる。何故なら、放射線診断においては、診断能に直接的に関与するX線写真の画質および患者の被曝線量は、主に照射されたX線束の物理特性に依存し、放射線治療においては、人体患部に投与する放射線吸収線量の精度が治療の成否に直接つながるためである。

放射線の物理特性や放射線量の測定・評価には電離箱検出器や半導体検出器をはじめとする種々の測定装置および測定技術が応用されている。しかし測定対象とする放射線の物理的性質や線量によっては、測定が不可能な場合もある。例えば、人体内の吸収線量を1次線成分と散乱線成分に分離することができれば、吸収線量の高精度評価に非常に有用であるが、実際にこれらを分離して測定・検出することは物理的に不可能である。また、測定が物理的に可能であっても、放射線と検出器との相互作用などの特性により、測定装置から直接出力されるデータだけでは正確に評価できない場合もある。通常、物質内における吸収線量の測定には電離箱検出器が用いられるが、測定装置から直接出力される値は電離箱空洞内の気体の電離量である。電離量から吸収線量を求めるためには、測定点における放射線の物理特性（この場合、2次電子スペクトル）に対応した変換係数を乗じる必要がある。しかし、測定点における2次電子スペクトルそのものを測定する方法はなく、実際には計算による推定データに対応

させた変換係数が使用されている。

このように放射線の測定・評価法は、測定装置および測定技術の発展はあるものの、まだ全て確立されているわけではなく、多くの問題・課題が残されている。

1. 2 放射線分野におけるモンテカルロシミュレーションの役割

上述のような実測定が非常に困難な問題に対し、モンテカルロシミュレーションを利用して解決法を見出すことは非常に有効な手段となる。

モンテカルロシミュレーションは乱数を利用して種々の確率現象をシミュレートする確率論的数値実験法である。乱数を用いることから賭博で有名な都市モンテカルロの名をとって「モンテカルロシミュレーション」と命名された⁽²⁾。

現在、モンテカルロシミュレーションの対象は、主に複数の確率的要素を含んだ事象であり、電気、ガス、水道などのライフラインの信頼性評価や交通システムの予測をはじめとした工学分野のみならず、さまざまな分野に応用されている⁽²⁾。

放射線分野におけるモンテカルロシミュレーションは、1950年代から放射線の物質透過計算に利用する提案がみられ⁽³⁾、近年のコンピュータの急速な発達に伴い脚光を浴びている。

放射線と物質との相互作用は、ある確率分布に従ってランダムに起こる現象である。あるエネルギーを持ったガンマ線もしくはX線光子が物質に入射した場合を考えると、その物質透過率 R は入射光子エネルギーに対する物質の線減弱係数 μ および物質厚 t を用いて理論的に $R = \exp(-\mu t)$ で計算できる。例えば、透過率が 50% であるとき、1000 個の光子が入射すれば約 500 個は透過することは分かる。しかし、ある特定の 1 光子がこの物質を透過するかどうかは、このような決定論的計算法では決めることができない。モンテカルロ法ではこの場合、線減弱係数の関数で表される光子の物質中における自由行路長の確率分布に従う乱数 $L (L = -\ln(r/\mu))$ 、 r は区間[0,1]の一様乱数) をサンプルして、物質厚 t との比較から、この光子が物質を透過するのか、もしくは物質中のどこまで進むのかを決定する。同様にして、次にどの種類の相互作用が起こるのか？ 散乱角度は何度なのか？ など、次々に起こる光子と物質との相互作用の結果を、それぞれの現象の起こる確率分布に従う乱数をサンプリングすることにより決定しながら、光子の物質中での行跡を数値を使って辿ることができる。これを照射条件に合わせて光子エネルギー、入射点などを変えて、多数回も繰り返すことにより、実際の放射線照射で起こる物理現象をコンピュータ上で再現することができる。

モンテカルロシミュレーションでは、任意の位置に理想的な検出器（カウンタ）を自由に設定できるので、実際の照射では測定が不可能な物理量をも予測することが可能であり、非常に有用な解析方法となる。

国際放射線防護委員会 (International Commission on Radiological Protection ; ICRP) ⁽⁴⁾が採用している線量当量換算係数 (照射線量 [C/kg], 空気吸収線量 [Gy], 粒子フルエンス [cm^{-2}]などから実効線量当量 [Sv]への換算係数) は, 人体組織を模したICRU (International Commission on Radiation Units and measurements) 球⁽⁵⁾に種々のエネルギーを持った光子および中性子線が照射された場合を想定し, モンテカルロシミュレーションによって算出された数値である. その他にも放射線医療に関してモンテカルロ法を利用した様々な解析・研究が報告されている^{(6) - (11)}など, 放射線分野においてモンテカルロシミュレーション技術は不可欠なものとなっている.

1. 3 診断領域X線スペクトル測定の現状と問題点

画像診断に用いられる診断用X線の物理特性, 特に線束を構成する光子のエネルギー分布すなわちX線スペクトルは, X線画像形成の解析や放射線被曝線量の評価などX線診断の最適化を探求する上で欠かせない基礎データである.

X線管内で印加電圧により加速された電子が陽極に衝突し, ターゲット物質の原子核近傍を通過する時, その原子核の持つクーロン場により電子は急激に減速され, そのエネルギーの一部が制動X線として放射される. このようにして発生したX線は, ターゲット物質による自己吸収, X線管容器による吸収などを経てX線管から放射される. X線管から射出し利用されるX線束は, 連続スペクトルを持つ制動X線に加えて, ターゲット物質による自己吸収に付随して発生する特性X線を含む複雑なエネルギースペクトルを持つ.

X線スペクトルは, 結晶回折を利用した測定法, 減弱曲線から逆算する方法, 検出器にNaIシンチレータを用いる測定法などにより求められていたが, いずれも精度およびエネルギー分解能が悪く, 実用的な測定法とはならなかった⁽¹²⁾. 1970年代に入って, エネルギー分解能が良いGe-Liドリフト型半導体検出器やSi-Liドリフト型半導体検出器を用いたX線スペクトル測定が行われるようになった. 最近ではさらにエネルギー分解能が良い高純度Ge半導体や, 冷却が不必要で取扱いが簡便なCdTe半導体などが利用されるようになった. 結晶回折法, NaIシンチレータを用いて測定されたX線スペクトル⁽¹³⁾, および最近の高純度Ge半導体検出器を用いて測定されたX線スペクトル⁽¹⁴⁾を**Fig.1.1** (結晶回折法), **Fig.1.2** (NaIシンチレータ), **Fig.1.3** (高純度Ge半導体) に例示する.

現在は主に, エネルギー分解能の優れた高純度Ge半導体検出器やCdZnTe半導体検出器によるX線スペクトル測定が行われている. しかし, これらの測定装置から得られるスペクトル分布は, X線光子に対する検出器のエネルギー吸収特性などに依存して, 検出器に入射する真のX線スペクトルとは異なった歪んだ形状となることが知

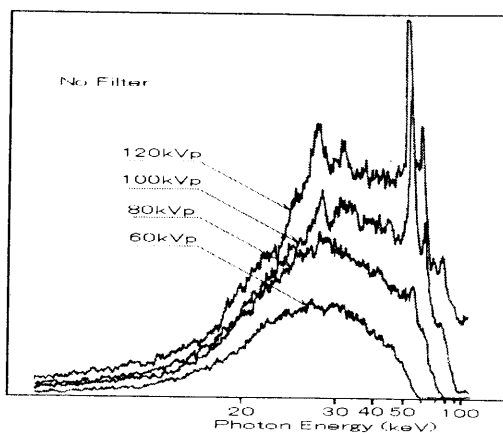


Fig.1.1 結晶回折法で測定されたX線スペクトル⁽¹³⁾

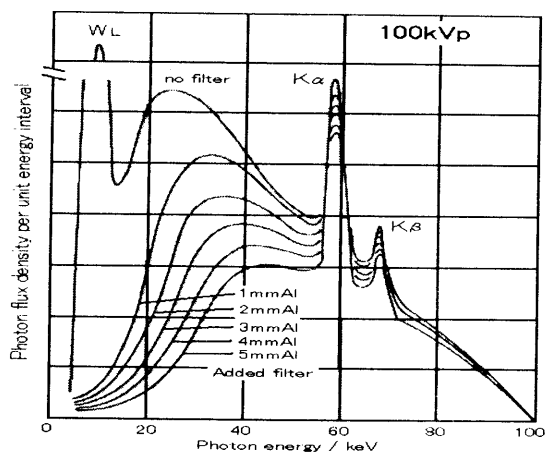


Fig.1.2 NaI シンチレータを用いて測定されたX線スペクトル⁽¹³⁾

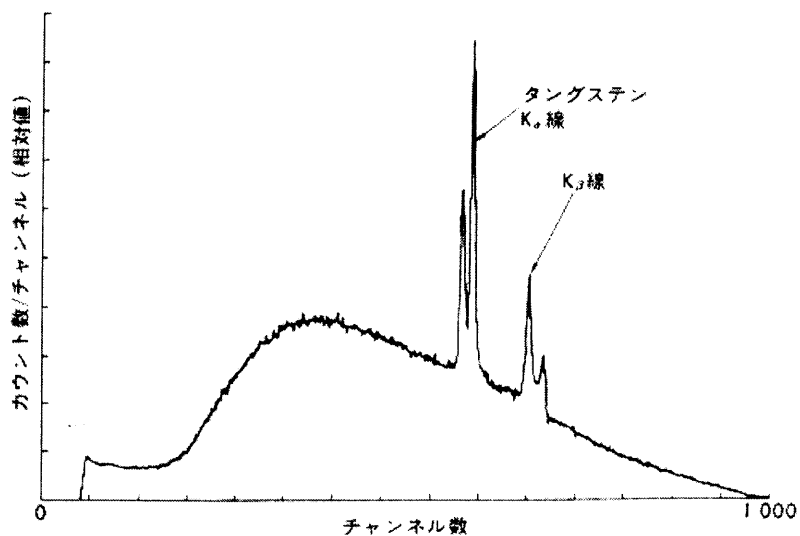


Fig.1.3 高純度 Ge 半導体検出器を用いて測定されたX線スペクトル⁽¹⁴⁾

られている。

X線画像形成の解析や放射線被曝線量の評価の基本データとして用いる場合のX線スペクトルは、検出器から出力される歪んだ形状のスペクトルではなく、検出器に入射する真のX線スペクトルでなければならない。従って、検出器に入射する真のX線スペクトルを得るには、これら半導体検出器から出力されたスペクトルデータに適切な補正を施す必要がある。しかし、その補正法はまだ一般化されていない。

半導体検出器で測定されたX線スペクトルの補正法を確立するためには、半導体検出器で得られるスペクトルと真のX線スペクトルとの差異が生じるメカニズムを解明し、そのメカニズムに基づいた補正方法を考案する必要がある。

1. 4 放射線治療における投与線量の測定・計算の現状と問題点

放射線治療は、コバルト 60 γ 線やリニアック（電子直線加速器）高エネルギーX線などを用い、癌などの悪性腫瘍に大量の放射線を照射してそれらの細胞を死滅させる治療法である。このとき同時に腫瘍周囲に隣接している健全組織をいかに温存させることができるかが、治療の成否につながる。

理想的には腫瘍細胞だけに放射線を当て、周囲健全組織には放射線が当たらないような方法で照射すれば良いが、実際には腫瘍周辺部では腫瘍細胞と健全細胞が混在しており、いかに優れた照射方法をもってしても、一部の健全組織には腫瘍細胞とほぼ同じ放射線量が照射されてしまう。しかし、細胞の種類によって放射線感受性（放射線の影響の受け易さ）に差が存在し、一般に腫瘍細胞の方が健全細胞よりも放射線感受性が高い⁽¹⁵⁾ことが分かっている。放射線治療はこの感受性の差をうまく利用した癌治療法とも言える。

放射線量と細胞群の死滅率の関係は、一般にシグモイド曲線を描く。**Fig.1.4**は放射線治療において投与線量に対する腫瘍の制御率と健全組織の障害発生率の理想的な線量-効果関係を示したものである⁽¹⁶⁾。放射線感受性の違いにより、腫瘍制御率（腫瘍細胞の死滅率）曲線が健全組織損傷率（健全細胞の死滅率）曲線よりも低い吸収線量領域に位置している。今、60Gy*の吸収線量に対する腫瘍制御率を80%とし、同じ吸収線量に対する健全組織の障害発生率を10%とする。もし、60Gy照射したはずの吸収線量が実際には5%低い57Gyであった場合、健全組織障害発生率はほぼ0%となるが、腫瘍制御率も55%に低下してしまう。逆に、実際の吸収線量が5%高い63Gyであった場合、腫瘍制御率は95%以上と大きくなるが、同時に健全組織障害発生率も35%と非常に高くなって、治療成功率は低下することになる。この例では、放射線治療の成功率は60Gyをピークとした山型の分布を示すことになる。

* Gy：吸収線量の単位（1 Gy = 1 J/kg）

したがって放射線治療では患者への投与線量の正確さ，照射精度が厳しく要求される．ICRU は放射線治療において標的容積への吸収線量の不確定度が±5%以下になるよう精度管理が必要であると勧告している⁽¹⁷⁾．

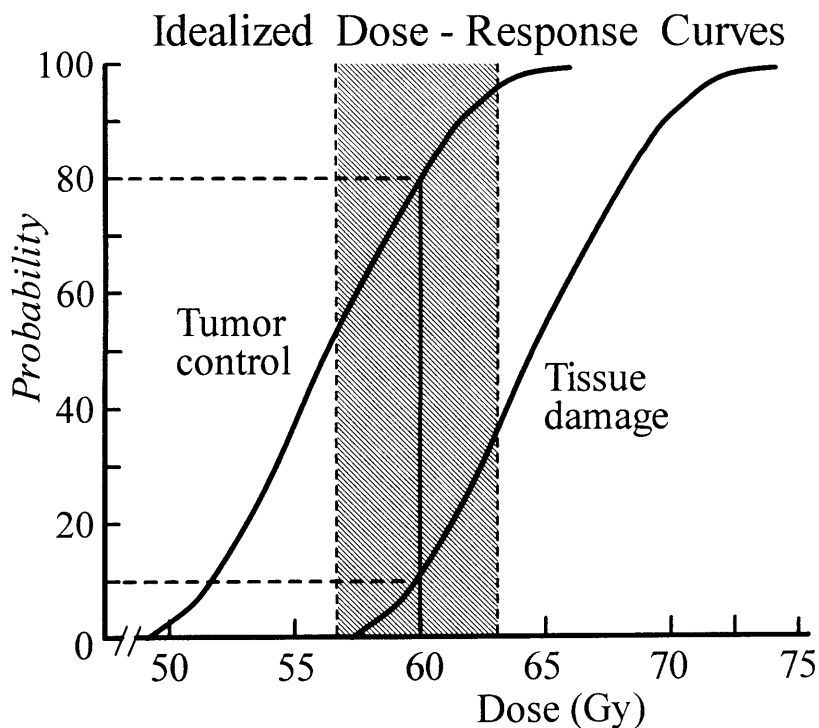


Fig.1.4 放射線治療における理想的な線量 - 効果関係⁽¹⁶⁾

放射線治療計画における患者体内の吸収線量算出方法の流れを Fig.1.5 に示す.

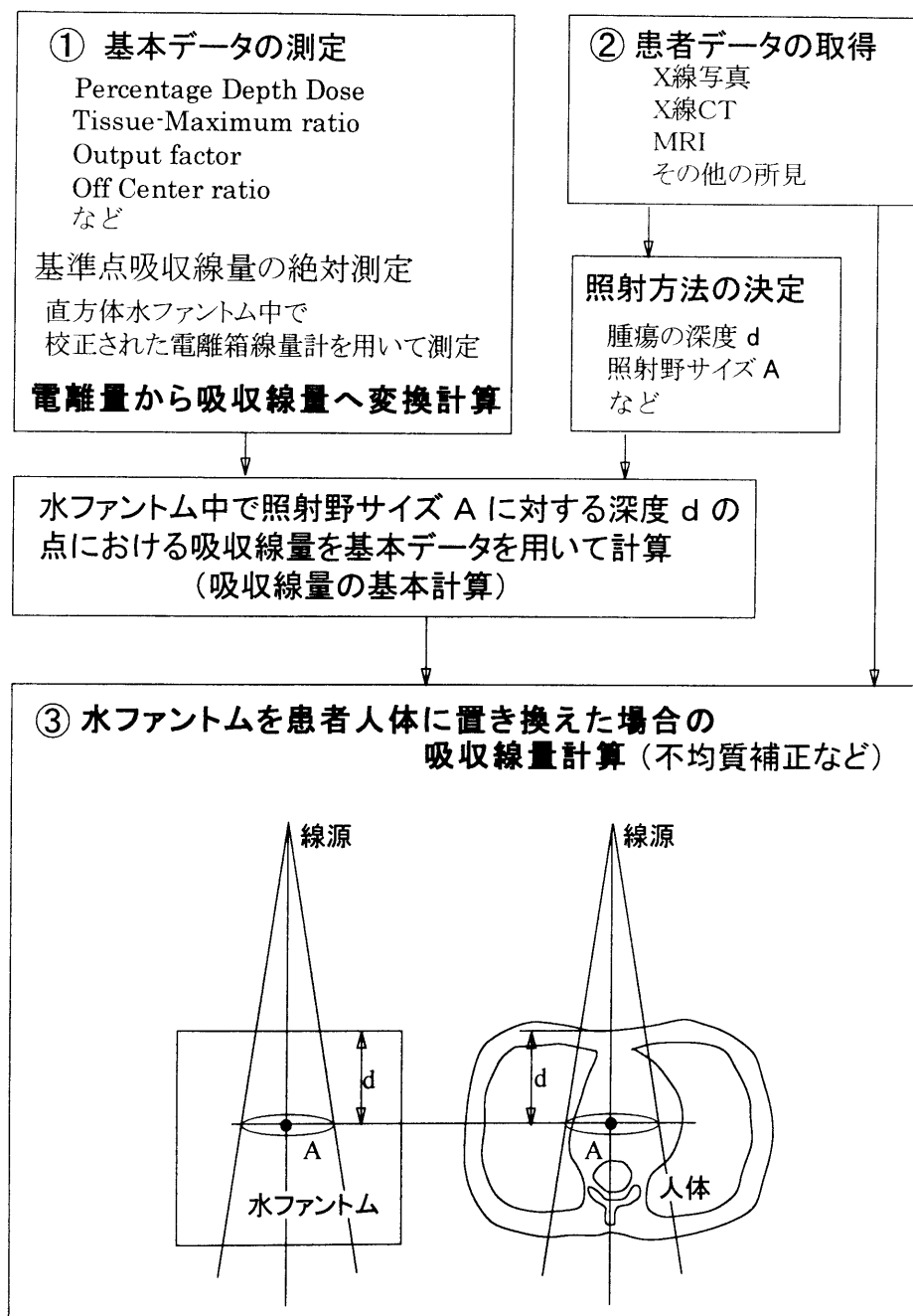


Fig.1.5 患者体内の吸収線量計算の流れ

- ①人体軟部組織と放射線の散乱・吸収がほぼ等価な直方体の水（以下、水ファントムと記す）中における線量計算基本データ（Percentage depth dose, Tissue-maximum ratio, Output factor, Off center ratio など⁽¹⁴⁾）および基準点⁽¹⁴⁾（通常、10×10cm 照射野で最大線量となる深度の線束中心軸上の点）の吸収線量の絶対測定
- ②X線CTなどによる患者人体データの取得
- ③水ファントムを人体に置き換えた場合の補正計算

の各段階でそれぞれ誤差要因が存在する。さらに放射線治療計画に基づいて毎日行われる照射の際の照射位置の再現性、照射中の患者の動きや生理的な変位などによっても実際の患者体内吸収線量に変動が生じる。このように多種多様の誤差要因が混在する中で、吸収線量のトータル誤差を±5%以下に保つことは容易ではない。これを達成するためには、個々の段階における誤差、不確定度を可能な限り小さくする必要であり、様々な努力がなされている^{(16), (18)}。

Fig.1.5 に示した「①基本データの測定」のために、AAPM(American Association of Physicists in Medicine)は、放射線治療で用いられる高エネルギーX線・γ線の吸収線量の標準測定法をプロトコル⁽¹⁹⁾の形で勧告している。日本医学放射線学会物理部会もAAPMに準じた標準測定法⁽²⁰⁾を出版していて、現在ではこれらの標準測定法を遵守することで各医療施設において統一された施設間差のない吸収線量測定、基本データ測定が行えるようになった。

高エネルギーX・γ線の吸収線量は、電離箱を用いた電離量の測定値から Bragg-Gray の空洞理論⁽¹⁴⁾に基づいた計算により求められる。電離量から吸収線量への変換計算に使用される吸収線量変換係数 C_i は、吸収線量標準測定に関する AAPM プロトコルでは各エネルギーX線に対して定数で与えられている。しかし吸収線量変換係数は、測定点における2次電子スペクトルに依存する平均制限衝突質量阻止能比の因子を含んでおり、各エネルギーX線に対して一定値になるとは限らず、吸収線量を評価する上での誤差要因となっている。より正確な吸収線量評価のためには、照射野サイズ、測定点深度などを含めた照射条件に合致した平均制限質量阻止能比を吸収線量変換係数に使用する必要がある。しかし、この問題に関する研究報告はなされていない。照射条件等に違いによる2次電子スペクトルの変化およびそれらから算出される平均制限衝突阻止能比の変動について早急に調査する必要がある。

放射線を照射した時の患者体内の吸収線量分布は、水ファントム内で測定された Percentage depth dose などの基本データおよびX線CTなどで得られた患者体内構造の3次元情報を基にしてコンピュータで計算される。水ファントムを患者人体に置き換えるための線量計算アルゴリズムはこれまでに種々報告されており、実際の放射線治療計画用コンピュータにも搭載されて日常の治療計画に使用されている。線量計

Table 1.1 不均質補正計算法⁽²¹⁾

外部X線照射における不均質部線量補正法	
第1世代	散乱の補正なし 線減弱係数法（照射野Aによらない，またはAの関数とする） TAR比法，実効SSD法（Aに依存） 等線量曲線移動法
第2世代	散乱の影響考慮，不均質部位考慮・形考慮せず 散乱補正係数法 べき乗TAR法（Bathoの方法）・Generalized Batho equation 密度比例尺理論（Density scaling theorem）
第3世代	不均質部の形を考慮，非電子平衡を考慮せず 等価TAR法（Equivalent TAR法） 微分散乱空中線量比法（dSAR法） 微小容積法（Delta volume first scatter法）
第4世代	非電子平衡を考慮 Monte Carlo法 Convolution（重畳積分）法

算アルゴリズムの中で計算精度が問題となっているのは人体内の不均質部に対する補正法である。これまでに発表されている不均質補正計算法の一覧⁽²¹⁾を Table 1.1 に示す。

現在，日常的に使用されているのは第1世代，第2世代の計算法である。しかし，これらの計算法では，例えば肺組織のような低密度領域を小照射野で照射した場合，低密度領域内での線量にかなりの計算誤差が生じることが報告されている⁽²²⁾。現在一部の治療計画用コンピュータに搭載されているX線CT画素データを直接利用する第3世代の計算法でも，この計算誤差を大きく改善するまでに至っていない。第4世代のMonte Carlo法はもっとも優れた不均質補正法と言われている⁽²¹⁾。しかし，Monte Carlo法を用いて統計誤差の少ない計算結果を得るには，膨大な数の入射光子ヒストリーが必要であり，多大な計算時間を要する。したがって，リアルタイム性が要求される日常の放射線治療計画にMonte Carlo法そのものを利用できるものではない。

同じ第4世代に属するConvolution法は，今後最も有力視されている不均質補正の考え方である。しかしその具体的な補正計算アルゴリズムはまだ確立されていない。最近，多分割コリメータを使用した原体照射法やラジオサージェリー⁽²³⁾など種々の3次元照射法が開発され実用化されているが，それらの照射法に唯一対応できる第4世代吸収線量計算アルゴリズムの開発が遅れているのが現状である。

このような新しいConvolution法を開発するためには，その基本となる1次線光子，散乱線光子，2次電子の空間分布データの取得方法およびそれら基本データを使った補正計算アルゴリズムを確立する必要がある。

1. 5 本研究の目的と概要

本論文は、測定・評価法が完全には確立されていない診断用X線のスペクトル分布および放射線治療用高エネルギーX・ γ 線の吸収線量の高精度評価法に焦点を当て、モンテカルロシミュレーションを利用した放射線量および放射線物理特性の評価法に関する一連の研究をまとめたものである。

本研究は

診断用X線のスペクトル分布評価法の確立を目指し

(1) 半導体検出器で測定されたX線スペクトルの歪みのメカニズムを解明し、そのメカニズムに基づいたX線スペクトルの補正法を提案する。

放射線治療における患者への投与線量の高精度評価法の確立を目指し

(2) 高エネルギー γ ・X線の照射条件等の違いによる、水ファントム内における2次電子スペクトルの変動を分析して、その変動が吸収線量変換係数の因子である平均制限衝突質量阻止能比に及ぼす影響を明らかにする。

(3) 水ファントムを患者人体に置き換える線量計算において、現在実用化されていない第4世代のConvolution法に属する非電子平衡を考慮した新しい線量計算アルゴリズム及びそのための基本データの取得法を確立する。

ことを目的としている。

これらは放射線医療の「最適化」を探求する上で最も基本となる人体に照射される放射線の物理特性・放射線量の正確な評価に直接つながるものである。

現在一般化されていない診断用X線スペクトルの補正方法が確立されると、半導体検出器による実測からデータ補正に至る一連のX線スペクトル測定技術が確立され、X線画像形成の解析や放射線被曝線量の評価などX線診断の最適化を探求する上で欠かせない基礎データの高精度の測定が可能となる。

治療用X・ γ 線の照射条件等の違いによる平均制限衝突質量阻止能比の変動が明らかになれば、それらから計算される照射条件に合致した吸収線量変換係数を使用することにより、水ファントム中におけるPercentage depth doseなどの基本データの測定精度を高めることが可能となる。

非電子平衡を考慮した線量計算アルゴリズムの開発・実用化は、放射線治療における患者投与線量の精度をさらに高めることができ、放射線治療成績の向上に貢献することが期待できる。

本論文は本章を含め8章から構成されている。以下にその概要を記す。

第2章では、本論文内容を理解し易くするために、一連の研究の基になっている放射線分野でのモンテカルロシミュレーションの具体的な手法について述べる。

第3章から第5章にかけて、半導体検出器によって測定された診断領域X線スペクトルの補正法について述べる。

まず第3章では、半導体検出器によって測定されたX線スペクトルの歪みを、検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性に起因する歪みと、検出器からの出力信号の増幅過程に代表される統計変動に起因する歪みに分類し、そのメカニズムを推論する。そして前者はモンテカルロシミュレーションを用いて、後者はガウス分布を関数としたフォールディング処理によってスペクトルの歪み過程を表現できることを明らかにする。

続く第4章では、ガウス分布を関数としたフォールディング処理で表現される統計変動による歪みに対して、同じガウス分布をレスポンス関数としたアンフォールディング処理による数学的補正法を提案する。

第5章では、検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性による歪みに対して、モンテカルロシミュレーションを用いて検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性を調べ、そのレスポンスデータを基にしたストリッピング補正法を提案する。そして、アンフォールディング処理とストリッピング法を組み合わせた補正処理により、半導体検出器に入射する真のX線スペクトルを得ることができることを示す。

第6章では、高エネルギーX線・ γ 線に対する平均制限衝突質量阻止能比について述べる。まず、モンテカルロシミュレーションを用いて、高エネルギーX線および ^{60}Co γ 線を種々の照射野サイズで照射した場合の、水ファントム中の各深度において光子と物質との相互作用で発生する2次電子のエネルギースペクトルを算出し、照射野サイズおよび水中深度によるスペクトルの変化を調査する。次に、得られた2次電子スペクトルから、電離ガスである空気に対する水（水/空気）および電離箱線量計の壁材に使用されるポリスチレン（ポリスチレン/空気）の平均制限衝突質量阻止能比を計算し、吸収線量標準測定に関するAAPMプロトコルが定数で示している各エネルギーX線・ γ 線に対する値との比較を通して、照射条件等の違いによる平均制限衝突質量阻止能比の変動を明らかにする。

第7章では、放射線治療計画において患者体内の吸収線量を正確に評価するための計算アルゴリズムについて述べる。まず、高エネルギーX線を患者人体に照射した場合、元来吸収線量を正確に評価することが困難であった非電子平衡状態が起こる条件およびその状況下で起こる吸収線量の急激な変化の原因を明らかにする。続いて、モンテカルロシミュレーションにより標準人体組織中の微分1次線線量を算定し、そのテーブル化された数値を応用した、電子平衡が成立していない領域にも適用可能な、より精度の高い高エネルギーX線の吸収線量計算アルゴリズムを提案する。

第8章では、診断領域X線スペクトルの補正法から高エネルギーX線の吸収線量評価に至る本研究により得られた成果と残された課題および今後の展望について述べる。

第1章の参考文献

- 1) 館野之男：放射線と人間（医学の立場から）；岩波新書 913，岩波書店，(1974).
- 2) 三根 久（編著）：モンテカルロ法・シミュレーション，コロナ社，(1994).
- 3) 杉山治男：モンテカルロ法による高エネルギー電子および光子の物質透過に関する研究（電子技術総合研究所研究報告第 724 号），電子技術総合研究所，(1972).
- 4) ICRP：体外放射線に対する防護のためのデータ（Publication 51），日本アイソトープ協会，(1987).
- 5) ICRU：Determination of dose equivalents from external radiation sources—Part 2（Report 43），ICRU，(1985).
- 6) Raeside DE：Monte Carlo principles and applications, *Phys.Med.Biol.*, 21(2), pp.181 - 197, (1975).
- 7) Turner JE, Wright HA and Hamm RN：A Monte Carlo primer for health physicists. *Health Physics*, 48(6), pp.717 - 733, (1985).
- 8) Chan H-P and Doi K：The validity of Monte Carlo simulation in studies of scattered radiation in diagnostic radiology, *Phys.Med.Biol.*, 28(2), pp.109 - 129, (1983).
- 9) Battista JJ and Bronskill MJ：Compton-scatter tissue densitometry；Calculation of single and multiple scatter photon fluences, *Phys.Med.Biol.*, 23(1), pp.1 - 23, (1978).
- 10) Webb S and Parker RP：A Monte Carlo study of the interaction of external beam X-radiation with inhomogeneous media, *Phys.Med.Biol.*, 23, pp.1043 - 1059, (1978).
- 11) 「第2回 EGS4 研究会」要旨集，高エネルギー物理学研究所・放射線安全管理センター，(1992).
- 12) 金森仁志：診断用 X線スペクトル，日医放物理会誌，Suppl.21, pp.33 - 80, (1985).
- 13) 山田勝彦：X線診断領域における線量測定とその問題点，日放技学誌，30, pp.176 - 206, (1974).
- 14) 川島勝弘，尾内能夫，：放射線医学大系 34；放射線物理学，中山書店，(1984).
- 15) 菅原 努，二階堂 修：放射線と医学，共立出版，(1984).
- 16) 木村千明：放射線治療における不確定度 5 %への挑戦，日放技学誌，48(1), pp.34 - 54, (1992).
- 17) ICRU：Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays in radiotherapy procedures (Report 24)，ICRU，(1974).
- 18) 川島勝弘：治療線量の標準測定と管理，放治システム研究，3, pp.83 - 99, (1986).
- 19) Task Group 21, Radiation therapy committee, AAPM：A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams, *Med.Phys.*, 10(6), pp.741 - 771, (1983).

- 20) 日本医学放射線学会物理部会:放射線治療における高エネルギーX線および電子線の吸収線量の標準測定法, 通商産業研究社, (1986).
- 21) 尾内能夫:線量計算アルゴリズムの概論, PC USERS GROUP セミナー資料, (1988).
- 22) 森剛彦, 仲根光男, 岡本治夫, 他: 高エネルギーX線・ γ 線外部照射における体内の不均質補正法に関する研究 Vol. II, 茨城県放射線技師会・日本放射線技術学会茨城支部, (1987).
- 23) Podgorsak EB, Pike GB, Olivier A, et al. : Radiosurgery with high energy photon beams ; A comparison among techniques, *Int.J.Radiat.Oncol.Phys.*, 16(3), pp.875 - 865, (1989).

第2章 放射線分野におけるモンテカルロシミュレーション

2.1 はじめに

放射線と物質との間で起こる相互作用はすべて量子力学的な確率分布に従っている。放射線の物質中における振る舞いは、複数の確率的要素を含んだ事象であり、その解析はモンテカルロシミュレーションの好対象となる。ただし、放射線と物質との相互作用の確率密度関数は相互作用の種類それぞれに特異的であり、他分野のモンテカルロシミュレーションとは異なる独特の計算アルゴリズムが必要となる。

本研究の対象としている医用放射線は、百数十 keV 以下のエネルギー光子を主成分とする診断用 X 線および最大 10MeV のエネルギー光子まで含む放射線治療用高エネルギー X 線である。これらの放射線についてのモンテカルロ計算法は、診断用 X 線のエネルギー領域では光子と物質との間で電子対生成は起こらない、高エネルギー X 線では相互作用で発生する 2 次電子の飛程を無視できない、などの点が異なるものの、基本的な計算アルゴリズムは同じである。

本章では、第3章～第5章で取り扱う半導体検出器のエネルギー吸収レスポンスの計算を前提に、モンテカルロシミュレーションの具体的な計算手法を中心に述べる。

2.2 乱数の変換技術

モンテカルロ計算で最も重要なことは、それぞれの相互作用の起こる確率分布に従う乱数を作り出す操作である。通常「乱数」と呼んでいるのは一様乱数（全く前後関係のない数字の列）である。この一様乱数から、ある確率分布に従う乱数を作り出す変換方法として、直接法、棄却法、合成棄却法がある^{(1),(2)}。

2.2.1 直接法

求める乱数 x の確率密度関数（probability density function）を $f(x)$ とし、その分布関数を $F(x)$ とする。区間 $[0,1]$ の一様乱数を R_i とすれば

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx = R_i \quad (\text{ただし } \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1 \text{ とする}) \quad (2.1)$$

を x について解いたものが求める乱数となる⁽¹⁾。

2.2.2 棄却法

便宜上、区間 $[a,b]$ での密度関数 $f(x)$ の最大値を 1 とし、区間 $[0,1]$ の一様乱数 R と、

区間 $[a,b]$ の一様乱数 $Y = a + (b-a)S$ (R と S は別の一様乱数) を作る. もし $f(Y) > R$ ならば, 求める乱数 $X = Y$ とし, そうでなければ改めて R と Y を作り, 上記の不等式が成立するまで続ける⁽¹⁾.

棄却法の場合, 棄却される割合が大きいと効率が悪いことになる. しかし $f(x)$ が複雑である場合には直接法のように関数の積分という操作が入らないため便利である.

2.2.3 合成棄却法

この方法は, 直接法と棄却法を確率に関する加法定理で結合したものである. いま求める乱数 η が従う確率分布の度数関数 (確率密度関数またはそれに任意定数を乗じたもの) を $f(x)$ として, $f(x)$ が次式のように分解して書けるものとする.

$$f(x) = \sum_{i=1}^n \alpha_i \cdot f_i(x) \cdot g_i(x) \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (2.2)$$

ここで $\alpha_i > 0$, $0 \leq g_i \leq 1$ である. $f_i(x)$ は確率密度関数で, この関数に従う乱数は, 直接法等で簡単に求められるものとする. このとき, 次式で表される確率 $P_i(i)$ を用いて番号 i を選ぶ.

$$P_i(i) = \alpha_i / \sum_{i=1}^n \alpha_i \quad (2.3)$$

そして $f_i(x)$ に従う乱数 η を求め, さらに区間 $[0,1]$ の一様乱数 ξ をとり, $\xi < g_i(\eta)$ ならば η を採用し, そうでなければ η を棄却して再び初めからやり直すという方法である⁽¹⁾.

2.3 モンテカルロ計算の手順

モンテカルロ計算フローチャートの例⁽³⁾を **Fig.2.1** に示す. これは次章で取り扱う半導体検出器内における X 線光子の振る舞い, エネルギー付与をシミュレートするものである.

主計算に入る前に, 被照射体となる物質の種類, サイズ, 形状を設定し, 物質の光子に対する相互作用断面積データ⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾をはじめとする計算に必要な物理情報をデータファイルから入力する. 被照射体に入射する光子エネルギーおよび線束サイズを設定する. システムの座標系は被照射体の入射面中心を原点とし, **Fig.2.2** のように設定する. 光子が進む方向を Z 軸に対する極角 θ および XY 平面上で X 軸に対する方位角 ψ の 2 つの因子で表現する.

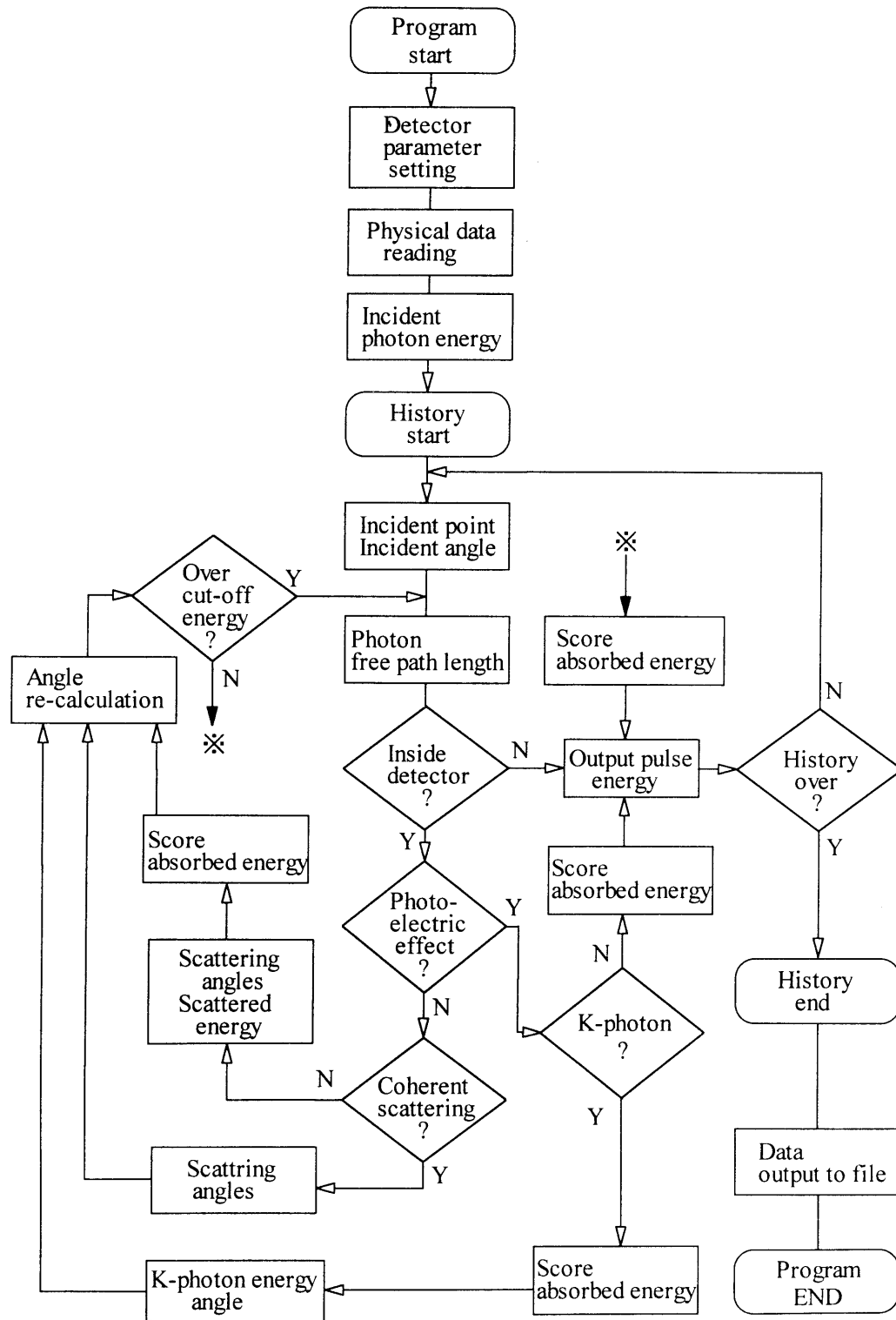


Fig.2.1 半導体検出器の光子エネルギー吸収のモンテカルロシミュレーション
フローチャート⁽³⁾

Flow chart of a Monte Carlo simulation for energy absorption in a semiconductor detector⁽³⁾.

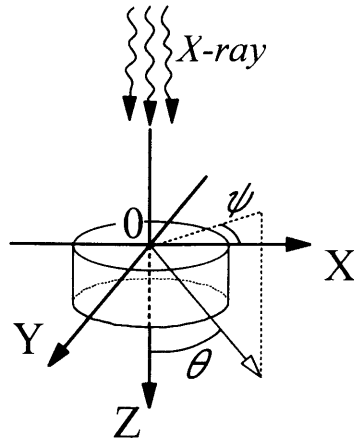


Fig.2.2 シミュレーションの座標系
Schematic diagram illustrating the coordinate system of a Monte Carlo simulation.

2.3.1 入射点および入射角度の決定

線束サイズが直径 a の円形の場合，区間 $[0,1]$ の2個の一様乱数 r_1, r_2 を発生させて

$$\begin{aligned} x &= a \times (r_1 - 0.5) \\ y &= a \times (r_2 - 0.5) \end{aligned} \quad (2.4)$$

を求め， $x^2 + y^2 \leq 0.25 \times a^2$ ならば，この x, y を入射点座標とする。

$x^2 + y^2 > 0.25 \times a^2$ ならば， x, y を棄却して，もう一度やり直す。（棄却法）

Z軸方向の入射点座標は0とする。

線源と被照射体表面との距離を f とすると，入射角度は

$$\theta = \tan^{-1}\left(\sqrt{x^2 + y^2} / f\right) \quad \text{および} \quad \psi = \tan^{-1}(y/x) \quad (2.5)$$

で計算できる。

2.3.2 光子の自由行程長の決定

被照射体に入射した光子が，次にどこで相互作用を起こすか決定する。

光子の自由行程長 L の確率密度関数 $f(L)$ は，その光子エネルギー E に対する物質の線減弱係数を $\mu(E)$ とすると

$$f(L) = \mu(E) \cdot \exp(-\mu(E) \cdot L) \quad (2.6)$$

で表される。この確率分布に従う乱数 L は，直接法により

$$F(L) = \int_0^L \mu(E) \cdot \exp(-\mu(E) \cdot l) dl = 1 - \exp(-\mu(E) \cdot L) \quad (2.7)$$

$$L = -\ln(r) / \mu(E) \quad (2.8)$$

で計算できる. ここで r は区間 $[0,1]$ の一様乱数である.

100keV 単色エネルギー光子がゲルマニウムに入射した時の自由行程長の確率分布を, 線減弱係数を用いた(2.6)式による理論計算値(実線)と(2.8)式による乱数サンプリング(ドット)の比較を, **Fig.2.3** に示す. サンプリング回数は 10 万回である. 両者はよく一致しており, この乱数サンプリング法が有効であることを示している.

自由行程長 L を進んだ光子が次に相互作用を起こす点の座標 (x_1, y_1, z_1) は, 次式で計算される. 光子の最初の座標を (x_0, y_0, z_0) とする.

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + L \cdot \sin\theta \cdot \cos\psi \\ y_1 &= y_0 + L \cdot \sin\theta \cdot \sin\psi \\ z_1 &= z_0 + L \cdot \cos\psi \end{aligned} \tag{2.9}$$

相互作用点 (x_1, y_1, z_1) が被照射体の外であれば, この光子のヒストリーは終了する. 相互作用点 (x_1, y_1, z_1) が被照射体内であれば, 次のステップに進む.

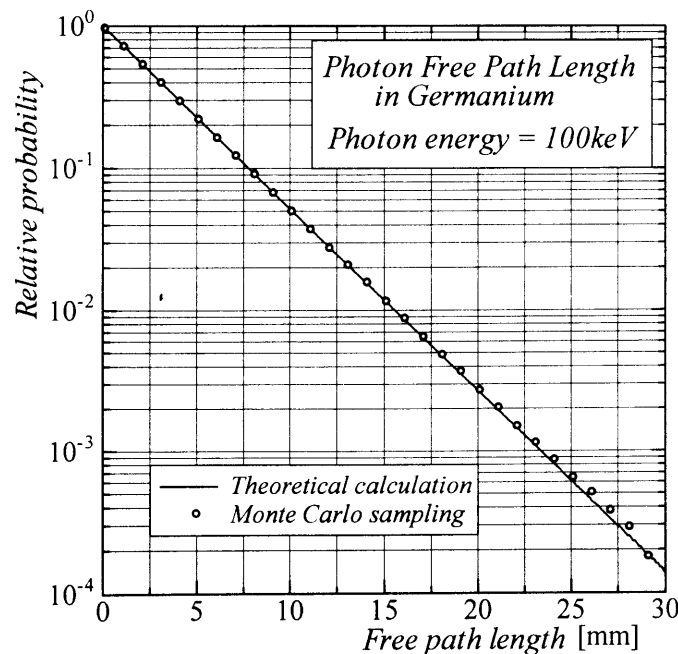


Fig.2.3 100keV 光子のゲルマニウム中における自由行程長の確率分布
Graph showing the probability of free path length in Germanium for 100keV photon.

2.3.3 相互作用の種類決定

自由行程長 L を進んで来た光子が, 次の相互作用点 (x_1, y_1, z_1) で, どのタイプの相互作用を起こすか, 次の方法で乱数サンプリングする.

エネルギー E_0 の光子に対する物質の相互作用の全断面積 $\mu(E_0)$ は

$$\mu(E_0) = \tau(E_0) + \sigma_{coh}(E_0) + \sigma_{incoh}(E_0) + \pi(E_0) \quad (2.10)$$

で計算される。ここで

- $\tau(E_0)$: 光電効果断面積
- $\sigma_{coh}(E_0)$: 干渉性散乱断面積
- $\sigma_{incoh}(E_0)$: 非干渉性散乱断面積
- $\pi(E_0)$: 電子対生成断面積

である。

区間[0,1]の一様乱数 r を発生させ、

$$r < \frac{\tau(E_0)}{\mu(E_0)} \quad \text{ならば, 光電効果}$$

$$\frac{\tau(E_0)}{\mu(E_0)} \leq r < \frac{\tau(E_0) + \sigma_{coh}(E_0)}{\mu(E_0)} \quad \text{ならば, 干渉性散乱}$$

$$\frac{\tau(E_0) + \sigma_{coh}(E_0)}{\mu(E_0)} \leq r < \frac{\tau(E_0) + \sigma_{coh}(E_0) + \sigma_{incoh}(E_0)}{\mu(E_0)} \quad \text{ならば, 非干渉性散乱}$$

$$\frac{\tau(E_0) + \sigma_{coh}(E_0) + \sigma_{incoh}(E_0)}{\mu(E_0)} \leq r \quad \text{ならば, 電子対生成が起こるものと決定する.}$$

2.3.4 光電効果の処理

光電効果は、光子が原子の軌道電子にその全エネルギーを与えて原子外へ飛び出させ、光子自身は消滅する現象である⁽⁹⁾。光電効果に伴って特性 X 線の発生もしくはオージェ電子の放出が起こる。光電効果の概念図を Fig.2.4 に示す。

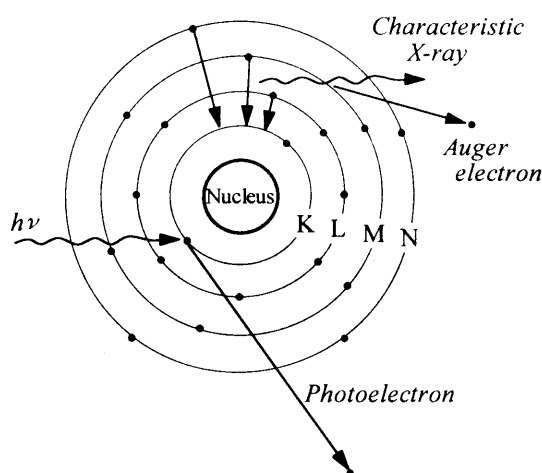


Fig.2.4 光電効果の概念図⁽⁹⁾
Diagram to illustrate the photo-electric effect⁽⁹⁾.

光電効果が起こった場合の処理を **Fig.2.5** のフローチャートに示す。光子エネルギーが K 吸収端エネルギー以下 (L 殻以下の電子との相互作用) の場合、放出される特性 X 線エネルギーは非常に低いため、全光子エネルギーが物質中の相互作用点で吸収されるものとする。

光子エネルギーが K 吸収端エネルギーより大きい場合、 K 殻で相互作用が起こり K 特性 X 線が発生する確率は $R_K \times F$ で与えられる。ここで R_K は K 殻で相互作用が起こる確率 (L 殻以下で相互作用が起こる確率は $1 - R_K$)、 F は特性 X 線が発生する蛍光収率 (オージェ電子が放出される確率は $1 - F$) である。区間 $[0,1]$ の乱数を発生させ $R_K \times F$ との比較により、この光電効果に伴って K 特性 X 線が放出されるか否かを決定する。 K 特性 X 線が放出されない場合、全光子エネルギーが物質中に吸収されるものとする。 K 特性 X 線が放出される場合、 K_α 、 K_β 特性 X 線の相対放出確率 R_α 、 R_β を用いた乱数サンプリングにより K_α 、 K_β のどちらが放出されるか決定する。この場合、最初の光子エネルギーと放出される特性 X 線エネルギーの差分が物質中に吸収されることになる。特性 X 線の放出角度は全方向等確率であるので、一様乱数を用いて決定する。

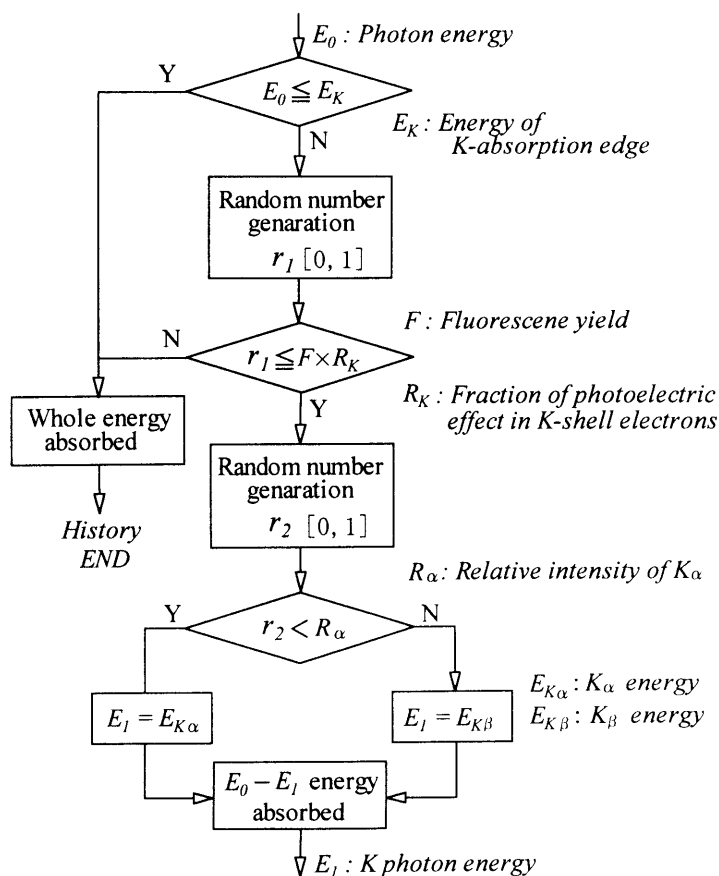


Fig.2.5 光電効果処理のフローチャート
Flow chart of the photo-electric process.

2.3.5 干渉性散乱の処理

光子が核外軌道電子に吸収されてその電子を共鳴振動させ、再び光子を放出する現象を干渉性散乱という⁽⁹⁾。この場合、散乱前後の光子エネルギーには変化はなく、その進行方向が曲げられるだけである。干渉性散乱の概念図を Fig.2.6 (上方) に示す。

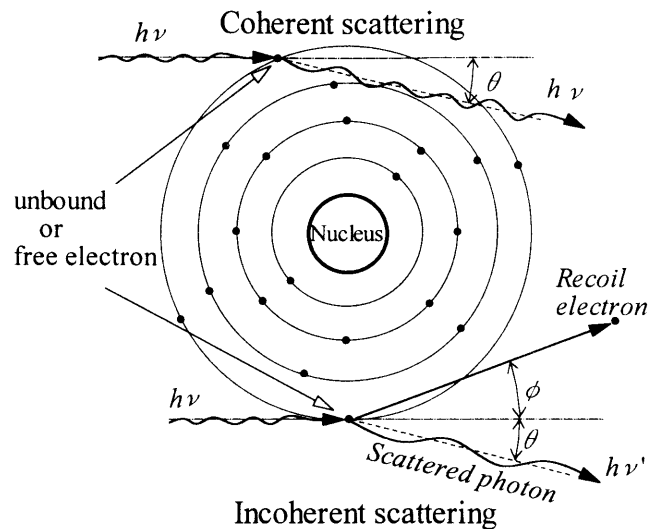


Fig.2.6 干渉性散乱および非干渉性散乱の概念図⁽⁹⁾

Diagram to illustrate the coherent scattering and the incoherent scattering⁽⁹⁾.

干渉性散乱の微分断面積は次式で表される。

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\theta} = \frac{d\sigma_{TM}}{d\theta} \cdot F_m^2(x) = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) \cdot 2\pi \sin \theta \cdot F_m^2(x) \quad (2.11)$$

ここで、 $\frac{d\sigma_{TM}}{d\theta}$: トムソンによる微分断面積

r_0 : 古典電子半径 = 2.818×10^{-13} cm

$F_m(x)$: 物質mの atomic form factor

$$x : \text{momentum transfer} = \frac{\sin(\theta/2)}{\lambda} \quad (2.12)$$

$$\lambda : \text{光子の波長} [\text{\AA}] = \frac{12.4}{h\nu[\text{keV}]}$$

干渉性散乱角度のサンプリングには、以下に示す加藤の方法⁽¹⁰⁾を用いた。

分布関数 $\Phi(x) = \int_0^x F_m^2(\xi) \xi d\xi$ をあらかじめ atomic form factor, $F_m(x)$ のデータ表から求めておく. 区間 $[0, \Phi_{\max}]$ の一樣乱数 r_1 を発生して直接法により momentum transfer, x を決定する. この x の値から(2.12)式を利用して $\cos(\theta)$ を求める. 続いて区間 $[0,2]$ の一樣乱数 r_2 を発生させ,

$r_2 > 1 + \cos^2 \theta$ ならばこの θ を棄却して初めからやり直す.

$r_2 \leq 1 + \cos^2 \theta$ ならばこの θ を散乱角と決定する.

方位角 ψ は等確率なので

$\psi = 2\pi r [0,1]$ で決定する.

干渉性散乱の処理過程を Fig.2.7 のフローチャートに示す.

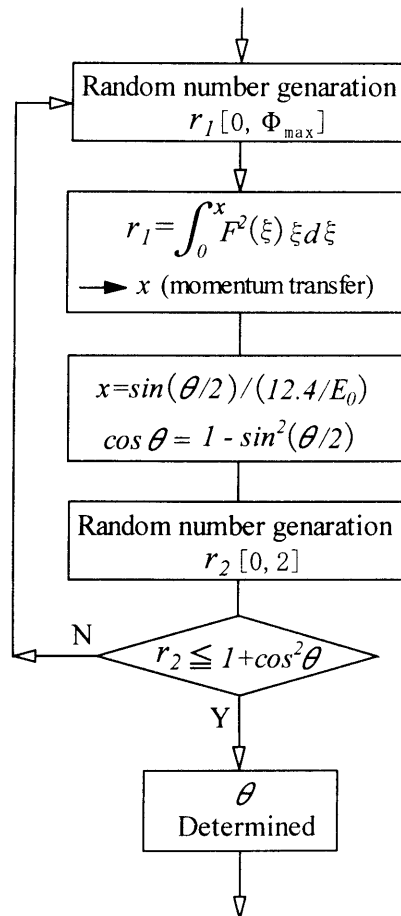


Fig.2.7 干渉性散乱処理のフローチャート
Flow chart of the coherent scattering process.

20keV 単色エネルギー光子がゲルマニウム内で干渉性散乱を起こした時の散乱角度確率分布を, (2.11)式による理論計算値(実線)と上記方法による乱数サンプリング(ドット)で求めた場合の比較を, **Fig.2.8** に示す. サンプル数は 10 万回である. 乱数サンプリングによる散乱角分布は理論値とよく一致しており, このサンプリング方法が有効であることを示している.

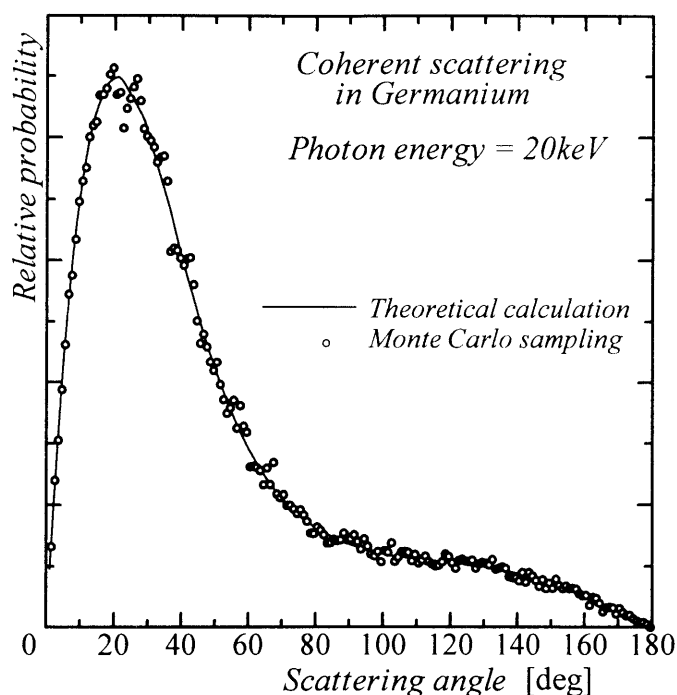


Fig.2.8 20keV 光子のゲルマニウム内での干渉性散乱角度の確率分布
Graph showing angular distributions of coherent scattering
in Germanium for 20keV photon.

2.3.6 非干渉性散乱の処理

非干渉性散乱(コンプトン散乱)は, 光子が電子に衝突しその電子に運動エネルギーを与えて, 光子自身はエネルギーの一部を失って散乱される現象である⁽⁹⁾. 非干渉性散乱の概念図を **Fig.2.6** (下方) に示す.

非干渉性散乱の微分断面積は次式で表される.

$$\frac{d\sigma_{mcoh}}{d\theta} = \frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} \cdot S_m(x) \quad (2.13)$$

ここで $\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta}$: Klein-Nishina による微分断面積

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} = \frac{1}{2} r_0^2 \cdot \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^2 \left(\frac{E_0}{E_1} + \frac{E_1}{E_0} - \sin^2 \theta\right) \quad (2.14)$$

E_0 : 散乱前の光子エネルギー

E_1 : 散乱後の光子エネルギー

$S_m(x)$: 物質 m の incoherent scattering function

光子の散乱角度 θ は、まず(2.14)式の Klein-Nishina 微分断面積に従う散乱光子エネルギー（散乱角度）を決定し、次にそれを incoherent scattering function で採用／棄却するという手順で求める。Klein-Nishina の式より散乱光子エネルギー（散乱角度）を決定する方法として合成棄却法による Kahn 法^{(1),(2)}を用いた。

Kahn 法による非干渉性散乱処理法を Fig.2.9 のフローチャートに示す。

光子エネルギーを電子の静止エネルギー(m_0c^2)に対する比として表すと、(2.14)式は次のようになる。

$$\frac{d\sigma}{d\mu} = 2\pi r_0^2 \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2 \left(\frac{\alpha}{\alpha'} + \frac{\alpha'}{\alpha} - 1 + \mu^2\right) \quad (2.15)$$

ここで $\mu = \cos \theta$

$$\alpha' = \frac{E_1}{m_0c^2} \quad \text{および} \quad \alpha = \frac{E_0}{m_0c^2} \quad \text{である。}$$

E_0 と E_1 （もしくは α と α' ）の間には次のような関係がある。

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad \text{もしくは} \quad \alpha' = \frac{\alpha}{1 + \alpha(1 - \mu)}$$

合成棄却法を適用するため、(2.15)式を計算に不必要な定数を取り除いて次のように分解する⁽¹⁾。そして 2.2.3 節で述べた合成棄却法の手順に従って乱数サンプリングを行う。

$$f(\varepsilon) = \alpha_1 f_1(\varepsilon) g_1(\varepsilon) + \alpha_2 f_2(\varepsilon) g_2(\varepsilon) \quad (2.16)$$

ここで $\varepsilon = \frac{\alpha}{\alpha'}$ ($1 \leq \varepsilon \leq 2\alpha + 1$)

$$a_1 = \frac{2\alpha + 1}{2\alpha + 9} \quad a_2 = \frac{8}{2\alpha + 9}$$

$$f_1(\varepsilon) = \frac{1}{2\alpha} \quad f_2(\varepsilon) = \frac{2\alpha + 1}{2\alpha\varepsilon^2}$$

$$g_1(\varepsilon) = 4\left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2}\right) \quad g_2(\varepsilon) = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{\varepsilon}{\alpha} + \frac{1}{\alpha}\right)^2 + \frac{1}{\varepsilon} \right\} \quad (2.17)$$

$f_1(\varepsilon)$ および $f_2(\varepsilon)$ に従う乱数 η_1 , η_2 はそれぞれ次のようにして求められる。

$$\eta_1 = 1 + 2\alpha \cdot r_2 \quad \eta_2 = \frac{2\alpha + 1}{1 + 2\alpha r_2} \quad (2.18)$$

第1の乱数 $r_1[0,1]$ を発生して $\alpha_i (i=1,2)$ を決定する. 第2の乱数 $r_2[0,1]$ を発生して(2.18)式により η_i を求め, それを ε に代入して(2.17)式により $g_i(\eta_i)$ を計算する. そして第3の乱数 $r_3[0,1]$ と $g_i(\eta_i)$ の比較から, η_i を採用/棄却する.

採用された η_i から散乱後の光子エネルギー E_1 および散乱角度 θ を計算する.

散乱角度 θ から(2.12)式を用いて momentum transfer, x および $S(x)$ を求め, 第4の乱数 $r_4[0, S_{\max}]$ と $S(x)$ との比較から E_1 および θ を採用/棄却する.

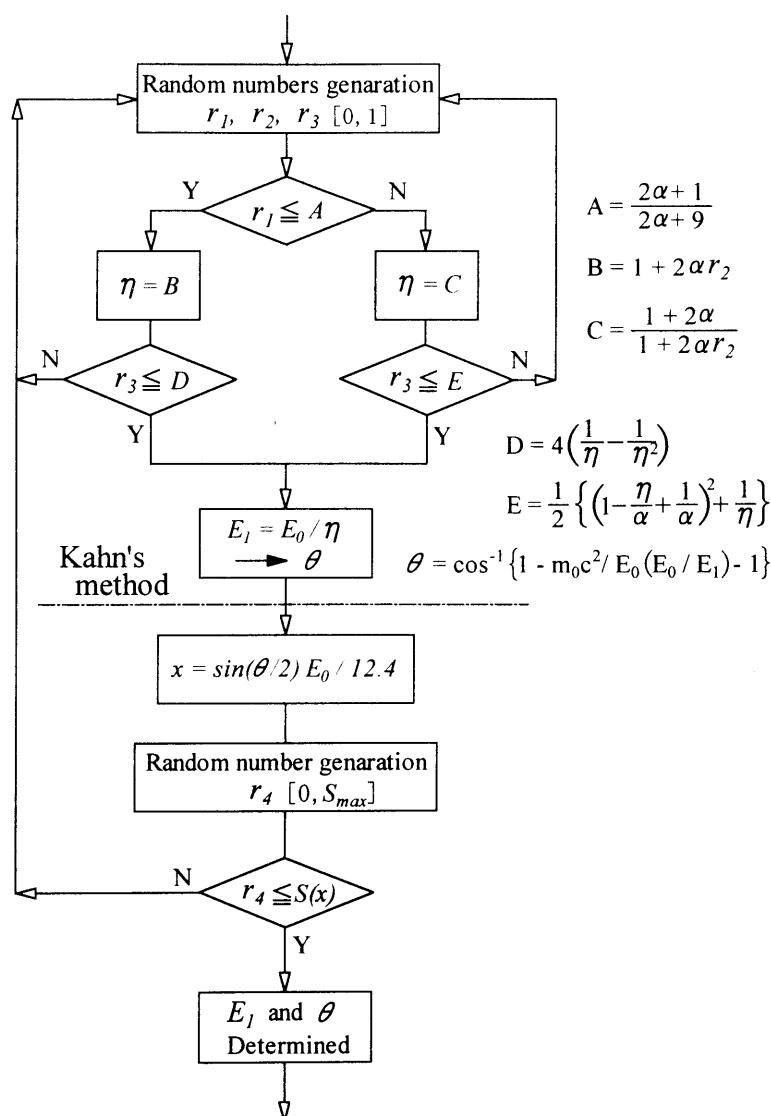


Fig.2.9 非干渉性散乱処理のフローチャート⁽¹¹⁾
Flow chart of the incoherent scattering process⁽¹¹⁾.

80keV 単色エネルギー光子がゲルマニウム内で干渉性散乱を起こした時の散乱角度確率分布の、(2.13)式を用いた理論計算値（実線）と Kahn 法による乱数サンプリング（ドット）の比較を、Fig.2.10 に示す。サンプリング回数は 10 万回である。Kahn 法サンプリングで得られた散乱角度分布は理論計算値によく一致し、このサンプリング方法が有効であることを示している。

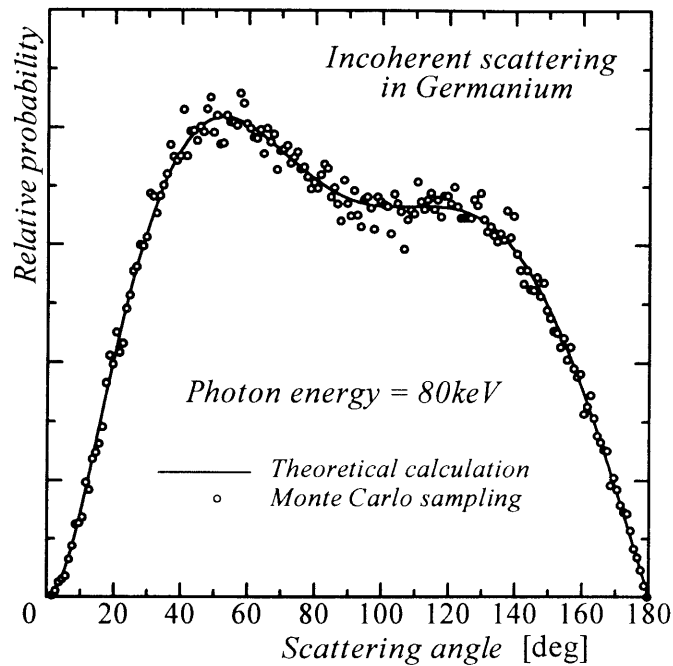


Fig.2.10 80keV 光子のゲルマニウム内での非干渉性散乱角度の確率分布
Graph showing angular distributions of incoherent scattering in Germanium for 80keV photon.

散乱前後の光子エネルギーの差分が反跳電子に付与され物質内で吸収される。
散乱方位角 ψ は等確率なので $\psi = 2\pi r [0,1]$ で決定する。

2.3.7 電子対生成の処理

電子対生成は、光子が原子核のクーロン場の作用を受けて消滅し、陰・陽の一对の電子が創られる現象である⁽⁹⁾。電子対生成は、光子エネルギーが $2m_0c^2=1.022$ MeV 以上でないと起こらない。陽電子はその後、自由電子と結合して消滅し $m_0c^2=0.511$ MeV のエネルギーを持つ光子（消滅 γ 線）を 2 個、互いに正反対の方向へ放出する。電子対生成の概念図を Fig.2.11 に示す。

陰電子, 陽電子に分けられるエネルギーの割合の乱数サンプリングは, 10 MeV 以下では Hough の式, 10 MeV 以上では Bethe-Heitler の微分断面積を使う方法がある⁽¹⁾. しかし医療で使用する高エネルギー X 線では, 照射対象物が人体であり電子対生成が起こる確率は極めて少ないので, 陰電子(E_-)と陽電子(E_+)は過剰エネルギーを半分ずつ均等に分け合うという近似法を用いて計算処理を行う. すなわち,

$$E_- = E_+ = \frac{1}{2}(h\nu - 2m_0c^2) \quad (2.19)$$

(ここで, $h\nu$ は電子対生成を起こした光子エネルギー)

それらが散乱される極角 θ は, 陰電子, 陽電子ともに

$$\theta_{E_-} = \theta_{E_+} = \frac{m_0c}{h\nu} \text{ [rad]} \quad (2.20)$$

とする. 散乱方位角は, 次式で決定する.

$$\psi_{E_-} = 2\pi r[0,1] \quad \psi_{E_+} = \psi_{E_-} + \pi \quad (2.21)$$

陽電子はその飛程を進み, 静止した点で自由 (陰) 電子結合して消滅し, 511keV のエネルギーを持つ 2 個の光子を放出する. 消滅 γ 線の放出方向は等方確率としてよく, 次式で決定する.

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \pi r[0,1] & \theta_2 &= \pi - \theta_1 \\ \psi_1 &= 2\pi r[0,1] & \psi_2 &= \psi_1 + \pi \end{aligned} \quad (2.22)$$

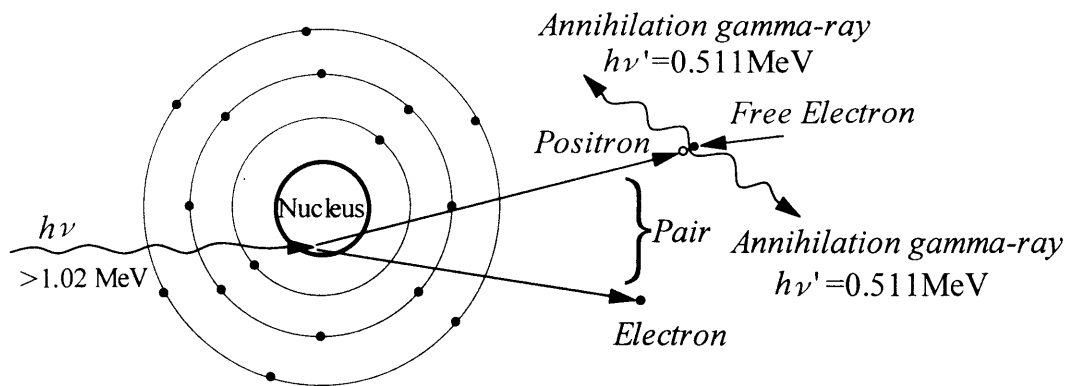


Fig.2.11 電子対生成の概念図⁽⁹⁾
Diagram to illustrate the pair production⁽⁹⁾.

2.3.8 散乱後の角度計算

XYZ 空間において、Z 軸に対する極角 θ_1 、XY 平面上で X 軸に対する方位角 ψ_1 で進行して来た光子 $V_1(\theta_1, \psi_1)$ が相互作用を起こし、進行方向に対して ω 、進行方向と Z 軸を含む平面に対して ϕ の角度で散乱した時、散乱光子の XYZ 空間での進行方向 $V_2(\theta_2, \psi_2)$ を次の手順で計算する。

立体三角の余弦公式を用いて

$$\cos \theta_2 = \cos \theta_1 \cdot \cos \omega + \sin \theta_1 \cdot \sin \omega \cdot \cos \phi \quad (2.23)$$

$$\sin \theta_2 = \sqrt{1 - \cos^2 \theta_2} \quad (2.24)$$

立体三角の正弦法則により

$$\sin(\psi_2 - \psi_1) = \frac{\sin \phi \cdot \sin \omega}{\sin \theta_2} \quad (2.25)$$

再び余弦法則によって

$$\cos(\psi_2 - \psi_1) = \frac{\cos \omega - \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2}{\sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2} \quad (2.26)$$

これらの公式より

$$\begin{aligned} \sin \psi_2 &= \sin\{\psi_1 + (\psi_2 - \psi_1)\} \\ &= \sin \psi_1 \cdot \cos(\psi_2 - \psi_1) + \cos \psi_1 \cdot \sin(\psi_2 - \psi_1) \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \cos \psi_2 &= \cos\{\psi_1 + (\psi_2 - \psi_1)\} \\ &= \cos \psi_1 \cdot \cos(\psi_2 - \psi_1) - \sin \psi_1 \cdot \sin(\psi_2 - \psi_1) \end{aligned} \quad (2.28)$$

以上より、散乱後の角度 θ_2, ψ_2 が決定される。

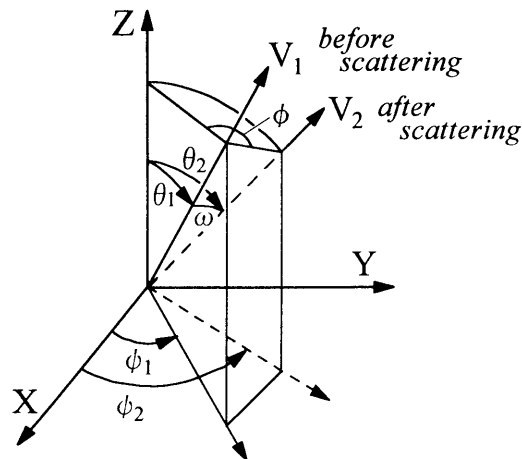


Fig.2.12 シミュレーション座標系における光子進行角度の再計算を示す図⁽¹⁾
Schematic diagram illustrating angle re-calculation⁽¹⁾.

2.3.9 カウンタの設定

モンテカルロ計算は、基本的には積算量を求めることである。積算量を求めるためには、目的とする物理量を逐次カウントするカウンタ（検出器）を計算プログラム中に設定する必要がある。

半導体検出器のエネルギー吸収レスポンスの取得を目的とする場合、一個の光子が半導体検出器に入射した後、散乱線としてもしくは1次線のまま半導体結晶から射出するまで、または結晶内で消滅するまでの間に、光子から結晶内に吸収されるエネルギー量を求める必要がある。光子と物質との相互作用でエネルギー付与/吸収が生じるのは、光電効果、非干渉性散乱過程および電子対生成であり、その処理過程に吸収エネルギー量を積算するためのカウンタを設置する（Fig.2.1のフローチャート中の“Score absorbed energy”）。

高エネルギーX線の体内吸収線量分布の計測を計算目的とする場合であれば、被照射体を細かな立方体（例えば $2 \times 2 \times 2$ mm）に分割し、各立方体を光子と物質との相互作用で発生した2次電子から付与されるエネルギー量を積算するためのカウンタとする。

2.4 むすび

モンテカルロシミュレーションは任意の位置に理想的な検出器（カウンタ）を自由に設定できるので、実際の照射において測定が不可能な物理量をも算出することができるのが最大の特長である。このモンテカルロシミュレーションの利点を応用し、実際の照射において被照射体内で起こっている物理現象、放射線束の状態などを推定することにより、実測データの補正方法や補正に用いる補助データなどを導出することができる。

第2章の参考文献

- 1) 杉山治男:モンテカルロ法による高エネルギー電子および光子の物質透過に関する研究 (電子技術総合研究所研究報告第724号), 電子技術総合研究所, (1972).
- 2) Raeside DE: Monte Carlo principles and applications, *Phys.Med.Biol.*,21(2), pp.181 - 197, (1976).
- 3) 加藤秀起, 中村光一, 津坂昌利: CdZnTe 半導体放射線検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性, 電学論 C, 120(12), pp.1774 - 1780, (2000).
- 4) Hubbell JH, Veigele WJ, Briggs EA, et al. : Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections, *J.Phys.Chem.Ref.Data.*, 4(3), pp.471 - 538, (1975).
- 5) Berger MJ and Hubbell JH : XCOM ; Photon cross sections on a personal computer, NBSIR 87-3597, NBS, (1987).
- 6) Seltzer SM and Hubbell JH (前越 久監修) : 光子減弱係数データブック, 日本放射線技術学会, (1995).
- 7) Fink RW, Jopson RC, Mark H, et al. : Atomic fluorescence yields, *Review of Modern Physics*, 38(3), pp.513 - 540, (1966).
- 8) Storm E and Israel HI : Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100, *Nuclear Data Tables*, A7, pp.565 - 681, (1970).
- 9) Johns HE and Cunningham JR : The physics of radiology, Thomas, (1974).
- 10) 加藤二久 : Personal computer による Monte Carlo 計算, 日医放物理会誌, 2(1), pp.17 - 29, (1982).
- 11) 佐藤健児, 加藤二久 : 結合エネルギーの効果とコヒーレント散乱について, 日医放物理会誌, 2(1), pp.31 - 47, (1982).
- 12) Ehrhardt JC : Generation of pseud-random number, *Med.Phys.*, 13, pp.240 - 241, (1986).

第3章 診断用X線スペクトルの歪みメカニズムの特性

3.1 はじめに

診断用X線のスペクトル分布⁽¹⁾測定には、一般に高純度ゲルマニウム (High-Purity Germanium, 以下 HP-Ge と記す), テルル化カドミウム (Cadmium Telluride, CdTe), テルル化亜鉛化カドミウム (Cadmium Zinc Telluride, 以下 CdZnTe と記す) などの半導体検出器が用いられている⁽²⁾⁻⁽⁵⁾. しかし、これらの測定装置の出力X線スペクトルは、① 検出器である半導体結晶のX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスに起因する歪み⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾, および、② 結晶内の電荷キャリアの発生, 電荷収集および信号増幅過程における統計変動に起因する歪み⁽¹¹⁾, とにより検出器への入射X線スペクトルとは異なったものとなる.

X線画像, 放射線被曝線量など各種解析に利用する場合のX線スペクトルデータは, 目的とする空間場における真のX線スペクトルでなければならない. 検出器位置における検出器の存在しない空間でのX線スペクトルを求めるには, 出力されたX線スペクトルデータに適切な補正を施す必要がある.

X線スペクトルの補正方法を考えるためには, まず半導体検出器に入射したX線スペクトルがどのようなメカニズムでどのような歪みを生じるかを解明する必要がある. 本章では, HP-Ge および CdZnTe を用いて測定されたX線スペクトルの歪みメカニズムを解析し, その特性について述べる.

3.2 実測X線スペクトルの歪み

プレーナ型 HP-Ge 半導体検出器^{(5), (12)}の構造を **Fig.3.1** に示す. HP-Ge 結晶は円柱形の真性半導体(i)の両端をp型およびn型半導体とした構造となっている. p型n型の両端は電極として数百ボルトのバイアス電圧が印加される. 検出器は液体窒素(77K)で冷却されており, 真性半導体領域にキャリアは存在しない. CdZnTe 半導体検出器も基本的な構造は HP-Ge 半導体検出器と同じであるが, 冷却には一般にペルチェ素子が使用されている.

半導体検出器を用いたX線スペクトル測定のシステム構成と, 各段階におけるスペクトル分布の変化過程を **Fig.3.2** に示す.

一個のX線光子が検出器結晶に入射して真性半導体領域で相互作用を起こすと, 付与されたエネルギーに比例した数の電子・正孔対が生成する. 電子および正孔はバイアス電圧によって両端の電極に収集され, 前置増幅器により電荷量に比例した電圧パルスとして出力される. 検出器から出力されたパルス信号は増幅過程を経て, マルチチャンネル

波高弁別器に送られ、電圧波高分布すなわちスペクトル分布として出力される。これらの過程を通して最終的に出力されるX線スペクトルと、最初の入射X線スペクトルとの差異（歪み）の発生メカニズムを、検出器にX線光子が入射して検出器からパルス信号が出力されるまで、および検出器より出力されたパルス信号が増幅過程を経てマルチチャンネル波高弁別器から出力されるまで、の2つの過程に分けて考えて行く。

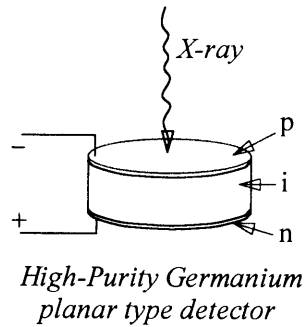


Fig.3.1 プレーナ型高純度ゲルマニウム半導体検出器の構造
Diagram illustrating a planar type high-purity Germanium semiconductor detector.

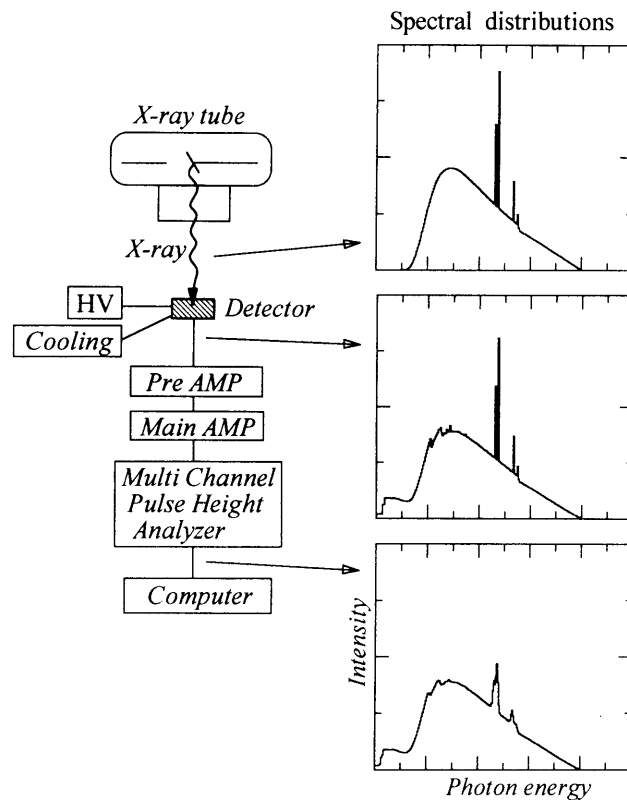


Fig.3.2 半導体検出器を用いたX線スペクトル測定システム構成
およびスペクトル分布の変化過程
Diagram illustrating a measurement system of X-ray spectra
and graphs showing the distortion process of a X-ray spectrum.

3.2.1 検出器レスポンス特性による歪み

半導体検出器のX線光子入射に対するレスポンスは、次の4種類の形態に分類される。Fig.3.3 にその模式図⁽¹³⁾を示す。

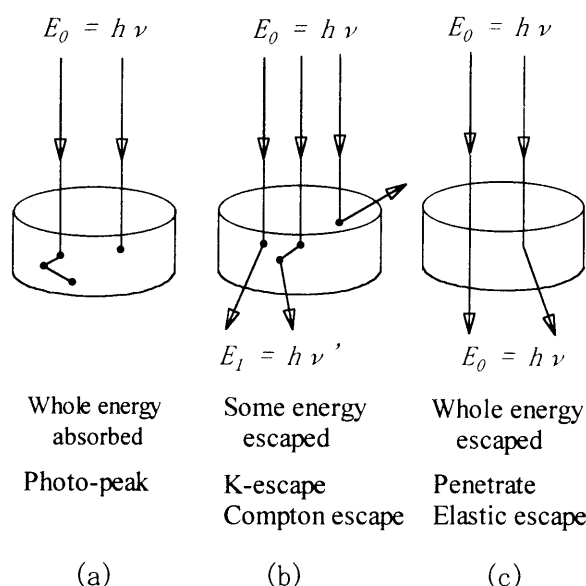


Fig.3.3 HP-Ge 半導体検出器の入射光子に対するレスポンスの分類⁽¹³⁾
Schematic diagram illustrating the classified interactions of HP-Ge detector to incident X-ray photons⁽¹³⁾.

- ① 入射光子の全エネルギーが検出器結晶内で吸収される場合 (Fig.3.3-a).
入射光子エネルギーに等しいパルスが出力され、光電ピーク (Photo-peak) を生じる。入射光子数に対するこのパルス数の割合が Photo-peak efficiency である。
- ② 結晶内で起こった光電効果に付随して発生するK特性X線が結晶外へ射出する場合 (Fig.3.3-b).
入射光子エネルギーからK特性X線のエネルギーを差し引いたエネルギーのパルスが出力され、K-escape peak (K_α , K_β の2本) が生じる。入射光子数に対するこのパルス数の割合が K-escape fraction である。
- ③ 多重散乱を含めた非干渉性散乱光子が結晶外へ射出した場合 (Fig.3.3-b).
入射光子エネルギーから射出した散乱光子のエネルギーを差し引いたエネルギーのパルスが出力される。入射光子数に対するこのパルス数の割合が Compton escape fraction である。
- ④ 光子が結晶内で干渉性散乱のみを起こし、その散乱光子が結晶外へ射出する場合、

および、入射光子が一度も相互作用を起こさず結晶を透過する場合 (Fig.3.3-c).
結晶内でのエネルギー付与がないのでパルスは出力されない。(Elastic escape
および Penetrate escape)

各レスポンスが起こる確率 (Photo-peak efficiency, K-escape fraction, Compton
escape fraction, Elastic escape, Penetrate escape fraction) は半導体物質の種類, サ
イズ, 形状および入射X線光子のエネルギー, 入射位置, 入射角度等に依存する.

Fig.3.4 は 105keV 単色エネルギー光子 (0.1mm ϕ 平行線束) が, 直径 10mm, 厚さ
7mm の HP-Ge 半導体検出器および 3mm \times 3mm \times 2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器に
入射した場合の出力スペクトルをモンテカルロ法で計算したものである⁽¹³⁾. 横軸は光
子エネルギーに相当する出力パルスエネルギー, 縦軸は入射光子数で正規化した出力
パルス数の割合である. ①から④に述べた検出器レスポンスにより, 入射光子エネル
ギー 105keV に等しい Photo-peak の他, それより低エネルギー側に K-escape,
Compton escape に起因する出力が見られる. HP-Ge では Ge の K_{α} , K_{β} 特性X線が
発生するため2本の K-escape peak が見られるのに対し, CdZnTe は3つの元素から
構成されているため, 計6本の特性X線が発生する. しかし Zn の K_{β} の発生確率は他
に比べて非常に低いため5本の K-escape peak のみが観察されている.

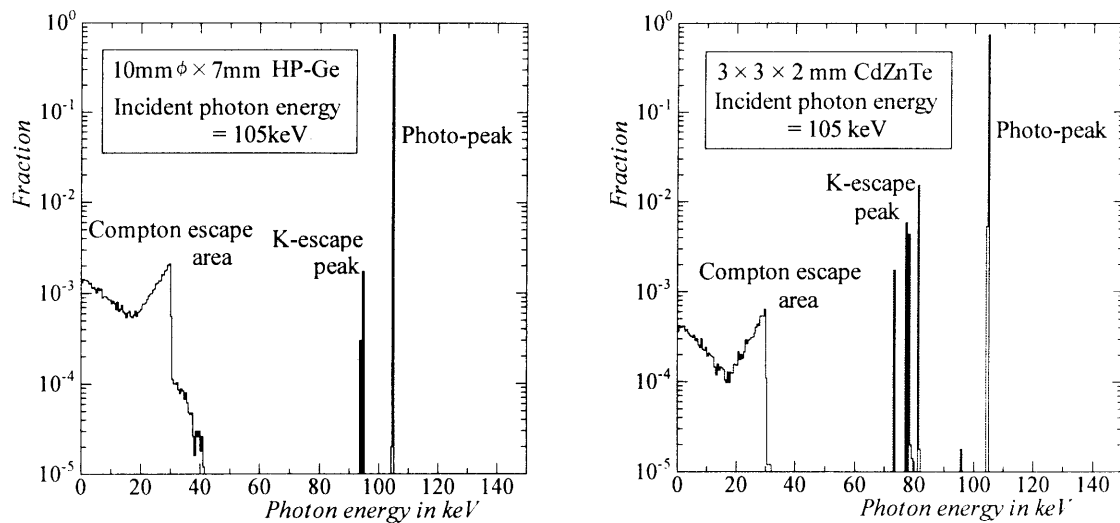


Fig.3.4 105keV 単色エネルギー光子に対する HP-Ge 半導体検出器および CdZnTe 半導体
検出器の出力スペクトル⁽¹³⁾

Graph showing the spectrum of an HP-Ge and a CdZnTe detector to a 105 keV
mono-energetic photon beam⁽¹³⁾.

連続スペクトルを持つX線では, Fig.3.4 に示した単色エネルギー光子束に対するレ
スポンスが, 線束に含まれる各エネルギー光子に対して起こるため, それらが複合さ

れたスペクトルの歪みとなって現れる。

Fig.3.5 に HP-Ge 検出器および CdZnTe 検出器に入射する X 線スペクトルと、検出器から出力され増幅過程に入る前のスペクトルの相違を示す。破線は、X 線管電圧 100kV, ターゲット角度 16° , X 線管球総濾過 2.5mmAl 当量の条件で Birch-Marshall の式⁽¹⁴⁾により近似計算で求めた X 線光子スペクトル (モデル) を示す。実線は、破線で示した光子スペクトルを持つ X 線束 (0.1mm ϕ 平行線束) が、検出器に入射した時の半導体結晶内におけるエネルギー吸収スペクトル (検出器から出力されるスペクトルに相当) をモンテカルロ法で計算したものである⁽¹⁴⁾。総入射光子数を 1000 万個とし、エネルギー間隔は 0.5keV として計算した。

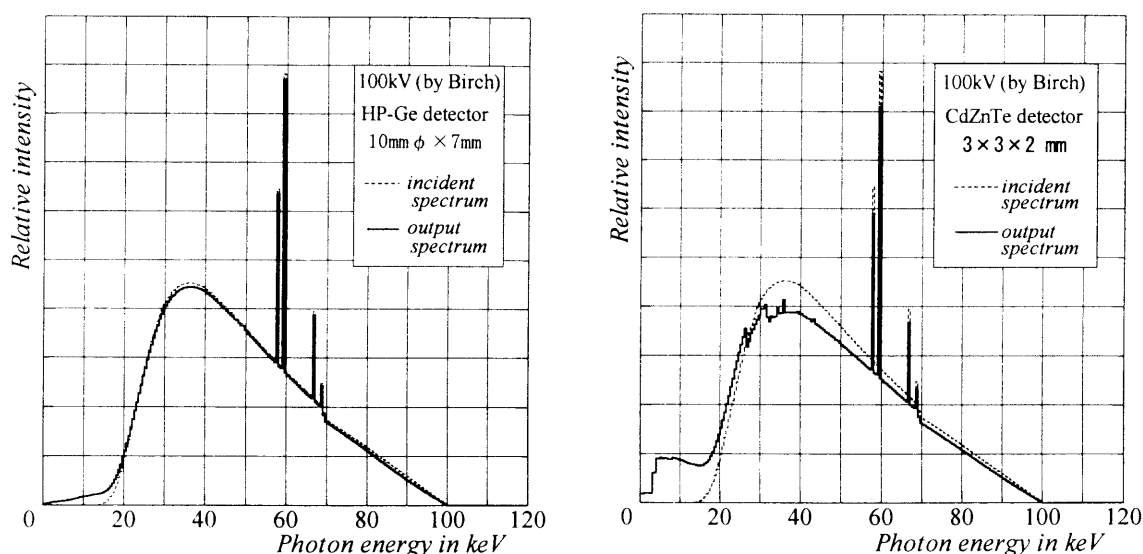


Fig.3.5 HP-Ge および CdZnTe 半導体検出器へ入射する X 線スペクトルと検出器から出力されるスペクトルの比較⁽¹⁴⁾

Comparison of X-ray spectrum incident to an HP-Ge and a CdZnTe detector (dotted line) and the spectrum of energy absorption in the detector (solid line)⁽¹⁴⁾.

実線で示したエネルギー吸収スペクトルは、破線で示した入射光子スペクトルに比べ、エネルギーの高い領域で値が低下し、低エネルギー領域で逆に値が増加する傾向が現れている。HP-Ge 検出器に比べて CdZnTe 検出器の方が変化の程度が大きい。CdZnTe 検出器では 30keV 前後に不連続を生じている。これは Cd および Te の K 吸収端⁽¹⁾による不連続なエネルギー吸収率の変化に起因するものである。HP-Ge では Ge の K 吸収端エネルギーが低い(約 11keV)ため、不連続は観察できない。

HP-Ge 検出器の場合、スペクトルを形状だけで比較すると、さほど大きな差異はないように思えるが、これらのデータから相対照射線量を計算して比較すると、入射スペクトルの照射線量 1 に対して出力スペクトルでは 1.52 と、大きな差となって現れる。

また、これらのスペクトルデータから実効エネルギー⁽¹⁾を計算すると、入射スペクトルの35.87keVに対し、出力スペクトルでは23.55keVとなり、実効エネルギーを10keV以上過小評価することになる。同様に CdZnTe 検出器の出力スペクトルから相対照射線量および実効エネルギーを算出すると、2.25 および 12.47keV となり、入射スペクトルとの差はさらに大きくなる。

以上述べてきたように、半導体検出器に入射したX線束のスペクトル分布は、検出器から出力された段階で、検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性より Fig.3.5 に示したような歪みを生じていることが推測される。

3.2.2 出力信号増幅過程における歪み

検出器から出力された電圧パルス信号は主増幅器を経てマルチチャンネル波高弁別器に送られ、最終的なパルス波高値に対応したチャンネルに出力される。

ここで、X線光子の入射により E_0 のエネルギーが検出器結晶に付与された場合を考えてみる。この時、理想的にはエネルギー E_0 に1対1で対応するチャンネルにのみ出力されるべきものが、電子・正孔対の発生過程、電荷収集過程、パルス増幅過程における統計変動および電子回路雑音により、 E_0 を中心としたある広がりを持った信号群として出力される。そしてこの広がりには Fig.3.6 に示すようなガウス分布（正規分布）に従うものと考えられる。

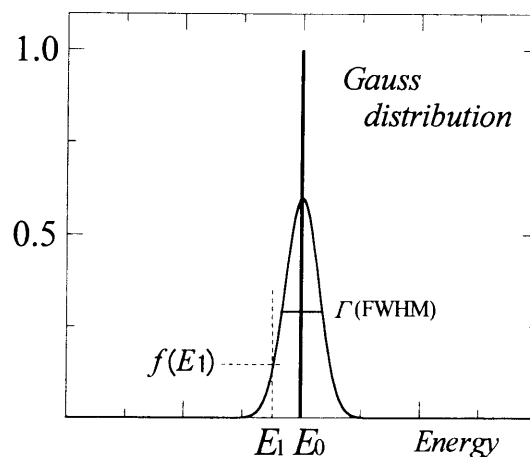


Fig.3.6 ガウス分布
Graph showing the Gauss distribution.

ガウス分布の密度関数は次式で表される⁽¹⁵⁾。

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.1)$$

ここで x : 分布中心からの変位

σ : 標準偏差 (σ^2 : 分散)

測定器のエネルギー分解能は通常エネルギー校正に使用される γ 線の波高分布中の光電ピークの半値幅 (FWHM) Γ で表現される⁽¹⁶⁾が、この光電ピークの波高分布をガウス分布に当てはめて、その密度関数を表すことができる⁽¹⁷⁾。

γ 線光子エネルギーを E_0 、半値幅を $\Gamma(E_0)$ とすると、(3.1)式より

$$0.5 = \exp\left[-\frac{\Gamma^2(E_0)}{4 \cdot 2\sigma^2}\right] \quad (3.2)$$

が成り立ち、標準偏差 σ は次式で表される。

$$\sigma = \frac{\Gamma(E_0)}{2\sqrt{2\ln(2)}} \quad (3.3)$$

したがって、エネルギー E_0 が検出器結晶内に吸収された時、 E_0 から変位した E_1 の位置に出力される信号強度 $f(E_1)$ は、次式で与えられる。

$$f(E_1) = \frac{k}{\Gamma(E_0)} \exp\left[-\ln(2) \left\{\frac{2(E_1 - E_0)}{\Gamma(E_0)}\right\}^2\right] \quad (3.4)$$

ここで $k = 2\sqrt{\ln(2)}/\pi$ (定数) である。

測定器のエネルギー分解能 Γ は、検出器結晶内の電荷キャリア数の統計変動による分解能 Γ_f および検出器・増幅器等における電子回路雑音による分解能 Γ_n の関数として次式で表される⁽¹¹⁾。

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_f^2 + \Gamma_n^2} \quad (3.5)$$

このうち、 Γ_f はエネルギー依存性を持ち、次式のように E_0 の関数で表される⁽¹¹⁾。

$$\Gamma_f = 2.355\sqrt{F \cdot \varepsilon \cdot E_0} \quad (3.6)$$

ここで F : FANO 係数⁽¹¹⁾

ε : 電子・正孔対を 1 対発生させるに要するエネルギーである。

すなわち、 Γ_f は光子エネルギーの平方根に比例し、 E_0 における $\Gamma_f(E_0)$ が既知であれば、エネルギー E_1 における $\Gamma_f(E_1)$ は次式で計算することができる。

$$\Gamma_f(E_1) = \Gamma_f(E_0) \sqrt{E_1/E_0} \quad (3.7)$$

他方、 Γ_n はエネルギーに依存しないとされている。

したがって、2 本以上のエネルギーの異なった γ 線についての半値幅 $\Gamma(E_0)$ 、

$\Gamma(E_i)$ が既知であれば、 $\Gamma_f(E_0)$ および Γ_n が求められ、任意のエネルギーに対する半値幅関数 $\Gamma(E_i)$ を求めることができる。

Γ には Γ_f 、 Γ_n の他に電荷収集の際の統計変動も関与するが、 Γ_f 、 Γ_n に比べその影響は小さく Γ_f に含まれていると考えてよい⁽¹¹⁾。

以上をまとめると、検出器から出力される時点でのスペクトル $S(E)$ （スペクトルデータはチャンネル数に等しい数の要素を持つ1次元ベクトルとして表現できる）と、最終的にマルチチャンネル波高弁別器から出力されるスペクトル $M(E)$ は、次式で関係付けることができる⁽¹⁷⁾。

$$M(E_i) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} S(E) \frac{k}{\Gamma(E)} \exp \left[-\ln(2) \left\{ \frac{2(E - E_i)}{\Gamma(E)} \right\}^2 \right] dE \quad (3.8)$$

実際に測定装置から出力されるスペクトルは連続データではなく離散データなので、次式のように表す必要がある。

$$M(E_i) = \sum_{j=1}^n S(E_j) \frac{k}{\Gamma(E_j)} \exp \left[-\ln(2) \left\{ \frac{2(E_j - E_i)}{\Gamma(E_j)} \right\}^2 \right] \quad (3.9)$$

すなわち、最終的に出力されるスペクトルの各チャンネルの波高値は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} M(E_1) &= R(1,1)S(E_1) + R(1,2)S(E_2) + \cdots + R(1,n)S(E_n) \\ M(E_2) &= R(2,1)S(E_1) + R(2,2)S(E_2) + \cdots + R(2,n)S(E_n) \\ &\dots\dots\dots \\ M(E_n) &= R(n,1)S(E_1) + R(n,2)S(E_2) + \cdots + R(n,n)S(E_n) \end{aligned} \quad (3.10)$$

(3.10)式は次のように行列式として表現することもできる。

$$\begin{bmatrix} M(E_1) \\ M(E_2) \\ \vdots \\ M(E_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R(1,1) & R(1,2) & \cdots & R(1,n) \\ R(2,1) & R(2,2) & \cdots & R(2,n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R(n,1) & R(n,2) & \cdots & R(n,n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S(E_1) \\ S(E_2) \\ \vdots \\ S(E_n) \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

ここで E_k は各チャンネル幅の midpoint のエネルギー、 $R(i, j)$ は次式で表されるレスポンス関数（エネルギー分解能関数）である。

$$R(i, j) = \frac{2\sqrt{\ln(2)/\pi}}{\Gamma(E_j)} \exp \left[-\ln(2) \left\{ \frac{2(E_j - E_i)}{\Gamma(E_j)} \right\}^2 \right] \quad (3.12)$$

(3.9)、(3.10)式により $S(E)$ から $M(E)$ を求める計算をフォールディング（たたみこみ）

法といい、 $M(E)$ から $S(E)$ を求める計算をアンフォールディング法という⁽¹¹⁾。

Fig.3.7 は、(3.9)、(3.10)式の関係を図式で表したものである。左図に示すスペクトル $S(E)$ の各エネルギーにおける波高値 $S(E_j)$ が、右図に示すようにそれぞれ半値幅 $\Gamma(E_j)$ をもって分散され、それらが加算されて出力スペクトル $M(E)$ が形成される。

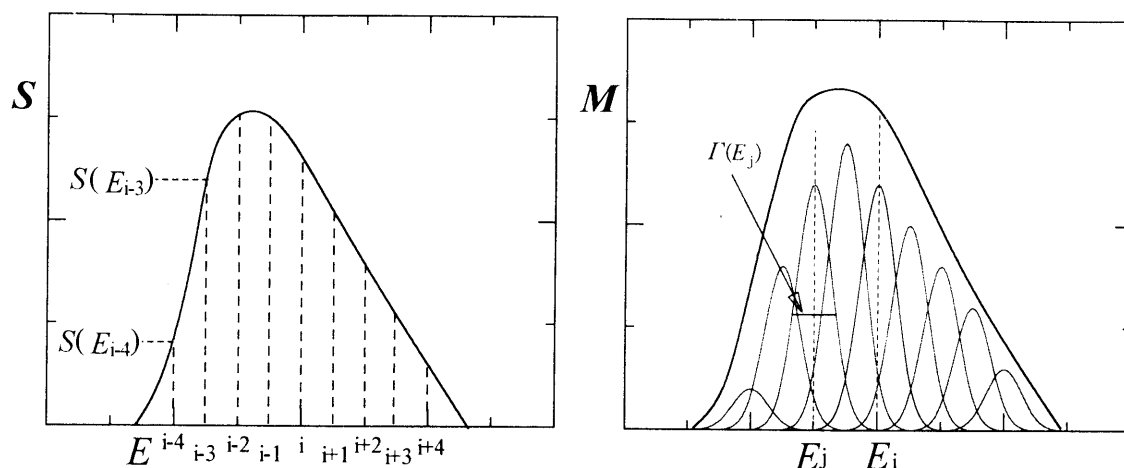


Fig.3.7 (3.9)および(3.10)式で表される入力スペクトルと出力スペクトルの関係
Schematic diagram illustrating the relationship between the input spectrum S and the output spectrum M , described by equations (3.9) and (3.10).

Fig.3.5 に示した HP-Ge 検出器から出力されたX線スペクトルをフォールディング法により歪ませ、最終的にマルチチャンネル波高弁別器から出力されるX線スペクトルを計算するシミュレーションを行った。

フォールディング計算に先立ち、半値幅関数 $\Gamma(E)$ を求めるために、X線スペクトルの実測に使用する HP-Ge 検出器 (10mm ϕ \times 7mm Planar type) を用いて ^{241}Am および ^{57}Co γ 線スペクトルを測定し、その光電ピーク (59.5keV および 122keV) における半値幅 Γ を求めた。その結果、半値幅 Γ にも測定ごとの変動があったため、(3.5)、(3.7)式を用いて $\Gamma_j(E_i)$ および Γ_n をそれぞれ算出することは困難であり、実測した ^{241}Am および ^{57}Co γ 線の光電ピーク半値幅の平均値より、近似的に半値幅関数 $\Gamma(E)$ を次式で表した⁽¹⁷⁾。

$$\Gamma(E) = \Gamma(59.5) \cdot \left(\frac{E}{59.5} \right)^{0.25} \quad (3.13)$$

Fig.3.5 に示した検出器から出力された段階でのスペクトルを、59.5keV (^{241}Am γ 線エネルギー) における半値幅を HP-Ge では 1.5% (FWHM/59.5 \times 100%)、CdZnTe では 2.0% と仮定し、(3.9)、(3.10)、(3.12)式を用いてフォールディングしたスペクトルを Fig.3.8 に示す。

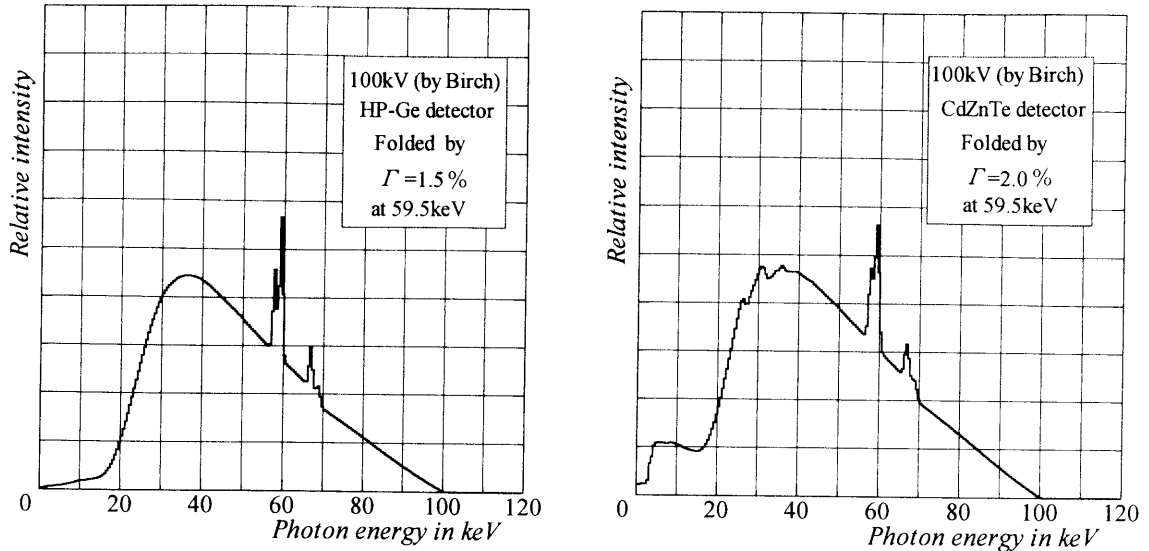


Fig.3.8 Fig.3.5 に示したスペクトルを $\Gamma(59.5)=1.5\%$ (HP-Ge) および 2.0% (CdZnTe) でフォールディングした X 線スペクトル
 The X-ray spectrum folded from the spectrum shown in Fig.3.5 with $\Gamma(59.5)=1.5\%$ (HP-Ge) and 2.0% (CdZnTe).

Fig.3.5 のスペクトルと比較すると、特性 X 線を除く連続スペクトル成分はフォールディングしてもほとんど変化は見られない。しかし、**Fig.3.5** で線スペクトルを示していた特性 X 線は分散され、近接する $K_{\alpha 1}$ と $K_{\alpha 2}$ および $K_{\beta 1}$ と $K_{\beta 2}$ がそれぞれ一塊化している。

このスペクトルから相対照射線量および実効エネルギーを計算すると、HP-Ge の場合それぞれ 1.52 および 23.49keV 、CdZnTe の場合 2.249 および 12.65keV となり、フォールディング前の値とあまり差はない。したがって、フォールディングに起因するスペクトルの歪みは、主に特性 X 線のように線スペクトルを示す不連続部におけるエネルギー分解能の劣化の原因となっている。

3.2.3 実測 X 線スペクトルの歪みとの比較

これまでのべてきたモンテカルロシミュレーションおよびフォールディング処理によって歪められたモデル X 線スペクトルと実測された X 線スペクトルを比較してみる。

Fig.3.9 は実際に HP-Ge および CdZnTe 半導体検出器を用いて測定した管電圧 100kV の X 線スペクトルである。これらは、 ^{241}Am γ 線エネルギーにおける半値幅が HP-Ge の場合 1.25% 、CdZnTe では 1.85% 、測定時のエネルギー幅 (チャンネル幅) が 0.149keV であり、**Fig.3.5** および **Fig.3.8** に示したスペクトルの計算条件と若干異なる。しかし、特性 X 線の分散、低エネルギー領域の上昇傾向などは、**Fig.3.8** に示したシミュレーション計算によるスペクトルとほぼ同様に現れている。

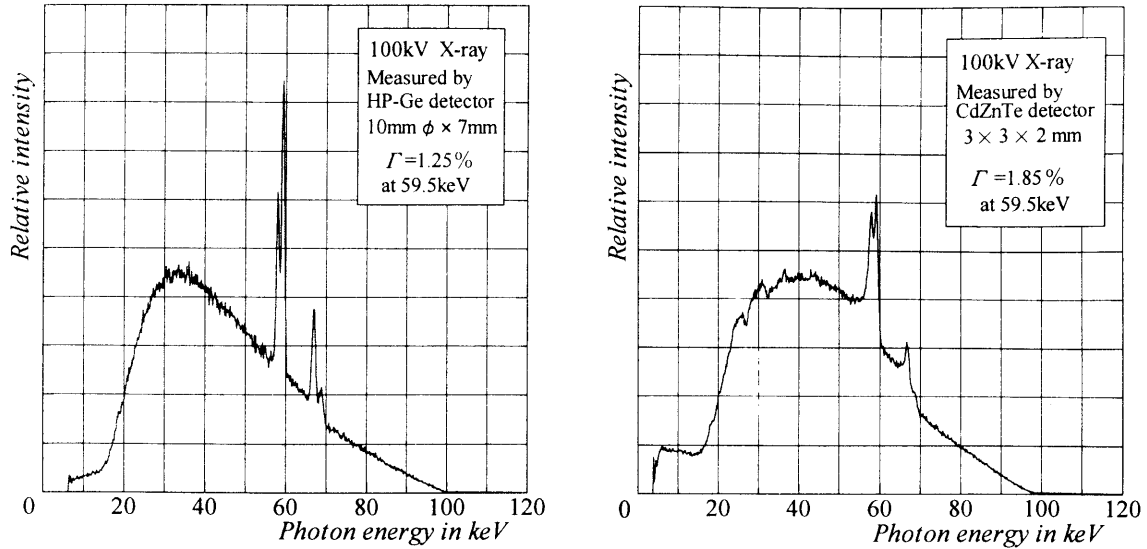


Fig.3.9 HP-Ge および CdZnTe 半導体検出器による実測 X 線スペクトル。
X-ray spectra measured by an HP-Ge and a CdZnTe detectors.

100kV X線と同様に、Birch 式で近似計算したスペクトルモデルを使ってシミュレート (モンテカルロ法およびフォールディング処理) した、60kV および 80kV X線スペクトルと実測スペクトルの比較を **Fig.3.10** (60kV, HP-Ge), **Fig.3.11**(60kV, CdZnTe), **Fig.3.12**(80kV, HP-Ge), **Fig.3.13**(80kV, CdZnTe)に示す。

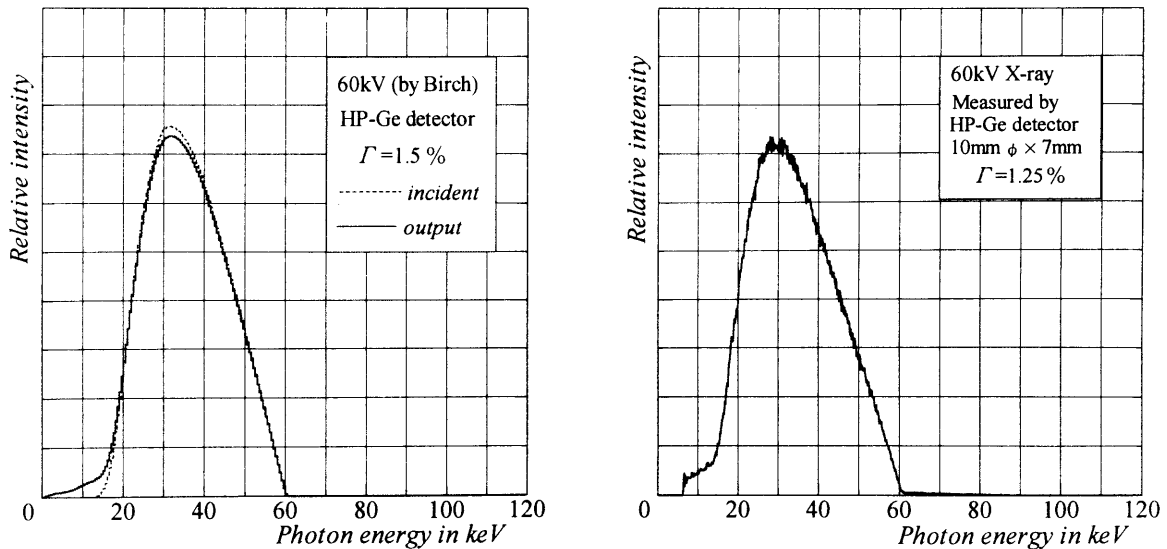


Fig.3.10 Birch 式によるスペクトルからシミュレーションで求めた 60kV X線スペクトル および HP-Ge 半導体検出器で測定された X線スペクトル
60kV X-ray spectra simulated from a spectrum by Birch's formula, and measured by an HP-Ge detector.

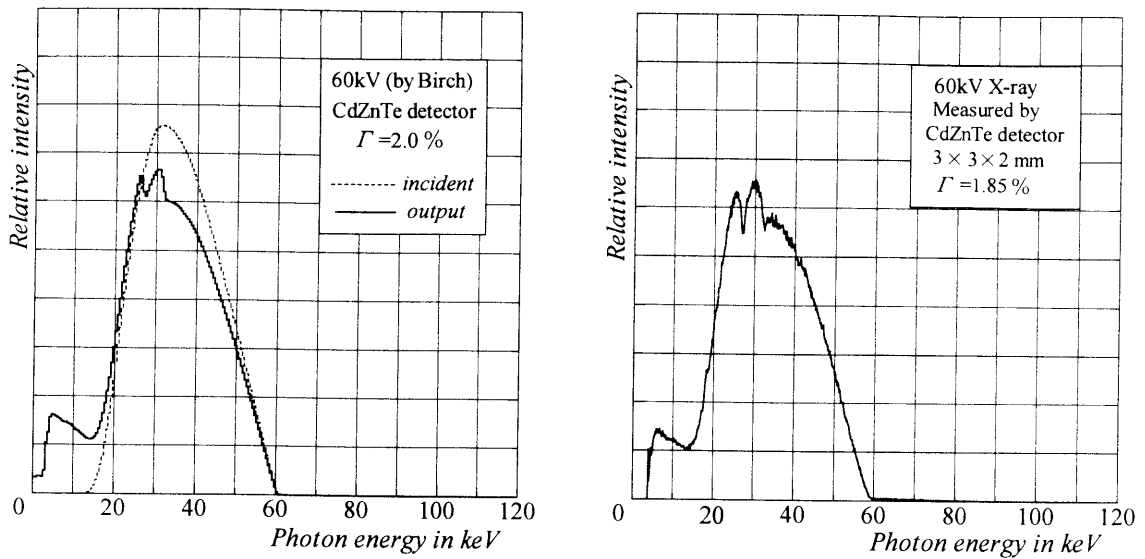


Fig.3.11 Birch 式によるスペクトルからシミュレーションで求めた 60kV X線スペクトル
 および CdZnTe 半導体検出器で測定された X線スペクトル
 60kV X-ray spectra simulated from a spectrum by Birch's formula, and measured
 by a CdZnTe detector.

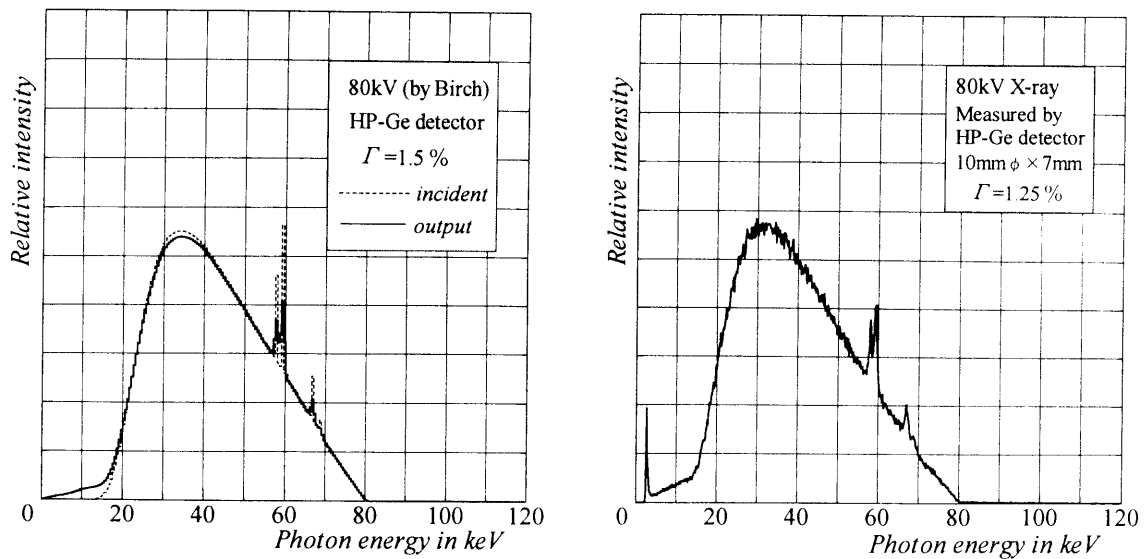


Fig.3.12 Birch 式によるスペクトルからシミュレーションで求めた 80kV X線スペクトル
 および HP-Ge 半導体検出器で測定された X線スペクトル
 80kV X-ray spectra simulated from a spectrum by Birch's formula, and measured
 by an HP-Ge detector.

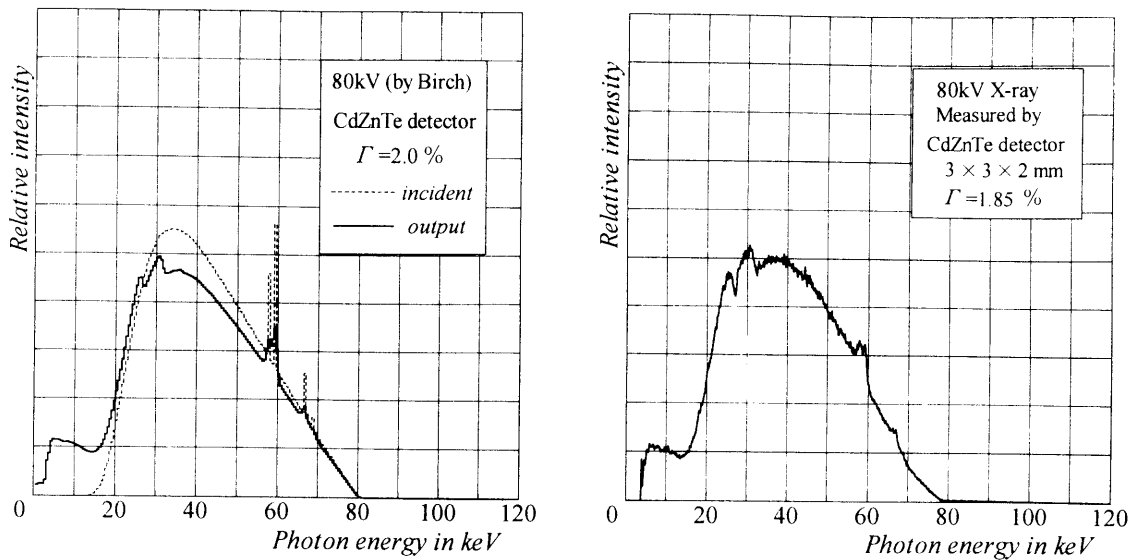


Fig.3.13 Birch 式によるスペクトルからシミュレーションで求めた 80kV X線スペクトル
 および CdZnTe 半導体検出器で測定された X線スペクトル
 80kV X-ray spectra simulated from a spectrum by Birch's formula, and measured
 by a CdZnTe detector.

Birch 式から近似計算した X線スペクトルモデルをモンテカルロ法およびガウス分布を基にしたフォールディング処理でシミュレートした X線スペクトルは、いずれも特性 X線の分散、低エネルギー領域の上昇傾向、さらに CdZnTe 検出器においては 30keV 前後の不連続の出現など実測 X線スペクトルと同じ歪み傾向を示している。

これらの実測スペクトルとの比較より、これまでに述べてきたシミュレーションで仮想した X線スペクトルの歪みのメカニズムが、実際の測定系においても起こっていることが推定できる。すなわち、X線光子が半導体検出器に入射して検出器からパルス信号が出力される過程で生じる“検出器の X線光子エネルギーレスポンス特性による歪み”と、検出器より出力されたパルス信号が増幅過程を経てマルチチャネル波高弁別器から出力される過程で生じる“出力信号増幅過程における歪み”が複合された X線スペクトルの歪みとなる。これらの歪みは、モンテカルロシミュレーションおよびガウス分布をレスポンス関数としたフォールディング計算によって数学的に表現することができる。

前者の歪みはスペクトル分布を全体的に低いエネルギー側へのシフトを、後者の歪みは主に特性 X線などのスペクトルの不連続部分のエネルギー分解能の低下を引き起こす。このため、測定装置から出力されたスペクトルデータを補正せずに照射線量、エネルギーフルエンス、実効エネルギーに変換した場合、大きな誤差を生じる結果となる。特に、照射線量に変換する場合、光子エネルギーが低いほど空気の質量エネルギー吸収係数が大きくなるため、20keV 以下のスペクトルの相違が大きな誤差要因となる。これは特に低エネルギー X線撮影について、X線スペクトルデータを基にして患者被曝線量

を議論する場合、スペクトルの補正が必要不可欠であることを示唆している⁽¹⁴⁾。

3.3 むすび

高純度ゲルマニウムなどの半導体検出器を用いて測定されたX線スペクトルの歪みのメカニズムについて述べた。

半導体検出器を用いて測定されるX線スペクトルは

- (1) 検出器のX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスに起因する歪み
- (2) 検出器内の電荷キャリアの発生、電荷収集および信号増幅過程における統計変動に起因する歪み

により検出器に入射する真のX線スペクトルとは異なることを指摘し、(1)に起因するスペクトルの歪みは、モンテカルロシミュレーションにより、(2)に起因する歪みは、ガウス分布をレスポンス関数（エネルギー分解能関数）としたフォールディング処理により、数学的に再現することができることを明らかにした。

これらの歪みメカニズムの解明は、半導体検出器で測定されたX線スペクトルの歪みの補正法を考案する上で基本となるものである。

第3章の参考文献

- 1) Johns HE and Cunningham JR : The physics of radiology, Thomas, (1974).
- 2) 小林嘉雄, 宮田伸樹, 綾川良雄, 他 : 診断領域における X 線スペクトルの検討, 放射線像研究, 10(1), pp.16 - 22, (1980).
- 3) 金森仁志 : 診断用 X 線スペクトル, 日医放物理会誌. Supp. 21, pp.33 - 80, (1985).
- 4) 前越 久 : 診断領域エックス線スペクトル測定法, 静岡県放射線技師会講演資料, (1988).
- 5) 津坂昌利, 小山修司, 前越 久, 他 : 診断用 X 線スペクトル測定用高純度ゲルマニウム半導体検出器の特性 ; プレーナ型および同軸型検出器の比較, 名大医短紀要, 6, pp.39 - 47, (1994).
- 6) Seelentag WW and Panzer W : Stripping of X-ray bremsstrahlung spectra up to 300 kVp on a desk type computer, *Phys.Med.Biol.*, 24(4), pp.767 - 780, (1979).
- 7) Chen CT, Chan H-P and Doi K : Energy responses of germanium planar detectors used for measurement of X-ray spectra in the energy range from 12 to 300 keV ; Monte Carlo simulation studies, Research Report UCHI-DR/84-01, University of Chicago, (1984).
- 8) 中森伸行, 金森仁志 : X 線スペクトル検出器の効率のモンテカルロ計算, 放射線像研究, 11(1), pp.16 - 21, (1981).
- 9) 中森伸行, 金森仁志 : ピュア Ge 検出器で測定した X 線スペクトルの補正, 放射線像研究, 11(4), pp.118 - 124, (1981).
- 10) 松本政雄, 金森仁志, 寅垣内徹, 他 : CdTe, CdZnTe 検出器を用いて測定した診断用 X 線スペクトルの補正, 放射線, 22(3), pp.63 - 72, (1996).
- 11) Tsoulfanidis N : 放射線計測の理論と演習 (下), pp.361 - 409, 現代工学社, (1986).
- 12) 津坂昌利 : X 線の物理的解析と X 線 CT 画像のコンピュータ支援診断に関する研究, 岐阜大学学位論文, (1999).
- 13) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他 : 高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて測定した X 線スペクトルの補正計算コードの開発, 日放技学誌, 51(4), pp.462 - 468, (1995).
- 14) Birch R and Marshall M : Computation of bremsstrahlung X-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge(Li) detector, *Phys.Med.Biol.*, 24(3), pp.505 - 517, (1979)
- 15) Kreyszig E : 確率と統計, pp.44-50, 培風館, (1988).
- 16) 日本工業規格 (編) : JIS ハンドブック放射線 (能), JIS Z-4520, pp.782 - 901, 日本規格協会, (1994).
- 17) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他 : 実測 X 線スペクトルのアンフォールディング法による補正とその限界, 日放技学誌, 54(5), pp.615 - 623, (1998).

第4章 診断用X線スペクトルのアンフォールディング補正条件

4.1 はじめに

前章では、半導体検出器を用いて測定されるX線スペクトルの歪みは、検出器のX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスに起因する歪み⁽¹⁾と、検出器内の電荷キャリアの発生、電荷収集および信号増幅過程における統計変動に起因する歪み⁽²⁾、から構成され、それらはモンテカルロシミュレーションおよびガウス分布をレスポンス関数としたフォールディング計算により表現できることを述べた。

半導体検出器により測定されたX線スペクトルを補正するとき、前章で述べた2段階の歪みメカニズムに対する補正をその測定結果から逆の順序で行う必要がある。本章では、信号増幅過程における統計変動に起因する歪みに対し、ガウス分布をレスポンス関数としたアンフォールディング処理による補正について述べる。

4.2 X線スペクトルのアンフォールディング補正

測定器で最終的に出力されるスペクトルデータ $M(E)$ から、統計的変動によって分散される前の、検出器から出力される時点でのスペクトル $S(E)$ を求めるために、前章で述べたフォールディング処理と同じレスポンス関数を用いたアンフォールディング処理を行う必要がある。

この場合のアンフォールディングは、(3.10)式で表された連立一次方程式を解くことと同意である。この計算には Gauss-Jordan 法⁽³⁾（掃き出し法）を用いた。

(3.11)式より、レスポンス関数行列 R と出力スペクトル行列 M を組み合わせた行列

$$\begin{bmatrix} R(1,1) & R(1,2) & \cdots & R(1,n) & M(E_1) \\ R(2,1) & R(2,2) & \cdots & R(2,n) & M(E_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ R(n,1) & R(n,2) & \cdots & R(n,n) & M(E_n) \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

を設定し、この中のレスポンス関数行列 R 部分が単位行列になるように操作する。

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 & M'(E_1) \\ 0 & 1 & 0 & \cdots & \vdots & M'(E_2) \\ \vdots & 0 & \ddots & 0 & \vdots & \vdots \\ \vdots & \cdots & 0 & 1 & 0 & M'(E_{n-1}) \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 1 & M'(E_n) \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

最終的に得られる行列 M' が、求めるスペクトル S となる。

Fig.3.8 および Fig.3.10～Fig.3.13 に示したシミュレーション（Birch 式によるX線スペクトルモデルを基にしたモンテカルロシミュレーション及びフォールディング処理）により歪められたX線スペクトルを、上記のアンフォールディング処理で補正した結果を Fig.4.1 (60kV), Fig.4.2 (80kV), Fig.4.3 (100kV) に示す。

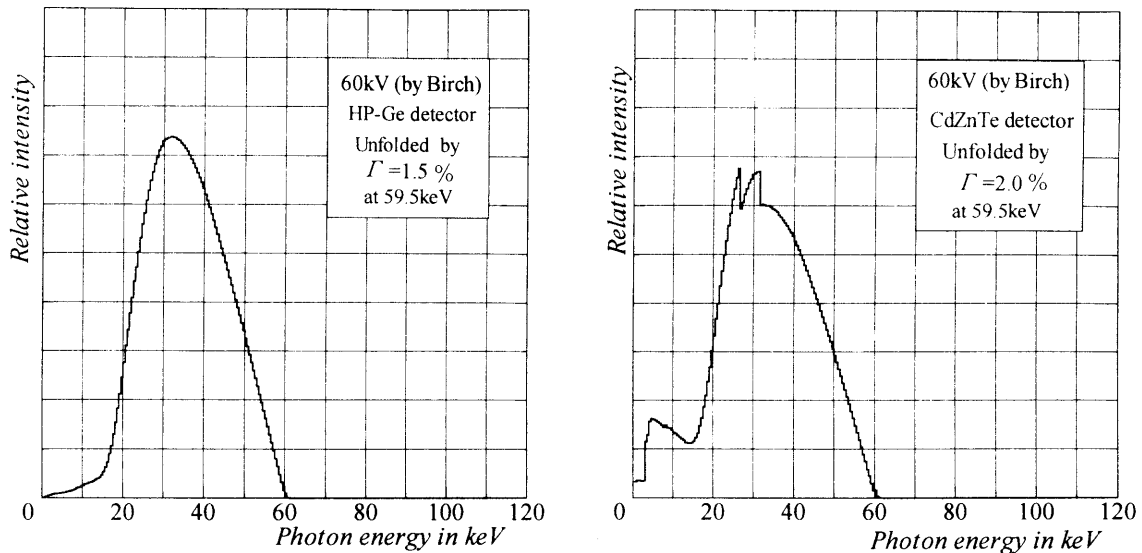


Fig.4.1 Fig.3.10, Fig.3.11 に示したシミュレーションによるスペクトルからアンフォールディングされた 60kV X 線スペクトル
60kV X-ray spectrum unfolded from the simulated spectrum shown in Fig.3.10 and Fig.3.11.

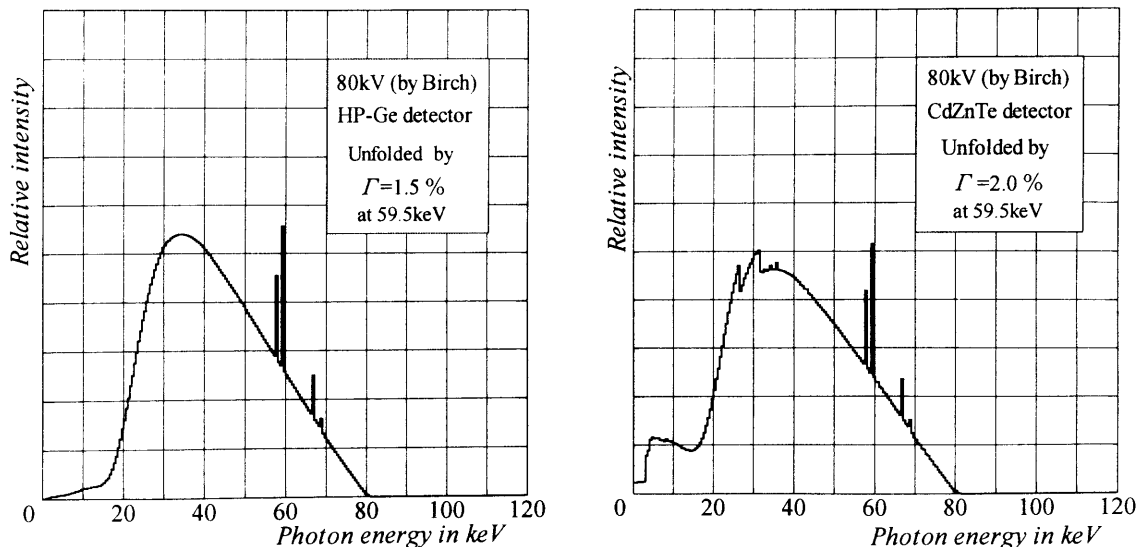


Fig.4.2 Fig.3.12, Fig.3.13 に示したシミュレーションによるスペクトルからアンフォールディングされた 80kV X 線スペクトル
80kV X-ray spectrum unfolded from the simulated spectrum shown in Fig.3.12 and Fig.3.13.

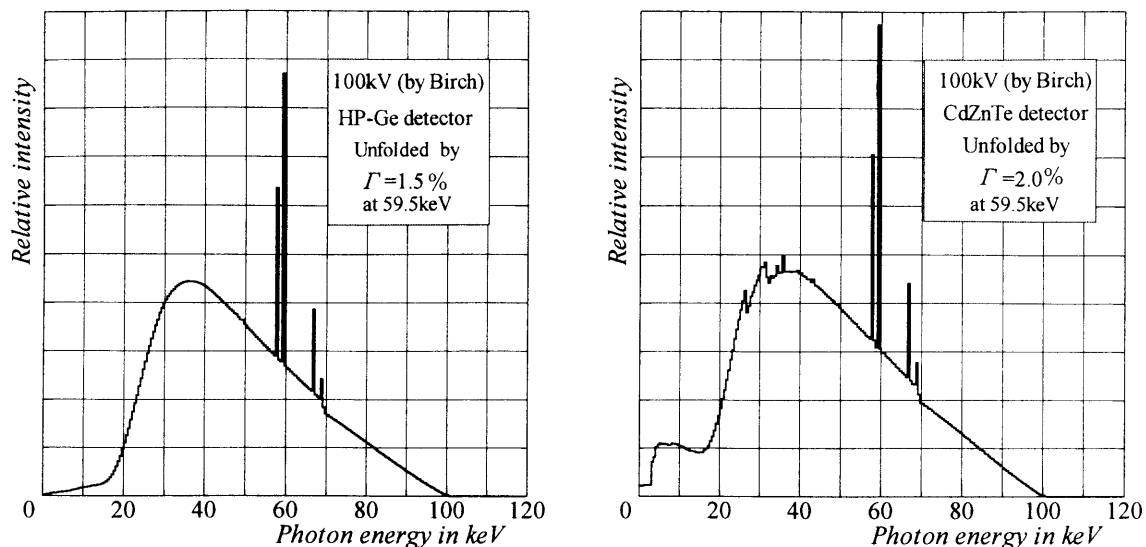


Fig.4.3 Fig.3.8 に示したシミュレーションによるスペクトルからアンフォールディングされた 100kV X 線スペクトル
100kV X-ray spectrum unfolded from the simulated spectrum shown in Fig.3.8.

Fig.4.3 に示した 100kV X 線スペクトルは、**Fig.3.5** に実線で示した半導体検出器から出力された時点でのフォールディングする前のスペクトルにほぼ復元されている。第 3 章では検出器から出力された時点でのスペクトルは示さなかったが、60kV、80kV X 線スペクトルも同様にアンフォールディング処理によりフォールディング前のスペクトルに復元されていた。スペクトル全体の形状から見ると、アンフォールディング処理を行っても連続 X 線成分はほとんど変化せず、フォールディングによって分散された特性 X 線の部分だけが補正された形となっている。

4.3 部分的アンフォールディング処理

これまで述べてきた HP-Ge 半導体検出器で得られる X 線スペクトルの例では、スペクトルのエネルギー分解能を ^{241}Am γ 線エネルギーにおける半値幅： $\Gamma=1.5\%$ と仮定してシミュレーションを行ったが、 $\Gamma=2.5\%$ および $\Gamma=3.0\%$ とした場合についても同様にフォールディング／アンフォールディングを行い、スペクトルの変化を調べた。

Fig.3.5 左図に実線で示した HP-Ge 検出器から出力された時点での 100kV X 線スペクトルを基にして、 $\Gamma=2.5\%$ としてフォールディング／アンフォールディング処理を行った場合のスペクトル変化を **Fig.4.4** に、 $\Gamma=3.0\%$ として処理を行った場合のスペクトル変化を **Fig.4.5** に示す。

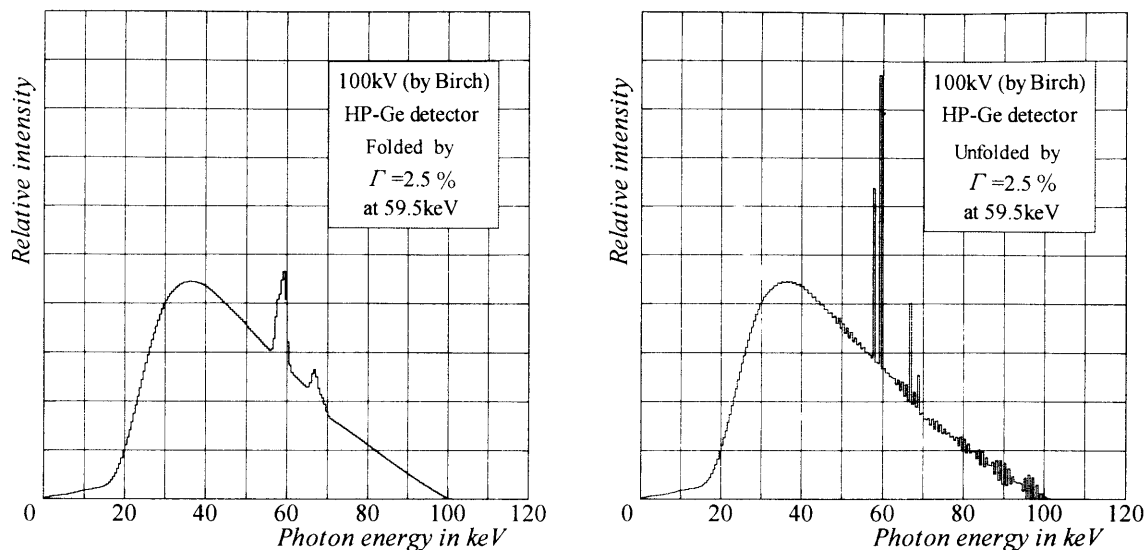


Fig.4.4 $\Gamma(59.5)=2.5\%$ でフォールディングしたスペクトル(左図)と、同じ Γ でアンフォールディングされたスペクトル(右図)
X-ray spectra folded with $\Gamma(59.5)=2.5\%$,(left), and unfolded with same Γ ,(right).

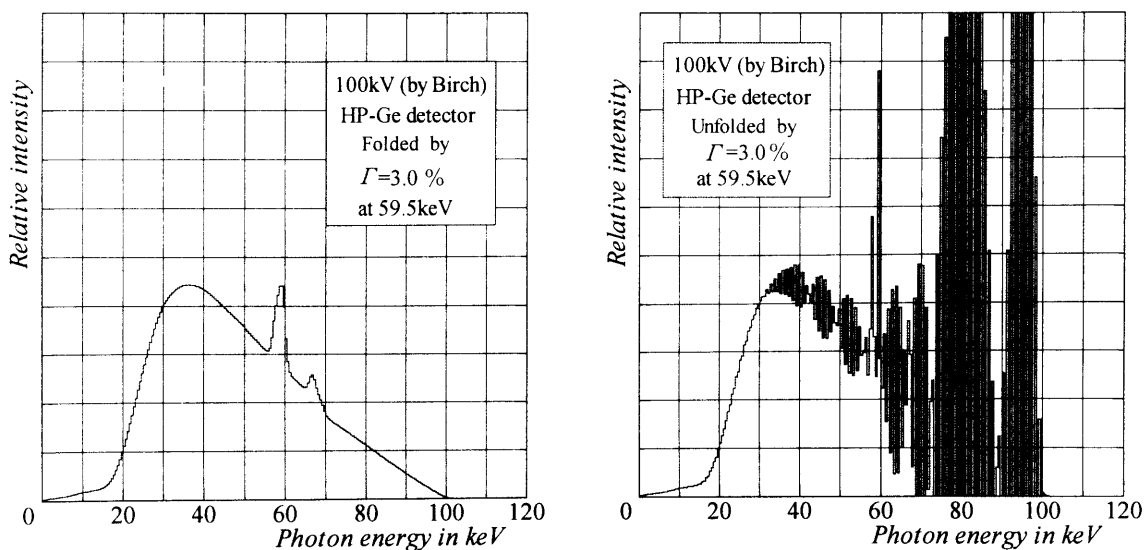


Fig.4.5 $\Gamma(59.5)=3.0\%$ でフォールディングしたスペクトル(左図)と、同じ Γ でアンフォールディングされたスペクトル(右図)
X-ray spectra folded with $\Gamma(59.5)=3.0\%$,(left), and unfolded with same Γ ,(right).

フォールディングされたスペクトルは、半値幅 Γ が大きくなるほど、特性X線は幅広く分散され、全体に若干低エネルギーへシフトする。

これらをアンフォールディングしたスペクトルは、 $\Gamma=2.5\%$ で振動が起こり始め、 $\Gamma=3.0\%$ ではスペクトル形状をなさないほどの激しい振動を生じており、ともに元のX線スペクトルに復元できない結果となった。この振動現象は、アンフォールディング計算過程における計算機の丸め誤差^{(4),(5)}の重複によるものと考えられる。

この振動現象を低減する方法として、部分的アンフォールディング法を考案した。

前述したようにフォールディング/アンフォールディングを行ってもスペクトルの連続X線成分はほとんど変化しない。従ってこの領域にはアンフォールディング補正は特に必要ではなく、特性X線を含む領域のみアンフォールディングすればよいと考えられる。そこで、(4.1)式に示した R 行列を、特性X線を含む領域以外は、ピボットとなる $R(i,i)$ を1とし、その他の要素 ($R(i,j); j \neq i$) はすべて0とする次のような行列に置き換える。

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & & & & & & \dots & 0 & M(E_1) \\ 0 & \ddots & & & & & & & & \vdots & M(E_2) \\ \vdots & & 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & & \vdots \\ & & 0 & R(i,i) & R(i,i+1) & \dots & R(i,k-1) & R(i,k) & 0 & & \\ & & 0 & R(i+1,i) & R(i+1,i+1) & \dots & R(i+1,k-1) & R(i+1,k) & 0 & & \\ & & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & & \\ & & 0 & R(k-1,i) & R(k-1,i+1) & \dots & R(k-1,k-1) & R(k-1,k) & 0 & & \\ & & 0 & R(k,i) & R(k,i+1) & \dots & R(k,k-1) & R(k,k) & 0 & & \\ & & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 1 & \vdots & \vdots \\ \vdots & & & & & & & & & \ddots & 0 & M(E_{n-1}) \\ 0 & \dots & & & & & & & \dots & 0 & 1 & M(E_n) \end{bmatrix}$$

(4.3)

この置き換えを行った上で、Fig.4.4(左図)および Fig.4.5(左図)のスペクトルをアンフォールディングした結果を Fig.4.6 に示す。

Fig.4.4(右図)、4.5(右図)に見られた振動はかなり低減されている。しかし、 $\Gamma=3.0\%$ では特性X線前後に大きな振動が残存しており、エネルギー分解能が極めて悪いスペクトルでは、部分的アンフォールディング法を用いても有効な補正は望めない。

本法で適切なアンフォールディング補正を行うためには、 $\Gamma(59.5)=2.0\sim 2.5\%$ 以下のエネルギー分解能を持ったX線スペクトルであることが必要条件であると考え⁽²⁾。

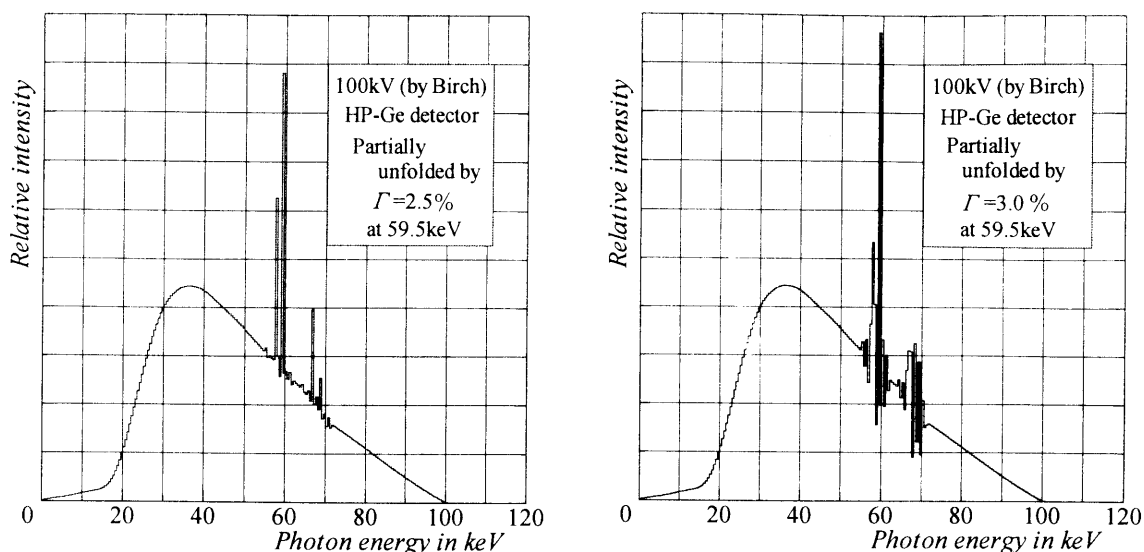


Fig.4.6 部分的アンフォールディング法によりアンフォールディングされたスペクトル
X-ray spectra unfolded by means of the partial unfolding method.

4. 4 考 察

同じ種類の半導体検出器を用いた測定装置であっても、検出器結晶の大きさや形状等の違いによりそのエネルギー分解能 (Γ) には差がある⁽⁶⁾。測定装置のエネルギー分解能が低くなるに従って、スペクトル分布の中で本来線スペクトルを示す筈の特性X線は、波高値が低下し、横に広がり始めて $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ および $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$ はそれぞれ一塊化してくる。しかし、連続X線成分は全体的にわずかに低エネルギー側にシフトするものの、分布形状の違いはほとんどない。したがって連続スペクトルX線のみを測定対象とする場合、アンフォールディングは不要であり、次章で述べるストリッピング法だけで十分な補正が行えるものと考えらる。

(3.9), (3.10)式を用いてフォールディングしたスペクトルを同じ(3.9), (3.10)式を用いてアンフォールディング補正することは原理的には可能なはずである。実際に **Fig.4.1** から **Fig.4.3** に示したように、アンフォールディング処理を施すことによってフォールディング前のスペクトル分布への復元に成功している。

しかし、エネルギー分解能が低下すると、**Fig.4.4**, **Fig.4.5** に示したようにアンフォールディング後のスペクトル分布に振動性が現れ、元のスペクトルに復元されない。スペクトル分布を数値データで調べてみると、**Fig.4.1**~**4.3** に示した $\Gamma=1.5\%$ の場合のアンフォールディング結果でも、計算機の丸め誤差が生じているが、巨視的な振動にまでは

至っていないため、実用的には問題を生じない。

この振動現象は、アンフォールディング計算過程における計算機の丸め誤差の重複によるものと考えられる。(4.1)式の行列を Gauss-Jordan 法で掃き出し計算を行っても、実際には計算機の丸め誤差により R の部分は上下三角の O となるべき領域が O にはならず、(4.2)式に示すような厳密な単位行列とはならない。 Γ が大きくなると振動現象が顕著に現れるのは、ガウス分布で与えられるエネルギー分解能関数の裾野が広がり、Gauss-Jordan 法による掃き出し演算過程における丸め誤差の重複回数が増加するためと考えられる⁽²⁾。

部分的アンフォールディング法を採用することにより、振動現象はかなり改善されるが、実測スペクトルのエネルギー分解能が極めて悪い場合、部分的アンフォールディングを行っても振動現象が残存し有効な補正はできない。有効なアンフォールディング補正を行うためには、 $\Gamma(59.5) = 2.0 \sim 2.5\%$ 以下のエネルギー分解能を持った実測 X 線スペクトルであることが必要条件である。

4.5 むすび

半導体検出器を用いて測定された診断用 X 線スペクトルの補正法の第 1 段階、アンフォールディング処理について述べた。

半導体検出器で得られる X 線スペクトルの歪みメカニズムのうち、検出器内の電荷キャリアの発生、電荷収集および信号増幅過程における統計変動に起因する歪みに対して、ガウス分布をスペクトルのレスポンス関数（エネルギー分解能関数）として取り扱い、アンフォールディング手法により良好な歪処理が実現できた。特にスペクトルの不連続部のエネルギー分解能の補正に関し、大幅に改善することができた。ただし、有効なアンフォールディング補正を行うためには、 $\Gamma(59.5) = 2.0 \sim 2.5\%$ 以下のエネルギー分解能を持った実測 X 線スペクトルであることが必要条件である。

第4章の参考文献

- 1) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他: 高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて測定したX線スペクトルの補正計算コードの開発, 日放技学誌, 51(4), pp.462 - 468, (1995).
- 2) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他: 実測X線スペクトルのアンフォールディング法による補正とその限界, 日放技学誌, 54(5), pp.615 - 623, (1998).
- 3) Kreyszig E: 確率と統計, pp.44 - 50, 培風館, (1988).
- 4) Tsoufanidis N: 放射線計測の理論と演習(下), pp.361 - 409, 現代工学社, (1986).
- 5) 内田智史(編著): C言語によるプログラミング(応用編), オーム社, (1992).
- 6) 津坂昌利, 小山修司, 前越久, 他: 診断用X線スペクトル測定用高純度ゲルマニウム半導体検出器の特性; プレーナ型および同軸型検出器の比較, 名大医短紀要, 6, pp.39 - 47, (1994).

第5章 診断用X線のスペクトル分布評価

5.1 はじめに

前章では、半導体検出器内の電荷キャリアの発生、電荷収集および信号増幅過程における統計変動に起因するX線スペクトルの歪みに対するアンフォールディング処理による補正を述べた。本章では、半導体検出器のX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスに起因する歪みに対するストリッピング法による補正について述べる。次いで、アンフォールディング処理とストリッピング法を組み合わせた補正について述べる。

5.2 ストリッピング法による補正

X線光子に対する半導体検出器のエネルギー吸収レスポンスに起因する測定スペクトルの歪みメカニズムは3.2.1節に示したとおりである。このスペクトルの歪みに対する補正はストリッピング法⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾を用いて行う。

半導体検出器から出力されるパルスのエネルギー（光子エネルギー） E_i についての補正計算手順を以下に記す。

単色エネルギー E_i を持つ光子束に対する半導体検出器のレスポンスデータ（その一例として105keVに対する10mmφ×7mm厚 planar 型 HP-Ge 検出器のレスポンスを Fig.5.1 に示す）に基づいて補正を行う。

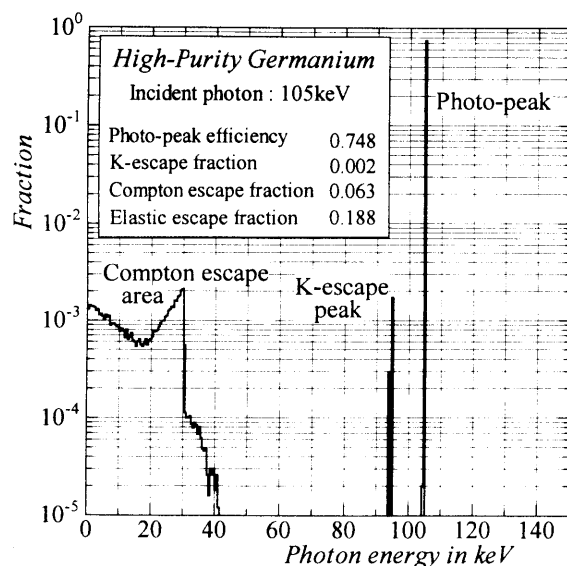


Fig.5.1 プレーナ型 HP-Ge 半導体検出器の 105keV 単色 X 線束に対するレスポンス⁽³⁾
Graph showing the response of a planar type HP-Ge detector to a 105keV mono-energetic X-ray beam⁽³⁾.

半導体検出器は、**Fig.5.1** に示すように単色エネルギーX線束の入射に対し、Photo-peak, K-escape peak, Compton escape area のほぼ独立したスペクトルを有するので、それらに対する補正を行う必要がある。

① Photo-peak efficiency による補正

エネルギー E_i を持った光子束が半導体検出器に入射した時、同じエネルギーを持って出力されるパルス数は入射光子数より小さくなる。したがって、次式を用いてエネルギー E_i のパルス数を補正する必要がある。

$$I(E_i) \leftarrow \frac{I(E_i)}{P(E_i)} \quad (5.1)$$

ここで $I(E_i)$ はエネルギー E_i のパルス数、 $P(E_i)$ は Photo-peak efficiency である。

(5.1)式の“ \leftarrow ”は $\frac{I(E_i)}{P(E_i)}$ の値を $I(E_i)$ に代入するという意味を表す。

② K-escape に対する補正

エネルギー E_i を持った光子束が半導体検出器に入射した時、 E_i よりK特性X線のエネルギー分だけ低いエネルギーのパルスが出力される。これらを次式で除去する必要がある。

$$I(E_i - E_{K\alpha}) \leftarrow I(E_i - E_{K\alpha}) - I(E_i) \cdot K_\alpha(E_i) \quad (5.2)$$

$$I(E_i - E_{K\beta}) \leftarrow I(E_i - E_{K\beta}) - I(E_i) \cdot K_\beta(E_i) \quad (5.3)$$

ここで $E_{K\alpha}, E_{K\beta}$ はK特性X線のエネルギー、 $K_\alpha(E_i), K_\beta(E_i)$ は K-escape fraction である。

エネルギー $E_i - E_{K\alpha}$ および $E_i - E_{K\beta}$ が負になる場合、この補正は不要である。

③ Compton escape に対する補正

エネルギー E_i を持った光子束が半導体検出器に入射した時、 E_i より結晶から射出した非干渉性散乱光子のエネルギー分だけ低いエネルギーのパルスが出力される。これらを次式で除去する。

$$I(E_i - E_{CX}) \leftarrow I(E_i - E_{CX}) - I(E_i) \cdot CE_{CX}(E_i) \quad (5.4)$$

ここで E_{CX} は射出した非干渉性散乱光子のエネルギー、 $CE_{CX}(E_i)$ は E_{CX} の Compton escape fraction である。

Compton escape は連続したエネルギーで生じる。さらに多重散乱光子によるエスケープを考慮すると K-escape peak 未満の $E_i - E_{CX}$ について(5.4)式による補正を行うのが適当であると考えられる。

連続スペクトルを持つX線束に対しては、上述の計算手順①, ②, ③をスペクトルの最大エネルギー E_{max} のエネルギーパルスに相当するチャンネルから低エネルギー側へ向かって、各チャンネル(エネルギー)について対応するレスポンスデータを用いて補正計算して行くことにより、X線スペクトル全体を補正することができる⁽³⁾。

前章のFig.4.1, 4.2, 4.3に示したアンフォルディング補正後のX線スペクトルを、上記のstripping法を用いて補正した結果をFig.5.2(60kV), Fig.5.3(80kV), Fig.5.4(100 kV)に示す。いずれも左図がHP-Ge, 右図がCdZnTeによるものである。

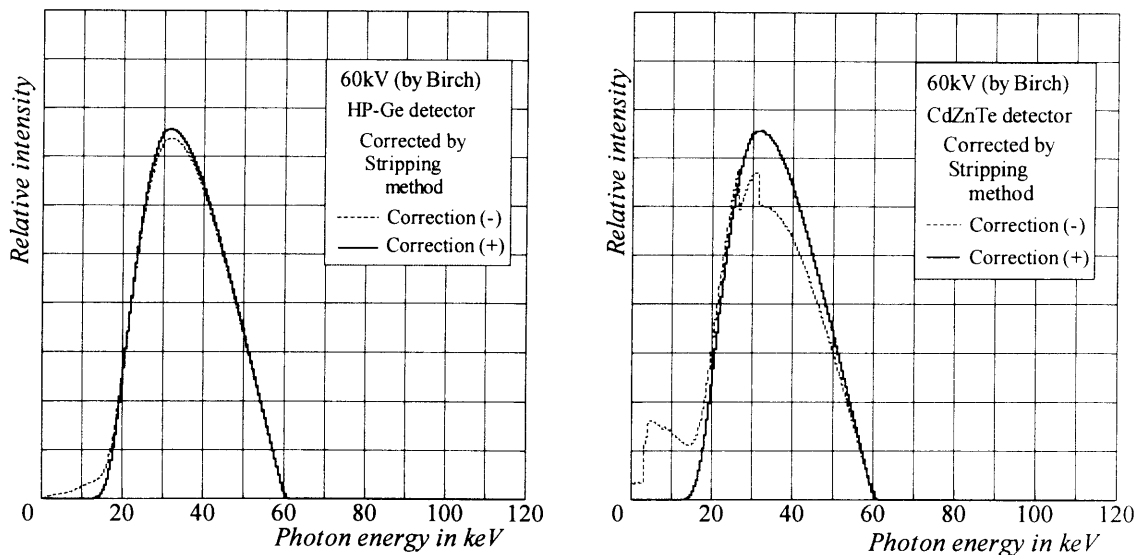


Fig.5.2 Fig.4.1に示したスペクトルをstripping法で補正した60kV X線スペクトル

Graph showing a 60kV X-ray spectrum corrected from the spectrum shown in Fig.4.1, by means of the stripping method.

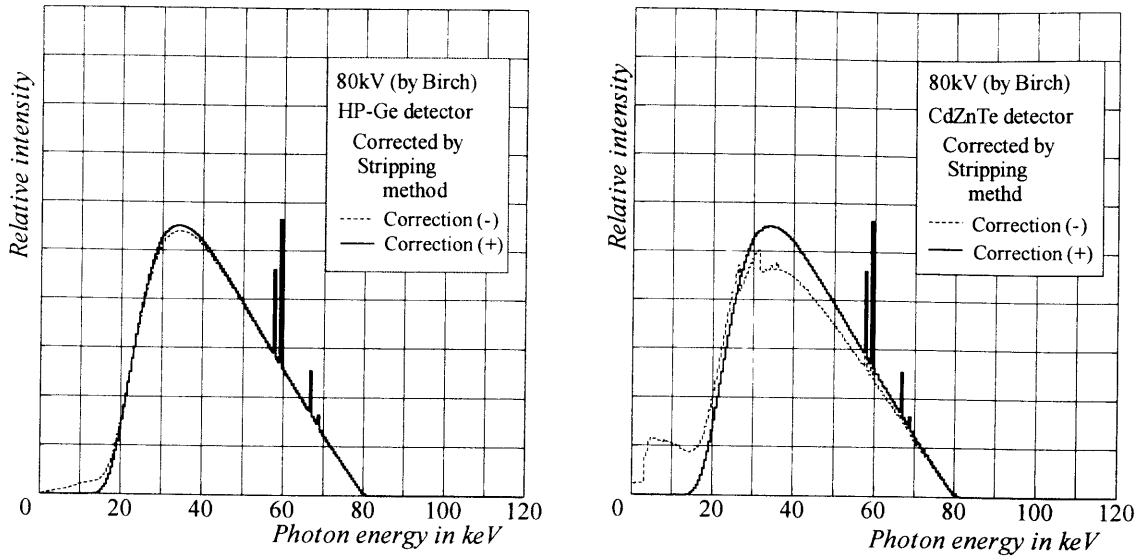


Fig.5.3 Fig.4.2 に示したスペクトルをストリッピング法で補正した 80kV X線スペクトル
 Graph showing a 80kV X-ray spectrum corrected from the spectrum shown in Fig.4.2, by means of the stripping method.

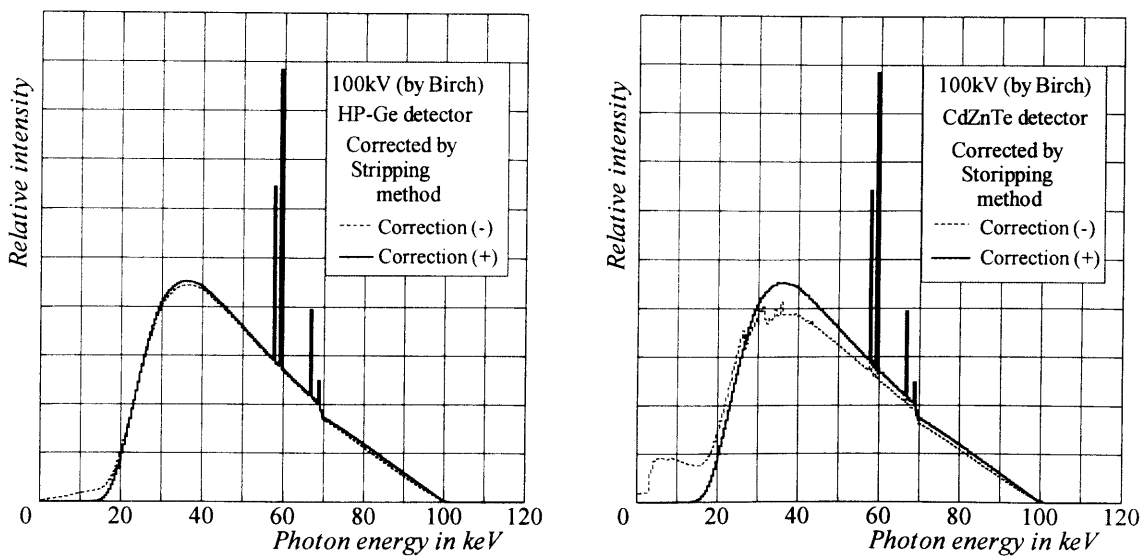


Fig.5.4 Fig.4.3 に示したスペクトルをストリッピング法で補正した 100kV X線スペクトル
 Graph showing a 100kV X-ray spectrum corrected from the spectrum shown in Fig.4.3, by means of the stripping method.

いずれも、シミュレーションにより歪める前のオリジナルスペクトル (**Fig.3.5** および **Fig.3.10**~**Fig.3.13** の破線で示したスペクトル) にほぼ復元されている。また、補正後のスペクトルから算出した相対照射線量および実効エネルギーの値は、オリジナルスペクトルの値にほぼ一致していた。

X線光子束に対する半導体検出器のレスポンス特性は、検出器結晶の種類、形状、サイズおよびX線の入射方向、線束の大きさ等に依存する⁽³⁾⁻⁽⁷⁾。従って、ストリッピング法を用いてX線スペクトル補正を行うには、測定に使用した半導体検出器・ジオメトリに合致した条件で、低エネルギー領域から高エネルギー領域までの単色エネルギーX線光子束に対するレスポンスデータベースをあらかじめ作成しておく必要がある。

5.3 半導体検出器のレスポンス特性

半導体検出器の単色エネルギー光子束に対するエネルギー吸収レスポンスは、モンテカルロ法による数値計算で求められる^{(2), (3)-(9)}。

本稿では 0.2mm ϕ の平行X線束が検出器結晶の中心へ垂直に入射するジオメトリを想定し、

- ・ 10mm ϕ \times 7mm 厚のプレーナ型 HP-Ge 半導体検出器
- ・ 3mm \times 3mm \times 2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器

のエネルギー吸収レスポンスを計算した。

計算に必要となる光子と物質との相互作用断面積, Form factor, Incoherent scattering function は *Hubbell* らのデータ^{(10), (11)}を用いた。HP-Ge および CdZnTe の相互作用断面積データを **Fig.5.5**(HP-Ge), **Fig.5.6**(CdZnTe)に示す。その他、計算に使用した物理データ一覧を **Table 5.1**(HP-Ge), **Table 5.2**(CdZnTe)に示す。

これらの物理データを用いて、半導体検出器に単色エネルギー光子束が入射した場合の出力レスポンスをモンテカルロ法により計算した。

1光子が半導体結晶に入射した後、散乱線として、もしくは直接線のまま結晶から射出するまで、または結晶内で消滅するまで、モンテカルロ法により光子を追跡し、この間に光子から結晶内に付与されるエネルギー量を逐次カウントした。そして1光子入射により結晶内に付与された総エネルギーに等しいエネルギーをもつパルスが1個出力されるものとした⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。

入射光子エネルギーは 0.5keV 間隔で 5keV から 150keV までとし、同一単色エネルギー光子を 50 万回半導体検出器に入射させてこの計算処理を行い、出力パルスのエネルギースペクトルすなわち半導体検出器のエネルギー吸収レスポンスを求めた。

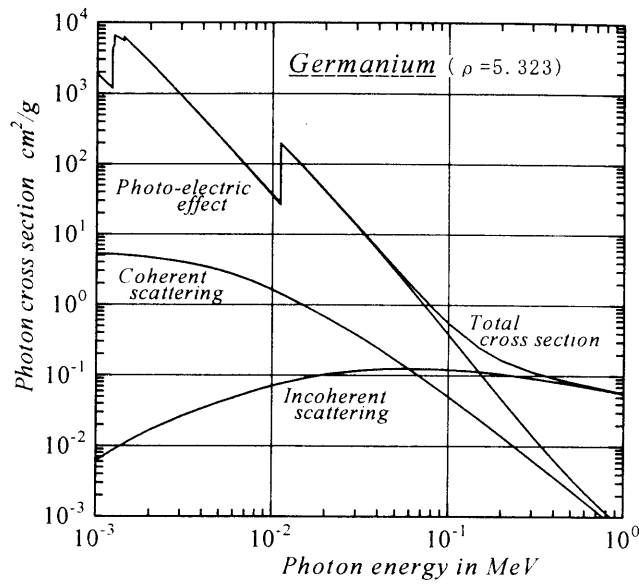


Fig.5.5 ゲルマニウムの相互作用断面積⁽¹⁰⁾

Graph showing photon cross sections of Germanium, cited from reference 10.

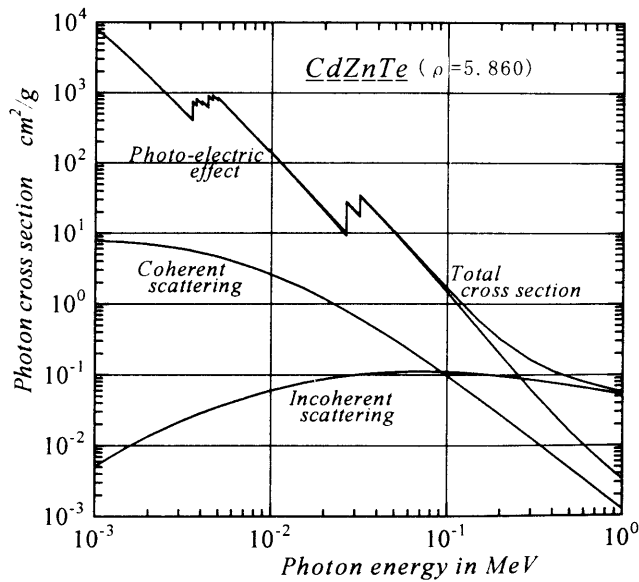


Fig.5.6 CdZnTe の相互作用断面積⁽¹⁰⁾

Graph showing photon cross sections of Cadmium Zinc Telluride, cited from reference 10.

Table 5.1 モンテカルロ計算で用いたゲルマニウムの物理データ
 文献 11, 12, 13, 14 より引用
 Physical data of Germanium used in the Monte Carlo calculation, cited from
 references 11, 12, 13 and 14.

High-purity Germanium ^{32}Ge Density : 5.323 ⁽¹²⁾	
K-absorption edge ⁽¹¹⁾	11.1041keV
Fluorescence yield ⁽¹³⁾	0.554
Fraction of photoelectric interaction due to K-shell electrons ⁽¹⁴⁾	0.867
K α X-ray energy ⁽¹⁴⁾	9.876keV
K β X-ray energy ⁽¹⁴⁾	10.983keV
Relative intensity of K α ⁽¹⁴⁾	0.884
Relative intensity of K β ⁽¹⁴⁾	0.116

Table 5.2 モンテカルロ計算で用いた CdZnTe の物理データ
 文献 11, 12, 13, 14 より引用
 Physical data of Cadmium Zinc Telluride used in the Monte Carlo calculation,
 cited from references 11, 12, 13 and 14.

Cadmium Zinc Telluride CdZnTe Constituents (Fraction of weight) ^{30}Zn : 0.02779 ^{48}Cd : 0.42992 ^{52}Te : 0.54229 Density : 5.86			
	^{30}Zn	^{48}Cd	^{52}Te
K-absorption edge ⁽¹¹⁾	9.66keV	26.71keV	31.81keV
Fluorescence yield ⁽¹³⁾	0.440	0.843	0.872
Fraction of photoelectric interaction due to K-shell electrons ⁽¹⁴⁾	0.870	0.841	0.836
K α X-ray energy ⁽¹⁴⁾	8.631keV	23.108keV	27.378keV
K β X-ray energy ⁽¹⁴⁾	9.572keV	26.116keV	31.108keV
Relative intensity of K α ⁽¹⁴⁾	0.890	0.834	0.826
Relative intensity of K β ⁽¹⁴⁾	0.110	0.166	0.174

HP-Ge 検出器のレスポンス計算結果の一部を Fig.5.7(a)～(e) に示す。

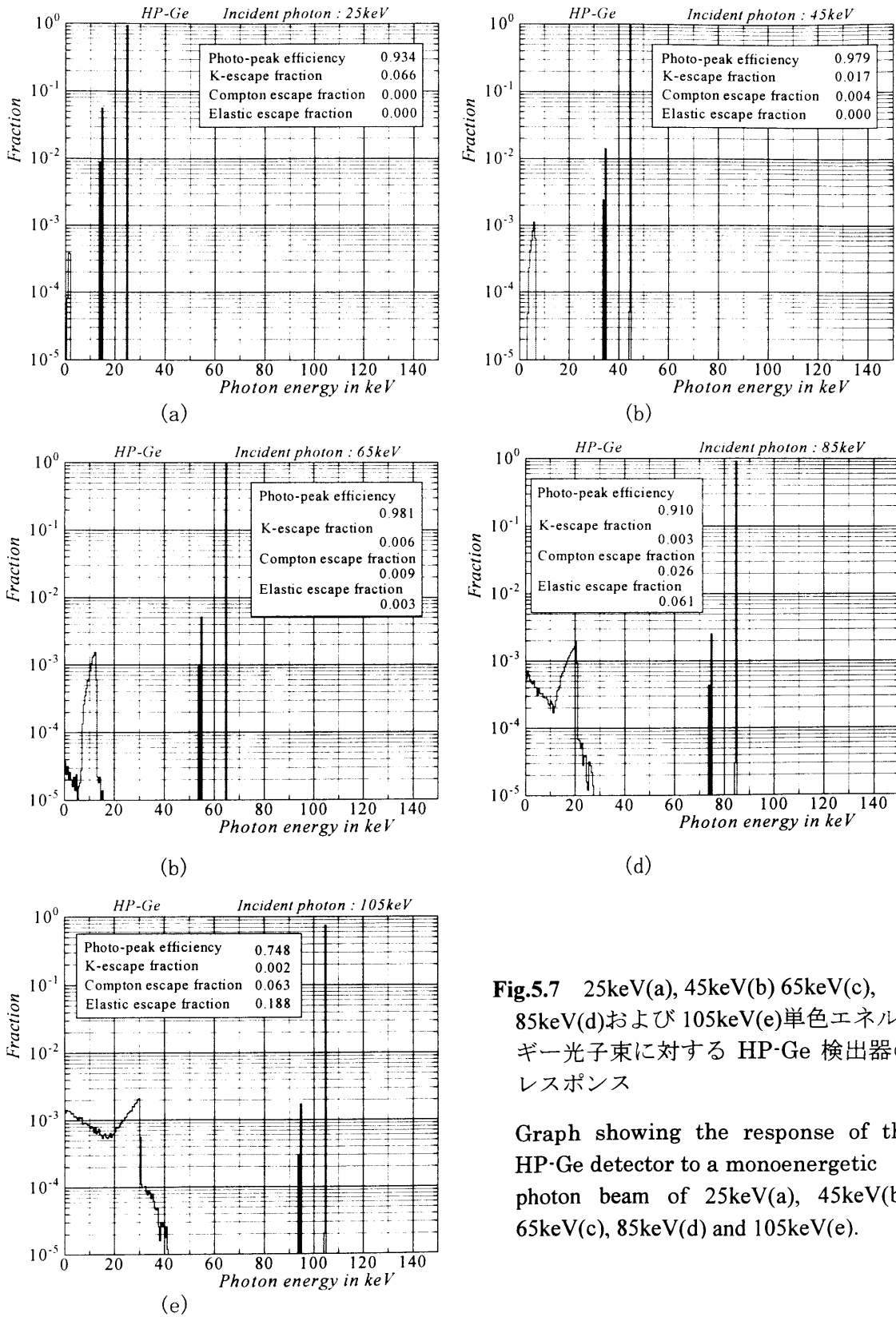


Fig.5.7 25keV(a), 45keV(b) 65keV(c), 85keV(d)および 105keV(e)単色エネルギー光子束に対する HP-Ge 検出器のレスポンス

Graph showing the response of the HP-Ge detector to a monoenergetic photon beam of 25keV(a), 45keV(b), 65keV(c), 85keV(d) and 105keV(e).

出力レスポンス (Photo-peak efficiency, K-escape fraction, Compton escape fraction, Elastic escape fraction) の 0.5keV から 150keV までの入射光子エネルギーに対する各特性⁽³⁾を Fig.5.8 に示す.

HP-Ge の K 吸収端⁽¹⁵⁾エネルギー (11.1keV) 未満の入射光子に対して, Photo-peak efficiency は 1 であり, 補正は不必要である. K 吸収端以上のエネルギーでは Fig.5.5 に示すように光電吸収断面積が不連続で増大するため, Photo-peak efficiency が急低下する一方 K-escape fraction が出現する. 入射光子エネルギーがさらに上昇すると, Compton escape, Elastic escape の割合が次第に増大して来る.

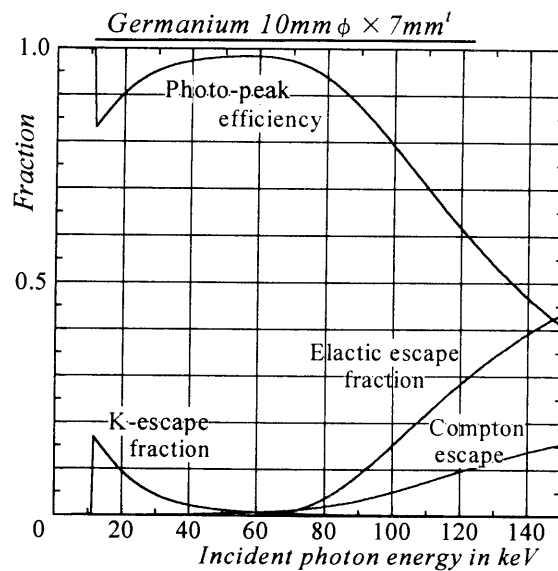


Fig.5.8 入射光子エネルギーに対する HP-Ge 検出器のレスポンス

Graph showing responses of the HP-Ge detector as a function of incident photon energy

CdZnTe 検出器のレスポンス計算結果の一部を Fig.5.9 (a)～(e) に示す.

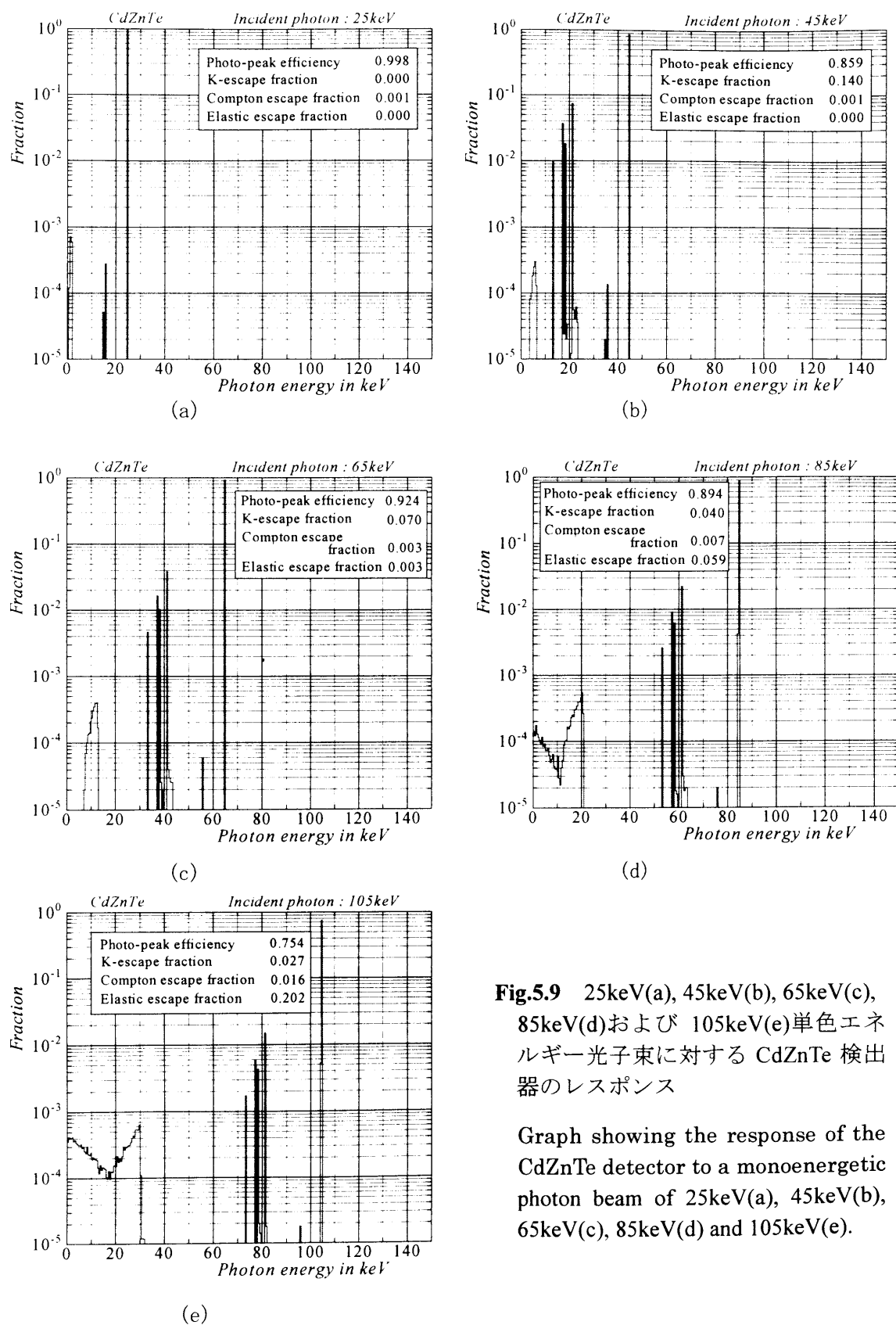


Fig.5.9 25keV(a), 45keV(b), 65keV(c), 85keV(d)および 105keV(e)単色エネルギー光子束に対する CdZnTe 検出器のレスポンス

Graph showing the response of the CdZnTe detector to a monoenergetic photon beam of 25keV(a), 45keV(b), 65keV(c), 85keV(d) and 105keV(e).

CdZnTe は3元素から成るため計6本のK特性X線が発生する。しかしそれらの発生確率および光子エネルギーの関係から、5本のK-escape peakのみが現れている。出力レスポンスの入射光子エネルギーに対する変化⁽⁵⁾を Fig.5.10 に示す。

CdZnTe の K 吸収端エネルギーは3元素それぞれに対して存在するため Photo-peak efficiency および K-escape fraction の曲線は3箇所不連続となっている。

Fig.5.8 に示した 10mm φ × 7mm 厚プレーナ型 HP-Ge 検出器の特性に比べ K-escape fraction, Elastic escape fraction は大きく、その分 Photo-peak efficiency が全体的に低くなっている。Compton escape fraction は全体的に非常に小さい。

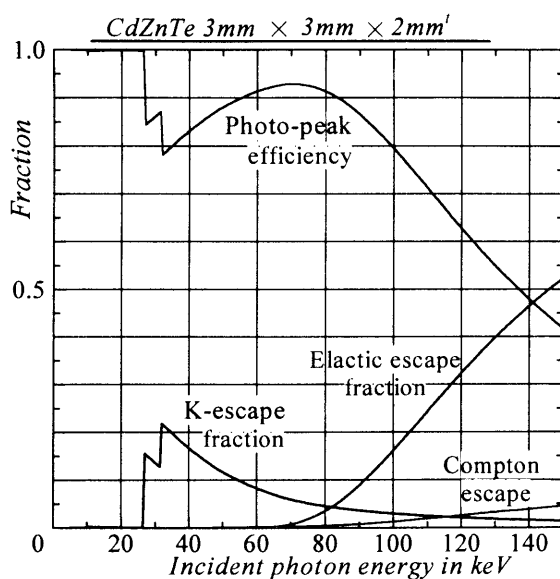


Fig.5.10 入射光子エネルギーに対する CdZnTe 検出器のレスポンス

Graph showing responses of the CdZnTe detector as a function of incident photon energy.

5.4 アンフォールディング処理とストリッピング法を組み合わせた補正

10mm φ × 7mm 厚のプレーナ型 HP-Ge 半導体検出器および 3mm × 3mm × 2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器で実際に測定された X 線スペクトルを、前章で述べたアンフォールディング法と 5.2 節に述べたストリッピング法を組み合わせた方法で補正した。

X 線管電圧は 60kV, 80kV, 100kV の3種類とした。線束は X 線管球側に設置した銅コリメータと、検出器前面に設置した鉛コリメータにより検出器入射面で 0.2mm φ に絞り込んだ。さらに、壁などからの散乱線が入射しないように鉛板で検出器を覆った。

X 線スペクトルを測定する前に、アンフォールディング処理に必要な測定装置のエネルギー分解能を調べるため、²⁴¹Am γ 線スペクトルを測定した。測定結果を

Fig.5.11 (HP-Ge), Fig.5.12 (CdZnTe)に示す. ^{241}Am γ 線(59.5keV)における半値幅 Γ は HP-Ge : 1.25%, CdZnTe : 1.80%であった.

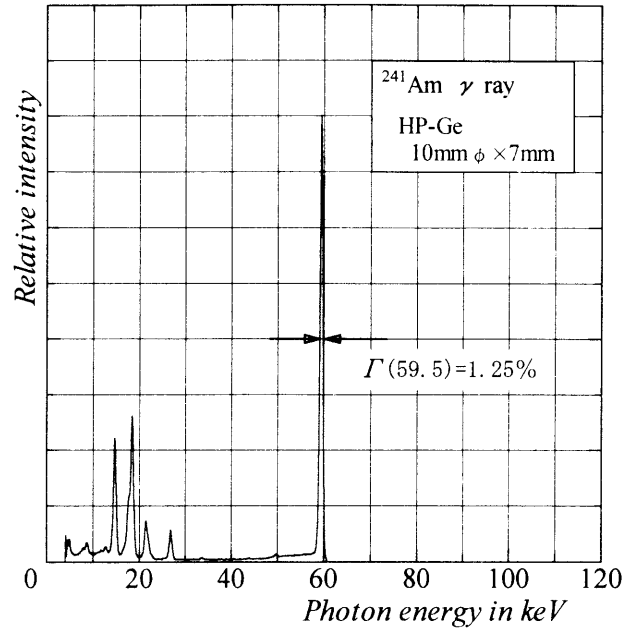


Fig.5.11 プレーナ型 HP-Ge 検出器で測定した ^{241}Am γ 線スペクトル
Graph showing the ^{241}Am spectrum measured with a planar type HP-Ge detector.

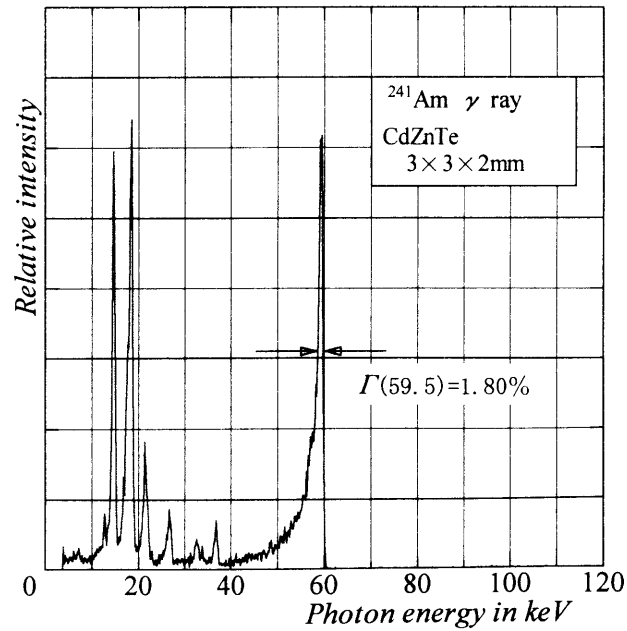


Fig.5.12 CdZnTe 検出器で測定した ^{241}Am γ 線スペクトル
Graph showing the ^{241}Am spectrum measured with a CdZnTe detector.

10mmφ×7mm厚のプレーナ型 HP-Ge 半導体検出器で測定された 60kV X線スペクトルおよびそれをアンフォールディング補正したスペクトル, さらにストリッピング法で補正したスペクトルを Fig.5.13 に示す. 測定器出力のチャンネル幅は 0.149keV/ch であるが, アンフォールディング処理を行うために 0.5keV/ch に変換してある.

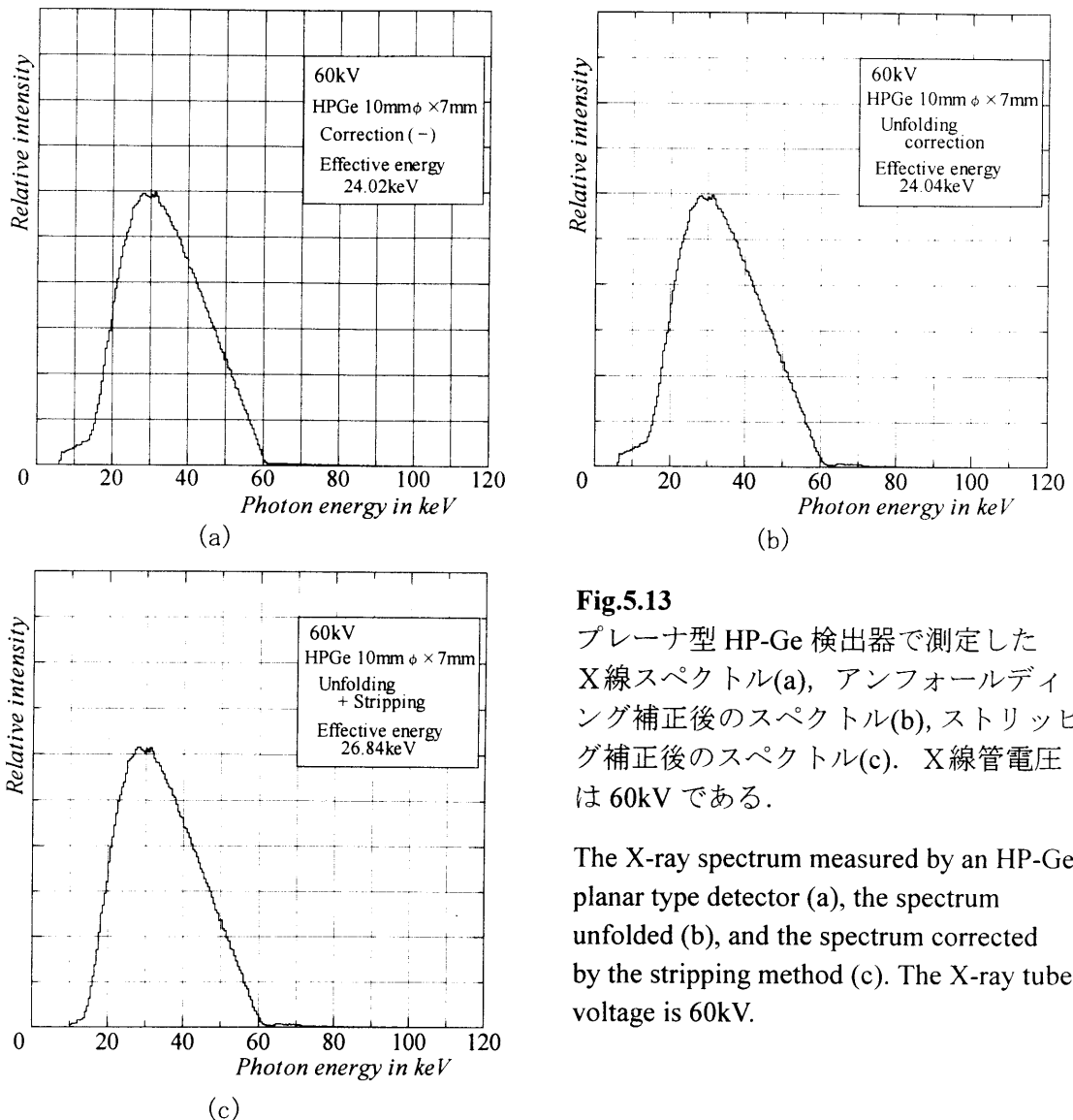


Fig.5.13

プレーナ型 HP-Ge 検出器で測定した X線スペクトル(a), アンフォールディング補正後のスペクトル(b), ストリッピング補正後のスペクトル(c). X線管電圧は 60kV である.

The X-ray spectrum measured by an HP-Ge planar type detector (a), the spectrum unfolded (b), and the spectrum corrected by the stripping method (c). The X-ray tube voltage is 60kV.

X線管のターゲットに使用されているタングステンの K 吸収端は 69.523keV であり⁽¹²⁾, X線管電圧が 60kV 場合, ターゲットからの特性 X線は発生しない. 従ってこのスペクトルに含まれているのは制動放射による連続 X線成分のみである. 実測スペクトル (a) に不連続な部分がないため, アンフォールディングを行ってもスペクトル形状にはほとんど変化はなく, スペクトルデータから計算された実効エネルギーの値もほぼ同値である. しかし, ストリッピング補正を行うと, 低エネルギー成分が減少し高エネルギー側が全体に若干増加する.

10mm ϕ \times 7mm 厚のプレーナ型 HP-Ge 半導体検出器で測定された 80kV X線スペクトルおよびそれをアンフォールディング補正したスペクトル, さらにストリッピング法で補正したスペクトルを Fig.5.14 に示す.

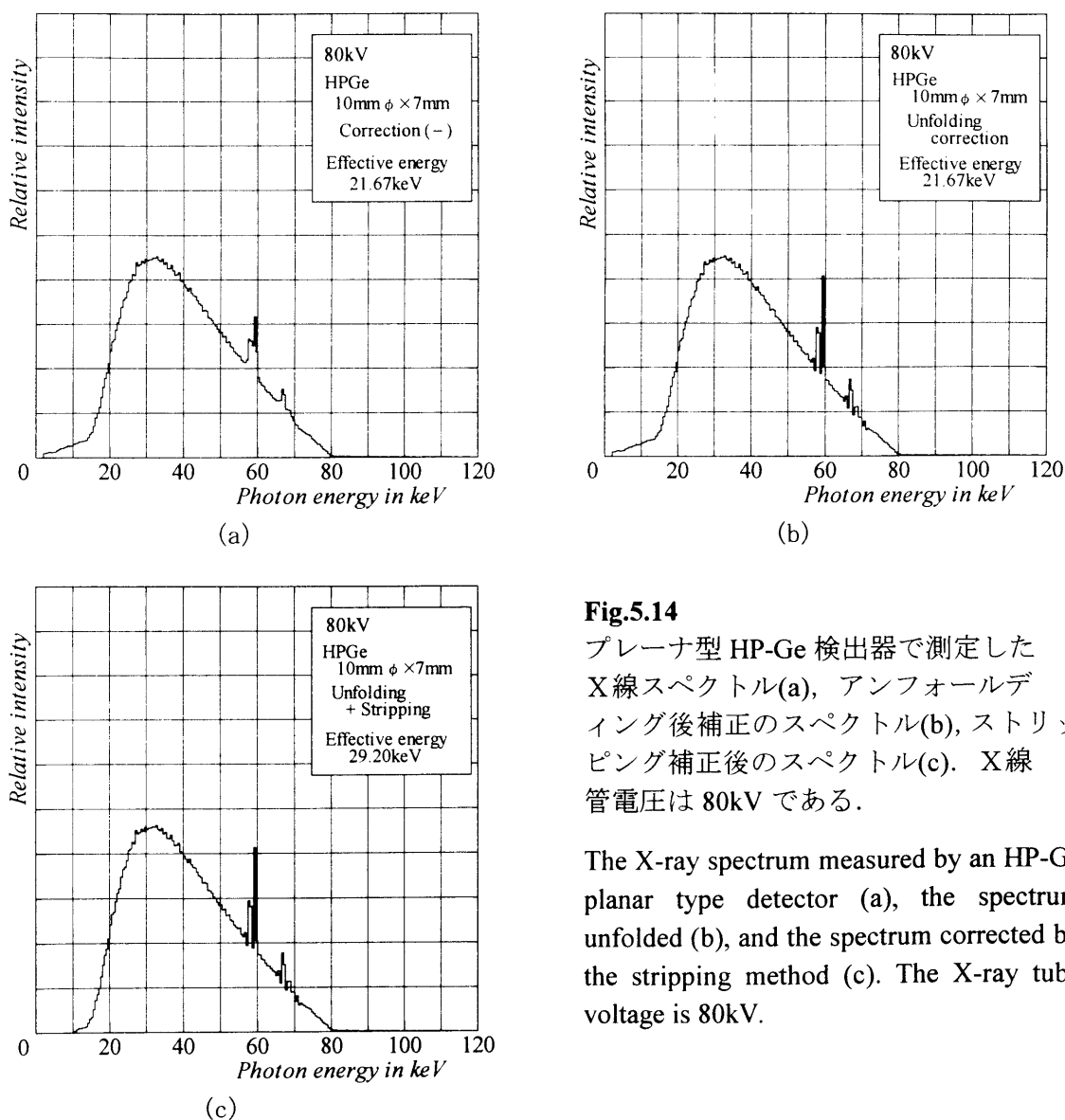


Fig.5.14

プレーナ型 HP-Ge 検出器で測定した X線スペクトル(a), アンフォールディング後補正のスペクトル(b), ストリッピング補正後のスペクトル(c). X線管電圧は 80kV である.

The X-ray spectrum measured by an HP-Ge planar type detector (a), the spectrum unfolded (b), and the spectrum corrected by the stripping method (c). The X-ray tube voltage is 80kV.

実測スペクトル(a)では一塊となっていた $K_{\alpha 1}$ と $K_{\alpha 2}$ および $K_{\beta 1}$ と $K_{\beta 2}$ 特性X線が、アンフォールディングによってそれぞれ 2 本に分離されている. さらにストリッピング補正によって, スペクトル全体が高エネルギー側へシフトされ, 実効エネルギーも高くなっている.

10mm ϕ \times 7mm 厚のプレーナ型 HP-Ge 半導体検出器で測定された 100kV X 線スペクトルおよびそれをアンフォールディング補正したスペクトル, さらにストリッピング法で補正したスペクトルを Fig.5.15 に示す.

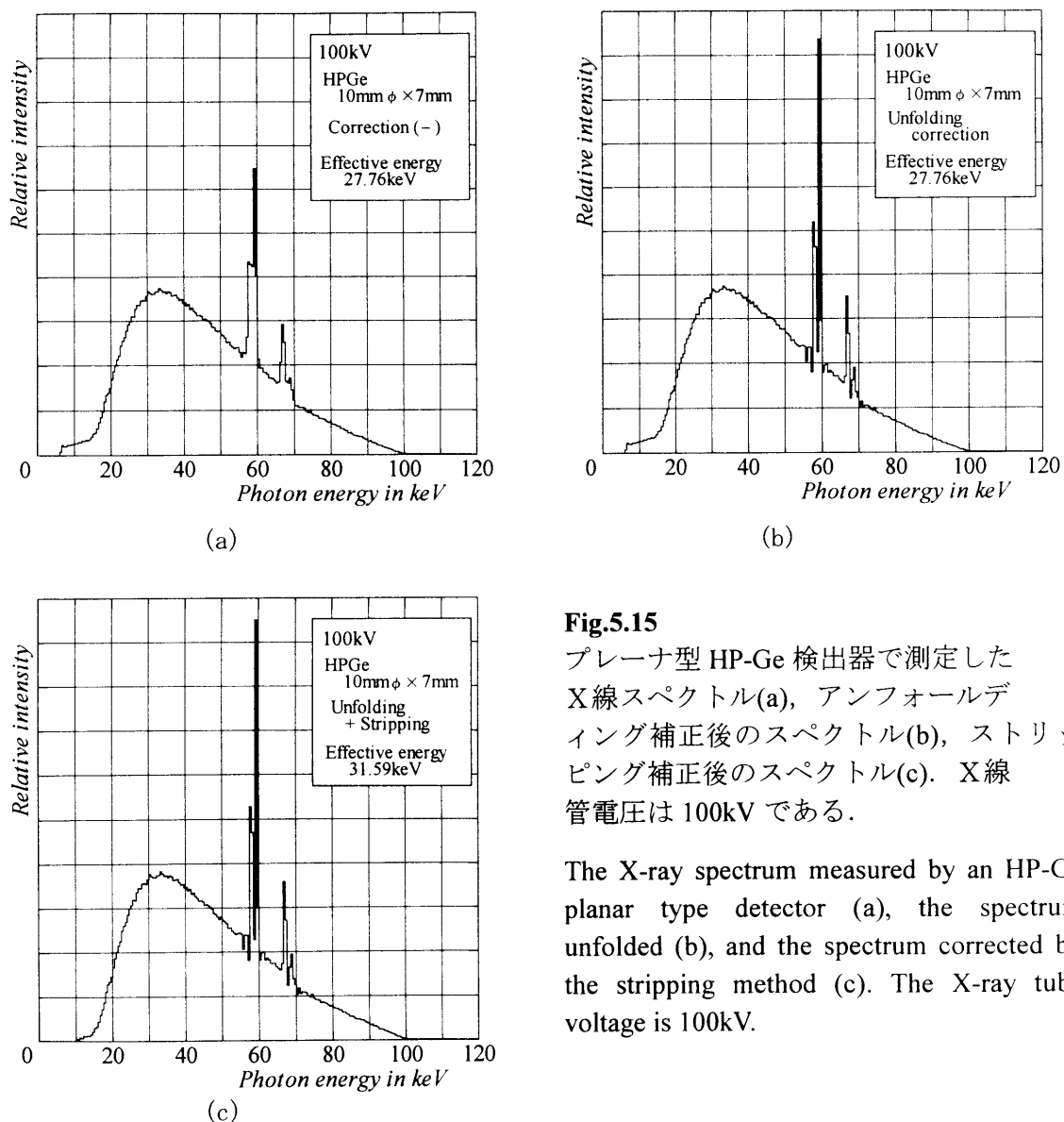


Fig.5.15

プレーナ型 HP-Ge 検出器で測定した X 線スペクトル(a), アンフォールディング補正後のスペクトル(b), ストリッピング補正後のスペクトル(c). X 線管電圧は 100kV である.

The X-ray spectrum measured by an HP-Ge planar type detector (a), the spectrum unfolded (b), and the spectrum corrected by the stripping method (c). The X-ray tube voltage is 100kV.

Fig.5.14 に示した 80kV X 線スペクトルの場合と同様に, アンフォールディングによって $K_{\alpha 1}$ と $K_{\alpha 2}$ および $K_{\beta 1}$ と $K_{\beta 2}$ 特性 X 線が明確に分離され, それらのピーク値も高くなっている. さらにストリッピング補正を加えたスペクトルは, 理論的に考えられる X 線スペクトルに非常に近似した形状を示しており, アンフォールディングとストリッピング法を組み合わせた補正が非常に有効であることを示している.

3mm×3mm×2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器で測定された 60kV X線スペクトルおよびそれをアンフォールディング補正したスペクトル, さらにストリッピング法で補正したスペクトルを Fig.5.16 に示す。先に示した HP-Ge 半導体検出器と同様に, 測定器出力のチャンネル幅は 0.149keV/ch であるが, アンフォールディング処理を行うために, 0.5keV/ch に変換してある。

(測定を行った時期の関係で, 使用した X線装置は HP-Ge を用いた測定で使用した X線装置とは異なっている。)

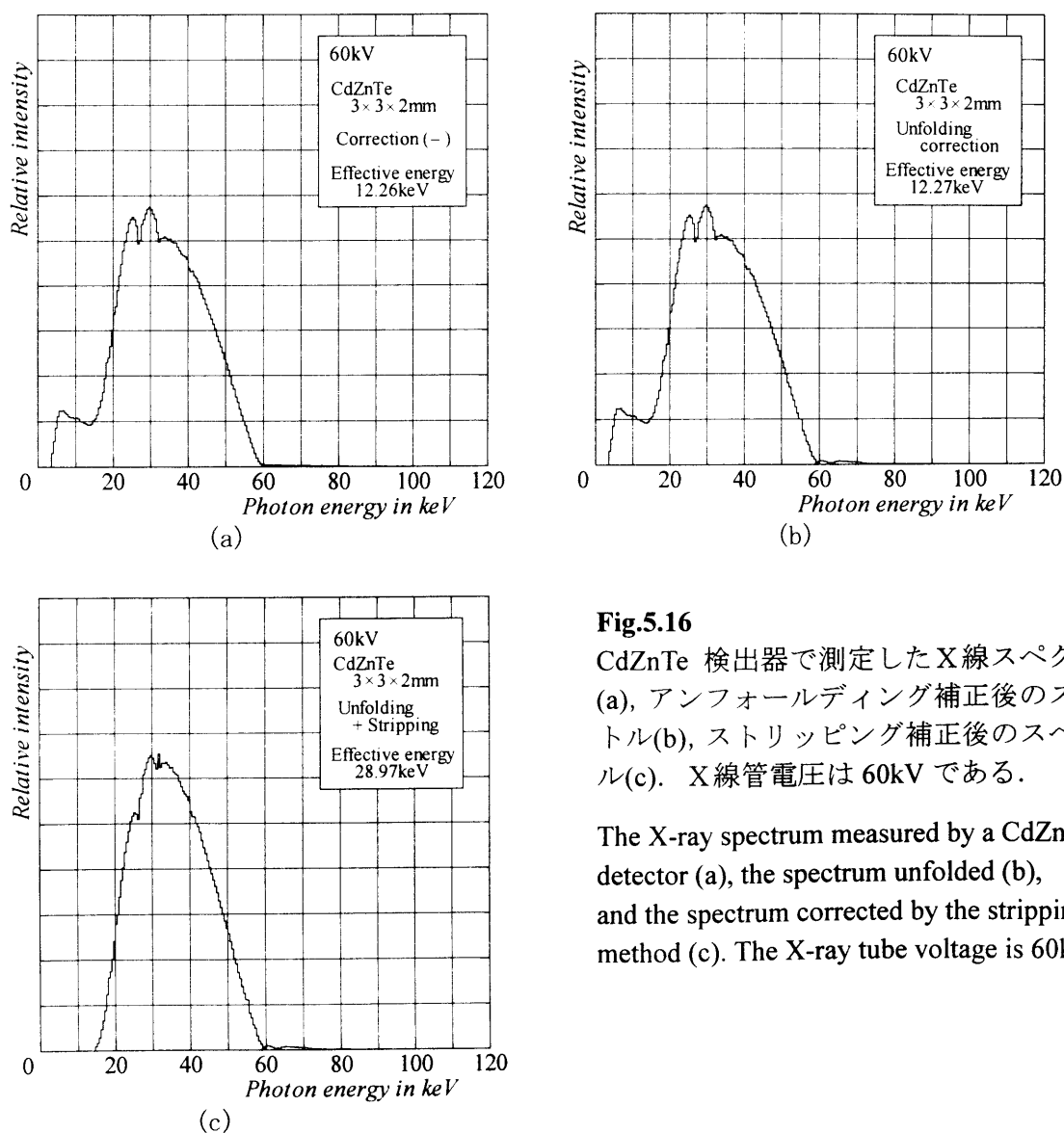


Fig.5.16

CdZnTe 検出器で測定した X線スペクトル (a), アンフォールディング補正後のスペクトル (b), ストリッピング補正後のスペクトル (c). X線管電圧は 60kV である。

The X-ray spectrum measured by a CdZnTe detector (a), the spectrum unfolded (b), and the spectrum corrected by the stripping method (c). The X-ray tube voltage is 60kV.

実測スペクトル (a) で 30keV 前後に 2 箇所の不連続が見られる。この不連続は, Fig.5.10 に示した CdZnTe のレスポンス (Photo-peak efficiency) 特性の不連続に起因するものと考えられる。これらはストリッピング補正後 (c) も若干残存している。

3mm×3mm×2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器で測定された 80kV X線スペクトルおよびそれをアンフォールディング補正したスペクトル, さらにストリッピング法で補正したスペクトルを Fig.5.17 に示す.

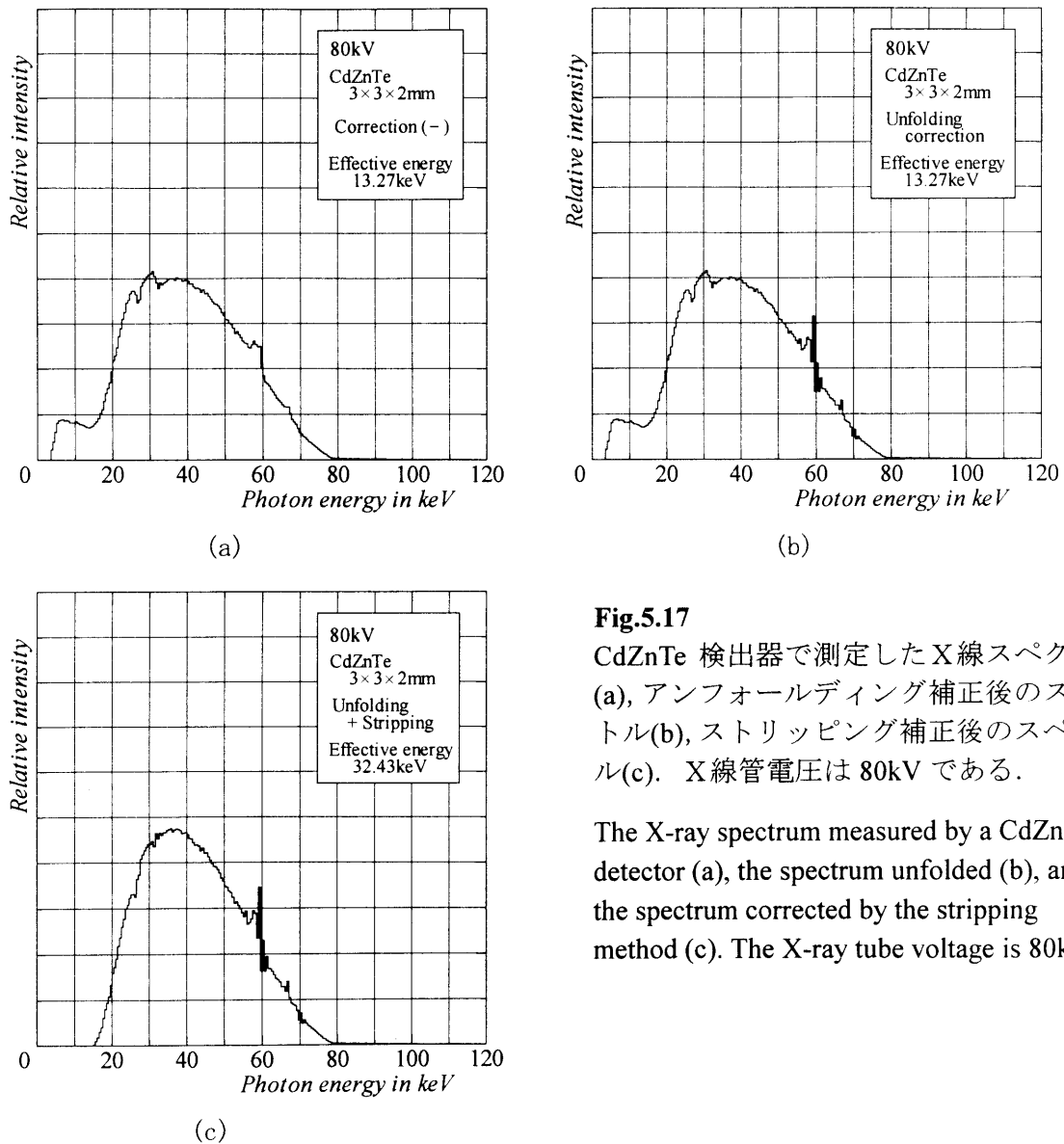


Fig.5.17 CdZnTe 検出器で測定した X線スペクトル (a), アンフォールディング補正後のスペクトル (b), ストリッピング補正後のスペクトル (c). X線管電圧は 80kV である.

The X-ray spectrum measured by a CdZnTe detector (a), the spectrum unfolded (b), and the spectrum corrected by the stripping method (c). The X-ray tube voltage is 80kV.

実測スペクトル(a)の形状は, 先に示したプレーナ型 HP-Ge 半導体検出器で測定されたものと, かなり異なっており, HP-Ge の場合に比べて 15keV 以下の領域の盛り上がりが見られ, かなり顕著となっている. しかし, ストリッピング補正により, その部分はきれいに剥ぎ取られ, 滑らかなスペクトルとなっている.

エネルギー分解能が HP-Ge に比べて悪いため, 実測スペクトル(a)でははっきりと認識できないほど分散されていた特性 X線群が, アンフォールディングによって識別できるように改善されている.

3mm×3mm×2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器で測定された 100kV X線スペクトルおよびそれをアンフォールディング補正したスペクトル, さらにストリッピング法で補正したスペクトルを Fig.5.18 に示す.

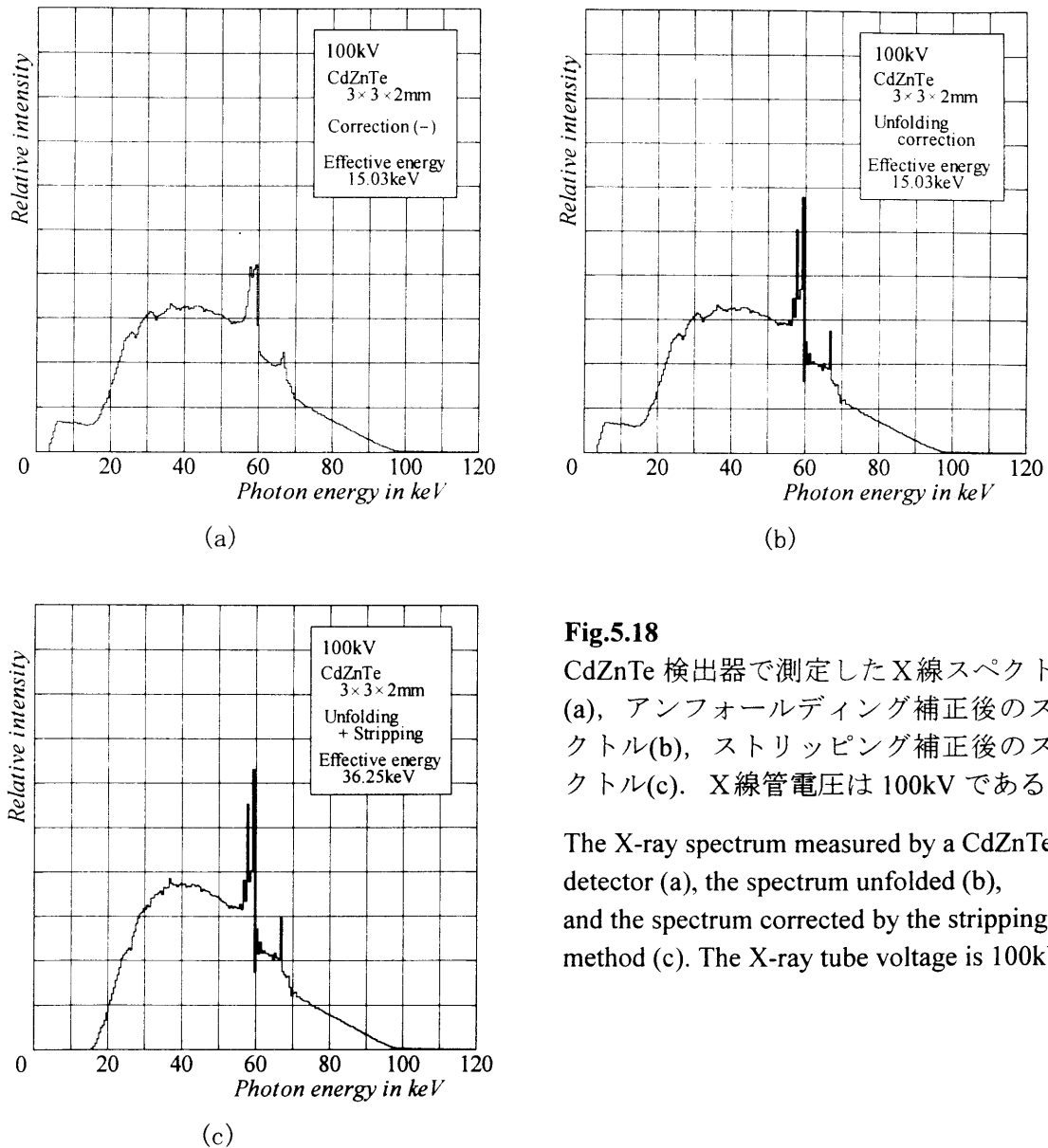


Fig.5.18

CdZnTe 検出器で測定した X線スペクトル (a), アンフォールディング補正後のスペクトル (b), ストリッピング補正後のスペクトル (c). X線管電圧は 100kV である.

The X-ray spectrum measured by a CdZnTe detector (a), the spectrum unfolded (b), and the spectrum corrected by the stripping method (c). The X-ray tube voltage is 100kV.

補正後のスペクトル (c) は, 特性 X 線 (特に K_{β} 線群) は HP-Ge の場合に比べて明確に分離されているとは言えないが, 全体の形状は理論的に考えられるスペクトルに近いものとなっている. スペクトルデータから計算された実効エネルギー値も, 15.03keV から 36.25keV へと大きく変化している.

5. 5 考 察

5.5.1 半導体検出器のレスポンス特性について

HP-Ge および CdZnTe 半導体検出器の入射光子エネルギーに対する Photo-peak efficiency 等のレスポンス特性は Fig.5.8 および Fig.5.10 に示したとおりである。

光子と物質との相互作用は、K 吸収端未満の低エネルギー領域では L 殻電子との間の光電効果が主である。L 特性X線エネルギーは極めて低く (Ge:1.2~1.4keV, Cd:3.2~3.9keV, Zn:1.0~1.2keV, Te:3.9~4.8keV⁽¹⁴⁾) 検出器結晶内ではほぼ 100%吸収されてしまうため、Photo-peak efficiency はほぼ 1 となる。光子エネルギーがK吸収端を超えるとK殻電子による光電効果が主となり、Photo-peak efficiency は K-escape のため不連続に低下する。CdZnTe では 3 元素のK吸収端エネルギーがそれぞれ異なるため、3箇所不連続点が生じる。光子エネルギーが上昇すると、光電効果断面積が急激に低下し、K-escape が減少するため、Photo-peak efficiency は一旦上昇する。光子エネルギーがさらに上昇すると Compton 効果 (Incoherent scattering) 断面積は徐々に上昇するが、全相互作用断面積が急激に低下するため Elastic escape 特に Penetrate escape が増大し、Photo-peak efficiency は低下していく。

以上がX線光子束に対する半導体検出器のレスポンス特性の一般的傾向であるが、4. 半導体検出器のレスポンス特性は、検出器結晶の種類だけでなく、その形状、サイズおよびX線の入射方向、線束の大きさ等に依存してくる。一例として、プレーナ型 HP-Ge 半導体検出器で、直径:10mm, X線光子入射方向:検出器に垂直, 線束サイズ:0.2mm ϕ と一定とし、検出器の厚さを 5mm, 7mm, 10mm と変化させた場合のレスポンス特性⁽³⁾を Fig.5.19 示す。

検出器結晶の厚さが変わっても K-escape fraction および Compton escape fraction はあまり大きな変化はない。これは K-escape および Compton escape が検出器の射出表面や側表面ではなく、主に入射表面で起きていることを示している⁽³⁾。

検出器の厚さによって 60keV 以上のエネルギーで Photo-peak efficiency に大きな差が生じている。これは結晶内で相互作用を起こさず透過する Penetrate escape の割合の変化に起因するものである。

この他、X線光子束の検出器への入射角度・入射位置などの測定ジオメトリによっても、レスポンス特性は異なってくる。

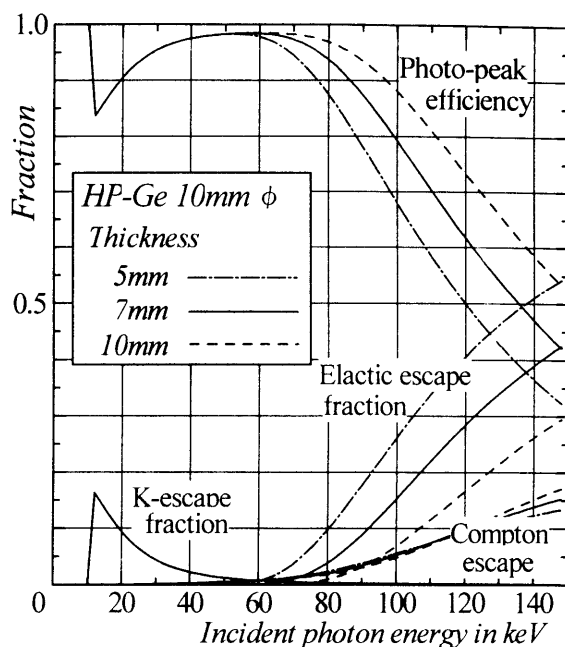


Fig.5.19 厚さが変化した場合のプレーナ型 HP-Ge 検出器のレスポンス⁽³⁾
Graph showing responses of HP-Ge planar type detectors with various thickness⁽³⁾.

5.5.2 ストリッピング補正について

半導体結晶のエネルギー吸収レスポンスデータを利用したストリッピング補正法は、スペクトル形状を全体的に補正することができ、かなり真に近いX線スペクトルの推定を可能にしている。測定装置のエネルギー分解能が極めて悪く、前章で述べたアンフォールディング補正ができないようなスペクトルデータの場合であっても、ストリッピング補正が施してあれば、照射線量や実効エネルギーなどに変換した場合でも、さほど大きな誤差を生じることはない。

しかし、半導体検出器のレスポンス特性は **Fig.5.19** に例示したように検出器の種類、測定ジオメトリなどに依存するため、実測X線スペクトルをストリッピング法で補正する場合、補正計算で使用するレスポンスデータは、実測定に合致した条件で計算されたものでなければならない。そのためには、半導体検出器結晶の形状、サイズ、p層およびn層の不感領域寸法、クライオスタット内の検出器位置などのデータが必要である。これらの測定試験方法は日本工業規格 (JIS Z-4520)⁽¹⁶⁾に規定されている。

5.6 むすび

前章に引き続いて、半導体検出器を用いて測定されたX線スペクトルの補正方法について検討した。

半導体検出器のX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスに起因するスペクトルの歪みに対しては、単色エネルギー光子束に対する半導体検出器のレスポンスデータを利用したストリッピング法により、スペクトルを全体的に補正することができる。ただし、補正計算で使用するレスポンスデータベースは、実測定に合致した条件であらかじめモンテカルロ法を用いて作成しておく必要がある。

半導体検出器で測定されたX線スペクトルは、前章で述べたアンフォールディング法とストリッピング法とを組み合わせた補正により、特性X線が明確に分離され、理論的に考えられるX線スペクトルに非常に近似した形状へ復元することができた。

第5章の参考文献

- 1) Seelentag WW and Panzer W : Stripping of X-ray bremsstrahlung spectra up to 300 kVp on a desk type computer, *Phys.Med.Biol.*, 24(4), pp.767 - 780, (1979).
- 2) Chen CT, Chan H-P and Doi K : Energy responses of germanium planar detectors used for measurement of X-ray spectra in the energy range from 12 to 300 keV ; Monte Carlo simulation studies, Research Report UCHI-DR/84-01, University of Chicago, (1984).
- 3) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他 : 高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて測定したX線スペクトルの補正計算コードの開発, 日放技学誌, 51(4), pp.462 - 468, (1995).
- 4) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他 : X線光子束に対するテルル化カドミウム半導体検出器のレスポンス特性, 日放技学誌, 52(12), pp.1619 - 1626, (1996).
- 5) 加藤秀起, 中村光一, 津坂昌利 : CdZnTe 半導体放射線検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性, 電学論 C, 120(12), pp.1774 - 1780, (2000).
- 6) 金森仁志 : 診断用 X 線スペクトル, 日医放物理会誌, Supp. 21, pp.33 - 80, (1985).
- 7) 前越 久 : 診断領域エックス線スペクトル測定法, 静岡県放射線技師会講演資料, (1988).
- 8) 中森伸行, 金森仁志 : X 線スペクトル検出器の効率のモンテカルロ計算, 放射線像研究, 11(1), pp.16 - 21, (1981).
- 9) 中森伸行, 金森仁志 : ピュア Ge 検出器で測定した X 線スペクトルの補正, 放射線像研究, 11(4), pp.118 - 124, (1981).
- 10) Hubbell JH, Veigele WJ, Briggs EA, et al. : Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections, *J.Phys.Chem.Ref.Data.*, 4(3), pp.471 - 538, (1975).
- 11) Berger MJ and Hubbell JH : XCOM ; Photon cross sections on a personal computer, NBSIR 87-3597, NBS, (1987).
- 12) Seltzer SM and Hubbell JH (前越 久監修) : 光子減弱係数データブック, 日本放射線技術学会, (1995).
- 13) Fink RW, Jopson RC, Mark H, et al. : Atomic fluorescence yields, *Review of Modern Physics*, 38(3), pp.513 - 540, (1966).
- 14) Storm E and Israel HI : Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100, *Nuclear Data Tables*, A7, pp.565 - 681, (1970).
- 15) Johns HE and Cunningham JR : The physics of radiology, Thomas, (1974).
- 16) 日本工業規格 (編) : JIS ハンドブック放射線 (能), JIS Z-4520, pp.782 - 901, 日本規格協会, (1994).

第6章 水中における治療用（高エネルギー） γ 線・X線の吸収線量評価

6.1 はじめに

放射線治療で患者に投与される放射線吸収線量は、人体軟部組織と放射線の散乱・吸収がほぼ等価な水中（以下、水ファントムと記す）において、電離箱線量計を用いて測定された Percentage depth dose (PDD), Tissue-maximum ratio (TMR), Off-center ratio (OCR) 等⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾の吸収線量基本データに基づいて計算される。従って、これらの吸収線量基本データの測定・評価には高い精度が要求される。

放射線治療で用いられる高エネルギー γ ・X線に対する吸収線量変換係数（電離箱線量計で得られる電離量から吸収線量への変換係数） C_x ⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾は、測定点における物質の電離ガスに対する平均制限衝突質量阻止能比⁽⁵⁾（以下、質量制限阻止能比と書く） $(\bar{L}/\rho)_{med, gas}$ に依存する。高エネルギー放射線の吸収線量に関する AAPM (American Association of Physicists in Medicine) プロトコル⁽¹⁾は、各エネルギーX線に対して一定値の $(\bar{L}/\rho)_{med, gas}$ を示している。これらの値は2次電子平衡厚以上の深度では、2次電子スペクトルは一定であると仮定して計算された値である。しかし、実際には、照射野の大きさ、水ファントム内の深度などの照射条件、測定点の違いによって2次電子スペクトルは変動し、それに伴って $(\bar{L}/\rho)_{med, gas}$ さらには C_x の値も変動することが予測される。

本章では、より精確な吸収線量変換係数を導出する手法の確立のために、モンテカルロ法を用いて⁶⁰Co γ 線 (1.17 MeV および 1.33 MeV), 4, 6, 10 MV X線 (4, 6, 10 MeV に加速された電子がターゲット物質に衝突して発生する制動X線) を水ファントムに照射した場合、照射野の大きさ、吸収線量評価点の深度の違いによる2次電子スペクトルの変化、およびそれに伴う質量制限阻止能比 $(\bar{L}/\rho)_{med, gas}$ の変化の度合を調査した。

6.2 Bragg-Gray の空洞理論

高エネルギー γ ・X線の吸収線量は、電離箱線量計を用いた電離量の測定値から Bragg-Gray の空洞理論⁽⁶⁾に基づいた計算により求められる。物質中における吸収線量測定の最も基本となっている Bragg-Gray の空洞理論の考え方は次のとおりである。

物質中のある点における吸収線量 D_{med} は、その点に微小な空洞を置き、その電離空洞ガス (質量 m) 中に生じたイオン対の電荷量 Q から次式で近似計算できる。

$$D_{med} = J \cdot W \cdot S \quad (6.1)$$

ここで、 $J=Q/m$

W : 電離ガス中で1イオン対を作るに要する平均エネルギー

S : 電離ガスに対する物質の質量阻止能比

ただし, 空洞内で発生し空洞から射出する2次電子数と, 空洞外で発生し空洞内へ入射する2次電子数が等しくなる「電子平衡」が成立しているという条件が必要である.

Bragg-Grayの空洞理論の概念図を Fig.6.1 に示す.

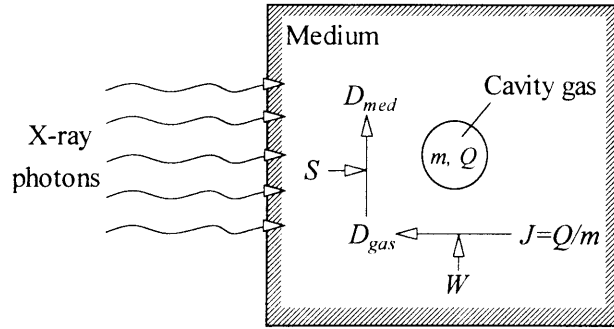


Fig.6.1 Bragg-Grayの空洞理論を表す概念図⁽⁴⁾
Schematic diagram to illustrate the Bragg-Gray cavity theory.⁽⁴⁾

6. 3 質量制限阻止能比の計算方法

6.3.1 基本計算式

高エネルギー γ ・X線のような光子束を照射した時の物質の吸収線量 D は6.2節で述べた Bragg-Grayの空洞理論に基づき, 他因子を含めて次式で計算される⁽¹⁾⁻⁽³⁾.

$$D = M \cdot C_\lambda \cdot N_C \cdot k_1 \cdot P_{ion} \quad (6.2)$$

ここで D : 吸収線量 [Gy]

M : 電離箱線量計の指示値 [C/kg]

C_λ : 吸収線量変換係数 [Gy/C/kg]

N_C : 線量計の校正定数

k_1 : 大気補正係数

P_{ion} : イオン再結合損失補正係数

このうち吸収線量変換係数 C_λ は, 次式で与えられる^{(1), (3)}.

$$C_\lambda = A_c \cdot A_w \cdot (W_{air}/e) \cdot \left(\frac{L}{\rho} \right)_{water, air} \cdot P_d \cdot P_f \quad (6.3)$$

ここで A_c, A_w : 電離箱線量計の壁材質, 形状等で決まる補正係数

W_{air} : 空気中に1イオン対を作るに要する平均エネルギー

e : 電子素量

$(\bar{L}/\rho)_{water,air}$: 質量制限阻止能比 (ここでは物質を水, 電離ガスを空気とする)

P_d : 変位係数

P_f : 電子フルエンス係数

質量制限阻止能比 $(\bar{L}/\rho)_{water,air}$ は次式で計算される.

$$(\bar{L}/\rho)_{water,air} = \frac{\int_0^{E_{max}} \frac{d\phi(E)}{dE} \cdot [L/\rho(E)]_{water} dE}{\int_0^{E_{max}} \frac{d\phi(E)}{dE} \cdot [L/\rho(E)]_{air} dE} \quad (6.4)$$

ここで $d\phi(E)/dE$: 光子と物質との相互作用で発生する2次電子の初期運動エネルギースペクトル (モンテカルロ計算で求める)

$[L/\rho(E)]_{water}, [L/\rho(E)]_{air}$: エネルギーEの電子に対する, 水および空気の制限衝突質量阻止能

$[L/\rho(E)]_{water}, [L/\rho(E)]_{air}$ の値は, ICRU37⁽⁵⁾の Main Table に与えられている総衝突質量阻止能データ $[S/\rho(E)]_{med}$ から換算して用いた. 換算時のカットオフエネルギーは AAPM のデータに従って 10keV とした. 水および空気についての換算係数 $L(T,\Delta)/S(T)$ を Fig.6.2 に示す. 換算後の制限衝突質量阻止能 $L(T,\Delta)/\rho_{water}, L(T,\Delta)/\rho_{air}$ を Fig.6.3 に示す.

電子対生成で生じる陽電子に関しては, その発生率 (全2次電子数に対する割合) が 0.8%未満と非常に少ないので, 陰電子に対する質量阻止能を近似的に用いた.

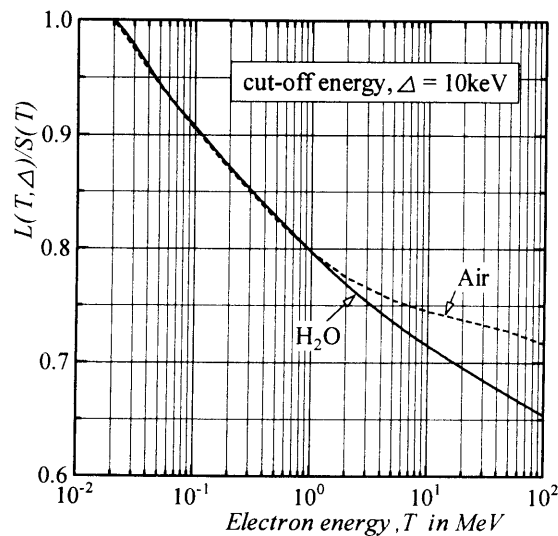


Fig.6.2 総衝突質量阻止能から制限衝突質量阻止能への換算係数
Total collision mass stopping power to restricted stopping power conversion factor. Cited from ICRU37.

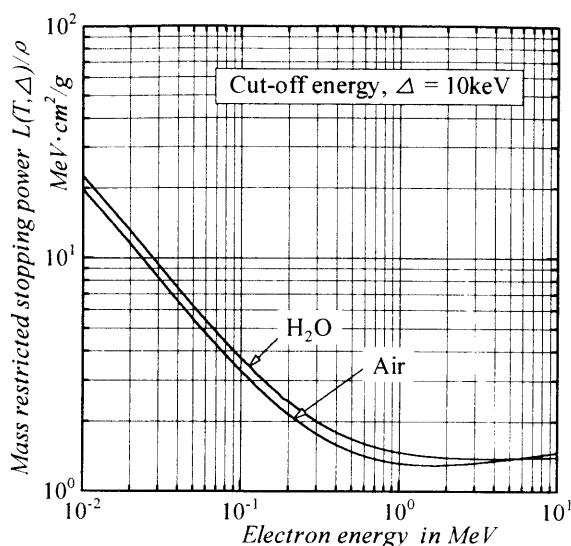


Fig.6.3 水および空気の制限衝突質量阻止能

Graph showing the restricted collision mass stopping power of water and air.

本章では、以下に述べるモンテカルロシミュレーションによって円形照射野の線束中心軸上での2次電子スペクトルを求め、それらを(6.4)式に適用して質量制限阻止能比を計算した⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。

6.3.2 高エネルギーX線スペクトル

モンテカルロシミュレーションで用いる高エネルギーX線スペクトルは、次のようなSchiffの公式⁽¹⁰⁾から近似的に計算することができる。

エネルギー E_0 (静止エネルギー+運動エネルギー) の加速電子に対してエネルギー k の光子を θ 方向へ放出する微分断面積は次式で計算される。

$$\frac{d\sigma(k, x)}{dkdx} = A \cdot \frac{Z^2}{K} \left[\frac{16x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} - \frac{(E + E_0)^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} + \left\{ \frac{E^2 + E_0^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} - \frac{4x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} \right\} \cdot \ln M(x) \right] \quad (6.5)$$

ここで、 A : 定数

Z : ターゲット物質の原子番号

$x = E_0 \theta / \mu$ ($\mu = m_0 c^2$)

$E = E_0 - k$

$$\frac{1}{M(x)} = \left(\frac{\mu k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111(x^2 + 1)} \right)^2$$

(6.5)式を角度 θ について積分すると

$$\frac{d\sigma k}{dk} = A' \cdot \frac{Z^2}{k} \left[\left\{ \frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0} \right\} \left\{ \ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \cdot \tan^{-1} b \right\} + \frac{E}{E_0} \left\{ \frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \tan^{-1} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right\} \right] \quad (6.6)$$

ここで、
$$b = \frac{2E_0EZ^{1/3}}{111\mu k}$$

(6.6)式を用いて計算される光子スペクトルを、平均厚さを種々変化させたフラットニングフィルタ（タングステン製）で濾過した後のスペクトルを計算で求めた。それらを用いモンテカルロ法で各深度、各照射野サイズでの Tissue-Maximum ratio^{(2), (6)}を計算し、標準データ⁽²⁾と最もよく一致するフラットニングフィルタ平均厚での光子スペクトルを本計算に採用した^{(8), (9)}。

計算対象とする光子束のエネルギーは放射線治療で一般に用いられる 4MVX線（電子加速エネルギー 4 MeV）、6 MVX線（同 6 MeV）、10MVX線（同 10MeV）の3種類および ⁶⁰Co γ 線（平均光子エネルギー 1.25MeV の単一エネルギースペクトルとする）とした。計算に採用した高エネルギーX線（4,6,10MV）のフラットニングフィルタ平均厚を Table 6.1 に、それらのエネルギースペクトルを Fig.6.4 に示す。

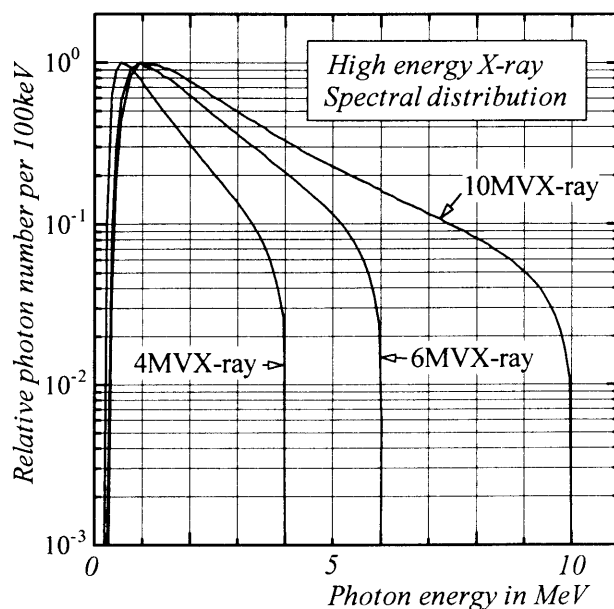


Fig.6.4 Schiff 式から計算された 4, 6, 10MVX線スペクトル。
Graph showing the photon energy spectrum of 4, 6 and 10MVX-ray calculated with the Schiff's formula.

Table 6.1 計算で採用した高エネルギーX線のターゲット物質およびフラットニングフィルタ平均厚
 Target material and average thickness of flattening filter for High energy X-rays applied in this Monte Carlo calculation.

X-ray energy	Target material	Thickness of flattening filter
4MV	Tungsten	5.0 mm Tungsten
6MV	Tungsten	12.5 mm Tungsten
10MV	Copper	15.0 mm Tungsten

6.3.3 シミュレーションモデル

被照射体が側方に無限大の場合，**Fig.6.5**(a) に示すような半径 R の円形平行線束において線束中心軸上で深度 d の点で発生する2次電子スペクトルは，**Fig.6.5**(b)に示すようなペンシルビームで入射させた場合の，深度 d における線束に垂直な半径 R の面上で発生する2次電子を積算したスペクトルに等しいと考えることができる．高エネルギー光子では側方散乱が少ないことより，側方に有限な被照射体においても両者はほとんど等しいものと考えられる．この重ね合わせ原理 (Superposition principle)⁽¹¹⁾ を利用して円形照射野の線束中心における2次電子スペクトルを求めるモデルを設定した．

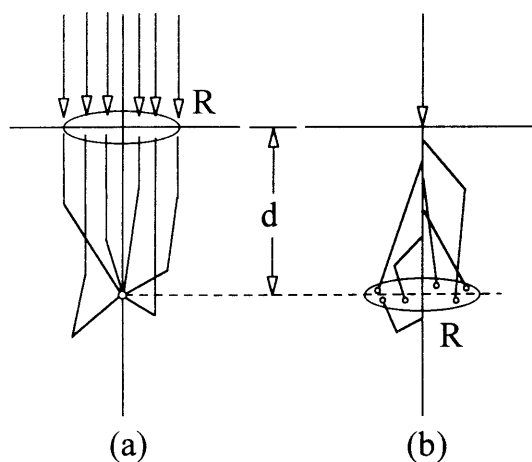


Fig.6.5 重ね合わせ原理
 Diagram to illustrate the superposition principle

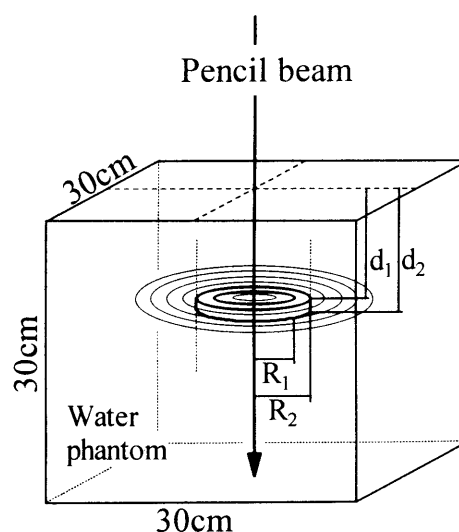


Fig.6.6 シミュレーションモデル
 Diagram to illustrate the model for this Monte Carlo simulation.

シミュレーションモデルを **Fig.6.6** に示す. $30 \times 30 \times 30 \text{cm}$ の立方体の、水ファントムの上面中央に真上からペンシルビームで高エネルギー光子束を入射させ、そのヒストリーを追った. そして水ファントム中に設定した内径 R_1 , 外径 R_2 ($R_2 - R_1 = 1 \text{cm}$), 深度 $d_1 \sim d_2$ ($d_2 - d_1 = 2 \text{cm}$) のリング状容積内で生じた2次電子を、その初期運動エネルギー別にカウントした. 円形照射野の線束中心における2次電子スペクトルは、得られた各リング状容積での2次電子スペクトルを基に、重ね合わせ原理を利用して求めた⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾.

計算の対象とする物質は水および電離箱線量計の壁材に一般に使用されているポリスチレンの2種類, 電離ガスは空気とした. 計算処理した光子ヒストリー数(シミュレーションで入射させた光子数)は各エネルギー光子で300万個である.

6. 4 計算結果

6. 4. 1 2次電子スペクトル

水ファントム中の深度 $2 \sim 4 \text{cm}$ ($d_1=2\text{cm}$, $d_2=4\text{cm}$) および $14 \sim 16 \text{cm}$ ($d_1=14\text{cm}$, $d_2=16\text{cm}$) の各リング状容積内で生じた2次電子の初期運動エネルギー分布を **Fig.6.7**(^{60}Co γ 線), および **Fig.6.8**(10MV X線)に示す. ここには示さないが, 4 MV および 6 MV X線の場合もエネルギー範囲は異なるが **Fig.6.8** に示した 10MV X線とほぼ同様な分布傾向を示した.

リング半径が $0 \sim 1 \text{cm}$ ($R_1 - R_2 = 0 - 1 \text{cm}$) の2次電子スペクトルは, リング径が 1cm 以上のものと比べて明らかに形状が異なっている. これはリング径 $0 \sim 1 \text{cm}$ のスペクトルが入射1次線光子と物質との相互作用で発生する2次電子を含んでいるのに対し, リング径 1cm 以上ではすべて散乱光子と物質との相互作用による2次電子であるためである. 全体的に, リング径が小さいほど, またリング径が同じであれば深度が大きい所ほど高エネルギー成分が増える傾向にある^{(7), (8)}.

半径 R の円形照射野で深度 d の線束中心で生じる2次電子のエネルギー分布 $\Phi_{d,R}$ は, **Fig.6.7**, **Fig.6.8** に示した各リング状容積で発生した2次電子スペクトルデータ $\Phi_{d,r}$ を次式のように積算して求めることができる.

$$\Phi_{d,R} = \int_0^R \Phi_{d,r} dr \quad (6.7)$$

(5.7)式で計算した水ファントム中の深度 $2 \sim 4 \text{cm}$ ($d_1=2\text{cm}$, $d_2=4\text{cm}$) および $14 \sim 16 \text{cm}$ ($d_1=14\text{cm}$, $d_2=16\text{cm}$), 直径 $6, 18, 30 \text{cm}$ ϕ 円形照射野の線束中心における2次電子の初期運動エネルギー分布を **Fig.6.9**(^{60}Co γ 線), および **Fig.6.10**(10MV X線)に示す.

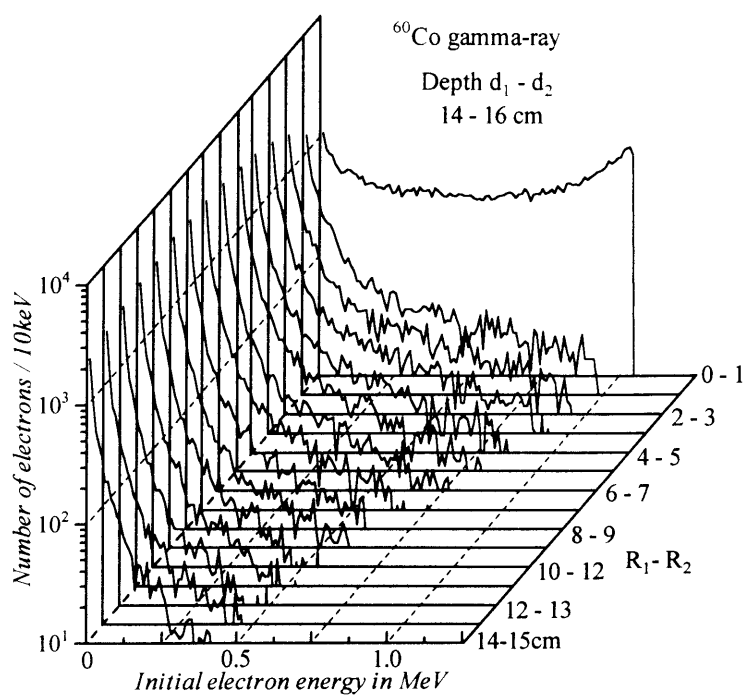
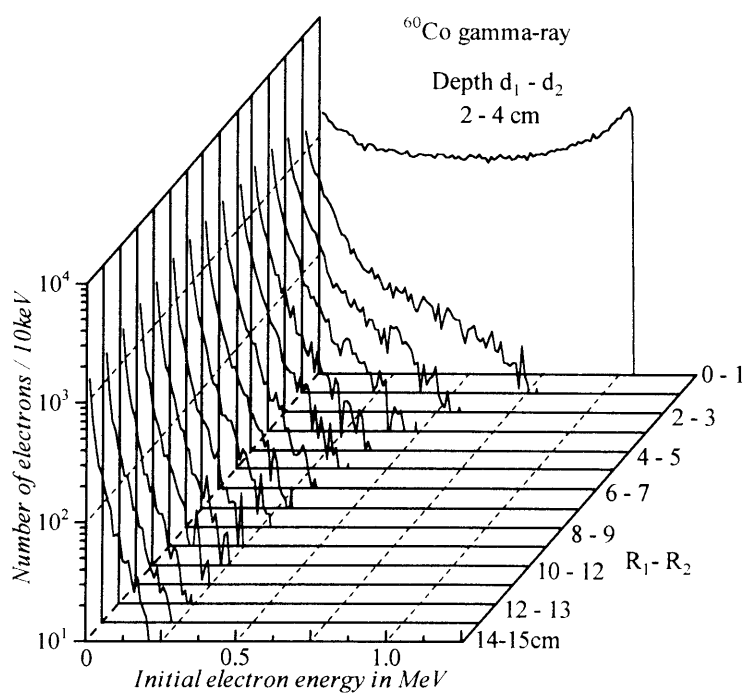


Fig.6.7 半径 $R_1 - R_2$ のリング状容積内で発生した2次電子スペクトル (^{60}Co γ 線)⁽⁷⁾
Spectra of secondary electron which were set in motion in the ring with radius $R_1 - R_2$.
(Cobalt-60 gamma ray)⁽⁷⁾

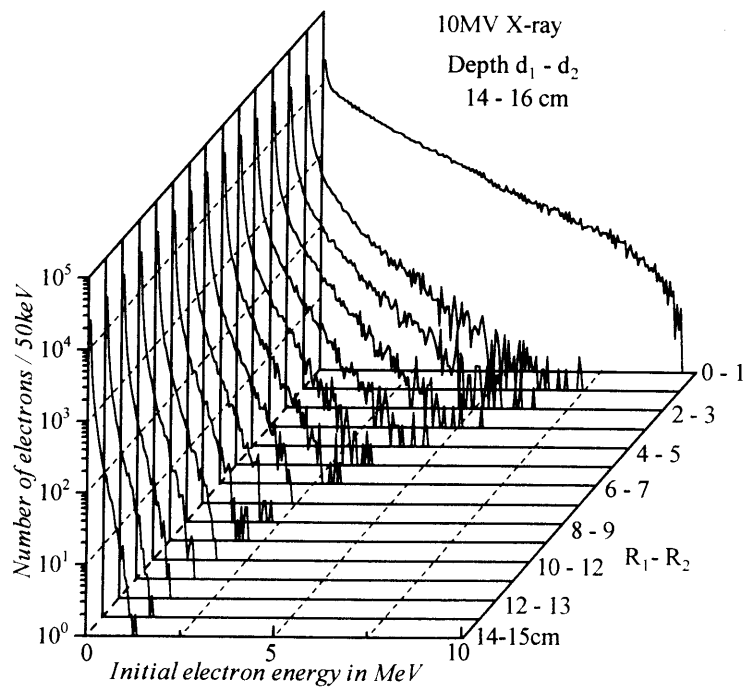
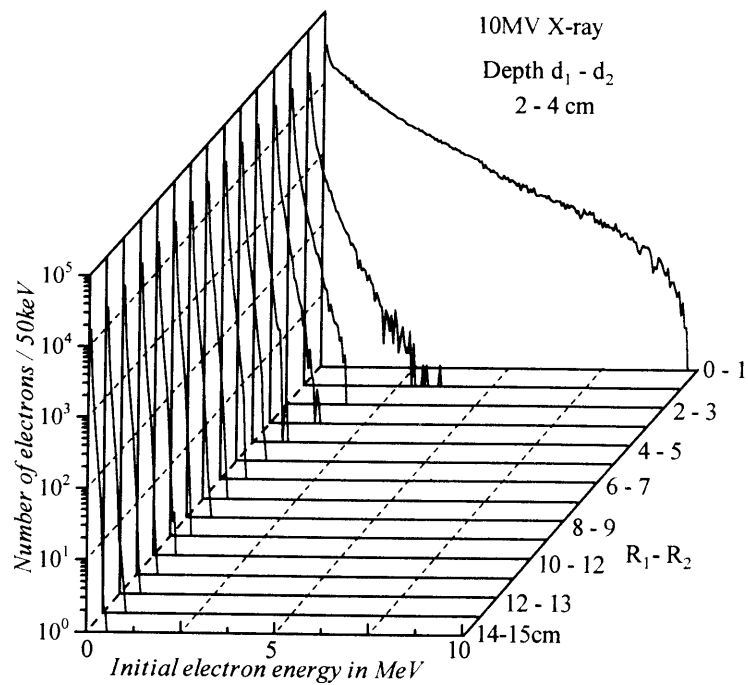


Fig.6.8 半径 $R_1 - R_2$ のリング状容積内で発生した2次電子スペクトル (10MV X線)⁽⁸⁾
Spectra of secondary electron which were set in motion in the ring with radius $R_1 - R_2$.
(10MV X-ray)⁽⁸⁾

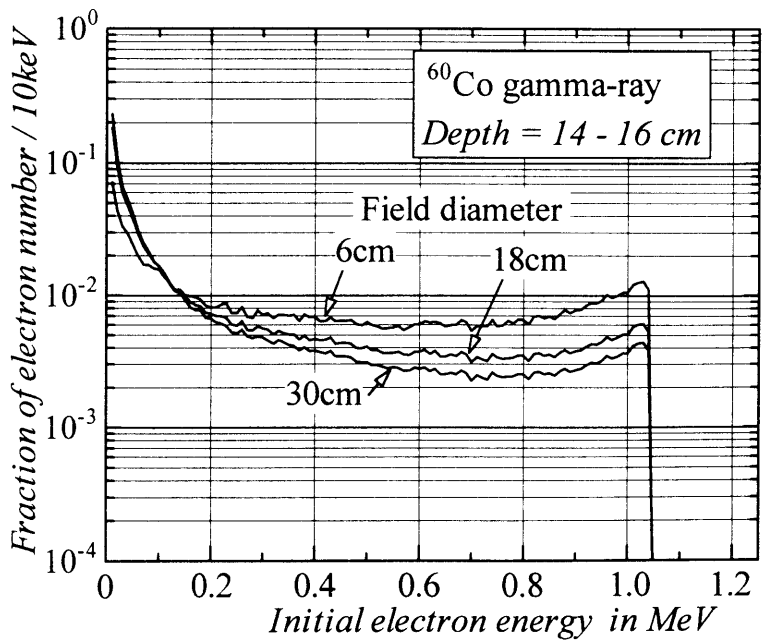
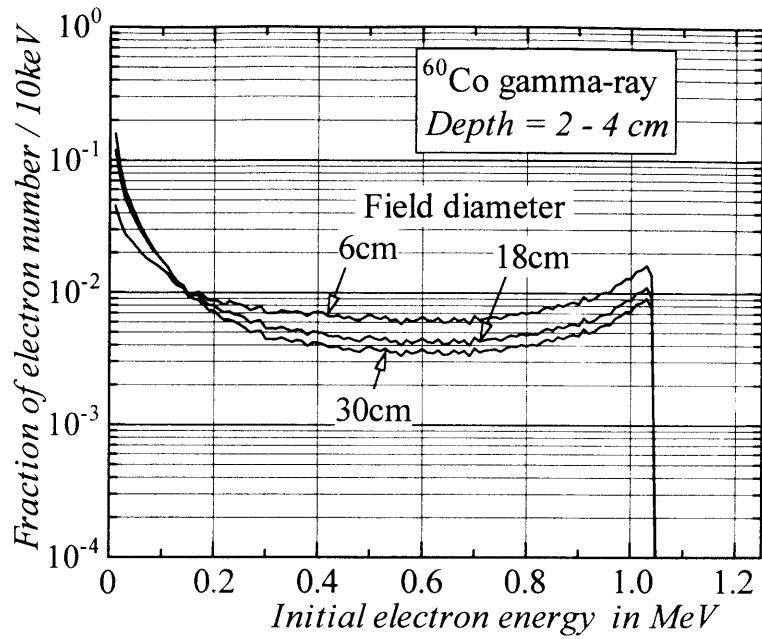


Fig.6.9 円形照射野線束中心における2次電子スペクトル(^{60}Co γ 線)⁽⁷⁾
 Secondary electron spectra on the beam axis of circular fields. (^{60}Co gamma ray)⁽⁷⁾

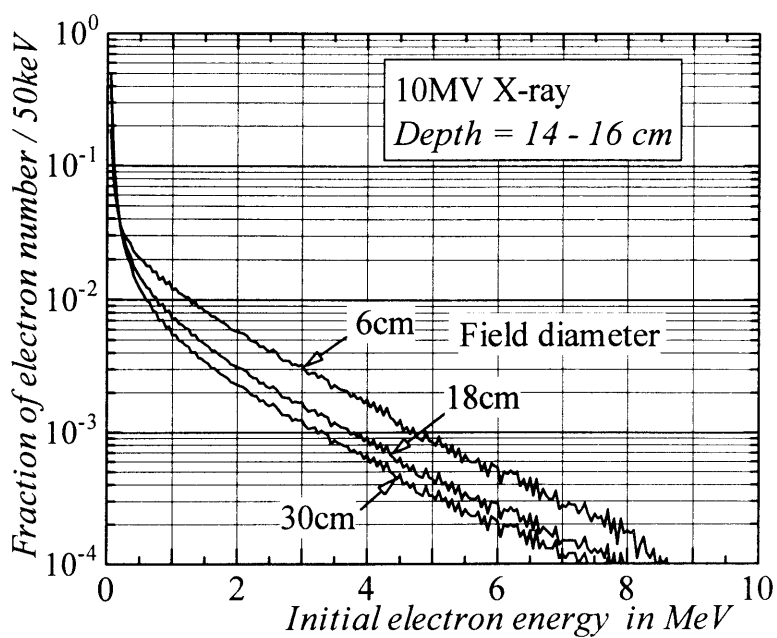
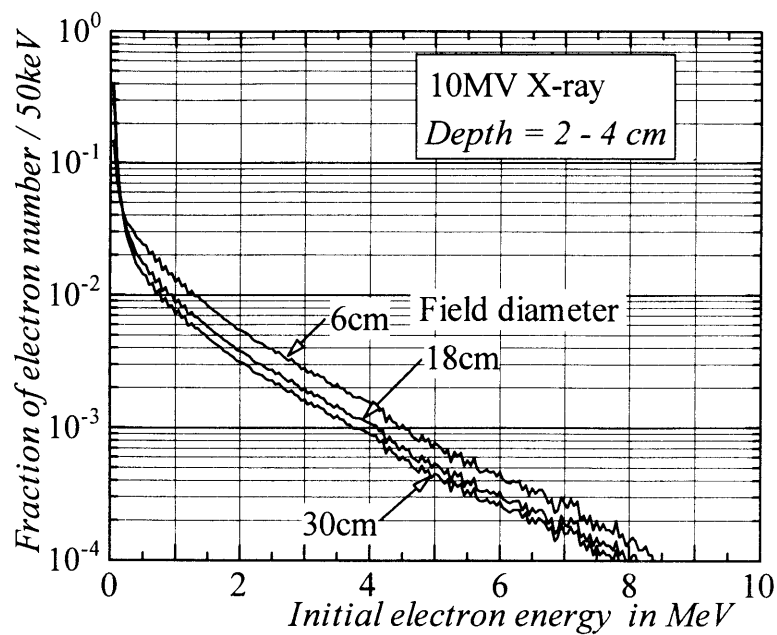


Fig.6.10 円形照射野線束中心における2次電子スペクトル(10MV X線)⁽⁸⁾
Secondary electron spectra on the beam axis of circular fields. (10MV X-ray)⁽⁸⁾

Fig.6.9, Fig.6.10 に示した線束中心における2次電子スペクトル分布は、照射野サイズが大きくなるほど高エネルギー成分が減少し、低エネルギー領域に分布が集中する傾向が見られる。これは照射野サイズが大きいほど散乱線光子数が増大し、線束中心近傍を通過する散乱光子が多くなって、そこで発生する2次電子のエネルギーも相対的に小さくなるためである。この傾向は深度が大きくなるほど顕著になる。このように同じスペクトルを持つ高エネルギー γ ・X線を照射した場合でも、照射野の大きさや被照射体内の深度などによって、光子と物質との相互作用で発生する2次電子の初期運動エネルギー分布は、かなり変化することが明らかとなった。

6.4.2 質量制限阻止能比

前節で求めた円形照射野の線束中心における2次電子スペクトルデータを基にして、(6.4)式を用いて質量制限阻止能比（水/空気，ポリスチレン/空気）を計算した。照射野の半径は0, 2, 4, 6, 8, 10, 15cmの6種類、深度は0cmから30cmまで2cm間隔とした。照射野半径0cmとは、散乱光子を含まない1次線光子と物質との相互作用で発生した2次電子スペクトルのみを計算対象にするという意味を持つものである⁽⁴⁾。

質量制限阻止能比の計算結果を **Table 6.2** (^{60}Co γ 線, 水/空気), **Table 6.3** (^{60}Co γ 線, ポリスチレン/空気), **Table 6.4** (4 MVX線, 水/空気), **Table 6.5** (4 MVX線, ポリスチレン/空気), **Table 6.6** (6 MVX線, 水/空気), **Table 6.7** (6 MVX線, ポリスチレン/空気), **Table 6.8** (10 MVX線, 水/空気), **Table 6.9** (10 MVX線, ポリスチレン/空気) に示す。

Table 6.2 平均制限衝突質量阻止能比 (水/空気). ^{60}Co γ 線
Average mass restricted stopping power ratios (water/air) for ^{60}Co γ -ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{\text{water,air}}$ for ^{60}Co γ -ray, $\Delta=10\text{keV}$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.132	1.136	1.138	1.139	1.140	1.141	1.141
2-4	1.132	1.137	1.139	1.140	1.141	1.141	1.142
4-6	1.132	1.137	1.139	1.141	1.141	1.142	1.142
6-8	1.132	1.137	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
8-10	1.132	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
10-12	1.132	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
12-14	1.132	1.138	1.140	1.142	1.142	1.142	1.143
14-16	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.142	1.143
16-18	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
18-20	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
20-22	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
22-24	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
24-26	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
26-28	1.132	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
28-30	1.132	1.137	1.140	1.141	1.141	1.142	1.142

Table 6.3 平均制限衝突質量阻止能比 (ポリスチレン/空気). ^{60}Co γ 線
Average mass restricted stopping power ratios (polystyrene/air) for ^{60}Co γ -ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{\text{polystyrene,air}}$ for ^{60}Co γ -ray, $\Delta=10\text{keV}$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.107	1.114	1.118	1.120	1.121	1.122	1.123
2-4	1.107	1.115	1.119	1.121	1.122	1.123	1.124
4-6	1.107	1.116	1.120	1.122	1.123	1.124	1.125
6-8	1.107	1.116	1.120	1.122	1.123	1.124	1.125
8-10	1.107	1.117	1.121	1.123	1.124	1.124	1.125
10-12	1.107	1.117	1.121	1.123	1.124	1.125	1.125
12-14	1.107	1.117	1.121	1.123	1.124	1.125	1.125
14-16	1.107	1.118	1.122	1.124	1.124	1.125	1.126
16-18	1.107	1.118	1.122	1.124	1.124	1.125	1.126
18-20	1.107	1.118	1.122	1.124	1.124	1.125	1.126
20-22	1.107	1.118	1.122	1.124	1.125	1.126	1.126
22-24	1.107	1.118	1.122	1.124	1.124	1.125	1.126
24-26	1.107	1.118	1.122	1.123	1.124	1.124	1.125
26-28	1.107	1.117	1.121	1.123	1.124	1.124	1.125
28-30	1.107	1.116	1.120	1.122	1.123	1.124	1.125

Table 6.4 平均制限衝突質量阻止能比 (水/空気). 4 MV X線
Average mass restricted stopping power ratios (water/air) for 4MV X-ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{water,air}$ for 4MV-ray, $\Delta=10keV$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.134	1.137	1.139	1.140	1.141	1.141	1.142
2-4	1.134	1.138	1.140	1.141	1.141	1.142	1.142
4-6	1.133	1.138	1.140	1.141	1.141	1.142	1.142
6-8	1.133	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
8-10	1.133	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
10-12	1.132	1.138	1.140	1.142	1.142	1.142	1.143
12-14	1.132	1.138	1.140	1.142	1.142	1.143	1.143
14-16	1.132	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
16-18	1.131	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
18-20	1.131	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
20-22	1.130	1.138	1.141	1.142	1.142	1.143	1.143
22-24	1.130	1.138	1.140	1.142	1.142	1.143	1.143
24-26	1.129	1.137	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
26-28	1.129	1.137	1.140	1.141	1.142	1.142	1.143
28-30	1.129	1.135	1.139	1.140	1.141	1.142	1.142

Table 6.5 平均制限衝突質量阻止能比 (ポリスチレン/空気). 4 MV X線
Average mass restricted stopping power ratios (polystyrene/air) for 4MVX-ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{polystyrene,air}$ for 4MVX-ray, $\Delta=10keV$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.112	1.117	1.119	1.121	1.122	1.123	1.124
2-4	1.112	1.117	1.120	1.122	1.122	1.124	1.124
4-6	1.111	1.118	1.121	1.123	1.124	1.124	1.125
6-8	1.111	1.118	1.121	1.123	1.124	1.124	1.125
8-10	1.110	1.118	1.122	1.123	1.124	1.125	1.125
10-12	1.110	1.1178	1.121	1.123	1.124	1.125	1.125
12-14	1.109	1.118	1.122	1.124	1.124	1.125	1.126
14-16	1.108	1.118	1.122	1.124	1.125	1.125	1.126
16-18	1.108	1.118	1.122	1.124	1.125	1.125	1.126
18-20	1.108	1.118	1.122	1.124	1.125	1.125	1.126
20-22	1.107	1.118	1.122	1.124	1.125	1.125	1.126
22-24	1.106	1.118	1.122	1.124	1.124	1.125	1.126
24-26	1.106	1.117	1.122	1.123	1.124	1.125	1.125
26-28	1.105	1.116	1.121	1.123	1.124	1.125	1.125
28-30	1.104	1.114	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125

Table 6.6 平均制限衝突質量阻止能比 (水/空気). 6 MV X線
Average mass restricted stopping power ratios (water/air) for 6MV X-ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{water,air}$ for 6MVX-ray, $\Delta=10keV$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.125	1.132	1.136	1.138	1.139	1.139	1.140
2-4	1.125	1.133	1.137	1.139	1.140	1.141	1.141
4-6	1.124	1.133	1.137	1.139	1.140	1.141	1.142
6-8	1.123	1.133	1.138	1.140	1.141	1.141	1.142
8-10	1.123	1.134	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
10-12	1.122	1.134	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
12-14	1.121	1.134	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
14-16	1.121	1.134	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
16-18	1.120	1.134	1.139	1.140	1.141	1.142	1.143
18-20	1.119	1.134	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
20-22	1.119	1.133	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
22-24	1.118	1.133	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
24-26	1.117	1.132	1.138	1.140	1.141	1.142	1.142
26-28	1.117	1.132	1.137	1.139	1.140	1.141	1.142
28-30	1.116	1.129	1.135	1.138	1.139	1.140	1.141

Table 6.7 平均制限衝突質量阻止能比 (ポリスチレン/空気). 6 MV X線
Average mass restricted stopping power ratios (polystyrene/air) for 6MVX-ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{polystyrene,air}$ for 6MVXray, $\Delta=10keV$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.100	1.110	1.115	1.118	1.120	1.121	1.122
2-4	1.100	1.112	1.117	1.120	1.121	1.122	1.123
4-6	1.099	1.112	1.118	1.120	1.122	1.123	1.124
6-8	1.098	1.112	1.118	1.121	1.122	1.123	1.124
8-10	1.097	1.113	1.119	1.121	1.123	1.124	1.125
10-12	1.097	1.113	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
12-14	1.096	1.113	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
14-16	1.095	1.113	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
16-18	1.094	1.113	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
18-20	1.093	1.113	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
20-22	1.093	1.113	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
22-24	1.092	1.112	1.119	1.122	1.123	1.124	1.125
24-26	1.091	1.111	1.118	1.121	1.123	1.124	1.125
26-28	1.090	1.110	1.118	1.121	1.122	1.123	1.124
28-30	1.090	1.107	1.115	1.119	1.121	1.122	1.123

Table 6.8 平均制限衝突質量阻止能比 (水/空気). 10MV X線
Average mass restricted stopping power ratios (water/air) for 10MV X-ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{water,air}$ for 10MVX-ray, $\Delta=10\text{keV}$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.118	1.127	1.133	1.135	1.137	1.138	1.139
2-4	1.117	1.129	1.134	1.137	1.139	1.139	1.141
4-6	1.116	1.129	1.135	1.138	1.139	1.140	1.141
6-8	1.115	1.129	1.136	1.138	1.140	1.141	1.141
8-10	1.114	1.130	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
10-12	1.113	1.130	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
12-14	1.112	1.130	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
14-16	1.110	1.129	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
16-18	1.109	1.129	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
18-20	1.108	1.129	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
20-22	1.107	1.128	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
22-24	1.106	1.128	1.136	1.139	1.140	1.141	1.142
24-26	1.105	1.127	1.135	1.138	1.139	1.141	1.142
26-28	1.104	1.125	1.134	1.137	1.139	1.140	1.141
28-30	1.103	1.122	1.131	1.136	1.138	1.139	1.140

Table 6.9 平均制限衝突質量阻止能比 (ポリスチレン/空気). 10MV X線
Average mass restricted stopping power ratios (polystyrene/air) for 10MVX-ray

Field Radius Depth	$(\bar{L}/\rho)_{polystyrene,air}$ for 10MVX-ray, $\Delta=10\text{keV}$						
	0cm	2cm	4cm	6cm	8cm	10cm	15cm
0-2cm	1.091	1.104	1.111	1.115	1.117	1.119	1.121
2-4	1.090	1.106	1.114	1.118	1.120	1.121	1.122
4-6	1.089	1.107	1.115	1.119	1.121	1.122	1.123
6-8	1.088	1.107	1.116	1.119	1.121	1.122	1.124
8-10	1.086	1.108	1.116	1.120	1.122	1.123	1.124
10-12	1.085	1.108	1.117	1.120	1.122	1.123	1.124
12-14	1.085	1.108	1.117	1.120	1.122	1.123	1.124
14-16	1.083	1.108	1.117	1.120	1.122	1.123	1.124
16-18	1.082	1.107	1.117	1.120	1.122	1.123	1.124
18-20	1.081	1.107	1.117	1.120	1.122	1.123	1.124
20-22	1.079	1.107	1.117	1.120	1.122	1.123	1.124
22-24	1.078	1.106	1.116	1.120	1.122	1.123	1.124
24-26	1.077	1.105	1.115	1.119	1.121	1.123	1.124
26-28	1.076	1.103	1.114	1.118	1.121	1.122	1.123
28-30	1.075	1.099	1.111	1.116	1.118	1.120	1.122

6.5 考察

AAPMが「高エネルギー放射線の吸収線量に関するプロトコル」⁽¹⁾で示している各エネルギーX線に対する質量制限阻止能比 $(\bar{L}/\rho)_{med.gas}$ を **Table 6.10** に示す。

これらのデータは、1次線光子スペクトルから直接的に計算されたものであり(ただし、 ^{60}Co γ 線のみはファントム内散乱線を含んだ光子スペクトルから計算されている)、照射野の大きさ、深度に関係なく一定値となっている。

Table 6.10 AAPMが示している質量制限阻止能比⁽¹⁾
Average mass restricted stopping power ratios given in the AAPM protocol⁽¹⁾

Photon beam	$(\bar{L}/\rho)_{med.gas} \quad \Delta=10\text{keV}$	
	Water/air	Polystyrene/air
^{60}Co γ -ray	1.134	1.113
4 MV X-ray	1.131	1.108
6 MV X-ray	1.127	1.103
10MV X-ray	1.117	1.094

^{60}Co γ 線を除く高エネルギーX線の質量制限阻止能比の計算結果においてAAPMのデータに相当するものは、**Table 6.4**~**Table 6.9**の照射野半径0cm(散乱線を含まない)、深度0~2cmに対する値であり、各エネルギーとも0.5%以下の差異でよく一致している。 ^{60}Co γ 線についてのAAPMのデータは、**Table 6.2**, **Table 6.3**の照射野半径2cm、深度0~2cmの値に相当するものと考えられるが、両者は非常によく一致している。照射野半径0cmの1次線のみによる値とAAPMのデータと比較して、4MV X線に対する値と ^{60}Co γ 線に対する値の大小が逆転しているのは、前述のとおり ^{60}Co γ 線についてのAAPMの値は散乱線を含んだ光子スペクトルに基づいて計算されているためと考えられる。

照射野半径0cmの1次線のみによる値で、 ^{60}Co γ 線が深度に関係なく一定であるのに対し、4, 6, 10MVの高エネルギーX線では深度が大きくなるにしたがって質量制限阻止能比の値が低下している。これは ^{60}Co γ 線が単一エネルギー光子束であるのに対し、高エネルギーX線は**Fig.6.4**に示したように連続スペクトルを持っており、入射X線束が被照射体によって徐々に濾過されて深部ほどX線スペクトルの低エネルギー成分が減少するため、それに伴って2次電子スペクトルの低エネルギー成分も減少するためである。

AAPMプロトコルに示された質量制限阻止能比は、1次散乱光子が最終結果に及ぼ

す影響は無視できるものとして、入射1次線光子スペクトルから直接的に計算されたものである⁽¹²⁾。1次散乱光子の影響を調べるために、別途10MV X線で2次以上の散乱線は無視したシミュレーションを行なった。このシミュレーションで得られた照射野10×10cm、深度10cmの点における2次電子スペクトルから算出した質量制限阻止能比は、計算結果(**Table 6.8**)に示した照射野半径0cm、深度0~2cmの値と約0.5%の差であり、確かに大きな影響を与えるものとは考え難い。しかし、実際の照射では入射する線束が同じエネルギーであっても、照射野サイズおよび線量評価点の深度によっては、2次以上の多重散乱線が多く含まれるため⁽¹³⁾、計算結果に示したように最大2%以上の差が生じており、これらの影響は無視できないものである。

全体的に、照射野半径が大きくなるにしたがって質量制限阻止能比の値は1次線エネルギーに関係なく、ほぼ一定値に近づく傾向にある。これは、散乱線成分が多くなると低エネルギーの2次電子成分が激増するため、高エネルギーの2次電子成分は質量制限阻止能比の値にあまり影響しなくなるためと考えられる。

照射野半径(0cmを除く)が同じであれば、深度が大きくなるにしたがって質量制限阻止能比の値も大きくなるが、射出面に近い領域(深度28~30cm)では深度とともに値が低下する。これは深度が大きくなるにしたがって1次線光子に対する散乱線光子の割合が増加するため⁽¹³⁾であるが、射出面近傍では後方散乱線が減少するため、逆に2次電子スペクトルの低エネルギー成分が減少し、質量制限阻止能比の値が低下するものと考えられる。この傾向は入射線束のエネルギーが大きいほど顕著になる。

6.6 むすび

モンテカルロシミュレーションを用いて高エネルギー γ ・X線照射時の被照射体内における2次電子スペクトルを求め、そのスペクトルデータから水およびポリスチレンの空気に対する質量制限阻止能比を計算した。

入射1次線と物質との相互作用で生じる2次電子のみによる電子スペクトルから計算した質量制限阻止能比は、AAPMプロトコルに示されている値と0.5%以内でよく一致した。しかし円形照射野において多重散乱を考慮した2次電子スペクトルに基づいて得られた質量制限阻止能比は、照射野半径、被照射体内の深度によって変化し、AAPMの値と最大2%以上の差異が見られた。この差異は、そのまま吸収線量の投与誤差につながるものであり、放射線治療効果にまで影響を及ぼす可能性がある。

放射線治療で要求されるトータル誤差±5%未満の線量投与精度を満足するためには、さらに高精度の吸収線量基本データの測定、評価が必要となる。より精確な吸収線量の測定・評価計算には、**Table 6.2~6.9**に示した多重散乱線を考慮した2次電子スペクトルに基づいて計算された質量制限阻止能比を用いるべきである。

第6章の参考文献

- 1) Task Group 21, Radiation therapy committee, AAPM : A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. *Med.Phys.*, 10(6), pp.741 - 771, (1983).
- 2) 日本医学放射線学会物理部会:放射線治療における高エネルギーX線および電子線の吸収線量の標準測定法, 通商産業研究社, (1986).
- 3) 川島勝弘, 星野一雄, 平岡武:放射線治療のための線量測定;その3. 空洞電離箱による吸収線量の測定, 放治システム研究, 3(1), pp.27 - 36, (1986).
- 4) 川島勝弘, 尾内能夫:放射線医学大系 34;放射線物理学, 中山書店, (1984).
- 5) ICRU : Report 37 ; Stopping powers for electrons and positrons. ICRU, Washington DC, (1984).
- 6) Johns HE and Cunningham JR : The physics of radiology, Thomas, (1974).
- 7) 加藤秀起: Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析; ^{60}Co 照射時の2次電子スペクトル, 日放技学誌, 43(1), pp.17 - 23, (1987).
- 8) 加藤秀起: Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析; 10MV X線に対する質量制限阻止能比, 日放技学誌, 43(6), pp.672 - 678, (1987).
- 9) 加藤秀起: 高エネルギーX線に対する質量制限阻止能比, 日放技学誌, 44(11), pp.1602 - 1605, (1988).
- 10) Schiff LI : Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung, *Phys.Rev.*, pp.252 - 253, (1951).
- 11) Kijewski PK, Bjarngard BE and Petti PL : Monte Carlo calculation of scatter dose for small field sizes in a ^{60}Co beam, *Med.Phys.*, 13(1), pp.74 - 77, (1986).
- 12) Cunningham JR and Schulz RJ : On the selection of stopping power and mass energy absorption coefficient ratio for high-energy X-ray dosimetry. *Med.Phys.*, 11(5), pp.618 - 623, (1984).
- 13) 加藤秀起: Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析; 各次散乱線成分の相対比, 日放技学誌, 44(10), pp.1486 - 1491, (1988).

第7章 患者体内における治療用X線の吸収線量評価法

7.1 はじめに

高エネルギーX・ γ 線による放射線治療計画では、直方体の水（以下、水ファントムと記す）中で測定された Tissue - Maximum ratio (TMR), Output factor, Off center ratio (OCR) などの基本データ、およびX線 CT (Computed Tomography) で得られた患者の3次元画像情報を基にして、患者体内で最適な吸収線量分布が得られるような照射方法が立案される。照射方法に基づいて上記の基本データから得られる水ファントム中の吸収線量分布を患者人体内の線量分布に置き換えるための、不均質補正をはじめとする線量計算アルゴリズムは、これまで種々発表されている^{(1)・(7)}。最近では市販の放射線治療計画用コンピュータにも3次元的に散乱線々量を計算するアルゴリズムが組み込まれ、ルーチンの治療計画で3次元線量計算が行えるようになった。

しかし、例えば高エネルギーX線束を用いて肺のような低密度領域を小照射野で照射した場合、低密度領域内での吸収線量は、これらの不均質補正計算で評価される値よりかなり低く、その密度および照射野の大きさに大きく影響されることが報告されている^{(7)・(9)}。また最近注目されているラジオサージェリーに使用されるような数 mm ~ 数 cm ϕ のナロービーム^{(10)・(14)}などでは、ルーチンの線量計算では大きな計算誤差が生じることが知られている。

これは、高エネルギーX線束の場合、1次線光子と物質との相互作用で発生する2次電子の飛程が特に低密度領域で非常に大きくなり、小照射野では線束中心においても、側方向の電子平衡が成立していない状態になるのに対し、現在の線量計算アルゴリズムには2次電子の飛程によるエネルギー伝播 (Electron transport) が考慮されていないためである⁽⁶⁾。

本章では、非電子平衡下で観測される吸収線量の変化特性のメカニズムを解明する。そしてモンテカルロシミュレーションを用いて計算した微分1次線々量という新しい概念を考え、それを応用して上述のような電子平衡が成立していない領域をも含めた高エネルギーX線の1次線々量の評価方法について述べる。

7.2 小照射野における特異現象

Fig.7.1 は、肺を想定したサンドウィッチ型不均質モデル (Fig.7.2) に真上から 10MV X線を照射した時の、線束中心軸上における TMR* をモンテカルロ法で求めたものである⁽¹⁵⁾。ファントムモデルは3層から成っていて第1層は厚さ 3cm の水、肺を想定し

* TMR の定義は Appendix を参照

た第2層は厚さ 15cm で、相対電子密度を 0.2, 0.3 および 1.0 と可変とし、第3層は厚さ 6cm の水を想定している。グラフ横軸は入射表面からの深度、縦軸は TMR である。照射野の大きさを 20×20cm, 10×10cm, 5×5cm, 第2層の密度を 1.0, 0.3, 0.2 とした照射条件で計算した。

照射野 20×20cm では、第2層の密度が小さくなるほど光子の透過率が高くなって深部線量は大きくなる。これは、これまでごく普通に考えられていた変化傾向である。

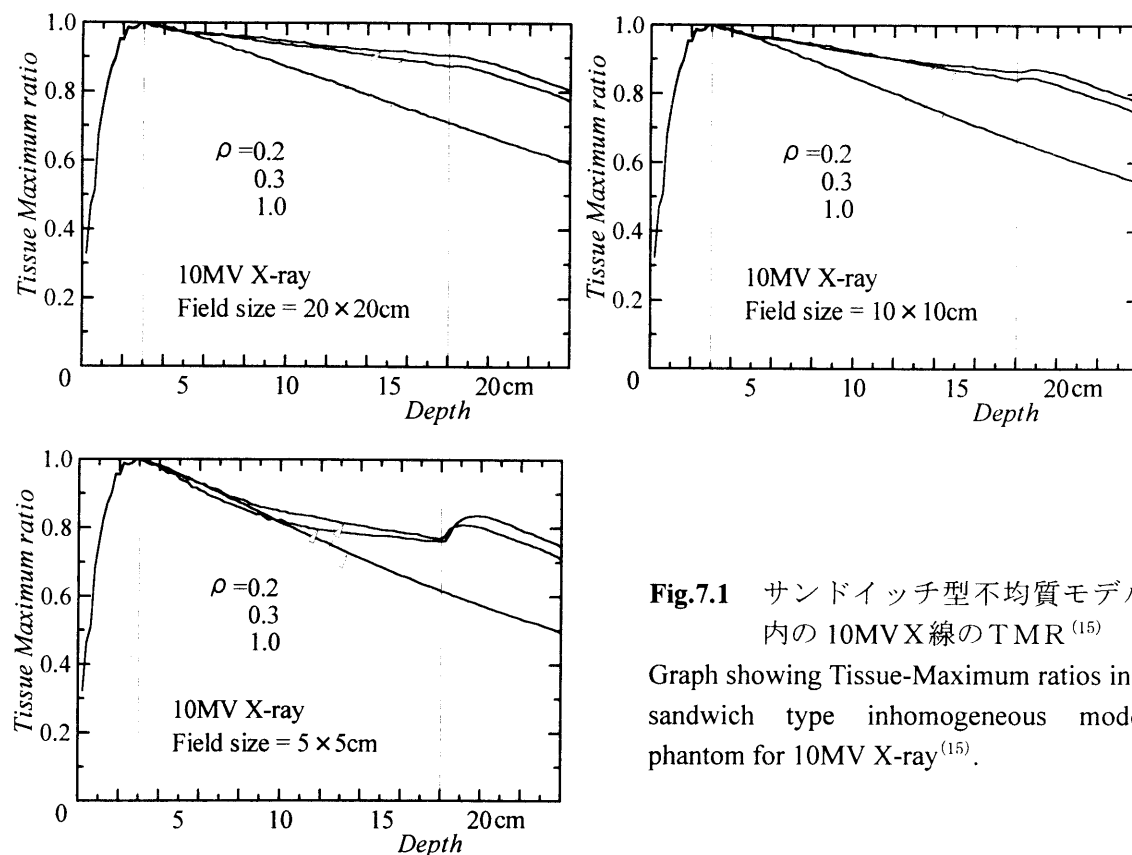


Fig.7.1 サンドイッチ型不均質モデル内の 10MV X 線の TMR⁽¹⁵⁾
Graph showing Tissue-Maximum ratios in a sandwich type inhomogeneous model phantom for 10MV X-ray⁽¹⁵⁾.

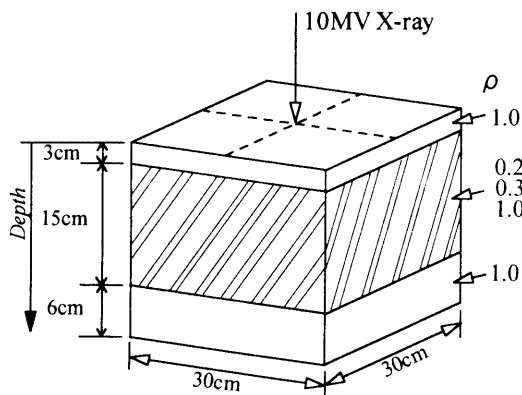


Fig.7.2 深部線量計算用の不均質モデル
The inhomogeneous model for depth doses calculation.

しかし、照射野を小さくしてゆくと、肺を想定した第2層の中で密度が小さいほど深部線量も小さくなり、第3層で re-buildup 現象が起こるようになる。この現象は実測でも確認されているが⁽⁹⁾、通常の放射線治療計画で使用されている線量計算法が想定している概念とは異なるものである。

このような現象が起こる原因を調べてみた。

Fig.7.3 は Fig.7.1 に示した TMR を 1 次線成分と散乱線成分に分離して、第 2 層の密度ごとに表したものである。第 2 層の密度が 1.0 の場合、照射野サイズが小さくなると散乱線々量は減少するが 1 次線々量には変化はない。密度が小さくなると、散乱線々量は密度 1.0 の場合と同様に变化するが、1 次線々量も大きく低下していることが分かる。これにより、肺のような低密度領域を小さな照射野で照射した場合、肺内線量が低下するのは、主に 1 次線々量の変化によるものであることが分かる⁽¹⁵⁾。

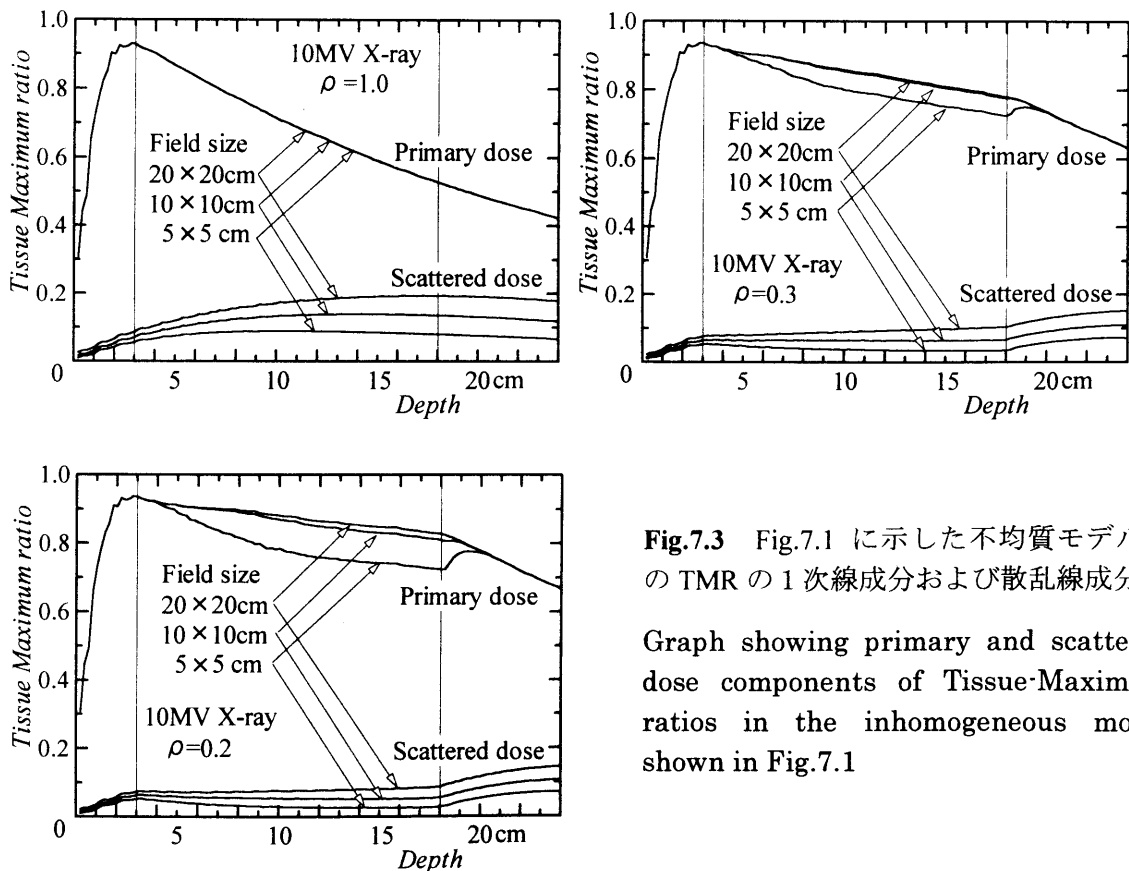


Fig.7.3 Fig.7.1 に示した不均質モデル内の TMR の 1 次線成分および散乱線成分

Graph showing primary and scattered dose components of Tissue-Maximum ratios in the inhomogeneous model shown in Fig.7.1

Fig.7.4 は、10MV X 線で単位面積あたりの入射光子フルエンスを一定にして、照射野サイズを変化させた時の、水ファントム中の深度 5cm の線束中心における吸収線量の変化を示したものである⁽¹⁶⁾。横軸が照射野の直径、縦軸が相対線量で、10×10cm

照射野の吸収線量で正規化してある。

照射野が小さくなってラジオサージェリーで使用されるような数 cm φ 以下の領域になると、線量が急激に低下する現象が起こる。この急激な線量低下は光子エネルギーが高いほど大きな照射野サイズから起こり始めている。

Fig.7.5 は 10MV X線ナロービームの水中での深部線量を 1 次線成分、散乱線成分に分けて表したものである⁽¹⁶⁾。横軸は深度、縦軸は Percentage Depth dose (PDD)* で、10×10cm 照射野の最大値で正規化してある。散乱線々量は照射野が小さくなると漸次小さくなってゆき、やがて 0 に近づく。1 次線々量は 3cm φ までは変化せず、それ以下になると急に低下し始めている。

このような照射野サイズによる 1 次線々量の変化は、1 次線光子の相互作用で発生する 2 次電子の飛程に関するものと考えられる。

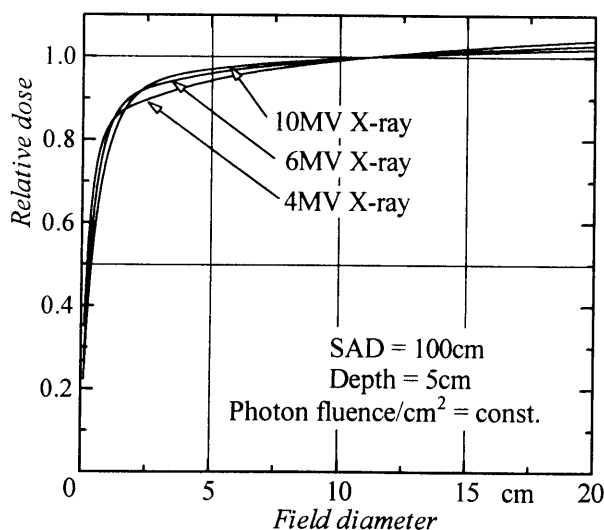


Fig.7.4 照射野サイズ変化に対する水深 5cm における吸収線量の変化⁽¹⁶⁾

Graph showing the variation of doses at 5cm depth in water with beam sizes⁽¹⁶⁾.

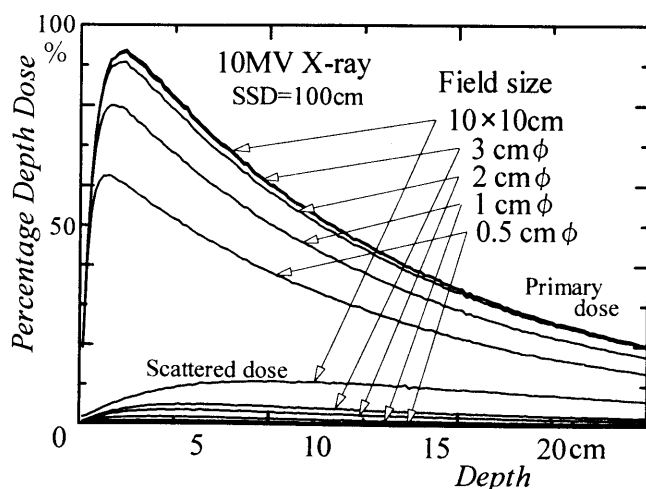


Fig.7.5 10MV X線ナロービームで照射された水中深部線量率の 1 次線成分および散乱線成分の変化⁽¹⁶⁾

Graph showing the variation of primary and scattered dose components of the percentage depth doses in water irradiated by 10MV X-ray narrow beams⁽¹⁶⁾.

* PDD の定義は Appendix を参照

7.3 高エネルギーX線照射時の2次電子平衡

ここで、高エネルギーX線照射時の2次電子平衡について考えてみる。Fig.7.6は光子と物質との相互作用で発生する2次電子の飛程を、線束と平行方向および直交方向に分け、単純化した模式図で表したものである⁽¹⁷⁾。

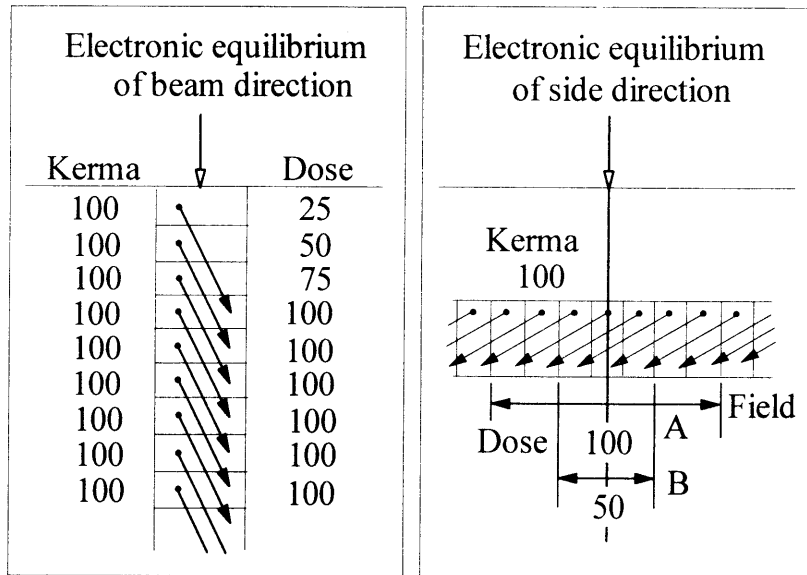


Fig.7.6 X線束と平行方向（左）および直交方向（右）の2次電子平衡⁽¹⁷⁾

Schematic diagram to illustrate the electron equilibrium phenomenon in direction of parallel (left hand) and perpendicular (right hand) to the X-ray beam⁽¹⁷⁾.

まず、線束平行方向（Fig.7.6 左）について見る。入射した光子の減衰を考えないものとして、線束に沿った各単位容積内における1次線光子に起因する Kerma* (Kinetic Energy Released in the Material)⁽¹⁸⁾（以下1次線 Kerma と記す）を100と仮定する。2次電子の線束方向の飛程を単位容積4つ分とし、電子の運動エネルギーは4つの容積に均等に付与されるものとする。1番目の容積の吸収線量は、その容積内で発生した電子のみからエネルギー付与があり、25となる。2番目の容積では、1番目の容積で発生した電子と2番目の容積で発生した電子からエネルギー付与を受け、吸収線量は50となる。同様にして3番目は75、4番目以降の容積の吸収線量は100となり Kerma と等しくなる。このようにして線束方向の2次電子平衡は成立し、入射表面

* Kerma の定義は Appendix を参照

近傍の buildup 現象が起こることは一般によく知られている。

同様に、線束に直交方向 (Fig.7.6 右) について考えてみる。今度は単位容積を横方向に区切り、各容積の1次線 Kerma を 100、電子の横方向の飛程を単位容積4つ分とし、電子エネルギーは4つの容積に均等に付与されるものとする。線束中心に位置する容積の線量についてみると、照射野が A で示した範囲以上であれば、4つの単位容積で発生した電子からエネルギー付与があり、吸収線量は 100 となり、横方向の電子平衡が成立する。しかし、照射野を小さくして B で示した大きさとした場合、線束中心の吸収線量は、2つの単位容積で発生した電子からのみエネルギー付与があるだけで、吸収線量としては 50 に低下してしまう。

この現象が、Fig.7.3, Fig.7.5 で示した1次線々量低下の原因であり、2次電子の横方向飛程より小さい照射野では、線束中心軸上において横方向の電子平衡が成立していない状態となるためであることが分かる。

7. 4 非電子平衡を考慮した3次元線量計算

現在、放射線治療計画装置で使われている線量計算アルゴリズムは多種類あり、Equivalent TAR 法など3次元計算法も日常的に使用されている。しかし、これらは散乱線々量のみを3次的に評価するものであって、先に示したような1次線光子による2次電子の3次的なエネルギー伝播に起因する現象を捉えることはできない。

そこで、2次電子のエネルギー伝播を考慮した線量計算アルゴリズムの構築を目的に、微分1次線々量という新しい概念を考え、それを利用した3次元線量計算法を考案した。

7.4.1 微分1次線々量の定義

Fig.7.7 に示すように1次線光子束が水ファントム (相対電子密度を 1.0 とする) 中のある一点 (x_0, y_0, z_0) で相互作用を起こした時、その点からいろいろな方向へ向かって2次電子が発生する。相互作用点で発生した2次電子およびそれに付随して発生した δ 線、制動放射線によってファントム中の任意点 (x_i, y_i, z_i) における微小容積に付与されるエネルギーを微分1次線々量⁽¹⁵⁾ (differential primary dose) と定義し、

$P_D(x_i, y_i, z_i)$ もしくは $P_D(R_i, z_i)$ と表記する。ただし $R_i^2 = x_i^2 + y_i^2$ とする。

ある相互作用点に対する物質中の全ての微小容積の微分1次線々量の合計は、その相互作用点 (x_0, y_0, z_0) における1次線 Kerma に等しい。微分1次線々量は、この相互作用点における1次線 Kerma を 1.0 として規格化する。

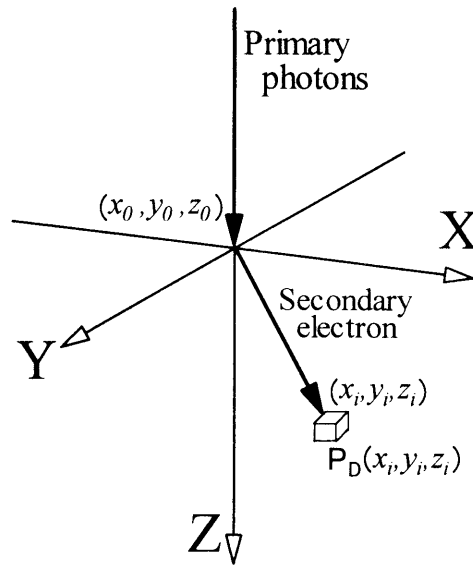


Fig.7.7 微分1次線々量の定義

Schematic diagram to illustrate the definition of the differential primary dose

7.4.2 微分1次線々量の計算

前節で定義した微分1次線々量データを、モンテカルロ法を用いて計算した。1次線光子束は4, 6, 10MVX線とし、その光子スペクトルはSchiff公式⁽¹⁹⁾を用いて計算した。1次線スペクトルは、物質中の深度によって変化し、それに伴い微分1次線々量も変化するので、ここでは専断的に水中深度5cm透過後のスペクトルをもってX線光子フルエンスのスペクトルとした。さらに、相互作用点で相互作用を起こす光子スペクトルは上述のごとく計算した光子フルエンススペクトルに各光子エネルギーに対する物質（水）の相互作用断面積をWeighting factorとして乗じたものとなる⁽¹⁵⁾。

電子対生成が起こる確率は10MVX線の場合で約2%と小さい(4, 6 MVX線ではさらに少ない)ので、相互作用点で起こる相互作用の種類は、非弾性散乱のみとした。相互作用点における光子散乱角度の確率分布および散乱後の光子エネルギーを、Klein-Nishinaの式をIncoherent scattering function⁽²⁰⁾で補正した式を用いて、散乱角度0.5度ごとに計算し、Systematic sampling法⁽²¹⁾により光子散乱角に対応する2次電子の初期散乱角度および初期運動エネルギーを求めた。2次電子の軌跡は、その飛程を多数の直線状の小区間に分割し、各区間点ごとでの電子の散乱角度をサンプリングすることにより追跡した。小区間の分割および散乱角度はMoliere理論を補正し

た Bethe 理論⁽²¹⁾に基づいて決定した。2次電子のエネルギー損失に伴うδ線および制動放射線は、今回の水という物質を考えればそのエネルギーがかなり低いことから、これらの発生は考慮せず、1次線光子と物質との相互作用で発生した2次電子のエネルギー損失のみによってエネルギーが伝播されるものとした。各小区間で失われるエネルギーは、その小区間に均等に付与されるものとして処理した。

Fig.7.8 に示すように、X線束中心を中心軸とし、内径と外径の差2 mm、厚さ2 mmの各リング状容積の中に付与されたエネルギーを各リングごとにカウントした。カウント時、付与エネルギーに当該角度に散乱される確率を Weighting factor として乗じた。ここでカウントされたエネルギー P_E は、上記の定義により

$$P_E(x, y, z) = 2\pi\sqrt{x^2 + y^2} \cdot P_D(x, y, z) \quad (7.1)$$

で表すことができる。

2次電子のヒストリー数は、0.5度ごとの Systematic sampling 法で決定された各光子散乱角度について2万個とし、総計720万個とした。

計算された微分1次線々量データ ($2\pi R \cdot P_D(R, z)$ で表示) を Fig.7.9, Table 7.1 (4 MV X線), Table 7.2 (6 MV X線), Table 7.3 (10 MV X線) に示す。

Table 7.1, 7.2, 7.3の横方向パラメータ R は、線束中心からの距離 $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ を表す。

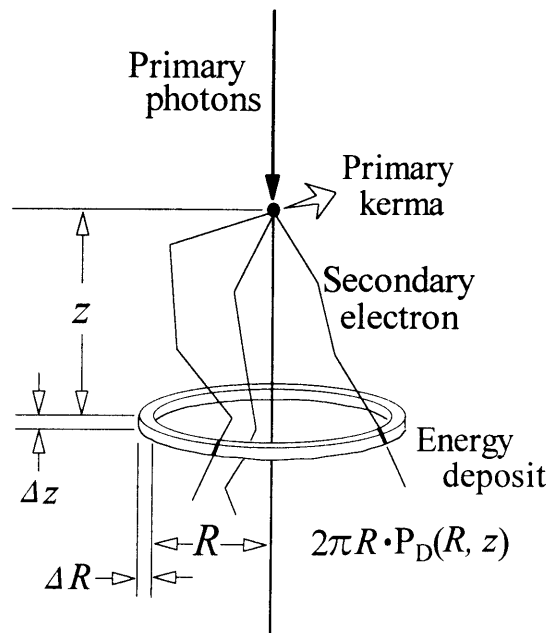


Fig.7.8 微分1次線々量データ計算のためのリング状容積のジオメトリ
Geometrical diagram to illustrate the unit ring, in which energy deposit were scored for obtaining the differential primary dose data.

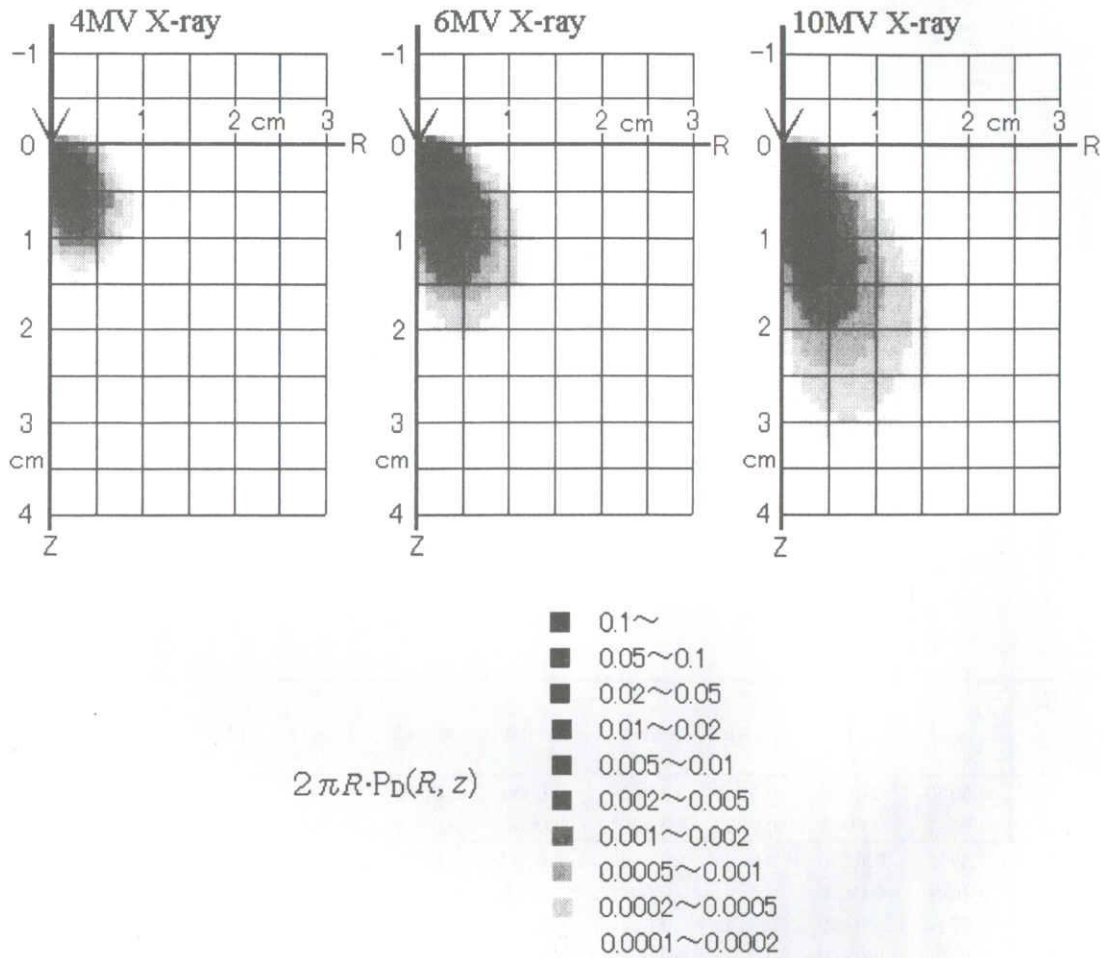


Fig.7.9 4, 6, 10MV X線の微分1次線々量の分布図
Distribution of the differential primary dose for 4, 6, and 10MV X-rays.

Table 7.1 4 MV X線の微分1次線々量
The differential primary dose for 4MV X-ray

Z mm	R									
	0~2 mm	2~4	4~6	6~8	8~10	10~12	12~14	14~16	16~18	18~20
-4~-2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
-2~0	0.0028	0.0010	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0~2	0.5458	0.0221	0.0026	0.0004	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2~4	0.1594	0.0489	0.0085	0.0016	0.0003	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
4~6	0.0534	0.0405	0.0119	0.0028	0.0006	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6~8	0.0185	0.0229	0.0102	0.0030	0.0007	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8~10	0.0065	0.0107	0.0063	0.0023	0.0005	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10~12	0.0022	0.0042	0.0029	0.0012	0.0003	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12~14	0.0007	0.0013	0.0010	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14~16	0.0001	0.0003	0.0002	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
16~18	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

Table 7.2 6 MV X線の微分1次線々量
The differential primary dose for 6MV X-ray

Z mm	R									
	0~2 mm	2~4	4~6	6~8	8~10	10~12	12~14	14~16	16~18	18~20
-4~-2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
-2~0	0.0021	0.0010	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0~2	0.3712	0.0190	0.0028	0.0007	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2~4	0.1601	0.0459	0.0094	0.0022	0.0006	0.0002	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
4~6	0.0714	0.0460	0.0149	0.0044	0.0013	0.0004	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
6~8	0.0322	0.0340	0.0158	0.0059	0.0020	0.0006	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000
8~10	0.0149	0.0219	0.0134	0.0061	0.0025	0.0009	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000
10~12	0.0071	0.0129	0.0099	0.0054	0.0025	0.0010	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000
12~14	0.0035	0.0072	0.0065	0.0041	0.0021	0.0009	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000
14~16	0.0018	0.0040	0.0040	0.0028	0.0015	0.0007	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000
16~18	0.0009	0.0021	0.0022	0.0017	0.0010	0.0004	0.0002	0.0000	0.0000	0.0000
18~20	0.0004	0.0010	0.0011	0.0009	0.0005	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
20~22	0.0002	0.0004	0.0005	0.0004	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
22~24	0.0001	0.0001	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
24~26	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

Table 7.3 10MV X線の微分1次線々量
The differential primary dose for 10MV X-ray

Z mm	R mm	0~2	2~4	4~6	6~8	8~10	10~12	12~14	14~16	16~18	18~20
-4~-2		0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
-2~0		0.0016	0.0008	0.0003	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0~2		0.2788	0.0148	0.0026	0.0007	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2~4		0.1358	0.0360	0.0081	0.0022	0.0007	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
4~6		0.0699	0.0383	0.0129	0.0042	0.0015	0.0005	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000
6~8		0.0376	0.0313	0.0144	0.0058	0.0023	0.0009	0.0003	0.0001	0.0001	0.0000
8~10		0.0208	0.0238	0.0134	0.0065	0.0030	0.0013	0.0005	0.0002	0.0001	0.0000
10~12		0.0118	0.0174	0.0117	0.0065	0.0033	0.0016	0.0008	0.0004	0.0002	0.0001
12~14		0.0069	0.0122	0.0096	0.0061	0.0034	0.0018	0.0009	0.0005	0.0002	0.0001
14~16		0.0042	0.0083	0.0075	0.0052	0.0032	0.0018	0.0010	0.0005	0.0003	0.0001
16~18		0.0026	0.0057	0.0057	0.0043	0.0029	0.0018	0.0010	0.0005	0.0003	0.0002
18~20		0.0016	0.0039	0.0043	0.0035	0.0025	0.0016	0.0010	0.0006	0.0003	0.0002
20~22		0.0011	0.0026	0.0031	0.0027	0.0021	0.0014	0.0009	0.0006	0.0003	0.0002
22~24		0.0007	0.0017	0.0022	0.0021	0.0017	0.0012	0.0008	0.0005	0.0003	0.0002
24~26		0.0003	0.0012	0.0015	0.0016	0.0013	0.0010	0.0007	0.0004	0.0003	0.0002
26~28		0.0002	0.0008	0.0011	0.0011	0.0010	0.0008	0.0006	0.0004	0.0002	0.0001
28~30		0.0001	0.0005	0.0007	0.0008	0.0007	0.0006	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001
30~32		0.0000	0.0004	0.0005	0.0005	0.0005	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001
32~34		0.0000	0.0002	0.0003	0.0003	0.0003	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000
34~36		0.0000	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000
36~38		0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
38~40		0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

7.4.3 人体内の1次線々量評価計算法

微分1次線々量の定義において、A点からB点にある微小容積内への微分1次線々量と、A点にある微小容積内からB点への微分1次線々量は等しいと考えることができる。

Fig.7.10 左図の水ファントムにおいて、A点の1次線 Kerma を K_A 、A点の微小容積内を相互作用点とした時、B点に対する微分1次線々量を $P_{D,A \rightarrow B}$ とすると、B点のA点微小容積内で発生した2次電子に起因する1次線々量成分 $D_{A \rightarrow B}$ は次式で計算できる。

$$D_{A \rightarrow B} = K_A \cdot P_{D,A \rightarrow B} \tag{7.2}$$

Fig.7.10 右図に示した不均質物質において、線量計算点Bを中心にして被照射容積を3次元的に密度尺度理論 (Density scaling theorem) *を用いて、相対電子密度 1.0

* 密度尺度理論の考え方は Appendix を参照

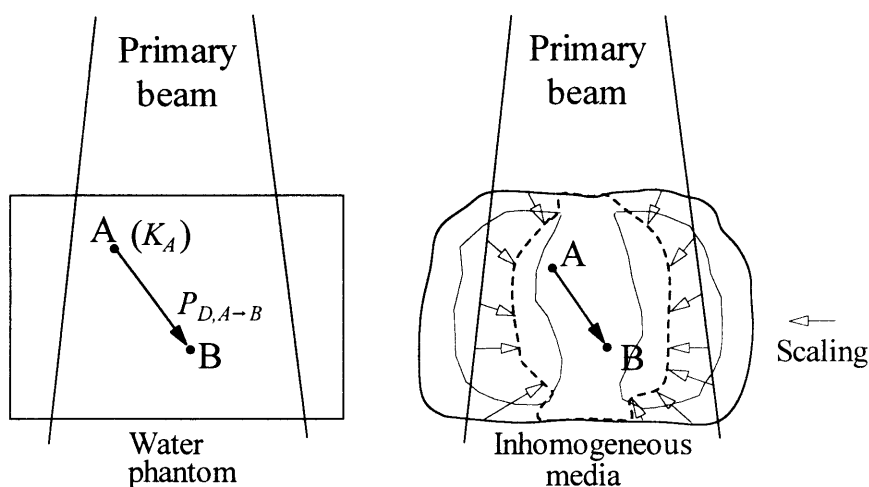


Fig.7.10 水ファントムおよび不均質体内の1次線々量計算法
Schematic diagram to illustrate the calculation method of primary doses in a water phantom and in an inhomogeneous media.

の容積（点線で示した領域）に変換する^{(1)・(3)・(5)}。変換後の容積内の任意点 (x, y, z) における1次線 Kerma を $K(x, y, z)$ ，この微小容積から計算点 P への微分1次線々量を $P_D(x, y, z)$ とすると，計算点 P の (x, y, z) 点微小容積内で発生する2次電子に起因する1次線々量 $D(x, y, z)$ は，(7.2)式と同様に

$$D(x, y, z) = K(x, y, z) \cdot P_D(x, y, z) \quad (7.3)$$

で表される。

従って，計算点 P の1次線々量 D_p は，相対電子密度 1.0 に変換した容積全体について(7.3)式を積算することにより求めることができる。

$$D_p = A \cdot \beta \cdot \int_z \int_y \int_x K(x, y, z) \cdot P_D(x, y, z) dx dy dz \quad (7.4)$$

ここで A : 定数

β : 吸収線量-Kerma 比

$K(x, y, z)$: 1次線 Kerma

(4, 6, 10MVX線の1次線 Kerma を Fig.7.11 に示す)

10MVX線をナロービームで照射した時の TMR を(7.4)式を利用して計算し，直接モンテカルロ法で計算したデータとの比較を Fig.7.12 に示す。縦軸の TMR は単位面積あたりの入射光子フルエンスを一定として， $10 \times 10\text{cm}$ 照射野の最大線量で正規化しており，1次線成分だけを表示している。 β の値は深度などによって変化するが，

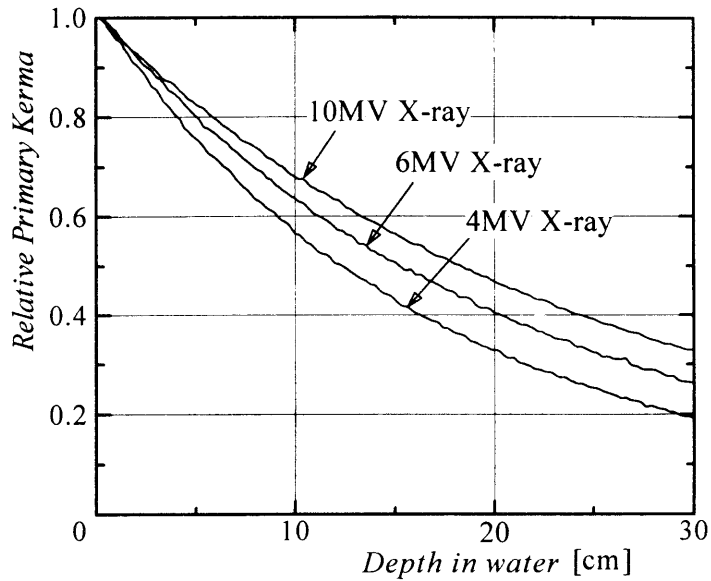


Fig.7.11 4, 6, 10MV X線の1次線 Kerma
Graph showing the primary kerma for 4, 6 and 10MV X-rays.

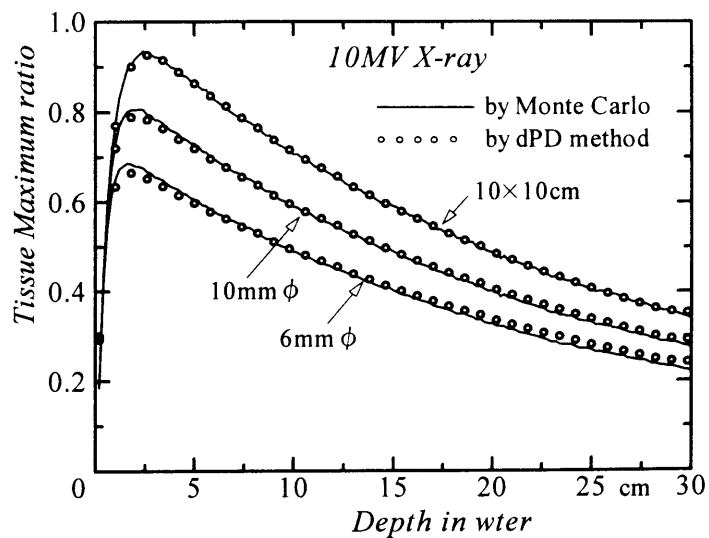


Fig.7.12 10MV X線ナロービームで照射された水ファントム中での TMR (1次線成分)
Graph showing primary dose components of the TMR in water phantom irradiated by 10MV X-ray narrow beams.

Sibata 等⁽²²⁾のデータの平均的な値 1.015 一定として計算した。

微分1次線々量データを用いて計算された TMR 値は、直接モンテカルロ法で計算された値に非常によく一致しており、入射表面近傍の buildup 現象や、小照射野に伴う線量低下をよく捉えている。

Fig.7.2 に示した肺を想定した三層から成るサンドウィッチ型不均質モデルに真上から 10MV X線を照射した時の、線束中心軸上における1次線々量を(7.4)式を利用して計算し、直接モンテカルロ法で計算したデータとの比較を Fig.7.13 に示す。肺を想定した第2層の相対電子密度を 0.2, 0.3, 0.4 とし、照射野サイズは 2 cm ϕ , 4 cm ϕ , 6 cm ϕ の平行ビームとした。実線が直接モンテカルロ法で計算した値、点が微分1次線々量を用いた計算法によるものである。

第1層と第2層の境界および第2層と第3層の境界の後方で最大 5%程度の誤差が生じているものの、第2層における線量低下や第3層入射面における re-buildup 現象など、1次線々量の全体的な変化をほぼ正確に捉えていることが分かる。

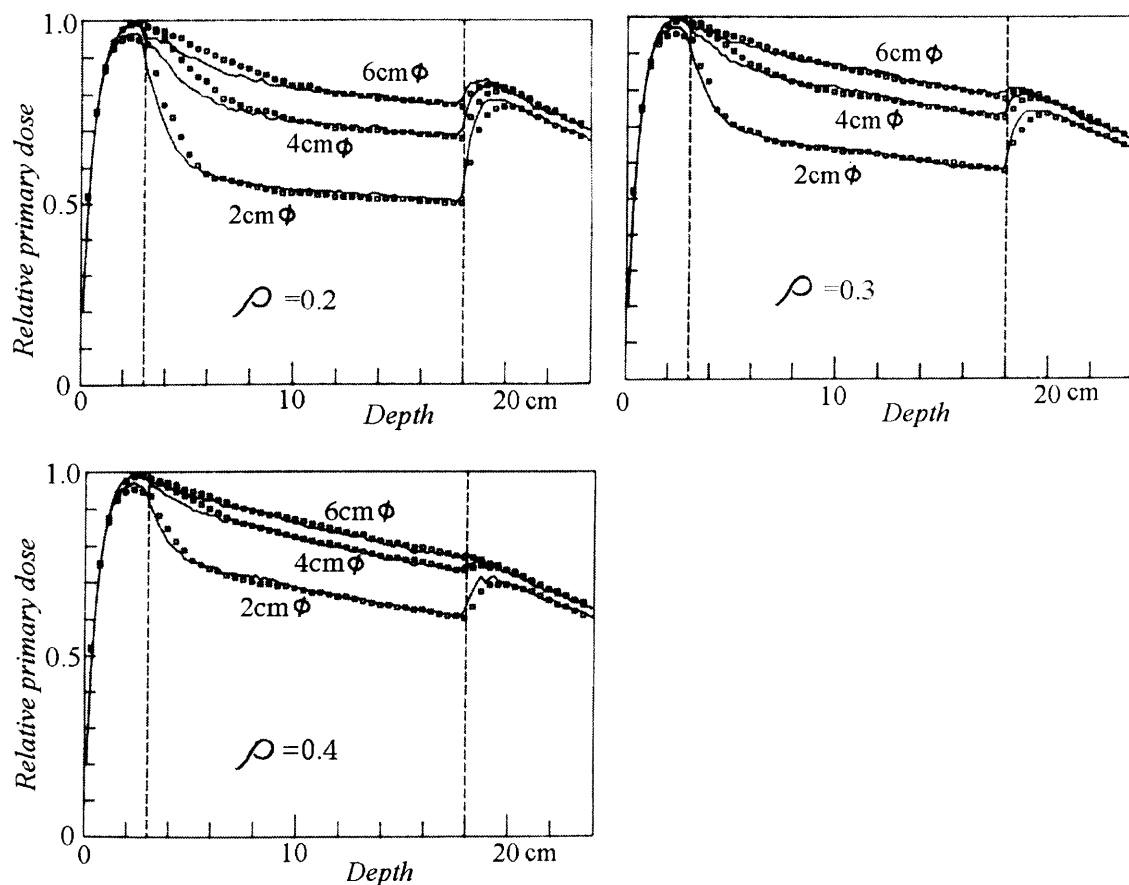


Fig.7.13 モンテカルロ法で求めた 10MV X線照射時の不均質体内の1次線々量

(実線) と微分1次線々量を用いて計算された1次線々量 (ドット)

Graph showing primary doses in inhomogeneous media irradiated by 10MV X-ray, calculated by means of the Monte Carlo simulation (solid line) and by means of the differential primary dose (dot).

7. 5 考 察

7.5.1 微分1次線々量について

Fig.7.9 に示した高エネルギーX線の微分1次線々量分布図を見ると、10MV X線では線束に対して側方向に約1.6cmまで分布が広がっている。従って10MV X線の場合、相対電子密度 ρ の水等価物質に対して照射野半径が $1.6/\rho$ cm以上の照射野であれば、線束中心において側方向の2次電子平衡が成立し、1次線々量は側方向について飽和する。逆に、半径は $1.6/\rho$ cm未満であれば、いわゆるPartial build-up⁽²³⁾になり、1次線々量は不飽和状態となって線量低下が起こることが分かる。

また、10MV X線の入射面における電子平衡は、通常約2.5cm以上で成立するのに対し、微分1次線々量分布は前方約3.4cmまで広がっている。しかし線束方向（縦方向）の場合、深度とともに起こる1次線 Kerma の減少を考慮して計算すると、**Fig.7.12** に示したごとく入射面では約2.5cm以上の深度で縦方向の2次電子平衡が成立することが分かる。

今回の微分1次線々量は、深度5cmにおけるX線スペクトルを基に計算した。深度を大きくして計算すれば、スペクトルの高エネルギー成分が相対的に増加するため、微分1次線々量の前方への広がりが大きくなり、側方への広がりは小さくなる。深度を浅くして計算すれば、逆の傾向となる。今回使用した入射X線スペクトルを使って、水ファントム中の種々の条件（照射野サイズ、深度）でのTissue-Maximum ratio (TMR) を計算し、標準データ⁽²⁴⁾と比較すると、10MV X線で誤差 $0.88 \pm 0.41\%$ であった。しかし本来、入射X線スペクトルは照射野内において均一ではなく、また照射野サイズによってコリメータなどから混入する散乱線量も異なり、これらを精確に評価することは困難である。このような入射X線スペクトル決定の不確実性を考えると、深度の変化による微分1次線々量の変化は、その誤差範囲内に入るものとする。また深度を10cmとして計算した微分1次線々量データを使って**Fig.7.13**に示したサンドウィッチ型不均質モデルの1次線々量を求めても、有意差はなかった。

7.5.2 人体内の吸収線量評価計算法について

最近、実際の線量計算にも3次元不均質補正法が使われるようになった。しかしこれらの「3次元補正」というのは、散乱線々量を3次元的に評価する計算アルゴリズムであり、1次線々量については従来どおり、1次線光子の通過行程に沿った相対電子密度情報から計算される実効深度のみの関数で、いわば「1次元的」に評価されているのが現状である。この評価法では、2次電子の飛程によるエネルギー伝播

(Electron transport) がまったく考慮されていないため (電子平衡が完全に成立しているものと仮定している), **Fig.7.13** に示すような入射表面近傍, 低密度領域内など, 縦方向, 側方向の 2 次電子平衡が成立していない領域で, 場合によっては数十%もの線量計算誤差 (過大評価) を生じるおそれがある. この誤差は, ICRU が勧告している線量投与誤差 $\pm 5\%$ をはるかに超えており, 放射線治療の成否に大きく関わるものとなる. また, 高エネルギー X 線束に対する体内吸収線量の成分は, 1 次線光子に起因する 1 次線々量の割合が, 散乱線によるものよりはるかに大きく, 入射光子エネルギーが高いほどその傾向は強くなる⁽²⁵⁾. これらのことを考えると, 不均質補正計算において, 散乱線々量と同様に 1 次線々量についても 3 次元的に評価することが必要である.

モンテカルロ法は最も優れた 3 次元線量計算法であると言われている⁽⁶⁾が, その計算に要する時間を考えると, 日常の線量計算に利用できるものとは思われない. 現時点ではモンテカルロ法を用いて 3 次元計算に必要な基本データを作成し, そのデータを利用した簡便的な 3 次元補正計算アルゴリズムを構築するのが最良の方法と考える. 今回導入した微分 1 次線々量の概念および, それを利用した 1 次線々量評価法は, この基本的な考え方に沿ったものであり, 既に発表されている微分散乱線法⁽³⁾ (dSAR 法) の考え方を 1 次線々量評価に応用したものである.

Fig.7.13 に実線で示したモンテカルロ法による不均質モデル内の 1 次線々量データを見ると, 第 1 層と第 2 層の境界面直後に急激な線量低下が起こり, その後深度の増大とともに緩やかに線量は低下し, 第 2 層と第 3 層の境界面直後で re-buildup が生じているのが分かる. 特に照射野サイズが小さいほど, また, 第 2 層の相対電子密度が低いほど, その度合いは大きい. 第 2 層における線量低下は前述のとおり側方向の 2 次電子平衡が成立していないためであり, 各境界面近傍における急激な線量変化は 2 次電子の縦方向および側方向の飛程が, この領域で急激に変化するためである.

微分 1 次線々量および 1 次線 Kerma データによる今回の評価法で求めた不均質モデル内の 1 次線々量と, 直接モンテカルロ法で計算した値との比較を見ると, いずれの場合も不均質の境界面直後で数%の差異が生じている. 第 1 層→第 2 層境界面直後では今回の値がモンテカルロ法による値より大きく, 第 2 層→第 3 層の境界面直後では逆の傾向となっている. これは, 今回の評価法では 2 次電子の多重散乱を考慮して計算された微分 1 次線々量データを, Scaling 操作上, 計算点を中心に直線的に処理するため, 不均質の境界面近傍で起こる非常に複雑な 2 次電子の軌跡に沿ったエネルギー付与を的確に捉えることができないためである. しかし, 現在使われている 2 次電子の飛程を考慮しない「1 次元的」な線量評価法と比べると, 全体的に非常によく一致していると言える. 本論文では軸対称の不均質モデル(**Fig.7.2**)で計算精度を検証したが, 今回の線量評価法は任意の 3 次元構造に適用できるものである.

このように微分1次線々量概念を用いた3次元の1次線々量計算法は、従来の計算アルゴリズムでは評価できなかった非電子平衡領域における1次線々量評価法として有用であり、今後、実際の放射線治療計画用コンピュータに組み込むなど、実用化して行く必要がある。

7. 6 むすび

高エネルギーX・ γ 線の電子平衡が成立していない領域をも含めた1次線々量を3次元的に評価する目的で、微分1次線々量という新しい概念を考え、そのデータをモンテカルロ法により計算した。

微分1次線々量および1次線 Kerma データを用いた今回の3次元の1次線々量計算アルゴリズムで求めた不均質内1次線々量とモンテカルロ法で直接計算したデータとを比較した結果、不均質部の境界面近傍で数%の誤差はあるものの、全体的に両者は非常によく一致した。

微分1次線々量概念を用いた3次元の1次線々量計算法は、従来の計算アルゴリズムでは評価できなかった領域における1次線々量評価法として有用である。

第7章の参考文献

- 1) Sontag MR and Cunningham JR : The equivalent Tissue-Air ratio method for making absorbed dose calculation in a heterogeneous medium, *Radiology*, 129, pp.787 - 794, (1983).
- 2) Wong JW and Henkelman RM : A new approach to CT pixel-based photon dose calculations in heterogeneous media, *Med.Phys.*, 10(2), pp.199 - 208, (1983).
- 3) 岩崎 晃, 石戸俊雄 : 密度尺度理論に基づいた微分 SAR 式および微分 BSF 式を用いて不均質体内の線量を算出する方法, 日本医放会誌, 41(3), pp.503 - 516, (1984).
- 4) 稲邑清也, 阿部駿介, 上田八寿男, 他 : Modified equivalent TAR 法による3次元不均質線量分布高速計算, 放治システム研究, 1(2), pp.103 - 111, (1984).
- 5) Mohan R and Cui C : Differential pencil beam dose computation method for photons, *Med.Phys.*, 13(1), pp.64 - 73, (1986).
- 6) Purdy JA, Wong J and Harms WB : New development in three dimensional radiotherapy treatment planning, 放治システム研究, 3(1), pp.1-25, (1986).
- 7) 中田 学, 西台武弘, 野原弘基, 他 : 新しい3次元不均質補正線量分布計算 ; Modified equivalent TMR method (ビーム中心軸上の計算精度), 日放技学誌, 45(11), pp.1708 - 1716, (1989).
- 8) Kornelson RO and Young MEJ : Changes in the dose profile of a 10MV X-ray beam within and beyond low density material, *Med.Phys.*, 9(1), pp.114 - 116, (1982).
- 9) 森 剛彦, 仲根光男, 岡本治夫, 他 : 高エネルギーX線・ γ 線外部照射における体内の不均質補正法に関する研究 Vol. II, 茨城県放射線技師会・日本放射線技術学会茨城支部, (1987).
- 10) Hartmann GH, Schlegel WS, Sturm V, et al. : Cerebral radiation surgery using moving field irradiation at a linear accelerator facility, *Int.J.Radiat.Oncol.Biol.Phys.*, 11(6), pp.1185 - 1192, (1985).
- 11) Pike GB, Podgorsak EB, Peters TM, et al. : Dose distributions in dynamic stereotactic radiosurgery, *Med.Phys.*, 14(5), pp.780 - 789, (1987).
- 12) Podgorsak EB, Olivier A, Pla M, et al. : Dynamic stereotactic radiosurgery, *Int.J. Radiat. Oncol. Phys.*, 14(1), pp.115 - 126, (1988).
- 13) Podgorsak EB, Pike GB, Olivier A, et al. : Radiosurgery with high energy photon beams ; A comparison among techniques, *Int.J.Radiat.Oncol.Phys.*, 16(3), pp.857 - 865, (1989).
- 14) 古賀佑彦, 安野泰史, 河村敏紀 : 画像診断の進歩に伴う放射線治療の展望 ; 4 MV X線の narrow beam による放射線治療, 日放腫会誌, 1 (Suppl.4), pp.15 - 19, (1989).

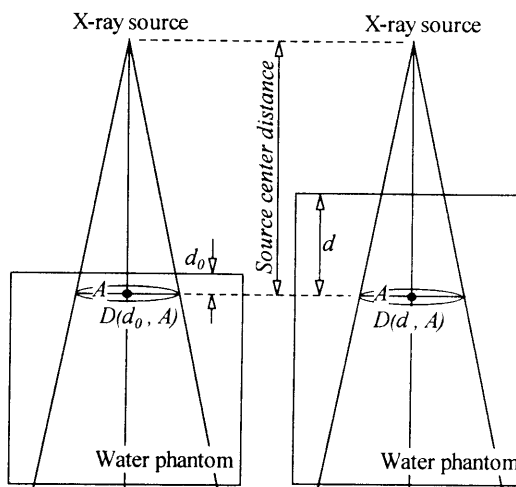
- 15) 加藤秀起：微分1次線線量を用いた高エネルギーX線の1次線線量評価法，日放技学誌，46(12)，pp.1848 - 1854，(1990).
- 16) 加藤秀起，中村 勝，立木佐江子：高エネルギーX線 Narrow beam の物理特性，日放技学誌，48(7)，pp.991 - 996，(1992).
- 17) 加藤秀起：モンテカルロ計算の放射線技術への応用，日放技学誌，52(2)，pp.306 - 315，(1996).
- 18) Johns HE and Cunningham JR：The physics of radiology, Thomas, (1974).
- 19) Schiff LI：Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung, *Phys.Rev.*, pp.252 - 253, (1951).
- 20) Hubbell JH, Veigle WJ, Briggs EA, et al.：Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections, *J.Phys.Chem.Ref.Data.*, 4(3), pp.471 - 538, (1975).
- 21) 杉山治男：モンテカルロ法による高エネルギー電子および光子の物質透過に関する研究（電子技術総合研究所研究報告書第724号），電子技術総合研究所，(1972).
- 22) Sibata CH, Paliwal BR and Attix FH：Experimental derivation of β for high energy photons, *Brit.J.Radiol.*, 61, pp.600 - 608, (1988).
- 23) 川島勝弘，尾内能夫：放射線医学大系34；放射線物理学，中山書店，(1984).
- 24) 日本医学放射線学会物理部会：放射線治療における高エネルギーX線および電子線の吸収線量の標準測定法，通商産業研究社，(1986).
- 25) 加藤秀起：Monte Carlo法を用いた体内散乱線の解析；各次散乱線成分の相対比，日放技学誌，44(10)，pp.1486 - 1491，(1988).

Appendix

Tissue - Maximum ratio (TMR)

TMR は、水ファントム中で照射野(A)、深度(d)の点の吸収線量 $D(d, A)$ と、線源からの距離および照射野が同じで最大線量を示す深度(d_0)の吸収線量 $D(d_0, A)$ の比として定義され、次式で与えられる。

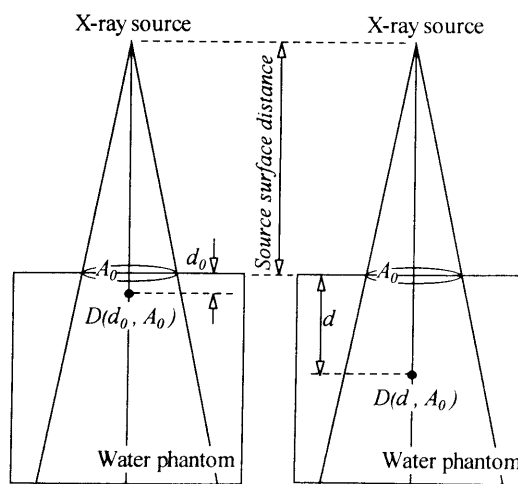
$$TMR(d, A) = \frac{D(d, A)}{D(d_0, A)}$$



Percentage Depth dose (PDD)

PDD は、水ファントム中で照射野(A_0)、深度(d)の点の吸収線量 $D(d, A_0)$ と、線源から入射表面までの距離および照射野が同じで最大線量を示す深度(d_0)の吸収線量 $D(d_0, A_0)$ の比(百分率)で定義され、次式で与えられる。

$$PDD(d, A_0) = 100 \times \frac{D(d, A_0)}{D(d_0, A_0)} \quad [\%]$$



Kinetic Energy Released in the Material (Kerma)

Kerma は、光子と物質との相互作用の結果放出される 2 次電子の初期運動エネルギーの総和をその質量で除したものとして定義される。

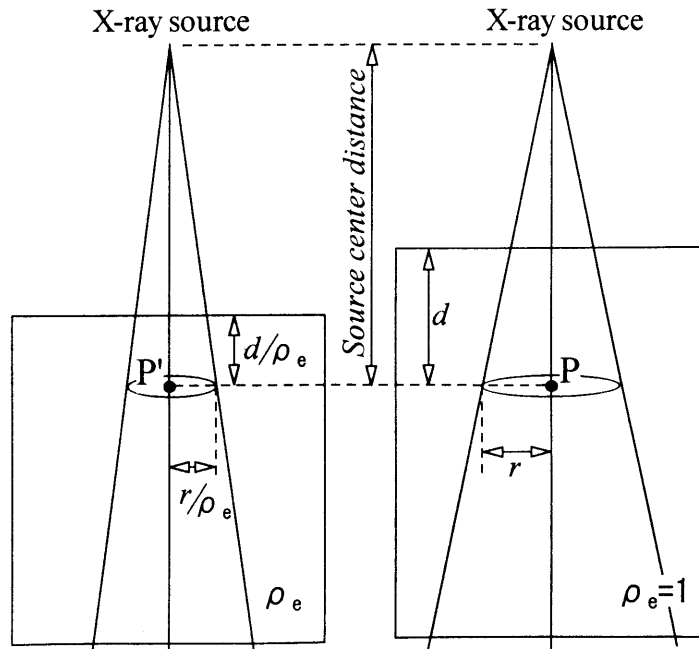
$h\nu$ のエネルギーを持った光子が Δa の面積を ΔN 個通過する時、Kerma (K) は次式で与えられる。

$$K = \frac{\Delta N}{\Delta a} \times h\nu \times \frac{\mu_k}{\rho}$$

ここで、 μ_k は物質のエネルギー転移係数、 ρ は物質の密度である。

密度尺度理論 (Density scaling theorem)

密度尺度理論は、次図に示す相対電子密度 $\rho_e=1$ の物質(水)において、照射野半径 r 、深度 d の点 P の吸収線量と、相対電子密度 ρ_e の物質において、照射野半径 r/ρ_e 、深度 d/ρ_e の点 P' の吸収線量を等しいとする考え方である。この概念は、現在放射線治療における散乱線々量の 3 次元計算に一般的に使われている。



第8章 結 論

本論文は、筆者がこれまで行ってきたモンテカルロシミュレーションを利用した医用放射線のスペクトル解析および吸収線量評価に関する一連の研究をまとめたものである。これらの研究は「放射線医療の最適化」を探求する上でもっとも基本となる医用放射線の物理特性および放射線吸収線量の正確な評価方法の確立を目指したものである。以下に、本研究で得られた成果と残された課題および今後の展望を述べて本論文の結論とする。

8. 1 本研究で得られた成果

8.1.1 診断用X線のスペクトル分布評価法

第3章から第5章では、高純度ゲルマニウム(HP-Ge)およびテルル化亜鉛化カドミウム(CdZnTe) 半導体検出器を用いて測定された診断用X線スペクトルの歪みメカニズムの解析と真のX線スペクトルを算定する歪みの補正方法について述べた。

X線光子束が半導体検出器に入射し、その出力信号が増幅器などを経て最終的にスペクトルデータとして出力されるまでの歪み過程を理論的に分析した。すなわち、半導体検出器を用いた測定装置から出力されるスペクトルは、

- ① 半導体検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンスに起因する歪みと
- ② 信号増幅過程における統計変動に起因する歪み

とにより、検出器に入射する真のX線スペクトルとは異なることを明らかにした。そして、モンテカルロシミュレーションにより①の歪みを、ガウス分布をレスポンス関数としたフォールディング処理を行うことにより②の歪みを再現できることを明らかにした。すなわち理論的に与えられたX線スペクトルが入射されたとして、

①の歪みは、スペクトル全体を低エネルギー側へシフトさせて15keV以下のエネルギー領域にスペクトルの隆起を引き起こし、そのためスペクトルデータから得られる実効エネルギー値は見かけ上低く算定されることを明らかにした。これにより歪み量を算定した。

②の歪みは、特性X線などのスペクトルの不連続部のエネルギー分解能低下を引き起こすことを明らかにした。線スペクトル信号は通常の信号増幅器ではフォローできなく、ピーク値は低く、半値幅が広がった信号として出力される。その増幅器の特性を²⁴¹Am γ 線測定時の半値幅から推定し、それに基づいたフォールディング処理を行って歪み量を算定した。

次いで、理論X線スペクトルに2つの歪み量を加算したスペクトルは、実測スペク

トルとよく一致していることを検証した。これにより、実測スペクトルから真の入射スペクトルを推定評価するには、上記の2つの歪み分を補正すればよいことを明らかにした。

①の歪みに対する補正法として、モンテカルロシミュレーションで求めた単色エネルギー光子束に対する半導体検出器のレスポンスデータを利用したストリッピング法が、②の歪みに対しては、ガウス分布をレスポンス関数としたアンフォールディング法がそれぞれ有効であることを示し、この両者を組み合わせたX線スペクトル補正法を提案した。これにより、半導体検出器による実測からデータ補正に至る一連のX線スペクトル測定技術が確立された。

8.1.2 放射線治療における患者への投与線量の評価法

放射線治療計画で患者への投与線量を計算する際、もっとも基本となるのは水ファントム中における吸収線量データである。水ファントム中での吸収線量は、電離箱検出器で測定された電離量に吸収線量変換係数を乗じて求められる。第6章では、吸収線量変換係数の主要因子である質量制限阻止能比の照射条件による変動について述べた。

モンテカルロシミュレーションを用いて4, 6, 10MVの高エネルギーX線および ^{60}Co γ 線を水ファントムに照射した時の水中の各深度における2次電子スペクトルを計算し、光子エネルギー、照射野サイズ、水ファントム中での深度の違いによる2次電子スペクトルの変化を調べた。そしてそれらのスペクトルデータから電離ガスである空気に対する水（水/空気）および電離箱線量計の壁材に使用されるポリスチレン（ポリスチレン/空気）の平均制限衝突質量阻止能比を計算した。

入射1次光子束と物質との相互作用で生じる2次電子のみによる電子スペクトルから計算した質量制限阻止能比は、AAPMプロトコルが各エネルギーX線に対し定数で設定している質量制限阻止能比の値にほぼ一致することを検証した。しかし、散乱光子と物質との相互作用で生じる2次電子を含めた電子スペクトルに基づいて計算された質量制限阻止能比は、照射野半径、被照射体内の深度によって変化し、AAPMの値と最大2%以上の差異が見られることを明らかにした。

この照射条件に依存する質量制限阻止能比の差異は、そのまま吸収線量の評価誤差につながるものである。第1章の緒論でも述べたように、放射線治療では患者への投与線量の正確さ、照射精度が厳しく要求される。放射線治療で要求される患者への線量投与精度を満足するためには、もっとも基本となる水ファントム中での吸収線量基本データの高精度の測定、評価が必要となる。より精確な吸収線量の測定・評価計算

第8章 結 論

を遂行するには、照射条件に合致して算定された質量制限阻止能比を用いるべきであることを提案した。

放射線治療における患者への投与線量は、水ファントム中で測定された吸収線量の基本データと、X線 CT で得られた患者人体構造の3次元情報を元にして計算される。第7章では、放射線治療計画における非電子平衡を考慮した高エネルギーX線の線量計算アルゴリズムを提案した。

高エネルギーX線で肺のような低密度領域を小照射野で照射した場合や、ラジオサージェリーで使用されるナロービームの場合の吸収線量は、通常の線量計算で得られる値よりかなり小さくなることが報告されている。これらの小照射野における特異現象をモンテカルロシミュレーションを用いて検証し、そのメカニズムを解析した。これらは主に線束に対して垂直方向の2次電子平衡が崩れるために起こる現象であることを解明した。すなわち、例えば 10MV X線の場合、相対電子密度 ρ の水等価物質に対して照射野半径が $1.6/\rho$ cm 以下になると、2次電子平衡が崩れて線量低下を生じることを明らかにした。

このような非電子平衡領域の吸収線量を正確に評価計算するために、モンテカルロシミュレーションを用いて「微分1次線々量」という新しい概念を導出した。そしてそのテーブル化された微分1次線々量データを応用し、簡便な高エネルギーX線吸収線量計算アルゴリズムを提案した。肺を想定した不均質モデルを使って、微分1次線々量を用いた3次元的1次線々量計算アルゴリズムで求めた線束中心軸上の1次線々量と、モンテカルロ法で直接計算したデータとは全体的によく一致し、この線量計算アルゴリズムの計算精度を検証した。

この線量計算アルゴリズムは、不均質補正計算アルゴリズムの中で第4世代のConvolution法に分類されるものであり、現在主に使用されている第3世代以前の計算アルゴリズムに比べて、患者に投与する線量の計算精度をより高めることを可能とした。

8. 2 残された課題と今後の展望

8.2.1 残された課題

(1) 診断用X線スペクトルの補正技術

半導体検出器で測定された診断用X線スペクトルのアンフォールディング補正において、使用する半導体検出器のエネルギー分解能が悪い場合、有効なアンフォールディング処理が行えないことがある。このような場合に対し、本論文ではスペクトルの

不連続領域のみを対象とする部分的アンフォールディング法を考案した。しかし、エネルギー分解能がさらに低下すると部分的アンフォールディング処理も不可能となる。今後、このような場合でも有効な補正方法を考案していく必要がある。

本論文では言及しなかったが、特に CdZnTe 検出器の場合、光電ピークから低エネルギー側に尾を引く現象が見られる。これは検出器内における電子と正孔の移動度に関係するスペクトルの歪みと考えられている。今後、この現象の解明、スペクトルへの影響およびそれに対する補正法を考えていく必要がある。

(2) 高エネルギー X・ γ 線に対する吸収線量変換係数

電離箱検出器で検出された電離量から吸収線量への変換方法は、Bragg-Gray 空洞理論に基づいている。この理論を適用するためには線量評価点において電子平衡が成立しているという条件が必要であるが、放射線治療で用いられる高エネルギー X・ γ 線では入射表面近傍など一部に電子平衡が成立していない領域が存在することが知られている。しかし実際には、このような領域でも「電子平衡は成立している」と仮定して吸収線量測定・計算が行われているのが現状である。今後、電子平衡が成立していない状況下で Bragg-Gray 理論を適用した場合の計算誤差の調査検討が必要である。

(3) 非電子平衡を考慮した高エネルギー X線の線量計算アルゴリズム

今回提案した微分 1 次線々量を利用した線量計算アルゴリズムを用いても不均質モデル内の 1 次線々量は不均質の境界面直後で数%の誤差が生じてしまう。これは不均質の境界面近傍で起こる非常に複雑な 2 次電子の軌跡に沿ったエネルギー付与を的確に捉えることができないためであり、今後、このような状況下でも吸収線量をより精度良く評価できる技術を考案していく必要がある。

8.2.2 今後の展望

(1) 診断用 X線のスペクトル分布評価法

現在、診断用 X線スペクトル測定装置として、半導体検出器・増幅器・マルチチャンネル波高弁別器などのハードウェアと、それらを制御し測定結果をコンピュータ画面上で表示するためのソフトウェアが組み合わされて市販されているものがある。本論文で提案した X線スペクトル補正法をこれらのソフトウェアに組み込むことによって、さらに簡便に診断用 X線の真のスペクトル分布が自動的に得られるようになり、「放射線診断の最適化」のための様々な解析に供することが期待される。

(2) 放射線治療における患者への投与線量の評価法

放射線治療で患者へ投与する吸収線量を評価する過程には、多種多様の誤差要因が混在する。この中で吸収線量のトータル誤差を ICRU が勧告している $\pm 5\%$ 以下に保つために、個々の段階における誤差、不確定度を可能な限り小さくする努力が必要である。本研究で得られた成果は、その一部分の精度の改善に寄与するに過ぎないが、このような個々の段階における精度改善の技術の一つひとつ積み重ねてゆくことにより、治療計画から実際の照射に至る放射線治療全体を通じた照射精度の管理技術が確立されて行くことが期待される。

日本の国民一人当たりの医療被曝は、欧米に比べて数倍高いことが指摘報告されている。また、国際放射線防護委員会 (ICRP) の新勧告を受け、これまで法的制限が設けられていなかった医療被曝線量も、「線量拘束値」という新しい概念を設けて法的に規制するための法改正作業が進められている。このような状況の中、今後、各医療施設において実際に患者へ照射している放射線の線量や物理的性質を把握することが義務付けられ、それに伴い医用放射線の測定・評価技術は益々重要になって来るとも思われる。本研究で得られた成果は、これら医用放射線の測定・評価方法の確立に大きく寄与できるものと考えられる。

本研究は、すべてモンテカルロシミュレーション技術なくして成し得なかったものである。第1章の緒論でも述べたように、モンテカルロシミュレーションは放射線分野の様々な問題解決に非常に有用な解析方法である。最近では汎用モンテカルロ計算コードとしてスタンフォード大学が開発した EGS 4 (Electron Gamma Shower Code, version 4) を利用した研究論文が毎年多数発表されるなど、モンテカルロシミュレーション技術は、今後さらに幅広い放射線分野の解析に利用され、貴重な情報を提供してくれることが期待される。

本論文で用いた論文リスト

本学位論文は以下の各論文をまとめたものであり、ここにその一覧を示します。

第3章 診断用X線スペクトルの歪みメカニズムの特性

- ・ 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越 久: 高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて測定したX線スペクトルの補正計算コードの開発, 日本放射線技術学会雑誌, 51(4), pp.462 - 468, (1995).
- ・ Hideki Kato, Masatoshi Tsuzaka, Shuji Koyama, Hisashi Maekoshi : Development of computer code for correction of X-ray spectra measured with high-purity Germanium detectors, *Japanese Journal of Radiological Technology*, Special Issue 13(2), pp.285 - 293, (1995).

第4章 診断用X線スペクトルのアンフォールディング補正条件

- ・ 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越 久: 実測X線スペクトルのアンフォールディング法による補正とその限界, 日本放射線技術学会雑誌, 54(5), pp.615 - 623, (1998).

第5章 診断用X線スペクトル分布評価

- ・ 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越 久, 鈴木昇一, 藤井茂久: X線光子束に対するテルル化カドミウム半導体検出器のレスポンス特性, 日本放射線技術学会雑誌, 52(12), pp.1619 - 1626, (1996).
- ・ Hideki Kato, Masatoshi Tsuzaka, Shuji Koyama, Hisashi Maekoshi, Shoichi Suzuki, Shigehisa Fujii : Energy-dependent responses of Cadmium-Telluride (CdTe) detectors to X-ray photon beams, *Japanese Journal of Radiological Technology*, Special Issue 15(2), pp.29 - 35, (1997).
- ・ 加藤秀起, 中村光一, 津坂昌利: CdZnTe 半導体放射線検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンス特性, 電気学会論文誌 C, 120(12), pp.1774 - 1780, (2000).

第6章 水中における治療用（高エネルギー） γ ・X線の吸収線量評価

- ・ 加藤秀起：Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析； ^{60}Co 照射時の2次電子スペクトル，日本放射線技術学会雑誌，43(1), pp.17 - 23, (1987).
- ・ 加藤秀起：Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析；10MV X線に対する質量制限阻止能比，日本放射線技術学会雑誌，43(6), pp.672 - 678, (1987).
- ・ Hideki Kato：Analysis of scattered radiation in an irradiated body by means of the Monte Carlo simulation；Spectrum of secondary electron in Cobalt 60 gamma-ray irradiations, *Japanese Journal of Radiological Technology*, Special Issue 6, pp.99 - 102, (1987).
- ・ 加藤秀起：高エネルギー X線に対する質量制限阻止能比，日本放射線技術学会雑誌，44(11), pp.1602 - 1605, (1988).

第7章 患者体内における治療用 X線の吸収線量評価法

- ・ 加藤秀起：微分1次線々量を用いた高エネルギー X線の1次線々量評価法，日本放射線技術学会雑誌，46(12), pp.1848 - 1854, (1990).
- ・ 加藤秀起，中村 勝，立木佐江子：高エネルギー X線 Narrow beam の物理特性，日本放射線技術学会雑誌，48(7), pp.991 - 996, (1992).
- ・ 加藤秀起：モンテカルロ計算の放射線技術への応用，日本放射線技術学会雑誌，52(2), pp.306 - 316, (1996).

謝 辞

本学位論文の作成にあたり、終始熱心なる御指導と御鞭撻を賜りました名古屋工業大学工学部システムマネジメント工学科電子システム情報講座教授 中村光一先生に心から御礼申し上げます。

本論文の御校閲を賜りました名古屋工業大学工学部電気情報工学科 藤原 修教授，坂本 功教授，平井武洋教授に謹んで深謝いたします。

長年にわたり親身な御指導，御助言を頂きました名古屋大学名誉教授 前越 久先生，愛知医科大学医学部放射線医学教室教授 宮田伸樹先生に深く御礼申し上げます。

本研究の共同研究者である名古屋大学医学部保健学科放射線技術科学専攻 津坂昌利講師，小山修司助手，藤田保健衛生大学衛生学部診療放射線技術学科 鈴木昇一助教授，藤井茂久講師，愛知医科大学付属病院中央放射線部診療放射線技師 中村 勝氏，同元技師 戸田（旧姓立木）佐江子氏をはじめ，研究の遂行において御協力を賜りました安城更生病院放射線技術科 澤田道人氏ほか，多くの関係諸氏に深謝いたします。

最後に，本研究の遂行および本論文作成に際し，格別の便宜を図って頂きましたエスエス技研株式会社代表取締役社長 下原定次郎氏に厚く御礼申し上げます。

研究業績

論文表題	著者	掲載誌, 巻, 頁, 発行年
シンチスキャナのコリメータの統計誤差による分解性能低下と Information Density の関係	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 32 (1), pp.15 - 19, (1976)
Integral Dose の近似計算式 (^{60}Co 照射に関して)	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 33(2), pp.141 - 146, (1977)
表面積算線量から容積線量を求める計算	加藤秀起, 藤川清治, 川島定夫	日本放射線技術学会雑誌, 33(4), pp.426 - 432, (1977)
実効エネルギー吸収率の計算	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 34(4), pp.350 - 355, (1978)
Energy Imparted の計算	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 36(2), pp.186 - 192, (1980)
打ち抜き照射法に対する中心線量補正についての考察	加藤秀起, 河合保	日本放射線技術学会雑誌, 37(6), pp.760 - 765, (1981)
診断X線被曝によるリスク評価についての考察	加藤秀起, 石塚晃	日本放射線技術学会雑誌, 38(4), pp.436 - 440, (1982)
Studies on estimating method of the risk of radiation due to diagnostic X-ray irradiations	Hideki Kato, Akira Ishizuka	<i>Japanese Journal of Radiological Technology</i> , Special Issue 2, pp.25 - 28, (1983)
^{60}Co 不整形照射野での照射野係数について	加藤秀起, 谷澤伸枝	日本放射線技術学会雑誌, 40(7), pp.1065 - 1068, (1984)
Studies on field factors for ^{60}Co irregular irradiations	Hideki Kato, Nobue Tanizawa	<i>Japanese Journal of Radiological Technology</i> , Special Issue 4, pp.154 - 158, (1985)
10MV X線不整形照射野における Field Factor について	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 42(4), pp.512 - 517, (1986)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (^{60}Co 照射時の2次電子スペクトル)	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 43(1), pp.17 - 23, (1987)

論文表題	著者	掲載誌, 巻, 頁, 発行年
Studies on output factors for 10MV X-ray irregular field irradiations	<u>Hideki Kato</u>	<i>Japanese Journal of Radiological Technology</i> , Special Issue 6, pp.80 - 84, (1987)
Analysis of scattered radiation in an irradiated body by means of the Monte Carlo simulation ; Spectrum of secondary electron in Cobalt 60 gamma-ray irradiations	<u>Hideki Kato</u>	<i>Japanese Journal of Radiological Technology</i> , Special Issue 6, pp.99 - 102, (1987)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (10MV X線に対する質量制限阻止能比)	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 43(6), pp.672 - 678, (1987)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (Scatter - Primary Dose ratio)	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 43(10), pp.1513 - 1518, (1987)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (10MV X線の散乱 - 1次線線量比)	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 44(1), pp.18 - 22, (1988)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (密度尺度理論についての考察)	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 44(9), pp.1414 - 1418, (1988)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (各次散乱線成分の相対比)	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 44(10), pp.1486 - 1491, (1988)
高エネルギー X線に対する質量制限阻止能比	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 44(11), pp.1602 - 1605, (1988)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (^{60}Co γ 線照射時の平均質量エネルギー吸収係数比)	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 45(9), pp.1540 - 1545, (1989)
微分 1次線線量を用いた高エネルギー光子の 1次線線量評価法	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 46(12), pp.1848 - 1854, (1990)
モンテカルロ法による線量分布計算	<u>加藤秀起</u>	日本放射線技術学会雑誌, 47(4), pp.648 - 652, (1991)
診断領域 X線に対する 1 cm 線量当量換算係数	<u>加藤秀起</u> , 東直樹, 清水郁男, 中村勝, 鎌田貴夫, 立木佐江子	日本放射線技術学会雑誌, 47(12), pp.2002 - 2008, (1991)
Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (斜入射照射における散乱線々量の変化)	<u>加藤秀起</u> , 中村勝, 立木佐江子, 清水郁男, 東直樹, 鎌田貴夫	日本放射線技術学会雑誌, 48(1), pp.16 - 21, (1992)

研究業績

論文表題	著者	掲載誌, 巻, 頁, 発行年
高エネルギーX線 Narrow beam の物理特性	加藤秀起, 中村 勝, 立木佐江子	日本放射線技術学会雑誌, 48(7), pp.991-996, (1992)
診断領域における散乱X線のスペクトルの解析	中村 勝, 加藤秀起, 鎌田貴夫	日本放射線技術学会雑誌, 48(10), pp.1815 - 1822,(1992)
診断用X線の半価層測定における各種電離箱線量計の誤差とその要因について	津坂昌利, 小山修司, 前越 久, 加藤秀起, 田宮 正, 服部知彦	名古屋大学医療技術短期大学部紀要, 5, pp.13 - 20,(1993)
医療被曝の解析に関する研究 第一報; モンテカルロ計算による直方体水ファントム内の利用線錐外線量分布	加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越 久, 鈴木昇一, 折戸武郎, 古賀佑彦	保健物理, 28(3), pp.311 - 316, (1993)
診断用X線スペクトル測定用高純度ゲルマニウム半導体検出器の特性; プレーナ型および同軸型検出器の比較	津坂昌利, 小山修司, 前越 久, 田宮 正, 加藤秀起	名古屋大学医療技術短期大学部紀要, 6, pp.39 - 47,(1994)
モンテカルロシミュレーションによる矩形波チャートからの散乱線解析	津坂昌利, 加藤秀起, 澤田道人, 藤田広志, 小山修司, 前越 久	日本放射線技術学会雑誌, 50(10), pp.1716 - 1725, (1994)
Analysis of scattered radiation from a square - wave chart by Monte Carlo simulation	Masatoshi Tsuzaka, Hideki Kato, Michito Sawada, Hiroshi Fujita, Shuji Koyama, Hisashi Maekoshi	<i>Japanese Journal of Radiological Technology</i> , Special Issue 12, pp.277 - 290, (1994)
モンテカルロ法を用いた診断X線照射による人体ボクセルファントム内線量分布	加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 鈴木昇一, 折戸武郎, 前越 久, 古賀佑彦	保健物理, 29(4), pp.411 - 416, (1994)
高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて測定したX線スペクトルの補正計算コードの開発	加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越 久	日本放射線技術学会雑誌, 51(4), pp.462 - 468, (1995)
Development of computer code for correction of X-ray spectra measured with high-purity Germanium detectors	Hideki Kato, Masatoshi Tsuzaka, Shuji Koyama, Hisashi Maekoshi	<i>Japanese Journal of Radiological Technology</i> , Special Issue 13(2), pp.285 - 293, (1995)
モンテカルロ計算の放射線技術への応用	加藤秀起	日本放射線技術学会雑誌, 52(2), pp.306 - 316, (1996)

論文表題	著者	掲載誌, 巻, 頁, 発行年
X線光子束に対するテルル化カドミウム半導体検出器のレスポンス特性	加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越久, 鈴木昇一, 藤井茂久	日本放射線技術学会雑誌, 52(12), pp.1619 - 1626, (1996)
Energy-dependent responses of Cadmium-Telluride (CdTe) detectors to X-ray photon beams	Hideki Kato, Masatoshi Tsuzaka, Shuji Koyama, Hisashi Maekoshi, Shoichi Suzuki, Shigehisa Fujii	<i>Japanese Journal of Radio logical Technology</i> , Special Issue 15(2), pp.29 - 35, (1997)
CR ポータライメージにおける周波数処理の影響	薮谷俊峰, 遠藤幸男, 鈴木昇一, 加藤秀起, 北澤英俊, 澤田武司	日本放射線技術学会雑誌, 53(3), pp.380 - 385, (1997)
実測 X線スペクトルのアンフォールディング法による補正とその限界	加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越久	日本放射線技術学会雑誌, 54(5), pp.615 - 623, (1998)
ボクセル分割処理による不均一体内の光子輸送シミュレーション法	加藤秀起, 津坂昌利	日本放射線技術学会雑誌, 54(7), pp.877 - 883, (1998)
CdZnTe 半導体放射線検出器の X線光子エネルギー吸収レスポンス特性	加藤秀起, 中村光一, 津坂昌利	電気学会論文誌 C, 120(12), pp.1774 - 1780, (2000)