
第51回総会学術大会宿題報告

モンテカルロ計算の放射線技術への応用

加 藤 秀 起

エスエス技研(株)

Key words: Monte Carlo simulation, Three dimensional dose calculation, Differential primary dose, Narrow beam irradiation.

THE MONTE CARLO APPLICATIONS IN RADIOLOGICAL TECHNOLOGY

HIDEKI KATO

S.S. Techno-engineering Co., Ltd.

Summary

The Monte Carlo simulation technique has been used for calculating radiation transport in materials since the 1950's, and was highlighted with the recent progress of computer technology.

The Monte Carlo simulation, in the medical field, was used for solving various problems, such as dose evaluations in the human body irradiated externally or internally, and analysis of X-ray image formation-process, measurements of which were very difficult or impossible.

In this report, the principle of the Monte Carlo simulation and an example of its application in the field of radiological technology are described.

When the beam size of high-energy X-rays utilized in radiotherapy become smaller, in addition to a decrement of the scattered doses, the primary doses on the beam axis in the irradiated body begin to decrease with a threshold beam size. The cause of this phenomenon is the failure of the electronic equilibrium in the direction perpendicular to the beam. And, the doses in such cases cannot be evaluated accurately using the dose calculation methods which commonly used in radiation treatment planning. For such cases, it is necessary to use a dose calculation method, which takes into account the transport of secondary electrons.

For this purpose, we originated a new concept, that the differential primary dose (dPD) and the differential scattered dose (dSD), and calculated these data for high-energy X-rays by means of the Monte Carlo simulation. And, a new three-dimensional dose calculation method, which utilized the dPD and the dSD data, was derived.

Using this dose calculation method, doses at any points, even though the electronic equilibrium is not attained, are obtained correctly.

1. はじめに

モンテカルロ法¹⁾の考え方は19世紀半ばにその起源を発していると言われ、1950年代に入ってモンテカルロ法による放射線の物質透過計算が行われるようになった。

このように、モンテカルロ法というのは特に新しい概

念ではないが、近年のコンピュータの急速的な発達、普及に伴い、脚光を浴びてきた解析方法である。

医用放射線の分野においては、放射線照射による人体内の吸収線量の評価、X線画像形成過程の解析など、実測や観測が困難もしくは不可能な、幅広い領域の問題の解決にモンテカルロ法は利用されていて²⁻¹⁷⁾、その応用

範囲は今後ますます拡大するものと予想される。

本稿では、モンテカルロ法の基本原理を簡単に述べた後、放射線技術学分野におけるモンテカルロ法の応用例について報告する。

2. モンテカルロ法

2.1 モンテカルロ法の概念

モンテカルロ法は、実際の放射線照射で起こっている様々な物理現象を一つひとつ数値に置き換えて、コンピュータの中にその照射を再現する手法であり、乱数を用いた確率論の数値実験法であると言える。

放射線と物質との相互作用は全て、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、その物質透過率は光子エネルギーに対する物質の線減弱係数および物質厚から理論的に計算できる。例えば、透過率が50%であれば、100個の光子が入射すれば50個は透過する。2個入れば1個は物質を透過するという確率であることは分かる。しかし、ある特定の光子がこの物質を透過するかどうかは、これだけの情報では判断できない。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程長

の確率分布に従う乱数を発生させて、それをサンプリングすることにより、この光子が物質を透過するのか、物質中のどこまで進むのかを決定する。同様にして、次にと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、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、入射点を変えて、何回も何回も繰り返すことにより、実際の照射で起こる物理現象をコンピュータの中に再現することができる。

モンテカルロ計算では、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計測することが可能であり、非常に有用な解析法かつ強力な実験道具となる。

モンテカルロ計算のフローチャートの一例を Fig. 1 に示す。

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、各々の相互作用の起こる確率分布に従う乱数を作り出す作業である。

通常我々が「乱数」と言っているのは一様乱数(全く脈絡のない数字の羅列)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 から 6 までの整数の一様乱数発生器であるサイコロを用いてこれらを簡単に説明する。

2.2.1 直接法

Fig. 2 の左に示すような確率分布を持つ現象があり、各々の数の現れる確率は確率密度関数 $f(x)$ で表すことができるものとする。直接法では、まず $f(x)$ を Fig. 2 右に示す分布関数 $F(x)$ に変換する。 $F(x)$ は次式で与えられる。

$$F(x) = \int_0^x f(x) dx$$

ここで、縦軸をサイコロの目と考える。そしてサイコロ

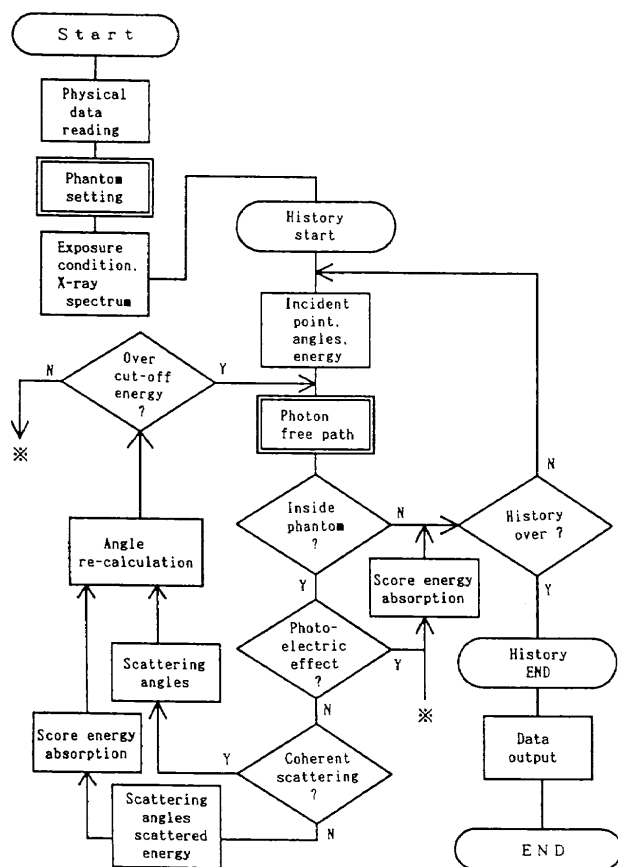


Fig. 1 An example of flow chart of a Monte Carlo simulation.

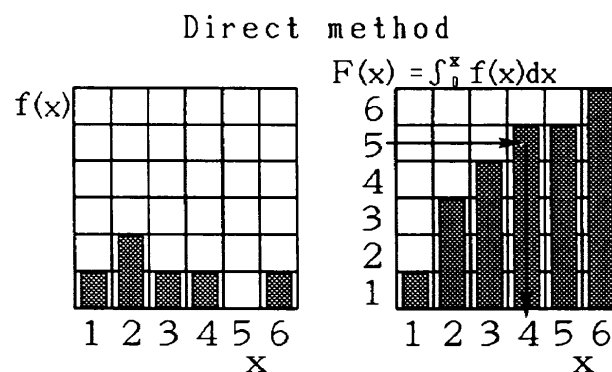


Fig. 2 Diagram to illustrate the direct method for random samplings.

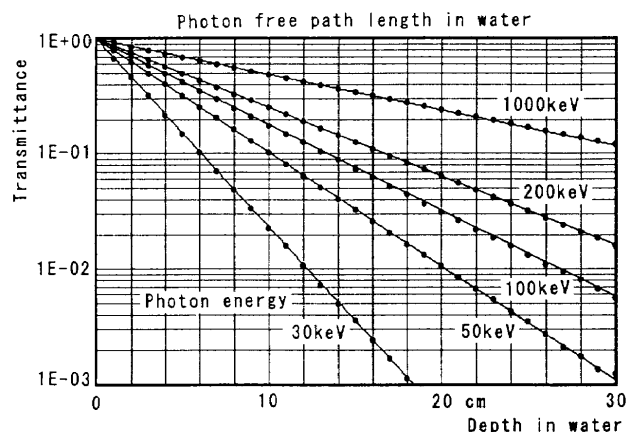


Fig. 3 Graph showing the probability of free path length in water for monoenergetic photon beams. Solid lines: obtained from theoretical calculation. Dots: obtained by random samplings with the direct method.

を振って得られた数の位置を横軸方向へ進み、突き当たる横軸数値を求める乱数とする。

これを多数回繰り返すと Fig. 2 左に示した確率分布と同じ分布が得られることが分かる。

一般的には、区間 $[0, 1]$ の一樣乱数を R とすれば

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx = R$$

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

を x について解いた値が求める乱数となる。

Fig. 3 に光子の水ファントム中における自由行程長を直接法による乱数サンプリングした例を示す。

光子の物質中での自由行程長 (Free path length) L の確率密度関数 $f(L)$ は次式で与えられる。

$$f(L) = \mu \cdot \exp(-\mu L)$$

ここで μ はその光子エネルギーに対する物質の線減弱係数である。この確率分布に従う乱数 L は直接法により、

$$F(L) = \int_0^L \mu \cdot \exp(-\mu l) dl$$

$$L = -\ln(R)/\mu \quad (R: \text{区間}[0, 1] \text{の一樣乱数})$$

で計算できる。

Fig. 3 のグラフで、実線は線減弱係数を用いた理論計算値、丸印は乱数ランプリングによる値を示す。サンプリング回数は各エネルギーとも10万回である。

2.2.2 棄却法

Fig. 4 左のような確率分布を示す現象があり、その確率は $f(x)$ で表すことができるものとする。棄却法では、2つのサイコロを使用する。1つは縦軸に、1つは横軸に使用する。2つのサイコロを同時に振って、出た数字

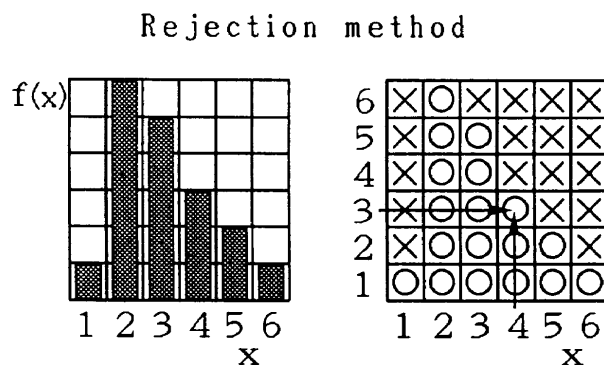


Fig. 4 Diagram to illustrate the rejection method for random samplings.

が交差する点に注目し、それが $f(x)$ で計算される値より高い位置にある場合、使用した乱数は棄却する (Fig. 4 右の×印)。出た数字の交差点が $f(x)$ より低い位置にある場合、その横軸で使用した乱数を採用する (Fig. 4 右の○印)。交差点がどこになるかという確率は全て等しいので、採用された乱数値の分布は左と全く同じとなる。これが棄却法の考え方である。

一般的に便宜上、区間 $[a, b]$ での密度関数 $f(x)$ の最大値を1とし、区間 $[0, 1]$ の一樣乱数 R と区間 $[a, b]$ の一樣乱数 $Y = a + (b-a) \cdot S$ (S と R は別の一樣乱数) を発生させる。もし $f(Y) \geq R$ ならば、 Y を求める乱数とし、そうでなければ改めて R と Y を発生させて、 $f(Y) \geq R$ が成立するまで続ける。棄却率が高い確率密度関数を持つ物理現象では、計算効率が悪くなるという欠点がある。

2.2.3 合成棄却法

合成棄却法は、前述した直接法と棄却法を確率に関する加法定理で結合した変換方法である。

いま求める乱数 η が従う確率密度の度数関数 (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、 $f(x)$ が次のように分解して書けるものとする。

$$f(x) = \sum \alpha_i \cdot g_i(x) \cdot h_i(x) \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

ここで $\alpha_i > 0$, $0 \leq h_i(x) \leq 1$, そして $g_i(x)$ は確率密度関数であり、これに従う乱数は直接法で求められるものとする。

まず定数項 α_i の相対値から直接法により番号 i を選び、 $g_i(x)$ に従う乱数 η を直接法により求める。続いて区間 $[0, 1]$ の一樣乱数 ξ を発生させ、 $\xi < h_i(\eta)$ ならば η を求める乱数として採用する。そうでなければ η を棄却して、初めからやり直すという方法である。

この合成棄却法を用いて乱数サンプリングする代表例に非干渉性散乱の計算処理がある。

非干渉性散乱角の確率分布は Incoherent scattering function で補正された Klein-Nishina の式で表すことができるが、それに基づいた Kahn の方法^{1,2,18)} (フローチャートを Fig. 5 に示す) と呼ばれる合成棄却法で非干渉性

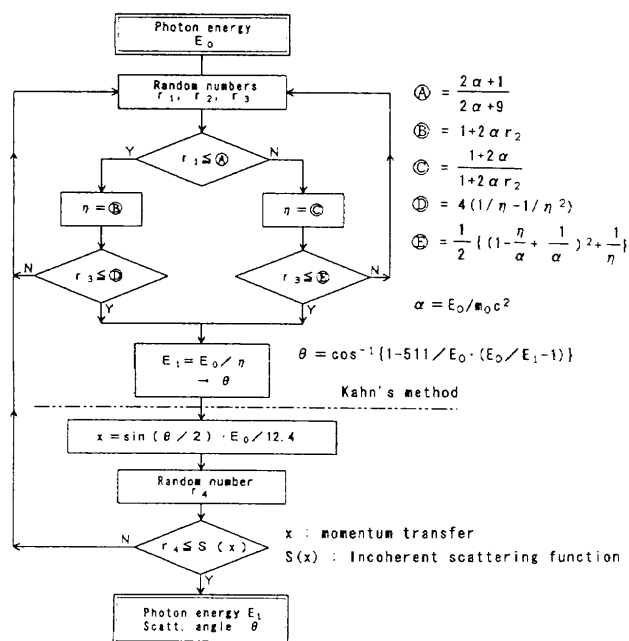


Fig. 5 Flow chart of Kahn's technique for sampling scattered photon energy and scattered angle at the incoherent scattering effect.

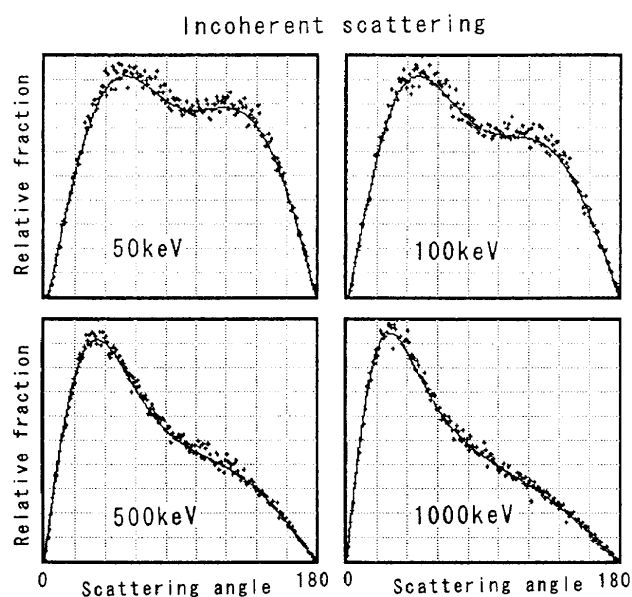


Fig. 6 Graph showing angular distributions of photon incoherent scattering. Solid lines: obtained from the Klein-Nishina formula corrected by incoherent scattering functions. Dots: obtained by random samplings with the Kahn's rejection technique.

散乱の散乱角度をサンプリングした例を Fig. 6 に示す。横軸が散乱角度、縦軸は各角度に散乱される割合である。実線が理論計算値、ドットが各々10万回乱数サンプリン

グした散乱角度分布である。

以上のような乱数の変換技術を利用して、Fig. 1 のフローチャートに示した各段階で起こる物理現象を、その現象が起こる確率分布に従って乱数サンプリングしながら、光子などの行動を確率論的に忠実に追跡する数値実験法がモンテカルロ法である。

そして、目的に応じた検出器（カウンタ）をプログラム中に設定しておき、全計算終了後、計算結果を出力する。ファントム内のエネルギー吸収の計測を目的とするなら、Fig. 1 に示したようにエネルギー付与が起こる箇所に、カウンターを置き、ファントムのどこにどれだけのエネルギーが付与されるのかをカウントする。透過X線像の解析を目的とするならば、ファントム外に光子が射出する箇所にカウンターを設置し、増感紙/フィルムの、どこにどのようなスペクトルで光子が入射したかをカウントする。全計算終了後、その結果からファントム内における吸収線量分布や、X線画像の形成過程を観測することが可能となる。

モンテカルロ計算を行うには、EGS4¹⁹⁾などの汎用計算コードを利用する方法もあるが、自分自身の手で自分の目的に合ったプログラムを作成することを勧める。

モンテカルロ計算プログラムの具体的なアルゴリズムや作成方法については、丸石ら²⁰⁾が本学会誌で詳細に解説しているので参照されたい。

3. モンテカルロ計算の応用例

放射線治療の線量評価におけるモンテカルロ法の具体的な応用例について報告する。

3.1 目的

最近の放射線治療計画装置は、CT 画像などを利用した3次元線量計算²¹⁻²³⁾をルーチンで行えるようになっている。しかし、肺のような低密度領域を小さな照射野で照射した場合や、最近注目されているラジオサージェリー^{24,25)}に使用されるようなナロービームなどでは、ルーチンの線量評価法では大きな計算誤差を生じることがある。この問題をモンテカルロ法を利用して解決できないか検討した^{26,27)}。

3.2 小照射野の線量評価における問題点

Fig. 7 はサンドウィッチ型の不均質補正用臨床モデルファントム²⁸⁾に、真上から10 MV X線を照射した時の、線束中心軸上の Tissue-Maximum ratio (TMR) をモンテカルロ法で計算したものである。ファントムは3層から成っていて第1層は厚さ3 cmの水、肺を想定した第2層は厚さ15 cmで密度を0.2、0.3および1.0と可変とし、第3層は厚さ6 cmの水を想定している。

グラフ横軸は入射表面からの深さ、縦軸は TMR である。照射野の大きさを20×20、10×10、5×5 cm、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 20×20 cm 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。

しかし、照射野を小さくしてゆくと、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²⁹⁾、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. 8 は、Fig. 7 に示した深部線量データを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

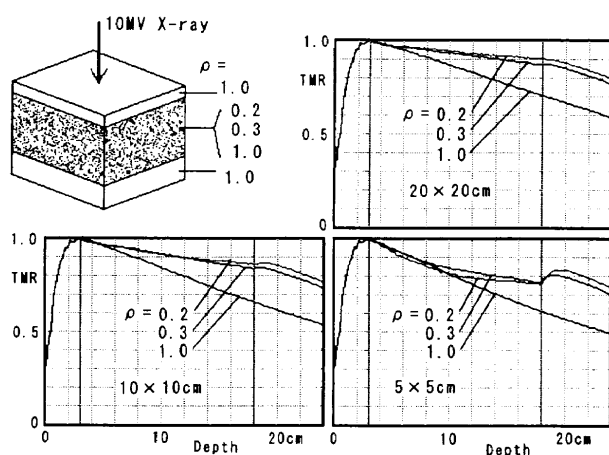


Fig. 7 Graph showing Tissue-Maximum ratios in an inhomogeneous model phantom for 10 MV X-rays. The inhomogeneous model phantom was constructed from three layers of water-equivalent material with different densities.

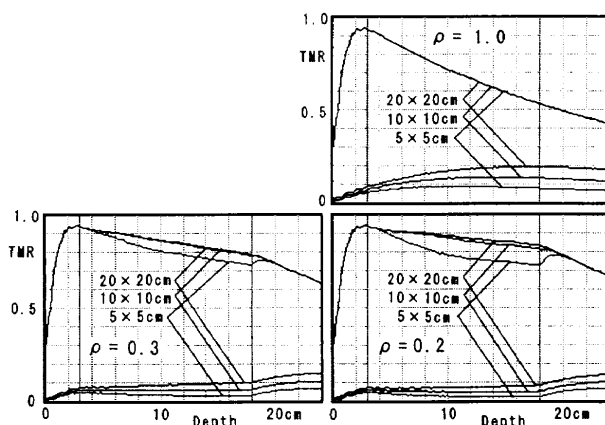


Fig. 8 Graph showing primary and scattered dose components of Tissue-Maximum ratios in the inhomogeneous model phantom shown in Fig. 7.

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。

Fig. 9 は、単位面積当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さ5 cm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。横軸が照射野の直径、縦軸が相対線量で、 10×10 cm 照射野の線量で正規化してある。

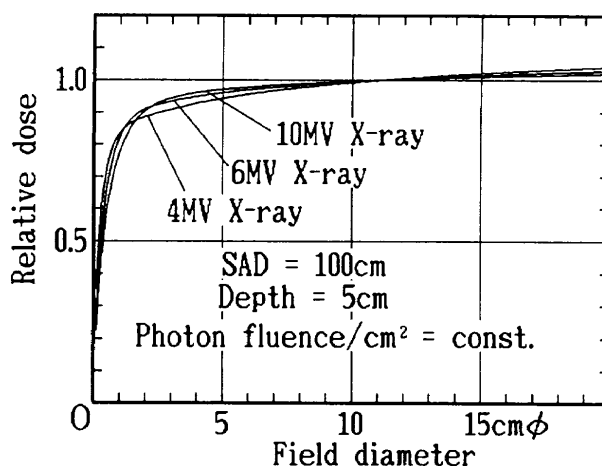


Fig. 9 Graph showing the variation of doses at 5 cm depth in water with beam sizes. Incident photon fluence are constant. Normalized by the maximum dose in 10×10 cm field.

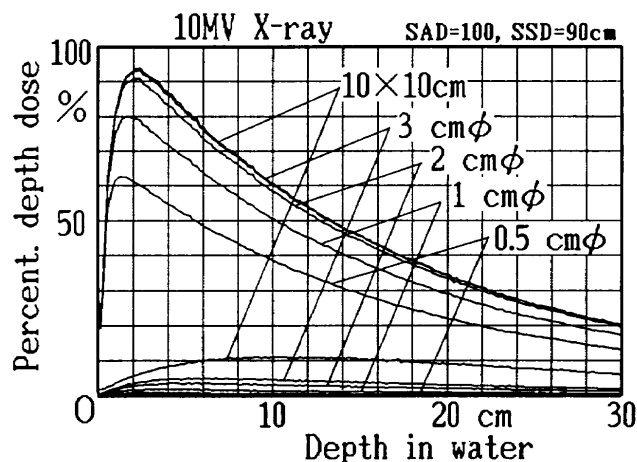


Fig. 10 Graph showing the variation of primary and scattered dose components of the percentage depth doses in water irradiated by 10 MV X-ray narrow beams. Normalized by the maximum dose in 10×10 cm field.

照射野が小さくなってラジオサージェリーで使われるような領域になると、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. 10 は、10 MV 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。横軸は深さ、縦軸は Percentage Depth Dose (PDD) で、 10×10 cm 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3 cm ϕ までは変化せず、それ以下になると、急に低下し始める。

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次電子の飛程に関係するものである。

3.3 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. 11 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・直交方向に分け、単純化した模式図で表したものである。

まず、線束平行方向について見る。(Fig. 11 左) 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 Kerma³⁰⁾ 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、入射表面近傍でビルドアップ現象が起こることは、周知のとおりである³⁰⁾。

同様に、線束に直交方向について考えてみる。(Fig. 11

右) 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、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、線量としては50に低下してしまう。

この現象が、Fig. 8, 10 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。

3.4 非電子平衡を考慮した3次元線量計算

では、このような状況下での線量をどのようにして評価したらよいのか？

現在、放射線治療計画で使われている線量計算アルゴリズムは沢山あり、Equivalent TAR 法²¹⁾ など3次元計算法も日常的に使用されるようになっている。しかし、これらは散乱線線量のみを3次元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次元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、微分散乱線々量という概念を考え、それを利用した3次元線量計算法を検討した。

3.4.1 微分1次線々量、微分散乱線々量の定義

1次線光子が水ファントム中で相互作用を起こした時、その点からいろいろな方向に向かって2次電子が発生す

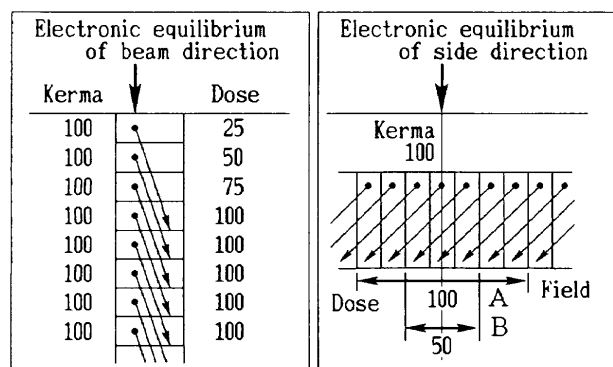


Fig. 11 Schematic diagram to illustrate the electronic equilibrium phenomenon in direction of parallel (left hand) and perpendicular (right hand) to the X-ray beam.

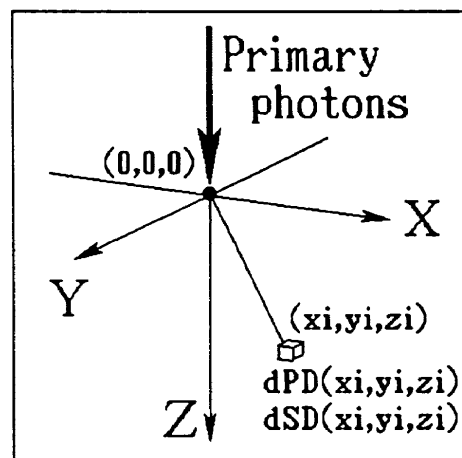


Fig. 12 Geometrical diagram to illustrate the definition of the differential primary dose and the differential scattered dose.

る。相互作用点から (x_i, y_i, z_i) の位置にある単位微小容積内に、相互作用点で発生した2次電子から付与される線量を微分1次線々量 (differential Primary Dose) と定義し、 $dPD(x_i, y_i, z_i)$ もしくは $dPD(R_i, z_i)$ と表記する (Fig. 12)。ただし、 $R_i^2 = x_i^2 + y_i^2$ とする。

同様に、相互作用点で発生した散乱光子が、その後ファントム内で相互作用を起こし、それによってこの微小容積内に付与される線量を微分散乱線々量 (differential Scattered Dose) と定義し、 $dSD(x_i, y_i, z_i)$ もしくは $dSD(R_i, z_i)$ と表記する。

いずれも、最初の相互作用点における1次線 kerma を1.0として正規化したデータとする。

3.4.2 微分1次線々量、微分散乱線々量の計算

微分1次線々量、微分散乱線々量は実測不可能な物理量であり、これはモンテカルロ法を用いなければ求めることができない。

厳密に言えば、水中の深さによって1次線光子束のスペクトルは変わってくるので、基準とする相互作用点の深さによって dPD および dSD データは若干異なってくるが、今回の計算では、10 cm の深さに基準とする相互作用点をとった。

水中の深さ10 cm における1次線スペクトルおよび各エネルギー光子の相互作用を起こす確率などから、この点で発生する2次電子の初期運動エネルギーおよび初期散乱方向分布をあらかじめ計算しておく。そして、それらの確率分布に従って基準相互作用点から発生させた電子の飛跡をモンテカルロ法で追跡した。Fig. 13 に示すよ

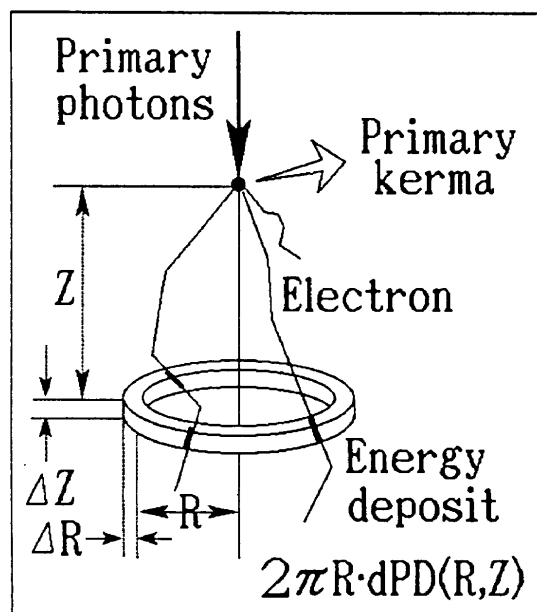


Fig. 13 Geometrical diagram to illustrate the unit ring, in which energy deposit were scored for obtaining the differential primary dose data.

うに相互作用点から線束方向に Z 、線束中心軸から R 離れた位置にある厚さ1 mm、幅1 mm のリング状容積内に付与されるエネルギー量をカウントした。そして最終的に相互作用点における電子の初期運動エネルギーの総和、すなわち1次線 kerma で正規化して、 Z と R の関数で検索できる $2\pi R \cdot dPD(R, Z)$ という形で微分1次線々量データを作成した。

微分散乱線々量は相互作用点から発生する散乱光子を追跡し、その後に起きるエネルギー付与をカウントして、同様な形のデータ $2\pi R \cdot dSD(R, Z)$ とした。微分散乱線々量データの計算では、単位リング状容積の厚さおよび幅をそれぞれ2 mm とした。

高エネルギーX線の入射光子スペクトルは Schiff の式³¹⁾ を利用して計算により求めた (Fig. 14)。フラットニングフィルタの厚さをいろいろ変え、それを使って計算した深部線量率が標準測定法³²⁾ のデータともっともよく一致するスペクトルを採用した。このスペクトルを使

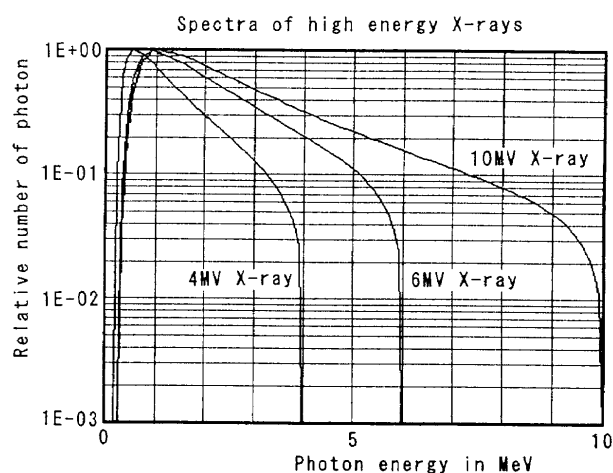


Fig. 14 Graph showing the spectra of high-energy X-rays used in calculating differential primary and scattered dose data.

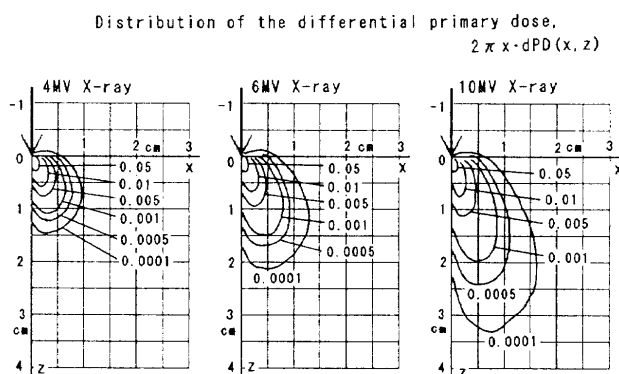


Fig. 15 Distributions of the differential primary doses presented as $2\pi x \cdot dPD(x, z)$ for 4 MV, 6 MV and 10 MV X-rays.

って計算した深部線量百分率の標準データとの誤差は±1%以内である。

モンテカルロ計算に用いた光子と物質との相互作用断面積, Form factor, Incoherent scattering functionなどはHubbellらのデータ³³⁻³⁵⁾を利用した。電子の追跡は, Moliereの多重散乱理論²⁾に基づいて行った。

計算により求められた微分1次線々量の空間分布をFig. 15に示す。4 MV, 6 MV, 10 MVとX線エネルギーが高くなるほど, 分布は前方, 側方へ広がっている。

3.4.2 線量計算アルゴリズム

Fig. 16左で, 水ファントム中のD点の線量を考える。1次線束に含まれる容積内のA点で発生した2次電子によってD点へ付与される1次線々量は, A点の1次線kerma K_A とA点からD点への微分1次線々量dPDの積で求められる。同様に, A点の1次線kerma K_A とA点からD点への微分散乱線々量dSDの積により, 散乱線々量が求められる。これを1次線束に含まれる容積V全体について積算すれば, D点の1次線々量Dpおよび散乱線々量Dsが計算できる。これを数式で表すと, 次式のようになる。

$$D_p = \alpha \cdot \beta \iiint_V K_A(x, y, z) \cdot dPD(x, y, z) dx dy dz$$

$$D_s = \alpha \cdot \beta \iiint_V K_A(x, y, z) \cdot dSD(x, y, z) dx dy dz$$

ここで, α は比例定数, β は吸収線量/カーマ比^{32,36,37)}(線束方向において真の電子平衡は成立せず, 過渡電子平衡となるため, その補正項)である。

Fig. 16右のように被射体が不均質な場合, まずD点を中心として1次線束に含まれる容積をScaling theorem(密度尺度理論)^{10,21-23)}を用いて, 密度1.0の水に換算した容積に変換する。そしてその容積について, 水ファントムの場合と同じ手順によりD点の線量を求めることができる。

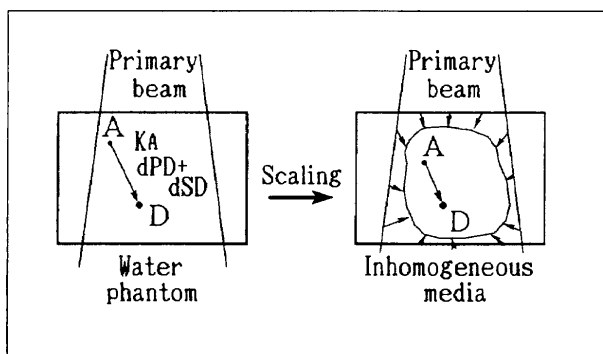


Fig. 16 Schematic diagram to illustrate the calculation method of primary and scattered doses at D in a water phantom and in an inhomogeneous media.

3.4.3 微分1次線々量, 微分散乱線々量を用いた線量計算結果

Fig. 17は, Fig. 7に示したサンドウィッチモデルに10 MV X線を照射した時の, 線束中心軸上のTMRを微分1次線々量, 微分散乱線々量データを用いた評価法で計算した結果である。照射野は 5×5 cmで, 第2層の密度を0.2, 0.3, 1.0とした。実線がモンテカルロ法で直接TMRを計算したもの, ドットが微分1次線々量, 微分散乱線々量を使って計算したものである。散乱線々量はほぼ一致している。1次線々量は不均質部の境界の後方で若干の誤差を生じているが, 入射表面近傍のビルドアップ

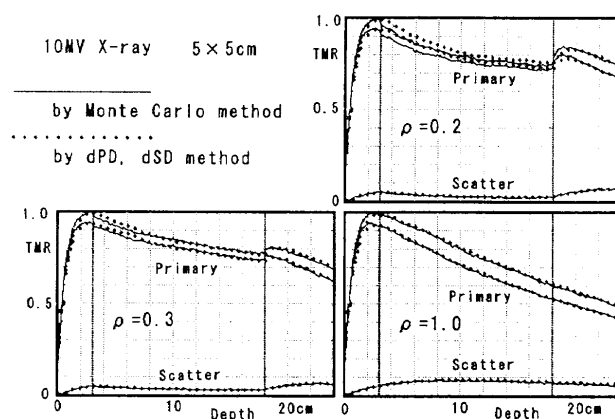


Fig. 17 Graph showing primary and scattered doses in an inhomogeneous model phantom irradiated by 10 MV X-rays, calculated by the Monte Carlo simulation (solid lines) and by means of the differential primary and scattered dose method (dots). Field size is 5×5 cm constant.

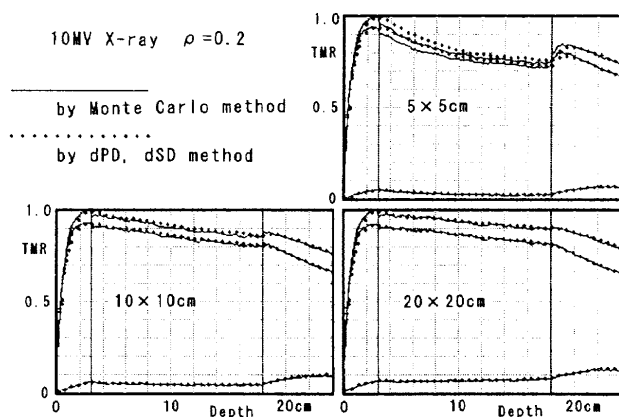


Fig. 18 Graph showing primary and scattered doses in an inhomogeneous model phantom, calculated by the Monte Carlo simulation (solid lines) and by means of the differential primary and scattered dose method (dots). Density of second layer is 0.2 constant.

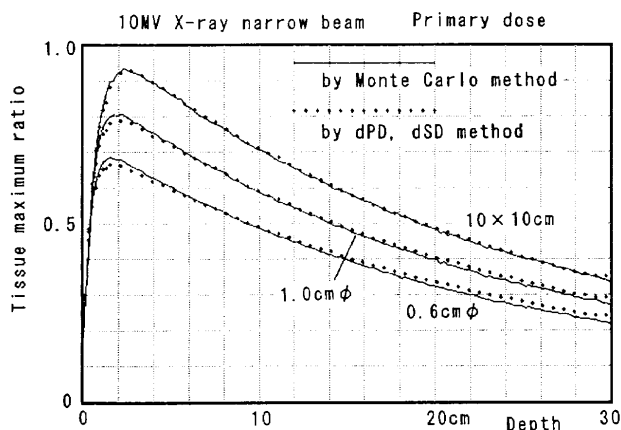


Fig. 19 Graph showing primary dose components of the TMR in water phantom irradiated by 10 MV X-rays with beam sizes of 10×10 cm, 1.0 cm ϕ and 0.6 cm ϕ . Normalized by the maximum dose in 10×10 cm field.

ブを含め、全体的な変化傾向をよく捉えている。

Fig. 18 は同じくサンドウィッチモデルで第2層の密度を0.2と一定にして照射野サイズを変えた場合である。照射野が大きくなると、1次線々量の誤差もほとんどなくなっているのが分かる。

Fig. 19 は10 MV X線ナロービームのTMRを計算したものである。縦軸のTMRは単位面積当たりの入射光子フルエンスを一定として、 10×10 cm照射野の最大線量で正規化してあり、1次線成分だけを表示している。

線束方向および横方向の2次電子平衡不成立による大幅な1次線々量の低下を非常によく捉えている。

3.5 考 察

3.5.1 線量計算アルゴリズムについて

近年、日常の放射線治療計画にも3次元線量計算法が使われるようになった。しかし、これらの“3次元”というのは、散乱線々量を3次的に評価するものであり、1次線々量については従来通り、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^{21,22)}。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、Fig. 17, 18, 19 に示したような入射表面近傍、低密度領域内など、線束方向、側方向の2次電子平衡が成立していない領域では、大きな計算誤差を生じることが考えられる。

高エネルギーX線照射による吸収線量は、1次線光子に起因する1次線々量成分の割合が、散乱線によるものよりはるかに大きく、X線エネルギーが高いほど、照射野サイズが小さいほど、その傾向は強くなる。これらのことを考えると、散乱線と同様に1次線々量についても

2次電子の伝播を考慮して3次的に評価することが重要であることが分かる。

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が、その計算時間を考えると日常の線量計算に利用できるものではない。現時点では、モンテカルロ法で3次元計算に必要なデータを作成し、そのデータを利用した簡便的な3次元線量計算アルゴリズムを構築するのが最良の方法と考える。

微分1次線々量、微分散乱線々量の概念およびそれを利用した線量計算アルゴリズムは、この基本的考えに沿ったものであり、既に報告されている微分散乱線法^{22,38,39)} (dSAR法) の考え方を1次線々量に拡大応用したものである。

3.5.2 微分1次線々量について

Fig. 15 に示した微分1次線々量分布を見ると、10 MV X線では、線束に対して側方向に約1.6 cmまで分布が広がっている。したがってこの場合、相対電子密度 ρ の水等価物質に対して半径が $1.6/\rho$ 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1.6/ ρ cm以下であれば、1次線々量是不飽和状態となって線量低下が起こることが分かる。

10 MV X線の入射面における線束方向の2次電子平衡は通常約2.5 cm以上の深さで成立するのに対し、Fig. 15 では前方約3.4 cmまで微分1次線々量分布が広がっている。しかし、線束方向では深さとともに1次線kermaの減少が起こり、これを考慮して計算するとFig. 17, 18, 19 に示したように深さ約2.5 cm以上で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、基準とする相互作用点を水中の深さ10 cmとして計算した。相互作用点の深さが変わると、そこへ到達する光子スペクトルが変化し、微分1次線々量にも変化が現れる。

Fig. 19 で、照射野サイズ 0.6 cm ϕ において、深い所で若干計算結果がずれてくるのは、微分1次線々量データの作成の際の、この相互作用点の深さ設定に起因するものであると思われる。

しかし本来、入射X線スペクトルは線束内において均一ではなく、また線束の大きさ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、これらを正確に評価することは非常に困難である。このような入射光子スペクトル決定の不確実性を考えると、相互作用点の深さの変化による微分1次線々量の変化は、許容誤差範囲に入るものとする。

Fig. 17 の計算結果で、不均質部境界の後方で1次線々量に誤差が生じている。これは微分1次線々量を用いた今回の線量計算法では、2次電子の多重散乱を考慮して得られた微分1次線々量データを、Scaling theorem 処理

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。これを改善する方法が丸石らにより報告されている⁴⁰⁾。

微分1次線々量、微分散乱線々量はモンテカルロ計算によってのみ得られるデータであり、実測データと直接比較することはできない。Fig. 17, 18, 19に示したような2次電子平衡が成立していない領域における吸収線量の実測は非常に困難であるが、これらの実測データと今回の方法による計算値を比較することにより、間接的に微分1次線々量、微分散乱線々量データそのものの精度を確認し、またその精度を高めてゆく必要がある。

3.6 結 論

ラジオサージェリーのように特殊な照射方法、照射技術が日常的に行われるようになってゆく中で、線量計算法もそれに追従できるような、非電子平衡を考慮した1次線々量を評価できる新しい3次元線量計算アルゴリズムが必要である。

モンテカルロ法により算出された微分1次線々量、微分散乱線々量データを用いる3次元線量計算法は、現在放射線治療計画で主に使用されている線量計算アルゴリズムでは評価できない2次電子平衡が成立していない領域の線量を的確に評価することができる。

4. おわりに

モンテカルロ法は、これまでも実測や観測が困難な多くの問題の解決に広く利用されて来ているが、今後さらに幅広く放射線技術のいろいろな分野の解析に利用され、貴重な情報を提供してくれるものと思っている。

また、多くの研究者がモンテカルロ解析の研究を行うことによって、モンテカルロ法そのものも、より整備されたものになってゆくことを期待している。

謝 辞

本稿を終るにあたり、宿題報告の機会を与えて下さいました学会長野原弘基先生、大会長渡部洋一先生をはじめ関係役員の方々に深く感謝申し上げます。

また、終始ご指導、助言そして貴重な討論を頂きました名古屋大学医療技術短期大学部前越久先生、津坂昌利先生、愛知医科大学宮田伸樹先生、鈴鹿医療科学技術大学森剛彦先生、広島県浜脇病院丸石博文先生ほか、実験等にご協力下さいました多くの方々に感謝致します。

最後に、宿題報告の準備に際して、ご便宜を賜りましたエスエス技研(株)下原定次郎社長に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

1) Raeside DE: Monte Carlo principle and applica-

tion. *Phys. Med. Biol.*, **21**(2), 181-197, (1976).

- 2) 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).
- 3) Chan H-P and Doi K: The validity of Monte Carlo simulation of scattered radiation in diagnostic radiology. *Phys. Med. Biol.*, **28**(2), 109-129, (1983).
- 4) 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).
- 5) Webb S and Paker RP: A Monte Carlo study of the interaction of external beam X-irradiation with inhomogeneous media. *Phys. Med. Biol.*, **23**, 1043-1059, (1978).
- 6) 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), 17-23, (1987).
- 7) 加藤秀起: Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (10 MV X線に対する質量制限阻止能比). 日放技学誌, **43**(6), 672-678, (1987).
- 8) 加藤秀起: Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (Scatter-Primary Dose Ratio). 日放技学誌, **43**(10), 1513-1518, (1987).
- 9) 加藤秀起: Monte Carlo 法を用いた体内散乱線の解析 (10 MV X線の散乱-1次線量比). 日放技学誌, **44**(1), 18-22, (1988).
- 10) 加藤秀起: 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). 日放技学誌, **44**(9), 1414-1418, (1988).
- 11) 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), 1486-1491, (1988).
- 12) 加藤秀起: 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). 日放技学誌, **45**(9), 1540-1545, (1989).
- 13) 加藤秀起: モンテカルロ法による線量分布計算. 日放技学誌, **47**(4), 648-652, (1991).
- 14) Rosenstein FJ, Prevo RF, Schneider JW, et al.: Organ doses in diagnostic radiology. HEW publication (FDA) 76-8030, (1976).
- 15) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他: 医療被曝の解析に関する研究 第1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錘外線量分布. 保健

- 物理, **28**(3), 311-316, (1993).
- 16) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 他: 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. 保健物理, **29**(4), 411-416, (1994).
 - 17) 山口恭弘: JEUNESSE; 年齢依存型人体模型を用いた光子外部被曝線量計算コード. 保健物理, **27**(3), 305-312, (1992).
 - 18) 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), 31-47, (1982).
 - 19) Nelson WR, Hirayama H, and Rogers DWO: The EGS4 code system; SLAC-report-265, Stanford university, (1985).
 - 20) 丸石博文, 砂屋敷忠: モンテカルロ計算への招待(光子について). 日放技学誌, **48**, 671-674, 789-792, 911-913, 1015-1018, 1766-1769, 1841-1844, 1976-1978, (1992).
 - 21) Sontag MR and Cunningham JR: The equivalent Tissue-Air Ratio method for making absorbed dose calculation in a heterogeneous medium. Radiology, **129**, 787-794, (1978).
 - 22) 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), 1-25, (1986).
 - 23) Mohan R and Chui C: Differential pencil beam dose computation model for photons. Med. Phys., **13**(1), 64-73, (1986).
 - 24) Pike B, Podgorsak EB, Peters TM, et al.: Dose distributions in dynamic stereotactic radiosurgery. Med. Phys., **14**(5), 780-789, (1987).
 - 25) Podgorsak EB, Oliver A, Pla M, et al.: Dynamic stereotactic radiosurgery. Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., **14**(1), 115-126, (1988).
 - 26) 加藤秀起: 微分1次線々量を用いた高エネルギー光子の1次線線量評価法. 日放技学誌, **46**(12), 1848-1854, (1990).
 - 27) 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), 991-996, (1992).
 - 28) 入船寅二, 平岡 武: 不均質補正に関する測定及び計算上の問題点. 日放腫会誌, **2**(Supplement 2), 39-42, (1990).
 - 29) 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. 茨城県放射線技師会・日本放射線技術学会茨城支部, (1987).
 - 30) Johns HE and Cunningham JR: The physics of radiology. Thomas, (1974).
 - 31) Schiff LI: Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. Phys. Rev., **252**-253, (1951).
 - 32) 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).
 - 33) Hubbell JH: Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV. NSRDS-29, National Bureau of Standards, (1969).
 - 34) 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), 471-538, (1975).
 - 35) Berger MJ and Hubbell JH: XCOM; Photon cross sections on a personal computer. NBSIR 87-3597, National Bureau of Standards, (1987).
 - 36) Sibata CH, Paliwal BR and Attix FH: Experimental derivation of β for high-energy photons. Brit. J. Radiol., **61**, 600-608, (1988).
 - 37) 尾内能夫, 川島勝弘, 稲田哲雄, 他: 放射線医学大系34; 放射線物理学. 中山書店, (1984).
 - 38) 岩崎 晃, 石戸俊雄: 密度尺度理論に基づいた微分SAR式及び微分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, **44**(3), 503-516, (1984).
 - 39) 丸石博文, 砂屋敷忠, 小川正晃, 他: dSAR法による不均質補正(多重散乱補正の検討). 日放技学誌, **45**(8), 1296, (1989).
 - 40) 丸石博文, 砂屋敷忠, 小寺吉衛, 他: 微分散乱法(2次電子多重散乱の補正). 日放技学誌, **48**(8), 1378, (1992).