低エネルギー光子肺計測における散乱線の影響の モンテカルロ法による解析

関　口　昌　道^{*1}

(1986年5月20日受理)

Analysis of the Effect of Scattering on Low Energy Photon Lung Counting by Monte Carlo Method

Masamichi SEKIGUCHI^{*1}

KEY WORDS : scattering, low energy photon, lung counting, Monte Carlo, MIRD phantom

I は　じ　め　に

プルトニウム (Pu) 肺モニタ等の低エネルギー光子の *in vivo* 肺計測装置の校正法の研究は、線源を沈着させた人体等価ファントムを用いるファントム法を中心に進められている。

一方、人体の構造を数式で表した MIRD 数学ファントムとモンテカルロ法によって、これらの実験と相補の理論データを得る試みも行われている。SCOTT ら¹⁾は体外計測時の最適検出器配置と形状を、GOANS ら²⁾は Pu の LX 線の体外透過関数を、そして BHATI ら³⁾は検出器の分解能やエスケープ効果も検出光子スペクトルを中心に、おのおの計算している。

モンテカルロ法は、解析的方法に比べて散乱線の効果を再現しやすいという利点をもっている。しかし、これらの計算では散乱の過程を十分正確に扱っていなかった。前二者は散乱をまったく無視し、また後者は干渉性散乱および非干渉性散乱における標的原子の電子の束縛の効果を無視 (自由電子によるコンプトン散乱として扱

う) していた。また、近年光子と物質との相互作用に関して、放射線診断に用いられるエネルギー域では非干渉性散乱だけでなく、干渉性散乱も重要な役割を果たしていることが明らかとなってきた^{4,5)}。

本論文では、これらの報告で扱われていない干渉性散乱および非干渉性散乱における電子の束縛の効果を含めた計算を行い、低エネルギー光子肺計測における散乱線の影響を明らかにした。また、これらの効果を無視した計算結果との比較により、同効果が体外放出率等によらず影響も検討した。

II 方　法

1. ファントム

計算に用いたファントムは頭と胴体から成っており、肺、肋骨、脊椎の三つの臓器を含んでいる。これらの幾何学的形状は MIRD ファントムと同等で、これらを表現する数式は、SNYDER ら⁶⁾から引用した。なお、肋骨は、MIRD ファントムでは肋骨と区別されておらず、本計算でも肋骨と同様に扱っている。

ファントムを構成する媒質は骨 (肋骨と脊椎)、肺、その他の組織の3成分である。本計算では、光子と物質との相互作用として、干渉性散乱、非干渉性散乱、光電効果の3種を模擬している。各媒質のこれらの相互作用についての線減弱係数を次のようにして得た。骨以外の

^{*1} 放射線医学総合研究所内部被ばく研究部; 千葉市穴川 4-9-1 (〒260)
Division of Comparative Radiotoxicology, National Institute of Radiological Sciences; 9-1, Anagawa 4-chome, Chiba.

媒質の組成は水と等価と仮定した。また、水と骨の質量減弱係数表として HUBBELL の表⁷⁾と WHITE の表⁸⁾のおのおのを用いた。これらの表の値を内挿して、任意のエネルギーにおける質量減弱係数を得た。密度は、骨 1.85, 肺 0.26, その他の組織 1.0 とした。

2. モンテカルロ計算

線源分布として、両肺に様な分布を仮定した。肺から放出された光子は、体外に放出されるか、光電効果をおこす（またはエネルギーが 10 keV 以下になる）までその軌跡が追跡される。光子の自由行程は COLEMAN の方法⁹⁾によって決定された。

相互作用点が体内の場合、3種の光子と物質との相互作用のうちのひとつが、それらの線減弱係数の比に応じた確率で選択され、おのおの以下のように取り扱われる。

1) 光電効果：その光子のヒストリーを終了する。

2) 干渉性散乱：散乱前後の光子の進行方向間の角（散乱角）が WILLIAMSON の方法¹⁰⁾と媒質の原子形状因子によって決定される。散乱の方位角は $0 \sim 2\pi$ の間で、任意に決められる。これらの二つの角によって、散乱光子の進行方向が決まり、再び自由行程がサンプリングされる。光子エネルギーは変わらない。

3) 非干渉性散乱：散乱角が媒質の原子散乱関数で補正した KLEIN-NISHINA の式と拒否法によって決定され、この値によって光子エネルギーも定まる。その他は 2) と同様である。

各媒質の形状因子は、媒質を構成している各原子の形状因子の値を原子の含有率を用いて荷重平均することによって求めた。媒質の散乱関数についても同様に求めた。原子の形状因子と散乱関数は、HUBBELL ら¹¹⁾より引用した。なお、干渉性散乱および非干渉性散乱における電子の束縛の効果を調べるため、これらを無視した計算も行った（おのおの、干渉性散乱の断面積を 0 とする、自由電子によるコンプトン散乱として扱う）。

初期光子エネルギーは、²³⁹Pu が崩壊したときに生じるウランウム (U) の L_{α} , L_{β} , L_{γ} の三つのおもな X 線のエネルギー (13.615, 17.220, 20.167 keV) と ²⁴¹Am の γ 線 (59.537 keV) のエネルギーを含めて、13.615 keV から 70 keV まで変化させた。実行したヒストリー数は、初期光子エネルギー 20 keV 以下の場合、約 6×10^6 、他の場合、 4×10^5 程度である。使用計算機は ACOS-700 S (日電東芝製) である。

III 結果と考察

1. 全体放出率

Fig. 1 は、発生光子あたりの体外放出率（体外放出光

Fig. 1 Fraction of the number of exit photons for whole solid angle to that of total generated photons as a function of initial photon energy.

Fig. 2 Fraction of the number of scattered exit photons to that of total exit photons.

子数/発生光子数)と、初期光子エネルギーとの関係を示している。光子エネルギーが低くなる（約 30 keV 以下）と、エネルギーのわずかな差によって体外放出率が急激に変化することがわかる。

2. 散乱線含有率

体外放出光子の散乱線含有率と初期光子エネルギーの関係を示したものが Fig. 2 である。本計算では、干渉性と非干渉性の2種の散乱を模擬しているの、散乱は必ずしも光子のエネルギーを低下させるとは限らない。そこで本図では、非干渉性散乱を1度以上おこしてエネルギーを減少させた光子と、干渉性散乱のみをおこして

Fig. 3 Energy spectra of exit photon for whole solid angle. [A] : ^{239}Pu LX-rays, 1×10^7 total generated photon. [B] : 59.537 keV photons, 3.9×10^5 .

エネルギーが変化していない光子の2種に分けて表示した。

U の LX 線のエネルギー (約 17 keV) では、体外放出光子中に散乱光子が 40% も含まれており、そのうちの約半分が干渉性散乱のみをおこしたものであることは注目に値する。エネルギーが高くなると散乱線のほとんどは、非干渉性散乱光子によるものとなる。59.5 keV では散乱線含有率は 68.0% であり、そのうちの 95% は非干渉性散乱をおこしている。

3. エネルギー分布と散乱回数

Fig. 3 は体外放出光子のエネルギー分布を示したものである。21 keV 以下は、線源が ^{239}Pu の場合 (3 種の LX 線光子のみを発生) で、これより高い分布は、59.5 keV の光子 (^{241}Am の γ 線) を発生させた場合である。体外放出光子のうち、直接体外に出た光子と干渉性散乱のみをおこした光子は、発生光子と同じエネルギーをもつが、非干渉性散乱を起こした光子はこれより低いエネルギーをもち、スペクトルの幅を低エネルギー側に広げる。

Pu のエネルギー分布にみられる三つのピークは、それぞれ $L_{\alpha-\gamma}$ の X 線に対応している。非干渉性散乱光子によるスペクトル幅の拡大は小さい。

一方、59.5 keV 光子では、多くの非干渉性散乱光子を含んでいる。非干渉性散乱における光子のエネルギー分布は、散乱角が 180 度、すなわち散乱光子のエネルギーが最低のところにピークをもつことが知られている (いわゆる後方散乱ピーク)。初期光子エネルギー 59.5

Fig. 4 Distribution of frequency of scattering of the scattered exit photons. The initial photon energy is as follows; 17.22 keV (●), 30.0 keV (▲) and 59.537 keV (■).

keV の場合、このエネルギーは 48.7 keV であり、本図でもこのエネルギーにピークが認められる。したがって、このピークより低いエネルギーの光子は多重散乱光子である。

Fig. 4 は体外放出光子の散乱回数のヒストグラムを、初期光子エネルギー 17.22, 30.0, 59.5 keV について示したものである。全体外放出光子中の多重散乱光子の割合は、 L_{β} 線 (17.22 keV) では 12.0% であるが、59.5 keV では 43.1% である。また、体外放出光子の平均エネルギーを算出すると、 L_{β} 線で 17.1, 59.5 keV で 53.0 keV である。

NaI(Tl) シンチレーション検出器で人肺内 ^{241}Am γ 線を測定する場合、観測されるスペクトルのピーク位置が初期光子エネルギーより低エネルギー側にずれるとともに、スペクトルの広がりが増えることが知られているが、以上の計算結果はこのことを説明するものである。

4. 干渉性散乱および非干渉性散乱における電子の束縛の効果

干渉性散乱および非干渉性散乱における電子の束縛の効果、個別にまた同時に無視して計算したときの体外放出率と全散乱線含有率の変化を **Fig. 5** a, b に示す。

体外放出率は、干渉性散乱を無視すると大きくなるが、非干渉性散乱における電子の束縛を無視すると小さくなる。一方、散乱線含有率はこの逆の傾向にある。さらに、これらの変化は、いずれもエネルギーが低くなるほど大きくなり、U の LX 線のエネルギー域では体

Fig. 5 Changes of the escape fraction (a) and the scatter fraction (b) when the coherent scattering (●), the binding of electrons in incoherent scattering (▲) and both (■) are neglected.

外放出率で 2~10%, 散乱線含有率で 15~70% にもなる。

この傾向は定性的には以下のように説明される。干渉性散乱を無視するといままでの散乱によって進行方向を曲げられていた光子が直進することになり、光子は体外に出やすくなる。また、当然のことながら散乱線含有率は下がる。一方、非干渉性散乱における電子の束縛を無視すると非干渉性散乱の断面積が大きくなる^{4,5,12)} ため、光子が散乱を起こす確率が高くなって体外に出にくくなるとともに散乱線含有率は増加する。さらに、これ

らの散乱断面積や散乱角の分布の変化は、エネルギーが低くなるほど大きくなる¹¹⁾。

以上から、Pu 肺計測のような低エネルギー光子の体外計測では、干渉性散乱や非干渉性散乱における電子の束縛の効果は無視できないことがわかる。このような系を取り扱うモンテカルロ計算では、これらの効果を組み込む必要があろう。

IV 結 論

Pu や Am のような低エネルギー光子放出核種の *in vivo* 肺計測における散乱線の影響を、MIRD ファントムと干渉性散乱および束縛電子の非干渉性散乱を組み込んだモンテカルロ法によって調べた。

全体外放出光子の散乱線含有率は、UL_β 線の場合 41% (うち 50% は非干渉性散乱光子)、²⁴¹Am の γ 線 (59.5 keV) の場合 68% (うち 95% は非干渉性散乱光子) であった。また、²⁴¹Am の γ 線では、非干渉性散乱光子によって、体外放出光子のエネルギー分布が低エネルギー側に大きく広がっており、体外放出光子の平均エネルギーは 53.0 keV であった。

干渉性散乱と非干渉性散乱における電子の束縛が体外放出率等におよぼす影響を調べたところ、これらの効果は無視できないほど大きいことが明らかとなった。

本研究を行うにあたり、計算機利用に関しご援助下さった放射線医学総合研究所データ処理室 福久健二郎室長に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) L.M. SCOTT, G.G. WARNER and J.W. POSTON; *Health Phys.*, **33**, 583 (1977).
- 2) R.E. GOANS and G.G. WARNER; *Health Phys.*, **37**, 533 (1979).
- 3) S. BHATI, R.C. SHARMA and S. SOMASUNDARAM; *Health Phys.*, **37**, 145 (1979).
- 4) P.C. JOHNS and M.J. YAFFE; *Med. Phys.*, **10**, 40 (1983).
- 5) L.R.M. MORIN and A. BERROIR; *Phys. Med. Biol.*, **28**, 789 (1983).
- 6) W.S. SNYDER, M.R. FORD, G.G. WARNER and H.L. FISHER, Jr.; *J. Nucl. Med. Suppl.* (MIRD pamphlet No. 5) (1969).
- 7) J.H. HUBBELL; *Radiat. Res.*, **70**, 58 (1977).
- 8) D.R. WHITE and M. FITZGERALD; *Health Phys.*, **33**, 73 (1977).

- 9) W.A. COLEMAN; *Nucl. Sci. Eng.*, **32**, 76(1968).
- 10) J.F. WILLIAMSON and R.L. MORIN; *Phys. Med. Biol.*, **28**, 57 (1983).
- 11) J.H. HUBBELL, WM. J. VEIGELE, E.A. BRIGGS, R.T. BROWN, D.T. CROMER and R.J. HOWER-
TON; *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, **4**, 471 (1975).
- 12) H.E. JHONS and J.R. CUNNINGHAM; "The Physics of Radiology," p.181 (1985), Charles C Thomas, Springfield.