

《原 著》

^{201}Tl イメージングのための ^{201}Hg 特性 X 線ピーク領域における エネルギースペクトル解析

古嶋 昭博* 松本 政典** 大山 洋一*** 富口 静二***
吉良 光子*** 高橋 睦正***

要旨 ^{201}Tl イメージングには、通常、比較的低エネルギーの ^{201}Hg の特性 X 線の光電ピーク領域が用いられている。この特性 X 線の物体内部での散乱について、ガンマカメラと線線源を用いて得られたエネルギースペクトルにより解析した。また、モンテカルロ法を用いたシミュレーションにより相互作用を受けた検出光子のエネルギー分布を分離した。光電ピークすべてを含む領域内の散乱線と直接線カウントの比 (SF) の測定の結果、 ^{201}Tl イメージングでは線源からの前方散乱線に加え、後方散乱線の影響を無視できないことがわかった。また、この SF は光電ピークに中心を持つ対称エネルギーウィンドウよりも高エネルギー側へシフトした非対称エネルギーウィンドウにより減少させることができることがわかった。これらのエネルギースペクトルによる解析は、新しい散乱線補正法の開発などへの重要な基礎データになるものと考えられる。

(核医学 34: 95-103, 1997)

I. はじめに

現在、放射性塩化タリウム ($^{201}\text{TlCl}$) は、心筋、甲状腺、腫瘍などの核医学イメージングのための検査薬剤として広く用いられている。 ^{201}Tl 線源からは、 ^{201}Hg の特性 X 線 (69-83 keV) と γ 線 (135 keV と 167 keV) が放出され、通常の ^{201}Tl イメージングには、放出割合の面から特性 X 線の光電ピーク領域が用いられている。このような低いエネルギーを持つ光子の体外イメージングでは、物体内部での散乱や減弱が問題となる。散乱線についてのエネルギースペクトルを用いた解析は、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$

について多数行われている¹⁻⁵⁾。 ^{201}Tl に対しては、代表的な一つの特性 X 線のエネルギーによるシミュレーション解析があるが^{2,4)}、複数の ^{201}Hg の特性 X 線を対象とした報告は少ない。今回、この ^{201}Hg 特性 X 線の光電ピーク領域での直接線と散乱線の関係について、ガンマカメラと線線源を用いた実験によるエネルギースペクトル測定から調べた。また、モンテカルロシミュレーションにより検出光子のエネルギー分布の分離を行った。

II. 方 法

1. 使用装置

イメージ収集・処理のために、低エネルギー用平行多孔汎用 (GP) コリメータ (検出器視野: 55 cm×40 cm) を装着した対向 2 検出器型ガンマカメラ GCA-7200A/DI (東芝製) とデータ収集・処理コンピュータ GMS-5500DI (東芝製) を用いた。

2. 線線源と散乱・吸収体

線線源として、放射能約 1 MBq の ^{201}Tl を含む

* 熊本大学アイソトープ総合センター

** 熊本大学医療技術短期大学部診療放射線技術学科

*** 熊本大学医学部放射線科

受付: 8 年 11 月 20 日

最終稿受付: 9 年 1 月 28 日

別刷請求先: 熊本市本荘 2-2-1 (☎ 860)

熊本大学アイソトープ総合センター

古嶋 昭博

だ直径 1 mm, 長さ 5 cm のポリエチレンチューブを用いた。水と等価な 30 cm×30 cm のタフウォータプレートファントム (京都科学社製) を散乱・吸収体として用い, その厚さを变化させた。

3. マルチチャンネルエネルギーウィンドウイメージング

線線源とコリメータ表面との距離を 12 cm に固定し, 以下のようにデータ収集した。

1) 後方散乱体 (BS) の厚さを 0 cm にして, 前方散乱体 (FS) の厚さを 0, 2, 4, 6, 8, 10 cm と変えた。

2) BS の厚さを 10 cm にして, 同様に FS の厚さを 0, 2, 4, 6, 8, 10 cm と変えた。

それぞれ異なった FS と BS の厚さに対して, エネルギー幅 1 keV で 31.5 keV から 120.5 keV までの 90 フレームのイメージをマトリックスサイズ 64×64, 拡大率 2, 収集時間 10 分で撮像した。1 ピクセルサイズは 4.3 mm×4.3 mm であった。1 keV 幅のイメージ収集に関してエネルギーと直線性についての補正が行われ, イメージの均一性劣化とエネルギー変動の影響が少なくなるような補正を用いた⁹⁾。

4. イメージ処理

マルチチャンネルエネルギーウィンドウで得た線線源のプラナーイメージそれぞれに 23×38 ピクセルの矩形の関心領域 (ROI) を設定し, その ROI 中の各イメージカウントから局所のエネルギースペクトルを得た。この ROI の大きさは線線源の line spread function (LSF) の最高値の 1/100 になる広がりから決定した。

5. エネルギースペクトル解析

特性 X 線のエネルギーの広がりにおいて, 直接線のほとんどすべてを含む領域 (57.5–90.5 keV) を 3 keV 幅の 11 個の小エネルギーウィンドウに分割し, それらのウィンドウ内での散乱線と直接線の比 (SF) を求めた: W1 (57.5–60.5 keV), W2 (60.5–63.5 keV), W3 (63.5–66.5 keV), W4 (66.5–69.5 keV), W5 (69.5–72.5 keV), W6 (72.5–75.5 keV), W7 (75.5–78.5 keV), W8 (78.5–81.5 keV), W9 (81.5–84.5 keV), W10 (84.5–87.5

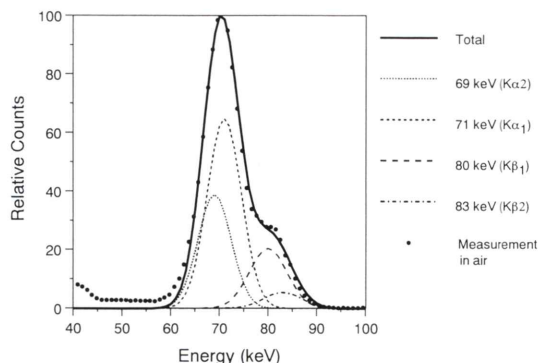


Fig. 1 Energy spectrum calculated by the Monte Carlo method for a line source without scattering materials. It was composed of four ^{201}Hg X-rays. The energy spectrum measured with the gamma camera and a line source in air is plotted together.

keV), W11 (87.5–90.5 keV). また, 4 つのイメージング用エネルギーウィンドウを作成し, それらの SF についても計算した: S20 (63.5–77.5 keV, 中心 70.5 keV, 幅 14 keV), S28 (60.5–80.5 keV, 中心 70.5 keV, 幅 20 keV), AS1 (66.5–86.5 keV, 中心 76.5 keV, 幅 20 keV), AS2 (69.5–89.5 keV, 中心 79.5 keV, 幅 20 keV)。

6. 線線源イメージの LSF カーブ

ウィンドウ S20, S28, AS1, AS2 での線線源イメージから 8 ピクセル幅の LSF カーブを作成した。

7. モンテカルロシミュレーション

われわれが以前の報告で使用したモンテカルロ法⁹⁾により, 散乱体 (水) の大きさが実験で使用したタフウォータファントムと同じ 30 cm×30 cm で, FS=0 cm – BS=10 cm, FS=4 cm – BS=0 cm, FS=4 cm – BS=10 cm の散乱体厚に対して実験と同様な線線源のエネルギースペクトルを 1 keV 幅で計算した。発生光子数は 2 千万個で, 実験と同じ ROI (10 cm×16 cm) 内に検出器表面の垂直方向に対して 1° 以内で入射した光子のみシミュレーションの対象とした。散乱線の散乱回数は 4 回まではそれぞれ毎に算出し, 5 回以上はすべて加算した。エネルギー分解能は 70 keV で 12% とし, 135 keV と 167 keV からの γ 線の影響

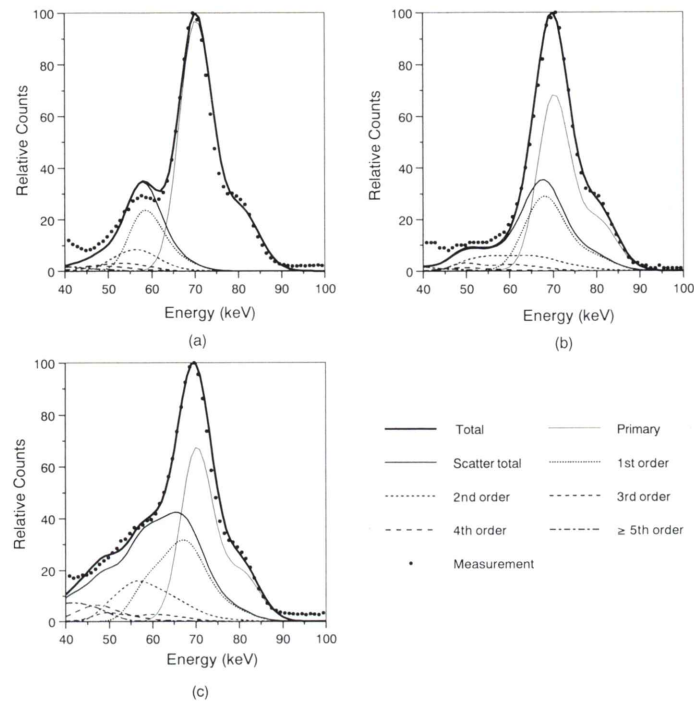


Fig. 2 Energy spectra calculated by the Monte Carlo method for a line source with scattering materials. The energy spectra measured with the gamma camera and a line source are plotted together with different scattering material thicknesses: (a) forward scattering material thickness (FS)=0 cm and backward scattering material thickness (BS)=10 cm, (b) FS=4 cm and BS=0 cm, (c) FS=4 cm and BS=10 cm.

は考慮しなかった。 ^{201}Hg の特性 X 線のエネルギーと放出割合は、文献 8 から 69 keV ($K_{\alpha 2}$): 0.288, 71 keV ($K_{\alpha 1}$): 0.493, 80 keV ($K_{\beta 1}$): 0.172, 83 keV ($K_{\beta 2}$): 0.047 を用いた。

III. 結 果

1. エネルギースペクトルシミュレーション

Fig. 1 に散乱体がない状態でエネルギーと強度の異なる 4 つの特性 X 線を合成したピークと空中での実験データを示す。合成された特性 X 線は、70 keV で最高値を持ち 80 keV 付近にも肩を有する一つの波形となった。計算と実験データはよく一致しているのがわかるが、ピークの低エネルギー側でシンチレータ (NaI) のヨードからの特性 X 線のエスケープ分の違いが見られる。Fig. 2 に散乱体があるときの ^{201}Hg 特性 X 線領域におけ

るシミュレーションと実験によるエネルギースペクトルを示す。シミュレーション結果からそれぞれ異なる厚さの散乱体に対して、合成特性 X 線による直接線と散乱線の分布の違いを理解することができる。シミュレーションと実験で得られたエネルギースペクトルとを比較するとよく一致しており、シミュレーションが精度よく行われていることがわかる。

2. 実験から得られたエネルギースペクトル

BS 厚を 0 cm と 10 cm にし、それぞれにつき FS 厚を 0 cm から 10 cm まで変化させたときのガンマカメラから得られた全特性 X 線 (直接線 + 散乱線) と散乱線だけのエネルギースペクトルの違いを Fig. 3 に示す。散乱線だけのスペクトルは、空中で測定されたスペクトルから線減弱係数 $0.187/\text{cm}^9$ と前方散乱体厚を用いて直接線カウントを計

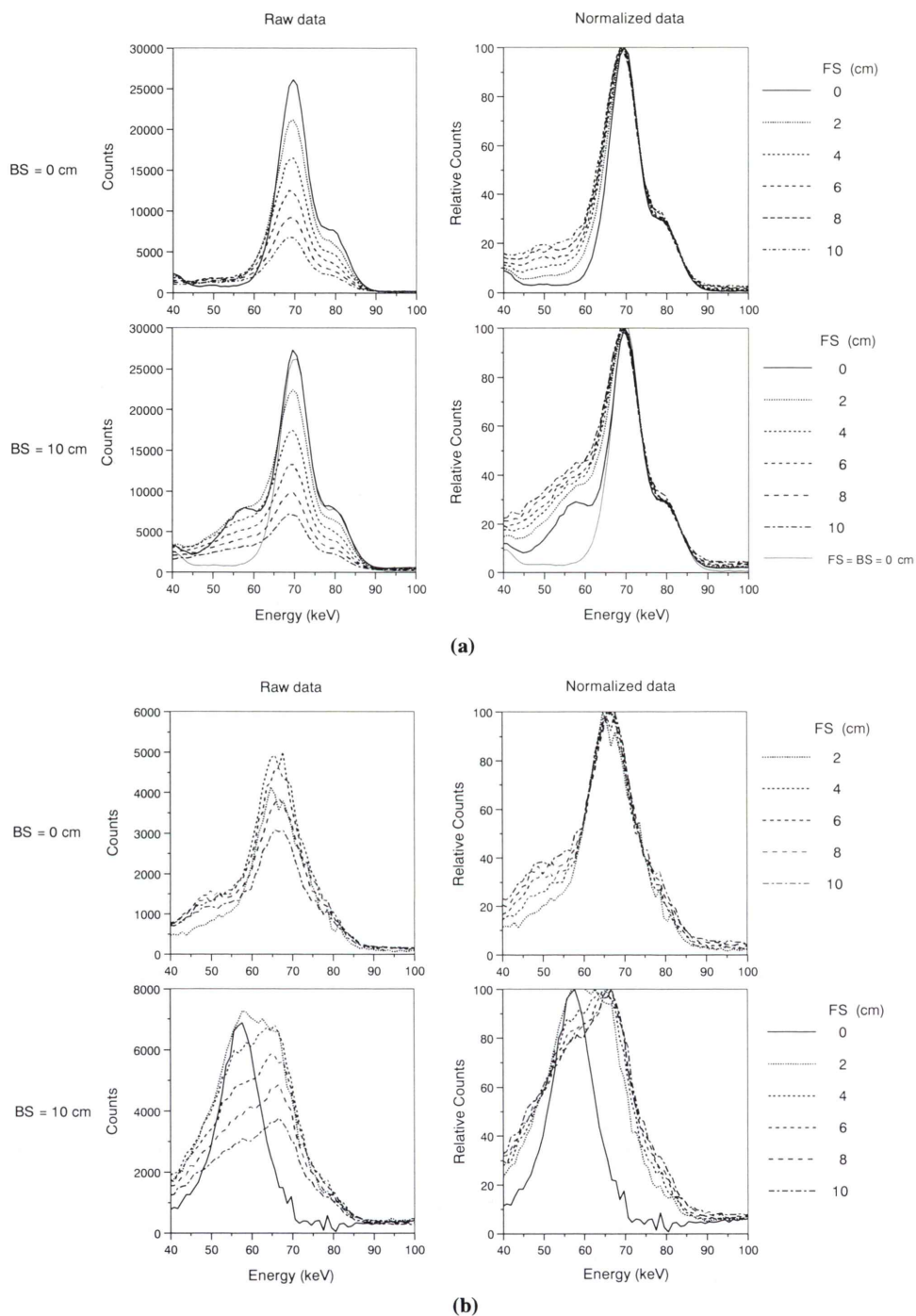


Fig. 3 Energy spectra measured by the gamma camera for a line source with different scattering material thicknesses: (a) primary + scatter and (b) scatter alone.

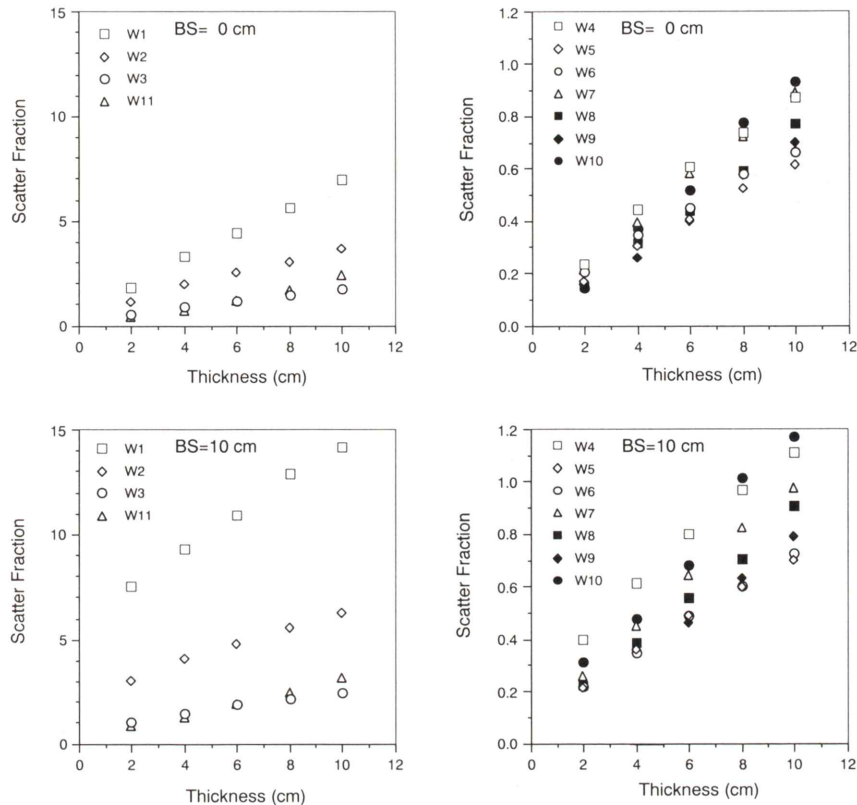


Fig. 4 Relationship between the thickness of forward scattering materials and the scatter fraction for eleven narrow energy windows set at different energy positions: W1 (57.5–60.5 keV), W2 (60.5–63.5 keV), W3 (63.5–66.5 keV), W4 (66.5–69.5 keV), W5 (69.5–72.5 keV), W6 (72.5–75.5 keV), W7 (75.5–78.5 keV), W8 (78.5–81.5 keV), W9 (81.5–84.5 keV), W10 (84.5–87.5 keV) and W11 (87.5–90.5 keV).

算し、それを全特性 X 線 (直接線 + 散乱線) から引き算することにより求めた。Fig. 3a からわかるように BS = 10 cm のとき後方散乱線のピークと特性 X 線のピークは接近し、その量は前方散乱線と同程度であることがわかる (Fig. 3b)。最高カウントを規格化したグラフから、特性 X 線ピークの高いエネルギー側の形状は散乱体厚が変化してもほとんど変わらないが、エネルギーの低い方では散乱体厚に大きく影響を受けることがわかる。

3. 散乱線と直接線カウントの比 (scatter fraction, SF)

Fig. 4 に 11 個の小エネルギーウィンドウに対する前方散乱体厚と SF 値の関係を示す。すべて

のウィンドウで SF 値は散乱体厚の増加に伴いほぼ直線的に増えている。後方散乱体の存在によりすべての SF 値が上がることから、後方散乱線はすべてのウィンドウに含まれていることがわかり、特に W1 と W2 に対しては、前方散乱線の 2 倍以上の影響をもつことがわかる。

4 つのイメージングウィンドウに対する直接線の計数率と SF 値の関係を Fig. 5 に示す。ウィンドウの中心位置がピーク上にある S20 と S28 を比べると、S28 での直接線の計数率 (C_p) は高いが、SF 値が大きい。ウィンドウの中心位置を高エネルギー側へシフトした AS1 と AS2 は、S20 と S28 よりも SF 値を下げるができるが、

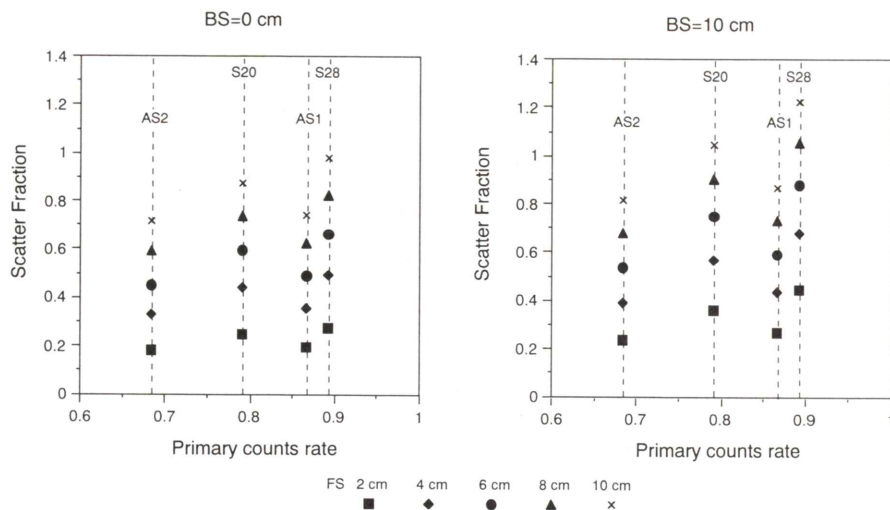


Fig. 5 Relationship between the primary counts rate and the scatter fraction for four different energy windows: S20 centered at 70.5 keV (63.5–77.5 keV), S28 centered at 70.5 keV (60.5–80.5 keV), AS1 centered at 76.5 keV (66.5–86.5 keV), AS2 centered at 79.5 keV (69.5–89.5 keV).

AS2 では Cp が悪くなる。以上の結果より、AS1 は Cp を大きくできると同時に SF 値も小さくすることができる。

4. 線線源イメージの LSF カーブ

FS=4 cm で BS=0 cm と BS=10 cm のときの各イメージングウィンドウで得られた線線源のカウントプロファイルカーブ (LSF カーブ) を Fig. 6 に示す。この図から AS1 と AS2 は、S20 と S28 よりも散乱線量が少ないことがわかる。BS=0 cm と BS=10 cm の両グラフを比較することにより、後方散乱線の影響が最高値の 1/10 以下の領域で大きいことが空間分布的に理解できる。

IV. 考 察

^{201}Tl 線源からはエネルギーとその放出強度の異なる 4 種類の ^{201}Hg 特性 X 線が放射されているが、NaI のシンチレータを用いるガンマカメラのエネルギー分解能が悪い (70 keV で約 12%) ために、これら複数の特性 X 線は一つのピークを持ったエネルギー分布として観測される。通常の ^{201}Tl イメージングとしてこのピークの最高位置に幅の狭いエネルギーウィンドウが設定され、その中で

検出された光子によりイメージとして出力される。このような複数の特性 X 線からなる光電ピーク領域での検出光子のエネルギー分布は、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ のような単一エネルギーの光子放出核種とは性質が異なり、さらに $^{99\text{m}}\text{Tc}$ よりも検出エネルギーが低い場合、イメージングに関しては特に散乱と減弱が問題となる。 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ に関するエネルギースペクトル解析については多くの文献が報告されているが¹⁻⁵⁾、 ^{201}Tl については少ない^{2,4)}。そこで、われわれは ^{201}Tl イメージングに関する特性 X 線領域でのエネルギー分布について、ファントム実験とモンテカルロシミュレーションによる分析を行った。

われわれは以前、実験による $^{99\text{m}}\text{Tc}$ イメージングにおける散乱線混入について報告したが⁵⁾、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ イメージングウィンドウでは後方散乱線の影響はほとんどなかった。しかし、今回の ^{201}Hg 特性 X 線の実験的エネルギースペクトル解析から、イメージングウィンドウ内に含まれる散乱線として前方散乱線に加え後方散乱線の影響が大きいことがわかった。これは放射光子のエネルギーが 70 keV のとき、散乱角 90° から 180° の後方散

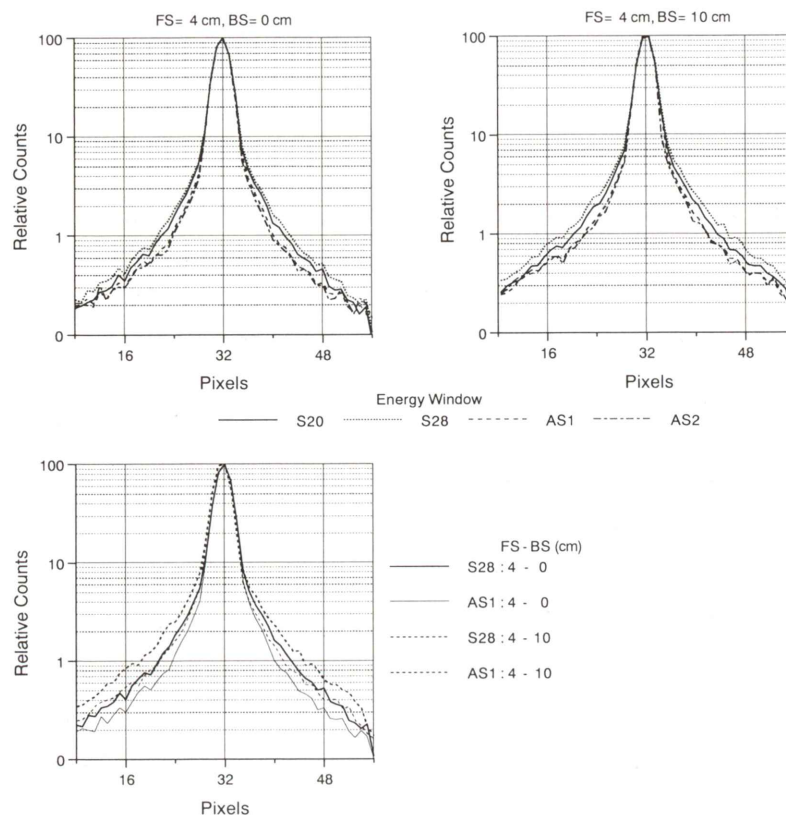


Fig. 6 Line spread functions measured by the gamma camera and a line source for four different energy windows: S20, S28, AS1 and AS2.

乱線のエネルギーが 61.6 keV から 55.0 keV となり、直接線のエネルギーと接近し、しかもガンマカメラの悪いエネルギー分解能のためにイメージングウィンドウ内に後方散乱線が入ってくるためである。

今回、われわれは簡単な実験モデルについてガンマカメラを用いたマルチチャンネルイメージにより求めたエネルギースペクトルより、散乱線の含有率を定量的に算出した。このような解析は、実際に放射性同位元素とガンマカメラを用いなくてもコンピュータシミュレーションにより行うことができるが、 ^{201}Tl では考慮しなければならない多くの因子がある。たとえば、直接線の光電効果によるシンチレータのヨードからの特性 X 線 (29 keV) のエスケープ、135 keV と 167 keV の γ 線に

由来するわずかの散乱線とコリメータ鉛からの特性 X 線 (約 75 keV) の影響、高エネルギー γ 線を放出する ^{202}Tl の含有¹⁰⁾ (散乱線とコリメータ隔壁透過線)、ルームバックグラウンドなどがあり、すべてをシミュレーションすることは困難である。これらの理由のため、われわれは実際のイメージング時に近い条件での散乱線混入状況を調べた。しかし、より複雑な実験系のモデルに対してモンテカルロ法を用いたコンピュータシミュレーションは、直接線と散乱線を簡単に分離でき、その散乱次数等を識別することが可能である。Fig. 2 に示したようにわれわれが行った実験とシミュレーション結果は、上記で述べた要因を除いた条件でよく一致しており、シミュレーションにより散乱回数別によるエネルギー分布も理解

しやすい。

現在, ^{201}Tl イメージングにおける散乱線補正法として, energy weighted acquisition (EWA) 法, dual energy window (DEW) 法, triple energy window (TEW) 法などが提案されている¹¹⁻¹³⁾。今回の本研究のエネルギースペクトル解析の結果は, このような散乱線補正法の新しい開発や従来法の評価のための基礎データとなるものと考えられる。その散乱線除去を簡単にできる例として, エネルギーウィンドウの中心をピーク最高点に置く on-peak 法よりも高いエネルギー側へシフトさせる off-peak 法により直接線を減らさずに散乱線を減らすことができることを示唆した。

最近, 散乱線補正とともに $^{99\text{m}}\text{Tc}$ や ^{153}Gd などを用いた外部線源による透過型 (transmission computed tomography, TCT) 減弱補正法が定量的な SPECT (single photon emission computed tomography) イメージングとして注目されている¹⁴⁾。われわれも ^{201}Tl -ECT と $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -TCT を組み合わせた ECT-TCT 同時収集による SPECT における減弱補正法の有用性を報告しているが¹⁵⁾、その中でこのような減弱補正を行う前に正確な散乱線補正が重要であることを述べている。

V. ま と め

^{201}Tl イメージングにおける ^{201}Hg の特性 X 線の光電ピーク領域の散乱について, 実験から得られたエネルギースペクトルにより解析した。 ^{201}Hg の特性 X 線の光電ピークは, 4 種類の特性 X 線の複合ピークから成り簡単なガウス分布ではなかった。さらに, ^{201}Tl イメージングウィンドウでは前方散乱線だけでなく, 後方散乱線の影響が大きいことがわかった。また, エネルギーウィンドウの中心を高エネルギー側へシフトさせる off-peak 法により簡単に散乱線を減らすことができることを示した。以上のことより, われわれが行ったエネルギースペクトルによる解析は, 新しい散乱線補正法の開発や従来法の評価などへの重要な基礎データになるものと考えられる。

文 献

- 1) Floyd CE, Jaszczak RJ, Harris CC, Coleman RE: Energy and spatial distribution of multiple order Compton scatter in SPECT: a Monte Carlo investigation. *Phys Med Biol* **29**: 1217-1230, 1984
- 2) Floyd CE, Jaszczak RJ, Coleman RE: Scatter detection in SPECT imaging: dependence on source depth, energy, and energy window. *Phys Med Biol* **33**: 1075-1081, 1988
- 3) Rosental MS, Henry LJ: Scattering in uniform media. *Phys Med Biol* **35**: 265-274, 1989
- 4) 尾川浩一, 原田康雄, 市原 隆, 久保敦司, 橋本省三: モンテカルロ法を用いた SPECT データ収集における散乱線の推定. *核医学* **27**: 467-476, 1990
- 5) Kojima A, Matsumoto M, Takahashi M: Experimental analysis of scattered photons in Tc-99m imaging with a gamma camera. *Ann Nucl Med* **5**: 139-144, 1991
- 6) Ichihara T, Motomura N, Ogawa K, Hasegawa H, Hashimoto J, Kubo A: Evaluation of SPET quantification of simultaneous emission and transmission imaging of the brain using a multidetector SPET system with the TEW scatter compensation method and fan-beam collimation. *Eur J Nucl Med* **23**: 1292-1299, 1996
- 7) Kojima A, Matsumoto M, Takahashi M, Uehara S: Effect of energy resolution on scatter fraction in scintigraphic imaging: Monte Carlo study. *Med Phys* **20**: 1107-1113, 1993
- 8) Browne E, Firestone RB: Table of radioactive isotopes, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986, p. 202
- 9) Hubbell JH: Photon cross sections, attenuation coefficients and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV. Report NSRDS-NBS **29**: 64, 1969
- 10) 古嶋昭博, 辻 明德, 鍋島光子, 富口静二, 中島留美, 松本政典, 他: 定量的な放射性タリウムイメージングのためのコリメータ選択. *Radioisotopes* **43**: 411-418, 1994
- 11) Halama JR, Henkin RE, Friend LE: Gamma camera radionuclide images: improved contrast with energy-weighted acquisition. *Radiology* **169**: 533-538, 1988
- 12) Hademenos GJ, King MA, Ljungberg M, Zubal G: Scatter correction method for Tl-201 images: a Monte Carlo investigation. *IEEE Trans Nucl Sci* **40**: 1179-1186, 1993
- 13) Ichihara T, Ogawa K, Motomura N, Kubo A, Hashimoto S: Compton scatter compensation using the triple-energy window method for single- and dual-isotope SPECT. *J Nucl Med* **34**: 2216-2221, 1993
- 14) King MA, Tsui BMW, Pan TS: Attenuation

compensation for cardiac single-photon emission computed tomographic imaging: Part 1. impact of attenuation and methods of estimating attenuation maps. J Nucl Card 6: 513–524, 1995

15) 富口静二, 大山洋一, 吉良朋広, 吉良光子, 中島留美, 辻 明德, 他: ^{201}Tl 心筋 SPECT におけるトランスミッション・エミッションデータ同時収集法の評価. 核医学 33: 1027–1035, 1996

Summary

Energy Spectral Analysis in a Photopeak Region of ^{201}Hg X-rays for ^{201}Tl Imaging

Akihiro KOJIMA*, Masanori MATSUMOTO**, Yoichi OYAMA***, Seiji TOMIGUCHI***,
Mitsuko KIRA*** and Mutsumasa TAKAHASHI***

**Radioisotope Research Center, Kumamoto University*

***Department of Radiological Technology, Kumamoto University College of Medical Science*

****Department of Radiology, Kumamoto University School of Medicine*

For thallium-201 (^{201}Tl) imaging, a photopeak of X-ray region of mercury-201 (^{201}Hg) around 70 keV is usually employed. In such a low energy region, scatter and attenuation in the body become serious problems for quantitative scintigraphic imaging. We measured energy spectra around ^{201}Hg X-ray region by a ^{201}Tl line source with scattering materials and a gamma camera, and analyzed them to investigate the amount of scattered photons in ^{201}Tl imaging window. Furthermore, Monte Carlo calculations were performed to distinguish primary photons from scattered photons. The results of analysis of energy spectra showed that

the ^{201}Hg X-ray photopeak consists of four different X-rays and do not have a perfect Gaussian shape. It was also found that not only forward scatter but also much backward scatter are included in this region. These scattered photons were reduced by using an off-peak window moved toward the higher energy region. We conclude that the data obtained from the analysis of scattered photons in ^{201}Tl imaging window are very useful to develop a new scatter correction method and evaluate the scatter rejection methods proposed.

Key words: ^{201}Tl imaging, ^{201}Hg X-ray, Energy spectrum, Scatter fraction, Monte Carlo simulation.