Proc. Sch. Sci. TOKAI UNIV.
54(2019)37-54

電子飛跡検出型コンプトンカメラによるがん腫瘍を想定した線源のデータ取得及び画像再構成

植松真吾*1, 幾田敦也*1, 和田美弥*1, 櫛田淳子*1, 西嶋恭司*1,
株木重人*2, 國枝悦夫*2, 初川雄一*3

〒259-1292 神奈川県平塚市北金目 4-1-1
*1 東海大学理学部物理学科
〒259-1193 神奈川県伊勢原市下糟屋 143
*2 東海大学医学部
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方 2 番地 4
*3 国立研究開発法人日本原子力研究開発機構
(2018年9月21日受付 ; 2018年12月10日受理)

Data acquisition and image reconstruction of a radiation source assuming cancer tumor by Electron Tracking Compton Camera

by

Shingo Uematsu*1, Atsuya Ikuta*1, Miya Wada*1, Junko Kushida*1,
Kyoshi Nishijima*1, Shigeto Kabuki*2, Etsuo Kunieda*2
and Yuichi Hatsukawa*3

*1 *Department of Physics , Tokai University*
4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa, 259-1292, Japan
E-mail: 8bsnm001@mail.u-tokai.ac.jp
*2 *Department of Medicine, Tokai University*
142 Simokasuya, Isehara-shi, Kanagawa, 259-1193, Japan
*3 *Japan Atomic Energy Agency*
2-4 Shirane Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan

(Received on Sept. 12, 2018; accepted on Dec. 10, 2018)

Abstract

PET and SPECT are mainly used as image diagnostics device in current nuclear medicine. They detect gamma rays from the inside of the body using a radioisotope as a tracer. However, these cameras have an essential problem of the energy limitation. To solve the problem, we have developed a new medical imaging camera called Electron Tracking Compton camera (ETCC). This camera has a wide energy range. Therefore it leads to the development of new radiopharmaceuticals. In this paper, we describe the detector configuration of ETCC and the result of imaging test of ^{95}Tc. ^{95}Tc expected as new radiopharmaceuticals replacing ^{99}Tc was produced using the tandem accelerator of the Japan Atomic Energy Agency (JAEA). ^{95}Tc dissolved in liquid and was placed in a 10 mm-diameter spherical container. We succeeded to obtain the image reconstruction of the 10 mm-diameter spherical source.

Keywords: imaging; radioisotope; Electron Tracking Compton Camera; image reconstruction

第1章　序論

現代社会において、がんは死因の第 1 位である。そのため、早期発見および治療が必要であり、それには精度の高い診断が望まれる。近年がんの画像診断装置としては PET(Positron Emission Tomography)、 SPECT(Single Photon Emission Computed Tomography) などの核医学画像診断装置が広く用いられている。これらの診断では体内に放射線同位体を標識した薬剤を投与し、薬剤が代謝活動の活発な部分に集まる性質を利用することで、エネルギー消費の激しい腫瘍へ集積した薬剤から放射されるガンマ線を捉えて腫瘍を画像化する。表 1.1 に PET, SPECT において使用する薬剤を示した。PET は体内に投与した薬剤 (^{18}F, 半減期 110 分) がほぼ 180 ˚方向に方向に放出された 511keV の対消滅ガンマ線を、円環上で構成された検出器によって同時計測する。PET はがん細胞の早期発見、患者への身体的負担が少なく（被ばく量等）SPECT よりも感度が高い反面、薬剤の半減期が短く、また検出できるエネルギーが 511 keV のみであるというデメリットがある。SPECT はコリメータを検出器の前に置くことでガンマ線の到来方向を制限し、検出器を対象の周囲を回転させて多方向からガンマ線を検出することにより線源の位置を特定する。PET とは異なり放出されるガンマ線を同時計測しないため使用できる薬剤の種類が多い。薬剤としては ^{99m}Tc(141 keV, 半減期 6 時間) などを用いる。検出器の前にコリメータを取り付けるため、コリメータに垂直に入射するガンマ線以外が除去されるが、検出される光子数が放出された光子の 0.01 %ほどになってしまう。また、検出できるエネルギー帯が 360 keV 以下に限られる。

現在、我々が京都大学理学研究科と共同開発している電子飛跡検出型コンプトンカメラは、エネルギー計測範囲が広く 100 keV - 1400 keV の範囲で撮像が可能である。撮像可能なエネルギー範囲が広くなれば使用する薬剤の選択肢も広げることができる [1] [2] 。また、核医学診断において 60 %以上用いられる [3] ^{99m}Tc は、親核種である ^{99}Mo から生成されるが、^{99}Mo は原子炉による高濃縮ウランから生成されるため国内では生産されておらず全て輸入されたものである。そのため今後供給が不足する恐れがあり国内で生産されることが重要な課題である。原子炉ではなく加速器を使用することで、^{99m}Tc 製剤に代わって新薬として ^{95}Tc が生成可能である。^{95}Tc は ^{99m}Tc と化学的性質が同じであるため、早期に臨床現場へ投入が可能となる。また、^{99m}Tc に比べて半減期が長く ^{99m}Tc よりも長時間強度が保てるため、新薬の開発に優位的な特徴を持つ。^{95}Tc から放射されるガンマ線エネルギーは PET、SPECT で検出できるエネルギー範囲外であるが、ETCC では撮像が可能である。本実験では、原子力科学研究所のタンデム加速器で生成した ^{95}Tc(766 keV, 半減期 20 時間) を用いて ETCC による撮像実験を行った。この実験の過程および ^{95}Tc を線源とした画像再構成の結果を述べる。

表 1.1: PET や SPECT の使用薬剤とその性質 [4] [5]

PET		
放射性同位体	エネルギー (keV)	半減期 (min[1])
^{11}C	511	20
^{13}N	511	10
^{15}O	511	2
^{18}F	511	110
SPECT		
放射性同位体	エネルギー (keV)	半減期
^{99m}Tc	141	6 hours
^{111}In	171, 245	3 days
^{123}I	159	13 hours
^{131}I	364	8 days
^{201}Tl	71	3 days

[1] min=minutes

第2章　電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) の原理

本研究で用いる ETCC はコンプトン散乱を用いてがんの画像診断を行う。この章では、コンプトン散乱の原理、従来のコンプトンカメラの原理および ETCC の原理等を述べる。

2.1　コンプトンカメラ

コンプトン散乱とは、ガンマ線光子と物質中の 1 個の電子との間に起こり、電子に入射ガンマ線のエネルギーの一部を与えることによって、電子を原子の外へと弾き出す散乱現象である。もとの X 線やガンマ線よりも波長が長くなり、入射方向とは異なった方向へ散乱される。この現象は、X 線やガンマ線の波長が短いほど起こりやすく、衝突された電子も跳ね飛ばされる。この時の電子を反跳電子という (図 2.1)。入射ガンマ線のエネルギーを E_γ、散乱ガンマ線のエネルギーを E'_γ、電子質量を m_e、光速を c、ガンマ線の散乱角を θ とすると以下の（2.1）式で求められる。

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{2.1}$$

また、反跳電子のエネルギーを K_e とすると、エネルギー保存則より以下の（2.2）式が成り立つ。

$$E_\gamma = E'_\gamma + K_e \tag{2.2}$$

よって、反跳電子のエネルギー K_e は（2.3）式となる。

$$K_e = E_\gamma - E'_\gamma \tag{2.3}$$

散乱角 θ が 0 ℃のとき、光子は電子をかすめて直進する状態である。このとき、光子は前方に散乱するという。それに対して、散乱角 θ が 180 ℃のときは光子が電子と正面衝突し正反対の方向に跳ね返る状態である。このとき、光子は後方に散乱するという。光子が前方散乱した場合は電子に与えるエネルギーは最小になり、後方散乱した場合は電子に与えるエネルギーは最大となる。

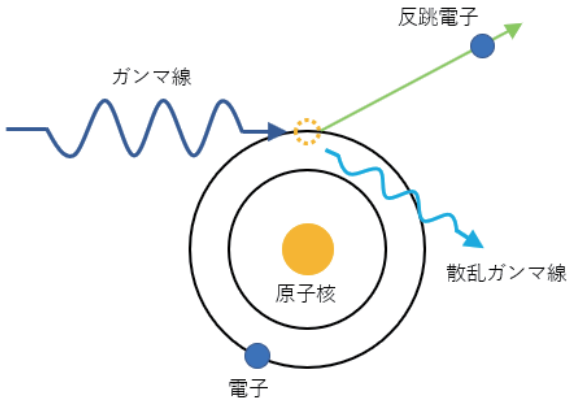


図 2.1: コンプトン散乱

コンプトンカメラはコンプトン散乱を利用した画像撮像装置である。コンプトンカメラは 2 つの検出器があり、1 段目、2 段目からなる構造である。1 段目では入射ガンマ線と電子が衝突した際の位置（散乱点）と弾き出された反跳電子のエネルギーが検出される。2 段目では、散乱点で散乱されたガンマ線をとらえその時のエネルギーおよびそのエネルギーの吸収点を検出する仕組みとなっている。検出器の説明については後述する。ここで得られた情報をもとに入射ガンマ線の到来方向を再構成する。まず、吸収点と散乱点を直線で結ぶ。そのときに、散乱点と入射したガンマ線との角度を形成する軸が求められると同時にそれぞれでのエネルギーも測定される。この 2 点をもとに散乱角度が導かれ、入射してきたガンマ線の到来方向が決定される。しかし、入射ガンマ線の到来方向は散乱角度による情報でしか決定されていないため、円周上に制限される。この時、吸収点、散乱点を直線で結び散乱角から円周上に制限され、その形が円錐状であることから、コンプトンコーンと呼ぶ。コンプトンカメラの検出原理を以下の図 2.2 に示す。入射ガンマ線のエネルギーを E_γ、1 段目の検出器で検出される散乱点での反跳電子のエネルギーを K_e、2 段目の検出器で検出される吸収点の散乱ガンマ線のエネルギーを E'_γ とすると (2.2) 式が成り立ち、これらの情報から以下の散乱角 θ を求めると (2.4) 式が導かれる。

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E'_\gamma + K_e}\frac{K_e}{E'_\gamma} \tag{2.4}$$

この $\cos\theta$ が求められることで入射ガンマ線の到来方向角度が分かる。ここで、算出された $\cos\theta$ を (2.1) 式に代入すると散乱ガンマ線のエネルギーを求めることができる。 1 つの線源から到来するガンマ線を上記の条件を利用して円周上に制限し、それがいくつか重なりを持つ形となり交点が決まる。つまり、コンプトンコーンの重なりから交点が決まり、それが入射してきたガンマ線の到来位置となる。しかし、複数の円周上で重なりを持つため、他の位置においても重なりが生じてしまう。これは、到来位置の偽情報でありゴーストと呼ばれる (図 2.3)。また、ガンマ線の到来方向を決定するためには少なくとも 3 か所の情報が必要である。さらに、カメラの持つエネルギー分解能などを考慮することから、円周上に制限された到来位置に厚みを持った円錐が生まれてしまう。

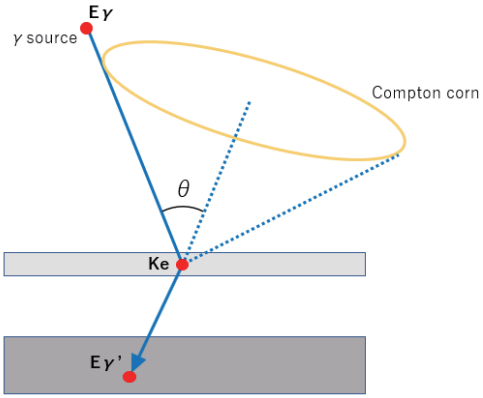


図 2.2：コンプトンカメラの原理

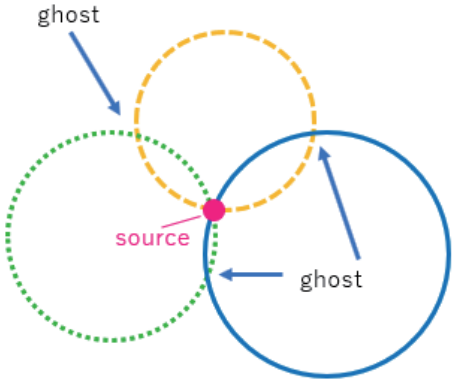


図 2.3：コンプトンコーンの重なり

2.2　電子飛跡検出型コンプトンカメラ

従来のコンプトンカメラではコンプトン散乱において反跳電子の情報がエネルギーのみであったため、円周上のどこからガンマ線が到来しているのか決定することが出来なかった。しかし、電子飛跡検出型コンプトンカメラは 2.1 節で説明したコンプトンカメラの原理に加え、1 段目の検出部にガスチェンバーを用いており散乱点の位置、反跳電子のエネルギーさらに反跳電子の飛跡を検出が可能である (図 2.4)。検出器の説明については後述する。反跳電子の飛跡が分かることで、コンプトンコーンによる円形上の制限から円弧上にガンマ線の到来位置を制限することが可能となる。円弧上に制限されることによって、2.1 節で述べたゴーストが生成されなくなり位置決定精度がより向上するようになる。以下に ETCC の原理を加えた。まず、2 つの検出部でそれぞれ反跳電子のエネルギーと反跳方向、散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向の情報を得ることで以下に述べる手法により入射ガンマ線の方向とエネルギーが得られる。ここで、電子の反跳方向を $\vec{e}$、ガンマ線の散乱方向を $\vec{g}$、ガンマ線の散乱角を θ、電子の反跳角を ϕ、電子の反跳方向とガンマ線の散乱方向とのなす角を α とし、これは幾何学的な測定値とコンプトン散乱を仮定したときの運動学的な値の完全に独立した 2 通りの方法から求まる。このときの入射ガンマ線の到来方向 $\vec{i}$ は以下のように表せる。変数の定義を図 2.5 で示した。

$$\begin{aligned} \vec{i_\gamma} &= \left(cos\theta - \frac{sin\theta}{tan\alpha} \right) \vec{g} + \frac{sin\theta}{sin\alpha} \vec{e} \\ &= \frac{E'_\gamma}{E'_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \end{aligned} \tag{2.5}$$

散乱角 θ は (2.4) 式、反跳角 ϕ は

$$cos\phi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \tag{2.6}$$

である。

次に、散乱ガンマ線の方向 $\vec{g}$ と反跳電子の方向 $\vec{e}$ のなす角 α は定義より幾何学的に

$$cos\alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e} \tag{2.7}$$

と表すことができ、散乱ガンマ線のエネルギー E'_γ と反跳電子のエネルギー K_e から運動学的に

$$cos\alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)\sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \tag{2.8}$$

となる。そして、α には最小値が存在し、入射ガンマ線のエネルギー E_γ に依存する。

$$\cos\alpha = \begin{cases} 0 & (\varepsilon < 1) \\ \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\sqrt{\frac{\varepsilon^2-1}{\varepsilon(\varepsilon+2)}} & (\varepsilon \leq 1) \end{cases} \qquad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \tag{2.9}$$

α 角は電子飛跡検出型コンプトンカメラのイメージングにおいて特徴的なパラメータである。この α 角を用いることでバックグラウンドの中からコンプトン散乱イベントを選択することが可能になる。(2.7) 式では角度からの情報のみ、(2.8) 式では運動エネルギーの情報のみを用いて求められる。これより、α_{geo} と α_{kin} は完全に独立したパラメータである。そのため、

$$\alpha_{geo} = \alpha_{kin} \tag{2.10}$$

という条件にすることで、飛跡検出器の中でコンプトン散乱を起こし、散乱ガンマ線検出器で散乱ガンマ線が完全に光電吸収されたイベントのみを選択することが可能となる。

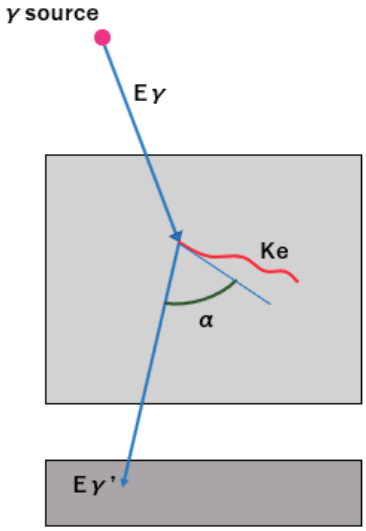


図 2.4：ETCC の原理 [6]

電子飛跡検出型コンプトンカメラのイメージング、すなわち再構成されたガンマ線の入射方向の精度は 2 つのパラメータで決定される。1 つ目は散乱角の決定精度である、Angular Resolution Measure (ARM) であり、

$$\Delta\theta_{ARM} = \arccos(\vec{i}\cdot\vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e}\frac{K_e}{E_\gamma}\right) \tag{2.11}$$

2 つ目は $\vec{g}$ と $\vec{e}$ による散乱平面の決定精度である Scatter Plane Deviation(SPD) であり、

$$\Delta\nu_{SPD} = \sin\left(\vec{g}\cdot\left(\frac{\vec{i}\times\vec{g}}{|\vec{i}\times\vec{g}|}\times\frac{\vec{i_\gamma}\times\vec{g}}{|\vec{i_\gamma}\times\vec{g}|}\right)\right)\arccos\left(\frac{\vec{i}\times\vec{g}}{|\vec{i}\times\vec{g}|}\cdot\frac{\vec{i_\gamma}\times\vec{g}}{|\vec{i_\gamma}\times\vec{g}|}\right) \tag{2.12}$$

となる。イベント毎の角度分解能は、以上の条件によって決定される。ガンマ線は本来、検出器内でパルス信号が変換され鋭い 1 本のエネルギースペクトルが直線で表示され理想的なスペクトルとなる。しかし、実際の測定では検出器内で散乱を起こすといった相互作用が生じる。そのため、検出されるエネルギースペクトルは相互作用や統計的な揺らぎをもつため幅を持ったスペクトルとして検出され、スペクトルが鋭いほうが位置決定精度は良い。このとき、$\vec{i}$ は入射ガンマ線の到来方向、$\vec{i_\gamma}$ は再構成による到来方向を表している。これより、イメージングで得られたガンマ線の入射方向のイベントごとの誤差範囲は円弧上に制限された形となる。以上のように到来方向を求めることが出来る [6] 。

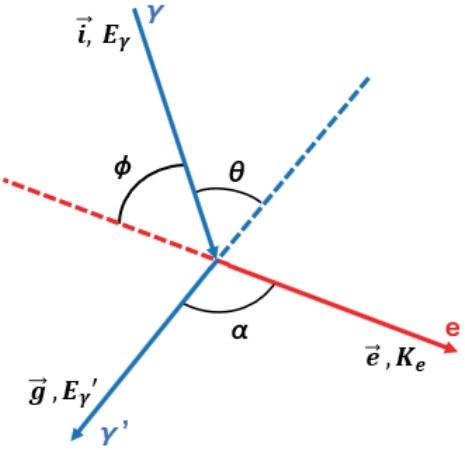


図 2.5：変数の定義

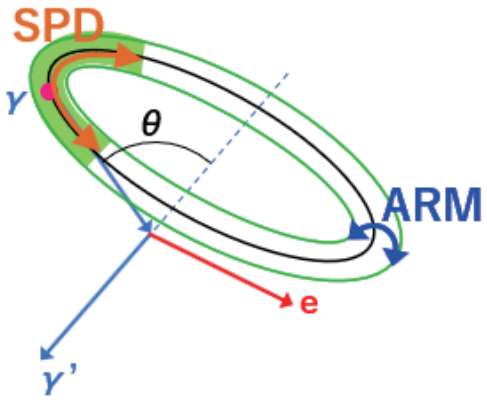


図 2.6：SPD および ARM の定義

2.3 ETCC の構成

以下に ETCC の構成を担う 1 段目（前段）の飛跡検出器と 2 段目（後段）の散乱ガンマ線検出器の原理について述べる。

micro Pixel Chamber (μ-PIC)

飛跡検出器 μTPC(後述) の基本となっているのは、μ-PIC と呼ばれる検出器である。1999 年から開発が開始された μ-PIC は、微細な電極構造を持つ Micro Pattern Gas Detector(MPGD) の 1 種であり比例計数管を輪切りにし、それを縦横に並べたような構造を持つガス検出器である。この基板はポリイミド (絶縁材料) で、電極は Cu に Ni をメッキしたものであり、各ピクセルは 400 μm 間隔で並んでいて、アノードとカソードそれぞれの電極は直交する方向にストリップになっている。これにより、高い位置分解能での 2 次元読み出しが可能でありピクセル型の電極構造にしたことで、放電による電極破壊が起こらず μ-PIC 単体で高いガス増幅率を長時間安定して得ることが出来る。プリント基板の技術を用いて作成されている [7] 。

Gas Electron Multiplier(GEM)

Minumum Ionization Particle(MIP) の 1 気圧の Ar ガス中でのエネルギー損失は 2.54keV/cm であり、400 μm 中に約 3.9 個の電子を生成する。この MIP の飛跡を 400 μm 間隔で捉えるということは、そのような少ない電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP を捉えるには 2×10^4 以上のガスゲインが必要である。しかし、μ-PIC 単体での安定したガスゲインは 6×10^3 である。これより、μ-PIC の補助増幅器として GEM を使用している。この GEM は Sauli 等によって開発され、ポリイミドの両面に Cu の電極がついたものである。GEM には多数の穴が開いており、Cu 電極の両面に違う電圧がかけられると強い電場が穴の中に生じる。この穴に電子が入ると、強い電場によってガス増幅される。フォイル（電極部）は 50 μm 厚と非常に薄く、原子番号の低い物質から作成される。しかし、両電極間の距離が非常に小さいため単体で高い利得を得ることは出来ず、典型的な利得は 100 である。現在においては 100 μm 厚のものも存在しており、こちらのほうが最大利得が高いが 50 μm 厚と同じ利得を出すためには、より高い電圧をかける必要がある [8] 。

μTPC(micro Time Projection Chamber)

荷電粒子がガス中を走り抜けると、その飛跡に沿って電子が電離される。この電子雲に緩やかな電場をかけ一定の速度で検出器へ移動させると、電子が検出器に到達する時間は、電離された位置から検出器までの距離に応じてずれが生じてくる。従って、別にトリガー用検出器を設けて、トリガーから実際に信号が得られるまで測定をすると、電離された位置から検出器までの距離を測定することが出来る。そして、2 次元情報が得られる Multiwire Proportional Counter(MWPC) [9] や Micro Strip Gas Chamber(MSGC) [10] などを読み出しとして用いれば、荷電粒子の 3 次元飛跡を測定できることになる。このようなシステムを TPC と呼ぶ。GEM を補助増幅器、μ-PIC を読みだしとした TPC を京都大学宇宙線研究室が開発し、これを μTPC と呼び、飛跡検出器として使用している。GEM, μ-PIC はそれぞれ、約 10 及び数 1000 倍のガスゲインで動作させ、全体で 2×10^4 以上の利得を安定に得ることが出来ている。そして、我々が使用している μTPC には、安価で比較的に安定して電離しやすい Ar:C_2H_6(9:1) ガスが使用され、$10\times10\times15$ cm^3 のアルミでできた箱の中に上記で説明したそれぞれが搭載されている [11] 。

シンチレーションカメラ

散乱ガンマ検出器であるシンチレーションカメラは、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーの両方を検出するため、シンチレータの阻止能は ETCC のエネルギーレンジを制限する。位置に感度のある検出器として、単結晶であるシンチレータを用いたアンガーカメラが伝統的な手法である [12] 。しかし、大きく厚いシンチレータを使用すると散乱体との同時計測が難しくなる。他の手法として、ピクセルシンチレータのアレイを用いる方法があり、アレイの位置分解能はピクセルのサイズで決定される。アレイは、シンチレーションカメラの広い面積をいくつかの部分に分ける。シンチレータは各ヒットの間に不感時間を持つ。そして、強い放射では数イベントのパイルアップが起こるがアレイを使えばほとんど起こらなくなる。よって、アンガーカメラよりも散乱体との同時計測が容易となる。多チャンネルの読み出し回路が必要となるが、こうした観点からピクセルアレイ方式を使用している。シンチレータとして要求される特徴は、良いエネルギー分解能と高い阻止能、そしてピクセル構造にするために潮解性がないほうが良い。そこで、高い原子番号であり、高密度

かつ高い阻止能を持ち、放射化しにくく潮解性が無いという特徴を持つ GSO(Ce) シンチレータが ETCC のシンチレータとして優れていることから採用され、使用されている。エネルギー分解能は 11%(662keV, FWHM) であり、高さ 26 mm、底面積 6×6 mm^2 である。シンチレータの光センサーとして、光電子増倍管 (PMT) : H8500（浜松ホトニクス）を使用する。H8500 は、6×6 mm^2 の面積のピクセル状の構造が 8×8 アレイ化されており、利得は 10^6 程度である。しかし、ピクセルごとの最大利得と最小利得の比が 3 倍程度となっており、利得の一様性に難がある [13] 。このシンチレーションカメラを 2×3 で並べ、その 6 個のシンチレーションカメラを同時に読みだすための装置と高電圧 (Hign Voltage) をかける基板の 3 つが組み合わされた装置を Head Amp(HA) と呼ぶ [14] 。

第3章　実験概要および結果考察

この章では、原子力科学研究所で行った実験内容と ETCC での撮像試験による結果および考察を述べる。

3.1　実験内容

本実験は、2018 年 6 月に原子力科学研究所のタンデム加速器において $^{95}MoO_3$ ターゲットに陽子ビームを照射して生成した ^{95}Tc(767 keV, 半減期 20 時間) を用いて ETCC による撮像実験を行った。生成した ^{95}Tc は溶液化して直径 10 mm の球状ファントム容器に入れ、ETCC の入射面から 10 cm 離し、カメラの中央の位置にターゲットを配置した。この時の室温は 24.2 - 24.4 ℃とほぼ一定であった。今回測定に使用した線源は放射能が 0.7 MBq であり、この作成した線源の統計量を溜めるために長時間測定をした。線源の細かい条件等は 3.2 節に後述する。データ取得の前には毎回 ^{133}Ba(31 keV) を用いて TPC のキャリブレーションを行った。検出器の構成物質である Cu 由来の 8 keV, ^{133}Ba からの 31 keV などそれぞれから検出される特性 X 線を検出し、それをもとにガスゲイン調整等を行う。連続してデータ取得をすると、1 段目検出部でのガスゲイン等が最初よりも悪くなり、感度にも影響してくる。そこで、キャリブレーションを行うことで、再び元の検出能力に近づける。この結果、カメラ中心部でのエネルギー分解能はおよそ 20 %(FWHM) であった。四隅のほうは少し悪くなり、一番悪いところで 40 %(FWHM) を超える結果となった。キャリブレーションに関しては、3 日間の ^{95}Tc 線源の撮像前に行いほぼ安定したエネルギー分解能を示していた。
データ取得時はカメラに鉛のシートを被せて撮像を行った。これは鉛シートによってデータ取得時に特性 X 線を遮るためである。しかし、TPC のキャリブレーションにおいては、特性 X 線の情報を用いて校正するため鉛シートを外している。

3.2　実験結果

まず、検出器の性能評価を行った。現在、我々が開発している ETCC の前段検出器のサイズは 10×10×15 cm^3 の直方体である。中心部から前後左右の空間に人体を想定し放射線源を配置しそれぞれでの検出感度を考えた。実際、がん腫瘍の位置、大きさによってカメラで撮像するポイントは様々である。ここでは、放射線源を中心から数 cm ずつ遠ざけた時の検出感度を測定した。このとき、遠ざける方向を z 方向とする。カメラの中心部に放射線源が来るように配置している。スケーラを使用しデータ取得時の測定時間 (Live time + Dead time; L + D) を計測し、表 3.1 にまとめた[1]。そこから測定時間あたりの Dead time の割合である D/(L+D)(%) を求め感度曲線を作成した。線源（密封線源）からガンマ線は等方的に放射されている。距離の逆二乗則を考えると線

[1]本来知りたいのは、取得データ数/総入射数だが、それぞれ D、L+D に比例するのでこの手法が使える。

源が遠ざかるほどガンマ線の到来数は少なくなる。以下に、測定した結果をもとに作成した感度曲線を図 3.1 に示した。ここで使用した線源は ^{54}Mn(835 keV, 半減期 312 日) の密封線源である。

表 3.1: 測定点と感度割合

距離 (mm)	0	25	50	75	85	100	125	150	200
D/(L+D)(%)	19.60	17.26	15.50	13.81	12.88	12.38	11.01	9.97	8.21

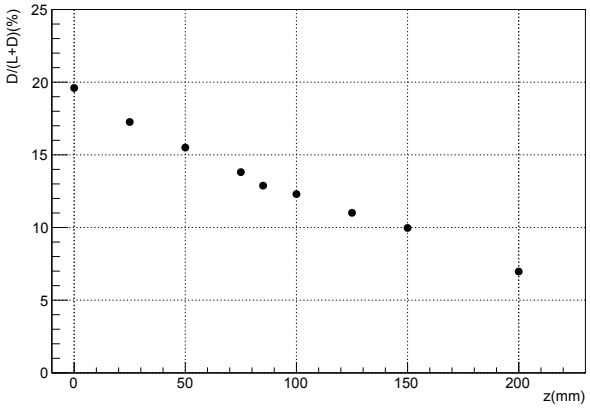


図 3.1: z 方向の感度曲線

縦軸は測定時間あたりの Dead time の割合である D/(L+D)(%), 横軸は z 方向の距離 (mm) である。上記の感度曲線からも分かるように、z 方向の距離が長くなる。つまり、カメラから線源が遠ざかるほど Dead time の割合は減少してくる。これは、ガンマ線は等方的に放射しているため線源を遠ざける（距離を長くする）程、カメラへの入射量が減るためである。

3.3 ETCC によるガンマ線検出実験結果 (1)（エネルギースペクトル）

放射線医療において現在主流として使われている ^{99m}Tc と化学特性が同じである ^{95}Tc を使用して撮像試験を行う。原子力科学研究所のタンデム加速器において $^{95}MoO_3$ ターゲットに陽子ビーム (15.4 MeV) を照射し生成して ^{95}Tc を作成し、溶液化して直径 10 mm の球に閉じ込めた直後の放射能は 0.7 MBq であった。今回の撮像により得られたエネルギースペクトルは図 3.2 に、キャリブレーションおよびデータ取得時の配置条件は表 3.2 および図 3.3 に示した。今回使用した線源から放射されるガンマ線のエネルギーは 766 keV であり、その位置にスペクトルが確認できた。直径 10 mm の球の線源と点線源での画像再構成結果を比較するため、同じく 2018 年 2 月に原子力科学研究所で行った ^{95}Tc の点源のデータを用いた。

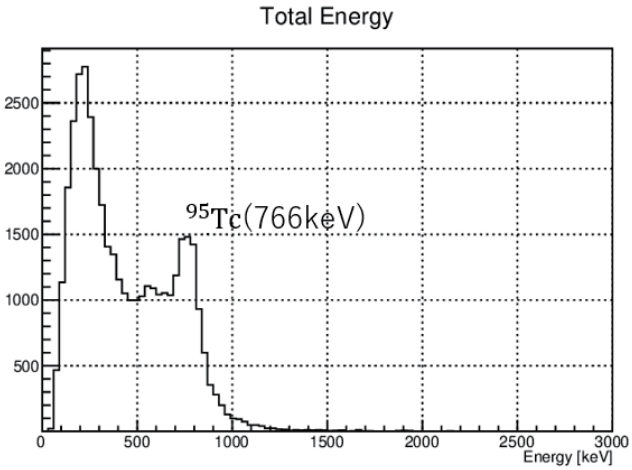
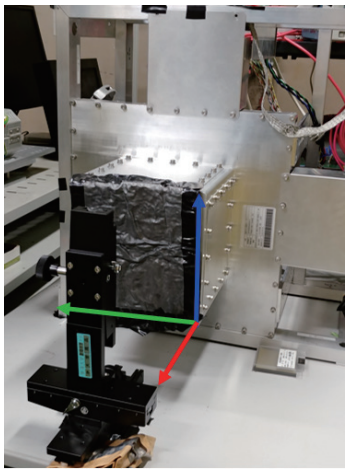


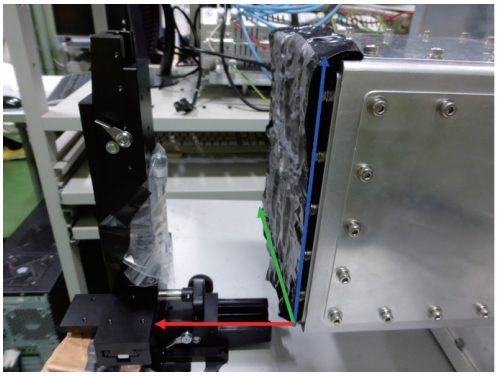
図 3.2: ETCC でのエネルギースペクトル

表 3.2: カメラ-線源間の配置条件

カメラ上面からの距離		
x(mm)	y(mm)	z(mm)
0	0	-100



背面 (x:緑、y:青、z:赤)



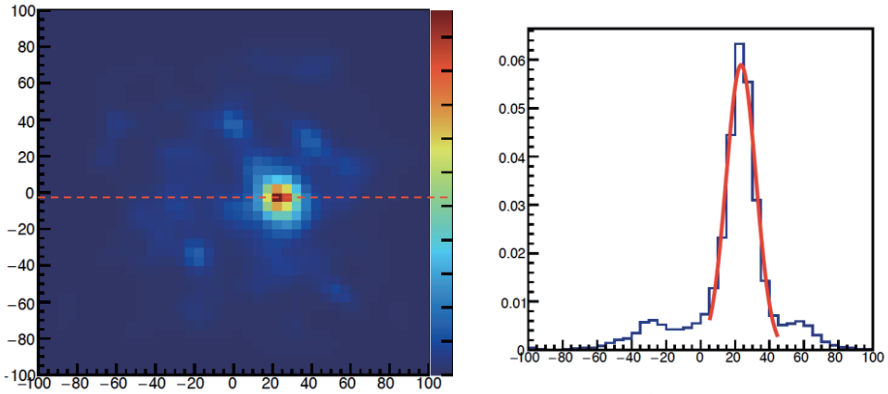
側面 (x:緑、y:青、z:赤)

図 3.3: 設置条件

3.4 ETCC によるガンマ線検出実験結果 (2)（イメージング）

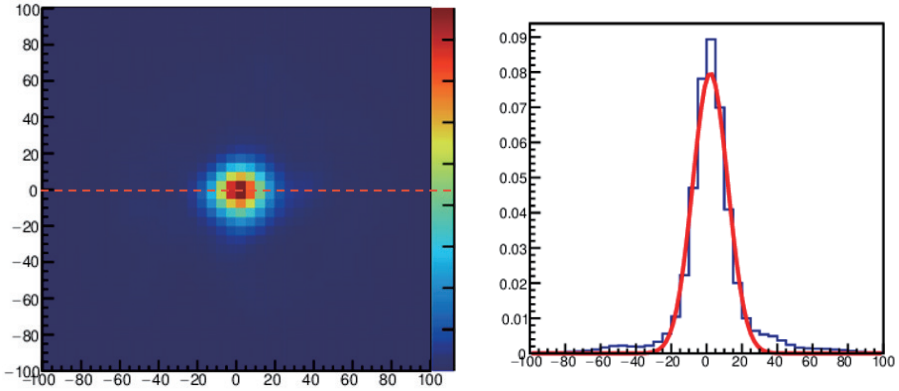
上記の条件で撮像したデータを基に画像再構成を行った。再構成には、MLEM(Maximum Likelihood Expectation Maximization) 法を使用した [15] [16] 。これは、全投影データより初期値を

仮定し画像を推定する画像再構成方法で、収集された投影データと計算により推定されたデータから求められる。2018 年 2 月に撮像された点線源の Point Spread Function(PSF) は 8.6 mm(1σ) であり、10 mm 球線源は 9.9 mm(1σ) であった。図 3.4 に点線源、図 3.5 に 10 mm 球の線源の画像を示す。



(左) カメラ入射面における再構成画像　　(右) 左図の点線に沿った断面図

図 3.4: 点線源の再構成画像



(左) カメラ入射面における再構成画像　　(右) 左図の点線に沿った断面図

図 3.5: 10mm 球線源の再構成画像

上記の再構成画像より、撮像した 10 mm 球線源の集積を確認できた。以上から、10 mm 球線源は 9.9 mm(1σ) で再構成イメージでき、これは PSF が 8.6 mm(1σ) で再構成された点線源と分布をもとに数値で判断することで明確に区別できた。

考察

以上の結果より、再構成画像の 10 mm 球は本来であれば直径が 10 mm であるが、10 mm を超える幅を持っていることが確認できる。検出器による撮像によって、統計的なゆらぎなどが生まれ ARM が幅を持ったものとなり、これが要因となって、エネルギースペクトルに関してもきれいなピークが 1 本立つような形ではなく揺らぎを含む。また、MLEM 法による画像再構成方法は iteration の回数の増加に伴って、ノイズも増加することや使用する計算機の依存性があるため多少のばらつきが生まれる。しかし、点状線源 (σ=8.6 mm) と比較した際にフィット結果の幅が σ=9.9 mm であることが確認できた。これは、10 mm 球線源は、体積を持っているためであると考えられる。これにより、今回の撮像結果をもとに画像再構成した球線源と点線源とを数値的より明確に区別できた。また、感度曲線に関してはカメラの入射面へのガンマ線の入射量が減ることを考慮しつつ、z 方向の測定時間 (L + D) あたりの Dead time の割合を算出することが出来た。しかし、これはあくまでカメラの中央部に設置したときでの条件に過ぎない。また、少しばらつきが出たのは測定時の設置条件を決めたり、スケーラを止めるのは人間の手によるものなのでそこに誤差が生じたと考えられる。

第4章　まとめ

今回の実験では、原子力科学研究所のタンデム加速器を使用して放射性同位体である ^{95}Tc を生成し、撮像実験を行った。生成された ^{95}Tc は溶液化して直径 10 mm の球状ファントム容器に詰められ、それをカメラの中心軸上に配置し撮像を行った。ETCC のカメラ中心部から z 方向に線源を離していったときの感度曲線を作成した。これによって、カメラから距離を持った時のデータの取得量を確認した。その目安は、測定時間あたりの Dead time のカウント数を計測しそこから割合を求めた。これは、カメラ入射面から遠ざかるほど入射量が減ることを考慮し、カメラ入射面へのガンマ線の入射量の推移を示している。この情報から深さ方向（z 方向）の最適な撮像ポイントを考えることが出来る。しかし、これは z 方向という一方向でしか考慮していない。今後は、x,y 方向にも動かしカメラの各撮像ポイントでも感度曲線を作成し、それぞれでのデータの取得量を確認していきたい。キャリブレーションは、今回の実験では中心部付近で 20 %(FWHM) 程度、中心部回りおよび四隅のほうでは悪いところで 40 %(FWHM) 程度というエネルギー分解能であった。中心部付近では、およそ妥当といえる数値であったが中心部回り、特に四隅のほうではエネルギー分解能が中心に比べると少し高い結果となった。実際の人体の腫瘍を想定した際に、中央部に集まるとは限らない。そのため、今後はカメラの撮像可能範囲内であれば一定したエネルギー分解能で撮像できるように調整を行っていく必要がある。最後に、画像再構成であるが 10 mm 球の撮像を行いそのデータを基に再構成したが、10 mm 球を超える 20 mm までの幅を持つ画像となった。これは、考察で述べたような要因が考えられるが実際の診断時にはより精度の高い再構成情報が必須である。今回の撮像実験では、結果に載せたように 10 mm 球の再構成画像を行い、中心部への集積が確認された。2018 年 2 月に撮像された点線源の画像再構成より点線源では PSF が 8.6 mm(1σ)、球線源では σ=9.9 mm であった。この体積の異なりとそれによるボリュームの違いから両者を明確に区別することに成功した。しかし、球である溶液化した線源の中心部しか今回の撮像実験では捉えていない。そのため、溶液化した線源の各場所での放射線強度の分布を考慮した情報も今後の画像再構成を行う上で必要となってくる。そして、半減期が通常の ^{99m}Tc よりも長いことを利用し、長時間の撮像実験が可能となる。今回データの統計量が少なかった要因として実験可能な期間が限られていたことが考えられるので今後は撮像時間を増やし、より多くのデータ収集を行う。物理学的視点による画像再構成では十分な統計量を満たし、再構成画像を得ることが出来た。しかし、医学的観点から考えた際にまだ再構成画像としては粗く、臨床現場において診断材料として扱うことが出来ないためより情報量を得るために統計量を溜める必要がある。そして、今回よりも詳細な部分の条件、情報を取り入れ画像再構成をより明確なものにしていきたい。

参考文献

[1] T.Tanimori et al., *An Electron-Tracking Compton Telescope for a Survey of the Deep Universe by MeV gamma-rays*, Astrophysical Journal, **810**(2015), 28.

[2] S.Takano et al., “医療用コンプトンガンマ線カメラのデザインシミュレーション”, Proc. Sch. Sci. TOKAI UNIV., **51**(2016), 19-25.

[3] 日本アイソトープ協会 医学・薬学部会全国核医学診療実態調査専門委員会, “第 7 回全国核医学診療実態調査報告書”, RADIOISOTOPES, **62**(2013), 545-608.

[4] 吉本光喜, “放射線治療に関わる PET 放射性薬剤の現状と展望”, 医学物理, **35**(2015), 10-15.

[5] 森川康昌, “国産化 99Mo/99mTc の医療運用に向けての課題—国産化 99Mo を用いた放射性医薬品製造における課題—”, RADIOISOTOPES, **61**(2012), 523-529.

[6] 高田淳史, “μ-PIC を用いた MeV ガンマ線イメージングカメラの開発”, 京都大学, (2004), 修士論文.

[7] J.D.Parkeret al., *Neutron imaging detector based on the μPIC micro-pixel chamber*, NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A, **697**(2013), 23-31.

[8] F.Sauli, *The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications*, NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A, **805**(2016), 24.

[9] AF Barbosa et al., *A multiwire proportional counter for very high counting rates*, Journal of Synchrotron Radiation, **860**(1998), 5.

[10] F.Angelini et al., *The microstrip gas chamber*, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, **23**(1991), 254-260.

[11] K.Hattori et al., *Gamma-ray imaging with a large micro-TPC and a scintillation camera*, NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A, **581**(2007), 517-521.

[12] Hal O. Anger, *Scintillation Camera*, Review of Scientific Instruments, **29**(1958), 27-33.

[13] K.Ueno et al., *Development of the tracking Compton/pair-creation camera based on a gaseous TPC and a scintillation camera*, NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A, **628**(2011), 158-161.

[14] 中村優太, “電子飛跡検出型コンプトンカメラにおける充填ガスの改良とガス純化システムの開発”, 京都大学, (2017), 修士論文.

[15] 松友紀和, “核医学領域における逐次近似画像再構成法”, 倉敷中央病院放射線技術部, (2014).

[16] 小高裕和, “Si/CdTe 半導体コンプトンカメラ試作機の開発と性能評価”, 東京大学, (2008), 修士論文.