入門講座

陽電子放射断層撮影 (PET) 装置とその検出器 Positron emission tomography (PET) scanners and associated detectors

東京大学大学院 総合文化研究科

澁谷 憲悟

Abstract: Positron emission tomography (PET) is the most common application of electron-positron pair annihilation. This article briefly describes PET as well as the scintillation crystals and detectors used for measuring the annihilation radiation. The first half of the article describes PET scanners. (i) The benefits of PET are compared with those of X-ray computed tomography (X-CT) and single photon emission computed tomography (SPECT). (ii) The fundamentals of data processing are summarized from the input (accumulations) to the output (images) at three steps: coincidental measurements, corrections, and image reconstructions. (iii) The history (1975–2013) is abstracted emphasizing an increase in the sensitivity. Resent developments in time-of-flight (TOF) PET and OpenPET are also mentioned. (iv) The spatial resolution and the physical limits are discussed including positron range and angular deviation. The second half of the article describes PET detectors. (i) The mechanism of Anger-camera-based position-sensitive radiation detectors is noted. (ii) The scintillation crystals used (had been used) for PET and TOF-PET scanners are reviewed such as NaI:TI, BGO, BaF₂, LSO, and LaBr₃:Ce. This article is written for physical scientists, engineers, students as well as medical workers.

Keywords: PET, SPECT, RI, nuclear medical test, measurement, correction, imaging reconstruction, history, TOF-PET, spacial resolution, Anger camera, scintillator, BGO, LSO, LaBr₃:Ce

1. はじめに

日本核医学会によると、2013 年 3 月現在,日本全国 で PET を受診できる登録施設数は 313 である¹⁾. PET は,positron emission tomography の略称で,直訳すると陽 電子放射断層撮影であるが,和訳は統一されていない. Tomography は,レントゲン写真のような投影像ではなく, 体軸に垂直な平面で輪切りした断層像を得る技術である. このような断層撮像装置には,PET の他にも X 線 CT (Xray computed tomography), SPECT (single photon emission computed tomography), MRI (magnetic resonance imaging) 等がある.これらの装置は共通してトンネル状の測定器 内部に被検者が横たわる構造をしており,外見は類似し ている.

レントゲン写真は、X線吸収係数の空間分布を一方向 に積分した投影像である.X線CTは、対向するX線発 生装置と検出器を被検者の周りに回転させて、全方向の 投影像を測定した後、数学的な逆問題を解いてX線吸収 係数の三次元分布を求めたものである.レントゲン写真 やX線CTで得られるのは、解剖学的な形態情報である.

Kengo SHIBUYA (Institute of Physics, Graduate School of Arts and Sciences, The University of Tokyo), 〒153-8902 東京都目黒区駒場 3-8-1 TEL: 03-5454-6540, FAX: 03-5454-6708,

E-mail: shibuken@youshi.c.u-tokyo.ac.jp

X線CTではX線を外部から被検者へ照射するのに 対し,SPECTやPETでは被検者の体内からy線が放出 (emission)される.放射化学では化学反応の追跡に放射性 同位元素 (radioisotope, RI)を利用するが、核医学では生化 学反応の診断を目的として RI 標識した薬剤を被検者に投 与する.核医学は放射線科の一専門分野であり、核医学 の「核」は核種の「核」を意味している.SPECTやPET で得られるのは、生理学的な代謝情報である.

本稿では,理工学的な見地から,PETの原理と,PET に 用いられるシンチレーション検出器について解説する.

2. PET の原理

2.1 PET 検査の概要

FDG (2-deoxy-2-[¹⁸F]fluoro-D-glucose^{2,3)}) によるがん診 断を例に、PET 検査の概要を述べる.

FDG はブドウ糖の水酸基の一つを陽電子放出核種 ¹⁸F に置換した誘導体である³⁾. ¹⁸F はサイクロトロン で¹⁸O(p,n)¹⁸F の核変換により生成し,半減期は 110 分で ある. FDG はブドウ糖と誤認されて細胞に取り込まれる が,解糖系の代謝が途中で止まるため細胞内に長く留ま る.多くのがん細胞は糖代謝の亢進により健常細胞より も多くの FDG を取り込むため,がん組織は異常な放射能 集積部位となる.この状態を PET で計測すると,がん組 織が自身の位置情報を発信しているように見える.

あらかじめ被検者は約6時間絶食し、体重1kg当たり

核種	物理的半減期	壊変形式	主要な γ 線のエネルギー (keV)					
PET 用陽電子放射核種								
11 C	20.39 min	β^+ , EC	511					
¹³ N	9.97 min	β^+ , EC	511					
¹⁵ O	122.2 s	β^+ , EC	511					
¹⁸ F	109.8 min	β^+ , EC	511					
SPECT 用単光子放射核種								
^{99m} Tc	6.02 h	IT	141					
111 In	67.2 h	EC	171, 245					
¹²³	13.2 h	EC	159					
²⁰¹ TI	72.9 h	EC	135, 167					

表 1 PET と SPECT で用いられる主な核種.



図 1 肺の小結節陰像による X 線 CT と PET の比較.

3.7 MBq 程度の FDG を静脈注射する. 臥床で安静に過 ごして筋組織等への FDG 集積を防ぎ, 1 時間後に排尿で バックグラウンドを低下させてから全身スキャンを受け る³⁻⁵⁾.

図1は、X線CTとPETの診断画像を比較した例である. 症例(左)・症例(右)ともに、X線CT像(矢印の部分)から腫瘍の存在と形状が分かるが、良性か悪性かの鑑別はできない. 一方、PET では糖代謝亢進の有無により腫瘍の性状が明らかとなり、症例(左)は良性、症例(右)は悪性と鑑別できる. X線CTとPET は観点が異なるため相補的であり、X線CTとPETを連結したPET/CT 装置が普及している⁶. なお、空間分解能はX線CTの方が格段に勝れている.

FDG によるがん診断は 2002 年の保険適用開始により 急速に普及した。2003 年には PET/CT 装置も薬事承認さ れた.ただし,FDG はがん以外の炎症部位にも集積する など万能ではなく, PET で全てのがんが見つかる訳では ない.

がん診断以外の用途では、例えば脳内に蓄積したβア ミロイドと結合する PET 薬剤も開発されており、これに よりアルツハイマー型認知症の画像診断が発展すると期 待されている⁷⁾.

このように PET の可能性を引き出すには, 放射薬剤開 発の果たす役割も大きい. なお, FDG の開発者は日本人 (井戸達雄²) である.

2.2 PET と SPECT の違い

RIの医学利用において感度(検出効率)は極めて重要 である.その第一の理由は,被曝量の抑制である.核医 学診断では被検者の損益に鑑み人為的な被曝が正当化さ れるが,被曝量は必要最低限でなければならず,安易な線 源増強は禁止される.第二の理由は,計測時間の短縮で ある.健常者でも狭い空間内で長時間静止するのは苦痛 である.また,計測時間が長くなるほど,被検者の体動 により位置情報が損なわれる可能性も高い.したがって, 少量の放射能で短時間に SNR (signal to noise ratio,信号 雑音比)良く測定するのが臨床的要求であり,その唯一の 答えは高感度である.

そこで、感度に主眼を置いて、単光子(核 γ 線)を利用 する SPECT と、二光子(消滅 γ 線)を利用する PET の違 いを述べる.

表1に、PET と SPECT で用いられる代表的核種を示 す. SPECT は核種の選択範囲が広く、 γ 線のエネルギー は核種によって異なる. PET は、生体の基本的な構成元 素の RI を多く利用できるが、どの核種を選んでも原理的 に γ 線のエネルギーは 511 keV である. これは、一般的 な SPECT の γ 線よりエネルギーが高く透過力が大きい. したがって、PET で十分な感度を確保するには、SPECT のそれよりも厚いシンチレータを要する. 全身用 PET 装置では,結晶の総重量が 50 kg 以上にも及ぶ.

しかし、十分な分量のシンチレータが搭載されればPET は SPECT よりも感度が高い. それは、SPECT では核 γ 線の飛来方向を知るために検出器の手前に鉛コリメータ を設置する必要があるのに対して⁸⁾、PET では一対の消滅 γ 線(二光子消滅)の同時計数により γ 線の飛来方向が確 定するため鉛コリメータが不要だからである. このため PET では三次元測定(後述)も可能となり感度が飛躍的 に向上した.

なお,表1に示したように,PET 用の陽電子放出核種 は短寿命のものが多いため,PET 薬剤製造用の院内(小型)サイクロトロンが普及している⁹.

2.3 PET の演算と計測

二光子消滅では、二本の消滅放射線がほぼ正反対の方向へ放出されるため、同時計数が成立した検出器同士を 結ぶ直線 (line of response: LOR) 上で陽電子が消滅した事 が分かる.これを陽電子線源(RI 標識された分子)の空 間分布に関する情報であると近似する.

2.3.1 PET の演算

γ線検出器は被検者の周囲に同心円状に配置されている.ある方向に得られる投影像(計数値)は,LORに沿った放射能の積分値に比例する.全方向への投影像を求めたのち,画像再構成と呼ばれる演算で放射能の空間分布を求める.

PET 画像再構成の概念は X 線 CT のそれと同様である. 視野内空間を二次元あるいは三次元のマス目 (pixel ある いは voxel) に分割し,各マスがある放射能 (X 線 CT では 吸収係数)を持つとする.ここで,マス目の数が求めるべ き変数 (放射能)の数であるから,マス目の数以上の連立 方程式 (つまり LOR の数) があれば原理的に解くことが できる.

実用的なアルゴリズムには、大別して解析的画像再構成法と統計的画像再構成法がある^{10,11}.

解析的手法では、ある LOR の計数値をその LOR に沿っ た全てのマス目に書きこむ.これを逆投影 (back projection) という.全方向から逆投影を行い、各マス目に関す る全ての LOR の値を加算すると、放射能分布に対応する デジタル画像が得られる.ただし、この方法では画像がぼ けるので、実用的には、あらかじめ各方向の投影像をフィ ルタ処理し、高周波成分を強調した投影像を用いて逆投 影を行う.これを FBP (filtered back projection) 法という.

統計的手法では, PET 装置の放射線検出器としての物理 的諸特性および計数値がポアソン分布に従う事を踏まえ, 統計的に最も確からしい放射能分布を逐次計算により推 定する.これを ML-EM (maximum likelihood-expectation maximization)法という.各マスの値が収束するまでの計 算量は膨大であるが,計算機とアルゴリズムの発達によ



図2 PET における同時計数の分類.

り、実用的な時間で最適解が得られるようになった。

2.3.2 PET の計測

次に, PET 装置の放射線検出器としての物理的な特性 を述べる.図2はPETの同時計数の分類である.

(A) は真の同時計数 (true event) であり,正しい位置情報を与える.

(B) は異なる陽電子に由来する消滅放射線を誤って組み 合わせた偶発同時計数 (random event) であり,診断画像の 画質を低下させるノイズである.この計数率は線源強度 の二乗に比例して増大するため,PET では被検者に投与 する放射能を増やしても,必ずしも診断能が向上しない. 偶発同時計数を棄却する為に,同時計数の採否判定に時 間窓 (time window) が設けられる.この時間窓は,真の同 時計数を排除しない範囲で最短としたい.そのため,PET 検出器には 5 ns 程度の時間分解能が要求される.

(C) は消滅放射線の組み合わせとしては正しいが,消滅 放射線が被検者の体内で散乱して位置情報が劣化した散 乱同時計数 (scattered events) である.被検者の体格等に もよるが,散乱同時計数は全計数の約4割を占める.散 乱同時計数を棄却するために,同時計数の採否判定にエ ネルギー窓 (energy window)を設ける.コンプトン散乱し た消滅放射線のエネルギーは511 keV より低下するので, 同時計数の双方が全吸収ピークに含まれる事象のみを採 用する.したがって,PET 検出器には10%–15% 程度のエ ネルギー分解能が要求される.

PET における SNR の評価指標に, 雑音等価計数率 (noise-equivalent count rate, NECR¹²⁾) が用いられる. こ れは, 真の同時計数のみの仮想的な計測に換算すると, ど れだけの計数率の SNR と同等であるかを表わしたもので あり, 真の同時計数率をT, 偶発同時計数率をR, 散乱同 時計数率をS として,

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + fR}$$
(1)

で定義される. なお, *f* は偶発同時計数の補正法に依存 する係数で 1–2 である. NECR は線源強度の関数であり,

陽電子科学 第1号(2013)

ある線源強度でその装置固有の最大値を取り,それより も放射能を増やすと*R*の増大により低下する.

PET 用 γ 線検出器には,時間分解能とエネルギー分解 能に加えて, γ 線が入射した(検出器と相互作用した)位 置に対する分解能が求められる.この位置分解能は,全 身用 PET 装置では 3 mm 程度,頭部用装置では 2 mm 程 度,小動物用装置では 1 mm 程度が期待される.

このように, PET 用 γ 線検出器には, それぞれの要求 水準は必ずしも高くないものの, 一定の時間分解能とエ ネルギー分解能, および位置分解能が同時に求められる.

一台の PET 装置には数千ないし数万個のシンチレータ 結晶が搭載されており、それが数百ないし数千個の光検出 器(主に光電子増倍管)と接続されている。この光検出器 の数も膨大なため、これらを NIM や CAMAC のモジュー ルで処理する事は現実的でない。これらは通常は専用の ASIC (Application Specific Integral Circuit) や FPGA (Field-Programmable Gate Array)で処理される¹³⁾. したがって、 PET 装置の開発には電子集積回路に関する高い技術力も 必要である。

なお,小動物用装置とは,主に薬剤開発評価に用いられ るげっ歯類(マウスやラット)を計測するためのPETで, ヒト用よりも高い感度と空間分解能が必要である¹⁴⁾.

2.4 PET のデータ補正

画像再構成は数学的な問題であるが,その演算の前に PET 装置の放射線検出器としての物理特性を考え種々の データ補正を行う事が重要である.その補正項目は多岐 に及ぶが,最低限必要なのは感度補正と吸収補正(減弱補 正)である.

2.4.1 感度補正

PET 装置のγ線検出器は全て視野中心 (PET の中心軸) へ向けて配置されているため,線源が視野中心にあると きに感度は最大となり,中心部から遠ざかるほど減少す る.また,検出器間には隙間のある場合が多く,同じ座標 でも方向によって感度が異なる.更に,検出器にも個性 があり,また出力波高等が時間の経過で変化する事もあ る.このような種々の要因で,視野内でも検出効率は一 様ではない.

このような感度分布を考慮しなければ、検出効率の高い(低い)座標の放射能は過大(過小)評価されるため、 PET の定量性(Bq cm⁻³)が損なわれるのみならず、診断 画像に偽像(artifact¹⁵)を生じ、偽陰性(異常を見落とす) や偽陽性(正常を異常と診る)といった誤った診断を誘発 する.

感度補正を行うには、被検者を計測する前にあらかじ め線状線源 (line source)を用いて、視野内の感度分布を精 密に求めておく.これをブランクスキャン (blank scan) と いう.ブランクスキャンのデータで実際の測定 (emission scan)のデータを除算すれば、感度分布の影響をキャンセ



図3 被検者による消滅放射線の自己吸収

ルできる. ただし, この除算で誤差(不確かさ)の伝播に より SNR が低下しては意味がないので, ブランクスキャ ンには十分な時間をかけてカウント数を溜めておく. 2.4.2 吸収補正

被検者の軟部組織を水で近似すると、体の厚み7cm毎 に、直進する511 keVの光子数は約半分になる。骨では これよりも吸収や散乱が大きく、肺ではこれよりも小さ い。被検者によっては体内に金属歯やボルト等が存在す る。したがって、被検者自身の吸収で感度分布を生じる ため、LOR毎に吸収係数を求めて割り戻す補正を行う。

吸収補正を行うには、被検者の周りに⁶⁸Ge (511 keV, 半減期 271 日) もしくは¹³⁷Cs の線状線源 (662 keV, 半 減期 30 年) を回転させて、LOR 毎の計数率を調べる. これをトランスミッションスキャン (transmission scan) と いう.

ここで図 3 のように,ある LOR 上に線源があり,その LOR に沿った遮蔽体の線減弱係数を $\mu(l)$,線源 l = 0 から 一方の検出器までの遮蔽体の厚さを L_1 ,他方の検出器ま でを L_2 とすると,この LOR の減弱率は,

$$\exp\left[-\int_{-L_1}^{0}\mu(l)dl\right] \times \exp\left[-\int_{0}^{L_2}\mu(l)dl\right]$$
$$=\exp\left[-\int_{-L_1}^{L_2}\mu(l)dl\right]$$
(2)

である. つまり, ある LOR の減弱率は, LOR に沿った線 減弱係数の積分値であり, 線源の位置 (l = 0) が LOR 上の どこでも同じ値になる. また, 線源が遮蔽体の内側か, 外 側かとも関係がない. したがって, 外部線源を用いて正 確な吸収補正が可能である. このため, PET は SPECT に 比べて高い定量性を有する.

なお, PET/CT 撮像の CT 像は, 光子のエネルギー差を 考慮した上で, 吸収補正にも利用できる.

16 © Japanese Positron Science Society

2.4.3 その他の補正

その他の補正を簡略に述べる。

計数率が高いと放射線検出器の数え落とし(計数損失) が発生する.この数え落としは感度補正とは別に補正す る.PETのRIは短半減期のものが多い(表1)ため,計 数損失率がスキャンの最初と最後では大きく異なる場合 がある.

また,前節では時間窓で偶発同時計数を,エネルギー窓 で散乱同時計数を棄却するとしたが,これだけで完全な ノイズ排除はできない.そのため,これらの位置情報を 持たない事象,もしくは位置情報が劣化した事象に起因 する低周波ノイズが診断画像に加わる.

時間窓で棄却出来ない偶発同時計数の計数率は,遅延 同時計数 (delayed coincidence) で推定できる。片方の検出 器の時間情報を遅らせて,真の同時計数が起こり得ない 時間窓で各 LOR の同時計数率を求め,この値を差し引く 事で補正する.

エネルギー窓で棄却できなかった,主に前方散乱によ る散乱同時計数の影響は,再構成された画像上で推定でき る.放射能が本来無いはずの被検者近傍のピクセル(ボ クセル)にも,散乱同時計数により値が割り振られる.こ の値の分布から,画像全体に割り振られた散乱同時計数 の値を外挿推定し,差し引く事で補正する.

以上, PET の補正法のあらましを紹介したが, 各々の/ イズ要因に対して種々の補正方法が提案されており, 装 置の性能や現場の実情に合わせて補正が行われている.

2.5 三次元 PET の発達

ここまでは、主に体軸に垂直な断面内を考えたが、PET 高感度化の要因として体軸方向に傾斜した断面(スライ ス)も利用する三次元計測の発達が重要である.感度に 主眼を置きつつ、概念的に PET 通史を述べる.

最も原始的な陽電子イメージングは一対の γ 線検出器 の走査に始まり、次いで対向させた γ カメラによる回転 走査が行われた.現在の PET の原型は 1975 年に UCLA で製作された装置で、 γ 線検出器が一つのリング状に配置 され、一つの断面に関する情報が得られた¹⁶.

次の段階では複数の検出器リングが平行に存在し, 検出 器のリング数と同数の断面が同時に撮像された.図4(A) 左は,このような PET 装置の模式図であり,検出器を結 ぶ線分は,画像再構成が行われる断面を示す.また,検出 器リング間には,他の断面から混入するγ線を遮断する ための鉛セプターが挿入されていた.図4(A)右は,ミッ シェログラム (Michelogram)と呼ばれる概念図で,対角部 分の「●」記号は,同時計数を行う検出器対が所属するリ ング番号の組み合わせを示す.例えば,第3リングに所 属する検出器は,同じ第3リングに所属する検出器のみ と同時計数を行う.

図 4(B) は、リング間に設けられた仮想的な断面を示す.



図4 ミッシェログラムで表す PET の歴史.

例えば、第5リングと第6リング(もしくは第6と第5) に所属する検出器同士の組み合わせによる同時計数を収 集し、このデータから第5.5リング(第5リングと第6 リングの間に位置する仮想的なリング)の断層像を得る. 隣接するリング間の同時計数により、検出器の組み合わ せが2倍となる. 同リングに所属する検出器同士で得ら れる断面をダイレクトスライスと呼び, リング間の仮想 的な断面をクロススライスと呼ぶ. ミッシェログラム上 の二つの「●」を結ぶ線分は, 情報を足し合わせて一つの 仮想的断面を構成する事を示す.

図4(C)は、ダイレクトスライスとクロススライスの概 念を拡張して、PET 装置の感度を増大する仕組みを示す. 例えば、第4リングと第6リングの同時計数を第5リン グに加え、第3リングと第6リングの同時計数を第4.5リ ングに加える.これに対応するミッシェログラムは、ダ イレクトスライスでは3リング分の情報を束ね、クロス スライスでは4リング分の情報を束ねる事を示す.この ような測定方法を、スパン(span)が7(=3+4)であると いう.

図4(D)は、三次元 PET の概念を示す.鉛セプターの除 去により、各検出器の計数率は一桁程度増大した.一方 で、更に散乱同時計数や偶発同時計数の割合も増大した. つまり感度の大幅な上昇とともに、装置や検出器の負担は 大きくなりノイズも増えた.このような三次元 PET は、 検出器や信号処理回路および画像再構成手法の発達によ り可能となった.

スパンを増やすと、断面の最大傾斜角度が大きくなる. 傾斜した断面の情報を一つの垂直断面(ダイレクトスラ イスもしくはクロススライス)に書き込む方法を SSRB (single slice rebinning)法といい,傾斜した断面と交わる複 数の垂直断面に振り分けて書き込む方法を MSRB (multislice rebinning) 法という. これらの近似により, 三次元 測定された膨大なデータを二次元データに集約すること で、二次元 PET のアルゴリズムを利用して三次元 PET の 画像再構成ができる。ただし、SSRB 法では検出器リン グの中心軸から離れるに従って体軸方向の解像度が劣化 し、MSRB 法では視野全体に亘って体軸方向の解像度が 劣化する. 最近は、ベルギーの数学者が提案した FORE (Fourier rebinning) 法が広く実装されている¹⁷⁾. これは, フーリエ空間上で傾斜断面のデータを垂直断面へ振り分 ける巧妙な手法で、この方法で傾斜角 22° ぐらい(経験 的な値)までのデータを少ない解像度劣化で二次元化で きる.

なお、三次元データから直接、三次元的の画像再構成を する研究も進められているが、これには膨大な計算量と メモリが必要なため、実用化は容易でない。臨床現場で は計測後1時間以内には診断画像を表示することが求め られる。

図 4(E) は,現在,千葉市の放射線医学総合研究所で開発が進められている OpenPET の概念図である¹⁸⁾.これは,図 5 のように一部の検出器リングが意図的に欠落した PET 装置で,この開放部を活用して,他の医療行為を同時に行う事を企図している.特に,粒子線(陽子や炭素



OpenPETの体軸視野領域

図5 OpenPET による重粒子線治療モニターの概念図.

イオン)による癌治療との融合が期待されている。粒子 線治療とは、粒子線のエネルギー付与が飛跡終端近傍に 集中する、いわゆるブラッグピークを利用して局所的な 高線量照射を行い、固形がんを制圧する治療法である¹⁹⁾.

核破砕反応により飛跡に沿って¹¹C, ¹⁵O 等の陽電子放 出核種が生じるため,それらを PET でモニターすれば, 治療計画と実際の照射線量の分布を比較できる²⁰⁾.また, 陽電子放出核種の¹¹C を加速して治療用 RI ビームにすれ ば,PET でビームの停止位置を確認できる²¹⁾.がんが直 腸壁や膀胱壁などの放射線に敏感で副作用の恐れがある 臓器と近接している場合もあるため,PET によるモニタ リングで治療成績が向上すると期待される.

2.6 TOF-PET

従来の PET では、同時計数の成立した検出器を直線で 結び、その線分 (LOR) 上のどこかで対消滅が起きたとの 情報を得る.このとき、近い方の検出器へ先に消滅 y 線 が入射するので、検出器の時間分解能が十分に良ければ、 両検出器の検出時刻の差を利用して、線源の取り得る位 置を LOR の一部分のみに限局できる.これは、一組の同 時計数当たりに得られる位置情報量の増大を意味する²²⁾.

図6(上)は、従来のPET 装置とTOF-PET 装置にお ける書き込みの違いを示す.TOF-PET では、LOR の書き 込みが局所的なためノイズの伝播が少ない.このように、 TOF 情報でPET の SNR が向上する.図6(下)は、同じ 脳ファントム像を統計的な手法により、TOF 情報を用い ずに画像再構成した場合と、400 ps の時間分解能のTOF 情報を用いて画像再構成した場合のシミュレーション結 果である.ノイズが画像に及ぼす影響の違いが明らかで ある²³⁾.

ここで、円形に分布している線源を仮定し、その分布



図 6 TOF 情報の有無によるノイズの違い²³⁾.

範囲の直径を D_x , TOF による LOR 方向の空間分解能を Δx とすると, TOF 情報を利用した PET の SNR は通常 の PET の $\sqrt{D_x/\Delta x}$ 倍となる. これは, PET 装置の感度 が $\sqrt{D_x/\Delta x}$ 倍になったのと同等の効果がある. 仮に時間 分解能を 400 ps とすると, これは $\Delta x = 6$ cm に相当し, $D_x = 30$ cm の線源分布ならば感度利得は 2 倍強である. ただし, この時間分解能は信号処理回路の時間応答特性 までを含む総合的な値であり,数万個のシンチレータ結 晶と数百ないし数千個の光検出器を統括しつつ,装置全 体に亘って均一に 400 ps 程度の分解能を達成する事は容 易ではない²⁴.

なお、一般的な PET の空間分解能は数 mm であり、 Δx はこれよりも一桁以上大きいため、TOF 情報による空間 分解能の向上は期待されない. TOF は PET 装置の実効的 な感度を向上させる技術である.

2.7 PET の空間分解能

PET の空間分解能を決める物理的要因は,検出器の固 有分解能,陽電子飛程,および消滅γ線の角度揺動の三 つである.

2.7.1 検出器の固有分解能

まず,検出器の固有分解能について述べる.図7では, ピクセル化されたシンチレータ結晶(幅*d*)が対向してい る.その二等分線上を点線源が移動すると,両結晶によ



図7 結晶対による同時計数の位置分解能.

る同時計数率が最大になるのは結晶の中心軸上に点線源 が来たときで、点線源が結晶の縁の延長線上まで移動す ると感度はゼロになる.したがって、応答関数は図中の 三角形となり、この結晶対に固有の空間分解能 (FWHM) は二等分線上で d/2 である.

表 2 代表的な PET 核種と陽電子の飛程^{25,26)}.

核種	β ⁺ エネルギー (keV) 最大/平均	水中飛程 (mm) 最大/平均
¹¹ C	970/390	4.5/1.3
¹³ N	1190/488	5.8/1.7
¹⁵ O	1720/730	9.1/3.0
^{18}F	635/252	2.6/0.7
⁶⁸ Ga	1899/844	10.2/3.6

2.7.2 陽電子の飛程

原理の節で「これを陽電子線源 (RI 標識された分子)の 空間分布に関する情報と近似する」と述べたが、厳密に は、陽電子は高エネルギーで放出されるため、 β^+ 壊変の 座標と電子--陽電子対消滅の座標は異なる。陽電子はラン ダム方向に放出され、この飛程が長いほど PET 画像はボ ケる.表2に代表的な PET 核種の飛程を示す^{25,26)}.原理 的にサブミリメートルの空間分解能が達成可能な核種は ¹⁸F しかない.なお、数Tの強磁場下では陽電子が磁力線 に巻き付くため、多少は飛程が短縮される²⁷⁾.



出力A 出力B

図 8 検出器出力の重心演算による位置情報算 出の基本原理

2.7.3 角度摇動

よく知られているように,二光子消滅におけるγ線の 相対角度は180°からずれる.これは,消滅直前の電子・ 陽電子対の運動量が保存された情報であるが,PETでは 解像度劣化の要因となる.

筆者が FDG-PET 被検者の身体から放出された消滅 γ 線 を Ge 半導体検出器で測定し、ドップラー拡がりスペクト ルから角度揺動を推定したところ、平均値は 0.56° であっ た²⁸⁾. この影響は視野中心で最大となり、検出器リング の直径を D とすると、位置情報が半値幅で 0.0024D だけ 劣化する. D = 60 cm の PET 装置ならば 1.4 mm である. 角度揺動を低減させる事は不可能なため、この 0.0024D は PET 解像度の物理的限界である.

まとめると、PET の物理的な解像度 γ は、

$$\Gamma = \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + r^2 + (0.0024D)^2}$$
(3)

の程度である.ここで,rは陽電子の飛程である.ただ し,画像再構成の方法によっては,Γはこの式よりも更に 20%程度劣化し得る.また,ノイズを低減するために,意 図的に画像の解像度を落とすポストスムージング処理を する場合もある.

PET の解像度は、1970 年代には 15 mm 程度、80 年代 には 5 mm 程度であったため、当時は陽電子の飛程や角 度揺動は問題にならなかった.しかし、最近では解像度 が 2 mm-3 mm 程度となり、これらの影響も無視できなく なった.



図 9 DOI 情報による解像度劣化の低減効果.

3. PET の検出器とシンチレータ

3.1 PET の検出器

空間分解能の向上に伴い,シンチレータ結晶が小型化 し,結晶と光電子増倍管のような光検出器を一対一に対応 させることは,技術的にもコスト的にも見合わなくなっ た.そして,複数のシンチレータ結晶を少数の光検出器 で読み出す技術が発達した.

このような検出器では、昔から光検出器の出力信号 の重心演算が多用されている.図8において、光検出 器 A の出力波高 A と光検出器 B の出力波高 B から、 X = (A - B)/(A + B)を計算すると、X 軸方向の発光位置情 報 X が得られる。例えば、両光検出器の中間で発光すれ ばシンチレーション光が等分配され X = 0となる。光検 出器と結晶が一対一に対応する場合、位置情報は離散的 となりその間隔は結晶の間隔と同じであるが、重心演算 では連続的な位置情報が得られる。この原理を XY の二 次元に拡張したのが γ カメラであり、発明者の名前から アンガーカメラとも呼ばれる。

更に、最近ではこの重心演算が XYZ の三次元に拡張されたものがある. PET では、消滅 y 線が検出器の正面から入射するとは限らないため、Z 方向、つまり深さ方向の検出位置情報 (depth-of-interaction, DOI) も必要となる. これは、PET では空間分解能と感度を両立するために、断面積が小さく厚さ方向には長い直方体の結晶が用いられるという事情による. つまり、図 9(A) に示すように、全ての検出器が正対している視野中心部では良好な解像度が得られるが、視野中心部から離れるに従って線源から見る結晶の断面積が大きくなり、解像度が劣化する. ここで、DOI の情報があれば、図 9(B) に示すように解像度の劣化を低減できる.



図 10 四層 DOI 検出器の原理

ここで,重心演算を用いて三次元の検出位置情報を取 得する手法を代表して,国内で開発された DOI 検出器の 概念を紹介する²⁹⁾.

図 10(A) では,角型の位置敏感型光電子増倍管に結晶 が6×6 個配置されている.光電子増倍管のアノード出力

は抵抗チェーンで束ねられ,四隅から読み出される. 各 波高が A, B, C, D のとき,二次元位置 XY を,

$$X = \frac{(B+D) - (A+C)}{A+B+C+D}$$

$$Y = \frac{(A+B) - (C+D)}{A+B+C+D}$$
(4)

の重心演算で求める.

図 10(B) 左のように,結晶間が全て反射材で仕切られ た場合,検出器全体に一様にγ線を照射しイベント毎の XY を集計すると,図 10(B) 右のように各結晶の真下に応 答が集中する.したがって,各イベントの XY 情報から発 光したシンチレータを特定できる.

次に,図10(C)のように,結晶間の仕切りを一部撤去す ると,4個の結晶が光を共有するため,4個の結晶のXY 応答が,重複しない程度に近接する.また,図10(D)の ように,図10(C)とは異なる部分の反射材を撤去すると, (C)とは異なる応答分布が得られる.

図 10(E) 左は, (C) と (D) の配置の結晶を二段重ねて位 置敏感型光電子増倍管上に設置した場合の, 全結晶の応 答の XY 分布を示したものである. 結晶情報が XY 平面上 で重複していないので, 各イベントの XY 情報から二段に 重ねられた結晶のどれが発光したかを特定できる.

図 10(E) 右は, (C) や (D) と異なる二種類の反射材の構 造を示し,都合四種類の配置が可能であるため,結晶の弁 別も四段まで可能である.

図 10(F) は,実際に製作された四層検出器とその応答で,縦横 256 個の結晶素子(各 3 mm × 3 mm × 7.5 mm) が四段積層されたものが,256 ch の位置敏感型光電子増 倍管上に設置されている.この検出器に γ 線を一様照射 して得られた応答が (F) 右であり,1024 個の結晶が一台 の位置敏感型光電子増倍管で弁別されている.

3.2 PET に用いられるシンチレータ①(Ce³⁺ 発見以前)

核医学診断装置の発達に伴い,シンチレータ市場が大幅に拡大した.2003年には、シンチレータの総出荷量は73 t であり、そのうち X 線 CT に 1 t (1%)、SPECT に 22 t (30%)、PET に 30 t (41%) が用いられ、残りの 20 t (28%) は高エネルギー等の物理学実験に供された³⁰⁾.このような需要に伴い、シンチレータの研究開発の担い手が、医療機器メーカーやベンチャー企業へと拡がっている.

シンチレータは放射線のエネルギーを吸収して光に変 換する機能性材料であり,発光型放射線センサーとして 広く利用される.この変換において,蛍光強度(吸収し た単位エネルギー当たりに放出される光子数)が大きい ほど,エネルギー分解能,時間分解能や位置分解能に優 れる.また,蛍光寿命(発光の減衰時定数)が短いほど, 時間分解能や計数率に優れる.したがって,「明るさ」と 「速さ」を兼ね備えたシンチレータが理想的であるが,ま だ決定的な材料は見つかっておらず,用途に応じて種々



図 11 シンチレーションの機序.

の結晶が使い分けられている.また,γ線測定では,原子 番号や密度が大きいほど感度に優れる.

図 11 にシンチレーション発光の機序を概念的に示す.

シンチレーション光は,放射線によって伝導帯に励起 された電子が禁制帯 (バンドギャップ)を越えて価電子帯 に戻る際に,余剰エネルギーを光として放出したものであ る.この過程を輻射緩和という.ところが良質な光学結 晶でも,結晶中には欠陥等の無輻射中心が無数に存在す る.そして,伝導帯の電子や励起子(電子と正孔が結び付 いた中性粒子)は,結晶中を比較的自由に動き回るため, 高い確率で無輻射中心に捕捉されてしまう.したがって, 多くの結晶では吸収したエネルギーの大半が熱に変わる.

無輻射遷移を抑制する代表的な手段は,発光中心とし て機能する不純物の導入である.禁制帯中に輻射緩和に 結び付く欠陥準位を人工的に形成し輻射緩和の割合を増 大させる.

3.2.1 Nal:TIと Csl:TI

例えば、最も古くから PET に用いられてきた NaI:Tl は、 母材の沃化ナトリウムに、発光中心として機能するタリ ウムを 0.1 mol% 程度添加したものである。禁制帯中のタ リウム準位に電子と正孔を集め、高効率で輻射再結合を させる。また、母材の禁制帯幅より狭い波長(低いエネル ギー)で発光するため結晶の自己吸収が少なく、波長も光 検出器の感度分布に適合しやすい。

NaI:TIの最大の特長は大きな蛍光強度である.吸収した放射線のエネルギー1 MeV 当たりに約4万個の光子が放出される.蛍光ピーク波長は 415 nm (≒ 3 eV) であるから,量子効率は約12% である.現在でも,NaI:TIの蛍光強度を凌ぐ材料は僅かである.蛍光寿命は 230 ns である. 密度は 3.67 g cm⁻³ であり,有機物のシンチレータの 3 倍程度であるが,近年広く用いられる酸化物のシンチレータに比べると半分程度しかない.NaI:TIの最大の欠点は 潮解性で,空気中の水分を吸って瞬時に溶解してしまう. Nal:Tl 結晶は気密パッケージに封じられて市販されている.したがって細かい加工には不向きである.

NaI:Tl と同じ概念のシンチレータに CsI:Tl がある.光 子数は1 MeV 当たり 65000 個と NaI:Tl よりも多いが, 蛍 光ピーク波長が 540 nm と長く, バイアルカリ光電面の光 電子増倍管で計測すると NaI:Tl よりも出力パルスが低い ため, PET には用いられなかった.フォトダイオードや, APD (avalanche photodiodes) 等の半導体受光素子とは波長 感度の相性が良い³¹⁾.

3.2.2 有機シンチレータ

Nal:T1の発見以前 (PET の有史以前) は,主に有機シン チレータが用いられていた.有機シンチレータは構成元 素の原子番号が小さいため,相互作用は主にコンプトン 散乱で光電吸収は起こりにくい.PET では阻止能が大き く,かつ光電吸収の割合が高いことが望ましいので,有機 シンチレータを積極的に用いる理由はない.プラスチッ クシンチレータの典型的な蛍光寿命は数ナノ秒で,時間 分解能に優れている.結晶ではないので,薄いフィルム 状のものから,巨大な塊まで形状の自由度が高い.

3.2.3 BGO

1970年代末からのPETの主役はBGOである。BGOは ビスマス酸ゲルマニウムの略称で,化学式はBi₄Ge₃O₁₂ である.不純物は添加されていない。発光の起源は、2 eV ものストークシフトから,自縄自縛励起子 (self-trapped exciton, STE)と考えられる。つまり,励起子近傍の結晶 格子が歪み、その歪みで生じたポテンシャルに励起子自 身が落ち込んで動けなくなった状態である。励起子が伝 播しなければ無輻射中心に捕縛される確率も低下し、発 光中心が無くても輻射緩和を生じる。自己束縛励起子の 輻射寿命は電子と正孔の波動関数の重なりの大きさで決 まる。BGOでは 300 ns と比較的長い。蛍光強度は 1 MeV 当たり 12000 光子と NaI:TI の 3 割程度である。

BGO の最大の特長は大きな阻止能である. 実効原子番号 75 は,市販シンチレータ中で最大級である. 1973 年に X 線励起による BGO の蛍光特性が報告されると,78年には BGO-PET 装置が開発された^{32,33)}. NaI:Tl よりも高感度で,結晶が化学的・機械的に安定なことなどから, BGO は以後の PET 設計の基軸となった.現在でも,安価な PET 装置には BGO が用いられる.

3.2.4 CsF と BaF₂

前章第6節に述べた TOF-PET の概念は 80 年代からあ り,初期の TOF-PET 装置には CsF や BaF₂ が用いられた. CsF も BaF₂ も高速な発光成分は内殻励起子 (core exciton) のオージェフリー発光 (Auger-free luminescence, AFL) で ある.通常,一般的な物質では図 12 (左)のように,内殻 励起状態がオージェ過程を経て緩和する.これに対して 図 12 (右)のように,伝導帯の底と内殻準位の頂上のエネ



図 12 オージェフリー発光の原理. 図中の①, ②,③,④は時間的順序を示し, ③と③ ′ は同時 である.

ルギーギャップ幅が価電子帯の底と内殻準位の頂上のエ ネルギーギャップの幅よりも大きな結晶ではオージェ電 子を放出できないため、内殻励起子の輻射緩和が起こり 高速な蛍光を生じる.なお、BaF2の発光は紫外線である ため、接着剤、窓材、ライトガイド等にこの波長(225 nm) に対応した素材を用いる.また、内殻励起子の輻射緩和 に続いて、外殻の励起状態を生じるため、これが第二の蛍 光成分となる場合がある.BaF2では後者の蛍光強度がむ しろ大きく、しかもその蛍光寿命が 600 ns と長いため高 計数率での使用に適さない³⁴⁾.

CsF や BaF₂ の TOF-PET 装置は, 1980 年代にワシン トン大学³⁵⁾, LETI (フランス原子力庁³⁶⁾), 東北大学³⁷⁾ などで精力的に開発された. BaF₂ の長寿命成分の問題か ら, TOF-PET の分野では CsF に軍配が上がった. しかし, CsF と BaF₂ はいずれも密度が 4.6 と 4.9 で小さく, TOF で感度が $\sqrt{D_x/\Delta x}$ 倍になっても, 密度が 7.1 の BGO に対 する明確な優位性が示されず, 90 年頃には TOF-PET 開発 は一旦休止され, 高性能なシンチレータの出現を待った.

3.3 PET に用いられるシンチレータ②(Ce³⁺発見以降)

1980年代末に Ce³⁺ が発光中心として極めて有望と分かり、シンチレータの勢力図が激変した。希土類イオンの発光は、一般的に $(4f)^n - (4f)^n$ の電子配置変化で生じるが、これは禁制遷移のため寿命がミリ秒程度と長い。ところが、Ce³⁺ は 4f 軌道に電子が一つしかなく、しかも $(4f)^{n-1}(5d)^1$ 励起状態のエネルギー準位が希土類イオン中で最低のため、 $(f)^n - (f)^{n-1}d$ の許容遷移で発光し、蛍光

寿命は数十ナノ秒程度と短い. つまり,

基底状態: $[Kr](4d)^{10}(4f)^1(5s)^2(5p)^6$ 励起状態: $[Kr](4d)^{10}$ (5s)²(5p)⁶(5d)¹

である³⁸⁾. Ce³⁺ 発光中心のシンチレータは, NaI:Tl に代 表される $s^2 - sp$ 遷移の蛍光寿命よりも一桁程度短く,時 間分解能や計数率特性に優れている. またイオン価数が 3+ であることから,母材結晶の選択肢が大幅に拡がり, 特に密度の大きな酸化物も候補材料となった.

3.3.1 LSO と LYSO

その代表的なシンチレータは1992年に発見されたLSO である.LSO は BGO の上位互換といえる性能を有する. LSO は珪酸ルテシウムの略称で化学式は Lu₂SiO₅:Ce で ある.BGO よりも大きな密度(7.4,ただし実効原子番号 は 66 で BGO の 75 よりも小さい)や,BGO よりも一桁 近く短い蛍光寿命(約 40 ns),BGO の 3 倍以上の蛍光出 力(1 MeV 当たり 25000 光子),及び化学的な安定性は, PET にとってオールマイティーに近い性能である.融点 が 2150 °C と高く,当初は結晶毎の発光特性の違いが著し かったが,電気炉の温度制御技術や原料純度の改善で性能 が均一化された³⁹⁾.唯一の欠点は天然の放射性同位元素 ¹⁷⁶Lu による 300 Bq cm⁻³ 程度の放射能である⁴⁰⁾.PET で は同時計数でその影響をかなり除去できるが,一般的な 使用では Lu 含有結晶の自己発光に注意する必要がある.

LSO シンチレータを搭載した TOF-PET 装置も開発さ れ, TOF 情報を用いない場合よりも SNR が有意に向上す ると確認された. 既に, Philips 社の市販 PET 装置(上位 機種)には TOF モード(時間分解能 550 ps-600 ps)が実 装されている.

LSO と類似したシンチレータに LYSO がある. Lu³⁺ と Y³⁺ のイオン半径はそれぞれ 0.86Åと 0.90Åで, 差が 4.5% と小さい事から, LSO の Lu は任意の割合で Y に置 換できる⁴¹⁾. この化学式は Lu_{2(1-x}) Y_{2x}SiO₅:Ce である. Y の割合が 5% 程度の LYSO は,現在では LSO とほぼ同等 の性能である,また融点が 2100 °C に低下することや特 許の関係で LSO よりも安価に入手できる.

3.3.2 LaBr3:Ce

次に、NaI:Tlの上位互換といえる性能を備えているのがLaBr₃:Ceである.発光強度は市販シンチレータの中で最大の1MeV当たり60000光子で、これはNaI:Tlよりも3割程度大きい。また、蛍光寿命は15 nsでNaI:Tlよりも-桁短く、密度は5.3でNaI:Tlよりも4割程度大きい。ただし、潮解性もNaI:Tlよも著しく、結晶は気密パッケージに封じられて販売されている。現時点ではかなり高額な結晶であるが、融点が783 °Cと酸化物等に比べて低いため、大規模な育成方法が確立すれば単価も下がると期待される。500 keVの γ 線に対して4%程度のエネルギー分解能が得られ、スペクトルでは光電吸収ピークとコン

シンチレータ	Nal:Tl	BGO	CsF	BaF_2	LSO:Ce	GSO:Ce	LaBr ₃ :Ce	Xe
密度 (g cm ⁻³)	3.67	7.13	4.61	4.9	7.4	6.71	5.29	3.0
実効元素番号	51	75	53	54	66	59	47	54
減衰長@ 511 keV (cm)	2.9	1.1	2.7	2.3	1.2	1.5	2.2	2.9
蛍光強度 (光子 MeV ^{−1})	40000	700/7500	2500	1800/10000	25000	10000	60000	42000
波長 (nm)	415	300	300	225/310	420	430	380	174
蛍光寿命 (ns)	230	60/300	2.9	0.8/630	37	43	15	2
備考	潮解性		紫外発光, 潮解性	紫外発光	自己発光		自己発光, 潮解性	紫外発光, 要冷却

表3 PET に関連が深いシンチレータの性能

プトンエッジが明確に分離される⁴²⁾.また,良好なタイ ミング性能から,TOF-PET 用のシンチレータとしても期 待されている⁴³⁾.

3.3.3 GSO と LGSO

国内では GSO が開発され,市販の PET 装置にも搭載 されている. GSO は珪酸ガドリニウムの略称で,化学式 は Gd₂SiO₅:Ce である.LSO と比べると,やや密度が低 く (6.71), 蛍光量は半分以下で,蛍光の減衰時定数もやや 長い.

GSOはCeの添加濃度により減衰時定数が変化するという特徴がある。例えば,Ce濃度が0.5 mol%と1.5 mol%のGSO結晶の蛍光寿命はそれぞれ60 nsと37 nsである。蛍光寿命の異なる結晶同士は簡便な回路で容易に弁別が可能である。このような技術をホスイッチ (phoswich)と呼ぶ⁴⁴⁾.

また,近年,GSO と LSO の混晶である LGSO が開発さ れており,Lu の割合が高い結晶は LSO に類似した性能を 示し,国産版 LYSO に位置付けられる⁴⁵⁾.Gd が磁性元素 のため,磁場実験には注意を要する場合がある.

3.4 その他のシンチレータ等

また,2008 年頃から,新たな発光中心として Pr³⁺ が注 目されている. Ce³⁺ を Pr³⁺ 置換したシンチレータは概し て蛍光ピーク波長が短くなる.今後,Ce³⁺ よりも蛍光寿 命の短い結晶が出てくる可能性がある⁴⁶.

Xe は原子番号が 54 と大きい。希ガスの状態でもシン チレーション光を発するが、冷却すると 161 K で凝縮し 密度約 3 g cm⁻³の液体のシンチレータとなる。 蛍光強度 は 1 MeV 当たり 42000 光子と大きく、蛍光寿命も 2.2 ns と短い。ただし、発光ピーク波長は 174 nm と極めて短 い。PET 用シンチレータとして国内外で検討されている が、511 keV の γ 線の計測にはやや密度が低く、蛍光波長 も一般的な光検出器の感度分布には適合しない⁴⁷⁾.また, 液体 Xe の温度(蒸気圧)管理には十分な注意を要する.

また、シンチレータではないが、原理的に高い時間分解 能が期待される発光現象にチェレンコフ放射がある.光 が屈折率 n の媒質に侵入すると、伝達速度が真空中の光 速の 1/n に低下する.一方、粒子線の最大速度は媒質中 でも c であるため、二次電子の速度が媒質中の光速を上 回る場合がある.この際、電子の飛跡に沿ってチェレン コフ放射と呼ばれる前方指向性の強い光の衝撃波が生じ る.チェレンコフ光は電子の速度が c/n 越えている間に のみ放射されるので、シンチレーション光のように時間 的な裾を引かない.波長は可視域から紫外域にわたる.

チェレンコフ放射体には阻止能と屈折率が大きな透明 物質が好ましく、PbF2⁴⁸⁾、PbWO4⁴⁹⁾、および鉛ガラス等 が考えられる。チェレンコフ放射の光子数は極めて少な いが、MCP 内蔵光電子増倍管で計測すると 50 ps 未満の 時間分解能が得られる⁵⁰⁾。ただし、エネルギー分解能が ないので PET での利用は難しい。

表 3 に PET に関連が深いシンチレータの性能一覧表を 示す.

4. おわりに

まとめとして, 放射線測定装置としての PET の特徴を 列挙すると,

- 位置分解能,エネルギー分解能,時間分解能が同時に 求められる。
- 線源の化合物形(薬剤)も重要である.
- 線源強度や測定時間に制約がある。(測定対象が動く 可能性もある)

- γ線が検出器に対して様々な方向から入射する.(線 源が空間分布する)
- γ線検出器(結晶,光検出器)の組み合わせ数が膨大
 である。
- 電子対の運動量(角度揺動)は解像度を劣化させる要 因である。

等である.

以上,理工学的な見地から,PETの原理と,PET に用 いられるシンチレーション検出器を概説した.PET は総 合技術であり,PET が真価を発揮するには,優れた PET 薬剤,シンチレータ結晶,光検出器,電子回路,画像再構 成アルゴリズム,計算機等の要素技術が必要である.

また,PET の開発現場では,物理・化学・生物の研究 員・技術員はもちろんのこと,医師(放射線科,脳神経内 科,精神科等),薬剤師,診療放射線技師,治験コーディ ネータ,リサーチナースなど,多様な人材との協力が欠か せない.更に,今後は加速器技術との融合による治療と の一体化も期待されている.

謝 辞

最後に、本稿に対する放射線医学総合研究所・村山秀雄 博士の的確な助言に深く謝意を表する.

参考文献

- 1) 日本核医学会 PET 核医学分科会(http://www.jcpet.jp/)
- T. Ido *et al.*: J. Labelled Compounds Radiopharmaceuticals 14 (1978) 175.
- 3) S. S. Gambhir: Nature Rev. Cancer 2 (2002) 683.
- 4) 細野 眞ほか:「FDG PET, PET/CT 診療ガイドライン 2012」 (日本核医学会, 2012)
- 5) 福喜多 博ほか:「がん FDG-PET/CT 撮像法ガイドライン」 (日本核医学技術学会, 2009)
- 6) D. W. Townsend et al.: J. Nucl. Mad. 45 (2004) 4S.
- 7) A. Nordberg: Lancet Neurology 3 (2004) 519.
- 8) R. J. Jaszczak et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 27 (1980) 1137.
- 9) 熊田 幸生:放射線と産業 102 (2004) 30.
- 10) A. J. Reader, H. Zaidi: PET Clinics 2 (2007) 173.
- 11) 田中栄一:日本放射線技術學會雜誌 62-6 (2006) 771.
- 12) T. R. DeGrado et al.: J. Nucl. Med. 35 (1994) 1398.
- 13) J. W. Young, J. C. Moyers, M. Lenox: IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 1676.
- 14) S. R. Cherry et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 44 (1997) 1161.
- 15) W. Sureshbabu, O. Mawlawi: J. Nucl. Med. Tech. 33 (2005) 157.
- 16) M. E. Phelps et al.: J. Nucl. Med. 16 (1975) 210.
- 17) M. Defrise et al.: IEEE Trans. Med. Imag. 16 (1997) 145.

- 18) T. Yamaya et al.: Phys. Med. Biol. 56 (2011) 1123.
- 19) 放射線医学総合研究所重粒子医科学センター病院 (http://www.nirs.go.jp/hospital).
- 20) J. Pawelke et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 44 (1997) 1492.
- 21) M. Kanazawa et al.: Nucl. Phys. A 701 (2002) 244.
- 22) W. W. Moses: IEEE Trans. Nucl. Sci. 50 (2003) 1325.
- 23) 澁谷 憲悟ほか: Radioisotopes 55 (2006) 391.
- 24) J. S. Karp et al.: J. Nucl. Med. 49 (2008) 462.
- 25) M. R. Palmer, X. Zhu, J. A. Parker: IEEE Trans. Nucl. Sci. 52 (2005) 1391.
- 26) C. Champion and C. L. Loirec: Phys. Med. Biol. 51 (2006) 1707.
- 27) B. E. Hammer, N. L. Christensen, B. G. Heil: Med. Phys. 21 (1994) 1917.
- 28) K. Shibuya et al.: Phys. Med. Biol. 52 (2007) 5249.
- 29) F. Nishikido et al.: Nucl. Instrum. Methods A 584 (208) 212.
- 30) C. L. Melcher: Nucl. Instrum. Methods A 537 (2005) 6.
- 31) J. Kataoka et al.: Nucl. Instrum. Methods A 541 (2005) 398.
- 32) C. J. Thompson, Y. L. Yamamoto, E. Meyer: IEEE Trans. Nucl. Sci. 26 (1979) 583.
- 33) N. Nohara et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 27 (1980) 1128.
- 34) P. Schotanus et al.: Nucl. Instrum. Methods A 259 (1987) 586.
- 35) M. M. Ter-Pogossian *et al.*: IEEE Trans. Med. Imag. 1 (1982) 179.
- 36) B. Mazoyer et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 37 (1990) 778.
- 37) K. Ishii et al.: Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 3755.
- 38) 小林 洋志:「発光の物理」(朝倉書店, 2000) p.65.
- 39) C. L. Melcher et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 50 (2003) 762.
- 40) C. Knoess et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 49 (2002) 2074.
- 41) D. W. Cooke et al.: J. Appl. Phys. 88 (2000) 7360.
- 42) K. S. Shah et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 50 (2003) 2410.
- 43) D. R. Schaart et al.: Phys. Med. Biol. 55 (2010) N179.
- 44) S. Yamamoto: IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (1998) 1078.
- 45) T. Usui et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 54 (2007) 19.
- 46) K. Kamada et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. 55 (2008) 1488.
- 47) F. Nishikido et al.: J. Appl. Phys. 44 (2005) 5193.
- 48) D. F. Anderson et al.: Nucl. Instrum. Methods A 290 (1990) 385.
- 49) M. Kobayashi et al.: Nucl. Instrum. Methods A 459 (2001) 482.
- 50) K. Shibuya et al.: Appl. Phys. Express 3 (2010) 086401.

(2013年6月14日受付)



著者紹介

澁谷憲悟:東京大学大学院工学系研究科システム量子工学専攻修了.博士(工学).
医学物理士.日本学術振興会特別研究員(DC,3年間),放射線医学総合研究所ポスドク(1年間),日本学術振興会特別研究員(PD,3年間)を経て,現職(助教).専

門は,シンチレータ結晶の開発,PET 装置の開発,及び陽 電子を用いた物理学.