



信州大学審査学位論文

次世代 PET 装置のための基本検出器の
時間分解能の研究

2013 年 9 月

山崎 真

信州大学総合工学系研究科

概要

近年がん患者の増加に伴い、その診断法は急速に発展している。中でも Positron Emission Tomography (PET) 装置はがんの能動的な性質を用いて画像診断を行うためがんのみを画像化でき、臨床の医師や技術士に、より視覚的に分かりやすい情報を与える。今日がんは早期発見、治療を行えば完治する確率が高く、そのためには高精度な位置測定が必要であり、PET 装置においてもそのための研究・改良が多くの人々によって行われている。

本研究では、微小サイズの光検出器 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を使用し、個々の検出器サイズを微小化することにより高位置分解能 FWHM~2mm を実現した。次段階として、近年ではがん以外の体内に分布した放射性核種からの放射線の影響によるノイズを減少させ、鮮明な画像を得るため高時間分解能を実現する検出器が求められている [Time Of Flight (TOF)]。そこで、信号の立ち上がり時間の速い無機シンチレータ Lutetium Fine Silicate (LFS) の利点を生かし高時間分解能 FWHM~100ps を得た。さらに、MPPC はここ数年の間に数種類の製品が製造、販売されている。それぞれ $1 \times 1 \text{mm}^2$ の受光面積内に 2500、1600、400、100pixel の独立した APD が集積されている。これらのうちどれが PET 用検出器に最適か、時間分解能とエネルギー分解能の測定から考察した。また、新たな試みとして Compton-PET というアイデアが生まれた。PET は体内に放射性核種を静注するため体内被曝を伴う。これまでの PET 装置の検出効率は 20% 程度以下と低く、数 MBq の高濃度放射性核種を使用するが、検出器としてはそのほとんどを捕捉できなかった。これは PET 装置内の個々の検出器の threshold が 511keV の γ 線のみを検出する値に設定されており、それ以下のエネルギーのイベントは無視されていたためである。そこで、Compton-PET では積層させた複数の検出器でエネルギー計算を行い、いくつかの検出器に渡って対消滅 γ 線のエネルギー 511keV すべてを落としたイベントも真のイベントとして採用することにより、検出効率を増加させる。そのために $3 \times 3 \times 15 \text{mm}^3$ の LFS を 3×3 個のブロックに組み上げ、そのために製作した基板に surface mount detector と呼ばれる新型のパッケージに密封された MPPC を搭載し、LFS のブロックと組み合わせて新しい検出器を作製した。この検出器を 2 つ積層させて Compton-PET の有用性を検証した。

次世代 PET 装置に要求される検出器における新型シンチレータ LFS と必要な光検出器、特に $1 \times 1 \text{mm}^2$ の受光面を持つ MPPC にて高時間分解能を達成したことが本研究の成果と考える。

目次

1. Positron Emission Tomography (PET)
 - 1.1 Positron Emission Tomography とは？
 - 1.1.1 使用核種と用途
 - 1.1.2 検出原理
 - 1.2 検出器
 - 1.2.1 PET 用無機シンチレータ
 - 1.2.2 光検出器
 - 1.3 次世代 PET 装置
 - 1.3.1 Depth-of-Interaction PET (DOI-PET)
 - 1.3.2 Time-of-Flight PET (TOF-PET)
2. 本研究の目的と概要
 - 2.1 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)
 - 2.2 Lutetium Fine Silicate (LFS)
3. 時間分解能の測定
 - 3.1 実験のセットアップ
 - 3.2 実験結果
 - 3.3 時間分解能の threshold 依存性
 - 3.4 時間分解能の gain 依存性
 - 3.5 考察
4. 時間分解能追加測定について
 - 4.1 時間分解能の stop 側の MPPC のエネルギー依存性
 - 4.2 時間分解能の start、stop の両 MPPC のエネルギー依存性
 - 4.3 考察
5. エネルギー分解能の測定
 - 5.1 実験のセットアップ
 - 5.2 実験結果
 - 5.3 エネルギー分解能の gain 依存性
 - 5.4 考察
6. まとめ
7. PET 装置の性能向上の提案
 - 7.1 Compton-PET について
 - 7.2 シミュレーションについて
 - 7.3 Surface-mount-detector MPPC と読み出し用基板
 - 7.4 考察
8. 余録
 - 8.1 偶発・散乱同時計数による位置分解能の低下について

8.2 シンチレータと検出器数の影響について

参考文献

謝辞

1. Positron Emission Tomography

1.1 Positron Emission Tomography とは

Positron Emission Tomography (PET)装置はがんの早期発見に有用な画像診断装置である。陽電子放出核を体内に注射することにより、そこから放出される陽電子と電子の対消滅から生成される対消滅 γ 線を対になった検出器で検出し、がんの位置を特定する。人体は成人の場合、60~70%が水で構成されている。陽電子と対消滅する電子はこの水分子によるものである。そこで、いかにがん細胞に陽電子放出核を輸送するのか、そこからの対消滅 γ 線を体外でどう検出するのか以下に述べる。

1.1.1 使用核種と用途

陽電子放出核はその診断疾患に応じて様々なものが用いられる。その代表はがん細胞であるが、最近では心臓、脳、血中酸素濃度など他の診断にも応用されている。では、その機構はどのようなものか。そもそも陽電子放出核そのままでは体内で十分な働きはしない。それはPET検査におけるものであって、ヨウ素などそのもので甲状腺などの臓器に集積する核種は例外とする。がん細胞は正常細胞に比して糖の代謝が多い。この性質を利用し、グルコースを用いる。グルコースあるいはブドウ糖は単糖類に分類され、オリゴ糖や多糖の構成単位となる。そのため、 $C_6H_{12}O_6$ と言う単純な構造を持つ。構造を図1に示す。PET用薬剤を製造するのに関して、このグルコースの水酸基の一つを陽電子放出核で置き換える。陽電子放出核は、薬剤が人体など、生物を被写体にし、その生理作用を利用することから生物の代謝、つまり呼吸や血流などで診断部位に薬剤を届けられなくてはならない。がん検査ではがん細胞の糖代謝が高い特徴を利用し、グルコースの一つの水素基をフッ素 (F) の同位体 ^{18}F と置き換えた薬剤を利用する。この物質は fluoro-deoxy glucose (FDG) と呼ばれる。また、酸素代謝量を測る検査では、水 H_2O の O を陽電子放出する同位体 ^{16}O でラベルして用いることもある。さらにはたんぱく質の構成要素である C や N も陽電子放出同位体 ^{13}C 、 ^{15}N を持つので利用することがある。それぞれ陽電子放出核を生成する際には、安定元素にサイクロト

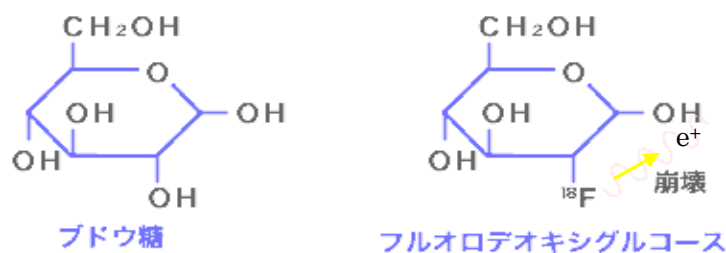


図1 グルコースと FDG

ロンで約 11 MeV に加速した陽子を衝突させる[1]。生成される陽電子放出核と半減期、体内に投与する際の形である標識化合物、反応を表 1 にまとめる。1 つのサイクロトロンで、生成する陽電子放出核に合わせて数種の核反応を扱うが、中性子の副産物を伴う反応があり、そのためサイクロトロンは厚いコンクリートの壁で嚴重に覆われた施設に建設される。

陽電子放出核	半減期 [min.]	標識化合物	反応
炭素 ^{11}C	20.4	$^{11}\text{CO}_2$, ^{11}CO , H^{11}CN	$^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$
窒素 ^{13}N	9.97	$^{13}\text{NH}_3$, $^{13}\text{NO}_x$, $^{13}\text{NH}_4$	$^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$
酸素 ^{15}O	2.07	^{15}O , C^{15}O , C^{15}O , H_2^{15}O	$^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$
フッ素 ^{18}F	109.8	$^{18}\text{F}_{\text{aq}}$, $^{18}\text{F}_2$	$^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$

表 1 陽電子放出核リスト

1 回の診断に使用される放射能は、 ^{11}C と ^{13}N で約 10mCi、 ^{15}O で 15~20mCi、 ^{18}F で 5~10mCi の初期放射能（標識化合物として生成された際の放射能）に対して、患者の被ばく線量を抑えることと、PET 装置の検査効率を考慮すると、1~数 mCi であるべきである[2]。サイクロトロンで生産された陽電子放出核は標識化合物を生成する際、すべてコンピュータで自動化された装置で合成される。圧力や温度、その他のパラメータはコンピュータ制御され、標識化合物が完成するまで人間の手に触れられることはない。そのため、放射線従事者の被ばくを最低限に抑えることができる。

このシステムは、短寿命核種（表 1）を扱うため、検査の行われる施

設個々に設置されるのが望ましい。しかし、そのコスト面から大都市などでは集中施設において標識化合物の生産が行われ、通常の地上輸送で検査施設に供給される。

では、これらの陽電子放出核がどの疾患に適応されるのか。 ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O はそのまま気体で使用できるので、ガスとして吸入可能である。これらは主に血流に関する疾患の診断に適している。また、 ^{15}O は人間の呼吸に大きく関連しているため、人体の酸素消費量の研究に用いられる。さらには、 H_2O の酸素と置換すると体内に簡単に投与でき、これも血流の診断に適用可能である。 ^{11}C 、 ^{13}N はたんぱく質の構成要素であるので、体内のたんぱく質生成回路系に取り込めば臓器の造影に利用できる。 ^{18}F は FDG として投与し、がん細胞の検出に用いられる。これらを表 2 にまとめる。

	標識化合物	用途
^{11}C	CO ガス	局所的血流
^{11}C	CO ₂ ガス	局所的血流
^{13}N	N ₂ ガス	換気機能
^{15}O	O ₂ ガス	酸素消費量
^{11}C	水素シアン化合物	アミノ酸、グルコースの先駆物質
^{11}C	ヨウ化メチル	各種薬剤の先駆物質
^{11}C	グルコース	脳と心筋の造影、糖代謝
^{11}C	メチオニン	脳と膵臓の造影、受容体の研究
^{13}N	アンモニア	脳と胸の造影、アミノ酸の先駆物質
^{15}O	水	血流
^{18}F	HF 水溶液	先駆物質
^{18}F	FDG	がんの診断、脳と胸の造影

表 2 陽電子放出核とその用途

1.1.2 検出原理

PET 装置は 1.1.1 で紹介した陽電子放出核からの陽電子がほぼ静止して体内の水分子の電子と対消滅し、2つの γ 線になる。運動量保存則からこの2つの γ 線は1直線上でかつ、 180° 逆方向にそれぞれ放出される。この過程で、陽電子は最大 10^{-10}sec . で半径約 2mm の範囲で完全停止する[3]。また $(0.1\sim 1.0)\times 10^{-10}\text{sec}$. で水分子の電子と衝突して 511keV の2つの γ 線となり消滅する。実際は陽電子が運動量を持つ

て放出されるため、電子・陽電子対の運動量によって対消滅 γ 線は完全 180° 方向にならないが、そのずれは 15mrad 以下である[4]。
この対消滅 γ 線を体外に 360° 配置した検出器で検出する。2つの対消滅 γ 線は同時に放出されるため、同時計数回路で測定する。すると、2つの γ 線は直線を描き (Line Of Response: LOR)、対消滅 γ 線はあらゆる方向に放出されるので、たくさんの直線が引かれる。これらの直線の交点をがん細胞の位置と定義するのが PET 装置の検出原理である。図2にその概要図を示す。

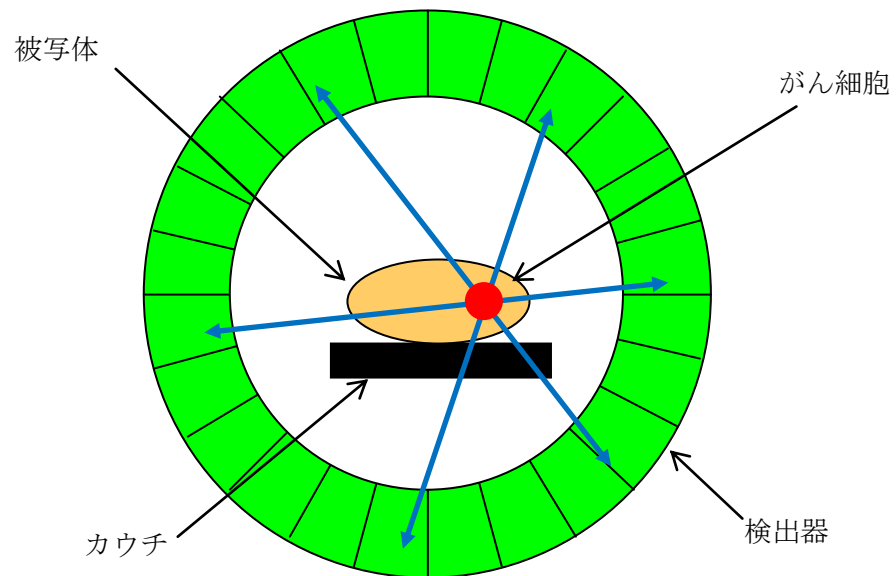


図2 PET 装置概要図

1.2 検出器

PET 装置の検出器部は、主に2つの要素からなる。まずはシンチレータである。 511keV の比較的高エネルギーな γ 線を停止させるだけの阻止能が必要であるため、密度の高い無機シンチレータが適用される。もう一方は光検出器である。現在稼働中の PET 装置では発売当時は photomultiplier tube (PMT) が主流であった。しかし現在では、半導体技術とナノテクノロジーの発達により、コンパクトで高精度な光検出器が登場し、新製品に使用されている。

1.2.1 無機シンチレータ

これまでも PET 装置用シンチレータとして無機シンチレータの開発が重要であり、密度の高いものが必要であった。PET 装置用無機シンチレータの歴史はそれほど古くない。素粒子実験、宇宙線物理やその他の分野でもビーム強度や高エネルギーの放射線を扱うようになると、高密度で阻止能が高く、また発光量の多いシンチレータが求められるようになった。その火蓋を切ったのが、NaI (1948) であった [5]。しかし、NaI は潮解性を持ち扱いにくいことからそれに代わるシンチレータの探索が始まる。それに続いて $\text{Bi}_3\text{Ge}_4\text{O}_{12}$ (BGO) [1973]、 Gd_2SiO_5 (GSO) [1983] と新しいシンチレータが登場するわけであるが、現在の PET 装置の主流は Lu_2SiO_5 (LSO) である。しかし、LSO は特定企業が特許権を有するため、LSO に Y を結合させ、LYSO として利用されることが多い。LYSO は LSO と同等の特性を持つため、LSO と同様に扱うことができる。PET 用シンチレータに要求されるのは、発光量が大きいことである。これは 511keV の γ 線を弁別できる高エネルギー分解能を得るためである。また、高時間分解能を得るために発光の減衰時間が短いことである。現時点で、LYSO の発光量は NaI の約 80% を実現している。また、減衰時間も 40ns 程度と短い。NaI を超える大光量の無機シンチレータは現在発売されていないが、今後とも研究が進み、PET 利用に適した無機シンチレータが開発されるであろう。

主な無機シンチレータの特性を表 3[6]に示す。

特性	NaI (Tl)	BGO	GSO	LYSO
密度[g/cm ³]	3.67	7.13	6.71	7.4
減衰長[cm]	2.59	1.12	1.38	1.14
減衰時間[ns]	230	300	30~60	40
主発光波長[nm]	415	480	440	420
相対発光量[%]	100	7~10	20	75

表 3 無機シンチレータの特性

無機シンチレータの発光機構は、結晶格子で決まるエネルギー準位による。結晶中のエネルギー準位は離散的なバンド構造を持つ。しかし純粋な結晶の場合、価電子帯と伝導帯間のバンドギャップが大

きいため、電子は禁制帯を飛び越えて価電子帯から伝導帯へ遷移することができない。そこで、活性化物質と呼ばれる不純物を添加することにより、禁制帯内に電子の存在できる新たなエネルギー準位(活性化中心)を作り出す。電子によって結晶を構成する原子は電離、励起され電子・ホール対を生成する。このホールは素早く活性化中心に移動し、活性化物質を電離する。また、電子はその電離された活性化物質と結合し、そのエネルギーがシンチレーション光として放出される。

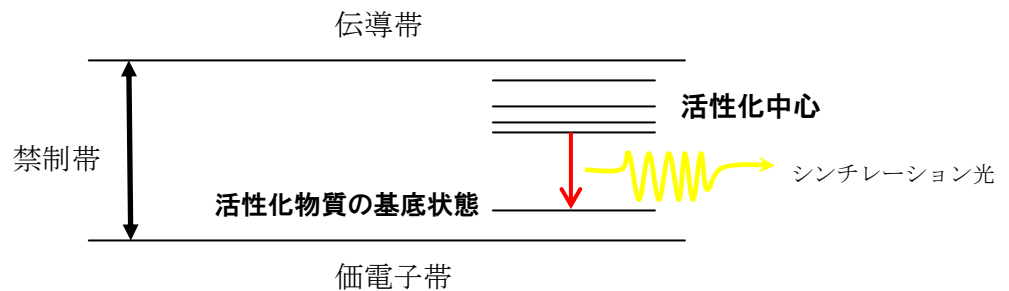


図3 無機シンチレータの発光機構

1.2.2 光検出器

用途により様々な光検出器が存在し、PETにも応用されてきた。PMTが代表であったが、サイズが大きいがことが難点であった。さらに、PET装置の検出器では多チャンネル読み出しが要求されるので、受光面がフラット、かつ多チャンネルのPMTが登場し、PET装置に大きく貢献している。近年では、半導体技術が発展し、さらにコンパクト化された新型の光検出器がPETに利用されている。PET装置に利用されてきた光検出器を時系列を追って紹介する。

Photomultiplier Tube (PMT)

高エネルギー実験では最も安定しており、ノイズも少なく広範囲に使用される光検出器である。医療分野でも画像診断の機器に応用され、現在も多くの面で使用されるスタンダードなツールである。また、高Gain($10^5 \sim 10^8$ 程度)を稼げるため、神岡実験[7]や他の素粒子実験でも利用される。しかし限られたスペースに建設しなければいけないPET装置において検出器構成要素として大きなサイズを持つことと、磁場の影響を受けること、さらに高価なためコストの問題が短所となる。動作原理は、入射してきたphotonが光電面に入射す

ることで、光電効果により電子がたたき出される。これが、高電場のかかったダイノードに衝突し2次電子をたたき出す。ここでは複数の電子がたたき出されるため、次のダイノードではさらに複数の電子がたたき出される、これがダイノードの数だけ繰り返され電子が増幅されるという仕組みである。

Flat Panel Photomultiplier Tube (FP-PMT)

平面に受光面を持つ光電子増倍管である。多数のチャンネルを保有することから、Multianode PMT とも呼ばれる。また、チャンネルごとに読み出しが分かれているため、位置情報も取り出せる。そこで、Position Sensitive PMT (PS-PMT)とも呼ばれ、近年位置情報を測定する PET 装置で多く使用されるようになっている。

Avalanche Photo Diode (APD)

半導体光検出器の一種であり、次に述べる MPPC の原点でもある。シリコン半導体に強い電場勾配形成させ増幅機能を持たせた光検出器である。入射光子により生成された電子・正孔対は強電場により加速され、その電子により多数の2次キャリアを生成する。多くの場合線形素子として用いられ、その増幅率は 10^2 程度で使用する。

Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

APD を微小面積に集積させた新型の半導体光検出器である。各 APD は p-n 接合の半導体に逆バイアスをかけて動作させる。しかし、始めは電流は流れない。ところがある点(breakdown voltage)を超えると、急に電流が流れ始める。これは電子雪崩降伏による。逆バイアスが作る空乏層中で熱電子または入射光子が電子・正孔対が生成される。これらがさらに加速されて他の原子を電離できるエネルギーを得ると、ネズミ算式に電子と正孔が作られ、大きな電流となる。雪崩降伏では電子雪崩が止まらないので、素子の中にクエンチング抵抗を組み込みそれを抑制する。breakdown voltage 以上の逆バイアスで動作させると、同時に入射する光子数に依存せず一定の信号を出力するようになる。このモードをガイガーモードという。各 APD は pixel と呼ばれ、入射1光子に対して1つの増幅信号を出力する。ガイガーモードでは信号の大きさは常に一定である。MPPC は多数の pixel を持ち、並列に接続されているので、入射光子数の和として信号を出力する。MPPC は入射光子数まで見積もれるため、微弱光の測定も正確に行える。

1.3 次世代 PET 装置

PET 装置の問題点は同種のシンチレータを用いた場合、感度と位置分解能がトレードオフの関係にあることである。これは体外に 360° 配置された PET 装置の検出器縁辺部で顕著であり、シンチレータのサイズを大きくして感度を上げると、位置分解能が低下する。逆に高位置分解能を得るためにシンチレータサイズを小さくすると対消滅 γ 線を停止させる十分な阻止能が得られないため、感度が低下する。また、陽電子放出核でマーキングされた PET 用薬剤は病巣に集積する性質を述べたが、これは他の臓器との比であって正常細胞にも少なからず分布してしまう。すると正常細胞からも対消滅 γ 線が放出されてしまい、信号を再構成した時にノイズとして画像に写ってしまう。以上の問題を解決するために Depth of Interaction-PET (DOI-PET)、Time of Flight-PET (TOF-PET) という次世代の PET 装置が提案されている。

1.3.1 Depth of interaction-PET

Depth of Interaction (DOI) のテクニックは PET 装置縁辺部での視差を解決するために提案されたものである。1.1.2 で述べたとおり、PET 装置は検出器を 360° 配置して対消滅 γ 線を捉える。 γ 線の放出される位置を人為的に決定できないために、視差が生じる。例えば、検出器の中心にがん細胞があり、そこから検出器を見込む立体角が一定であれば視差は生じない。ところが、検出器の縁辺部にがん細胞があるとき、検出器を見込む立体角は一定でなく個々の LOR に依存する。ここで問題なのは、図 4 のように 1 つの同じ検出器に 2 つの LOR が入射している時、2 つの LOR は弁別することができなくなり、画像に広がりが出てしまう。これは奥行き方向の検出器サイズを小さくすれば解決できる。つまりシンチレータを微細化し、チャンネル数を増やせばよいのである。しかし、PET 装置全体のサイズは通常の一部屋に設置できる必要があり、現在臨床で使用されている PET 装置で使用されてきたシンチレータサイズでブロックを組み上げると空間的に広がりが出る。そのための微細化であるが、シンチレータサイズを小さくすると阻止能が低下するのに伴い、感度が低下してしまう。そのためにシンチレータの研究も高密度を得るような方向に進んできた。現在の新型シンチレータ LYSO などは密度も高く、サイズを

小さくしても 511keV の対消滅 γ 線を停止させるだけの能力はある。シンチレータの進歩とともに DOI も本来の利点を生かしてきている。DOI の概要を図 4 に示す。

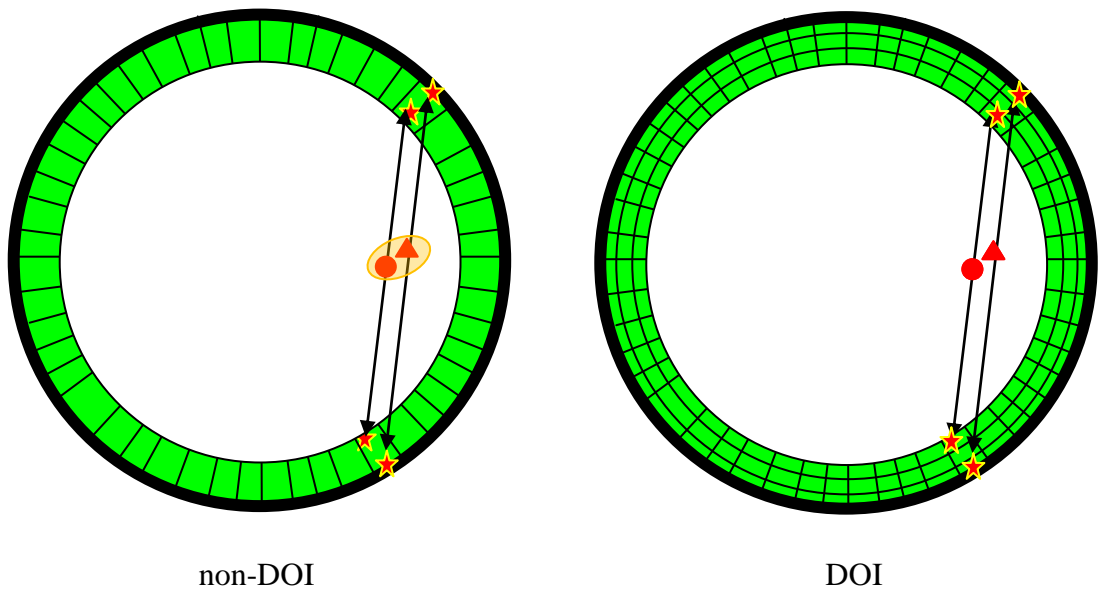


図 4 DOI-PET の原理 星は interaction point.

図 4 では全体の検出器サイズは同じものとし、それを細分化したものを DOI として、non-DOI と DOI を比較する。non-DOI は 2 つのがん細胞 (赤丸、赤三角) からの LOR は同じ対の検出器に入射してしまうため、弁別できない。結果としてだいたい色の丸のように広がりを持った信号として検出されてしまう。DOI の場合、細分化された検出器を用いるため、2 つのがん細胞の LOR は別々の検出器対で検出されるので弁別することができる。しかし、DOI で多チャンネル化することにより non-DOI と比較して検出器対の数が増える、つまり non-DOI より多くの LOR を描くことができるので、視差の問題を解決するとともに、位置分解能向上にも寄与する。現在の PET 装置では位置分解能は約 5mm である。

1.3.2 Time of Flight-PET

Time of flight (TOF) は対消滅 γ 線が対の検出器に入射する時間差を測定することにより、LORを線分にして原理上1つのLORでがん細胞の位置を特定する。PET用陽電子放出核FDGはがん細胞に多く集積するようにマーキングされているが、これは正常細胞との比であり正常細胞でも糖の代謝は行われるので、全身に分布する。通常のPETではこの正常細胞からの対消滅 γ 線も検出してしまうため、疑似LORが存在しそれががん細胞からの真のLORと重なり、ノイズの形成につながる。そこでTOFを利用し、各LORを線分にすることによって正常細胞からのLORも線分にして真のLORとの重なりを防ぐものである。この対の検出器間の時間差は、時間分解能を測定し評価する。詳細は3章で述べる。

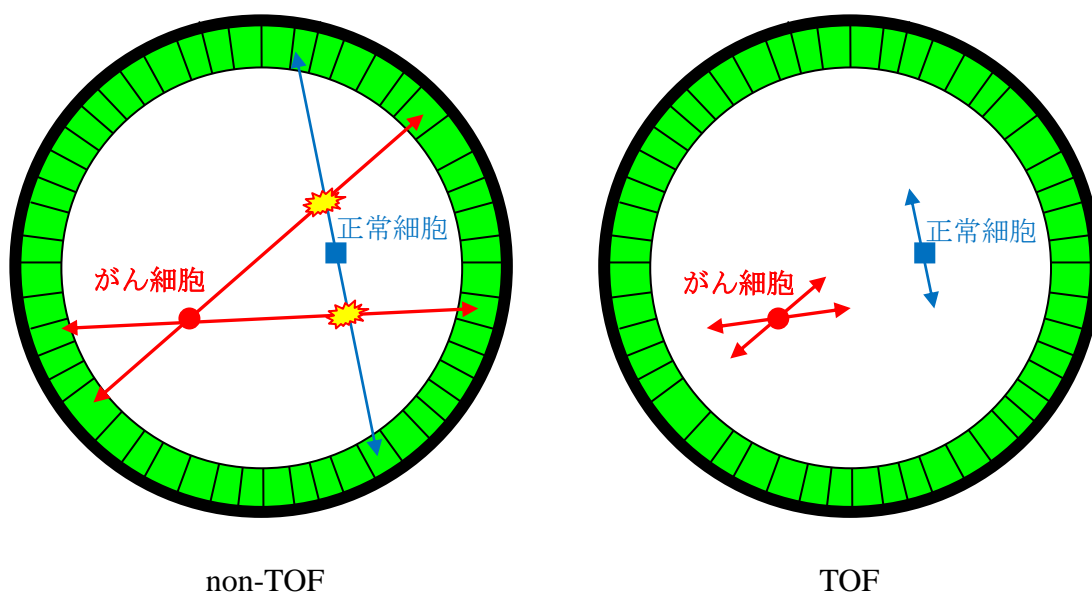


図5 TOF-PETの原理

図5において、non-TOFでは正常細胞からも対消滅 γ 線が放出されると、がん細胞からの2本のLORと正常細胞からのLORが重なって、2本の赤線と青線の交点もイベントとして検出される。このイベントはがん細胞を呈するものではないので、排除されるべきである。そこでTOFを使用すると、1つのLORにおいて対の検出器に入射する時間差を測定し、 $c\Delta t/2$ の長さに対消滅点を絞り込むことができる。Cは光速、 Δt は対の検出器でガンマ線が検出された時間差を示す[8]。

これによって LOR が線分になり、がん細胞からの LOR と正常細胞からの LOR を弁別し排除することが可能である。画像再構成を行ったときに正常細胞からの信号を最小限にとどめるので、これまでの PET と異なり、ノイズの少ないきれいな画像を得ることができる。現在販売されている PET 装置ではこの線分がおよそ 15cm となっている。

2. 本研究の目的と概要

本研究では、次世代 PET 装置の要求を満たすべく、時間分解能とエネルギー分解能の測定、積層させた検出器での実験を通して次世代 PET 装置用検出器を開発することを目的とする。特に、ノイズの少ない画像を得るための高時間分解能が必要である。そのために現存する種々の無機シンチレータの中でどれが最適か、また近年では光検出器 MPPC も多種存在するのでそれらを用いて実験を行い、次世代 PET に適するものを精査する。

1 章でも述べた通り、PET 装置用検出器は無機シンチレータと光検出器で構成される。これまでの PET 装置において、無機シンチレータは BGO が主流であった。しかし、次世代用のシンチレータとしては、光量が少ないことと、減衰時間が長いことから有用ではない。光量が少ないとエネルギー分解能が悪く、光電効果のエネルギー領域と混沌散乱のエネルギー領域の分離能が低下する。また、シンチレータの特性という観点から、一般に減衰時間が長いと信号の立ち上がり時間も遅くなる。これは時間分解能の低下を起す。速い立ち上がりの信号は時間のふらつきが少なく、時間分解能の向上に寄与する。以上の点からシンチレータの選択を行う。これまでの研究により LYSO が次世代 PET 用として有用性が認められているが、コストの点で問題がある。そこで本研究では Zecotek Photonics Inc. 製新型無機シンチレータ Lutetium Fine Silicate (LFS) [9] に着目し PET 用シンチレータに適することを見つけた。LFS は低コストで LYSO と比較し、時間特性に優れており、次世代 PET 用シンチレータとして適当であると考えられる。これまでの光検出器は、PMT が使用されてきた。しかし、サイズが大型であるのとコスト高であることからそれに代わるものとして、半導体光検出器が用いられるようになってきている。サイズが大きいと 1.3.1 項で述べた DOI のテクニックを利用することが困難で、そのための読み出し法を別に考慮する必要があった。本研究では浜松ホトニクス株式会社製の半導体光検出器 Multi-pixel Photon

Counter (MPPC)[10]を用いる。MPPC は非常にコンパクトな光センサーであり室温、低バイアスで動作するので利用勝手が良い。また、個々の検出器をコンパクト化することが可能であり、1つのシンチレータに1つのMPPCを搭載することが可能で、これまでのPET装置で用いられてきたシンチレータの数に対して少ない数の検出器で光を読みだすために考案されてきた特別な読み出し法も必要ない。現在4種類のMPPCが存在するので、それらを用いて時間分解能、エネルギー分解能の測定を行い最適なものを選択する。

さらに、新しいCompton-PETというアイデアが生まれた。これは検出器の検出効率を上げることが目的で患者の被ばく量低減につながるものである。また、検出器を奥行き方向に積層するというシステム上DOIのテクニックも導入できるので次世代PET装置のシステムとなりうる手法である。これについては7章で述べる。

2.1 Lutetium Fine Silicate

LFSはZecotek Photonics Inc.により開発販売されている新型の無機シンチレータである。大光量で減衰時間が短い。これらの特性により高時間分解能を達成できる可能性があり、採用に至った。

まず、LFSの光量測定を行った。使用した結晶サイズは $3 \times 3 \times 15 \text{mm}^3$ で、 $3 \times 3 \text{mm}^2$ の面を光検出器に設置する。光検出器は $1 \times 1 \text{mm}^2$ の受光面に1600pixelを持つMPPCを用いた。さらに、他の無機シンチレータの比較のため、BGO、LuAG、LYSO (LSO)、LFSの4種類で実験を行った。これらのシンチレータサイズもLFSと同じである。さらに、BGOの光量とLFSの光量を比較した。実験は電荷積分型 Analog-to-Digital Convertor (ADC) と Multi-channel Analyzer (MCA) を用いた。ADCは入力信号の電荷量をトリガー信号の入力のタイミングで積分し、それに比例した値を出力する。今回はセルフトリガで測定した。MCAは1chの入力に対してセルフトリガでMPPCからの信号の高さに比例する値を出力する。図6にその分布結果を示す。

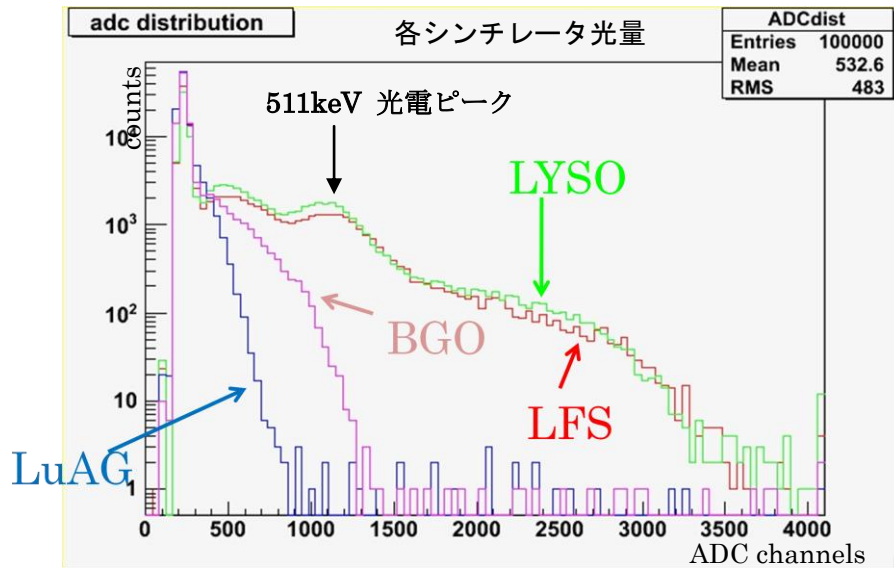


図6 各無機シンチレータの光量分布

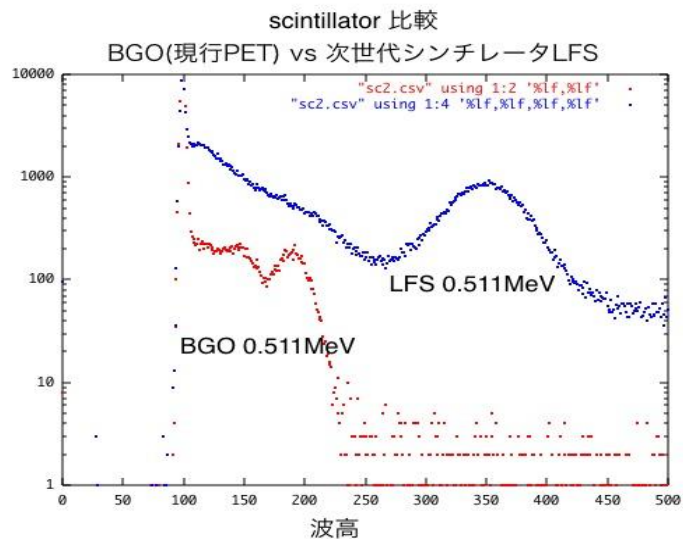


図7 BGO と LFS の光量分布

図6によると 511keV の光電ピークが見てとれる。LFS は LYSO とほぼ同等の光量を持つことが分かる。BGO に関しては光電ピークが見えないので、MCA を使用し、再実験を行った。図7であるが、LFS は BGO の約 3 倍の光量を持つことが分かった。以上から LFS が次世代 PET 用無機シンチレータとして性能に問題がないことが分かる。表4に BGO、LYSO、LFS の特性をまとめる。

scintillator	density [g/cm ³]	attenuation length [cm]	decay constant [ns]	maximum emission [nm]	light yield (BGO:1)
BGO	7.1	1.11	300	480	1
LYSO	7.4	1.16	44	428	3
LFS	7.4	1.12	36	416	3

表 4 BGO、LYSO、LFS の特性 [6][9]

表 3 から LYSO は BGO と比較して 7 倍の光量を持つ報告があるが、本実験で用いた LYSO は我々の実験では BGO の 3 倍の結果を得た。これはシンチレータによりばらつきがあるのと、メーカーによって組成は同じであるがその含有比率が異なる可能性があるためである。新たなシンチレータを使用する際は、以上のように個々に光量測定を行い、それぞれの光量を把握しておく必要がある。

2.2 Multi-Pixel Photon Counter

Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) は Pixelated Photodetector (PPD) の一種で、日本の浜松ホトニクス株式会社により製造販売されている半導体光検出器である。素粒子実験分野において International Linear Collider (ILC) 計画の検出器である、International Large Detector (ILD) 内のカロリメータ部分で利用される予定である。このカロリメータは細分型で薄いプラスチックシンチレータに光検出器を搭載するので、コンパクトで特に薄い光検出器が必要となった。そこで MPPC がこれに応用される予定で、2006 年秋に発売され国内のみならず、海外でも研究が進んでいる製品である。その優れた特性から近年 PET 装置にも応用する研究が行われており、本研究もその一つである。信州大学では MPPC の開発段階から他大学、浜松ホトニクス株式会社と共同で研究を行ってきたため、その特性は十分理解され、PET に応用するのにも適していると考えている。特に、DOI-PET を製作する際に求められる薄い光検出器という意味でも十分に利用価値がある。MPPC は APD を微小面積に集積させた光検出器である。コンパクトでありながら PMT におよぶ gain、光子検出効率、70V 程度の低バイアスで動作する特徴がある。特記すべきは磁場耐性があるので、Magnetic resonance imaging (MRI) との組み合わせも可能であり、

MRI-PET という画像診断装置の研究も行われている[11]。また、HPD や CCD などの他の半導体光検出器に比べ、ダークノイズが飛躍的に低く、室温で安定動作させられることも PET 装置に応用する点で有利になる。MPPC の基本特性を以下に述べる。

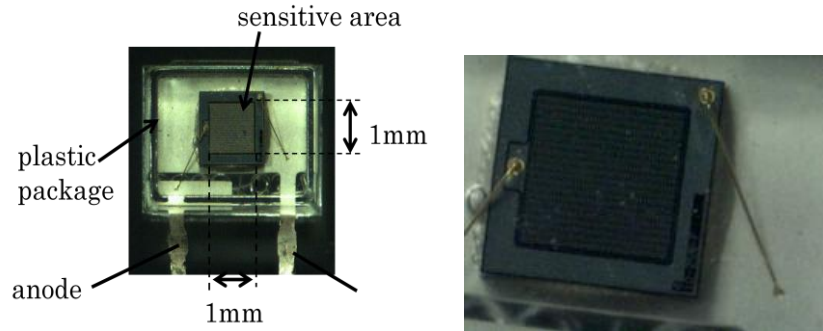


図 8 MPPC と $1 \times 1\text{mm}^2$ の受光面

2.2.1 構造と動作原理

本研究で使用するMPPCは、図9に示すように $1 \times 1\text{mm}^2$ のシリコンチップにしきつめられた多数の微小APD pixelにより構成される。pixel pitchには20、25、50、 $100\mu\text{m}$ の4種類がある。それぞれ受光面内に2500(未発売)、1600(S10362-11-025C)、400(S10362-11-50C)、100pixel(S10362-11-100C)を持つ。なお、2500pixelのMPPCは浜松ホトニクス株式会社が製造したものを試験的に利用した。各pixelの断面構造を図9右に示す。ピクセル内のp-n接合面にbreak-down電圧 (APD がガイガーモードで動作するためのしきい値電圧) $[V_{bd}]$ より1~4V程度高い逆バイアス電圧をかけることによって、増幅領域はガイガーモードで動作し、入射photonにより弾き出された光電子 (photoelectron: p.e.) がこの領域中で雪崩増幅される。電子雪崩の発生したpixelには電流が流れることよりpixelに直列に接続された数百k Ω 程度のクエンチング抵抗に電圧降下が発生し、増幅領域にかかっている電位差を下げることで雪崩は終息する。

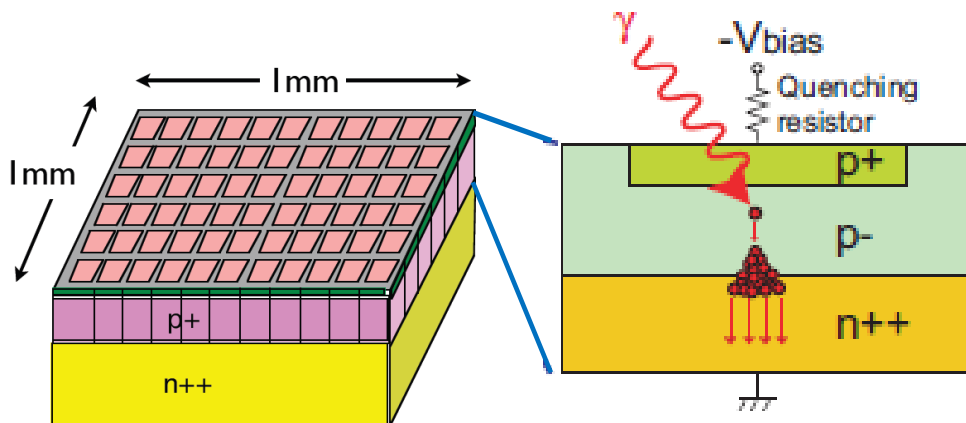


図9 MPPC pixelの配置の様子と動作原理

一つのpixelからの出力電荷 $Q_{\text{pix.}}$ はそのキャパシタンスを $C_{\text{pix.}}$ として、(1)式のように表される。また、印加電圧一定のとき、全pixelの出力電荷 Q は(2)式で求められる。

$$Q_{\text{pix.}} = C_{\text{pix.}} (V_{\text{ope.}} - V_{\text{bd}}) \equiv C_{\text{pix.}} \Delta V \quad \dots \dots (1)$$

$$Q = \sum_{i=1}^N Q_{\text{pix.}} = N Q_{\text{pix.}} \quad \dots \dots (2)$$

(2)式の N は電子雪崩を起こしたpixel数であり、全電荷 Q はこれに比例する。

2.2.2 gain

MPPCのgainは $Q_{\text{pix.}}$ を素電荷で割った値で定義される。そのため、(1)式より、 ΔV に比例する。gainの測定は、印加電圧を変化させADC分布上の1p.e.と2p.e.のピーク間のチャンネル数を d として以下の式で表される。ここでphotoelectron (p.e.)はMPPCに入射したphotonによる出力電荷量であり、1photon当たり1p.e.となる。

$$\text{gain} = \frac{Q_{\text{pix.}}}{|e|} = \frac{d \times \text{ADC変換量}}{|e|} \quad \dots \dots (3)$$

MPPCは優れたphoton counting能力を持つので、低光量で出力信号が1p.e.、2p.e.、3p.e.、という風にphotoelectronピークがきれいに分かれる。そこで、1p.e.と2p.e.のピークをそれぞれgaussianでfittingを行い、ピー

ク間のADCチャンネル数を(3)式dに代入する。用いたADCの変換量、つまり1チャンネルの電荷量は0.25pCなので、それも代入する。また、MPPCからの出力信号はアンプを通していているため、アンプの増幅率で式(3)を割る必要がある。今回用いたアンプの増幅率は594.6である。そこで、実際のgain測定では式(5)が適応される。

$$\text{gain} = \frac{d[\text{ch}] \times 0.25[\text{pC}/\text{ch}]}{|e| \times 594.6} \quad \dots \dots (4)$$

gain測定では、MPPCをLight Emitting Diode (LED)とともに暗箱に入れ、外から光が入らない状況で行う。LEDはLED driverで操作される。LED driverはclock入力を持ち、clockのタイミングでLEDを発光させる。このclock信号をADCのgate信号にし、MPPCの出力信号のADC分布を測定しdを求める。測定系の様子を図10に示す。さらに、適宜印加電圧を変化させて印加電圧に対するgainを測定する。

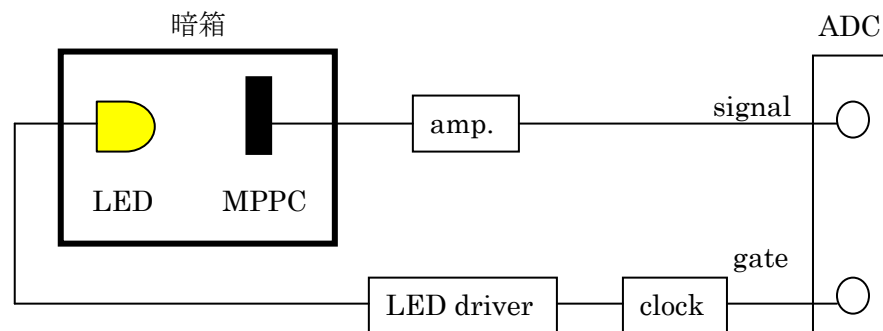


図10 gain測定

図10の回路で測定されたADC分布を示す。ここでは例として25μm-pitch、1600pixelのMPPCの測定結果を示す。なお、gainは 3.0×10^5 に設定されている。

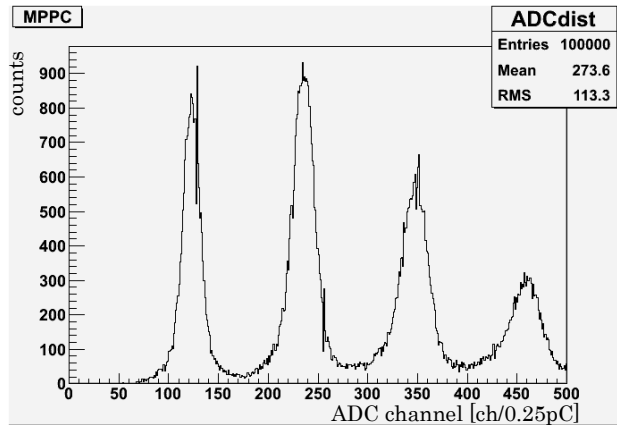


図11 1600pixel MPPCのADC分布

図11を見ると、p.e.ごとにピークがきれいに分かれていることがわかる。ここからdを求め、(5)式に代入しgainを求める。さらに他のMPPCでも同様な方法でgain測定を行い、plotした結果が図12である。

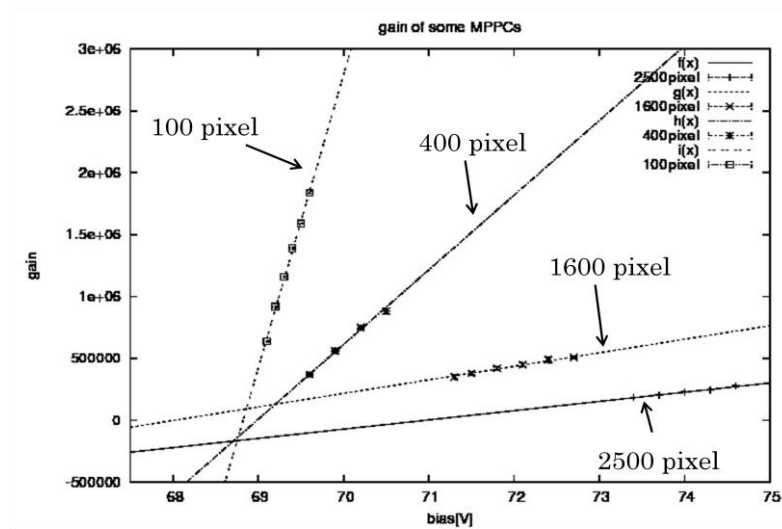


図12 各MPPCのGain測定結果

図12の各MPPCの結果は線形関数でfittingしており、横軸gain=0とfitting直線との交点はbreak-down電圧である。

また、表5に各MPPCのbreak-down電圧とgain、静電容量を示す。なお、gainに関してはbreak-down電圧から2 V高い値で動作させた時の値を示す。

number of pixels	break-down電圧[V]	gain	静電容量[fF]
100	68.8	4.7×10^6	370
400	68.9	1.2×10^6	93
1600	68.0	2.1×10^5	17
2500	71.0	1.4×10^5	11

表5 各MPPCの特性

2.2.3 noise rate

MPPCのgainを 2.3×10^5 で一定にし、noise rateを測定した。一般に半導体検出器は高gainを持つ代わりにdark noiseが多く、それが問題であった。dark noiseは熱電子が電子雪崩を引き起こすことに起因しており、MPPCではほとんどが1p.e.相当の小さな信号として検出される。原因は増幅領域内で局所的な高電圧部が存在したり、不純物による中間準位の存在であるが、MPPCはこれらの点を改善し従来の半導体検出器よりはるかに低noiseで動作させることが可能である。

dark noiseを評価するにはnoise rateを測定する。一定電圧でMPPCを動作させ、threshold値を変化させてnoise数を計数する。ここでは1600pixelのMPPCの結果を図13に示す。threshold curveはADC分布を積分した形になり、1p.e.ピーク、2p.e.ピークと、thresholdを上げていくごとにADCのピーク相当の部分で急激に曲線が落ち込む。図13に1p.e.、2p.e.を示した。先述のようにMPPCのdark noiseは1p.e.によるので、それ以上のthresholdで動作させればdark noiseの影響を防ぐことができる。本実験からは $-50 \sim -60$ mV程度で設定すればいいことがわかる。また、元々PET装置では511keVの対消滅 γ 線による無機シンチレータの励起・緩和機構の光を扱い、それは1p.e.以上、 1×1 mm²の受光面を持ったMPPCの場合、約60~70 p.e.という大光量であることと、thresholdを高い値に設定して動作させるので、1p.e.のdark noiseは影響しないと考えてよい。

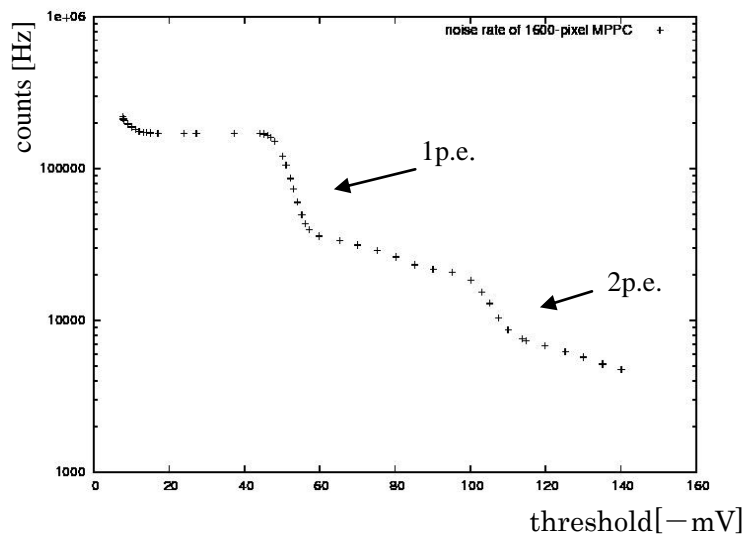


図13 noise rateのthreshold curve

2.2.4 cross-talk

あるピクセルで電子雪崩が発生した際、その雪崩中で赤外波長の光子が発生し、周囲のピクセルに伝搬して別の雪崩を引き起こすことがある。これをcross-talkと呼ぶ。cross-talkが起これば、実際に入射したphotonより大きな信号が観測される。様子を図14に示す。また、cross-talkの起こる確率は近似的に式(5)で定義される。

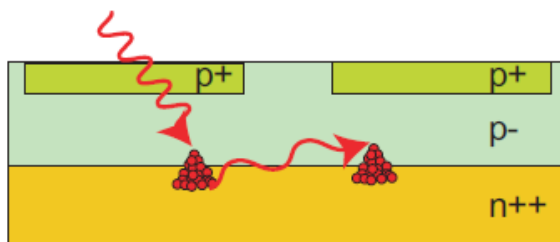


図14 cross-talkの発生機構

$$\text{cross-talk} = \frac{\text{1.5p.e. thresholdのnoise rate}}{\text{0.5p.e. thresholdのnoise rate}} \dots \dots (5)$$

式(5)にnoise rate測定の結果から0.5p.e.、1.5p.e.相当のnoise rateを代入すると、1600pixelのMPPCの場合のcross-talkは式(7)で表される。

$$\text{cross-talk} = \frac{(2.62 \pm 0.01) \times 10^4}{(1.71 \pm 0.01) \times 10^5} = 0.15 \pm 0.01 \quad \dots \dots (6)$$

以上から、1600pixelMPPCの場合cross-talkは15%と見積もることができる。

3. 時間分解能の測定

3.1 概要と目的

2章でも述べた通り、次世代PET装置では低ノイズできれいな画像が求められる。その指標は時間分解能で表され、現在世界で多くの研究が行われている。それぞれのグループでは様々な無機シンチレータや光検出器が用いられているが、世界的な主流は $1 \times 1 \times x \text{ mm}^3$ のサイズを持つLSO (LYSO) と $50 \mu\text{m}$ -pitchで受光面が $3 \times 3 \text{ mm}^2$ のMPPCである。LSOに関しては光量が多いということ、MPPCに関しては無機シンチレータからの光をできるだけ効率よく検出したいとのことで、ダイナミックレンジの大きな $3 \times 3 \text{ mm}^2$ のMPPCを用いているようだ。なお、LSOのシンチレータサイズのパラメータ x はシンチレータの厚さを意味し、グループにより様々である。 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の面はPET装置のガントリー中心から見込んだとき、水平に位置する面であり、位置分解能を決定するパラメータである。PET装置の位置分解能の理論限界は1 mm程度とされるため、それに即してこの面サイズのシンチレータを利用するグループが多いようである。また、 $3 \times 3 \text{ mm}^2$ のMPPCのもう1つの使用理由であるが、このサイズを受光面を持つMPPCでは多くの場合3600 pixelが利用されている。我々の研究[12]によれば、これは大光量の入射光子に対して、MPPCのpixel数が減少すると検出光子数に対するpixel数が不足し、出力が線形ではなくなることが大きな使用理由と考えられる。この現象はエネルギー分解能の低下を引き起こすため、511 keVの対消滅ガンマ線をターゲットとするPET装置ではエネルギー弁別に懸念があるためであろう。しかし、PET用シンチレータにより得られる光子数は $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の1600pixelMPPCにおいても $3 \times 3 \text{ mm}^2$ で3600pixelのMPPCと変わらない結果を得ている。本研究のエネルギー分解能に関しては5章で述べる。

時間分解能の測定において、本研究では世界でPET用としてはほとんど利用されていない25 μm -pitchで受光面が1 \times 1mm²のMPPCを用いる。これは25 μm -pitchというMPPCの中で一番pixel pitchの小さなもので、小さなキャパシタンスによりMPPCの時定数RCを短くして信号の立ち上がりを速くし、ふらつきも小さくするためである。キャパシタンスが小さいと時間分解能がよいというのは、PET用光検出器の分野では知られている特性である。当初から本研究では1600pixelのMPPCを用いてきた。その結果を報告する。

3.2 実験のセットアップ

まず実験回路を図15に示す。対消滅 γ 線を捉えるため、同じ検出器を2つ使い、それを対向させて配置する。検出器は3 \times 3 \times 15mm³のLFSと1 \times 1mm²の受光面を持った1600pixelのMPPCを用いた。反射フィルム(98% reflectance, Kimoto)で包んだLFSの3 \times 3mm²の面をMPPCに接着し検出器を構成する。片方をMPPC1、もう片方をMPPC2と定義する。それぞれのMPPCからの信号はまず、Amplifier Shaper Discriminator (ASD) [13]と呼ばれるアンプに入力する。このアンプはCERNで行われているLHC実験のATLAS検出器のなかのThin-gap Chamber (TGC)用に開発された高速アンプである。16channelの入力を持ち、増幅率は入力電荷に対してpre-amp.で0.8V/pC倍、その後main-amp.で7倍されるので、それらの積で表される。ASDからの出力はleading-edge discriminator (LED) [Technoland Corporation N-TM415]に入力される。MPPC1側の信号はgate generator (KAIZU KN1500)に入力されるが、これはMPPC2の信号がtime-to-digital convertor (TDC) [REPIC RPC-060]のstop信号になるためである。MPPC2側の信号はgate generatorからの信号と同時計数するためにcoincidence module (HOSHIN N-024)に入力されるが、coincidence moduleは仮に2つの信号が入力された場合、遅い信号の立ち上がりのタイミングで信号を出力する(図16)。時間分解能はこのcoincidence moduleからの信号のふらつきで評価する。そのため、MPPC1の信号がMPPC2の信号よりも時間的に先んじていなければいけない。そこで、gate generatorでMPPC1の信号を拡げ、常にMPPC2側の信号をカバーするように設定する。さらに、gate generatorからの信号はstart信号として、coincidence moduleの信号はstop信号としてそれぞれTDCに入力される。本研究で使用したTDCは1 ch当たり25 psの時間分解能を持つ。

また、実際の装置の写真を図17に示す。

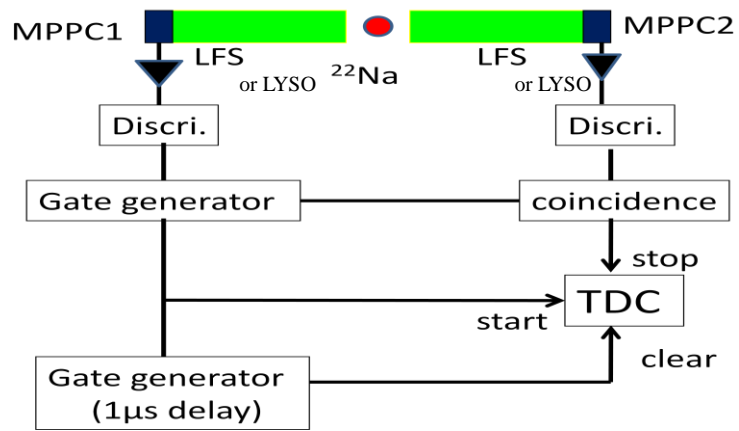


図15 時間分解能測定のための実験回路

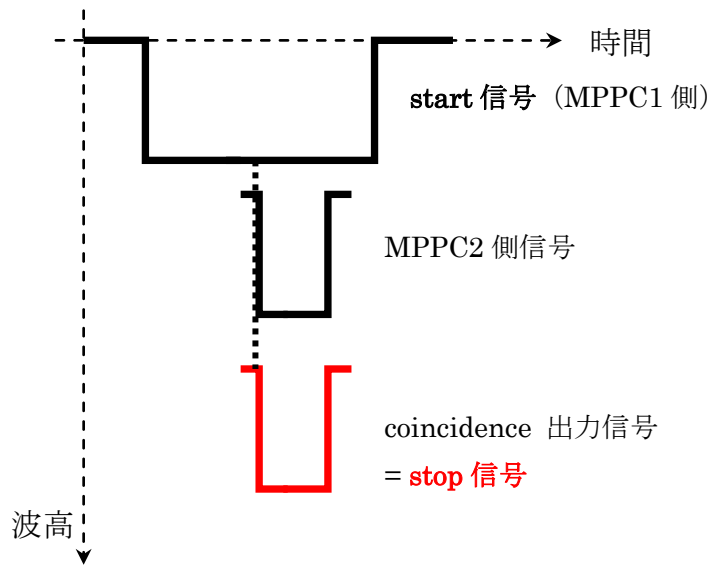


図16 coincidence moduleからの出力信号のタイミング

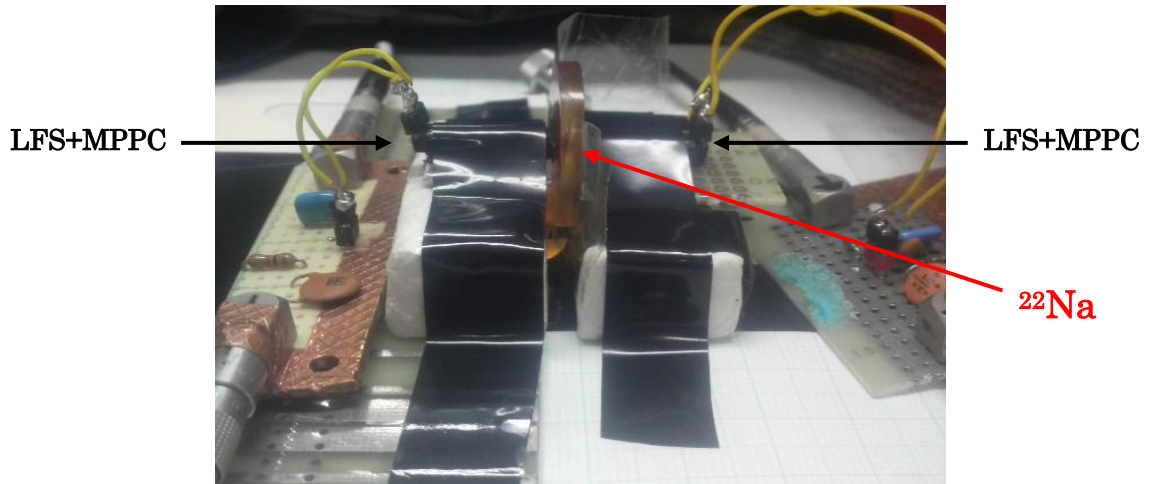


図17 LFSとMPPCの検出器と ^{22}Na の位置関係

3.3 実験結果

1600 pixelのMPPCとLFSの組み合わせの結果を示す。また、LFSの特性を比較するため、現在多くのPET研究グループで用いられている無機シンチレータLYSO(Lutetium Yttrium Orthosilicate)をLFSの代わりにMPPCに取り付けて同様の測定を行った。なお、MPPCの設定gainは 2.3×10^5 、discriminatorのthresholdは377 keV相当に設定した。

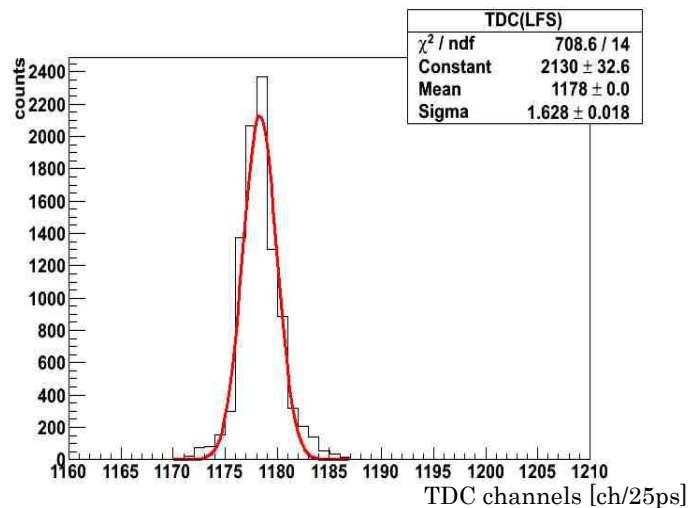


図18 LFSと1600 pixel MPPCによる時間分解能

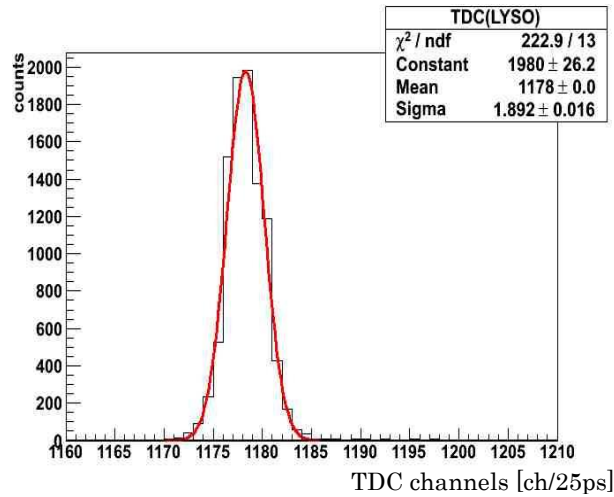


図19 LYSOと1600 pixel MPPCによる時間分解能

得られたTDC分布は図18、19の赤線のGauss分布でfittingを行い、そこから式(7)に従い、時間分解能を評価した。

$$\text{時間分解能} = 2.35 \times \sigma < \text{full width at half maximum (FWHM)} > [\text{ps}] \quad \dots \dots (7)$$

式(8)からLFSと1600-pixel MPPCの時間分解能は、 $96.2 \pm 1.1 \text{ ps}$ となった。また、LYSOと1600-pixel MPPCの時間分解能は、 $111.2 \pm 0.9 \text{ ps}$ となった。

3.4 時間分解能のthreshold依存性

PET装置においてthresholdの設定は重要である。511 keVの対消滅 γ 線を検出するため、thresholdは511 keVのピーク以下に設定する。しかし、時間分解能を優先する場合、thresholdを低く設定してleading-edge discriminatorで速く、なおかつふらつきの小さい信号を検出する。ここでは3.2と同じセットアップのまま、MPPC1、MPPC2両方のdiscriminatorのthresholdを変えて時間分解能を測定し、時間分解能のthreshold依存性を評価した。以下にその結果を示す。横軸はthresholdの電圧値で縦軸は時間分解能を示す。新型シンチレータLFSを既存の無機シンチレータと比較するため、LYSOでの同じ測定の結果も示してある。

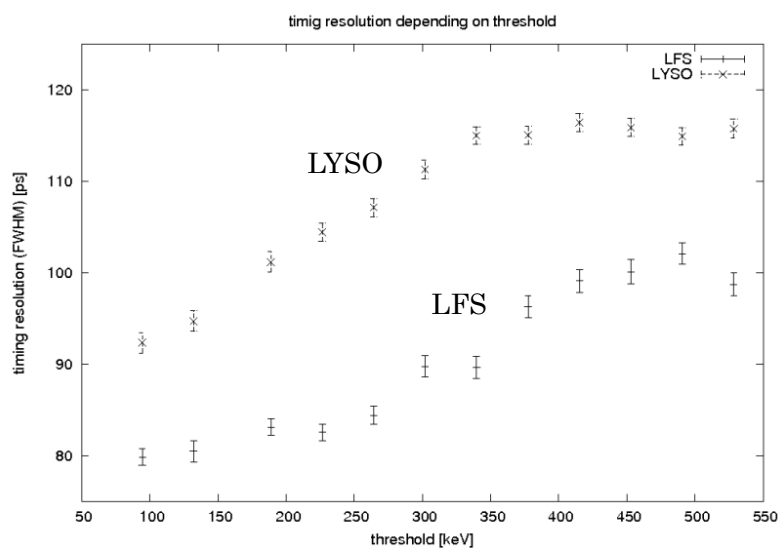


図20 時間分解能のthreshold依存性

図20によると、LYSOよりもLFSの方が高時間分解能を実現していることが分かる。また、それぞれthresholdの値が低い方が時間分解能が良くなる傾向にある。後に述べるが、discriminatorにleading-edgeを用いているため、低いthresholdで信号の立ち上がりの速い部分を検出することにより、511 keVのみを検出する設定よりも時間分解能が良くなっていると考えられる。3.2の実験ではthresholdを377 keV相当に設定し、511 keVピークをターゲットに時間分解能を測定したが、図からも同じ時間分解能が得られていることがわかる。

3.5 時間分解能のgain依存性

同じセットのまま、thresholdは377 keV相当に設定し、MPPCのgainを変化させて時間分解能を測定した。ここでは、MPPCの種類によって時間分解能がどう変化するか評価するため、2.2.1図で述べた100 pixel、400pixel、1600pixel、2500pixelのMPPCを用いて測定を行った。結果を以下に示す。

図21を見るとgain増加に伴って時間分解能が良くなることが分かる。また、MPPCのpixel数が多くなると、時間分解能が良くなっている。すべてのMPPCは受光面 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ にAPD pixelを持つ。そのためpixel数の増加はpixel pitchの減少を意味する。2500 pixelは $20 \mu\text{m}$ 、1600 pixelは $25 \mu\text{m}$ 、400 pixelは $50 \mu\text{m}$ 、100 pixelは $100 \mu\text{m}$ のpixel pitchを持つ。pixel pitchが小さくなるとその分1 pixelの静電容量が小さくなるため、MPPCの回

復時間 (= RC) が速くなる。そのためpixel数の増加によって高時間分解能が得られると考えられる。

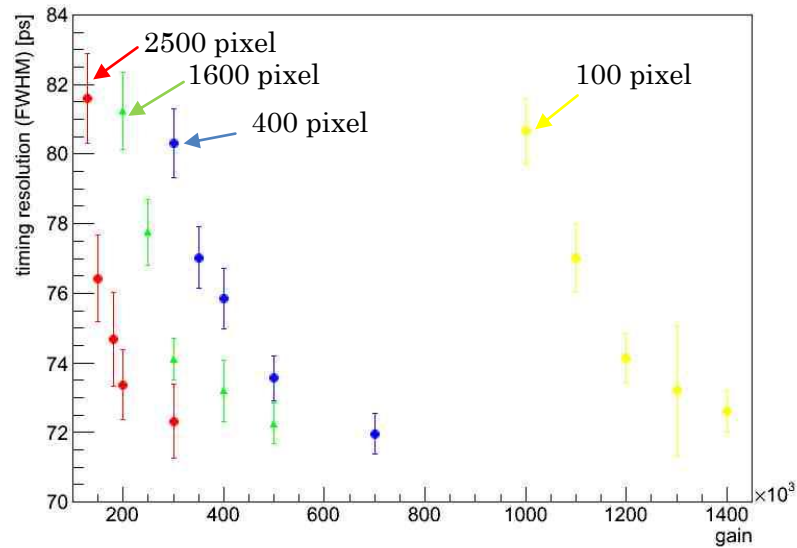


図21 時間分解能のgain依存性

3.6 考察

時間分解能の測定とその結果を示した。ここでまず言及しないといけないのはその絶対値である。LFSとMPPCの組み合わせで96 ps(FWHM)の時間分解能はこれまで他の実験グループが実現しえなかった値である。そこで本研究の結果を裏付ける予備実験を行った。3.2項の図15に示したTDCのstop入力側のMPPC2をソースから遠ざけて人為的にstop信号がLFSに来るのを遅らせる。するとTDC分布上のピークが高チャンネル側に移動することが予想される。これにより、3.2の測定系において511 keVの対消滅 γ 線が対の検出器に入射する時間差を検出していることが保証される。MPPC2は3 cmごとにソースから遠ざけた。使用したTDCの分解能は1 ch当たり25 psなので、計算では3 cmの移動でTDC分布のピークが4 ch分高チャンネル方向に移動することになる。以上の測定結果を図23に示す。

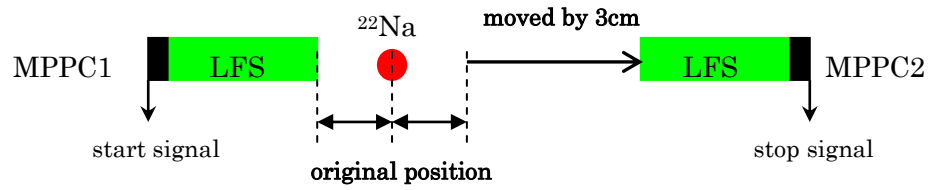


図22 対消滅 γ 線検出の保証実験系

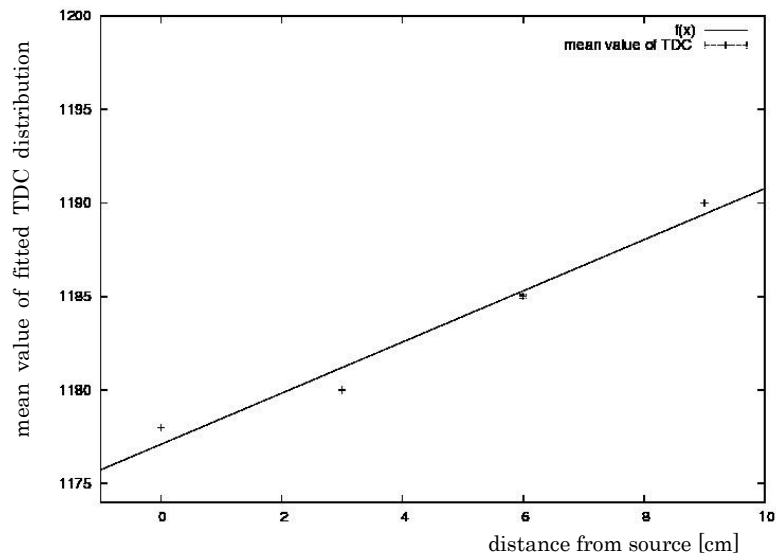


図23 TDC mean値の距離依存性

図23は測定で得られたTDC分布をGaussianでfitしてその中心値をソースと検出器の距離でplotした図である。各点を直線でfitすると、 $y = (1.37 \pm 0.17)x + (1177.10 \pm 0.90)$ となる。xの単位は[ch / cm]なので、ここから3 cmの移動で 4.1 ± 0.5 chという結果を得る。誤差内で予測値と一致するので、本研究の測定系が511 keVの対消滅 γ 線を検出していることがわかる。なお、図23の各データ点の縦軸方向の誤差は十分小さい。またさらに、MPPCからの信号の高さについてであるが、まずは実際の信号とその立ち上がり部分を以下に示す。



図24 MPPCからの信号とその立ち上がり部分

図24から信号は非常に高い出力電圧値と速い立ち上がり部分を持つ。ここで問題になるのが、**threshold**を決める**discriminator**である。本研究では**leading-edge discriminator**を使用した。**leading-edge discriminator**は設定された**threshold**（電圧値で設定する）を信号が超えたときにパルス信号を出力する。それは立ち上がり部分にだけ適用される。つまり、この測定系では**TDC**分布の誤差は信号の立ち上がり部分の時間方向に対するふらつきを意味する。そのため、短時間の信号のふらつき、高時間分解能を得るためには速い立ち上がり時間を持つ検出器が必要であることがわかる。本研究で得られた511 keVに対する96 ps(FWHM)という時間分解能は、信号の高い電圧値による速い立ち上がりによるものと考えられる。また、3.3で**threshold**が低い方が高時間分解能が得られた理由を以下の図25で説明する。

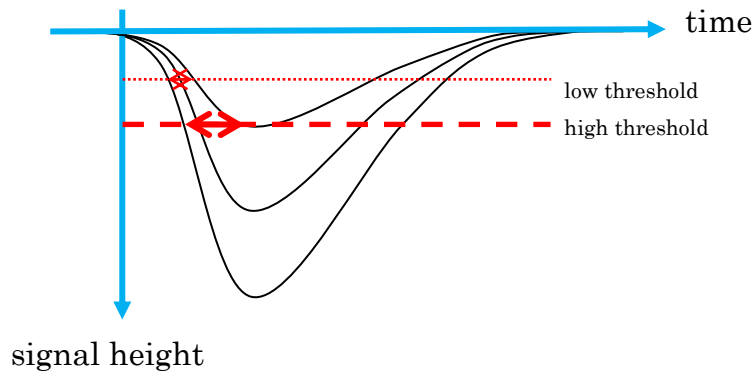


図25 信号の高さによる時間のふらつきについて

図25は縦軸に信号の高さ、横軸に時間をとって、同じ減衰時間を持ち高さの異なる信号の波形を描いたものである。検出器の出力は短時間の遅れを伴って立ち上がる。そのため、信号の高さによってthresholdを超える時間が変化する。図により目視的に理解できるが、低電圧にthresholdを設定した場合、高電圧に設定した場合と比較して信号の立ち上がり部分のふらつきが小さいことが分かる。これはleading-edge discriminatorを使用しているためで、これまでPET装置の研究で用いられてきたconstant fraction discriminatorでは得られないlogicである。Leading-edge discriminatorは高エネルギー実験で高時間分解能を得るために利用されてきたが、近年PET装置でも時間情報を用いるTOF-PETの研究が盛んで、どうしたら時間分解能を良くできるか、議論されている。高エネルギー実験のテクニックをPET装置に応用すれば高性能なPET装置の構築が十分可能であることが分かった。また、時間分解能は使用する素子に左右される。PET装置では511 keVの γ 線を検出するため、それを止める阻止能が要求され、密度の高い無機シンチレータとそのシンチレーション光を受ける光検出器が使用されている。シンチレータと光検出器それぞれで特性があるため、組み合わせた時にシンチレータの選択と光検出器の選択を比較するのは困難である。そこで本研究では異なるシンチレータと異なるMPPCを用いて測定を行った。1種類のシンチレータに対して異なる種類のMPPCを用いて行った測定と1種類のMPPCに対して2種類のシンチレータの結果を述べた。さらに、シンチレータにおいては速い立ち上がり時間が要求されるが、その特性は最初のシンチレーション光がMPPCの受光面に到達する時間で、シンチレータ内のシンチレーション光の減衰時間として表れる。ここで問題になるのが、シンチレータの立ち上がり時間と減衰時間の関係であるが、現状では、シンチレータメーカーから示されるのは減

衰時間のみである。そこで立ち上がり時間と減衰時間の関係を報告した参考文献を引用する。それによるとシンチレーション光の立ち上がり時間と減衰時間は式(8)の関係で表される[14]。

$$I(t) = I_0(e^{-\frac{t}{\tau_d}} - e^{-\frac{t}{\tau_r}}) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (8)$$

$I(t)$ 、 I_0 、 τ_d 、 τ_r はそれぞれシンチレーション光の強度の時間変化、発光時の強度、減衰時間、立ち上がり時間を示している。今、異なる減衰時間を持つシンチレータがあったとする。それを式(8)に適用すると、

$$I^a(t) = I_0^a(e^{-\frac{t}{\tau_d^a}} - e^{-\frac{t}{\tau_r^a}}) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (9)$$

$$I^b(t) = I_0^b(e^{-\frac{t}{\tau_d^b}} - e^{-\frac{t}{\tau_r^b}}) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (10)$$

となる。ここで、 $I_0^a = I_0^b$ の場合を考える。 $t = t'$ で信号の立ち上がり部分が同じ強度である仮定の下に、 $I^a(t') = I^b(t')$ の点に着目すると、

$$(e^{-\frac{t'}{\tau_d^a}} - e^{-\frac{t'}{\tau_r^a}}) = (e^{-\frac{t'}{\tau_d^b}} - e^{-\frac{t'}{\tau_r^b}}) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (11)$$

となる。さらに、 $\tau_d^a < \tau_d^b$ であるならば、(11)式が成立する条件は $\tau_r^a < \tau_r^b$ である。これが示すのは、同じ初期強度を持つ信号でも減衰時間が遅いと立ち上がり時間が速くなるということである。つまり、本研究のように同じ光検出器を使用し、gainも同じに設定して、その後の検出回路も同じものであると、時間要素に関してこの論理の影響を受けるのはシンチレータの減衰時間のみである。(11)式から得られる結論は、減衰時間の遅いシンチレータは式(8)を基に考慮すると、立ち上がり時間も速い特性を持つ可能性がある。3.2で述べた高時間分解能は無機シンチレータLFSの速い立ち上がりによるものであると考えられる。実際表4に示した通り、LFSは実験で比較したLYSOよりも速い減衰時間を持っている。実験においてもLYSOの方が時間分解能において悪い結果となった。LFSの組成はZecotek Photonics Inc.から提供されておらず、不明であるが、参考文献において元信州大学工学部教授である伊藤稔氏の報告ではLSO(Ce)と同じ要素で構成されるが組成比が異なる、という結果を得ている[15]。

本研究の高時間分解能は我々の用いた他のグループと比較して小さい pixel pitch のMPPCの速い回復時間と、LFSの速い減衰時間が齎したものと結論付ける。

以下の模式図を参照されるとシンチレータの減衰時間と立ち上がり時間の関係が明白になる。

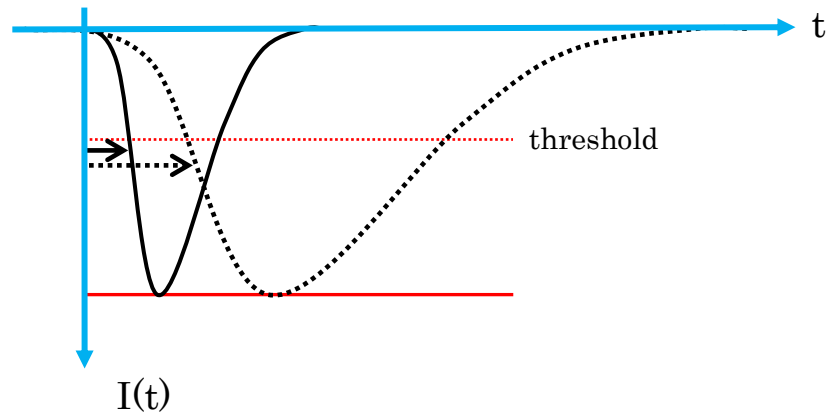


図26 信号強度の時間変化

図26は、信号強度を時間で表したものである。今、あるthresholdを設定したとする。この電圧値の部分の信号のふらつきが時間分解能になる。今、減衰時間の速い信号と遅い信号が実線と点線で表されたとすると、実線よりも点線の方がふらつきが大きくなる確率が高くなることが分かる。これは $t=0$ から信号のピーク値までの時間差が点線の方が長いからである。

また、減衰時間で時間分解能が記述されるのであれば時間分解能は光量（発光強度）に依らないと考えることもできる。今、式(11)では発光強度は消去されており、本論理展開では関係のないパラメータとなっている。

4. 時間分解能追加測定について

ここまで時間分解能の測定について述べてきた。以上の結果は対消滅ガンマ線を対象にしており、511 keVのエネルギーピークをターゲットに377 keVにthresholdを設定し、そのエネルギー以上のエネルギーウィンドウで実験を行った。3.4の時間分解能threshold依存性において、thresholdの低いcompton領域で高時間分解能になる傾向があった。その論理は3.6で述べたが、実際の測定での動向を調べた。そこで、本項ではdouble thresholdを採用し、異なるエネルギーウィンドウでcoincidenceを取り、対の検出器で対消滅ガンマ線の時間分解能を測定した結果を報告する。組み合わせとしては以下のようなエネルギー範囲を選択した。

4.1 時間分解能のstop側のMPPCのエネルギー依存性

まず、start側のMPPC1のthresholdはそのままに、stop側のMPPC2のthresholdを50 keVの幅のエネルギーウィンドウで150 keVから550 keVまで変化させ、それぞれで時間分解能を測定した。図27にその様子を示す。

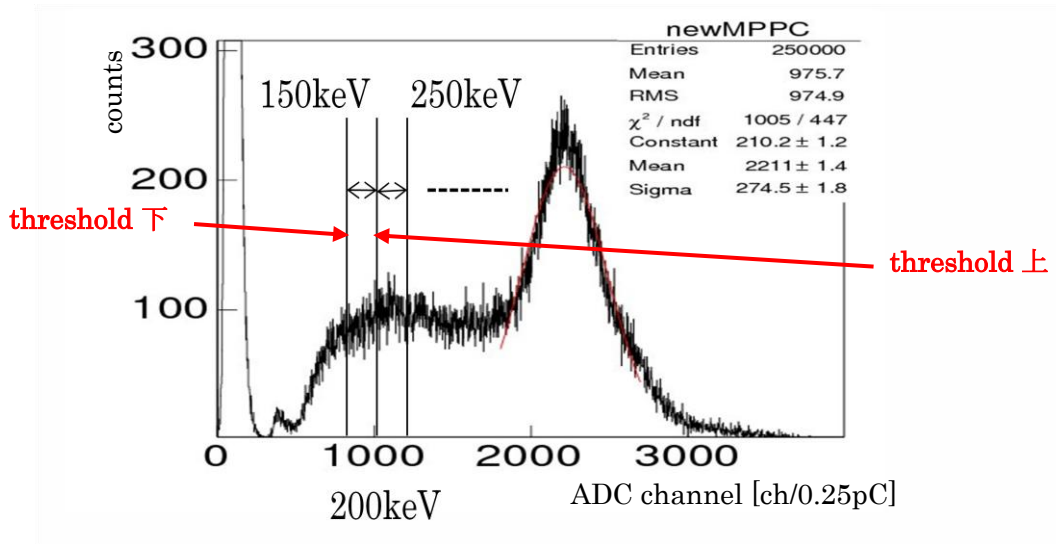


図27 double thresholdの様子

図27においてまず150~200 keVのエネルギーウィンドウを取り出し、このエネルギー中に入ったガンマ線を使用する。その範囲を50 keVずつずらしていき、200~250 keV範囲、のようにthreshold上下を変化させ時間分解能を測定した。なお、start側MPPC1のthresholdは189 keV、377 keV相当の2通りで実験を行った。なお、double thresholdを変化させている間はstart側MPPC2のthresholdは一定に設定した。この設定を行う上での回路図を図に示す。MPPC2側の信号を2つに別け、両信号を別々のdiscriminatorに入力する。thresholdは既に述べた値に設定する。上限のthresholdを設定したdiscriminatorの出力信号をvetoとしてcoincidenceに入力する。これにより、必要なエネルギー範囲を時間分解能の測定に利用することができる。

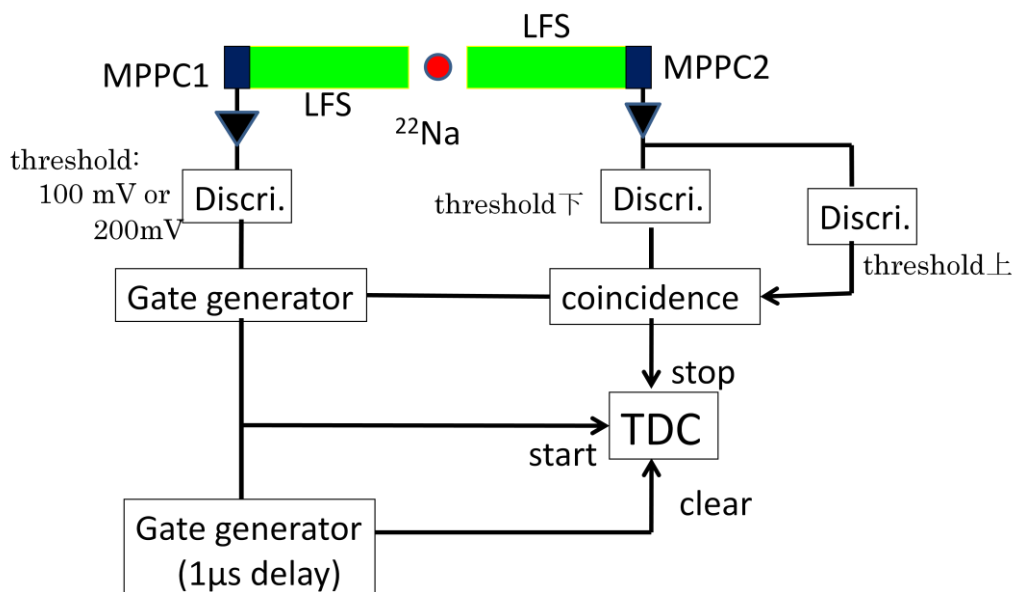


図28 エネルギーウィンドウ選択用測定回路

得られたTDC分布を以下に示す。Start側のMPPC1の信号を受ける discriminatorのthresholdは100 mVで189 keV相当、200 mVで377 keV相当であり、そのエネルギー以上の信号はすべて検出されるようになっている。

Stop側MPPC2のそれぞれのエネルギーウィンドウにおいて、TDC分布を取得し、結果をGaussianでfitし、時間分解能を求めた。例として、stop側MPPC2のエネルギーウィンドウを300~350 keVに設定したときのTDC分布を示す。さらに各エネルギーウィンドウでの時間分解能を図29、30に示す。

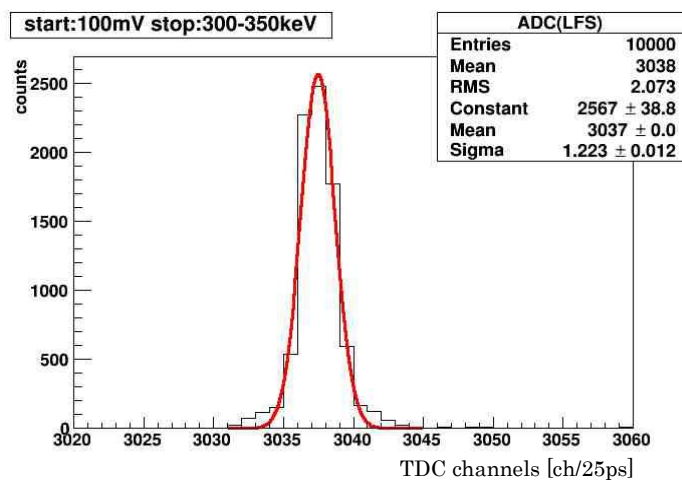


図29 threshold:100 mVと300~350 keV でのTDC分布

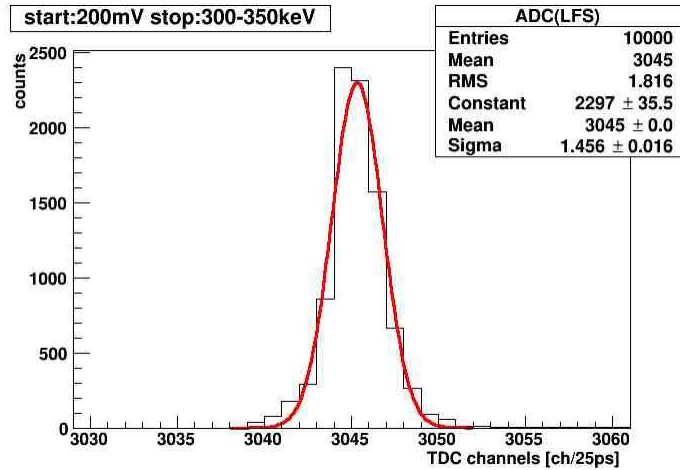


図30 threshold:200 mVと300~350 keVのTDC分布

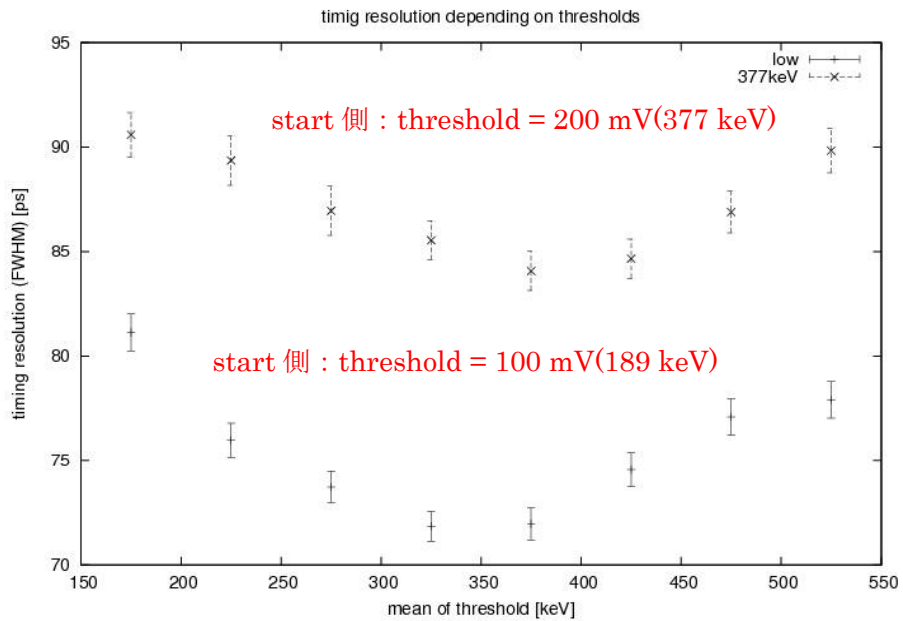


図31 エネルギーウィンドウと時間分解能の関係

図31において縦軸は時間分解能、横軸はエネルギーウィンドウの中心値を表している。例えば、stop側MPPC2のエネルギーウィンドウを150~200 keVに設定してある場合、グラフ上は横軸175 keVの点に時間分解能がプロットされている。さらに高いエネルギー帯においても同様にプロットした。

4.2 時間分解能のstart、stopの両MPPCのエネルギー依存性

さらに、4.1の応用としてstar側MPPC1のエネルギーウィンドウも選択して、stop側MPPC2の異なるエネルギーウィンドウと組み合わせて時間分解能を測定した。これにより、compton領域、光電領域それぞれを抽出し、時間分解能に与える影響を測定することができる。組み合わせとしては以下の4通りの測定が可能である。

①compton領域(MPPC1)&compton領域(MPPC2)

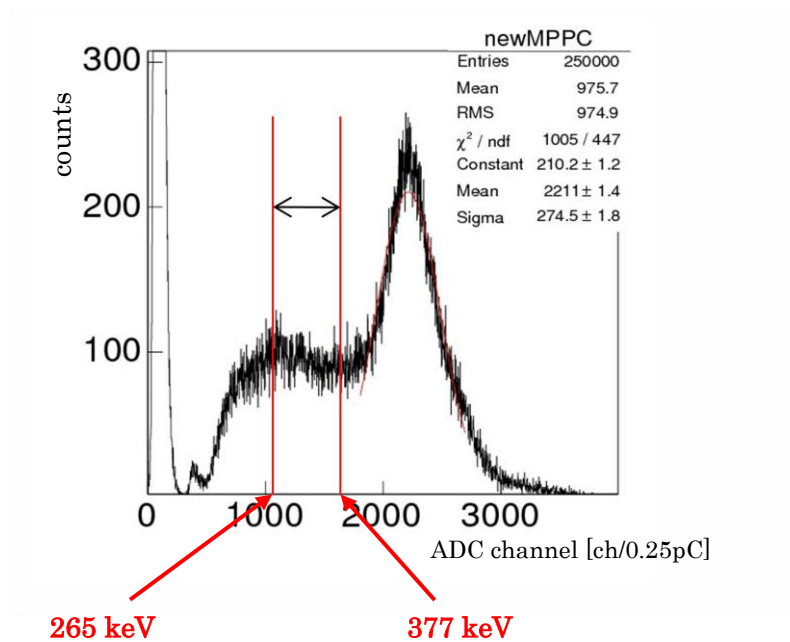


図32 compton領域&compton領域の抽出の様子

②光電領域(MPPC1)&光電領域(MPPC2)

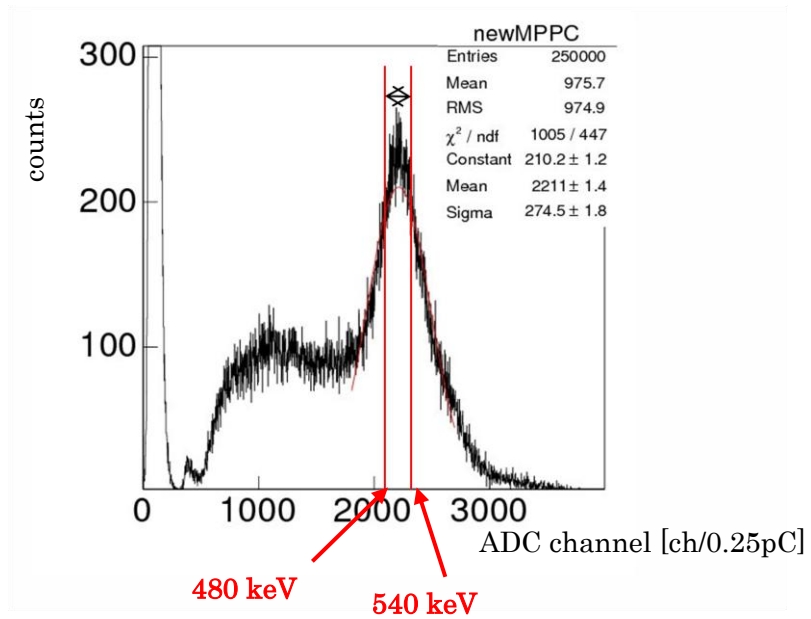


図33 光電領域&光電領域の抽出の様子

③compton領域&光電領域

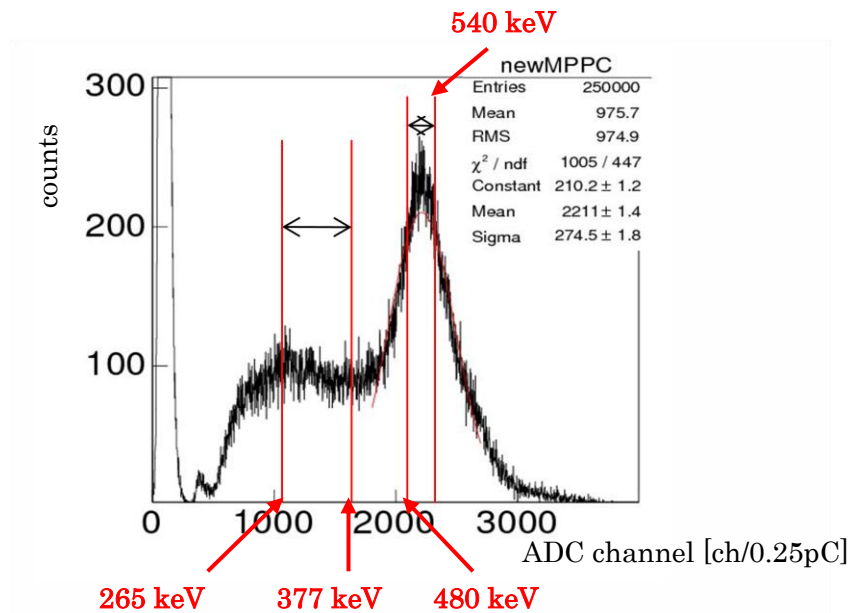


図34 compton領域&光電領域の抽出の様子

④compton領域~光電領域

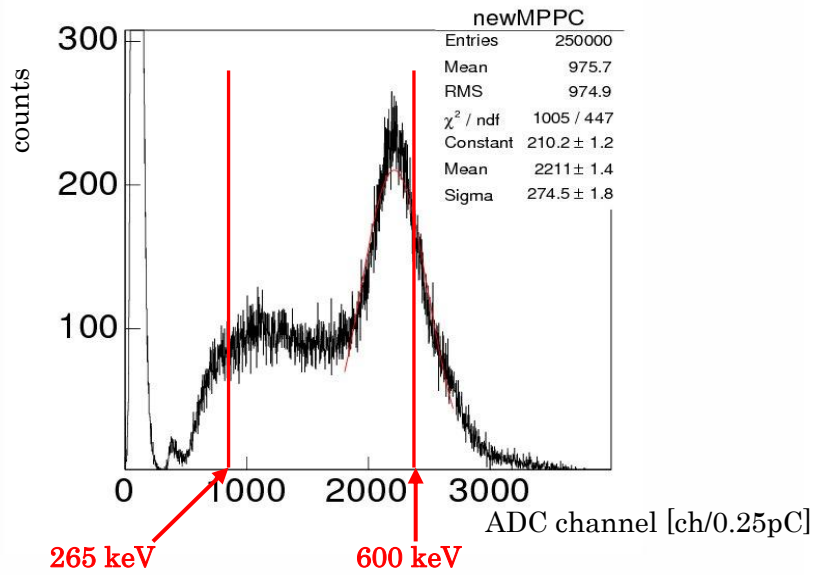


図35 compton領域~光電領域の抽出の様子

さらに、実験回路を以下に示す。

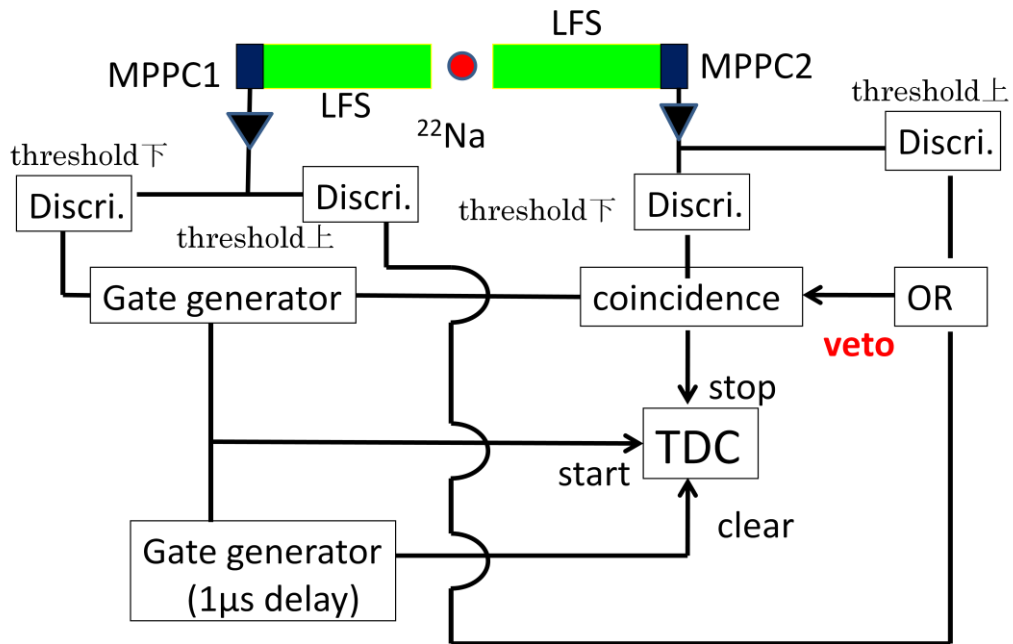


図36 MPPC1とMPPC2の両側にエネルギーウィンドウを課すセットアップ

MPPC1側の信号も4.1と同様に2つに別けてそれぞれdiscriminatorに入力する。それぞれエネルギーウィンドウの上下値を設定する。threshold

の上限を設定したdiscriminatorからの出力をMPPC2側の上限を設定したdiscriminatorからの出力とともにOR回路に入力し、OR回路からの出力をvetoとしてcoincidenceに入力する。それぞれのdiscriminatorのthresholdを変化させ、測定を行った。その結果を以下に示す。それぞれのTDC分布はGaussianでfitし、時間分解能を求めた。

①compton領域&compton領域

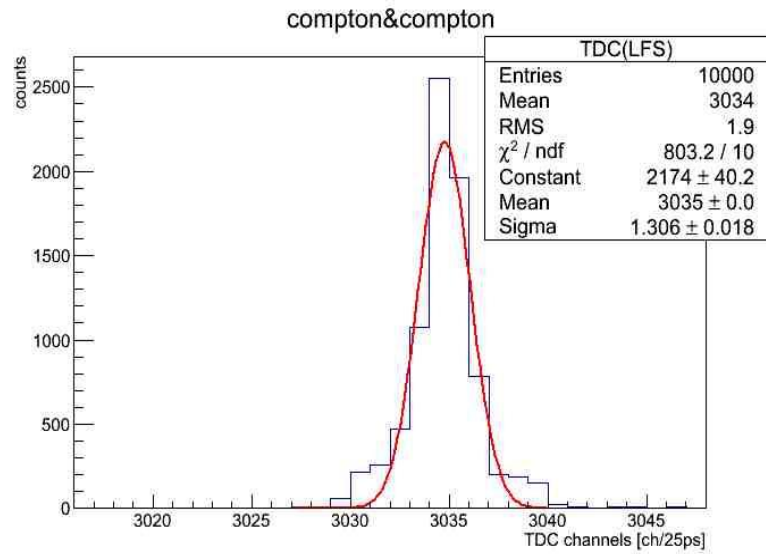


図37 compton領域&compton領域の時間分解能

②光電領域&光電領域

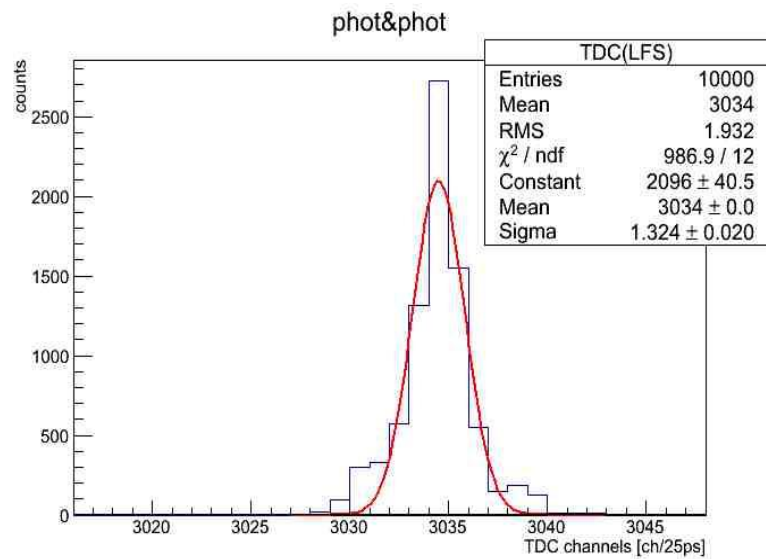


図38 光電領域&光電領域の時間分解能

③compton領域&光電領域

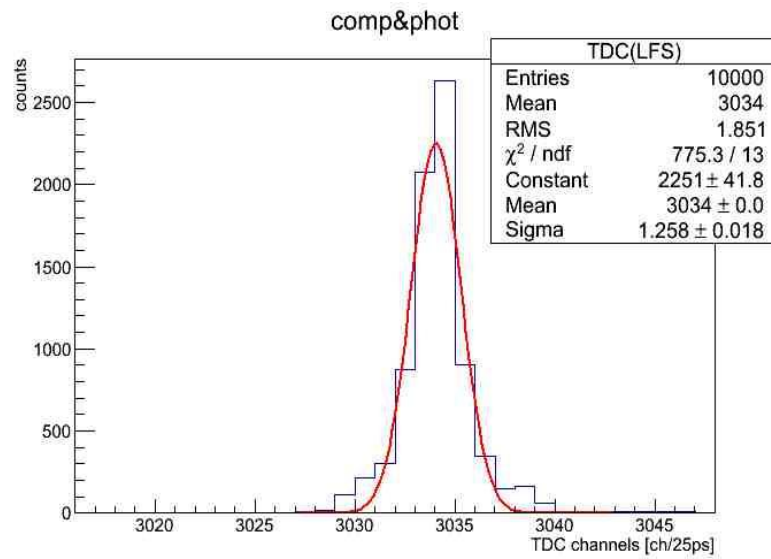


図39 compton領域&光電領域の時間分解能

④compton領域～光電領域

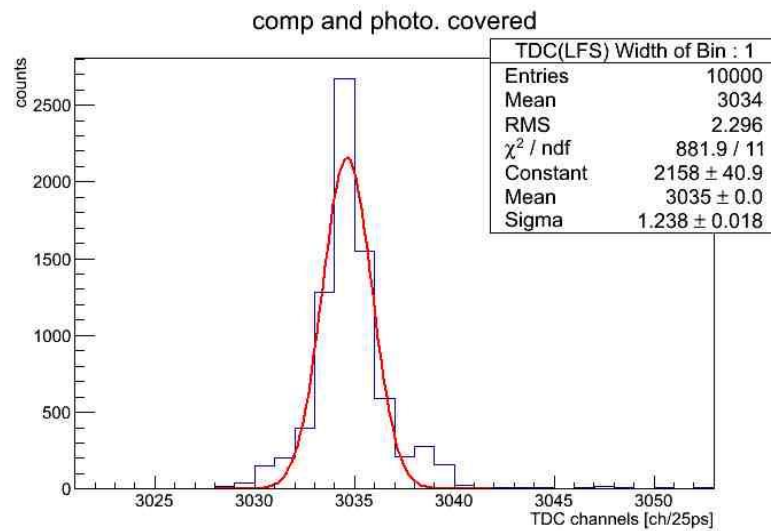


図40 compton領域～光電領域の時間分解能

以上それぞれの時間分解能を求めると、

① compton領域&compton領域

$$\text{時間分解能} = 76.7 \pm 1.1 \text{ ps (FWHM)}$$

② 光電領域&光電領域

$$\text{時間分解能} = 77.8 \pm 1.2 \text{ ps (FWHM)}$$

③ compton領域&光電領域

$$\text{時間分解能} = 73.9 \pm 1.1 \text{ ps (FWHM)}$$

④ compton~光電領域

$$\text{時間分解能} = 72.7 \pm 1.1 \text{ ps (FWHM)}$$

となった。

4.3 考察

start側MPPC1はsingle thresholdで行った測定では、stop側MPPC2のエネルギーを上げていくと時間分解能が良くなる傾向になった。また、377 keVを境に時間分解能が悪くなった。377 keV以下のエネルギー帯ではシンチレータ内でのcompton散乱が支配的である。377 keVまでのエネルギー増加はcompton散乱において前方への散乱が多くなる傾向にあり、シンチレータ内でcompton散乱によって叩き出された電子がガンマ線の入射方向、つまりMPPCの受光面に向かって走る事象のときである。つまりガンマ線が入射方向と逆に跳ね返るときである。今、式(12)にcompton散乱による散乱後のガンマ線のエネルギー E_{γ}° とガンマ線入射方向に対する電子の散乱角 θ と入射ガンマ線のエネルギー E_{γ} の関係を示す[16]。なお、 mc^2 は電子の静止質量を表す。

$$E_{\gamma}^{\circ} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \left(\frac{E_{\gamma}}{mc^2}\right)(1 - \cos \theta)} \dots \dots \dots (12)$$

式(12)より反跳電子のエネルギーは511 keVのガンマ線が入射したとすると、341 keVと計算できる。電子がガンマ線の入射方向に走るとき、そのほかの光子よりも速くMPPCの受光面に光子が到達すると考えられるので、時間分解能が良くなる傾向が見てとれると考える。また、341keV以上のエネルギー帯では、全吸収ピークつまり光電効果が支配的になり、シンチレータ内で入射ガンマ線がすべてのエネルギーを付与すれば得られる事象なので、光子の動向はランダムウォークになり、compton散乱よりもばらつきがあるため、光子の動きからは予想できない。また、start側のthresholdで189 keVの方が時間分解能が良く見えるのは、3.6の信号の立ち上がりで説明がつく。

double thresholdをstart側MPPC1とstop側MPPC2両方に課した場合の測定では、各条件下でそれほど差異はなかった。上述のcompton散乱によるMPPC受光面への速い光子の到達によって高時間分解能が得られるのであれば、①の事象で最高の時間分解能が得られるはずであるが、②の事象と比較しても誤差内で一致しているため、それほど影響があ

るとは考えにくい。また、compton領域と光電領域を利用した③と④の事象においても差異はなかった。両MPPCにdouble thresholdを課した測定では両MPPCは同じ状況、つまり、シンチレーション光子統計や出力信号のふらつきに関して同等な動向を示すのではないかと考えられる。

実際のPET装置では②の条件設定が一般的であるが、時間分解能をよくするために、低thresholdを利用することもあり、④の条件下のように低エネルギー側のthresholdを低く設定して動作させる。本測定で④の事象で最速の時間分解能を得たことは妥当であると考えられる。

また、図20と図31の比較を行うと、図31の方が全体的に時間分解能が良くなっている。これはstop側のMPPC2にdouble thresholdを課したためにエネルギーウィンドウの上限が決定されていることに起因すると考える。図31においてcompton領域のエネルギーの低い部分では時間分解能が低下している。compton散乱において低エネルギーでは電子の前方散乱の確率が減るため、散乱された電子が発生させるシンチレーション光がMPPCの受光面に届くときの時間成分がおそくなる。thresholdを上げていくとcompton領域でもエネルギーが高くなるため前方散乱の確率が高くなり、時間分解能は向上していく。しかし、compton領域から光電領域になると、光電吸収で発生した光子はランダムに発光するため、時間成分のばらつきが大きくなる。そこで遅い時間成分が支配的になり、時間分解能が低下する傾向にあるのではないかと考える。図20ではsingle thresholdで単にthreshold値の上側のエネルギー領域すべての光子を検出する設定になっているため、傾向としてはcompton領域の低エネルギー部から高エネルギー部、さらに光電領域に渡ってエネルギー分解能は低下していく傾向が見られるのである。

5. エネルギー分解能の測定

PET装置の場合、体内に注入された放射性核種による対消滅ガンマ線を検出するため、511 keVに対するエネルギー分解能を議論する必要がある。511 keVのガンマ線に対するエネルギー分解能の低下は擬似ガンマ線（8章）の発生により位置分解能の低下を引き起こす。本項ではLFSとMPPCを組み合わせたエネルギー分解能の測定について述べる。

5.1 実験のセットアップ

基本的には時間分解能の設定回路と同じであるが、*signal*と*gate*を形成する必要がある。MPPC1からの信号を*signal*、MPPC1とMPPC2からの信号の*coincidence*を取った信号を*gate*とした。図41に回路図を示す。

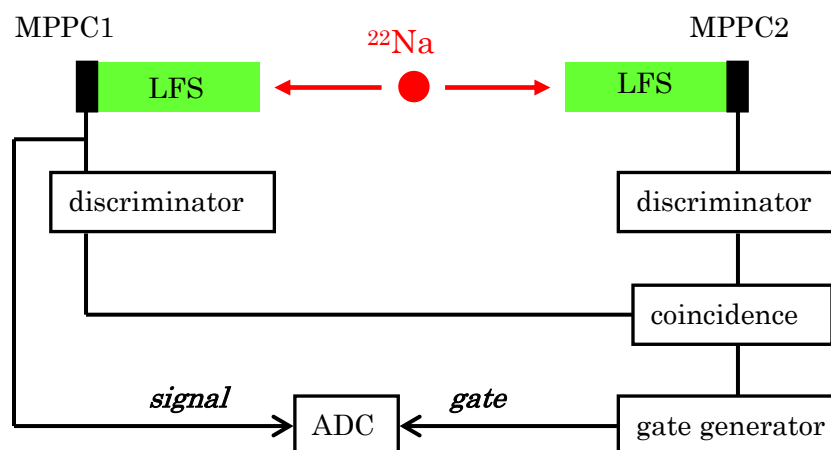


図41 ADC分布測定回路

MPPC1からの信号は2つに分けられ、片方はdiscriminatorにもう片方はADCの*signal*に入力される。また、MPPC2からの信号はまずdiscriminatorに入力され、MPPC1側のdiscriminatorの出力信号とともにcoincidenceに入力される。これによって対消滅ガンマ線のエネルギー分布を測定することが保証される。本研究では*gate*の時間幅を300 nsとし、*signal*の減衰部分まで十分カバーできる時間幅に設定した（図42）。

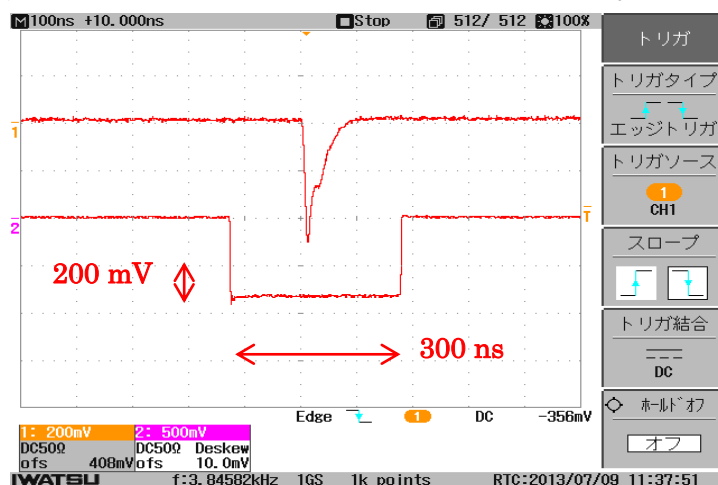


図42 *signal*と*gate*の関係

5.2 実験結果

以下にADC分布を示す。横軸はADC channel、縦軸にevent数を取った。なお、測定においてMPPCのgainは 3.0×10^5 に設定した。 ^{22}Na は崩壊その崩壊過程で1.28 MeVのガンマ線も同時に放出するが、coincidenceを取っているのでそのピークは消失していることが図43からわかる。511 keVのピークをGaussianでfitし、エネルギー分解能を算出すると、

$$\text{エネルギー分解能 } \sigma(E)/E = 10.6 \pm 0.2 \% \quad (\text{FWHM})$$

となった。

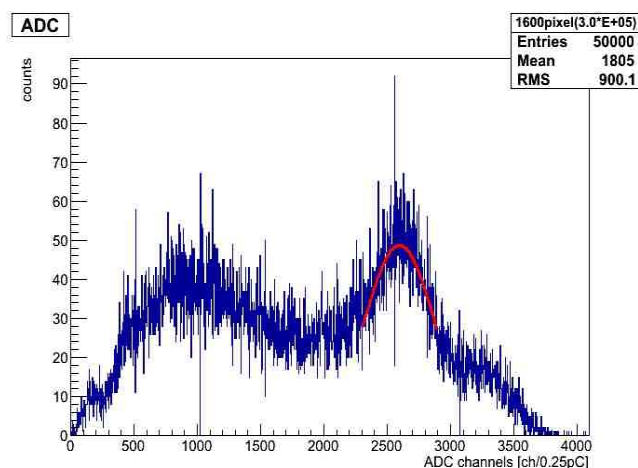


図43 1600-pixel MPPCとLFSの検出器によるADC分布

5.3 エネルギー分解能のgain依存性

PET装置において511 keV対消滅ガンマ線を検出するに当たり、MPPCの動作電圧、つまりgainの適正值を見積もるための測定を行った。さらにここでは $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の同じサイズの受光面内にpixel数の異なるAPDを持ったMPPCを用い、エネルギー分解能のpixel数依存性も同時に検証した。各MPPCにLFSを接着し、gainを変化させてADC分布を測定した。3.2と同様に511 keVピークをGaussianでfitし、エネルギー分解能を評価した。結果を以下に示す。

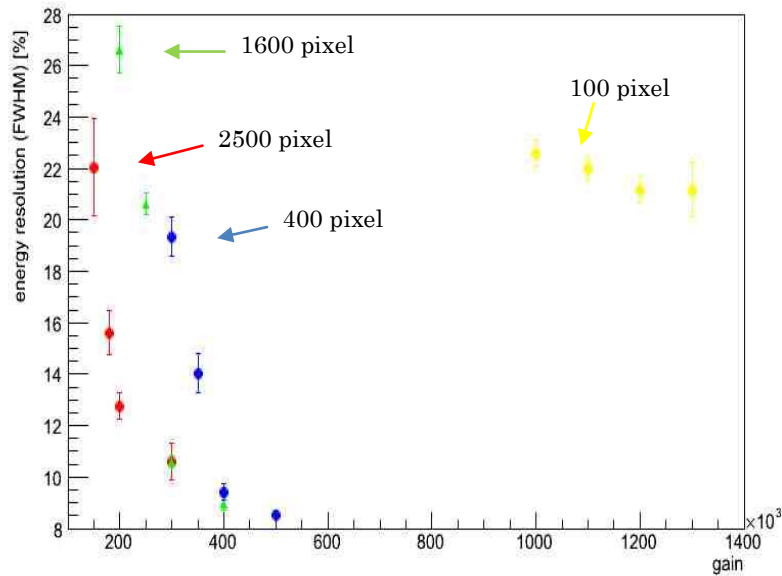


図44 エネルギー分解能のgain依存性

各MPPCのエネルギー分解能はgainの増加とともに良くなる傾向がある。2500 pixelと1600 pixelではgain = 3.0×10^5 で同じエネルギー分解能を得た。また、1600 pixelと400 pixelでもgain = 4.0×10^5 においてほぼ同等のエネルギー分解能を得ている。100 pixelにおいては、製品の元々のgainが高く設定してあるため他のpixel数のMPPCとは比較が困難であるが、他のMPPCと比較して良いエネルギー分解能は得られなかった。

5.4 考察

gainが高くなるとエネルギー分解能が良くなる結果を得たが、これはgainの増加とともにMPPCの検出効率<photon detection efficiency (PDE)>が良くなるためであると考えられる。MPPCの検出効率は一般に以下の式で表される。

$$PDE = Q.E. \times \epsilon_{\text{Geiger}} \times \epsilon_{\text{geometry}} \cdots \cdots (13)$$

Q.E.、 ϵ_{Geiger} 、 $\epsilon_{\text{geometry}}$ はそれぞれ、量子効率、励起効率、開口率を示す。量子効率は入射光子が電子 - 正孔対を生成する確率、励起効率は電子雪崩を起こす確率、開口率は受光面積中の有感領域の割合である。

量子効率とは逆バイアスをかけられたMPPC内の空乏層におけるパラメータであり、そのものは測定不可能である。量子効率を求める際には、光子数が既知である光源を用いて、その何割が検出されるかを測定する。励起効率、開口率は以下の式より求めることができるため、そこから逆算すればよい。

$$\text{励起効率} = \frac{\text{励起pixel数}}{\text{光子入射pixel数}} \dots\dots\dots (14)$$

$$\text{開口率} = \frac{\text{有効pixelサイズ}}{\text{pixelサイズ}} \dots\dots\dots (15)$$

実験では既に検出効率の分かっている光電子増倍管(PMT)とMPPCに同時に同数の光子を入射させ、両検出器の光量を測定することによりMPPCの検出効率はPMTの何割かで評価する。1×1 mm²の受光面に1600 pixelを持つMPPCでの検出効率は17 %程度である。また、検出効率は動作電圧、つまりgainに依存し、gain増加とともに検出効率も上昇する[17]。また、シンチレータのシンチレーション光の発生過程はポアソン過程で近似される。シンチレーション光子数Nの統計的揺らぎは \sqrt{N} で表され、MPPCの検出効率 ϵ を考慮すると $\sqrt{\epsilon N}$ となる。以上からポアソン統計によるエネルギー分解能は以下の式で表される。

$$\text{エネルギー分解能} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\sqrt{\epsilon N}}{\epsilon N} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon N}} \dots\dots\dots (16)$$

以上から検出効率が良くなるとエネルギー分解能が良くなることが式(16)からも分かる。

本研究では1×1 mm²の受光面に1600pixelのAPDを持つMPPCを使用した。多くのグループでは3×3 mm²の受光面に3600pixel、または近年ではさらに多くのpixel数を持つMPPCが求められている。これは先にも述べたように、高エネルギー分解能を得るためである。

6. まとめ

本研究では無機シンチレータLFSと半導体光検出器MPPCを用いて次世代PET装置用検出器の提案を行った。LFSの大光量とMPPCの速い時間応答により、次世代PET装置に必要とされる時間分解能を得るこ

とができた。また、pixel数の異なるMPPCを用いて測定を行い、どのMPPCが次世代PET装置に最適か考察する。まず、以下に本研究の結果をまとめる。

number of pixels	gain	energy resolution [%]	timing resolution (FWHM) [ps]
100	10.0×10 ⁵	21.1 ± 0.9	80.7 ± 0.9
400	3.0 ×10 ⁵	19.4 ± 0.7	80.3 ± 1.0
1600	3.0 ×10 ⁵	10.5 ± 0.2	74.1 ± 0.6
2500	3.0 ×10 ⁵	10.6 ± 0.7	72.3 ± 1.1

表6 各MPPCのエネルギー分解能と時間分解能

表6ではMPPCのpixel数と示されたgain設定に対するエネルギー分解能と時間分解能を示した。まず、100pixelMPPCについては既に述べたように製品元々のgainが高く設定してあるため、他のMPPCとの比較は不可能である。しかし、結果を見ると特にエネルギー分解能において他のMPPCに劣ることが分かる。また動作電圧も高いため、実際のPET装置製作の際は適さない。400pixel、1600pixel、2500pixelにおいては、同じgainで測定可能であるので、比較ができる。400pixelはエネルギー分解能、時間分解能ともに1600pixelと2500pixelに劣る。これはpixel pitchの大きさに伴うMPPCの1つのpixelの回復時間が影響していると考えられる。回復時間は1つ目のパルスが出力された後、pixelが充電を完了し、次のパルスが出力できるまでの時間を示す。その時間は1pixelについて $\Delta t = RC$ で表される。R、Cはそれぞれ1pixelの抵抗値と静電容量である。

number of pixels	pixel pitch [μm]	recovery time [ns]
100	100	100 ~ 200
400	50	50
1600	25	20
2500	20	4

表7 pixel pitchと回復時間

400pixelは回復時間が1600pixelと2500pixelのおよそ2倍であり、時間応答が2倍遅い。これにより、時間分解能が低下していると考えられる。ただし、回復時間はMPPCに入る光のレートにも依存するため、表6では20 MHzで光を入射させた場合の値を示している。

さらに、1600pixelと2500pixelではエネルギー分解能、時間分解能ともに同等な性能を持つ結果を得た。しかし、2500pixelは動作電圧に対するgain増加が小さい(2.2.2図)。結果として1600pixelと同じgainを得るためには高い動作電圧が必要になる。また、 $gain = 3.0 \times 10^5$ 付近の境にノイズが急増し、測定に支障が出る。また、LFSからの光子数は ~ 100 photon程度と考えられるため、2500 pixelという多くのpixel数は必要ないと考える。以上から本研究では $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の受光面に1600 pixelを持つMPPCが次世代PET装置に最適であると結論づける。

本研究で得られた高時間分解能について考察する。本研究では ~ 100 ps(FWHM)という結果を得ているが、これはLSO様無機シンチレータとMPPCを用いた測定で最速結果の1つとなった。これまでの最速結果は171.5 ps(Stefan Seifert, 2009 [18])である。この結果は $3 \times 3 \text{ mm}^2$ の受光面に $50 \text{ }\mu\text{m-pitch}$ のpixelを持つMPPC(Hamamatsu MPPC-S10362-33-050C)を使用したものである。また、回復時間に関しては15 nsという結果が示されており[19]、受光面サイズの異なるMPPCとの比較において回復時間の議論は適用できない。測定系の時間分解能分解能の影響も考えられる。

また、MPPCに入射する光子数の変化による時間分解能も報告されている[20]。MPPCの受光面にレーザーを照射し、入射光子数に対する時間分解能を測定したものである。1 photonにおいては280 psと示されている。今、LFSからの光子数は100 photon程度であるため、統計的には1 photonよりも時間分解能は良くなる。本報告によると、100 photons相当で同時計数を行ったと仮定して、50 psの時間分解能を得ている。なお、以上の数値はすべて半値幅で議論してある。上述の回復時間15 nsと同じMPPCを使用しているため、我々の1600pixel、 $25\mu\text{m}$ のMPPCの回復時間20 nsより速い時間応答を持ち、高時間分解能を得ていると考えられる。さらに、MPPCは回復時間内に次の信号が入射すると、期待される信号より低い高さのパルスが出力される。Leading-edge discriminatorで読みだす場合、パルスの高い信号において低いthresholdによる信号のふらつきを小さくする手法を取るため、回復時間は重要な要素となる。しかし、我々が $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の受光面に1600 pixelのMPPCに着目する大きな理由は7章で述べることとする。

7. PET装置の性能向上の提案

PET検査において、放射性核種を体内に注入することにより、そこから出てくる対消滅ガンマ線を用いる限り、被写体の被ばくは避けられない。もう1つの問題はPET装置の検出効率が低いことにある。これは511 keVの対消滅ガンマ線を用いていることによる。他のエネルギー帯も用いれば感度の向上は望めるが、そもそもPET装置では511 keVのback-to-backガンマ線によるLORを利用してがん細胞等の位置特定を行う原理であるためである。そこで、DOIのアイデアを発展させてCompton-PETというシステムを提案する。本章ではCompton-PETの有効性を議論する。

7.1 Compton-PETについて

既存のPET装置においてエネルギーウィンドウは511keVに固定され、そのエネルギー帯外のイベントはすべて真のイベントとはみなされなく、排除されていた。これにより、実際に使用できるイベント数が低下し、PET装置の検出効率を低下させる原因となっていた。現行PET装置の検出効率は20~50 %程度[21]であり、最大でも半分のイベントは除外されてしまっている。そこで我々のグループは高エネルギー実験の技術を応用し、Compton-PETを提案する。Compton-PETは検出器を積層させ、対消滅ガンマ線のエネルギーをすべて検出器内で回収するテクニックである。これまでのPET装置では、1つの検出器内で511 keVすべてのエネルギーを落としたイベントのみを真のイベントとして採用してきた。Compton-PETでは入射ガンマ線のエネルギーにかかわらず、積層させた検出器内で511 keVすべてを検出した場合に、入射ガンマ線が対消滅ガンマ線と定義するテクニックである。まず、概要図を以下に示す。図45では例として1つの検出器が $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズを持ち、その検出器を 3×3 個組み上げたものを2層積層させた検出器を仮定した。まず、第1層目のどれかの検出器に511 keVガンマ線が入射したとする。このガンマ線がもしcompton散乱により入射した検出器外へ散乱されたとき、このイベントは入射検出器においては511 keVのエネルギーウィンドウには入らないため、これまでは排除されていた。Compton-PETではこの散乱ガンマ線が最初の入射検出器に隣接する検出器に再入射し、そこで残りのエネルギーをすべて落とし、トータルで511 keVのエネルギーが検出されたときは、

シンチレータMatrix

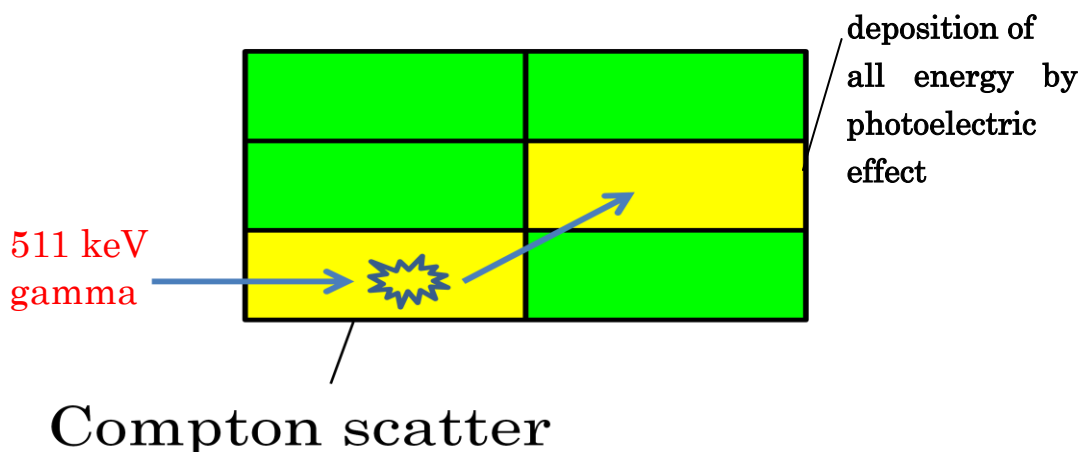


図45 Compton-PET原理

最初に入射したガンマ線を対消滅ガンマ線とみなし、LORを形成するガンマ線と定義する、というものである。これにより既存PET装置で排除されていたイベントを生かすことができ、結局検出器の検出効率を向上させることが可能である。また、検出器を積層させることにより同時にDOIも実現可能であり、有用な検出手法であると考えられる。

7.2 シミュレーションについて

本項ではCompton-PETに使用する最適な検出器の積層数を示すために行ったシミュレーションについて述べる。シミュレーションは高エネルギー素粒子実験に用いられているGEANT4[22]を使用した。放射線計測学においてはモンテカルロシミュレーションツールとして様々なプログラムが用意されており、PET、SPECT用のツールから、低エネルギー(<1 MeV)の電磁相互作用に有用なEGS5[23]等のある程度の汎用性を持つツールがある。その中でGEANT4は陽子、中性子、電子ガンマ線、 π 粒子、 μ 粒子等の素粒子が物質中で起こす複雑な相互作用を記述するソフトウェアである。膨大な検出器や反応過程を定義するため、シミュレーション精度は高く、我々高エネルギー実験分野では古くから使用されてきたツールである。

今、例として図46に示すように $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ のLSOを 3×3 個組み上げた検出器を定義する。図では1層目の様子を示しているが、シミュレ

ーションではこの検出器を1×1の検出器群から3×3の検出器群まで、奥行き方向に1層から3層まで逐次増やし、各々の検出器で511 keV

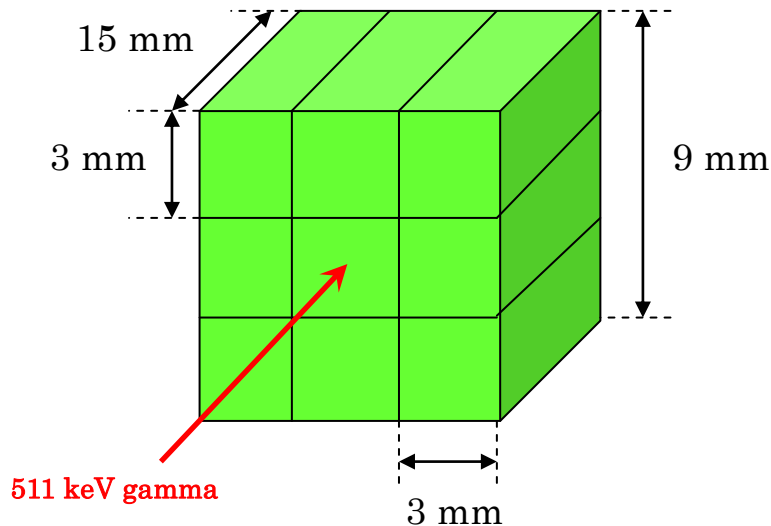


図46 GEANT4シミュレーションにおけるCompton-PET用検出器の構造(1層目)

すべてを回収したイベント数を計測する。入射ガンマ線のエネルギーは511keVに設定し、式(17)から検出効率を算出した。なお、初期ガンマ線は3×3の検出器群の中央の検出器に入射するようにした。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{検出器内で511 keVすべてのエネルギーを落としたイベント数}}{\text{入射ガンマ線の総数}} \quad (17)$$

本シミュレーション結果を以下に示す。

図47には横軸検出器群の数、縦軸に検出効率を奥行き方向に1層、2層、3層それぞれを仮定したときの結果を示してある。

本結果によると、検出器の数が多くなればなるほど検出効率は上がる。奥行き方向に3層まで仮定したが、どの層数でも検出効率増加の傾向は同じようになることが分かった。また、これまでのPET装置の50%の検出効率を上回るためには、1×1の検出器群では最低で3層必要であることが分かる。これまでのPET装置では3×3×15 mm³のシンチレータを仮定した場合、3層の検出器が必要であったということである。では、本シミュレーションから次世代PET装置ではどの構造を選ぶべきなのか。まず、図47の横軸の検出器群の数である。1×1の検出器群

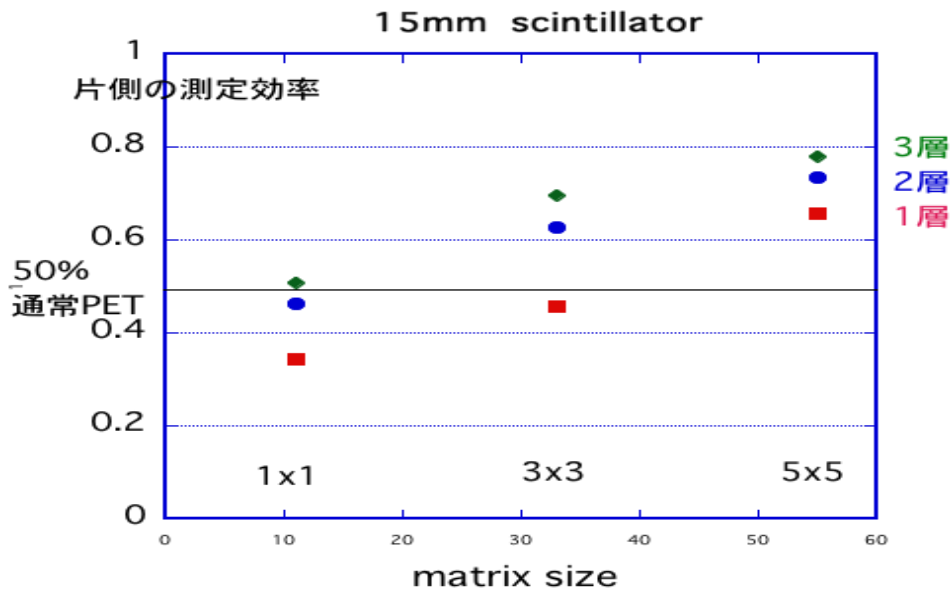


図47 検出器の積層数と検出効率の関係のシミュレーション結果

では、3層でやっと既存のPET装置の性能を実現しているため、次世代向きではない。3×3の検出器群においては1層で、既に既存PET装置の検出効率を達成している。これより検出効率を向上させるには、2層、または3層の積層が必要である。また、この3×3の検出器群の結果から、最初のシンチレータ内でcompton散乱された光子は奥行き方向のシンチレータではなく、隣接したシンチレータに入射する確率が高いことが分かった。1×1、3×3、5×5の検出器群の1層の結果を見ると、1×1と3×3の検出器群では検出効率は10%向上、また、3×3と5×5の検出器群では検出効率が20%向上している。縦軸に着目すると、それぞれ1層と2層の結果を比較すると、1×1の検出器群では10%の向上、3×3の検出器群では16%の向上、5×5の検出器群では7%の向上になっている。つまり、シンチレータの3×3 mm²の切り口方向に検出器を増加させる方が、奥行き方向に増加させるより効率的であるということになる。ただし、5×5の検出器群の結果から、1層と2層と3層ではほとんど検出効率の違いは見られない。5×5の検出器群の2層、3層の結果は3×3の検出器群の2層、3層の検出効率とほぼ同等な値を得ている。実際のPET装置を構築する際、多チャンネルになることは検出器の読み出しで難を伴うことも多く、さらにはその数のエレクトロニクスの製作が必要である。また、コスト面においても検出器数を少なくし、なるべく低減されることが望ましい。3×3の検出器群で5×5の検出器群の数値を実現できるため、まずは3×3の検出器群を選

択した。それでは奥行き方向に何層積層させるかが問題である。今3×3の検出器群において、1層で46%、2層で62%、3層で70%の検出効率が計算されている。2層にすることで、格段に検出効率が向上する。2層と3層の差は8%であるので、1層と2層の差ほど大きな差異とは考えられない。そこで本研究では3×3の検出器群を2層積層させたユニットを提言し、それに必要な素子の選択と基板製作を行った。

7.3 surface-mount-detector MPPCと読み出し基板について

MPPCにはその用途に応じて様々なパッケージが用意されている[10]。本研究では素粒子実験におけるILC計画に用いられるパッケージに密封されたMPPC(図8)を用いてきた。これは我々信州大学の提案による、HAMAMATSU社の特注品である。しかし、Compton-PETにおいては前項で述べた通り、検出器を積層させる必要がある。計画ではシンチレータ1つ1つにMPPCを取り付けたいため、非常に薄いパッケージが必要となった。そこで、surface-mount-detector (SMD) と呼ばれる薄いパッケージに密封されたMPPCに着目した。以下にその図を示す。

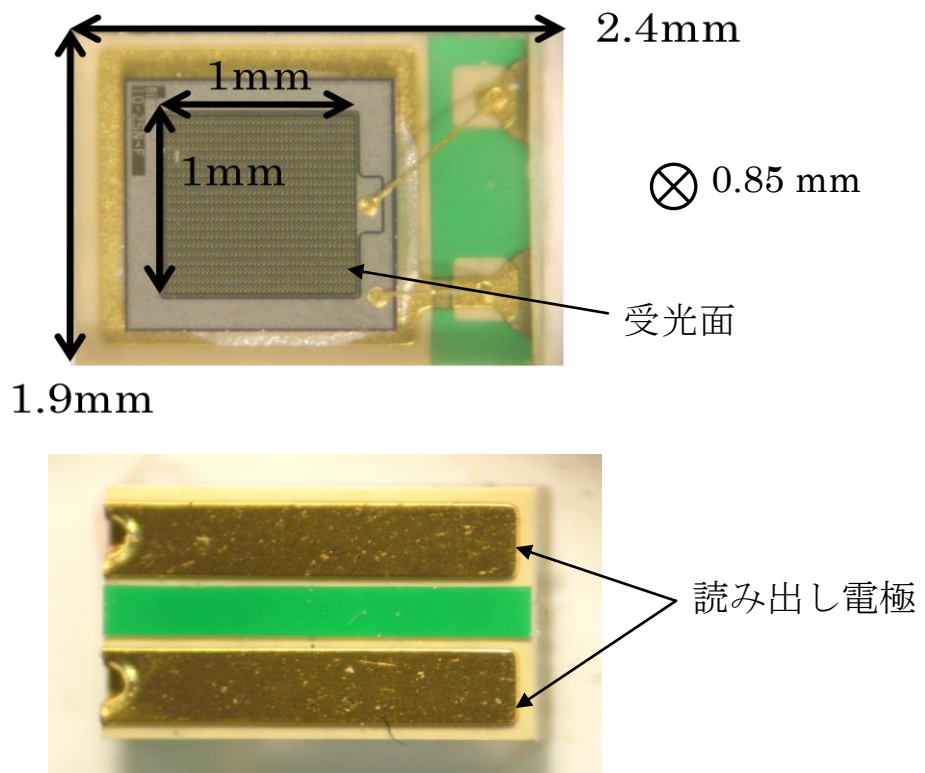


図48 surface-mount-detector MPPC

このパッケージは $1.9 \times 2.4 \times 0.85 \text{ mm}^3$ のサイズを持ち、本研究で用いたシンチレータの $3 \times 3 \text{ mm}^2$ の面に収まるサイズとなっている。これにより、各シンチレータの $3 \times 3 \text{ mm}^2$ の面に装着した際、SMDとの接着面を除いた部分の光漏れを反射材等で防ぐ対策を取れば、1つ1つのシンチレータが独立した検出器となり、位置測定を行うPET装置に有利になる。これについては8.2項で述べる。SMDの電極は、薄く延ばされたパッドの状態であり 0.85 mm のパッドのサイズと相まって、検出器を積層させる際の不感領域を低減させる要素となる。MPPCはシンチレータから来るシンチレーション光を検出するための素子で、実際ガンマ線と相互作用を行うのはシンチレータであり、MPPCではないため検出器要素としてMPPCのスペースは不感領域となるためである。SMD-MPPCは従来のピン型電極ではないため、そのための読み出し基板を製作する必要があった。以下に製作した基板を示す。

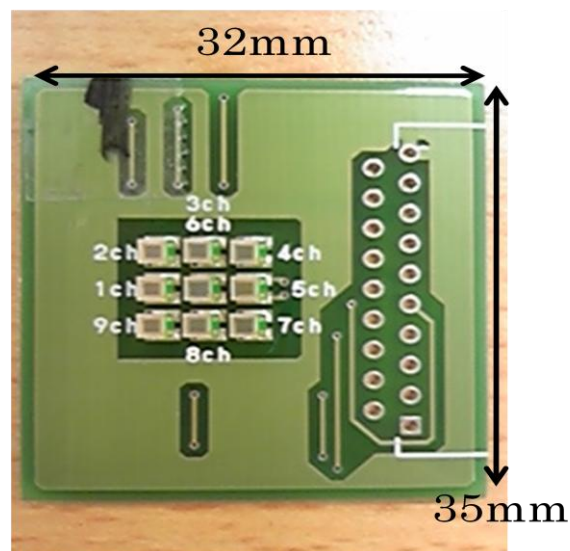


図49 SMD-MPPC用読み出し基板

図49ではSMD-MPPCが装着された状態である。それぞれの電極は基板の裏側を通り、基板右部の各ビアに導通するようにした。このビアの部分には19chコネクタを配し、フレキシブルケーブルで読みだすようにした。さらに、SMD-MPPCの上には $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^2$ のLFSをオプティカルセメントで接着した。これにより、 3×3 の検出器群1層が構築された(図50)。

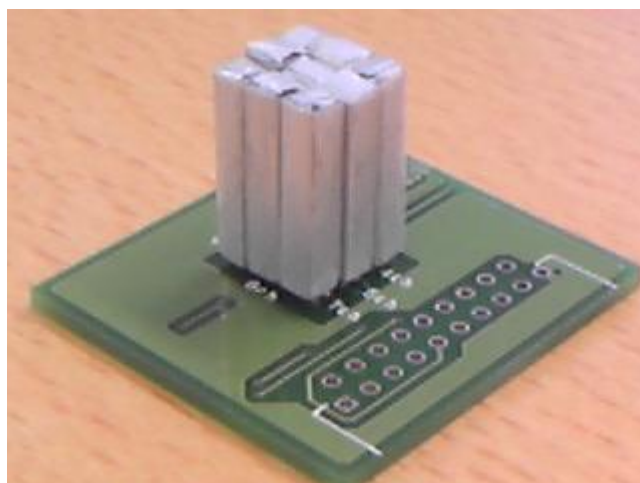


図50 LFSと読み出し基板による検出器群

この検出器群をもう1つ製作し、それを積層させることでCompton-PETの製作が完了した。図51にそのシステムを示す。

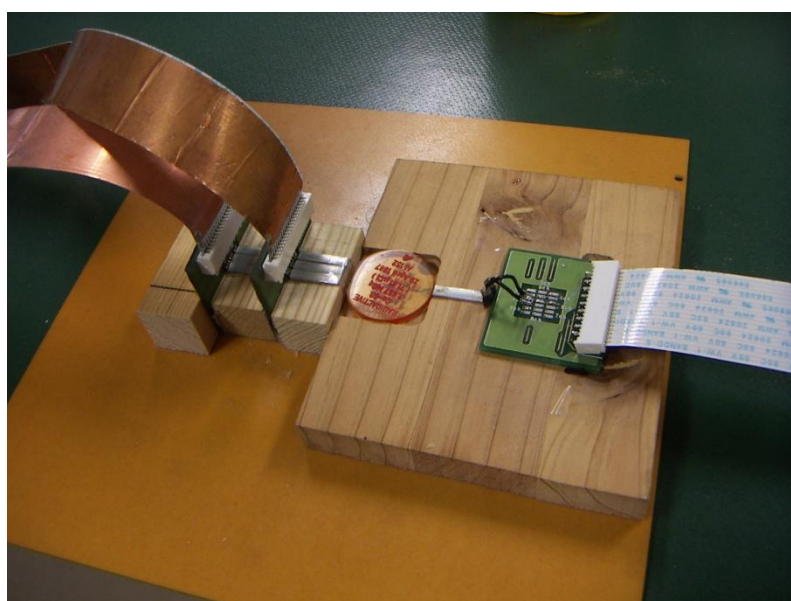


図51 Compton-PETの様子

7.4 考察

Compton-PETのアイデアは高エネルギー実験の素粒子検出器、とりわけカロリメータが元になっている。カロリメータは素粒子の飛跡とエネルギーを測定するものであり、それを応用すればPET装置で用い

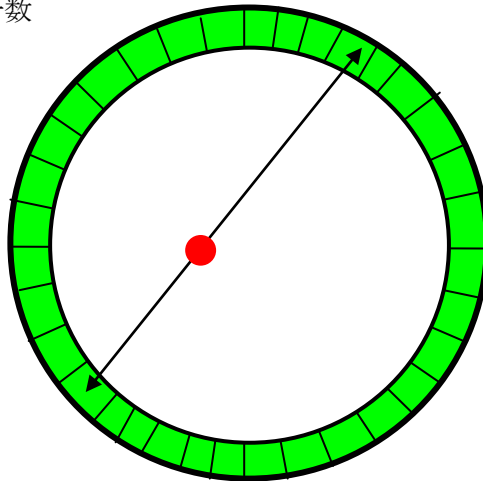
られる511 keVのガンマ線をエネルギー精度よく検出することが可能である。また、Compton-PETの特徴である各検出器で測定されたエネルギーを積算し、511 keVのガンマ線による事象のみを取り出すこともカロリメータの技術を使用すれば容易である。

8. 余録

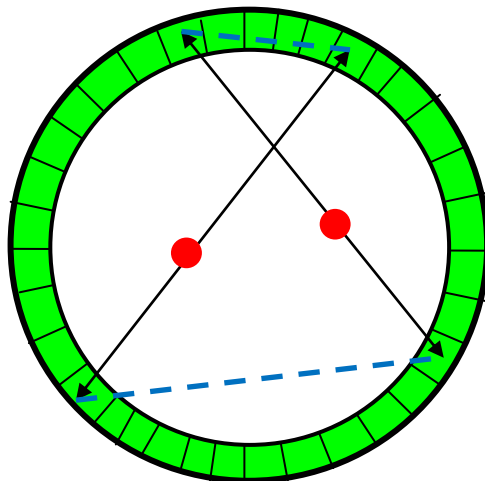
8.1 偶発・散乱同時計数による位置分解能の低下について

5章ではエネルギー分解能について述べた。そこでここでは擬似対消滅ガンマ線が位置分解能に影響する事象について述べる。PET装置で検出される511 keVのガンマ線は検出器に入射する前に様々な物理現象による影響を受ける。それにより、擬似的なLORを呈し不必要なLOR同士の交点を作り上げ、ノイズとして検出されてしまう。延いては位置分解能の低下につながる。PET装置で問題になるのは、偶発同時計数、散乱同時計数である。体内に注射された陽電子放出核は体内に広く分布する。その中である1点の対消滅点に着目する。その点から放出された対消滅ガンマ線によるLORの交点が真の同時計数(図52①)になるが、陽電子放出核の分布による他の点の対消滅ガンマ線によるLORと交点を作る事象がある。これが偶発同時計数である(図52②)。また、ある1点からの対消滅ガンマ線であっても、検出器に到達するまでに体内で散乱されることがある。発生した対消滅ガンマ線の片方、または両方のガンマ線が散乱され、検出器に入射したとき本来信号を出力するはずであった検出器とは異なる検出器が信号を出力し、別のLORが発生する。これが散乱同時計数(図52③)である。どちらも、真の同時計数によるLORに対してノイズとなる交点を発生させ、位置分解能の低下につながる。通常のPET装置の場合、検出器のエネルギーウィンドウは511 keVに設定されているので、偶発同時計数は避けることは困難である。そのため、本研究の要であるTOFの技術を利用し不要なLORの交点を排除するものである。散乱同時計数については、そのガンマ線の散乱過程でエネルギーを損失したガンマ線が検出器に入射するため、エネルギー分解能の良い検出器を使用すれば、511 keVの対消滅ガンマ線のみを抽出できる。高エネルギー分解能が要求されるのはこのためである。

① 真の同時計数



② 偶発同時計数



③ 散乱同時計数

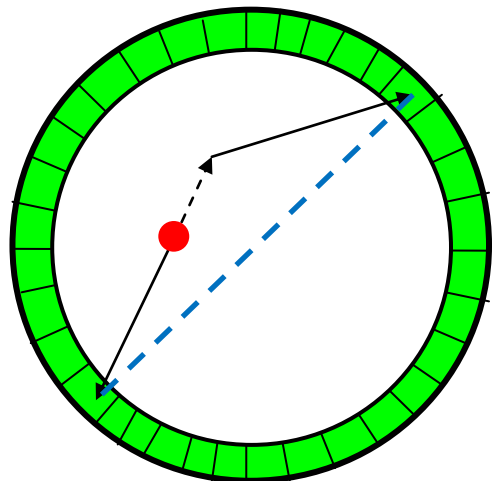


図52 各同時計数イベント

図52においてそれぞれ青点線で結んだ検出器対が同時計数を行ってしまい、真の同時計数のイベントと同時にノイズとして検出されてしまう。

8.2 シンチレータと検出器数の影響について

本研究のCompton-PET装置のアイデアではシンチレータ1つ1つにMPPCを配し、それらを配列にした検出器の製作を行った。この目的は1つのシンチレータと1つのMPPCで構成される1つの独立な検出器でガンマ線を検出することにより、位置分解能、時間分解能を1つの検出器の性能として評価することに利点がある。これまでのPET装置

では複数のシンチレータに対してその数よりも少ない光検出器でシンチレーション光を読みだしていた。そのため、複数のシンチレータからのシンチレーション光が1つの光検出器に入射し、出力信号は複数のシンチレータによるものであった。そこで、位置特定には複数の光検出器の出力を同時にマッピングし、重心計算を行っていた。しかし、近年光検出器の進歩により、微小サイズでこれまでの光電子増倍管に劣らない性能を持つ半導体検出器が登場している。MPPCもその1つである。本研究で提唱するCompton-PET用の検出器はを利用すれば、重心計算が必要なくなる。これは1つ1つのシンチレータにMPPCを取り付けることが可能であるためである。よって1つのシンチレータとMPPCの検出器の性能がそのままPET装置の性能につながる。重心計算のような複雑なアルゴリズムが不要であり、シンプルで分かりやすいシステムになる。読み出しのチャンネル数は既存のPET装置よりも多くなるが、位置分解能、時間分解能の評価や検査そのものの精度を上げるためには有用である。重心計算を伴う手法では複数の微小なシンチレータを用いたとしても、重心計算そのものの統計的広がりにはシンチレータ1つの統計的広がりよりも大きくなるため、位置分解能は低下する。その点シンチレータと光検出器が1対1で構成された検出器では、1つのシンチレータサイズの特徴のみ考慮すればよく、そのサイズを小さくできれば高位置分解能を得ることが可能であると考えられる。ただし、シンチレータサイズと検出効率はトレードオフの関係にあるため、適正なサイズを選択しなければならないが、それを解決するのがDOI-PETの考え方であるため、本研究ではDOIの導入により解決されると考える。積層のアイデアは既にCompton-PETのアイデアに包括されているためである。

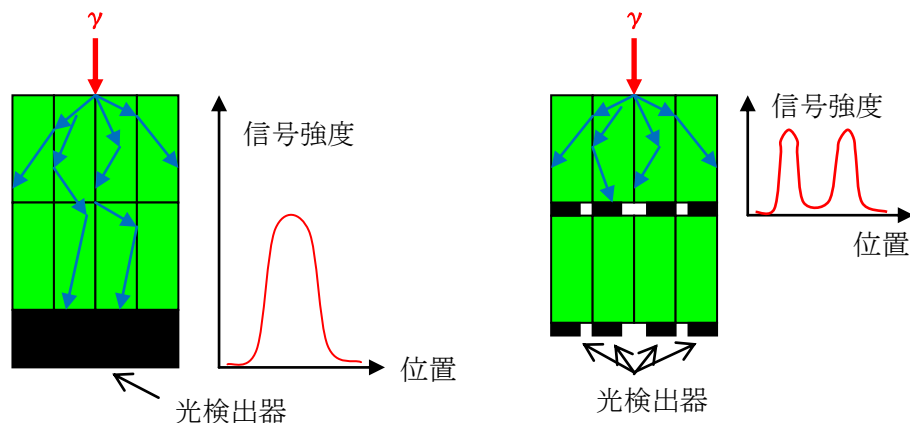


図 53 シンチレータと光検出器の数の関係

今、図 53 に同数の同じサイズのシンチレータを並べたと仮定したとき 1 つの光検出器でまとめて読み出す場合と各シンチレータに光検出器を取り付け読み出すのか模式図を示した。左側の 1 つの検出器で読み出す場合、どのシンチレータからの光も 1 つの光検出器に入射するため、信号強度は横軸方向に広がりを持ってしまふ。一方右側で 1 つ 1 つの光検出器で読み出す場合は、個々のシンチレータに対する応答を得ることができ、光の広がりやシンチレータのサイズ内で収まる。これによって信号強度の広がりも最小にすることが可能である。これが各々のシンチレータに光検出器を取り付ける利点であり、これまでの PET 装置と大きく異なる点である。

参考文献

- [1] 熊田幸生(住友重機量子機器事業センター), “小型サイクロトロンへの挑戦”, 放射線と産業 102 (2004) 30-35
- [2] ICRP Publication 80 1998: 49.
- [3] Katsushige Kotera, Tadashi Yamanaka, “Measurement of positron lifetime to probe the mixed molecular states of liquid water”, arXiv:cond-mat/0412719v1 [cond-mat.other] 29 Dec 2004
- [4] Kengo Kobayashi, E. Yoshida, F. Nishikido, T. Suzuki, T. Tsuda, N. Inadama, T. Yamaya, H. Murayama, “Limit of Spatial resolution in FDG-PET due to Annihilation Photon Non-Collinearity”, World congress on Medical Physics and Biomedical Engineering 2006, IFMBE Proceedings Vol.14, pp 1667-1671
- [5] S.E. Derenzo, M.J. Weber, E. Bourret-Courchesne, M.K. Klintonberg, “The quest for the ideal inorganic scintillator”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 505 (2003) 111-117
- [6] 小林正明、無機結晶シンチレータ開発状況、
<http://www.jahep/hepnews/2002/Vol21No2-2002.6.7kobayashi.pdf>
- [7] Kume, H. et al. 20 inch diameter photomultiplier. Nucl. Instrum. Methods. Phys. Rev. Vol.205, No.3, 1983, p.443-449
- [8] 澁谷憲悟他、高速な γ 線検出器と Time-of-Flight PET への応用、RADIOISOTOPES, 55, 391-402 (2006)
- [9] Zekotec Photonics Inc., <http://www.zekotec.com/>
- [10] Hamamatsu Photonics K.K., MPPC data sheet, <http://www.hamamatsu.com/> [10] Martin S. Judenhofer, Simon R. Cherry, “Applications for Preclinical PET/MRI”, Seminars in Nuclear Medicine, Volume 43, Issue 1, 19-29, January 2013
- [11] Kathryn Fowler et al., “Simultaneous PET/MRI Acquisition”, Appl Radiol. 2013 ; 42(6) : 9-14
- [12] 小林秋人、細分割電磁カロリメータ用光センサーMPPC の応答特性の研究、信州大学工学系研究科物質基礎科学専攻、平成 24 年度修士論文
- [13] O. Sasaki and M. Yoshida, ASD IC for the Thin Gap Chambers in the LHC Atlas Experiment, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 (1999), p.1871
- [14] S.E. Derenzo, M.J. Weber, W.W. Moses and C. Dujardin, “Measurements of the Intrinsic Rise Time of Common Inorganic Scintillators”, *IEEE Trans Nucl Sci*, NS-47, p.860-864, 2000
- [15] Private communication with prof. M. Itoh (Shinshu university)
- [16] 飯田博美, 放射線概論, (株)通商産業研究社

- [17] Satoru Uozumi, “Study of MPPC Performance for the GLD Calorimeter Readout”, LCWS/ILC2007
- [18] S. Seifert, R. Vinke, H. T. van Dam, H. Lohner, P. Dendooven, F. J. Beekman, D. R. Schaart, Ultra precise timing with SiPM-based TOF PET scintillation detectors, Proceedings of the Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), p. 2329, Orlando, FL, Oct. 24 2009-Nov. 1, 2009
- [19] Herman T. van Dam, Stefan Seifert, Ruud Vinke, Peter Dendooven, Herbert Löhner, Freek J. Beekman, and Dennis R. Schaart, “A Comprehensive Model of the Response of Silicon Photomultipliers”, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 57, NO. 4, AUGUST 2010
- [20] Stefan Gundacker, E. Auffray, N. Di Vara, B. Frisch, H. Hillemanns, P. Jarron, T. Meyer, K. Pauwels, P. Lecoq, “SiPM Photodetectors for Highest Time Resolution in PET”, Photodet 2012, June 13-15, 2012 – LAL Orsay, France
- [21] S.E. Brunner, L. Gruber, J. Marton, K. Suzuki, A. Hirtl, “New Approaches for Improvement TOF-PET”, arXiv:1305.1560v2 [physics.ins-det] 8 May 2013
- [22] <http://geant4.cern.ch/>
- [23] <http://rcwww.kek.jp/research/egs/egs5.html/>
- [24] L. Papadopoulos, “Rising time of scintillation emission in inorganic and organic scintillators”, Nuclear Instruments and Methods in physics research A 401 (1997) 322-328
- [25] S. Seifert, J.H.L. Steenbergen, H.T. van Dam and D.R. Schaart, Accurate measurement of the rise and decay times of fast scintillators with solid state photon counters, JINST 7, p09004, 2012
- [26] Lucretiu M. Popescu, Robert M. Lewitt, Samuel Matej and Joel S. Karp, “PET Energy-based Scatter Estimation and Image Reconstruction with Energy-dependent Corrections”, Phys. Med. Biol. 51 (2006) 2919-2937
- [27] 日本核医学技術学会 学術委員会、FDG-PET における撮像技術に関するガイドライン、核医学技術 27 :425-456 (2007)
- [28] J. S. Karp, S. Surti, M. E. Daube-Witherspoon, G. Muehllehner, **Benefit of Time-of-Flight in PET: Experimental and Clinical Results**, *J. Nucl. Med.*, 49 (2008), 462
- [29] W.W.Moses, Time-of-flight in PET revisited, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 (2003), 1325
- [30] G. Martin, G. Erika, K. Valentin, S. C. Hans-Christian, T. Alexander, T. Adel, Application of multi-pixel photon counter to positron emission

tomography, Proceedings of the Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS), p. 3119, Dresden, Germany, Oct. 19-25, 2008

[31] C. L. Kim, G. C. Wang Dolinsky, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 56 (2009), 2580

[32] R. Pestotnik, et al., Silicon photo-multipliers as photon detectors for PET, *Nucl. Instrum. Meth. A*623 (2010), 594-596

[33] 山崎 真, “MPPC を用いた次世代 PET 装置の基礎研究”, 信州大学工学系研究科物質基礎科学専攻修士論文

謝辞

本研究に当たり、指導教官である竹下徹教授、長谷川庸司准教授、小寺克茂研究員、佐藤比佐夫研究員、また同研究室のみなさんには大変お世話になりました。特に竹下先生、長谷川先生におかれましては実験、各学会における研究発表、論文執筆、私の研究活動すべてにおいて多くの時間を割いていただいたことに大変感謝いたしております。また、データや写真提供を頂いた宮下氏、小倉氏兩人にも感謝いたします。

本課程での経験は今後の私の人生において大いに役立つとともに、みなさんと過ごした時間は生涯忘れえぬ大切な思い出となることでしょう。また、これまで生活面を支えてくれた両親に感謝いたします。あなた方がいなければ、私はここまで研究生活を安心して送ることはできなかったと思います。本当にありがとうございました。

最後に、大学生活全体を通して多くの貴重な友達、先輩、後輩に恵まれました。私に関わるすべての方にお礼を申し上げて本研究を閉じたいと思います。ありがとうございました。