

RI イメージング用シンチレーション  
検出器系の基礎的研究

Basic Studies on Systems of Scintillation  
Detectors for Radioisotope Imaging

December 1982

村山 秀雄

物理研究部

Hideo Murayama

Division of Physics

放射線医学総合研究所

National Institute of Radiological Sciences  
Anagawa, Chiba, Japan.

正 誤 表

頁	行	誤	正
概要 i)	下から 6 行目	持 <u>続</u>	接 <u>続</u>
3	上から 6 行目	形 <u>態</u>	形 <u>態</u>
5	下から 12 行目	かか <u>ら</u> わす	かか <u>わ</u> らす
10	上から 7 行目	鉛 <u>抜</u>	鉛 <u>板</u>
12	下から 14 行目	円 <u>型</u> 配列型	円形配列型
22	上から 12 行目	Bertol <u>o</u> ccini	Bertol <u>a</u> ccini
25	上から 2 行目	応用がな <u>され</u> る いる	応用がな <u>され</u> て いる
29	上から 11 行目	書ける <u>の</u> すれば	書けると <u>す</u> れば
44	上から 4 行目	理 <u>解</u> 的考察	理 <u>論</u> 的考察
58	表 4-1 説明文中	NaI( <u>t</u> 1)	NaI( <u>T</u> 1)
63	下から 11 行目	斜めから入 <u>__</u>	斜めから入射
64	表 5-1 中	Light yield rel <u>a</u> ctive	Light yield rel <u>a</u> ctive
74	上から 1 行目	両 <u>出</u> 器	両検出器
90	下から 5 行目	遅延同時 <u>数</u> 回路	遅延同時計数回 路
98	[k30]の末尾	P. 1 <u>5</u> 3.	P. 187.
100	[Q1] ~ [Q7]	[ <u>Q</u> 1], [ <u>Q</u> 2], [ <u>Q</u> 3], [ <u>Q</u> 5], [ <u>Q</u> 7]	[01], [02], [03], [05], [07]

# R I イメージング用シンチレーション検出器系の基礎的研究

村 山 秀 雄

## 概 要

本研究の目的はR I イメージング用検出器として重要な役割を果たすシンチレーション検出器系の基礎的かつ総合的な特性を明らかにすることにある。そして、最適なR I イメージング用シンチレーション検出器系を開発設計することである。

そのために、シンチレーション検出器系のエネルギー、時間および位置に関する分解能の理論的考察を行なった。それぞれの分解能は2つの成分から成ることが、確率的母関数の理論によって解明され、検出器に接続した回路がそれらの成分に及ぼす効果を定式化することができた。分解能の2つの成分のうち、シンチレータ内における蛍光光子数の統計的変動に起因した統計的成分は、エネルギー、時間、および位置のすべての分解能に対して共通の因子をもっており、共通の特性をもつことを明らかにした。また、検出器に接続する回路が分解能に与える効果を例示するために、パルス短縮回路を検出器に接続した場合を想定して、回路によるエネルギー分解能の統計的成分に対する影響を分析した。

それぞれの分解能の成分に対する接続回路の影響は各成分ごとに異なっており、検出器出力の特性を理解する上で、これらの成分を分離測定することが重要となるために、エネルギー分解能の統計的成分を測定する新しい方法を2つ開発した。これらの測定法は容易に行えるのみでなく、信頼性の高いことが実験で示された。

分解能に関する理論的考察の結果とエネルギー分解能の統計的成分の測定法を利用して、陽電子イメージング用のBGO検出器系を開発した。まず、BGO検出器の時間特性を検討して高速のタイミング弁別器を開発し、優れた計数率特性をもつと共に、対消滅ガンマ線の同時計数に対して良い時間分解能をもつBGO検出器系を実現した。次に高い検出効率と高解像力を必要とする陽電子放射型横断層撮像装置用の検出器として、4つのBGO結晶と2つの光電子増倍管から成る4連結BGO検出器を考案し、そのためのタイミング位置弁別器を開発した。4連結BGO検出器にタイミング位置弁別器を持続した検出器系の位置弁別特性は良好であり、対消滅ガンマ線に対する時間分解能は半値幅3.6 nsであった。また、この検出器系は360 kcpsの高計数率測定においても正常な位置弁別が可能であることを実験で示した。

検出器系のエネルギー、時間、位置に関するそれぞれの分解能の成分を解明し、それらの成分を分離測定することは、使用目的に応じて適切な検出器系を開発設計するための有

力な手法であることが以上のことから実証された。新しいR Iイメージング用検出器系の開発研究におけるこの手法の今後の活用が期待される。

# 目 次

第 1 章	緒 論	1
第 2 章	RI イメージング装置の発達におけるシンチレーション検出器の役割	3
§ 2-1	概 論	3
§ 2-2	陽電子イメージング	6
§ 2-3	陽電子カメラ	8
§ 2-4	陽電子放射型横断層撮像装置	11
2-4-1	陽電子カメラ回転型	11
2-4-2	リング状多検出器配列型	12
2-4-3	ガンマ線飛行時間差測定型	15
§ 2-5	結 論	15
第 3 章	シンチレーション検出器系の分解能に関する理論的考察	17
§ 3-1	序	17
§ 3-2	分解能に関する研究の推移と成果	18
3-2-1	概 論	18
3-2-2	エネルギー分解能	19
3-2-3	時間分解能	21
3-2-4	位置分解能	22
§ 3-3	分解能に関する理論	23
3-3-1	概 論	23
3-3-2	エネルギー分解能	25
3-3-3	時間分解能	28
3-3-4	位置分解能	29
3-3-5	RC 積分器を用いた検出器系の考察	32
§ 3-4	パルス短縮回路の分解能に及ぼす効果	34
3-4-1	概 論	34
3-4-2	パルス短縮回路	35
3-4-3	短縮パルスの積分と分解能の関係	38
§ 3-5	結 論	43
第 4 章	エネルギー分解能の成分の分離測定法	44
§ 4-1	序	44
§ 4-2	従来の測定法における問題点	44
§ 4-3	光二分割法	46
4-3-1	原 理	46

4-3-2	実験と結果	50
4-3-3	考    察	51
§ 4-4	波形分割法	52
4-4-1	原    理	52
4-4-2	実験と結果	56
4-4-3	考    察	58
§ 4-5	結        論	58
第 5 章	陽電子放射型横断層撮像装置用 BGO 検出器	60
§ 5-1	序	60
§ 5-2	検出器の選択	60
5-2-1	ゲルマニウム酸ビスマス (BGO)	60
5-2-2	BGO と他のシンチレータの比較	62
§ 5-3	BGO 検出器のタイミング弁別器	65
5-3-1	概        論	65
5-3-2	検出器のタイミング特性	65
5-3-3	波形整形法	67
5-3-4	タイミング弁別器	71
5-3-5	実験と結果	73
5-3-6	考    察	74
§ 5-4	4 連結 BGO 検出器	75
5-4-1	概        論	75
5-4-2	検出器の原理	76
5-4-3	検出器の位置弁別特性	78
5-4-4	タイミング位置弁別器	81
5-4-5	実験と結果	85
5-4-6	考    察	87
§ 5-5	結        論	89
第 6 章	総        括	90
謝    辞		92
参考文献		93
Summary		104

# 第 1 章 緒 論

R I イメージングとは、物体内の放射性同位元素 (R I) の分布像を描出する技術並びに方法であり、特に核医学の分野において利用されてきた。近年、この手法に基いた診断法が急速な進歩、発達を遂げつつあるのは、放射性医薬品が発達したことに起因すると同時に R I イメージングにおける新しい方法の開発や、それに伴って考案された R I 像検出器の性能向上に依るところが大きい。

通常の放射線計測に用いられる放射線検出器は、そのほとんどが原子核や素粒子もしくは宇宙線実験の必要性から開発されたものをそのまま利用するか、わずかの改良を加えただけのものである。しかるに、核医学における R I イメージング用のガンマ線検出器の場合は、むしろこの分野独自の検出器が開発され、実用化がはかられてきた。

R I 像検出器は走査型や R I カメラ型などの幾つかの基本的な方式に分けられるが、その具体的な検出器の設計においてはその使用目的や、適用される R I イメージングの方法が大きく影響する。従って種々の方式の像検出器が考案され、それぞれの目的に応じた使い方が行なわれてきた。特に、陽電子放出核種のイメージングは定量的な 3 次元 R I 分布を比較的容易に描出できる利点を持つために、この数年来、活発な研究開発が行なわれ、そのための像検出器の開発が精力的に続けられてきた。

R I 像検出器に要求される性能としては、まず第一に、体内から放出されるガンマ線を行きだけ多く検出して R I 分布像の描出を効率良く行うために、ガンマ線の検出効率が高く、広い有効視野を持つことが望まれる。この要求にかなうガンマ線検出器として、この分野ではシンチレーション検出器が広く用いられており、実用上多大な成果を挙げた。他の検出器として気体検出器や半導体検出器なども試みられており、多くの研究開発が行なわれてきたが、臨床に広く使用される段階にはいまだに達していない。

R I 像検出器に要求されるその他の性能としては、散乱線の影響を除くためにガンマ線に対するエネルギー分解能の良いたことが望まれる。R I カメラ方式の検出器を用いる場合には更に良い解像力を持つことが必要である。また、陽電子放出核種のイメージングに際しては同時計数法を適用するために、良い時間分解能をもつことも検出器に要求される性能の 1 つとなる。従って、R I 像検出器の具体的な設計を行なう場合には、検出器の基本的な性能を決定する要因を解明し、それらが検出器の特性に及ぼす影響を考慮しながら目的に応じた検出器の使い方をすることが必要である。そして、最良の R I 分布像を得るための検出器系を組み立てなければならない。

以下、第 2 章においては R I イメージング用像検出器の概略を述べる。特に、最近進歩の著しい陽電子イメージングにおいてシンチレーション検出器が果たしてきた役割を明らかにする。

第 3 章においてはシンチレーション検出器系の出力信号を理論的に検討し、エネルギー、

時間および位置のそれぞれの分解能に関する成分を解明する。また、この理論的考察の1つの応用として、計数率特性改善のための波形短縮が分解能に及ぼす影響を明らかにする。

第4章においては第3章で解明されたエネルギー分解能の成分を、統計的成分と非統計的成分の2つの成分に分離して測定する方法について述べ、簡便な測定法を2つ紹介する。これらの測定法に基く実験とその結果も述べる。

第5章においては陽電子放出核種のイメージング用検出器にBGOシンチレータのような蛍光減衰時定数の長く、蛍光量の少ない検出器を用いた場合の問題点を分析し、その時間特性を解明する。その結果に基づいて、簡単なBGO検出器用のタイミング弁別器を設計、試作し、実験を行なったことについても述べる。この章ではまた、陽電子放射型横断層撮像装置（ポジトロンE C T装置）に使用する検出器としてBGO検出器が優れていることから、BGOシンチレータを4つ密着させた4連結BGO検出器をポジトロンE C T装置に用いることを提案する。4連結BGO検出器の原理を述べると共に、そのためのタイミング位置検出回路の設計法を述べ、試作した4連結BGO検出器および回路の基礎的特性を実験によって示す。

第6章では結論としてシンチレーション検出器の基礎的研究の重要性を強調する。

## 第2章 RIイメージング装置の発達におけるシンチレーション検出器の役割

### § 2-1 概 論

核医学は、原子核の特性を利用して患者の診断、治療および生体の研究を行なう分野であり、その主たる役割は放射性同位元素 (RI) を生理学的トレーサーとして用いて生体器官の機能や形態を分析することにある。

加速器によって人工のRIが容易に得られ、放射性医薬品の開発が促進されるに従って核医学は診断医学としての価値を増してきた<sup>(N12)</sup>。そのなかでもRIを生体に投与して体外からRIの分布を測定するRIイメージング検査法は、生体の代謝に関する情報を知る上で重要な役割を果たしている。

初期におけるRIイメージングの目的は、主として投与したRI医薬品の体内分布を静止像として観察することにあった。その先駆的仕事は1948年のMooreやAnselらの研究に見られる。Mooreは脳腫瘍に選択的に集積する物質を<sup>131</sup>Iで標識して患者に投与し、一定時間経過してから頭部の32点における放射線強度をGM計数管によって測定した<sup>(M30)</sup>。彼はその結果に基づいて腫瘍の位置を推定している。一方、<sup>131</sup>Iは以前から甲状腺に集積するヨウ素の性質を利用して、甲状腺疾患の治療に用いられていたが<sup>(H8)</sup>、治療に際して甲状腺の大きさを知る必要があった。そのためAnselらは甲状腺近傍の放射線強度の分布を測定してその大きさの推定を行なった<sup>(A27)</sup>。

解像力の高いRI分布像を得るために最初に試みられた像検出器は、ピンホール・コリメータとX線フィルムから成るガンマ線用RIカメラであった<sup>(C32)</sup>。しかるに、このRIカメラは余りに感度が悪く、実用化されるには至らなかった。実用化された最初の像検出器は1951年にCassenによって考案されたシンチ・スキャナーであった。<sup>(C2)</sup>これは、シンチレーション検出器にコリメータを装着したものを2次元的に走査し、各走査点における計数率を表示する2次元計数率分布からRI分布像を得る装置であった。

シンチレーション検出器の代わりに、気体検出器<sup>(V6)(C33)(M9)(P23)(C34)(M14)</sup>や半導体検出器<sup>(B53)(G14)(O2)(U1)(P7)(P8)</sup>を使用する試みもなされたがこれらはいずれも数百keVのガンマ線に対する検出効率が低い。ガンマ線検出器を走査して得たRI分布像を一般にシンチグラムと呼ぶが、これは検出効率の高いシンチレーション検出器がもたら臨床で使用されたことに起因する。

シンチ・スキャナーによってシンチグラムを得る方法は、最初、<sup>131</sup>Iを用いた甲状腺機能検査に使用されたが、その後<sup>198</sup>Au, <sup>203</sup>Hg, <sup>51</sup>Cr, <sup>86</sup>Rb, 等の種々のRIや新しい放射性医薬品の開発と共に、種々の臓器の機能検査に適用された<sup>(Y10)(A5)(L15)(M11)(B38)(B39)(B40)(J14)(C35)</sup>。シンチグラムの発展の歴史は館野の著書<sup>(T19)</sup>に詳しく述べられている。

シンチグラムの発展には、容易に入手できる R I 供給源の確保が不可欠であった。当初は原子炉や原子核実験用のサイクロトロン加速器などによって生産された R I を病院へ輸送する方法がとられていたために、患者に対する被曝を軽減できる半減期の短い R I を臨時的に利用することが困難であった。ミルク法もしくはアイソトープ・カウ法と呼ばれる方法はこのような問題を解決する R I 供給法の 1 つであり、 $^{99m}\text{Tc}$  ( $T_{1/2} = 6$  時間)、 $^{113}\text{mIn}$  ( $T_{1/2} = 100$  分) 等の短寿命 R I が病院でも簡単に利用できるようになった<sup>(H1)(H2)(H3)(S19)</sup>。

短寿命 R I が利用できるようになると、測定時間が短くなるためにより高い検出感度をもつ R I イメージング装置が必要とされた。この要請に答える装置としては、検出器を走査しないで R I 分布像の得られる R I カメラ<sup>(A12)(B26)(T22)</sup>が最適であった。R I カメラはガンマ線 2 次元位置検出器にコリメータを装着して R I 分布像を得る装置である。2 次元位置検出器として GM 計数管<sup>(F13)</sup>、スパーク・チェンバー<sup>(K19)(L1)(L2)(L3)(L4)(H28)(H29)(F4)(F5)(M26)(P33)(P12)(K8)</sup>、多線比例計数管 (MWP C)<sup>(K9)(K10)(B45)(B46)(G27)(Y1)(P13)(K52)(H23)(H24)(N6)(J7)(J8)(J9)(B9)(K11)(Z5)(Z6)(B43)(P3)(Z1)(Z2)(Z3)</sup> 等の気体・液体検出器や半導体検出器<sup>(D14)(D15)(P1)(P2)(M13)(S24)(S25)(S8)(D6)(D17)(D18)(S2)(K12)(X13)(K14)(K15)(S17)(E11)(M20)</sup> を使うことも試みられているが、やはり高い検出効率を得るためにシンチレーション検出器が臨床では使用されてきた。

シンチレーション検出器を用いた R I カメラには大別して 3 つの方式がある。第 1 の方式は、多数の小さなシンチレーション検出器を 2 次元的に配列した多検出器型<sup>(F14)(G26)(S30)(S31)(S32)(B22)(B23)(B24)(B25)(B26)(B27)</sup>である。しかし、この方式はシンチレーション検出器特有の方式であるとは言えない。シンチレータにおけるガンマ線の吸収によって生じた蛍光発光の位置を求めて、その発光点の分布から R I 分布像を得る方式が他の 2 つの方法である。第 2 の方式は蛍光発光により生じた光子が発光点より分散しないようにして直ちに電子に変換し、その電子のもつ 2 次元位置情報を取り出す方法である。このような場合は通常、イメージ増倍管が使用されるためにこの方式をイメージ増倍管型<sup>(A10)(M31)(T22)(T23)(B15)(K53)(I3)(T25)(T26)(T33)(C36)(W6)(M5)(F9)(F10)(K19)(M27)(M29)(R13)(B41)(K25)(R16)</sup>と称する。第 3 の方式では、むしろ蛍光光子を分散させて、幾つかの異なる位置で受光し、それらの受光量の比から発光点を求める。受光素子としてはもっぱら光電子増倍管 (PMT) が用いられている。この方式はその発明者の名に由来してアンガー型<sup>(A12)(A14)(A17)</sup>と言う。

以上の 3 つの方式の R I カメラのなかでも、アンガー型は構造が簡単で均質な R I 分布像の描出が容易に行なえるという利点をもつために最も広く臨床に用いられており、種々の改良が多くの研究者によって行なわれてきた<sup>(M4)(A15)(C37)(B3)(M3)(C38)(S27)(S28)(H14)(S1)(C12)(R15)(M47)(T4)(T5)(C31)(K51)(A21)(M50)(K30)(M48)(G9)(M42)(T12)(T15)</sup>。そして、より高速に R I 分布像が得られるようになると、生理学的トレーサーとしての R I の役割が再認識され、R I カメラは短時間のうちに生体器管の機能的および生理学的情報を得る動態観

察に不可欠な道具となった。1958年にRejali らが最初にスキャナーを用いて描出した心筋のR I分布像には心筋運動による像のぼけがあった<sup>(R4)</sup>。しかるに、1971年 Strauss らは心電計からの同期信号でR Iカメラの出力を選別して、心筋運動によるぼけの少ないR I分布像を得ることに成功した<sup>(S23)</sup>。一方、Green らは、計算機による高速データ処理技術を利用してR I分布像を時分割して集積する方法を開発した<sup>(G22)</sup>。このようにしてR I分布の時間的変化を容易に得られるようになったことは、R Iを用いて心機能検査を行なう心臓核医学を飛躍的に進歩させた。

R Iは本来、人体内に三次元的に分布していることから、3次元的なR I分布像を得ようとする方法が幾つか提案されている。その1つは、R Iカメラの焦点が検出面から一定の距離をもつ面上に位置するようにガンマ線の検出を行ない、その焦点面以外に存在するR I分布像をぼかすことによって焦点面上のR I分布像を得る縦断層撮像法と言われる手法である<sup>(K36)(K37)(A24)(A25)(A26)</sup>。また、もう1つの方法は、一平面上に分布するR Iのみが検出されるように検出器の配置および走査を行ない、逆投影法によってその面のR I分布像を再構成する横断層撮像法<sup>(K37)</sup>である。特に、後者の方法は断層面以外のR I分布の影響がない良質な断層面上のR I分布像が得られる点で優れており、体内における単位面積当りのR I濃度を定量的に計測できる可能性を持っている。横断層撮像法の実用的な発達を促したのは、1973年 Hounsfield によって開発されたX線コンピュータ断層撮像法(X線CT)<sup>(H31)</sup>であった。この方法の原理を取り入れたR I分布の横断層撮像法は単一ガンマ光子放射型コンピュータ断層撮像法(単一ガンマ光子ECT)と呼ばれており、近年、急速に発達した<sup>(M50)</sup>。

一般にR Iイメージングのためのガンマ線エネルギーは低すぎると体内の吸収によって検出感度の低下する欠点をもつが、逆に高すぎるとコリメータの解像力が低下する。従って、通常の単一ガンマ光子検出を行なうR Iイメージングにおいては100~400 keVのガンマ線エネルギーが望ましい<sup>(M28)</sup>。しかるに、511 keVの消滅ガンマ線の検出による陽電子イメージングは、その高いガンマ線エネルギーにもかかわらず特別な興味もたれていた<sup>(W12)(S35)</sup>。その理由は、R I核種から放出された陽電子が電子と結合して短時間のうちに消滅すると、2つの511 keV光子が互いに反対方向に放出されるという特異的な現象を伴うからであった。即ち、この現象を利用して対消滅ガンマ線の同時計数を行えば、通常のR Iイメージングに必要とされるコリメータが不要となるために高い検出感度が期待できた。

ミルクング法による<sup>68</sup>Ge-<sup>68</sup>Ga ジェネレータが開発され<sup>(G15)(G23)(Y8)</sup>、生理学的に重要な医薬品の開発が進められたこと<sup>(T21)(T24)(D24)(N8)(B63)(I1)</sup>などによって、近年陽電子イメージングのもつ有用性が大きな評価を受けるようになった。陽電子イメージングにも縦断層撮像法および横断層撮像法が適用可能である。特に後者は単一ガンマ光子の場合に比べて吸収補正が容易なことから被検体内のR I濃度の定量測定に優れた能力を発揮できる。そのため、X線CTの原理を適用した陽電子放射型横断層撮像法、別名、陽電子放射型コ

コンピュータ断層撮像法（ポジトロン ECT）は急速に進歩した。そして、この方法に基くポジトロン ECT 装置の開発が現在進められている最中である（P20）。

R I イメージングの中で陽電子イメージングが検出器に要求する特性は最も厳しく、単にエネルギーと位置の分解能が良いばかりでなく、時間分解能も良好でなければならない。このような陽電子イメージングの特殊性とその重要性を考慮して、以下の節では陽電子イメージングの詳細を述べると共に、陽電子イメージング装置の発達におけるシンチレーション検出器の役割を明らかにする。

## § 2-2 陽電子イメージング

1930 年に Dirac によって存在が予言され<sup>(D20)</sup>、その 2 年後に Anderson が発見した<sup>(A8)</sup>陽電子は、電子と結合して 2 つないしは 3 つのガンマ線を放出し、消滅する性質をもつ。この対消滅過程において、2 つのガンマ線を放出する事象は、3 つのガンマ線放出に比べると約 370 倍も高い頻度確率をもち、しかも 511 keV のガンマ線 2 つが互いに反対方向へ放出される点に特徴がある<sup>(O7)</sup>。

このような対消滅ガンマ線のもつ特徴を利用して、これらの同時計数による陽電子放出核種の R I イメージングを行なうことが最初に提案されたのは 1951 年のことであり、Wrenn と Sweet がそれぞれ独立に発表を行なった<sup>(W12)(S35)</sup>。陽電子放出核種から放出された陽電子は生体内においてほとんどが数 mm 程度の平均飛程しかもたず、減速後に電子と結合して対消滅を起こす。そして、この時生じる 2 つの 511 keV 消滅ガンマ線は結合した電子のもっていた運動エネルギーのために約  $0.4^\circ$  の角度の不確定さがあるものの、ほぼ  $180^\circ$  の角をなして放出される<sup>(D2)</sup>。従って、この 2 つの消滅ガンマ線がつくる飛跡を直線とみなせば、これらの同時計数によってガンマ線をコリメートして検出したことと同様の効果が得られ、しかも実際にコリメータを使用する通常の R I イメージングよりも高い検出感度を得ることが可能である（図 2-1）。このような原理に基く R I イメージング

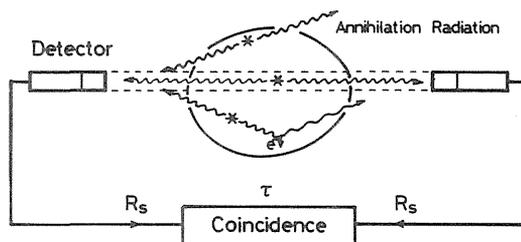


図 2-1 陽電子イメージングの原理図

は通常のものとは区別されて、陽電子イメージングと名付けられ独特の発展がなされてきた。

通常のスキャナーに対応した陽電子スキャナーが最初に作られたのは 1953 年であり、Brownell がその開発を行なった<sup>(B59)</sup>。これは直径 38mm、高さ 25mm の円筒型 NaI (Tl) 結

晶を用いた2つの検出器を対向させ、 $0.33 \mu\text{sec}$ の分解時間で同時計数を行なうと同時に、この検出器対を2次的に走査する装置であった。この装置はマサチューセッツ総合病院（アメリカ）で数千例の脳検査に用いられ、脳腫瘍の位置を知るために役立てられた<sup>(A32)</sup>。

しかるに、陽電子イメージングの特徴は、陽電子スキャナーよりもむしろ陽電子カメラやポジトロンE C T装置に顕著に現われる。その理由はコリメータが不要であるというだけでなく、体内に分布するR Iの位置によって検出感度が変化しないことや、解像力が余り変化しないという陽電子イメージングの優れた特性<sup>(B60)(B61)</sup>が活かされるためである。

特に、横断層像および3次元像を得る上で最大の利点とされるのは、R Iの体内分布を定量的に測定することが可能な点である。その理由の説明をするために、仮にある同時計数を行なう検出器対を想定しよう。この検出器対間を結ぶ直線上の任意の点において一對の消滅ガンマ線が放出された場合、これらのガンマ線が吸収体に吸収されずに同時計数される確率は、単に検出器対間の直線に沿った吸収体の吸収係数の積算値によって決定される。このことは、その直線上のどの位置で消滅ガンマ線が放出されたかには無関係であり、吸収体の外にR Iが存在したとしても同じである。従って、較正された外部線源によって吸収補正の因子をあらかじめ求めておけば、R Iを投与して得た像の吸収補正を定量的に行なうことができる。以上がR I分布の定量測定が可能となる根拠である。

ところで、陽電子イメージングにおいては得られるR I分布像の解像力を原理的に制限する要素が2つ存在する。その1つはR Iより放出された陽電子の生体内における飛程に起因し、他の1つは2つの対消滅ガンマ線の放出方向が $180^\circ$ からずれることに起因する。

体内における陽電子の飛程が解像力に及ぼす影響については多くの研究がなされた<sup>(L13)</sup>(C18)(P16)(M44)(D7)(D9)。実験の示すところによれば、陽電子の飛程に関する分布曲線は2つの成分から成っており、それらはおのおの短い平均飛程と長い平均飛程の減衰指数関数で表わすことができる。この飛程分布曲線において全頻度の50%が含まれる飛程の長さ $\Delta \chi_R$ を飛程の代表値とみなせば、陽電子の最大エネルギーが $3.35 \text{ MeV}$ 、 $1.90 \text{ MeV}$ および $0.96 \text{ MeV}$ の場合の $\Delta \chi_R$ の値はそれぞれ $8.6 \text{ mm}$ 、 $3.2 \text{ mm}$ 、 $1.1 \text{ mm}$ であった<sup>(D9)</sup>。これらはおのおの $^{82}\text{Sr}$   $^{68}\text{Ga}$ 、および $^{11}\text{C}$ の場合に相当しており、陽電子の飛程による解像力の劣化の概算値を示している。

一方、対消滅ガンマ線のなす角度の変動が解像力に及ぼす影響は、同時計数を行なう検出器対の間の距離Dに依存し、そのための解像力の劣化 $\Delta \chi_A$ は次式で表わすことができる。

$$\Delta \chi_A = \frac{D}{2} \tan \left( \frac{1}{2} \times 0.4^\circ \right) \\ \approx \frac{D}{550}$$

例えば、 $D = 50 \text{ cm}$ 、および $100 \text{ cm}$ の場合の $\Delta \chi_A$ の値はそれぞれ $1 \text{ mm}$ および $2 \text{ mm}$ となる。

解像力を劣化させる以上の2つの因子を共に考慮すると、陽電子イメージングにおけるR

I 分布像の解像力の限界 $\Delta x$ はおよそ次の式で与えられる。

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_R)^2 + (\Delta x_A)^2}$$

従って、陽電子イメージング用の像検出器に要求される解像力も $\Delta x$ 程度であるとみなすことができる。

陽電子イメージングの特徴である同時計数は、検出器のもつ時間分解能の大きさに比例した偶発同時計数をもたらすが、これはR I 分布像に対してバックグラウンドとなる。従ってバックグラウンドを軽減するには時間分解能のできるだけ良い検出器が望ましい。

### § 2-3 陽電子カメラ

1959年、Angerは像検出器および焦点検出器と名付けられた2つの検出器を対向させて陽電子放出核種の縦断層像を得る方法を提案し、その装置を陽電子カメラと名付けた(A13)。

最も簡単な陽電子カメラは像検出器にガンマ線2次元位置検出器を用い、焦点検出器に通常のガンマ線検出器を使用したものである。この像検出器から得られるガンマ線の2次元位置信号(X, Y)は、焦点検出器と同時計数したものがR I 像の描出に使用されるため、得られる像は焦点検出器の位置に光源を置いた場合に像検出器の検出面に写し出される被写体の透過像に相当したものとなる。

次に像検出器、焦点検出器共にガンマ線2次元位置検出器を使用した陽電子カメラを考えると、この場合は両検出器の同時計数によって2つの対消滅ガンマ線に対応した2つの2次元位置信号(X<sub>1</sub>, Y<sub>1</sub>)および(X<sub>2</sub>, Y<sub>2</sub>)が得られる。これらの位置信号から次の式で定義される新しい位置信号(X, Y)をつくる。

$$X = \frac{bX_1 + aX_2}{a + b} \quad Y = \frac{bY_1 + aY_2}{a + b}$$

ただし、a, bは正の定数である。この新しい位置信号(X, Y)を用いてR I 分布像を描出することにより、両検出器の検出面に平行で、これらの面の間をa : bに内分する面に焦点の合った縦断層像を得ることができる。

以上のような原理に基いて、1963年 Angerは陽電子カメラの試作を行なった(A14)。この装置は直径28 cm、厚さ1.27 cmのNaI(Tl)を用いたアンガー型R I カメラを像検出器とし、19本のNaI(Tl)検出器を2次元配列したものを焦点検出器として組立てられたものであった。そしてこの装置は<sup>18</sup>F (V4)、<sup>52</sup>Fe (A18)(V2)(V3)、<sup>64</sup>Cu および <sup>68</sup>Ga (A16)(G20)(G21)等の陽電子放出核種のR I 分布像を描出するために使用され、臨床における陽電子核種の利用を促進する役割を果たした。Angerは、更に陽電子カメラの検出効率を向上させるために焦点検出器にもアンガー型R I カメラを使用した装置の製作を行なっている(A21)(A23)。

検出器にコリメータが不要であることは陽電子カメラの利点であるが、このことは、同

時に R I 分布像の形成に必要でないガンマ線を多数検出することにもなる。また、検出視野において一様な感度を保つことが難しくなる<sup>(K21)</sup>。

このような問題を解決するために Krauss は鉛の遮へい板を検出器の周辺に設けて領域外からのガンマ線の影響を軽減すると共に、計算機を用いて検出感度の補正を行なった<sup>(K33)</sup>。検出感度の一様性を得るための別の試みとしては、検出器からの位置信号の集積にあたって、一定の条件を満たすものだけを選択して取り出し、みかけ上検出器に入射するガンマ線の立体角の範囲を制限する方法が提案されている<sup>(K34)(M43)</sup>。また、検出器における無効計数を除去して、計数率特性を改善する方法として、検出器の正面に薄い鉛板を装着すること<sup>(M42)</sup>やコリメータを設けること<sup>(O3)(T38)</sup>も有効である。

陽電子カメラにアンガー型 R I カメラを使用する場合の欠点は、ガンマ線を検出するたびに R I カメラの全検出面が不感領域となるため、高計数率特性が制限されることである。<sup>(A21)</sup>。この欠点を軽減するための 1 つの方法は、Muehlllehner が提案したように NaI (Tl) 検出器の出力電流パルス短縮することである<sup>(M45)</sup>。しかし、この方法を用いても陽電子カメラの有効視野を大きくすれば、改善の効果は減少する。

視野の大きい陽電子カメラを実現するために 1969 年、Brownell らは像検出器および焦点検出器に多検出器型 R I カメラを用いることを提案した<sup>(B63)</sup>。彼らはまず、9 つの NaI (Tl) 検出器から成る 1 次元位置検出器を 2 台組み立て、これらを対向させたハイブリッド陽電子スキャナーを開発した<sup>(B78)(W5)</sup>。そして、このような装置から得られる同時計数データを計算機によって収集し、処理する方法を確立し、陽電子カメラの製作にとりかかった<sup>(B79)(B64)(B65)(B66)</sup>。このようにして彼らが開発した陽電子カメラ用の像検出器には直径 2 cm、高さ 3.8 cm の NaI (Tl) 結晶が 127 個と直径 3.8 cm の PMT が 72 本用いられ、結晶と PMT の間には PMT と同数の正方形ライトガイド (3.8 × 3.8 cm<sup>2</sup>) が使われた。それらのライトガイドは互いに光学的な遮へいをされて 8 行 9 列に 2 次元配列され、各ライトガイドごとに 1 本の PMT が内接するように置かれた。一方、結晶はライトガイド間の境界線上にそれぞれ置かれ、ガンマ線を吸収した結晶が隣り合う 2 つの PMT の出力信号によって識別できた。また配列した結晶のすき間には尖頭状の鉛ブロックを置いて視野外からの不必要なガンマ線を防いだ。

彼らはこのような像検出器を 2 台対向させ、各結晶が対向する像検出器の結晶のうちで最も近い順から 25 個の結晶と同時計数を行なう回路を設けた。装置全体としての同時計数の組は 2549 組であり、各組に対応した磁気コアメモリ上の 1 から 2549 番地の中に同時計数データが集積された。この装置の解像力は検出器の結晶間距離で決められ、およそ 1 cm であった。また、計数率特性は  $5 \times 10^4$  同時計数/sec の良好な性能を示した。なお、野原らも 196 個の NaI (Tl) 結晶 (20mm $\phi$  × 38mm) を 14 行 14 列に配列して 112 本の PMT と組合わせた陽電子カメラを開発している<sup>(N15)</sup>。

一方、MWPC 型 R I カメラも高計数率特性が良いので、これを陽電子カメラ用像検出器に用いる試みが幾つかなされてきた。

この場合に一番問題となるのは 511 keV 対消滅ガンマ線に対する検出効率をいかに向上させるかという点である。たとえば、1975年にReynold は kaplan の指摘<sup>(K7)</sup>に基づいて、薄い鉛板をガンマ線から電子へ変換するコンバータとして用い、有効検出視野が $25 \times 25 \text{ cm}^2$ のMWPCを2台対向させた陽電子カメラを試作したが<sup>(R6)</sup>、その検出効率は0.5%と低く解像力も14mmしか得られなかった。

検出効率を向上する第1の方法は変換効率の良いコンバータの開発である。Limらは、はちの巣状の穴をもつ鉛板を4層重ねたコンバータを考案し、これを有効検出視野が $48 \times 48 \text{ cm}^2$ のMWPCの両面にそれぞれ設置した<sup>(L9)(L10)</sup>。コンバータを構成する鉛板の各層はMWPCの多線陰極面に近づくにつれて100Vずつ高い電圧が印加される。従って、511 keVのガンマ線が鉛板に吸収もしくは散乱されて2次電子を放出すると、これらの電子のはちの巣状の穴を通過してMWPCの検出領域に入り、その位置および時間の情報を得ることができる。このコンバータを用いたMWPCの検出効率は6.8%と向上し、彼らの組立てた陽電子カメラは解像力が6mmで時間分解能が300 ns FWHMであった。彼らは、コンバータの材質や設計に工夫をすれば、更にこれらの性能を向上できることを示唆している<sup>(C24)</sup>。

コンバータのその後の開発はJeavons らが行なった<sup>(J10)(J11)(J12)(J13)</sup>。彼らの開発したコンバータは厚さ0.25mmの鉛・ビスマス合金板75枚が使われており、各板間の0.1mmのすき間にはグラスファイバー・エポキシ樹脂が絶縁体として挿入された。また、コンバータは直径0.8mmの穴が1mm間隔であけられ、その両面間には5kVの高電圧が印加された。このコンバータを用いてMWPCは15%の検出効率をもつことができ、陽電子カメラの解像力も2.4mmの良い性能を示している。しかるに時間分解能は500nsecと余り良好ではなかった。彼等は電子の移動速度の速い封入ガスを使用したり、コリメータの合金板の数を減らすなどの工夫をして、時間分解能を100 ns FWHMに改善できることを示しているが、この場合の検出効率は8.5%に減少する結果となった。またBatemanらは多層電極構造のMWPC型RIカメラを用いて、時間分解能が20nsecの性能をもつ陽電子カメラを試作している<sup>(B10)</sup>。

一方、高純度GeやCdTe, HgI<sub>2</sub>等の半導体を用いた陽電子カメラの可能性もLlacerによって検討されているが<sup>(L12)</sup>、511 keVの対消滅ガンマ線に対して高い感度を得るには大きな半導体素子を必要とするためにまだ実用化される見込みはない。

陽電子カメラの特徴の1つは像検出器を動かすことなしに、縦断層像が検出器間の任意の面で得られることである。この特徴を生かすために得られた測定データを計算機で処理し、他の面に存在するRIの影響を完全に排除いた縦断層像を得ようとする研究がなされており、最終的には3次元RI分布像を得ようとする努力が続けられている<sup>(C23)(M46)(T3)(L11)(T44)</sup>。しかし、このような測定データの利用は、角度方向の投影データの集積が不完全であるために、3次元RI分布像を描出するには何らかの仮定を設ける必要があるなどの点で問題が残されている。陽電子イメージングにおいて3次元RI分布像を得る

には次に述べるようなポジトロン ECT 装置を用いるのが確実である。

#### § 2-4 陽電子放射型横断層撮像装置

対消滅ガンマ線の同時計数によって陽電子放出核種の横断層像を得る最初の試みは、1962年に Rankowiz らによって行なわれた<sup>(R 3)</sup>。彼らは、32個の NaI (TI) 検出器を被写体を囲んだリングに沿って配列し、検出器間の同時計数を行なって得られる投影データをもとに R I 像の再構成を試みた。しかし、彼らの像再構成法はまだ不完全なものであったために良質の R I 像を得るには至らなかった。そして、この像再構成のための陽電子放射型横断層撮像法もしくは陽電子放射型コンピュータ断層撮像法 (ポジトロン ECT) と言われる方法の研究が本格的に始まるまでには、あと10年以上の年数が必要であった。

この方法に基くポジトロン ECT 装置の開発においては検出感度を高めることと解像力を上げることに第1の目標がおかれている。この目標に向って種々の方式の装置が開発されてきたが、大別すると3つの方式に分けることができる。1つは、陽電子カメラを回転して多層の横断層像を同時に得ることに重点をおいた陽電子カメラ回転型であり、もう1つはリング状に多数の検出器素子を配列して、1層あたりの検出感度を高めることに第1の重点をおいたリング状多検出器配列型である。そして残りの1つは対消滅ガンマ線の飛行時間差を測定して得られた情報を像再構成に利用するガンマ線飛行時間差測定型である。

##### 2-4-1 陽電子カメラ回転型

陽電子カメラを回転して陽電子放出核種の3次元分布像を得ることが可能であることは、1980年に Colsher によって理論的に裏付けされた<sup>(C 28)</sup>。彼は3次元分布像の再構成を3次元重畳積分の問題として解釈し、フーリエ変換法による像再構成が可能であることを示した。

一方 実際に陽電子カメラを回転して横断像を描出するのに最初に成功したのは1977年のことであり、Muehlelehner ら<sup>(M 46)</sup>とBrownell ら<sup>(B 67)</sup>が行なった。Muehlelehner らはアンガー型 R I カメラを2台対向させた陽電子カメラを用いている。それぞれの R I カメラの前には平行なスリット・コリメータが装着され、各層ごとに同時計数データを独立に集積して、多層の横断層像を同時に得ることができた。

検出感度を向上しようとするれば、むしろスリット・コリメータは除いた方がよい。しかし、コリメータがない場合は連なって得られる各横断層像間で互いに影響を及ぼし合うために、偽像を生じるおそれがあった<sup>(M 46)(A 33)</sup>。

また、Brownell らは多検出器型の陽電子カメラを回転させることによって22層の横断層像をそれぞれ1.4 cm間隔で得ることに成功した。この装置では投影データの標本数を増すために、陽電子カメラの回転だけでなく、平行移動の走査も各单位角度の回転ごとに行なう工夫がなされている。得られた横断層像の解像力は約1 cmであった。また、彼らは検出感度を向上させるには多層のリング状多検出器配列型の方が適していることを示唆している<sup>(B 67)(B 68)(B 69)</sup>。

## 2-4-2 リング状多検出器配列型

### (i) 多角形配列型

1975年、Phelps, Ter-Pogossianらは4つのNaI(Tl)検出器から成る1次元位置検出器を6つ用意して、これらを正六角形のガントリーの各辺に1つずつ配置し、ガントリーの回転を行なうポジトロンEC T装置を試作した(P15)(T27)。同時計数は対向する1次元位置検出器の間で行なわれたが、投影データの標本数を増すために、これらの検出器対は中心対称軸より少しずらして配置させた。彼らは、この装置を陽電子放出核種の横断層像を得るための基礎研究に使用した。

この研究用の装置をもとにして、彼らは翌年に臨床に使用するための実用的な装置を開発した(H17)(H18)(P17)。これは直径5cm、長さ7.5cmのNaI(Tl)結晶を用いた検出器を8個並べて1次元位置検出器とし、その位置検出器を六角形のガントリーの各辺に配置した全身用の装置であった。対向する検出器間の距離は111.2cmあり、有効視野の大きさは48cmであった。位置検出器はおのおのが設置されたガントリーの各辺に沿って平行移動でき、ガントリーが3°回転するごとに5cm走査して投影データの標本数の増加がはかられた。解像力は検出器に取りつけるコリメータによって異なるが、直径2.54cmの開口をもつコリメータの場合は1.2cmであった。この装置を彼らはPETT-IIIと命名したが、ECATと名を改めて商品化も行なわれている(P18)(P19)。

PETT-IIIに用いられた1次元位置検出器は解像力が悪いために走査を行なう必要があった。しかし、検出器の解像力が充分良ければその必要もなくなる。その考え方に基いて Muehllehner はアンガー型RIカメラの位置検出方式を応用したNaI(Tl)の1次元位置検出器を考案した。そしてこの位置検出器6個を六角形のガントリーの各辺に配置したポジトロンEC T装置を提案している(M49)。

### (ii) 円型配列型

1976年、Choらは直径2cm、高さ3.8cmのNaI(Tl)結晶を用いた64個の検出器を直径47cmの円形のふちに沿ってすき間なく並べたポジトロンEC T装置を開発した(C19)(C20)(C22)。使用されている64個の検出器は8個ずつまとめられて8つのグループに分けられ、これらのグループ間同志で同時計数が行なわれた。また、ガンマ線を吸収した検出器の各グループ内での識別がコード化された番号で表わされるなどの工夫によって同時計数回路とデータ処理回路の簡素化がはかられた。投影データの標本数を増す方法として、彼らは隣り合う検出器間の角度の半分だけ回転する半角回転方式を導入している。

同じ年に、Thompsonらは検出器リングの直径が40cmの頭部用装置を製作したが(T34)、この装置は元来、Robertsonが陽電子イメージング用に作ったもので(R9)、直径3cm、高さ2.5cmのNaI(Tl)結晶を用いた32個の検出器から成っていた。ただし、Thompsonらはこれらの検出器を回転できる円形ガントリーに取り付けて、Choらと同様の半角回転を行なっている。この装置は、解像力が3cmと悪いものの、検出器リングが小さいために検出感度が高く、数秒から数十秒ごとにデータの収集を行なうこと

ができた。そのため脳の循環や動態の検査に使用され、生理学的検査におけるポジトロン ECT 装置の有用性を示した<sup>(Y5)</sup>。

一方、菅野らや田中らも64個のNaI(Tl)検出器を円環状に並べた頭部用の装置を開発したが<sup>(K5)(K6)(T18)</sup>、彼らの装置は、更にコリメータを装着することによって単一ガンマ線 ECT も行なえる点に大きな特徴がある。

横断層像の解像力を向上させるには検出器素子を小さくする必要があるが、シンチレーション検出器を使用する場合はPMTの大きさによって小さなシンチレータを密配列することが困難となる。このような困難を解決するために、Derenzo らは検出器を5個ずつのグループに分けて密配列を可能にした<sup>(D5)</sup>。彼らは、まず $8 \times 30 \times 50 \text{mm}^3$ の直方体をしたNaI(Tl)結晶5個をそれぞれ反射材をはさんで密着し、各結晶に結合したライトパイプをそれぞれ $30^\circ$ ずつ異なる方向へ引き出した。次にそのライトパイプのおおのにおの直径38mmのPMTを放射状に取り付けた。このような方法によって、彼らは280個の結晶からなる直径90cmの検出器リングを完成し、全身用のポジトロンECT装置を組み立てた。この装置は結晶の密配列を実現したことにより高い検出感度をもち、横断層像の層の厚さが10mmの場合の感度は中心に棒状線源を置いた状態で150 counts/sec/ $\mu\text{Ci}$ であった<sup>(D8)</sup>。また解像力は視野の中心で7.5mm FWHMを得たが、この装置は静止したまま測定を行なうため、投影データの標本数が不足しており、場所による解像力の変動もみられた。

一般に横断層撮像装置の解像力は検出器固有の解像力だけでなく、投影データの標本密度にも依存する。Cho らが行なったような検出器リングの半角回転は、標本密度を2倍にする効果もつが<sup>(C19)</sup>、更に標本密度を増して解像力を向上させる方式が、1978年Bohm らによって提案された<sup>(B42)</sup>。この方式はウォブリング走査法と言われ、検出器リング全体を微小な半径の円に沿ってゆすることでより標本密度を充分大きくすることが可能となった。彼らの実験結果によるとウォブリング走査を行なわない場合は10.5mmの解像力であったものが、この走査を行なうことによって7mmに改善された<sup>(E8)(E9)</sup>。このため以後に開発されたリング状多検出器配列型のポジトロンECT装置のほとんどがウォブリング走査法を採用している<sup>(H7)(B56)(C28)</sup>。

しかるにこの方式は一様な標本密度を得る上で難しい点があり、再構成された横断層像に微妙な影響を与える可能性がある<sup>(C29)</sup>。そのため、投影データの標本密度を増すための別の方法として1979年に田中らは検出器素子を円形ガントリー上に不均等間隔に並べて、このガントリーを回転する方式を提案した<sup>(T14)</sup>。この方式では一様な標本密度の得られることが特徴であり、山本らは検出器の不均等な並べ方を逐次近似法によって探索している<sup>(Y2)(Y3)</sup>。

対消滅ガンマ線の同時計数における検出効率率は検出器素子の検出効率の2乗に比例する。従って、解像力の向上をめざして小さなシンチレータを検出器素子に使用する場合は、NaI(Tl)よりも一層吸収係数の大きいシンチレータが望まれている。1977年Cho らはゲルマニウム酸ビスマス(BGO)がNaI(Tl)の約3倍も大きい吸収係数をもつた

めに、ポジトロンE C T装置の検出器素子として有用であることを指摘した (C21)。

B G Oを用いた最初のポジトロンE C T装置は1978年、Thompson らが開発して Positome II と名付けた頭部用の装置である (T35)(T36)。彼らの使用したB G O結晶は、下底辺の長さ2.2 cm、上底辺の長さ1.8 cm、高さ3.0 cmの台形の断面をもち、幅が3.0 cmの四角柱であった。彼らはこのB G O結晶64個をそれぞれの間に厚さ2 mm のタングステン板をはさんでリング状に並べ、直径42cmの検出器リングを組み立てた。B G OはNaI(Tl)よりも蛍光量が少なく、蛍光減衰時定数も長いために時間分解能は15~20 ns FWHMと劣化したが、彼らの装置の感度は良好で110,000 counts/sec/ $\mu$ Ci/mlを得た。これは彼らが32個のNaI(Tl)検出器を用いて組立てた最初の装置 (T34) と比べると、約20倍に検出感度が向上している。

それ以後、B G OはNaI(Tl)に代わるポジトロンE C T装置用検出器素子として使用されるようになった。野原らは64個のB G O検出器を円周上に不均等に配列して回転を行なう (T14)頭部用の装置を開発し、7 mm FWHMの高解像力を得た (N16)。Derenzo らも、既に作った全身用装置 (D8)に使用している280個のNaI(Tl)結晶をすべてB G O結晶 (9.5  $\times$  32  $\times$  32 mm<sup>3</sup>) に交換し、感度を以前より2.3倍向上させることに成功した (D11)。また、Brooks はB G O結晶の幅を8.25 mmにして、これを280個用いる頭部用の装置を計画している (B57)(B58)。Burnhamらも幅が7 mmのB G O結晶を密配列してリング状にし、その外周にライトパイプの帯を介して放射状にPMTを配置したポジトロンE C T装置の計画を発表している (B80)。ただし、このようにB G O結晶の幅を小さくしていくと、結晶内でコンプトン散乱したガンマ線がその結晶外へ逃げ出す確率が高くなり、検出効率が低下することを Nahmias が指摘している (N1)。

B G O検出器は蛍光減衰時定数が300 nsであり、比較的長いために高計数率特性が制限される。1981年 Ter-Pogossian らはNaI(Tl)と同程度の検出感度をもち、蛍光減衰時定数が5 ns と短いCsFシンチレータをポジトロンE C T装置の検出器素子に使用した (T30)(T31)(Y4)(F2)。P E T T V I と名付けられたこの装置は高計数率特性が優れているために動態撮影に適している。

### (iii) 多断層型

陽電子放出核種の3次元分布像を得るには多角形もしくは円形配列型の多検出器リングを幾つか用意して、これを同軸にして連結した多断層型の装置を使用するのが最も有望であると考えられる。

1978年、Ter-Pogossian らは7層の横断層像を同時に得るために六角形型の多検出器リングおよび円形型の多検出器リングによる多断層型装置を開発し、それぞれにP E T T I V (T28)(M51)、並びにP E T T V (T29)(M52)という名称をつけた。これらの装置には細長いNaI(Tl)シンチレータに2つのPMTを結合した1次元位置検出器が用いられており、各検出器は2つのPMTの出力信号の比によって4つの検出領域に位置弁別された。彼らは、この1次元位置検出器をリング状に配列して、各シ

シンチレータの区分された4つの領域がそれぞれ独立した4層の横断層像を得るための検出器素子となるようにした。また、これらの検出器素子による4層の検出器リングにおいて、隣り合う検出器リング間の同時計数を行えばその間の横断層像も得られるために、同時に7層の横断層像を描出することができた。なお NaI (Tl) 検出器の検出器リングを2つ並べて3断層を得る装置も市販された<sup>(W7)</sup>。

一方、Hoffman らは88個のBGO結晶 ( $17 \times 27 \times 29 \text{mm}^3$ ) を用いて1リングの円形配列型装置をつくり、これを3リング重ねた5層用の多断層型装置を開発した<sup>(H19)</sup>。これは頭部用装置であり、NEUROCATと命名された。BGO検出器を用いた全身用の多断層型装置<sup>(T1)</sup>が臨床に使用される日も近い。

### 2-4-3 ガンマ線飛行時間差測定型

対消滅ガンマ線の飛行時間差が0.1 nsの精度で測定できれば約1.5 cmの解像力で陽電子核種の3次元分布像を得ることが可能となる<sup>(B75)(N11)</sup>。現在のところ、0.1 ns以下の時間分解能を得ることは困難であるが、1980年 Allemand, Mullani らはCsFシンチレータが511 keVガンマ線に対する吸収係数がNaI (Tl)とほぼ同じで、約0.4 ns FWHMの時間分解能が得られることに注目し、CsF検出器を用いたガンマ線飛行時間差測定法による陽電子イメージングが有望であることを指摘した<sup>(A3)(M53)</sup>。

しかるに、0.2~0.4 ns程度の時間分解能に対応する解像力は3~6 cmであるため、ガンマ線飛行時間差測定だけでRI分布像を得るのはこの場合得策でない。Mullani はガンマ線飛行時間差測定法を通常の横断層像を得るための再構成法と同時に用いることを提案した<sup>(M54)</sup>。ガンマ線飛行時間差測定による情報を用いれば、投影データの像再構成の際に逆投影する範囲を限定することができるために、再構成像の解像力を向上することはできなくとも、そのS/Nを向上できる。富谷<sup>(T40)(T41)</sup>とSnyder<sup>(S14)</sup>は、それぞれこの方法に対して理論的な検討を行なっている。

以上の方法に基づいてCsF検出器を用いたガンマ線飛行時間差測定型のポジロンECT装置が現在計画され、実用化されつつある<sup>(M55)(T30)(T31)</sup>。

## § 2-5 結 論

今迄述べてきたように、RIイメージング装置における検出器として、気体検出器や半導体検出器を利用する研究が多数行なわれており、成果もあげられてはいるが、実用的な観点からすると、もっぱらシンチレーション検出器が主導的な役割を果たしてきた。

その最大の理由は、シンチレーション検出器のもつ高い検出感度にある。RIイメージング用検出器は一般に高い検出感度をもつことが要求されるが、横断層像を得ようとする場合には特にこの特性が重要視される。また、シンチレーション検出器は、放射線によってもたらされるエネルギー、時間および位置の情報が高速に出力信号から引き出せることや、PMTの使用によって雑音に強い安定した出力信号が得られる等の利点を持っている。また、シンチレータがガンマ線を蛍光光子に変換する事象を効果的に利用して、使用目的に応じ

た検出器を組み立てることができる便利さも見逃せない利点である。R I イメージング装置はR I 分布像を得る方法やその使用目的によって種々の形状や大きさの検出器を必要とするが、シンチレーション検出器はその要求に充分対応できる自由度をもっている。

R I イメージングにおける多様な装置のなかでも、特にポジトロンE C T装置の検出器には最も厳しい性能が要求される。その要求は単に検出感度だけではなく、エネルギー、時間および位置の特性にまで及ぶ。そして、ポジトロンE C T装置用検出器の開発研究の中から NaI(Tl)以外にB G Oのような新しいシンチレータや、CsF のように従来は像検出器として使用されなかったシンチレータを利用する道が開けた。

以上のようにR I イメージングの目的や方法によって使用するシンチレータが異なり、検出器の構成並びにその使用法も異なることから、個々の具体的な検出器の設計開発にあたっては、シンチレーション検出器のもつ基礎的特性を踏まえた上でその持っている能力を最大限に引き出す工夫が必要とされる。

### 第3章 シンチレーション検出器系の 分解能に関する理論的考察

#### §3-1 序

シンチレーション検出器は、放射線がシンチレータで吸収されて生じた可視領域の光を光電子増倍管(PMT)で電流パルスに変換するという特徴を生かして広い分野で放射線計測に用いられている(H6)(B54)。特に、生体内のアイソトープ(RI)の分布像を得る核医学用RI像検出器では高い検出効率が要求されるため、NaI(Tl)やBi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>(BGO)の結晶のように比較的蛍光減衰時間の長いシンチレータが多く用いられている。

良質のRI分布像を得るためには、RI像検出器によってガンマ線のエネルギー、時間および位置の情報を精度良く得ることが望ましい。特に、動態機能の診断や短寿命RIの利用および陽電子放出核種の分布像を得るための陽電子イメージングにおいては、これらの特性以外に高計数率特性の良いことが望まれる(B75)。しかるに、これらに使用されるシンチレーション検出器では、シンチレータの蛍光量および蛍光減衰時定数に応じて、PMTの第1ダイノードに到達する単位時間あたりの光電子数が統計的に変動するため、出力のシンチレーション電流パルスの波形が変動する。これは検出器の計数率特性を制限する原因の1つとなる。

また、このシンチレーション電流パルスの変動は検出器のエネルギー、時間および位置の分解能に影響を及ぼす。たとえば、単一エネルギーのガンマ線がシンチレータに吸収されるごとに、検出器の出力電流パルスを積分すると、得られる電荷量は各ガンマ線の吸収ごとに変動する。エネルギー分解能は、この電荷量の変動に起因しており、2つの成分に分けることができる(B52)。1つはPMTの第1ダイノードで得られる光電子数が有限であるために生じる成分(統計的成分) $V_s$ であり、もう1つはシンチレータ自身もしくはPMTの光電陰極面の不均一性等に起因する成分(非統計的成分) $V_c$ である。

時間分解能については、検出器出力電流パルスの波形処理方法とトリガー・レベルに依存するが(G5)、やはりシンチレーション電流パルスの変動がその特性を制限しており、2つの成分に分けられる。その1つはエネルギー分解能の成分 $V_s$ と関連した統計的成分 $\epsilon_s$ であり、もう1つは $V_c$ と関連した非統計的成分 $\epsilon_c$ である。

一方、1つのシンチレータに幾つかのPMTを結合してシンチレータ内の蛍光光子をこれらのPMTで同時に受光すれば、PMTの出力信号を用いて適当な演算を行なうことによって発光した位置が決定できる(A12)。この場合の位置分解能は、検出器を構成するシンチレータ、ライトガイドおよびPMTの配置方法や位置決定のための演算方法にも勿論依存するが(S28)、やはりエネルギー分解能と同様に2つの成分に分けることができる。その1つは $V_s$ に関連した統計的成分 $\sigma_{L_s}$ であり、他の1つは $V_c$ に関連した非統計的成分 $\sigma_{L_c}$ である。

このように、シンチレーション電流パルスの変動は検出器のそれぞれの分解能に対して影響を及ぼし、その影響の大きさはシンチレーション電流パルスに施される波形整形法もしくは

は演算法に依存する。即ち、検出器に後続する回路に依存することになる。しかもその回路による影響は、分解能の各成分によって異なる。従って、個々の検出器に対して、これらの分解能の成分を解明し、その大きさを知ることは、波形整形回路とその検出器とを組み合わせた検出器系に対して、その性能を予測し、適切な使い方をする上で有益である。特に、シンチレーション検出器の高計数率特性を向上させるために用いられるパルス短縮回路の場合には、エネルギーおよび位置の分解能に大きな変化を生じるので、それらの成分の解明が重要となる。

従来から検出器自身の出力信号に対する分解能の研究については、エネルギー、時間、位置に関してそれぞれ優れた成果がある。しかし、シンチレーション電流パルスの波形整形や演算によって起きる分解能の変動を考慮する場合には検出器と後続する回路とを一体の検出器系として考察することが必要である。それにもかかわらずこのような検出器系を取り扱う包括的な理論はまだ提案されていない。

以下、第2節においては、シンチレーション検出器のエネルギー、時間および位置に関する分解能の研究の推移とその成果について述べる。

第3節においては従来、シンチレーション検出器の出力信号のゆらぎの成分を解明するために用いられてきた確率的母関数の方法を拡張して、波形処理等の回路による影響も含んだ検出器系としての出力信号の形成過程を考慮する。そして、この検出器系のエネルギー、時間および位置に関する分解能を考慮して、そのおのおのの成分に対する回路の影響を明らかにする。

第4節においては、検出器の高計数率特性を改善するためのシンチレーション電流パルスの波形の短縮が、エネルギーおよび位置の分解能にどのような効果を与えるかという問題について、前節で展開した理論に基いて検討する。

第5節では結論を述べる。

## § 3-2 分解能に関する研究の推移と成果

### 3-2-1 概 論

シンチレータとPMTを組み合わせてシンチレーション電流パルスを取り出すシンチレーション検出器が最初に放射線計測に用いられたのは1944年のことであったが(C44)、その本格的な利用が行なわれるようになったのは1947年頃からであった(C30)。それ以後、シンチレーション検出器の発達が目ざましく(C45)(M38)(B36)(N5)(S6)(C42)、今日でも放射線測定器の中で重要な位置を占めている(H6)(B54)。

シンチレーション検出器の第1の特徴は、1947年にKallmannが示したように(K3)、透明度が高く容積の大きいシンチレータが容易に得られるために検出感度の大きな検出器を製作できることである。第2の特徴はシンチレーション電流パルスを積分して得られる電荷量が、シンチレータに吸収された荷電粒子のエネルギーに比例することから、そのエネルギー分析ができることである。特に1948年、HofstaterがNaI(Tl)シンチレータを開

発してからは(H 21)、NaI(Tl)検出器がガンマ線エネルギー分析器として広く使用されるようになった。第3の特徴は、1949年にBellらが指摘したように、速い時間応答をすることである(B 17)。そのため、短寿命核種の寿命の測定や同時計数などの高い時間分解能を必要とする放射線計測に大いに役立てられてきた。そして第4の特徴としては、1958年にAngerが開発したRIカメラ(A 12)のように1つのシンチレータと幾つかのPMTを組み合わせることによって、放射線の位置検出を行なえることが挙げられる。

これらの特徴から、シンチレーション検出器は放射線、特にガンマ線検出用に最適であり、エネルギー、時間および位置の情報を効率良く得ることのできる検出器として広く使用されるようになった。その普及と共に、エネルギー、時間および位置に関する分解能を向上させる努力が行なわれ、同時にこれらの分解能の原因に深い関心が持たれるようになった。

### 3-2-2 エネルギー分解能

シンチレーション検出器が使用され始めた頃は、単一エネルギーの放射線の吸収によって、シンチレータ内に生じる蛍光発光の光子数の分布が、ポアソン分布に従うと考えられており、エネルギー分解能は単に光子数が有限であることと、PMTにおける増倍過程によって決められると考えられていた(E 5)(M34)(H32)(S 5)。このような原因によって生じるエネルギー分解能の成分は通常光電子増倍管バリエーションと呼ばれているが、理想的なPMTを使用しても蛍光発光の光子数が有限であればこの成分が消えることはないので、本稿では統計的バリエーション( $V_s$ )と名づけることにする。また、PMTの増倍過程においてエネルギー分解能に影響を及ぼすのは、その増倍度Mの相対バリエーション $V_M$ であり、次の関係式によって $V_s$ に含まれる。

$$V_s \propto (1 + V_M)$$

$V_M$ を生じる第1の原因としては、PMTの各ダイノードにおける電子の増倍度の統計的変動があげられる。 $V_M$ のその他の原因として、PMTに印加する電源電圧の変動や、温度変化、経年変化、および計数率の変化等による増倍度Mの非統計的変動が考えられるが、これらの非統計的変動は検出器の出力を安定化する技術の進歩(Y 6)によって、増倍度Mの統計的変動による効果に対して充分無視できるようになった。

増倍度Mの統計的変動に起因する $V_M$ の大きさを評価するには、PMTにおける電子の増倍過程を解明する必要がある。最初はPMTの各ダイノードにおける2次電子の放出がポアソン分布に従うと考えられていた(M32)(W 11)(M33)(W 13)(J 1)(L 14)(B 12)。しかるに、ポアソン分布の仮定によると実際のPMTにおける単一光電子の波高分布と矛盾が生じる。この矛盾を説明し得る2次電子放出の分布は、1966年にPrescottが解明した(P 29)。彼はPolyaのモデルに基づく2次電子放出の分布を提案し、電子の増倍過程の理論的な分析によって $V_M$ の値を評価した。なお、Prescottの行なった2次電子放出の分布の解明とは別に、この分布を複数ガウス・モデルで表わす試みもある(B 5)。

シンチレーション検出器がガンマ線エネルギー分析器として重要な役割をもつようになると、そのエネルギー分解能の成分は、 $V_S$  以外に少なくとも2つ存在することが確認された。その1つの成分は、1952年に Garlick らが指摘したように<sup>(G1)(R7)</sup>、シンチレータにおける蛍光光子数の分布がポアソン分布からずれることに起因する成分であり、これを固有バリエーション( $V_I$ )という。

また、もう1つの成分は、シンチレータ内の光子をPMTの光電面で光電子に変換する確率 $T$ が変動することに起因する成分であり、これを交換バリエーション( $V_T$ )という。

$V_T$ の主たる原因は、1950年の Belcher の指摘どおり、放射線がシンチレータ内の幾つかの異なる点で吸収され、蛍光することにあるが<sup>(B16)</sup>、PMTの光電面における量子効率が不均一であることもその一因となる<sup>(G16)(T2)</sup>。1955年、Breitenberger は、電子に対するアントラセン・シンチレータの応答をまとめたHopkinsの資料<sup>(H27)</sup>を分析して、 $V_T$ の値を求めた。

一方、Wright や Breitenberger は確率的母関数を用いてシンチレーション検出器の出力信号の形成過程を表わし、エネルギー分解能が、以上に述べた3つの成分 $V_S$ 、 $V_I$  および  $V_T$  から成ることを理論的に解明した<sup>(W13)(B52)</sup>。このようにして、エネルギー分解能の成分に関する理論的な裏付けがされたことは、特に NaI (T1) 検出器に関する研究を進める上に大きな役割を演じた<sup>(H9)(B37)(Z4)(T32)(I5)(B77)(P27)(H10)(N3)(N4)</sup>。たとえば、単一エネルギーのガンマ線に対する NaI (T1) 検出器のエネルギー分解能が、ガンマ線のエネルギーの平方根に逆比例しないことが、1956年の Bernstein<sup>(B31)</sup>、Kelley ら<sup>(K20)</sup>の実験データや、その後の Julke<sup>(J17)</sup>、Bissi ら<sup>(B37)</sup>の実験によって解明されたが、この現象の発見にとどまらず、分解能を成分ごとに分けることによって、初めてガンマ線とシンチレータとの相互作用に関する研究の道が開かれた。

NaI (T1) シンチレータは低エネルギーのガンマ線に対して非直線的な応答を示すが<sup>(P32)(F11)(E4)(I4)(K1)(C26)(J15)</sup>、その理由は、ガンマ線のエネルギーに対する光子の発生量の割合がシンチレータ内でつくられる2次電子のエネルギーに依存するためである<sup>(M62)(M63)</sup>。1961年、Zerby、Thieberger および Iredale らは、ガンマ線の光電吸収およびコンプトン吸収過程によって、シンチレータ内でつくられる電子のエネルギー分布に着目して、上に述べた光子発生率のエネルギー依存性がエネルギー分解能の成分 $V_I$ を生じる原因となることをつきとめた<sup>(Z4)(T32)(I5)</sup>。また、Burchが指摘したエネルギー分解能に対するデルタ線の影響<sup>(B77)</sup>も、同様の理由で $V_I$ の一部として現われることがIredaleによって明らかにされた<sup>(I5)</sup>。1968年、Narayan は、モンテ・カルロ法によって10keVから1MeVまでのガンマ線に対するNaI(Tl)の $V_I$ の値を推定したが<sup>(N4)</sup>、それによると直径1.25cm、高さ1.25cmの円筒形NaI(Tl)の場合、 $V_I$ の値は約500keVのガンマ線に対して極大となり、エネルギー分解能への寄与は半値幅で約7.4%となる。

エネルギー分解能のもう一つの成分 $V_T$ は、放射線をシンチレータに局所的に照射するか一様に照射するかで異なる値を示す点に特徴がある。1958年、Bisiはシンチレータに照射

するガンマ線のエネルギーを増すと、シンチレータ内におけるガンマ線の多重相互作用のために発光点が平均化されて $V_T$ の値が減少することを指摘した(B 37)。また、Prescottらは、NaI(Tl)検出器の場合には、入射ガンマ線のエネルギーを減少させても $V_T$ の増加が続くのは約250keVまでであり、それ以下のエネルギーでは発光点の局所化のために $V_T$ は減少し始め、100keV以下になるとほとんど一定となることを明らかにした(P 27)。

なお、NaI(Tl)検出器以外にCsI(Tl)検出器に関するエネルギー分解能の研究も同様にして、Hillらによって行なわれた(H 10)。シンチレーション検出器のエネルギー分解能の成分に関する研究はこれまで述べてきた以外にも数多くなされているが、その詳細については飯沼の解説が参考となる(I 2)。

### 3-2-3 時間分解能

シンチレーション検出器の時間分解能をシンチレーション電流パルスの統計的変動に起因するものとして、最初に論じたのは1950年のPostらであった(P 25)(P 26)。彼らは、PMTの増倍過程で生じる時間的変動を無視し、蛍光発光により得られる光子数がポアソン分布に従うと仮定して、PMTで得られる光電子を検出する際の時間変動を理論的に求めた。

しかるに、実際の検出器の時間分解能はPMTにおける信号の伝達時間の変動(M 34)や電子の増倍度のゆらぎに起因する $V_M$ の存在(M 21)によって増加する。1964年、Eulingらは時間に依存した確率的特性関数を用いてPMTの増倍過程を分析し、その理論的考察から単一光電子がPMTで増倍されて得られる出力パルスの伝達時間の変動を理論的に求めた(E 10)。

PMTによる時間変動を考慮したシンチレーション検出器の時間分解能の理論的分析は、Gattiらのグループによって最初に試みられた(C 27)(G 2)。彼らは単一光電子に対するPMTの出力応答関数(単一光電子応答関数)の特性を決める幾つかのパラメータを選び出し、これらのパラメータが検出器の時間分解能にどのような寄与をするかについて考察すると同時に、単一光電子応答関数を用いた時間分解能の理論式を導き出した。

時間分解能は、検出器に接続する回路で決められる時間検出法にも依る。Gattiらは解析的な計算を行なって、幾つかの時間検出法と時間分解能の関係を示したが(C 27)(G 2)、その結果は実験と一致せず、不満足なものであった。種々の時間検出法やトリガー・レベルに対する時間分解能の評価は、その後も多くの研究者によって行なわれた。そして、解析的な方法だけではなく、モンテ・カルロ法も適用され、次第に実験との矛盾が少ない時間分解能の理論がつくられた(A 28)(E 2)(E 3)(G 3)(G 4)(H 36)(H 37)(S 11)。これらの理論より、プラスチック・シンチレーション検出器のような短い蛍光減衰時定数をもつシンチレーション電流パルスに対しては、ある一定のトリガー・レベルにおいて、時間分解能の極小値の得られることが説明できるようになった。

最も良い時間分解能を得る方法として、1966年、Gattiは特殊なフィルター回路を適用すれば良いことを理論的に示したが(G 6)、実用上はGedckeらが1967年に提案した

コンスタント・フラクシオン法<sup>(G 7)(M 15)</sup>が、良い時間分解能を実現する簡便な方法として、現在でも広く使われている。コンスタント・フラクシオン法は、同時に検出器出力パルスの波高値が広い範囲に分布する場合の時間検出法としても有力である<sup>(G 7)</sup>。

シンチレーション検出器の時間分解能に関する実験は多数行なわれたが、それらの結果はまだ理論と一致しない点がいづらかあった<sup>(M 35)</sup>。しかし、それらの不合理な点もシンチレータ内の光の反射や伝播による信号の伝達時間の変動<sup>(B 34)</sup>を考慮して時間分解能の推定を行えば、実験結果を良く説明できることが判明した<sup>(C 25)(N 19)(B 28)(B 35)</sup>。

一方、エネルギー分解能の理論を展開する上で成功を納めた確率的母関数による方法が時間分解能の理論的考察を行なう場合にも適用できることを1966年にGattiらが指摘した<sup>(G 5)</sup>。彼らは時間に依存する確率的母関数によって検出器出力信号の形成過程を記述し、各時点における出力信号の変動を求める方法を紹介した。この方法によってDonatiらおよびBertolocciniらは、従来のいわば発見的な理論に基づく時間分解能の式が導けることを示し、時間分解能に関する理論的基礎を固めた<sup>(D 21)(B 32)</sup>。

しかるに、彼らの理論ではシンチレーション電流パルスの平均波形がPMTで得られる光電子の数の有限性によって起きる統計的変動に大きく左右されないことが必要条件であるため、光電子の数が少なく統計的変動が大きい場合には適用できなくなる。このように統計的変動の大きい場合について、1965年Bellは検出器の時間分解能が近似的に統計的成分と非統計的成分の2つの成分に分離できると考えた<sup>(B 18)(B 19)</sup>。また、別の試みとして、1968年Kuchnirら<sup>(K 35)</sup>、およびAkimov<sup>(A 1)</sup>は、Postらの時間分解能に関する理論<sup>(P 25)</sup>を応用して、PMTの第1ダイノードで最初の何番目かに得られる光電子の検出に対する時間スペクトルを求めることから時間分解能を得る方法を提案した。この方法は、更にHohenemserらやAkimovら並びにLynchによってPMTの単一光電子応答関数を考慮したものに改良され、種々の時間検出法に対する時間分解能の値が推定された<sup>(H 22)(A 2)(L 17)</sup>。

### 3-2-4 位置分解能

シンチレーション検出器の位置分解能に関する研究は、そのほとんどがアンガー型RIカメラ<sup>(A 12)</sup>に用いられるガンマ線の2次元位置検出器に関連して行なわれてきた。

ガンマ線を検出する場合に、その位置分解能を劣化させる原因の1つは、検出器におけるガンマ線の多重相互作用である。1964年、Angerはアンガー型RIカメラに用いるNaI(Tl)シンチレータの厚みを変えた場合に、ガンマ線のシンチレータ内における相互作用によって位置分解能がどのような変化を受けるかについて計算を行なった<sup>(A 19)</sup>。これは位置分解能の非統計的成分 $\sigma_{LC}$ を生じる原因の1つであるが、彼はこの計算から $\sigma_{LC}$ がガンマ線のエネルギーとシンチレータの厚みに深く関係していることを示し、ガンマ線に対する検出感度を向上するためにシンチレータの厚みを増すと $\sigma_{LC}$ が増加することを指摘した。

一方、アンガー型RIカメラの位置分解能は、 $\sigma_{LC}$ の値がガンマ線のエネルギーに依存することだけでは説明できない程のエネルギー依存性を示す<sup>(A 21)(L 5)(N 14)</sup>。

しかも、PMTの量子効率を向上すると、どのガンマ線エネルギーに対しても一様に位置分解能が向上する(A 21)。これらは、エネルギー分解能の統計的成分  $V_s$  と同様、PMTの第1ダイノードで得られる光電子数の統計的変動に起因しており、位置分解能の統計的成分  $\sigma_{Ls}$  の存在を示している。

位置分解能における統計的成分  $\sigma_{Ls}$  に関する最初の理論的研究は、1967年に Bakerらによって行なわれた(B 3)。彼らはまず、シンチレータに取りつけたすべてのPMTにおいて得られる光電子の数がポアソン分布をすると仮定し、シンチレータ内の発光点から各PMTを見込む立体角からそれらに配分される平均光電子数の割合を決定した。次に各PMT出力に対して発光点の位置演算のための係数を乗じて加算し、位置信号を求めると同時に、その位置信号の分散 $\sigma_{Ls}^2$ を算出した。その結果、 $\sigma_{Ls}^2$ は、エネルギー分解能の統計的成分  $V_s$  に比例することが明らかとなった。その他に彼らは良い位置分解能を得るためのライトガイドの厚さとPMTの大きさの関係や位置演算法について論じており、特に位置演算法は Mallard が指摘したように(M 4)、位置信号をエネルギー信号で規格化するのが良いことを指摘している。

また、Svedbergは幾つかの位置演算法に対する位置分解能を計算機を用いたシミュレーション実験によって求め、Bakerら(B 3)と同様の結論を得た(S 27)(S 28)(S 29)。

一方、1970年、田中らはアンガー型RIカメラから得られる位置信号が発光点に関して解析的な関数で与えられる場合について、その位置分解能の統計的成分  $\sigma_{LC}$  が最小値をとるための位置演算法に対する条件を求めた(T 4)。彼らはその条件を満たす位置演算を行ないやすくするために、遅延線を用いて位置座標を時間座標に変換する新しい位置演算法を開発し、この方法に基いたアンガー型RIカメラを試作した(H 14)。また、この新しい位置演算方式が従来の方式よりも良い解像力を与えることを示した(N 14)(T 5)。

1977年には Degerineらが幾つかの統計理論を導入して、アンガー型RIカメラの位置分解能について論じたが、このなかで、田中らが良い解像力を得るために開発した位置演算法(T 4)は、最尤法に基いた位置検出法と全く等価であることを指摘している(D 3)。

### § 3-3 分解能に関する理論

#### 3-3-1 概 論

一般に検出器の出力信号から何らかの情報を得る場合に、その情報の値が変動する原因を知るには検出器の出力信号の形成過程を考慮しなければならない。シンチレーション検出器の場合、その出力信号の形成過程は次の3つの段階から成るカスケード過程とみなすことができる。まず第1の段階では、シンチレータ内で放射線が吸収されて光子に変換される。次に、第2の段階でこれらの光子がPMTの光電陰極面で光電子に変換される。そして、最後にこれらの光電子がPMTの多段のダイノードを経て増倍され、アノードにシンチレーション電流パルスを生じる。

前節の分解能に関する研究の推移と成果のなかで述べたように、このようなカスケード

過程に基くシンチレーション電流パルスの形成に対しては確率的母関数を道具立てとした統計的理論の適用が有効であり、特に、エネルギー分解能の研究において成果が得られた。

確率的母関数（以後は単に「母関数」と称する）の概念は、1812年に Laplace が離散的確率変数を取扱う手法として導入したものであるが、Fellerによれば<sup>(F 1)</sup>この方法は役に立つにもかかわらず、長い間その力を引き出して利用されることが少なかった。いま、非負の整数値のみをとるある確率変数  $Z$  において  $Z=k$  の値をとる確率が  $p_k$  であるとすれば、この確率変数  $Z$  の母関数  $G_Z(s)$  は次の式で定義される。

$$G_Z(s) = \sum_k p_k s^k \quad (3-1)$$

ここで、勿論  $G_Z(1) = 1$  である。

母関数の優れた性質の1つは、任意の次数のモーメントが母関数を微分することによって簡単に得られることである。たとえば、 $Z$  の平均値  $\bar{Z}$  および分散  $\sigma_Z^2$  は次式によって与えられる。

$$\bar{Z} = G_Z'(1) \quad (3-2)$$

$$\sigma_Z^2 = G_Z''(1) + G_Z'(1) - \{G_Z'(1)\}^2 \quad (3-3)$$

母関数にはその他にも幾つの特徴がある。

(i) 互いに排他的な事象  $A, B, \dots$  がそれぞれ  $g_A, g_B, \dots$  の確率で起きる事象に対する母関数は

$$G(s) = g_A A(s) + g_B B(s) + \dots \quad (3-4)$$

で表わされる。ただし、 $A(s), B(s)$  はそれぞれ  $A, B$  の母関数である。

(ii) 2つの事象、 $A, B$  が互いに独立であるとするれば、和  $(A+B)$  の母関数  $G(s)$  は次の式で表わされる。

$$G(s) = A(s) B(s) \quad (3-5)$$

(iii) 最初に事象  $A$  が起き、次に事象  $B$  の起こるカスケード事象における母関数は

$$G(s) = G_A \{ G_B(s) \} \quad (3-6)$$

で表わせる。

これらの母関数の特徴を生かして応用され、成果のあった例としては、放射線計測における計数の統計的問題<sup>(R 2)</sup>、原子炉における中性子密度の考察<sup>(F 12)</sup>、放射性同位元素の崩壊における連鎖の考察<sup>(J 16)</sup>、2次電子の増倍過程の考察<sup>(W 11) (P 28) (P 29)</sup>などがあげられる。

シンチレーション検出器の分解能については、エネルギーおよび時間に関してのみ母関数の応用がなされるだけで、位置分解能についてはまだ本格的に母関数が適用された例がない。しかも、検出器とそれに後続する回路とを一体の検出器系とみなして、この検出器系に母関数を応用した試みもまだ行なわれていない。

本稿では、このような検出器系の出力信号の形成過程を、時間を変数として含む母関数で記述することにより、検出器系のエネルギー、時間および位置の分解能を考察する。

### 3-3-2 エネルギー分解能

初めに1つのシンチレータと1つのPMTから成るシンチレーション検出器にある一定の応答関数  $r(t)$  をもつ回路を後続させた放射線応答系(図3-1)を考察する。この系

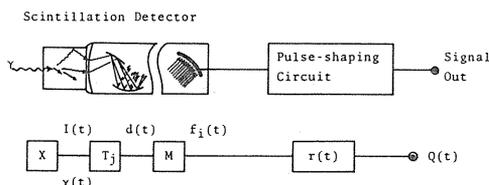


図3-1 シンチレーション検出器系

の出力信号が形成される過程を考慮すれば、母関数に関する性質(3-4)~(3-6)から補助変数  $s$  を用いて、次のような時間  $t$  に依存した母関数  $G_Q(s, t)$  で出力信号の波高  $Q(t)$  の分布が表わせる(M61)。

$$G_Q(s, t) = \sum_j g_j G_X \{ I(t) * G_{T_j} \{ d(t) * \sum_i u_i G_M (s^{f_i(t)} * r(t)) \} \} \quad (3-7)$$

ここに  $g_j$  はシンチレータ内の  $j$  点で放射線を吸収し発光する確率を示し、 $G_X(s)$  はシンチレータ内の蛍光による全光子数  $X$  の分布を記述する母関数、 $G_{T_j}(s)$  は各発光点  $j$  に対してPMTの第1ダイノードで光電子が補獲できる割合  $T_j$  の分布を表わす母関数、そして、 $G_M(s)$  はPMTにおける光電子の増倍度  $M$  の分布を表わす母関数である。

また、 $I(t)$  は一回の蛍光発光で得られる光子数の時間依存性を示す分布関数、 $d(t)$  はPMTにおける信号の伝達時間に関する分布関数、そして  $f_i(t)$  は確率が  $u_i$  で与えられているPMTの単一光電子応答関数を示す分布関数である。これらの分布関数は、 $t < 0$  に対しては0の値をとり、全時間領域にわたる積分値は1である。

回路の応答関数  $r(t)$  は、入力電流  $i(t)$  に対し、回路の出力電圧が  $v(t)$  で与えられるとき、次の式で定義される。

$$\begin{aligned} V(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} i(x) \cdot r(t-x) dx \\ &= i(t) * r(t) \end{aligned} \quad (3-8)$$

(3-7)式における演算記号  $*$  は(3-8)式で明らかのように、たたみ込みを示す。

シンチレータ内で発生した光子がPMTの光電面に到達するまでの時間はその発光点や

伝播経路によって変動するが、ここではこの到達時間に関する分布関数が発光点によらず、 $x(t)$ で表わされるとすると、母関数  $G_{Tj}(s)$ を次式で与えることができる。

$$G_{Tj}(s) = x(t) * \{ (1 - T_j) + T_j s \} \quad (3-9)$$

(3-9) 式を (3-7) 式へ代入すると、

$$G_Q(s, t) = \sum_j g_j G_X \{ I^*(t) * \{ (1 - T_j) + T_j \sum_i u_i G_M(s^{f_i(t) * r(t)}) \} \} \} \quad (3-10)$$

$$\text{ただし、} \quad I^*(t) = I(t) * x(t) * d(t) \quad (3-11)$$

$I^*(t)$ は等価発光関数と名づけられている。

出力信号の波高  $Q(t)$ の平均値  $\bar{Q}(t)$ および分散  $\sigma_Q(t)^2$ は、それぞれ (3-2)、(3-3) 式を用いて (3-10) の母関数より得られるが、その際に必要とされる幾つかの関係式をまず導くことにする。(3-2)、(3-3) 式より蛍光発光による全光子数  $X$ の平均値  $\bar{X}$  および相対バリエーション  $V_X$ は次の式で与えられる。

$$\bar{X} = G_X'(1) \quad (3-12)$$

$$V_X = \frac{1}{\bar{X}^2} (G_X''(1) + \bar{X} - \bar{X}^2) \quad (3-13)$$

同様にして、PMTの増倍度  $M$ の平均値  $\bar{M}$ および相対バリエーション  $V_M$ も次の式で表わせる。

$$\bar{M} = G_M'(1) \quad (3-14)$$

$$V_M = \frac{1}{\bar{M}^2} (G_M''(1) + \bar{M} - \bar{M}^2) \quad (3-15)$$

また、光子・光電子変換率  $T_j$ の平均値  $\bar{T}$ および相対バリエーション  $V_T$ は次式で与えられる。

$$\bar{T} = \sum_j g_j T_j \quad (3-16)$$

$$V_T = \frac{1}{\bar{T}^2} (\sum_j g_j T_j^2 - \bar{T}^2) \quad (3-17)$$

一方、PMTの単一光電子応答関数の平均関数  $f(t)$ は、

$$f(t) = \sum_i u_i f_i(t)$$

で与えられるが、いま  $f_i(t)$ の重心はすべて  $t = b$  であり、その幅  $\lambda_i$ のみが変動すると仮定すれば、

$$f_i(t) = \frac{\lambda_0}{\lambda_i} f \left\{ \frac{\lambda_0}{\lambda_i} (t - b) + b \right\} \quad (3-18)$$

と書くことができる。従って、 $f(t)$ の分散は近似的に次式で表わせる。

$$\sum_i u_i f_i(t)^2 = f(t)^2 + V_\lambda \{ (t - b) f'(t) \}^2 \quad (3-19)$$

ただし、 $V_\lambda$ は幅  $\lambda_i$ の相対バリエーションであり、

$$V_{\lambda} = \sum_1 u_i (\lambda_i - \lambda_0)^2 / \lambda_0^2 \quad (3-20)$$

で与えられる。

以上に導いた式を用いると、 $\bar{Q}(t)$  および  $\sigma_Q(t)^2$  は次式によって表わせる。

$$\bar{Q}(t) = \bar{X} \bar{T} \bar{M} I^*(t) * f(t) * r(t) \quad (3-21)$$

$$\begin{aligned} \sigma_Q(t)^2 = & (\bar{X} \bar{T} \bar{M})^2 \{ \{ I^*(t) * f(t) * r(t) \}^2 \{ V_T + (1 + V_T) (V_X - \frac{1}{\bar{X}}) \} \\ & + I^*(t) * \{ f(t) * r(t) \}^2 \cdot \frac{1 + V_M}{\bar{X} \bar{T}} \\ & + I^*(t) * \{ (t - b) f(t) * r'(t) \}^2 \frac{(1 + V_M) V_{\lambda}}{\bar{X} \bar{T}} \} \end{aligned} \quad (3-22)$$

しかるに、(3-22)式の大カッコ内の3つの項のうち、最後の項は  $V_{\lambda}$  が充分小さいと考えられるので理論を簡単にするために以後においては無視することにする。従って、エネルギー分解能の2乗に相当する出力信号  $Q(t)$  の相対バリエーション  $V_Q$  は次の式で与えられるように2つの項で表わされる。

$$V_Q = \frac{\sigma_Q(t)^2}{Q(t)^2} = V_c + V_s \quad (3-23)$$

$$\text{ここに、} \quad V_c = V_T + (1 + V_T) (V_X - \frac{1}{\bar{X}}) \quad (3-24)$$

$$V_s = \frac{1}{A(t)} \cdot \frac{(1 + V_M)}{\bar{X} \bar{T}} \quad (3-25)$$

$$A(t) = \frac{\{ I^*(t) * f(t) * r(t) \}^2}{I^*(t) * \{ f(t) * r(t) \}^2} \leq 1 \quad (3-26)$$

である。このように、エネルギー分解能は時間に依存しない非統計的成分  $V_c$  と依存する統計的成分  $V_s$  とから成る。

$V_c$  は (3-24) 式のようにさらに2つの項に分けられるが、第1項  $V_T$  は発光点がシンチレータ内に広く分布するために起きる成分であり、残りの項は蛍光発光によって得られる全光子数  $X$  の分布がポアソン分布からずれることによって生じる成分である。一方、 $V_s$  は (3-25) 式の右辺の分母に  $\bar{X} \bar{T}$  をもつことから、PMTの第1ダイノードで得られる平均光電子数  $N_0 = \bar{X} \bar{T}$  に逆比例をする。

いま、検出器に後続する回路として、容量  $C$  の荷電積分用コンデンサーを想定すると、

$$r(t) = \frac{1}{C} U(t) \quad (3-27)$$

である。ここに、 $U(t)$  はステップ関数である。

(3-27) 式を (3-26) 式へ代入して  $t \rightarrow \infty$  とすれば  $A(\infty) = 1$  を得る。これは、シンチレーション電流による電荷を放電させることなくすべて集積したことに相当し、(3-23) 式は次のように書ける。

$$V_Q = V_T + (1 + V_T) (V_X - \frac{1}{\bar{X}}) + \frac{1 + V_M}{N_0} \quad (3-28)$$

(3-28) 式は、1955年に Breitenberger が導いた式である (B 52)。

エネルギー分解能に対する回路の影響は (3-25) 式のように  $A(t)$  の値にのみ現われる。しかも  $A(t) \leq 1$  であることから、 $A(t)$  は言わば回路によって有効に用いられる光電子の割合とみなすことができる。そのため、

$$N = A(t) N_0 \quad (3-29)$$

で定義される  $N$  を実効的光電子数と名づけることにする。

### 3-3-3 時間分解能

エネルギー分解能の場合と同様に、ここでも1つのシンチレータと1つのPMTから成る検出器だけに対象を限定して、これに時間検出回路を接続した放射線応答系について考察する。実際に使用される時間検出回路では幾つもの異なる方式をとり得るが、ここでは簡単のためにシンチレーション電流パルスが応答関数  $r(t)$  をもつ回路で波形処理された後に、その出力信号がある一定のレベルに達した時点を検出するものとする。

従って、この場合の放射線応答系は図3-1に示したものと全く同じ構成であり、出力信号の波高  $Q(t)$  の形成過程も (3-7) 式で表わされる母関数によって記述できる。いま、出力信号  $Q(t)$  があるトリガーレベルに達する場合の平均到達時間を  $t_i$  とすると、その平均到達時間の分散  $\varepsilon^2(t_i)$  は  $Q(t_i)$  の分散  $\sigma_Q(t_i)^2$  を平均出力波高  $\bar{Q}(t)$  の  $t = t_i$  における波高変化率  $\bar{Q}'(t_i)$  の2乗で割ったものとして表わせる。(図3-2)

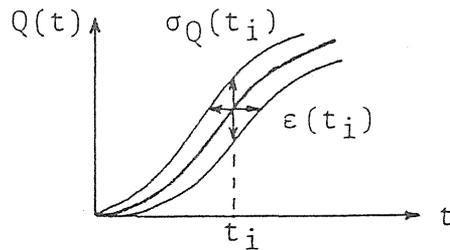


図3-2 時間分解能

$$\varepsilon(t_i)^2 = \frac{\sigma_Q(t_i)^2}{\{\bar{Q}'(t_i)\}^2} \quad (3-30)$$

ただし、(3-30) 式は、PMTで得られる光電子数の有限性によって生じる量子的な統計変動が、 $t = t_i$  付近で  $Q(t)$  の変動に大きな影響を与えないという仮定に基づいている。

(3-30) 式に (3-21) および (3-22) 式を代入すると、 $V_\lambda$  の項を無視した上で、次の式のように2つの項で  $\varepsilon(t_i)^2$  を表わすことができる。

$$\varepsilon(t_i)^2 = \varepsilon_c(t_i)^2 + \varepsilon_s(t_i)^2 \quad (3-31)$$

$$\text{ここに、} \quad \varepsilon_c(t_i)^2 = \frac{\{I^*(t_i) * f(t_i) * r(t_i)\}^2}{\{I^*(t_i) * f(t_i) * r'(t_i)\}^2} \cdot V_c \quad (3-32)$$

$$\epsilon_s(t_i)^2 = \frac{I^*(t_i) * \{f(t_i) * r(t_i)\}^2}{\{I^*(t_i) * f(t_i) * r'(t_i)\}^2} \cdot \frac{(1 + V_M)}{\bar{X} \bar{T}} \quad (3-33)$$

このように時間分解能は共に平均検出時間  $t_i$  に依存する非統計的成分  $\epsilon_c(t_i)^2$  と統計的成分  $\epsilon_s(t_i)^2$  とから成るが、それらの時間依存性は互いに異なっている。前者が  $r(t)$  を適当に選ぶことによって値を 0 にできるのに対して、後者は決して値を 0 にすることはできない。このことから、 $r(t)$  を次式

$$I^*(t_i) * f(t_i) * r(t_i) = 0 \quad (3-34)$$

が成立するように選べば、非統計的成分  $\epsilon_c(t_i)^2$  を消去することができる。従って、時間分解能の向上が期待できる。なお、コンスタント・フラクシオン法<sup>(G 7)</sup>は、以上の原理に基いた時間分解能改善法の一例と考えることができる。

$\epsilon_c(t_i)^2$  はまた、エネルギー分解能における非統計的成分  $V_c$  に比例するが、いま仮に  $V_c = 0$  として、 $r(t)$  が (3-27) 式で書けるのすれば、(3-31) 式は次のようになる。

$$\epsilon(t_i)^2 = \frac{I^*(t_i) * (\int_0^{t_i} f(t) dt)^2}{I^*(t_i) * f(t_i)} \cdot \frac{(1 + V_M)}{\bar{X} \bar{T}} \quad (3-35)$$

これは、Hyman ら<sup>(H 37)</sup>や Gatti ら<sup>(G 4)</sup>が導き出した時間分解能の式に相当する。

### 3-3-4 位置分解能

ここでは、アンガー型 R I カメラ<sup>(A 12)</sup>のように、1つのシンチレータにライトガイドをはさんで  $m$  個の PMT が結合されたシンチレーション検出器を取りあげる。そして、これに接続された回路では、まず  $k$  番目の PMT 出力がそれぞれ応答関数  $a_k(t)$  をもつ回路によって増幅および波形整形処理をされて、次にこれらの回路の出力が加算回路によって加算される場合を想定する。(図 3-3) エネルギー分解能を考察したときには  $m = 1$

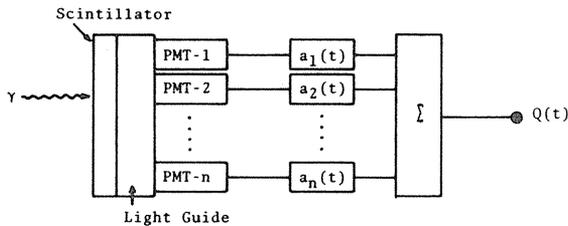


図 3-3 位置検出器

の検出器系に対象を限定していたが、このように多数の PMT を用いて出力信号を得る一般的な検出器系では、 $a_k(t)$  にどのような関数を選んで回路を組み立てるかによって、得られる情報も異なってくる。特に、この系の出力信号  $Q(t)$  の平均値  $\bar{Q}(t)$  が、放射線の入射する位置  $L$  の一価関数であれば、位置の情報を出力信号から得ることができる。以下の考察ではこの検出器系によって、1次元の位置検出を行なう場合に問題を限定し、そ

の位置分解能の成分に関する理論的解明を試みる。

この系の出力信号の波高  $R(t)$  の分布は、(3-7) 式を拡張した次のような母関数  $G_R(s, t)$  で表わすことができる。

$$G_R(s, t) = \sum_j g_j G_X \{ I(t) * G_{Tj} \{ \sum_k P_{jk} d(t) * G_M(s f(t) * a_k(t)) \} \} \quad (3-36)$$

ここに、 $g_j$ 、 $G_X(s)$ 、 $I(t)$ 、 $G_{Tj}(s)$ 、 $d(t)$ 、および  $G_M(s)$  は (3-7) 式と同じものであり、 $f(t)$  は PMT の平均単一光電子応答関数を表わす。簡単のためにここでは、すべての PMT が同じ特性を持つものと仮定し、単一光電子応答関数の変動は無視することにした。

また、 $P_{jk}$  は以下の条件

$$\sum_{k=1}^m P_{jk} = 1 \quad (3-37)$$

を満たすものとし、各発光点  $j$  に対して  $k$  番目の PMT がその第 1 ダイノードで光電子を獲得できる割合を示す。

母関数  $G_{Tj}(s)$  が (3-9) 式で与えられるとすれば (3-36) 式は次の式に書き改めることができる。

$$G_R(s, t) = \sum_j g_j G_X \{ I^*(t) * \{ (1 - T_j) + T_j \sum_k P_{jk} G_M(s f(t) * a_k(t)) \} \} \quad (3-38)$$

ただし、ここで (3-11) および (3-37) 式を用いた。

いま、仮に各 PMT に接続された回路がすべて同じ特性をもつとすれば、 $a_k(t) = r(t)$  とすることができるから、(3-37) 式を用いて (3-38) 式の右辺は (3-10) 式の右辺と等価になる。従って、このとき得られる出力信号はエネルギーの情報を与える。出力信号が位置情報を持つには、異なる  $a_k(t)$  の組み合わせが必要であり、遅延電線型位置演算方式 (T 4) の場合のように、それぞれの  $a_k(t)$  ごとに時間依存性を変化させる方式もあるが、ここでは  $a_k(t)$  の時間依存性についてはすべての  $k$  に対して同一である場合を考えることにする。すなわち、

$$a_k(t) = a_k \cdot r(t) \quad (3-39)$$

と書くことができると仮定する。ただし、 $a_k$  は負の値も取り得る定数である。

出力信号の波高  $R(t)$  の平均値  $\bar{R}(t)$  および分散  $\sigma_R(t)^2$  はそれぞれ (3-2)、(3-3) 式を用いて (3-38) 式の母関数より次のように得ることができる。

$$\bar{R}(t) = (\overline{X T M}) I^*(t) * f(t) * r(t) \sum_k \bar{p}_k a_k \quad (3-40)$$

$$\sigma_R(t)^2 = (\overline{X T M})^2 \{ \{ I^*(t) * f(t) * r(t) \}^2 \sigma_{PC}^2 + I^*(t) * \{ f(t) * r(t) \}^2 \sigma_{PS}^2 \} \quad (3-41)$$

ここに

$$\sigma_{PC}^2 = \left\{ \left( \sum_k p_k a_k \right)^2 - \left( \sum_k \bar{p}_k a_k \right)^2 \right\} + \left( \sum_k p_k a_k \right)^2 \left( V_X - \frac{1}{\bar{X}} \right) \quad (3-42)$$

$$\sigma_{PS}^2 = \left( \sum_k \bar{p}_k a_k^2 \right) \cdot \frac{1 + V_M}{\bar{X} \bar{T}} \quad (3-43)$$

ただし、これらの式を導き出すにあたって(3-39)式を用い、 $\bar{X}$ 、 $V_X$ 、 $\bar{T}$ 、 $\bar{M}$ 、 $V_M$ 等は(3-12)～(3-16)式によって定義されたものを使用した。また、 $P_k$ を含む項につけられた線は、発光点  $j$  に関する平均をとることを意味し、

$$\bar{p}_k = \left( \sum_j g_j T_j P_{jk} \right) / \bar{T} \quad (3-44)$$

$$\overline{\left( \sum_k p_k a_k \right)^2} = \sum_j g_j \left( \sum_k T_j P_{jk} a_k \right)^2 / \bar{T}^2 \quad (3-45)$$

で定義される。

一方、放射線の入射する位置  $L$  の変化に対する平均出力信号  $\bar{R}(t)$  の変化率  $\frac{\partial \bar{R}(t)}{\partial L}$  は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \bar{R}(t)}{\partial L} = K(L) (\bar{X} \bar{T} \bar{M}) I^*(t) * f(t) * r(t) \quad (3-46)$$

ここに、 $K(L) = \sum_k \left( \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial L} + \frac{1}{\bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial L} \bar{p}_k \right) a_k \quad (3-47)$

$R(t)$ を位置信号とした場合の位置分解能 $\sigma_L(t)$ は $R(t)$ の標準偏差 $\sigma_R(t)$ を $\frac{\partial \bar{R}(t)}{\partial L}$ の絶対値で割ったものとして与えられるから。(図3-4)

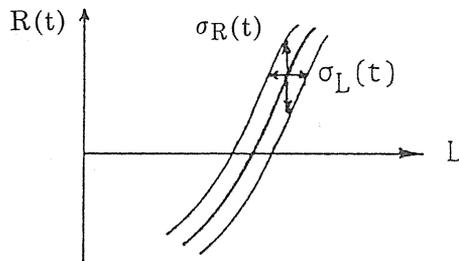


図3-4 位置分解能

(3-41) および(3-46)式より次の式を得る。

$$\begin{aligned} \sigma_L(t)^2 &= \frac{\sigma_R(t)^2}{\left\{ \frac{\partial \bar{R}(t)}{\partial L} \right\}^2} \\ &= \sigma_{Lc}^2 + \sigma_{Ls}^2 \end{aligned} \quad (3-48)$$

$$\text{ここに、} \quad \sigma_{LC}^2 = \frac{\sigma_{PC}^2}{K(L)^2} \quad (3-49)$$

$$\sigma_{LS}^2 = \frac{\sum_k \bar{p}_k a_k^2}{K(L)^2} \cdot V_S \quad (3-50)$$

ただし、 $V_S$  はエネルギー分解能の統計的成分であり、(3-25)式によって与えられる。このように位置分解能もエネルギー分解能と同様に時間に依存しない非統計的成分  $\sigma_{LC}^2$  と時間に依存する統計的成分  $\sigma_{LS}^2$  の2つの成分から成る。

非統計的成分  $\sigma_{LC}^2$  は  $\sigma_{PC}^2$  に比例するが、 $\sigma_{PC}^2$  は(3-42)式のようにさらに2つの項からなる。その第1項目は、ガンマ線の多重相互作用などに起因して生じ、第2項目は蛍光光子数の分布がポアソン分布からずれるために生じる。しかし、第2項目については、位置信号をエネルギー信号で規格化することによって消去することができる。またこれらの成分は  $\bar{p}_k$  および  $a_k$  を含むため、PMTの幾何学的配置法や位置演算法にも依存する。

一方、統計的成分  $\sigma_{LS}^2$  も  $\bar{p}_k$  や  $a_k$  を含むが、 $V_S$  に比例する点にその特徴がある。いま、放射線の入射位置  $L$  の変化に対して、全PMTにおいて得られる平均全光電子数  $N_0 = \bar{X}T$  が変化しないとすれば、 $\frac{\partial T}{\partial L} = 0$  であるから(3-47)式より

$$K(L) = \sum_k \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial L} a_k \quad (3-51)$$

となる。従って、 $\sigma_{LS}$  は次式で表わされる。

$$\sigma_{LS} = \frac{(\sum_k \bar{p}_k a_k^2)^{\frac{1}{2}}}{\sum_k \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial L} a_k} \cdot \frac{(1+V_M)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{N_0}} \quad (3-52)$$

(3-52)式において、 $V_M = 0$  とすれば、田中らが導き出した位置分解能の式( $T^4$ )と一致する。

### 3-3-5 RC積分器を用いた検出器系の考察

エネルギー分解能および位置分解能の成分のなかで回路による影響を受けるのは、それぞれの統計的成分  $V_S$  および  $\sigma_{LS}^2$  である。しかも、その効果は(3-25)および(3-50)式から明らかなように両者とも  $A(t)$  の値として現われる。 $A(t)$  は、検出器系の出力信号のある時点  $t$  において、エネルギーもしくは位置の情報を得るためにどの程度の光電子数が有効に使われるかを示しており、もし、非統計的成分が無視できる程小さければこれらの分解能は  $1/A(t)$  に比例する。

分解能に関する以上の統計的成分の特性は、具体的に回路を検出器に接続して使用する場合にその使用方法についての有益な資料を提供すると期待される。そのような例として、ここでは簡単なRC積分器を接続したシンチレーション検出器系をとりあげる。

計算を簡単にするため、等価発光関数  $I^*(t)$  は時定数  $\tau$  の単一指数関数で次のように表わせると仮定する。

$$I^*(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3-53)$$

また、PMTの平均単一光電子応答関数  $f(t)$  については、

$$f(t) = \delta(t) \quad (3-54)$$

であるとする。

時定数が  $RC$  で与えられる  $RC$  積分器に対して、応答関数  $r(t)$  は次の式で与えられる。

$$r(t) = \frac{1}{C} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (3-55)$$

(3-53) ~ (3-55) 式を (3-21) 式へ代入することによって、この検出器の平均出力波形  $\bar{Q}(t)$  は

$$\bar{Q}(t) = \begin{cases} \frac{\bar{X} \bar{T} \bar{M}}{C} \cdot \frac{RC}{(RC - \tau)} \cdot (e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau}}) & (RC \neq \tau) \\ \frac{\bar{X} \bar{T} \bar{M}}{C} \cdot \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} & (RC = \tau) \end{cases} \quad (3-56)$$

となる。

また、(3-26) 式より  $A(t)$  は次式で与えられる。

$$A(t) = \begin{cases} \frac{RC(2\tau - RC)(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{RC}})^2}{(\tau - RC)^2 (e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{2t}{RC}})} & \begin{pmatrix} RC \neq \tau \\ RC \neq 2\tau \end{pmatrix} \\ \frac{t^2 e^{-\frac{2t}{\tau}}}{\tau^2 (e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{2t}{\tau}})} & (RC = \tau) \\ \frac{\tau (e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{2\tau}})}{2t e^{-\frac{t}{\tau}}} & (RC = 2\tau) \end{cases} \quad (3-57)$$

図3-5にいくつかの  $\frac{RC}{\tau}$  に対する  $\bar{Q}(t)$  および  $A(t)$  のグラフを示す。図の黒丸は、 $\bar{Q}(t)$  のピーク時点を示し、白丸は  $A(t)$  のピーク時点を表わしている。なお、 $\bar{Q}(t)$  のピーク時点における  $A(t)$  の値については、1952年に Swank らが計算によって求めた結果と一致している (S-33)。

図3-5から明らかなように  $A(t)$  のピークは常に  $\bar{Q}(t)$  のピークより後で得られることから、良い分解能を得るには平均出力波形のピークより少し後の時点で波高値を引き出す方が得策であることがわかる。

図3-6には積分器の  $RC$  時定数を変化させた場合に、 $\bar{Q}(t)$  のピーク時点における  $A(t)$  の値よりも、 $A(t)$  のピーク値の方がどの程度大きいかを百分値で表わした。この図によると、 $A(t)$  のピーク時点で波高値を引き出す方法は、 $RC = 2\tau$  付近で最も効率が高く、

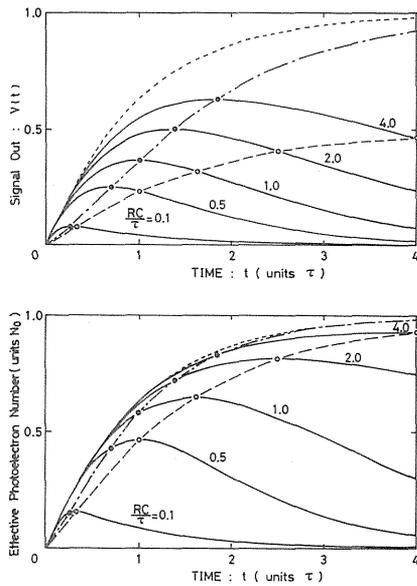


図 3-5 シンチレーション検出器に接続したRC積分器からの出力波形と実効的光電子数

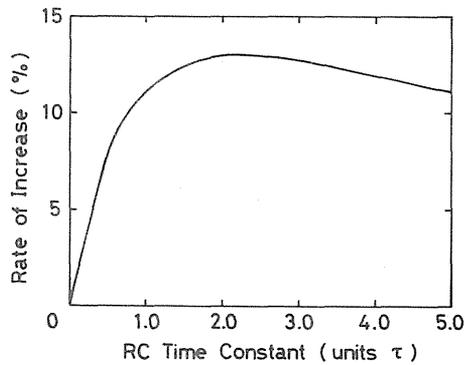


図 3-6 RC積分器の出力信号に対する実効的光電子数の最大値と出力波高のピーク時点における実効的光電子数を比較した相対増加率

約 13%  $A(t)$  が増加するために、非統計的成分が無視できるとすれば、 $\bar{Q}(t)$  のピーク時点よりも約 7% 分解能を向上できる。

### § 3-4 パルス短縮回路の分解能に及ぼす効果

#### 3-4-1 概 論

近年のエレクトロニクスの発達は目ざましく、データを高速に処理できるようになったことは、放射線検出器の高計数率特性の改善を促した。しかるに、NaI (Tl) 検出器のように比較的蛍光の減衰時定数が長い場合には、シンチレーション電流パルスのパイルアップによって計数率特性が制限される。そのため、検出器出力の波形を整形してパイルアップを防ぐ必要がある (A 6)。そのなかでも、特に優れた方法は、1969 年に Amsel ら (A 7) や Chaminade ら (C 5) が提案したように、ポール・ゼロ補償法 (N 18) に基づいた方法である。これはシンチレーション電流パルス等特殊なフィルター回路を通して、

その出力から短縮パルスを得る方法である。

シンチレーション検出器は電離箱や半導体検出器と異なり、PMTで $10^6$ 程度の電流増幅が行なわれるため、後続の回路による熱雑音やショット雑音などを無視できる利点をもつ。しかし、検出器の出力信号の波形短縮を行なうと、分解能の理論で述べたように、実効的光電子数が減少するためにエネルギー分解能もしくは位置分解能が劣化する。たとえば、1956年 Baldinger らは遅延電線による波形短縮回路を使用した場合について、エネルギー分解能の統計的成分  $V_s$  が増大することを計算で示している (B 4)。

一方、放射線のエネルギーが高くなるにつれてエネルギー分解能の統計的成分  $V_s$  は非統計的成分  $V_c$  に比べて次第に小さくなる。1971年、Brassard らは NaI (Tl) 検出器の出力波形を遅延電線型波形短縮回路によって短縮する場合に増加する成分  $V_s$  と不変の成分  $V_c$  とを共に考慮して、そのエネルギー分解能と波形短縮率の関係を明らかにした (B 51)。その結果に基づいて彼らは、波形短縮された信号をゲート積分器で選別する高計数率用のエネルギー分析器を開発している。また、1977年、Vartsky らも同様なエネルギー分析器を作り、バックグラウンドが非常に多い場合の計測に使用して良好な成果を得た (V 1)。

アンダー型 RI カメラは、その検出視野が広くなるにつれて、計数率特性の改善が必要とされる。1976年、Muehlelehner らはシンチレーション電流パルスの波形短縮を行なって、良好な計数率特性を得た (M 45)。しかるに、その波形短縮は検出器の位置分解能を劣化させるため、1979年、田中らはゲート時間の可変なゲート積分器で短縮信号を処理する待ち合わせサンプリング方式を提案した (T 12)。この方法によれば、良好な高計数率特性が得られると同時に、低い計数率の状態においては波形短縮に伴うエネルギーおよび位置の分解能の劣化が生じない。

これらの研究の結果、シンチレーション検出器の計数率特性の改善には、パルス短縮回路とゲート積分器を用いる方式が特に優れていることが示された。以下においては、幾つかのパルス短縮回路をとりあげ、これらのパルス短縮率およびゲート積分時間と分解能との関係を考察する。

### 3-4-2 パルス短縮回路

幾つかのパルス短縮回路を統一的に論じ、これらの比較を容易にするために、図3-7のような増幅度1の差動増幅器を用いた短縮回路を考える。この回路ではまず入力信号  $i_{IN}(t)$  を分割抵抗で  $\beta$  倍に縮小し、伝達関数  $Z(s)$  のフィルターで波形処理を行なう。次

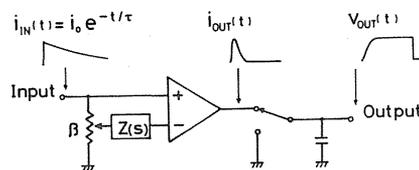


図3-7 差動増幅器を用いたパルス短縮回路

にそのフィルターの出力を元の入力信号から差し引いて出力信号  $i_{OUT}(t)$  を得る。この出力信号  $i_{OUT}(t)$  は、さらに積分器によって積分され、 $v_{OUT}(t)$  となる。

以上のようなパルス短縮回路と積分器を連結した場合の伝達関数  $R(s)$  は次式で表わせる。

$$R(s) = \frac{1 - \beta Z(s)}{s} \quad (3-58)$$

この回路に入力するシチレーション電流パルスは、時定数  $\tau$  の減衰指数関数で表わされるとし、 $i_{IN}(t)$  が次の式で与えられると仮定する。

$$i_{IN}(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3-59)$$

$i_{IN}(t)$  のラプラス変換を  $I(s)$  とすれば、(3-59) 式より

$$I(s) = \frac{1}{\tau s + 1} \quad (3-60)$$

となる。従って、伝達関数  $R(s)$  に  $(\tau s + 1)$  の因子をもたせるポールゼロ補償法を適用すれば、出力信号  $i_{OUT}(t)$  において時定数  $\tau$  の減衰指数関数を除去できる。このことから、 $i_{OUT}(t)$  のラプラス変換を  $J(s)$  とすれば、 $R(s)$  は次の形に書くことができる。

$$R(s) = \frac{(\tau s + 1)}{s} \cdot J(s) \quad (3-61)$$

(3-61) 式を用いると、積分器の出力信号  $v_{OUT}(t)$  のラプラス変換  $V(s)$  が次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} V(s) &= R(s) I(s) \\ &= \frac{J(s)}{s} \end{aligned} \quad (3-62)$$

一方、ポールゼロ補償法を行なう場合には、 $R(-\tau^{-1}) = 0$  が満たされる必要があるため、(3-58) 式より  $\beta$  は次式のような値をとらねばならない。

$$\beta = \frac{1}{Z(-\tau^{-1})} \quad (3-63)$$

以上述べたようなパルス短縮回路を用いれば、フィルターの伝達関数  $Z(s)$  を適当に選ぶことにより、任意のパルス短縮回路が達成できる。しかし、ここでは実際に回路を組み立てることが比較的容易な4つのパルス短縮回路(i)~(iv)を選んで、それらの  $Z(s)$  の関数形とポールゼロ補償法から要求される  $\beta$  の値を示す。

(i) これからの4つのパルス短縮回路のなかで第1番目のものは、フィルター  $Z(s)$  として遅延電線を用いたもので、その遅延時間を  $T_d$  とすると、 $\alpha = \frac{T_d}{\tau}$  として

$$Z(s) = e^{-\alpha \tau s} \quad (3-64)$$

と表わせる。このときの  $\beta$  の値は (3-63) 式より

$$\beta = e^{-\alpha} \quad (3-65)$$

(3-64)、(3-65) 式を (3-58) 式に代入して、

$$R(s) = \frac{1 - e^{-\alpha(\tau s + 1)}}{\tau s} \quad (3-66)$$

(3-61) と (3-66) 式を比較すると、

$$J(s) = \frac{1 - e^{-\alpha(\tau s + 1)}}{\tau(\tau s + 1)} \quad (3-67)$$

(3-67) 式を逆フーリエ変換することにより、短縮パルス波形  $i_{OUT}(t)$  および積分器の出力  $v_{OUT}(t)$  は、次のようになる。

$$i_{OUT}(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \{ 1 - U(t - \alpha\tau) \} \quad (3-68)$$

$$v_{OUT}(t) = \frac{1}{\tau} [ 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \{ 1 - U(t - \alpha\tau) \} - e^{-\alpha} U(t - \alpha\tau) ] \quad (3-69)$$

ここに、 $U(t)$  はステップ関数である。

(ii) 第2のパルス短縮回路としては、フィルター  $Z(s)$  に時定数が  $RC (= \alpha\tau)$  の RC 積分器を用いる。

このときの  $Z(s)$  および  $\beta$  は次の式で与えられる。

$$Z(s) = \frac{1}{\alpha\tau s + 1} \quad (3-70)$$

$$\beta = 1 - \alpha \quad (3-71)$$

(i) の場合と同様にして、

$$R(s) = \frac{\alpha(\tau s + 1)}{\tau s(\alpha\tau s + 1)} \quad (3-72)$$

$$J(s) = \frac{\alpha}{\tau(\alpha\tau s + 1)} \quad (3-73)$$

$$i_{OUT}(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \quad (3-74)$$

$$v_{OUT}(t) = \frac{\alpha}{\tau} (1 - e^{-\frac{t}{\alpha\tau}}) \quad (3-75)$$

を得る。

(iii) 第3のパルス短縮回路はフィルター  $Z(s)$  として2つの RC 積分器を連結したものが使われる。

ただし、これらの時定数  $RC (= \alpha\tau)$  は同じ値をもつとする。このとき、

$$Z(s) = \frac{1}{(\alpha\tau s + 1)^2} \quad (3-76)$$

$$\beta = (1 - \alpha)^2 \quad (3-77)$$

(i) の場合と同様にして、

$$R(s) = \frac{\alpha(\tau s + 1)(\alpha\tau s + 2 - \alpha)}{\tau s(\alpha\tau s + 1)} \quad (3-78)$$

$$J(s) = \frac{\alpha(\alpha\tau s + 2 - \alpha)}{\tau(\alpha\tau s + 1)} \quad (3-79)$$

$$i_{\text{OUT}}(t) = \frac{1}{\tau} \left\{ \frac{(1-\alpha)t}{\alpha\tau} + 1 \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \quad (3-80)$$

$$v_{\text{OUT}}(t) = \frac{1}{\tau} \left[ \alpha(2-\alpha) - \left\{ (1-\alpha)\frac{t}{\tau} + \alpha(2-\alpha) \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \right] \quad (3-81)$$

を得る。

(iv) 第4のパルス短縮回路としては、すべての時定数  $RC (= \alpha\tau)$  が等しい  $RC$  積分器と  $RC$  微分器をそれぞれ2つ用意して、これらを並列結合したフィルター  $Z(s)$  を用いる。この場合は、

$$Z(s) = \frac{(\alpha\tau s)^2 + 1}{(\alpha\tau s + 1)^2} \quad (3-82)$$

$$\beta = \frac{(1-\alpha)^2}{1+\alpha^2} \quad (3-83)$$

である。(i) の場合と同様の計算により

$$R(s) = \frac{2\alpha(\tau s + 1)(\alpha^2\tau s + 1)}{(1+\alpha^2)\tau s(\alpha\tau s + 1)^2} \quad (3-84)$$

$$J(s) = \frac{2\alpha(\alpha^2\tau s + 1)}{(1+\alpha^2)\tau(\alpha\tau s + 1)^2} \quad (3-85)$$

$$i_{\text{OUT}}(t) = \frac{2}{\tau(1+\alpha^2)} \left\{ \frac{(1-\alpha)t}{\alpha\tau} + \alpha \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \quad (3-86)$$

$$v_{\text{OUT}}(t) = \frac{1}{\tau} \left[ \frac{2\alpha}{1+\alpha^2} - \frac{2 \left\{ (1-\alpha)\frac{t}{\tau} + \alpha \right\}}{1+\alpha^2} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \right] \quad (3-87)$$

を得る。

### 3-4-3 短縮パルスの積分と分解能の関係

前節 § 3-3 において示したように、エネルギーもしくは位置に関する分解能の成分のうちで回路による影響を受けるのは、統計的成分のみである。しかも、その効果は共に、(3-26) 式で定義される  $A(t)$  の値として現われる。簡単のためにここでは非統計的成分が存在しないと仮定すれば、これらの分解能は  $1/\sqrt{A(t)}$  に比例し、 $A(t) \leq 1$  であることから、 $1/\sqrt{A(t)}$  は分解能の劣化度を表わす関数である。

パルス短縮回路として、前項(3-4-2)において選び出した(i)~(iv)の4つのパルス短縮回路をとりあげ、パルス短縮回路に積分器を接続した回路における  $1/\sqrt{A(t)}$  の関数を以下において計算する。

PMTの平均単一光電子応答関数  $f(t)$  は  $\delta$  関数で与えられ、等価発光関数  $I^*(t)$  は時定数  $\tau$  の減衰指数関数で表わされるとすれば、シンチレーション検出器から得られるシンチレーション電流パルスの平均波形は (3-59) 式と同じ形となり、そのポールゼロ補償がパルス短縮回路によって行なわれる。

以上の仮定、すなわち、

$$f(t) = \delta(t) \quad (3-88)$$

$$I^*(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3-89)$$

に基いて、(3-26) 式は次のようになる。

$$A(t) = \frac{\tau \{ e^{-\frac{t}{\tau}} * r(t) \}^2}{e^{-\frac{t}{\tau}} * \{ r(t) \}^2}$$

従って、

$$1/\sqrt{A(t)} = \frac{\{ e^{-\frac{t}{\tau}} * \{ r(t) \}^2 \}^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} * r(t)} \quad (3-90)$$

(3-90) 式より、 $1/\sqrt{A(t)}$  は回路の応答関数  $r(t)$  がわかれば計算によって求まる。

(i) の場合 (3-66) 式の逆フーリエ変換より、

$$r(t) = 1 - e^{-\alpha} U(t - \alpha\tau) \quad (3-91)$$

従って、(3-91) 式を (3-90) 式へ代入し、次の結果を得る。

$$1/\sqrt{A(t)} = \begin{cases} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})^{-\frac{1}{2}} & (0 \leq t < \alpha\tau) \\ (1 + \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{1 - e^{-\alpha}})^{\frac{1}{2}} & (t \geq \alpha\tau) \end{cases} \quad (3-92)$$

(ii) の場合も (i) と同様にして、次のような結果を得る。

$$r(t) = \alpha + (1 - \alpha) e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \quad (3-93)$$

$$1/\sqrt{A(t)} = \left[ 1 + \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\alpha(2-\alpha)} - 2 e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} + \frac{(1-\alpha)^2 e^{-\frac{2t}{\alpha\tau}}}{\alpha(2-\alpha)} \right]^{\frac{1}{2}} \times (1 - e^{-\frac{t}{\alpha\tau}})^{-1} \quad (3-94)$$

(iii) の場合も (i) と同様にして

$$r(t) = \alpha(2-\alpha) + (1-\alpha)^2 \left( 1 + \frac{t}{\alpha\tau} \right) e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \quad (3-95)$$

$$1/\sqrt{A(t)} = \Delta V(t) \cdot \left[ \alpha(2-\alpha) - \left\{ \frac{(1-\alpha)t}{\tau} + \alpha(2-\alpha) \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \right]^{-1} \quad (3-96)$$

ただし、ここに

$$\begin{aligned}
 \Delta V(t)^2 &= \alpha^2 (2-\alpha)^2 \\
 &+ [\alpha^2(2-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha)^4 \left\{ \frac{1}{(2-\alpha)} + \frac{2}{(2-\alpha)^2} + \frac{2}{(2-\alpha)^3} \right\}] e^{-\frac{t}{\tau}} \\
 &- \alpha(2-\alpha) \left\{ \alpha(3-\alpha) + 2(1-\alpha)\frac{t}{\tau} \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \\
 &- [\alpha(1-\alpha)^4 \left\{ \frac{1}{(2-\alpha)} + \frac{2}{(2-\alpha)^2} + \frac{2}{(2-\alpha)^3} \right\} \\
 &+ (1-\alpha)^4 \left\{ \frac{2(3-\alpha)}{(2-\alpha)^3} \cdot \frac{t}{\tau} + \frac{1}{\alpha(2-\alpha)} \cdot \frac{t^2}{\tau^2} \right\}] e^{-\frac{2t}{\alpha\tau}}
 \end{aligned} \tag{3-97}$$

(iv)の場合も(i)と同様の計算によって次の結果を得る。

$$r(t) = \frac{2\alpha}{1+\alpha^2} \left\{ 1 + \frac{(1-\alpha)^2 t}{\alpha^2 \tau} \cdot e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \right\} \tag{3-98}$$

$$1/\sqrt{A(t)} = \Delta V(t) \cdot \left[ 1 - 2 \left\{ \frac{(1-\alpha)t}{\alpha\tau} + 1 \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \right] \tag{3-99}$$

ただし、ここに

$$\begin{aligned}
 \Delta V(t)^2 &= 1 + \left\{ 1 + \frac{2(1-\alpha)^4}{\alpha(2-\alpha)^3} \right\} e^{-\frac{t}{\tau}} - 2 \left\{ \frac{(1-\alpha)t}{\alpha\tau} + 1 \right\} e^{-\frac{t}{\alpha\tau}} \\
 &- \frac{(1-\alpha)^4}{\alpha^2} \left\{ \frac{t^2}{\alpha(2-\alpha)\tau^2} + \frac{2t}{(2-\alpha)^2\tau} + \frac{2\alpha}{(2-\alpha)^3} \right\} e^{-\frac{2t}{\alpha\tau}}
 \end{aligned} \tag{3-100}$$

以上の計算結果に基づいて、おのおののパルス短縮回路について、 $i_{OUT}(t)$ と $1/\sqrt{A(t)}$ の値を、時間 $t$ の関数としてグラフに示した。図3-8、3-9、3-10および3-11はそれぞれ(i)から(iv)までのパルス短縮回路に関する $i_{OUT}(t)$ と $1/\sqrt{A(t)}$ のグラフである。ただし、 $\tau = 0.25 \mu\text{sec}$ とした。また図3-12では、これらの4つのパルス短縮回路における $1/\sqrt{A(t)}$ の値の比較を行なった。これらの積分器出力 $v_{OUT}(t)$ は $t = 0.125 \mu\text{sec}$ の時点で最大到達波高の95%に達するようにパルス短縮が行なわれる。

これらの図によって、短縮パルスのゲート積分時間を長くすれば、分解能の劣化が減少することがわかる。しかも、パルス短縮回路としてはここでとりあげた4つの例のなかでは(i)の場合が最も良く、(ii)の場合が最も劣ることが明らかになった。

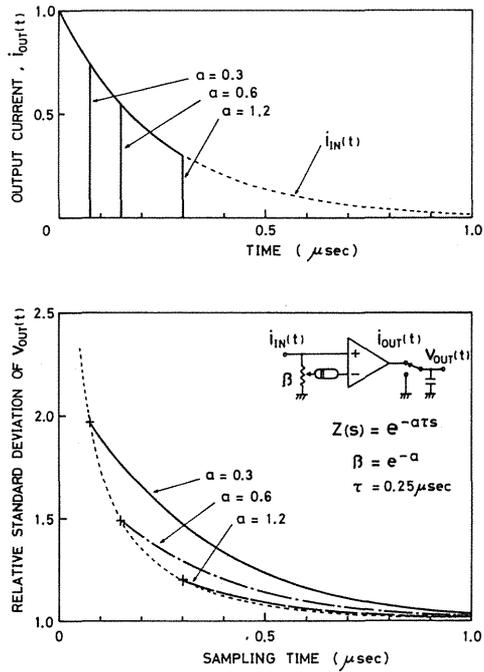


図 3 - 8 パルス短縮回路 (i) に対する短縮パルス波形と積分出力信号の変動の相対標準偏差

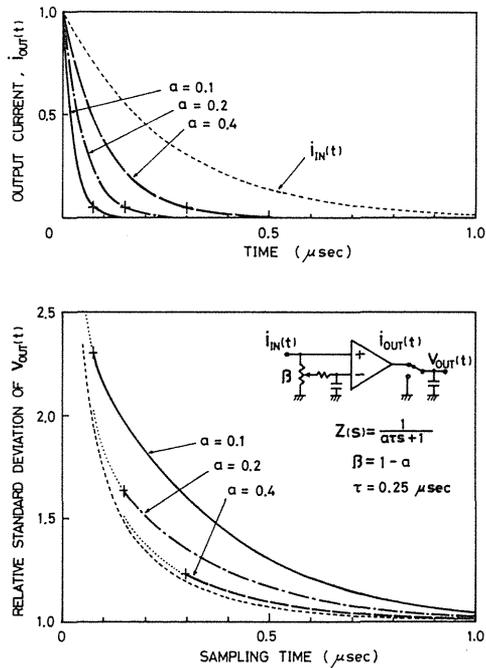


図 3 - 9 パルス短縮回路 (ii) に対する短縮パルス波形と積分出力信号の変動の相対標準偏差

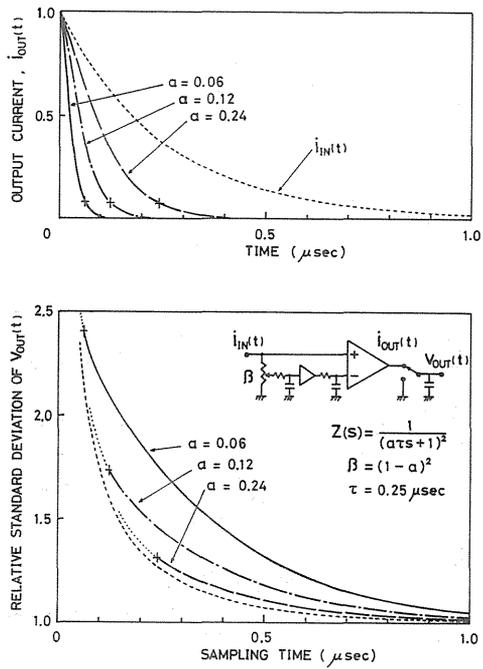


図 3-10 パルス短縮回路 (iii) に対する短縮パルス波形と積分出力信号の変動の相対標準偏差

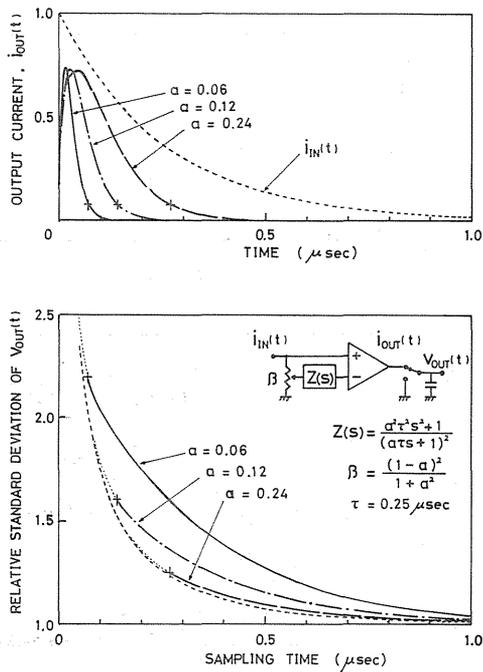


図 3-11 パルス短縮回路 (iv) に対する短縮パルス波形と積分出力信号の変動の相対標準偏差

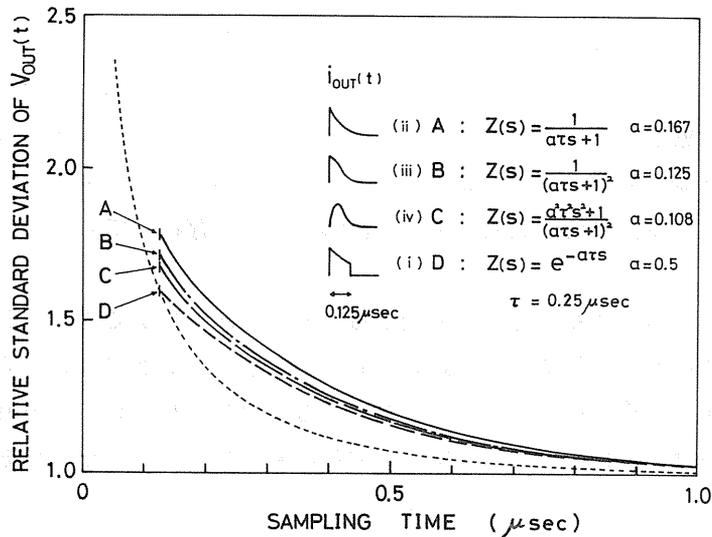


図3-12 一定のパルス短縮率をもつパルス短縮回路に対する積分出力信号の変動の比較

### § 3-5 結 論

シンチレーション検出器に波形整形回路もしくは演算回路を接続して得られる出力信号のゆらぎの原因を明らかにするために、確率的母関数の方法を応用して、エネルギー、時間および位置に関するそれぞれの分解能の成分を明らかにすることができた。特にエネルギーおよび位置の分解能については、回路に依存しない非統計的成分と依存する統計的成分からなることが確かめられた。

回路に依存するこれらの分解能の統計的成分は、PMTで得られる全光電子数と、回路によって有効に用いられる光電子の割合  $A(t)$  に依存する。理論の1つの応用として、ここではパルス短縮回路をとりあげ、 $A(t)$  の計算を行なって、接続回路が分解能に及ぼす影響について考察を行なった。その結果、シンチレーション電流パルスの短縮によって起きるエネルギーおよび分解能の劣化が積分器のゲート時間の増加と共に回復する様子を明らかにすることができた。

しかるに、このような接続回路の分解能に対する影響は、これらの応用例の場合、非統計的成分が存在しないものとして計算されてきた。実際の検出器の場合には、非統計的成分が大きな値を示せば、接続回路の分解能に及ぼす影響は減少する。そのため、回路の影響を正當に評価するためには、非統計的成分の大きさを知る必要がある。次の章では、エネルギー分解能の統計的成分と非統計的成分を分離して測定する方法について論じる。

## 第4章 エネルギー分解能の成分の分離測定法

### § 4-1 序

シンチレーション検出器系のエネルギー、時間および位置に関するそれぞれの分解能は、第3章の理解的考察から明らかになったように、時間依存性の異なる2つの成分、すなわち非統計的成分と統計的成分とから成る。これらの成分のうち、エネルギー分解能の統計的成分は時間および位置の統計的成分中に比例因子として存在しており、特に重要な成分である。

また、第3章のエネルギー分解能に関する研究の推移のなかで述べたように、エネルギー分解能を2つの成分に分離して、非統計的成分を求めることが、シンチレータの発光現象を解明する上で貴重な情報を与えてきた。一方、シンチレーション検出器に接続した回路が分解能に及ぼす影響を正当に評価する場合にも、2つの成分を分離測定する必要が生じる。

エネルギー分解能の統計的成分は、光電子増倍管(PMT)の第1ダイノードに達する光電子数が統計的に変動することに起因しており、一方、非統計的成分はシンチレータと放射線との相互作用の過程や、蛍光発光の過程等に起因している。これらの成分を分離して測定する最も一般的な方法は、光パルサーを用いる方法であるが、その他にもシンチレーション・パルスの平均波形に何らかの仮定を設けて、光パルサーを使用せずに測定する方法が幾つか提案されている。しかるに、ここでは光パルサーを用いず、しかも任意のシンチレーション・パルス波形に対して適用できる新しい方法を2つ提案する。

以下、第2節においては従来行なわれてきたエネルギー分解能の成分の分離測定法について簡単に述べる。

第3節においては新しい測定法の1つとして、放射線の吸収によってシンチレータ内に発生した蛍光光子を2つのPMTで受光し、それらの出力信号の相関をとることによって分解能の成分を分離測定する方法について述べる。

第4節においては、もう1つの新しい測定法について述べる。この方法ではPMTの出力信号パルスをその平均全電荷量の半分が得られる時点で2つに分け、その両者のパルスごとの電荷量を求める。そして、これらの電荷量の差が示す変動から分解能の成分の分離測定が行なわれる。

第4節では結論を述べる。

### § 4-2 従来の測定法における問題点

#### (i) 光パルサー法

安定な光パルサーからの光を種々の透過率の光学的フィルターで減光して、PMTの光電面へ照射し、それぞれのPMT出力の波高分布を求めると、その出力波高分布の分

散は波高の平均値に逆比例する<sup>(G1)</sup>。これは光パルサーによってつくられる光子数がポアソン分布に従うことに起因している。1956年、Kelleyらは光パルサーのこの性質を利用してエネルギー分解能を2つの成分に分離する方法を示した<sup>(K20)</sup>。

彼らは、まずシンチレータをPMTに結合して放射線を照射し、その出力信号の波高分布を得た。次にシンチレータをPMTから取りはずしてPMTに直接光パルサーの光を受光させ、その出力信号の波高分布を求めた。このとき光パルサーの光量が先に放射線を照射して得た出力信号の平均波高値と同じ値を得るように調整することにより、その波高分布の示す分散からエネルギー分解能の統計的成分 $V_S$ を求めることができた。

この方法は第3章で述べたようなシンチレーション検出器のエネルギー分解能の研究を進めるために多くの研究者によって利用されてきた。しかるにこの方法の欠点は、シンチレータをPMTから取りはずすことが要求される点にあり、光パルサーをPMTに照射する場合には、シンチレータからの光をPMTが受光する状態と同じ光学的状態にするよう充分注意する必要がある。

#### (ii) 外挿法

1962年Onnoらは、統計的成分 $V_S$ が検出器に接続したRC積分器のRC時定数に依存すること<sup>(D22)</sup>に着目した。そして、RC積分器の時定数を変化させて、その出力信号の示す波高分布からそれぞれのエネルギー分解能を求め、それらの値をもとにグラフを描けば外挿法によって非統計的成分 $V_C$ を得られる方法を提案した<sup>(O5)</sup>。

一方、田中らは、1979年に遅延線による波形短縮回路を使用して、Onnoらと同様な外挿法による $V_C$ の測定を試みている<sup>(T12)</sup>。彼らは初めに、シンチレーション電流パルス波形を短縮してから、その短縮パルスを積分時間の可変なゲート積分器によって積分し、幾つかのゲート積分時間に対する積分出力信号の波高分布を求めた。そして、これらの波高分布が示す分散の値をゲート積分時間が0のところまで外挿して $V_C$ を得た。

しかるに、これらの方法はシンチレーション電流パルスの平均波形が減衰型の単一指数関数のみで表わせるという仮定に基いており、任意の波形をしたシンチレーション電流パルスに対しては適用できない欠点をもつ。

#### (iii) 波高弁別法

1962年FränzlらはPMTのアノードに2つの回路を接続して、エネルギー分解能の成分を分離測定した<sup>(F7)(F8)</sup>。この2つの回路のうち、一方はRC積分回路であり、他方は前者の回路にゲート信号を供給するシンチレーションパルスの波高弁別器であった。このような測定系において、RC積分回路の時定数をシンチレーションの減衰時定数の約0.7倍に設定し、波高弁別の幅をピークを中心に充分狭くすると、整形パルスが示す波高分布の分散から統計的成分 $V_S$ が得られる。

この方法は、外挿法に比べるとRC積分器の時定数やゲート積分時間を変化させる必要がない点で優れているが、シンチレーション電流パルスの平均波形が減衰型の単一指数関数のみで表わされるという仮定に基いている点は外挿法と同じである。

#### (iv) 時間スペクトル法

1966年、Lynch はシンチレーション検出器の示す時間スペクトルにおいて、先頭光電子を検出するタイム・ピックオフを行なえば、その時間スペクトルの傾斜と蛍光減衰時定数から統計的成分  $V_S$  が求められることを示した(L16)。

この方法は第3章で述べたごとく、エネルギー分解能の成分が時間分解能の成分に対応していることと関連しており、それらの統計的成分がPMTの第一ダイノードで得られる平均光電子数によって決定されることから、その平均光電子数を時間スペクトルから求めることができる。この方法もシンチレーション電流パルスの平均波形が減衰型の単一指数関数の場合のみに適用が可能となる。

#### (v) 単一光電子波高測定法

PMTの第1ダイノードにおける平均光電子数を直接求めるには、単一光電子によって得られる平均出力波高を求めて、シンチレーション電流パルスの積分によって得られた平均出力波高がその何倍であるかを求めれば良い。1968年にBertolaccini<sup>(B33)</sup>、およびHoudeyer<sup>(H30)</sup>は、以上のような原理に基いて広い範囲にわたって直線性の良い電荷増幅器を用い、平均光電子数の測定を試みた。統計的成分  $V_S$  は平均光電子数ばかりでなく、PMTの増倍度  $M$  の相対バリエーション  $V_M$  にも依存するが、 $V_M$  の値は単一光電子の出力波高分布から推定することができる。

Moszynski は、この方法でCsF<sup>+</sup> およびBGOのシンチレーション検出器から得られるガンマ線の光電ピークに対して、平均光電子数の測定を行なった<sup>(M36)(M37)</sup>。この方法の欠点は、集積する光電子数が増加するほど単一光電子の平均電荷量の測定誤差が無視できなくなることである。

### § 4-3 光二分除法

#### 4-3-1 原理

図4-1は、光二分除法<sup>(M56)</sup>によるエネルギー分解能の成分の分離測定法を示す原理図である。図のように2つの光学窓を設けたシンチレータにPMTを2つ結合し、これらの出力を2次元波高分析器に入力する。そして、同時計数した出力についての2次元分布を得る。ここに2つのPMTおよび増幅器は同じ特性をもつとする。

ガンマ線をシンチレータの中央に照射した場合、得られる2次元分布像は座標軸に対して+45°方向に尾根をもった線対称な分布となる。このとき+45°方向のピークの幅は入射ガンマ線のエネルギー分解能を与える。また、ガンマ線を一方のPMT、たとえばPMT-1に近づけて照射すれば、得られる2次元分布像は $Q_1$ 軸方向に近寄って傾斜した形となる。このように、-45°方向のピークの位置はガンマ線の照射位置に関係し、コリメートしたガンマ線でシンチレータの中央に照射した場合の-45°方向のピークの幅は位置分解能に相当する。

いまシンチレータの中央のある1点で発光したとする。この発光過程が完全にランダムであって発生する光子数がポアソン分布に従うならば、2つのPMT出力の間には互い

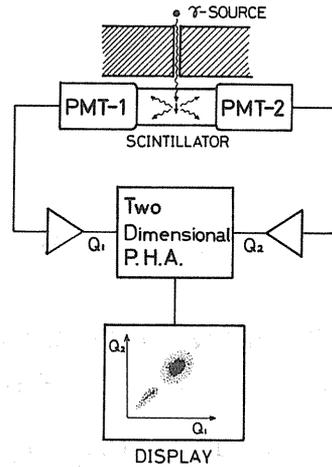


図 4-1 エネルギー分解能の成分を分離測定するための光二分除法の原理

に相関がなく、得られる 2 次元分布像は円型の 2 次元分布となる。ところが実際には発光点が一点ではなく、発生光子数の分布がポアソン分布からずれるために両出力間に正の相関をもつ 2 次元分布像が得られる。

以上の簡単な考察からわかるように、2 次元分布像のピークを分析すると、エネルギー分解能を決定する +45° 方向の分散は非統計的成分を含むが、位置分解能に関係した -45° 方向の分散については非統計的成分を含まない。次に、この現象を第 3 章で示した確率的母関数の方法で分析することにしよう。

個々のガンマ線がシンチレータに入射して吸収されたときに発生する光子数を  $X$  とし、その分布を母関数  $G_X(s)$  で記述する。ここに  $s$  は補助変数である。また各 PMT -  $i$  ( $i = 1, 2$ ) の光電変換率  $T_i$  は発光位置  $j$  によって異なり、それぞれの値を  $T_{ij}$  とする。 $T_{ij}$  については発光位置が  $j$  となる頻度に応じてその確率  $g_j$  を考慮する必要がある。さらに PMT の増倍度  $M$  の分布を母関数  $G_M(s)$  で記述する。このとき各 PMT -  $i$  の出力  $Q_i$  の分布を記述する母関数  $G_{Q_i}(s)$  は、Breitenberger によれば<sup>(B52)</sup> 次式で表わされる。

$$G_{Q_i}(s) = \sum_j g_j G_X \{ (1 - T_{ij}) + T_{ij} G_M(s) \} \quad (4-1)$$

従って  $Q_i$  の平均値  $\overline{Q_i}$  および相対バリエーション  $V_{Q_i}$  は

$$\overline{Q_i} = G'_{Q_i}(1) = \overline{X} \overline{T_i} \overline{M} \quad (4-2)$$

$$\begin{aligned} V_{Q_i} &= \frac{1}{\overline{Q_i}^2} [ G''_{Q_i}(1) + G'_{Q_i}(1) - \{ G'_{Q_i}(1) \}^2 ] \\ &= V_{ci} + V_{si} \end{aligned} \quad (4-3)$$

ただし、

$$V_{ci} = V_{Ti} + (1 + V_{Ti})(V_X - \frac{1}{X}) \quad (4-4)$$

$$V_{si} = \frac{1 + V_M}{\bar{X} \bar{T}_i} \quad (4-5)$$

ここに、 $\bar{X}$ ,  $V_X$ ;  $\bar{T}_i$ ,  $V_{Ti}$ ;  $\bar{M}$ ,  $V_M$  はそれぞれ  $X$ ,  $T_i$ ,  $M$  の平均値および相対バリエーションである。

次に PMT-1 と PMT-2 の出力の和 ( $Q_1 + Q_2$ ) および差 ( $Q_1 - Q_2$ ) の分布に関する母関数をそれぞれ  $G_{Q_1+Q_2}(s)$  および  $G_{Q_1-Q_2}(s)$  とすると、それらは次式で表される。

$$G_{Q_1+Q_2}(s) = \sum_j g_j G_X \{ (1 - T_{1j} - T_{2j}) + (T_{1j} + T_{2j}) G_M(s) \} \quad (4-6)$$

$$G_{Q_1-Q_2}(s) = \sum_j g_j G_X \{ (1 - T_{1j} - T_{2j}) + T_{1j} G_M(s) + T_{2j} G_M(s^{-1}) \} \quad (4-7)$$

以上が図 4-1 の測定系の出力の分布を記述する一般式である。ここでガンマ線をシンチレータの中央に照射した場合に限定すれば、以上の一般式において添字  $i$  を落とせるので、(4-2)、(4-3) 式と同様の計算によって和 ( $Q_1 + Q_2$ ) の平均値は

$$\overline{Q_1 + Q_2} = 2 \bar{X} \bar{T} \bar{M} \quad (4-8)$$

その相対バリエーションは

$$\begin{aligned} V_{Q_1+Q_2} &= \frac{\sigma_{Q_1+Q_2}^2}{\overline{Q_1+Q_2}^2} \\ &= \frac{1}{2} [V_Q + \{ V_T + (1 + V_T)(V_X - \frac{1}{X}) \}] \\ &= V_c + \frac{1}{2} V_s \end{aligned} \quad (4-9)$$

また、 $\overline{Q_1 + Q_2}$  に対する差 ( $Q_1 - Q_2$ ) の相対バリエーションは

$$\begin{aligned} V_{Q_1-Q_2} &= \frac{\sigma_{Q_1-Q_2}^2}{\overline{Q_1+Q_2}^2} \\ &= \frac{1}{2} [V_Q - \{ V_T + (1 + V_T)(V_X - \frac{1}{X}) \}] \\ &= \frac{1}{2} V_s \end{aligned} \quad (4-10)$$

となる。ここに  $\sigma_{Q_1 \pm Q_2}$  は ( $Q_1 \pm Q_2$ ) の標準偏差である。

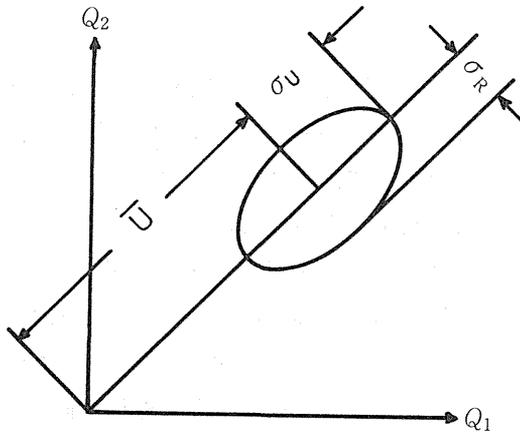


図 4 - 2 2つの光電子増倍管の出力  $Q_1$  と  $Q_2$  の同時計数による2次元波高分布の模式図

図 4 - 2 2つの光電子増倍管の出力  $Q_1$  と  $Q_2$  の同時計数による2次元波高分布の模式図

図 4 - 2 のような2つの出力  $Q_1$  と  $Q_2$  に関する2次元分布画像においては

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} (Q_1 + Q_2)$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} (Q_1 - Q_2) \quad (4-11)$$

が、それぞれ  $+45^\circ$  方向および  $-45^\circ$  方向の座標を表わしているが、 $\bar{U}$  を原点・ピーク間の平均距離とすれば、 $U$  および  $R$  の  $\bar{U}$  に対する相対バリエーション  $V_U$ 、 $V_R$  はそれぞれ  $V_{Q_1 + Q_2}$ 、 $V_{Q_1 - Q_2}$  に等しい。すなわち

$$V_U = \frac{\sigma_U^2}{\bar{U}^2} = V_c + \frac{1}{2} V_s \quad (4-12)$$

$$V_R = \frac{\sigma_R^2}{\bar{U}^2} = \frac{1}{2} V_s \quad (4-13)$$

ここに  $\sigma_U$ 、 $\sigma_R$  はそれぞれ  $U$ 、 $R$  の標準偏差である。

(4-12) 式における右辺の第3項および (4-13) 式の右辺はエネルギー分解能の統計的成分であるが、2つのPMTを使用しているために (4-5) 式の右辺に比べて半分に減少している。(4-12) 式から (4-13) 式を差し引くことにより、

$$\frac{\sigma_U^2 - \sigma_R^2}{\bar{U}^2} = V_c \quad (4-14)$$

となり、非統計的成分のみを得ることができる。

#### 4-3-2 実験と結果

直径40mm、長さ100mmの円筒型をした両端光学窓型NaI(Tl)シンチレータに2つのPMT(浜松テレビ社製R329)を結合し、シンチレータの中央部に2mm幅のスリットを通してガンマ線を照射する実験系を組み立てた。2つのPMTの出力は64×64チャンネル2次元波高分析器に入力して、同時計数した出力を波高分析した。

60keVから835keVまでのエネルギーの異なる種々のガンマ線について2次元分布像を得た。実験によって得た2次元分布像の等高線図の例を図4-3に示す。この等高線図から2次元分布像における全エネルギー吸収ピークに対する+45°方向での半値幅Aと-45°方向での半値幅Bを求めた。それらの値を原点・ピーク間の距離で除して相対値とし、おのおのを2乗してグラフに示したのが図4-4の曲線A、Bである。横軸はエネルギーの

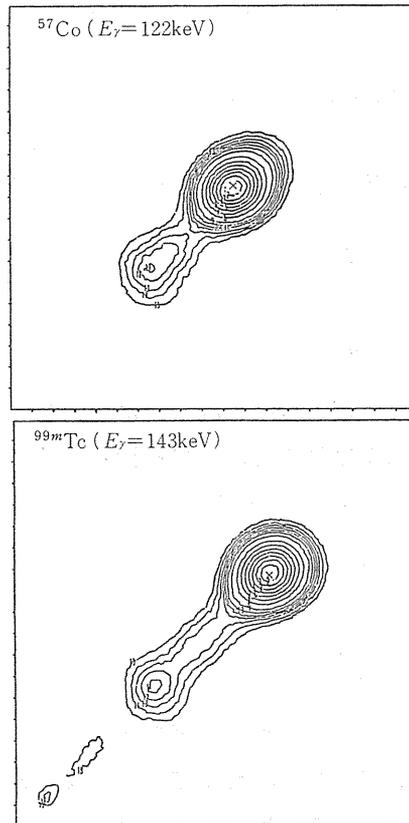


図4-3  $^{57}\text{Co}$  および  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  線源に対する2次元波高分布図

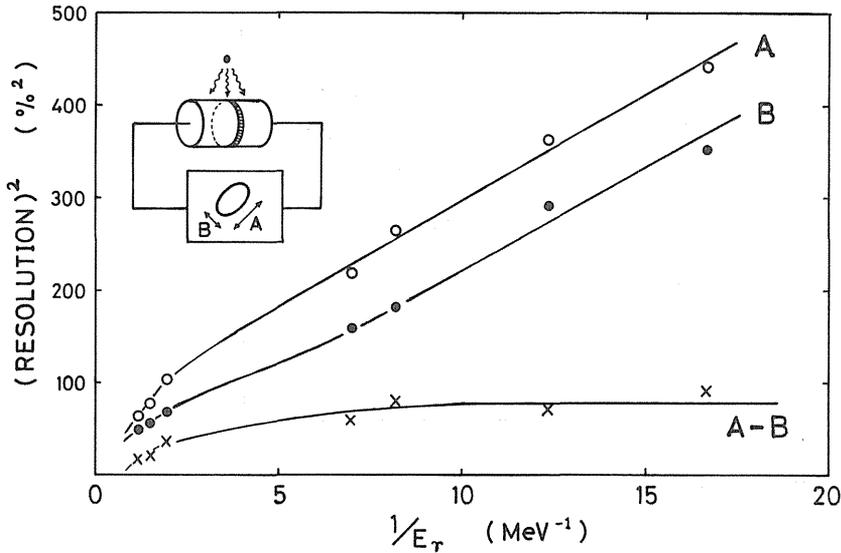


図4-4 ガンマ線エネルギーの逆数に対するNaI(Tl)検出器のエネルギー分解能(○)とその統計的成分(●)および非統計的成分(×)の光二分割法による実測値

逆数で目盛り、縦軸は百分率の2乗で目盛っている。曲線Aは(4-12)式で示した $V_U$ に相当し、曲線Bは(4-13)式の $V_R$ に相当する。そして図中の曲線A-Bは(4-14)式 of 非統計的成分 $V_C$ に相当する。たとえば $^{99m}\text{Tc}$  ( $E_\gamma = 143 \text{ keV}$ )の場合Aは(15%)<sup>2</sup>、Bは(13%)<sup>2</sup>、A-Bは(8%)<sup>2</sup>であった。

曲線Bはガンマ線のエネルギーの高い領域を除けば、ちょうど原点を通る直線で近似できる。これは(4-13)式の $V_R$ が $\bar{X}$ 、すなわちガンマ線のエネルギーに逆比例することに対応している。曲線Bが高エネルギー領域でこの直線からずれるのは、コンプトン散乱によって見かけ上シンチレータ内における発光点領域がひろがるためである。非統計的成分 $V_C$ の値は、シンチレータの形状等によって多少変化する(<sup>H10</sup>)ので他の実験結果との正確な比較はできないが、図4-4の曲線A-Bは光パルサーを用いたHillら(<sup>H10</sup>)の測定結果とほぼ一致している。

#### 4-3-3 考 察

以上述べたごとく、光二分割法によってエネルギー分解能が2つの成分に分離して測定できることが実証された。この測定法が従来良く使用されてきた光パルサーを用いる測定法に比べて優れているのは、エネルギー分解能の2つの成分が同時に測定できる点にあり、より簡便で、かつ信頼性の高い測定ができることである。

また、ガンマ線のエネルギーが増すと、全エネルギー吸収ピークにはガンマ線が一度の光電相互作用によって吸収される現象のほかに、一度またはそれ以上のコンプトン散乱をしたのちに光電相互作用で吸収される現象が含まれる。従って、前者が1点で発光するのに対して、後者は多重相互作用のために2点以上で発光する。そのため、そのピークの2次元分

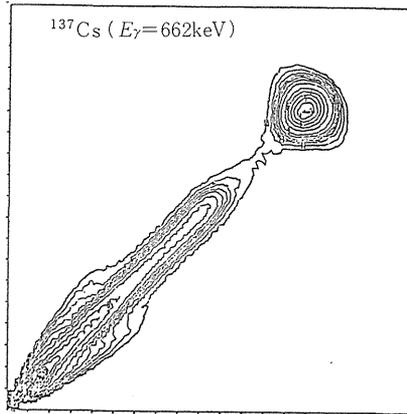


図 4-5  $^{137}\text{Cs}$  に対する 2 次元波高分布図

布像は $-45^\circ$  方向にひろがる。たとえば図 4-5 は  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 662\text{keV}$ ) の場合であるが、ピークの 2 次元分布像は  $+45^\circ$  方向に長い楕円成分と  $-45^\circ$  方向に長い楕円成分との重ね合わせである。前者が 1 回の光電相互作用のみによる光電吸収ピークに相当し、後者がコンプトン散乱を伴った全エネルギー吸収ピークに相当する。このように 2 次元分布像を分析することによって、通常の 1 次元出力波高分布の測定からは得られなかった全エネルギー吸収ピークの分離が可能である。

なお、この方法ではシンチレータで発生した光を二分して受光する必要があるので、両端に光学窓をもつ特殊な形状のシンチレータを使用した。そのために一般的な形状をしたシンチレータに対しては適用できないのが欠点である。

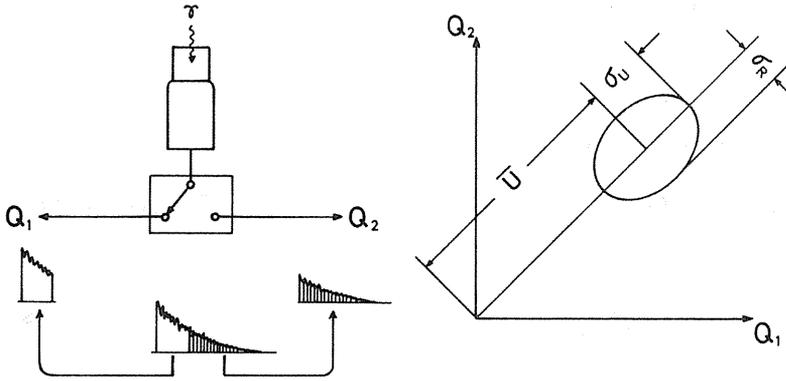
#### § 4-4 波形分割法

##### 4-4-1 原理

前節 4-3 においてはシンチレータ内で発生した光を二分して 2 つの PMT から出力信号を取り出し、それらの相関をとったが、光を二分する代わりにシンチレーション電流パルスをおある時点で分割して別々に電荷を集積すれば、それらの 2 つの出力信号によって図 4-2 と同じ 2 次元分布像が得られる。(図 4-6) これが波形分割法<sup>(M57)</sup> の原理である。

仮にシンチレーション電流パルスが  $t = t_0$  の時点で分割され、 $t < t_0$  および  $t > t_0$  におけるパルスの電荷量をそれぞれ  $Q_1$ 、 $Q_2$  とすれば、前節 § 4-3 と同様に母関数の方法を用いて、それぞれ  $Q_i$  ( $i = 1, 2$ ) の分布を記述する母関数  $G_{Q_i}(s)$  が (4-1) 式で与えられる。ただし、この場合の光電変換率  $T_{1j}$  および  $T_{2j}$  はパルスを分割する時点  $t_0$  に依存し、それらの和は一定の値  $T_j$  となる。

$$T_{1j} + T_{2j} = T_j \quad (4-15)$$



$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} (Q_1 + Q_2)$$

$$V_U \equiv \frac{\sigma_U^2}{U^2} = V_Q = V_c + V_{S_0}$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} (Q_1 - Q_2)$$

$$V_R \equiv \frac{\sigma_R^2}{U^2} = V_{S_0}$$

図4-6 エネルギー分解能の成分を分離測定するための波形分割法の原理

2つの信号 $Q_1$ と $Q_2$ の和および差の分布を表わす母関数も同様にそれぞれ(4-6)式と(4-7)式で表わされる。このとき(4-15)式が成り立つから(4-6)式は次のように書ける。

$$G_{Q_1 + Q_2}(s) = \sum_j g_j G_X \{ (1 - T_j) + T_j G_M(s) \}$$

この式の右辺は(4-1)式と同じであるから $Q = (Q_1 + Q_2)$ の平均値 $\bar{Q}$ 、および相対バリエーション $V_Q$ は

$$\bar{Q} = \bar{X} \bar{T} \bar{M} \tag{4-16}$$

$$V_Q = V_c + V_s \tag{4-17}$$

ただし

$$V_c = V_T + (1 + V_T) \left( V_X - \frac{1}{\bar{X}} \right) \tag{4-18}$$

$$V_s = \frac{1 + V_M}{\bar{X} \bar{T}} \tag{4-19}$$

ここに $\bar{X}$ ,  $V_X$ ;  $\bar{T}$ ,  $V_T$ ;  $\bar{M}$ ,  $V_M$ はそれぞれ光子数 $X$ 、光電変換率 $T$ 、PMTの増倍数 $M$ の平均値および相対バリエーションである。

シンチレーション波形の分割時間 $t_0$ を次式が満たされるように選ぶ。

$$\bar{Q}_1 = \bar{Q}_2 = \frac{1}{2} \bar{Q} \quad (4-20)$$

このとき

$$T_{1j} = T_{2j} = \frac{1}{2} T_j \quad (4-21)$$

が成立する。従って、 $Q_1$  と  $Q_2$  の差の分布を表わす (4-7) 式の母関数は次のように書ける。

$$G_{Q_1 - Q_2}(s) = \sum_j g_j G_X \left[ (1 - T_j) + \frac{1}{2} T_j G_M(s) + \frac{1}{2} T_j G_M(s^{-1}) \right] \quad (4-22)$$

(4-22) 式より ( $Q_1 - Q_2$ ) の平均値 ( $\overline{Q_1 - Q_2}$ ) および相対バリエーション  $V_{Q_1 - Q_2}$  は

$$\overline{Q_1 - Q_2} = G'_{Q_1 - Q_2}(1) = 0 \quad (4-23)$$

$$\begin{aligned} V_{Q_1 - Q_2} &= \frac{\sigma_{Q_1 - Q_2}^2}{\bar{Q}^2} \\ &= \frac{1}{\bar{Q}^2} [G''_{Q_1 - Q_2}(1) + G'_{Q_1 - Q_2}(1) - \{G'_{Q_1 - Q_2}(1)\}^2] \\ &= \frac{1 + V_M}{\bar{X} T} \\ &= V_s \end{aligned} \quad (4-24)$$

ここに  $\sigma_{Q_1 - Q_2}$  は ( $Q_1 - Q_2$ ) の標準偏差である。(4-24) 式から明らかになるように、 $\bar{Q}_1 = \bar{Q}_2$  の条件の下で  $V_{Q_1 - Q_2}$  を測定すれば統計的成分  $V_s$  が得られる。

また、PMTの増倍度Mの相対バリエーション  $V_M = 0$  を仮定すれば、(4-24) 式より、PMTの第一ダイノードで得られる平均光電子数  $N_0 (= \bar{X} T)$  は次のように与えられる。

$$N_0 = \frac{1}{V_s} = \frac{\bar{Q}^2}{\sigma_{Q_1 - Q_2}^2} \quad (4-25)$$

( $Q_1 - Q_2$ ) の分布はガウス分布であるとみなして、その分布の半値幅を (FWHM) $_{Q_1 - Q_2}$  とすれば、(4-25) 式は次のように書ける。

$$N_0 = \frac{(2.35 \bar{Q})^2}{(\text{FWHM})^2_{Q_1 - Q_2}} \quad (4-26)$$

以上のことから明らかになったように、波形分割法においても光二分法と同様に2次元波高分析器を用いて、図4-2と同等の  $Q_1$  と  $Q_2$  に関する2次元分布像が得られる。そして、この像の  $+45^\circ$  方向および  $-45^\circ$  方向の分散を測定すれば、エネルギー分解能の成分の分離測定が行なえる。

しかるに、ここでは図4-7に示すようなより簡単な方法を提案する。この方法ではシン

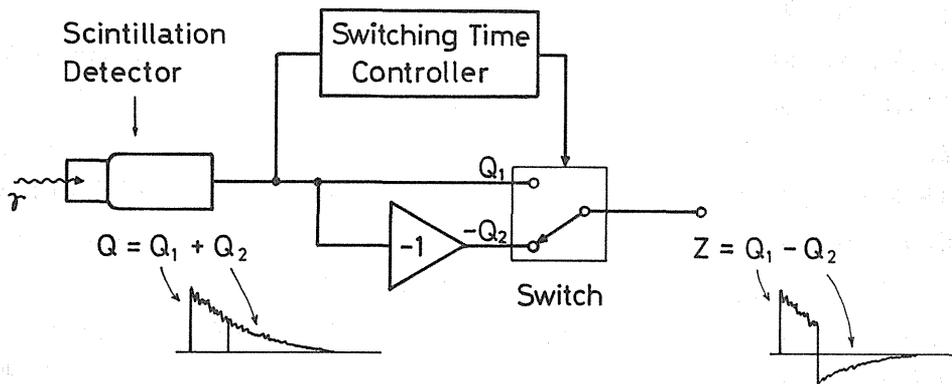


図 4-7 波形分割法に基く回路の動作原理

チレーション電流パルスの符号をその平均全電荷量  $\bar{Q}$  の半分が得られる時点  $t_0$  で反転させる波形整形回路を使用する。波形整形された信号を積分すれば  $(Q_1 - Q_2)$  が得られ、その平均値は 0 となり、その波高分布の標準偏差は  $\sigma_{Q_1 - Q_2}$  を与える。一方、平均全電荷量  $\bar{Q}$  はシンチレーション電流パルスの反転を行わずに信号を積分すれば得られるので、(4-24) 式より  $V_s$  を求めることができる。

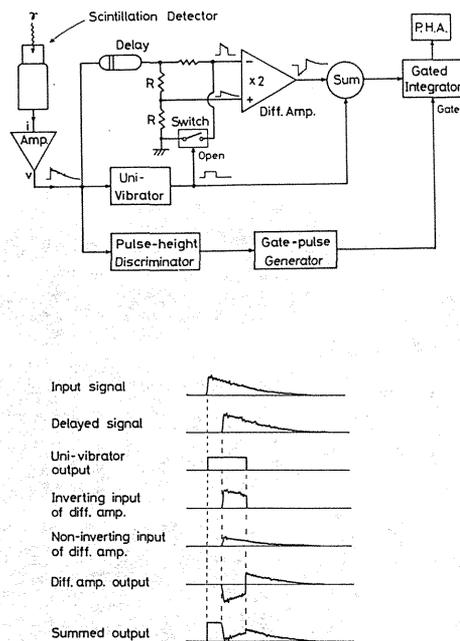


図 4-8 波形分割法に基いてエネルギー分解能を成分に分離する測定回路

#### 4-4-2 実験と結果

波形整形回路を使用した波形分割法によってエネルギー分解能の成分を分離測定できることを実証するために、図4-8に示したような実験装置を組み立てた。シンチレーション検出器としては直径38mm、高さ38mmの円筒型NaI(Tl)結晶に直径51mmのPMT（浜松テレビ社製R 329）を光学的に結合したものを使用した。実験では60 keVから1270 keVまでの範囲でガンマ線のエネルギーを変え、それぞれのエネルギーのガンマ線を直径16mmのコリメートした平行ビームにして、結晶の面と垂直にその中央に照射した。

検出器のアノード電流は電流電圧変換を行なう前置増幅器を経て、その出力が3つの回路へ送られる。その1つは波高分析器であり、対象とするガンマ線の全エネルギー吸収ピークのみを選別する役割をもつ。残りの2つの回路のうち一方はアナログ・スイッチを開くための単安定バイブレータであり、もう一方は遅延時間約100nsの遅延線（420Ω）である。遅延線を通じた信号は増幅度が2の差動増幅器の入力端子に送られる。このときアナログ・スイッチが開いていれば、差動増幅器の反転入力端子における信号が非反転入力端子における信号の2倍の大きさとなる。一方、アナログ・スイッチが閉じている場合は反転入力端子が接地される。このようにして、元のシンチレーション・パルス波形はアナログ・スイッチの開閉が起きるとその時点の前後では極性のみが反転し、波高の絶対値は変化しない。このスイッチの開閉時間は10ns以下であるため、NaI(Tl)のような数百nsecの蛍光減衰時定数をもつようなパルスに対しては開閉時の信号の電荷損失は無視できる。図4-9に<sup>137</sup>Csをガンマ線源に使用した場合のシンチレーション・パルス波形と、波形整形後のパルス波形を示す。水平軸は200 ns/divである。

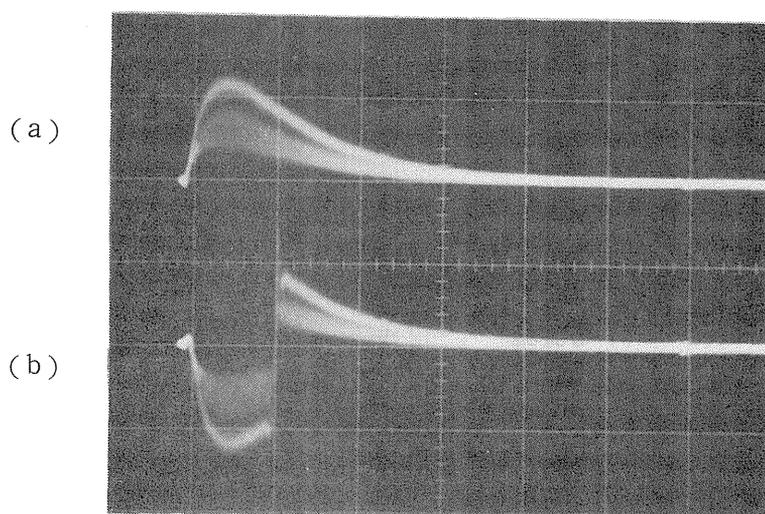


図4-9 NaI(Tl)検出器のシンチレーション電流パルスの波形(a)と、波形分割法に基づいて波形整形された整形パルス(b) (200ns/div)

整形パルスそのまま積分すると平均値が0となるため、単安定バイブレータでつくれる一定の矩形波を整形パルスに加え、積分後は平均値が正の値をとれるようにした。従って、ゲート積分器の出力信号は通常の波高分析器に入力することができた。ゲート積分器の積分時間は NaI(Tl) のシンチレーション・パルスによる電荷量を損失させないようにするため、 $1\mu\text{s}$  と充分長くした。

アナグロ・スイッチの切り換え時間は、出力の波高分布の平均値が、ちょうど単安定バイブレータからの信号のみを積分器に入力させた場合の出力波高値と同じになるように調整した。従って、差動増幅器出力における整形パルスは、ベース・ラインの上下で等しい平均面積をもつ。

図4-10は、以上の測定回路による測定結果をガンマ線エネルギーの逆数を横軸として表わしたものである。図の曲線Aに沿った○印はエネルギー分解能を半値幅で測って2乗した値であり、曲線Bに沿った●印は整形パルスに対して得られた波高分布の半値幅を2乗し、その値をパルス整形せずに得られた波高分布の平均値の2乗で割った値を示している。曲線(A-B)に沿った×印は●印の値を差し引いたものである。曲線Aは(4-17)式の $V_Q$ に相当し、曲線Bは(4-19)式の $V_S$ に相当する。また曲線(A-B)は(4-18)式の $V_C$ に相当する。

図4-10の曲線Bが原点を通る直線となるのは(4-19)式において示されているように $V_S$ がシンチレータ内で発生する平均光子数 $\bar{X}$ に逆比例することに起因しており、この現象は多くの研究者が光パルサーを用いて行なった測定の結果<sup>(P27)(H10)</sup>とも一致する。

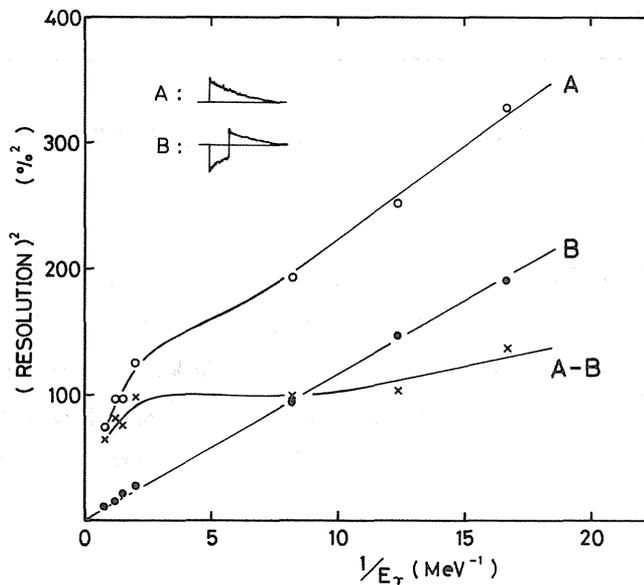


図4-10 ガンマ線エネルギーの逆数に対するNaI(Tl)検出器のエネルギー分解能(○)とその統計的成分(●)および非統計的成分(×)の波形分割法による実測値

#### 4-4-3 考 察

以上の実験結果に基づいて(4-14)式を適用すれば、実験に使用したNaI(Tl)検出器の単位ガンマ線エネルギー当りに対する平均光電子数を求めることができる。それは図4-10の直線Bの傾きに相当し、4.9個/keVであった。表4-1に<sup>57</sup>Coをガンマ線源とした場合の $V_Q$ 、 $V_S$ および $V_C$ の値を半値幅の2乗で示した。また比較のために、同じNaI(Tl)検出器に対して、遅延線とゲート積分器による外挿法に基く田中らの $V_S$ 測定法<sup>(T12)</sup>を適用して、 $V_Q$ 、 $V_S$ 、 $V_C$ およびkeV当たりの平均光電子数を測定したので、その結果を表4-1に並記した。この表から明らかなように波形分割法と外挿法との測定結果はほとんど一致している。これは後者の方法において、NaI(Tl)検出器のシンチレーション・パルスが単一の減衰指数関数で良く近似できたためであると考えられる。

	外挿法 (T12)	波形分割法
$V_Q$ in FWHM ( $\%^2$ )	$(13.8)^2$	$(13.9)^2$
$V_S$ in FWHM ( $\%^2$ )	$(9.6)^2$	$(9.7)^2$
$V_C$ in FWHM ( $\%^2$ )	$(9.9)^2$	$(9.9)^2$
photoelectrons/keV	4.8	4.9

表4-1 <sup>57</sup>Co線源からの122 keVガンマ線をNaI(tl)検出器に照射した場合のエネルギー分解能とその成分

このような簡単な実験によって、波形分割法がエネルギー分解能の成分を分離測定するための有力な方法であることが実証された。この方法によると光二分割法の場合と異なり、入射ガンマ線のエネルギーの増加と共に $V_S$ に相当する曲線Bが原点を通る直線からずれることもなく、 $(Q_1 - Q_2)$ の波高分布の半値幅から $V_S$ を容易に求めることができる。また、PMTを2本必要とすることもなく、通常のシンチレーション検出器に適用できる利点がある。

#### § 4-5 結 論

光パルサーを用いず、任意のシンチレーション・パルス波形に対して適用できるエネルギー分解能の成分の分離測定法として、光二分割法と波形分割法の2つの方法を提案し、その有効性を実証した。これらの方法にはそれぞれ適用しうる条件が存在する。光二分割

法は2つのPMTを必要とするため、特殊な形状の検出器についてのみ適用が可能であることや、高エネルギーのガンマ線の場合に多重相互作用の影響を補正する必要のあることなどの欠点をもつ代わりに、短い蛍光減衰時定数をもつシンチレータにも使用できる利点をもつ。一方、波形分割法は波形整形回路に用いるスイッチの開閉速度に限界があるため、短い蛍光減衰時定数をもつシンチレータに適用することが難しいという欠点をもつ代わりに、PMTが1本で良く、通常の検出器にも適用できる利点をもつ。

NaI(Tl)やBGOのような比較的蛍光減衰時定数の長いシンチレータに対しては、測定方法の簡便なことやPMTが1つの検出器に適用しうる一般性から、波形分割法の方が光二分画法よりも優れている。しかも、光パルサーを用いることなく、シンチレーション光を用いてシンチレータを取りはずさずに測定できることから、測定値の信頼性も高い。従って、波形分割法は比較的蛍光減衰時定数の長いシンチレータを用いた検出器に対して、その構成素子の品質管理や特性の最良化および使用する際の調整を行なう上で有用であると考えられる。

## 第5章 陽電子放射型横断層撮像装

### 置用BGO 検出器

#### § 5-1 序

第2章の§2-4において述べたように、現在核医学の分野においては、陽電子放出核種の体内分布を得るための陽電子放射型横断層撮像（ポジトロンECT）装置が開発の途上にある。ポジトロンECT用の検出器素子としては、まず、511 keVの消滅ガンマ線に対して高い検出効率をもつことが要求される。この要求を満たすものとして、1977年にChoらがゲルマニウム酸ビスマス（BGO）を検出器素子に使用することを提案したが（C 21）、それ以来多くの研究者によってBGO検出器を用いたポジトロンECT装置が開発され、大きな成果が得られた（P 20）。

しかるに、ポジトロンECT用の検出器としては高い検出効率だけでなく、対消滅ガンマ線の同時計数を行なう際の良い時間分解能や散乱線除去のための良いエネルギー分解能、ならびに良好な高計数率特性等をもつことも同時に要求される。必要とされるこれらの特性をすべて満たすことは難かしいが、BGO検出器に固有な特性を充分理解した上で、その特徴を最大限に生かしたポジトロンECT装置の開発が望まれている。

以下第2節においては、BGOシンチレータの物理光学的特性等について述べると共に他の検出器素子との比較を行なう。

第3節においては、BGO検出器によって対消滅ガンマ線の同時計数を行なう場合の時間特性を明らかにする。そして最良の時間分解能を得る方法を求め、その方法に基いたBGO検出器用のタイミング弁別器を開発したことについて述べる。

第4節では、ポジトロンECT用の検出器として、小さなBGO結晶の密配列を可能とする4連結BGO検出器を提案し、そのタイミング位置弁別特性を明らかにする。また、この検出器のためのタイミング位置弁別器の設計および試作を行ない、4連結BGO検出器に接続して良好なタイミング位置弁別特性が得られた結果について述べる。

第5節においては、結論を述べる。

#### § 5-2 検出器の選択

##### 5-2-1 ゲルマニウム酸ビスマス（BGO）

ゲルマニウム酸ビスマス（BGO）の分子式は、 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  であり、その単結晶の作製は、1965年Nitsheによって初めて試みられた（N 13）。彼は、 $\text{Bi}_2\text{O}_3$  と  $\text{GeO}_2$  の粉末を2：3のモル比で混合し、これをBGOの融点である $1040^\circ\text{C}$ より $10^\circ\sim 20^\circ\text{C}$ 高い温度に保って融解し、成長するBGOの結晶を熔融液面よりゆっくり引き上げることによって単結晶を製作した。

BGO結晶は、天然鉱物中に存在するユーリタイト（ $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ ）の同形体であり、等軸晶系の四面体半面像（ $I\bar{4}3m-Td^6$ ）に属している。その結晶構造は四面体

GeO<sub>4</sub> が八面体形をなして Bi を取り囲む形態である。この結晶は空気中では安定な物質であるが、濃塩酸には容易に溶ける (N 13)。

最初、BGO 結晶は電気光学的な特性を研究するために作られ、その応用としては光学的な変調器や希土類イオンのレーザー母体などが考えられた。また、結晶の製造法に改良が加えられ、初期は黄色の体色をもつ結晶しか作れなかったが、完全に無色透明な結晶が作れるようになって、その物理光学的特性が研究された。Bortfeld らの測定では、BGO 結晶は波長範囲が 0.3~6 μm の電磁波に対して透過性をもち、可視領域 (400~650nm) で屈折率が 2.22 から 2.10 までの高い値を示した (B 47)。

1973 年、Weber らは光および X 線によって BGO 結晶を励起して、その発光機構と特性を研究した (W 3)。その結果、平均波長 290 nm の光学励起スペクトルに対応した蛍光スペクトルが平均波長約 500nm、半値幅 150nm のピークとして得られた。この励起および蛍光スペクトルは、Bi<sup>3+</sup> イオンの  $^1S_0 \rightleftharpoons ^3P_1$  遷移によって起きる。Bi<sup>3+</sup> の基底状態は、水銀の電子配位にあたり 6s<sup>2</sup> であるが、その第 1 励起状態は 6s6p となる。基底状態  $^1S_0$  から許容される遷移は  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  および  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  であり、これらはそれぞれ平均波長が 290 nm、および 250 nm の光学励起ピークに対応している。一方、Bi<sup>3+</sup> の最も低い励起準位は  $^3P_0$  状態であるが、 $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$  は禁止されているので、蛍光は  $^3P_{0,1,2}$  と  $^3P_1$  の状態の熱的平衡と  $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$  遷移によって起きる。

Weber らはまた、重水素ランプからの光パルスを BGO 結晶に照射して得られる蛍光に関して、その蛍光量および蛍光減衰時定数の温度による変化を 77~400 °K の範囲にわたって測定した (W 3)。その結果、77 °K より 200 °K までの間は蛍光発光量がほぼ一定であるが、200 °K 以上になると格子振動との結合によって 300 °K ではその 30%、400 °K では 1% という様に蛍光量が急速に減少することが示された。一方、蛍光減衰時定数も、200 °K で 2 μs、300 °K で 0.4 μs、400 °K で 0.01 μs という様に温度の上昇と共に減少するが、この原因としては単に格子振動の影響だけでなく、励起レベル間で  $^3P_1$  レベルへの占有率を促進する作用が生じるためと考えられる。なお、Piltingsrud は X 線を BGO に照射して、Weber らと同様の結果を得た (P 21)、岡島らは 511keV のガンマ線を照射して、常温付近の蛍光発光量ならびに蛍光減衰時定数の温度変化率が共に約 1.3~1.4 %/°C であることを報告している (O 1)。

Weber らは BGO 結晶が大きな実効的原子番号をもち、高エネルギー X 線やガンマ線に対する阻止能が NaI(Tl) よりはるかに大きいことに着目し、放射線検出用のシンチレータとしても有望であることを指摘した (W 3)。この指摘に基づいて、1975 年 Nestor らは BGO 結晶と PMT とを光学的に結合したシンチレーション検出器を組み立てて、ガンマ線に対する応答を調べた (N 7)。

彼等は常温において <sup>137</sup>Cs の線源から得られる 662 KeV のガンマ線を BGO に照射して、その発光スペクトルが Weber らの得た光学的励起によるもの (W 3) と一致することを確認し、BGO シンチレーション検出器の出力波高がガンマ線のエネルギーに比例する

ことを示した。その出力はNaI(Tl)検出器に比べると8%しかないが、エネルギー分解能は122keVから1270keVの範囲で、ガンマ線エネルギーの平方根に逆比例し、たとえば662 keVに対しては15%のエネルギー分解能が得られた。また、Nestorらはガンマ線による蛍光の減衰曲線が時定数300nsの単一減衰指数関数で表わされると報告したが(N7)、後にMoszynskiらは時定数が60nsの速い成分も存在することを明らかにした(M36)。

図5-1は、光子に対する元素の吸収断面積の値をStormらの表(S22)から求めて、BGOのガンマ線に対する吸収係数を計算した結果を示している。たとえば、511 keVに対する全吸収係数は $0.91 \text{ cm}^{-1}$ であり、光電吸収係数およびコンプトン吸収係数は、それぞれ $0.41 \text{ cm}^{-1}$ と $0.51 \text{ cm}^{-1}$ である。

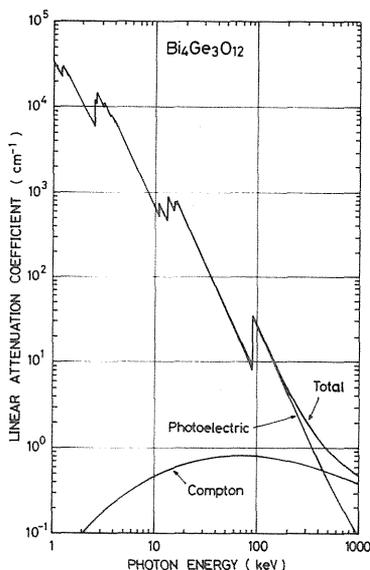


図5-1 ガンマ線に対するBGOの吸収係数

#### 5-2-2 BGOと他のシンチレータの比較

1975年、Derenzoらはリング状多検出器配列型のポジトロンECT装置を設計する場合に、その性能に影響する諸因子を明らかにして、最適な設計を行なうための指針を与えた(D4)。田中らは、リング状の多断層型装置の性能に関する分析を行なっている(T16)。ここでは、装置の性能に対する検出器素子の影響について検討する。

検出器素子の511 keVガンマ線に対する検出効率を $\epsilon$ とし、対消滅ガンマ線の同時計数における時間分解能を $t_w$ とすれば、まず、対消滅ガンマ線が共に散乱しないで検出器に吸収される真の同時計数の値 $R_T$ は

$$R_T \propto \epsilon^2 \quad (5-1)$$

一方、検出器が単一ガンマ線を計数する場合の値 $C$ は

$$C \propto \epsilon \quad (5-2)$$

偶発同時計数 $R_A$ は $C^2$ と $t_w$ とに比例するから、

$$R_A \propto \epsilon^2 t_w \quad (5-3)$$

である。R<sub>A</sub>は画像のバックグラウンドとなる。また、同時計数のデータ中で検出器に到達する前に散乱されたものも画像のバックグラウンドを形成する。そのような散乱同時計数の値をR<sub>S</sub>とすれば

$$R_S \propto k \epsilon^2 \quad (5-4)$$

である。ここにkは検出器のエネルギー弁別レベルに依存するパラメータである。

良質なR I分布像が得られるかどうかの1つの指標は、 $\eta = R_A / R_T$ で与えられ、 $\eta$ の小さい方が良質の画像を期待できる。

$$\eta \propto \frac{t_w}{\epsilon} \cdot C \quad (5-5)$$

であるから、同じ単一ガンマ線を計数する場合は、 $t_w$ が小さく、 $\epsilon$ の大きい方が望ましいことがわかる。また、Derenzoらによれば(D4) 同じ $\eta$ の値に対して真の同時計数R<sub>T</sub>の取り得る最大値R<sub>T</sub>(max)は次式のように与えられる。

$$R_T(\max) \propto \frac{\epsilon^2}{t_w} \quad (5-6)$$

従って、同じ画質を得る条件下にあっても、 $\epsilon$ が大きく、 $t_w$ の小さい方が高い計数を集積できるために、統計的変動の小さい像が描出できる。

一方、R<sub>S</sub>はR<sub>T</sub>と共に $\epsilon^2$ に比例するが、エネルギー弁別レベルを上げれば、(5-4)式のkの値が減少してR<sub>S</sub>は小さくなる。しかるに、検出器素子のフォト・フラクションが充分大きくない場合は、エネルギー弁別レベルを上げるに伴ない、 $\epsilon$ が小さくなり、検出感度が低下する。R<sub>T</sub>をあまり低下させずにR<sub>S</sub>のみを減少させて良い画質を得るには、フォト・フラクションの大きな検出器素子を用いて、そのフォト・ピークのみを計数することが必要である。

検出効率 $\epsilon$ を大きくするには、検出器リングの動径方向に沿った検出器素子の深さを大きくすれば良い。しかし、広い視野内で一樣な解像力を得るには、検出器素子へ斜めから入るガンマ線に対しても解像力が低下しないように、素子の幅に対する深さの比をあまり大きくすることはできない(D12)。従って、光電吸収係数の大きい検出素子が望ましい。光電効果による線吸収係数 $\mu$ は、素子の密度を $\rho$ 、原子量をA、原子番号をZとすれば、近似的に

$$\mu \propto \frac{\rho}{A} Z^5 \quad (5-7)$$

であるために、高原子番号で高密度の素子を使用すべきである。しかも、このような素子の使用によって、素子内におけるコンプトン多重相互作用の頻度が減少するので、隣接する素子間のクロス・トークを軽減することができる。

以上のことから、ポジトロンECT用の検出器素子を選ぶ際に注意すべき点が明らかになった。核医学におけるイメージング用検出器素子の広い範囲にわたる比較が、1973年にLavoieによって行なわれているが(L8)、このときはまだBGOが知られていなか

った。1977年、ChoらはBGOシンチレータが511 keVガンマ線に対して高い阻止能をもち、そのフォト・フラクションが大きいことから、エネルギー弁別を行なって、フォト・ピークのみを計数しても、検出感度があまり低下しないことを示した。そして、ポジトロンEC T用検出器素子としてBGOが優れていることを明らかにした(C 21)。BGOの優れた特性を示すための検出素子間の比較は、その後Derenzoらによって行なわれたが(D 6)(D 10)(D 12)、表5-1には、Phelpsらがまとめた検出器素子の特性比較表(P 20)も同時に参照して作製したものを示す。

	BGO	NaI(Tl)	CsF	Plastic
Atomic number	83, 32, 8	11, 53	55, 9	6, 1
Density (g/cm <sup>3</sup> )	7.13	3.67	4.61	1.03
Index of refraction	2.15	1.78	1.48	1.58
Light yield relative to NaI (Tl) (%)	10	100	5	18
Energy resolution [FWHM: %]	15 - 20	7 - 9	2.7	-
Thickness to stop 90 % of 511 keV (mm)	2.5	6.8	5.9	19.0
Percentage interaction that are photoelectric at 511 keV	4.4	1.9	1.9	0
Decay time (ns)	300	230	5	3
Time resolution [FWHM: ns]	3.5	1.3	0.5	0.2

表5-1 陽電子イメージング用検出器におけるシンチレータの特性の比較

表5-1に示した検出器素子の中でプラスチックは良い時間分解能をもつが、検出感度が低く、フォト・ピークが得られない。Mc Intyreはこのような欠点を克服するために、小さなプラスチック素子をモザイク状に3次元配列した検出器を提案しているが(M 16)(M 17)(M 18)、その実現性は乏しい。

NaI(Tl)は蛍光量が大きく、エネルギー分解能の良いことが特徴であるが、フォト・フラクションが充分大きくないために、エネルギー弁別レベルを100keV程度に下げて検出感度を向上する必要がある(D 6)。そのため、その特徴を生かすことができないばかりでなく、隣接結晶間とのクロス・トークが起きやすい。Derenzoらは幅8mm、深さ50mm、スライス方向の長さ30mmの直方体の結晶280個をリング状に配列したポジトロンEC T用

検出器を設計したが(D5)、その検出器に使用したシンチレータがNaI(Tl)の場合は、BGOに比べて60%の検出効率しか得られず、真の同時計数の値も約1/3と少ない。そして、(5-5)式に与えられた $\eta$ の値はBGOの約2倍となることを示している。

一方、CsFは蛍光量が少ないためにエネルギー分解能は劣るが、蛍光減衰時定数が小さいことから良い時間分解能を得られるという利点をもつ(M37)。しかるに、対消滅ガンマ線が2つの検出器にそれぞれ到達するまでの飛行時間は有限なために、45cmの物体の両端に存在するRI分布を共に検出するためには、少なくとも3nsの同時計数における時間窓 $t_w$ を設ける必要がある。従って、良い時間分解能をもつ特徴を生かすことができなくなる。このような場合は、通常の像再構成法にガンマ線飛行時間差測定法を併用して、再構成像のS/Nの向上に利用する方式が有効となる(M54)。

なお、BGOが空気中で安定な結晶であるのに対してNaI(Tl)およびCsFは吸湿性があるため、密閉容器に封じて使用する必要のあることも欠点となる。一方、BGOの欠点としては、蛍光量の少ないことが第1に挙げられるが、屈折率の大きいこともライト・ガイドの使用を難かしくする点で欠点と考えられる。これらの特性を克服するシンチレータの開発がさらに望まれる。

### § 5-3 BGO検出器のタイミング弁別器

#### 5-3-1 概 論

前節§ 5-2において述べたように、ゲルマニウム酸ビスマス( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ 、またはBGO)をシンチレータとして用いることによって、511keVの消滅ガンマ線に対する検出効率が高く解像力の高い陽電子イメージング装置が実現可能である。しかるに、BGO検出器の対消滅ガンマ線に対する時間特性は、その蛍光減衰時定数が比較的長いこと(300ns)と蛍光量が低いことによって制限されてしまう。

このような場合の時間測定に関しては次の2つの点を考慮する必要がある。1つは、良い時間分解能を得るための時間測定法の検討であり、もう1つは、良い計数率特性を得るための信号処理に関する検討である。

この節においては、BGO検出器の511 keV消滅ガンマ線に対する時間特性を分析し、良い時間分解能と良い高計数率特性を得るためのタイミング弁別器の設計および試作を行なった結果について述べる(M58)。ポジトロンECT装置を製作する場合は、可動型のリング状ガントリに多数の検出器をすき間なく配列し、そのおのおのタイミング弁別器を接続することが要求されるため、小型で簡単な回路にする必要があった。

#### 5-3-2 検出器のタイミング特性

シンチレーション・パルスが単一指数関数で減衰すると仮定し、その減衰時定数を $\tau$ とする。また、放射線が吸収されるごとにPMTの第1ダイノードで平均 $N_0$ 個の光電子が得られるとする。このとき、蛍光発光の起きた初期の段階では、光電子が時間間隔 $\frac{\tau}{N_0}$ ごとに1個の割合で得られる。このように全光電子数が有限なことに起因して、最初の光電子

が第1ダイノードに到達する時間は変動する。これを、分散値で表わすと  $(\frac{\tau}{N_0})^2$  となる (P 25)。

シンチレーション検出器の時間分解能は第3章で述べたように一般に光電子数の統計的変動に起因するのみでなく、PMTの増倍度のゆらぎや単一光電子応答関数の幅  $\lambda$  およびその伝達時間の標準偏差  $\epsilon_{ph}$  等に依存する (G 5)。

もし、 $\tau/N_0 \gg \lambda$  および  $\epsilon_{ph}$  であれば時間分解能に対するPMTの影響は無視できる。従って、シンチレーション電流パルスを積分して、タイミング弁別器に入力した場合は、タイミングのしきい値に対する時間分解能の関数が、階段状に増加する曲線として表わされる (A 28)。このような条件下で最良の時間分解能を得るには、最初に到達する光電子を検出する方法 (以後は先頭光電子検出法と呼ぶ) を用いれば良い。

一方、 $\lambda$  および  $\epsilon_{ph} > \tau/N_0$  の場合は、時間分解能に対するPMTの影響は無視できなくなる (H 36) (E 3)。このような場合において、最良の時間分解能を得ようとすれば、第3章の (3-34) 式で示したようなシンチレーション電流パルスの波形整形を行なうのが有効であり、実用的には、全光電子数に相当するレベルに対して一定の割合で決められたレベルをしきい値とするコンスタント・フラクショナル法がよく用いられている (G 7)。

BGO検出器を用いて対消滅ガンマ線の同時計数を行なう場合に、良い時間分解能を達成できる時間測定法を選択するには、まず最初に、511keV消滅ガンマ線に対してBGO検出器で得られる平均全光電子数  $N_0$  を測定すべきである。直径19mmのBGO結晶に29mm直径のPMT (フィリップス社製) を結合し、反射材に  $BaSO_4$  を用いたBGO検出器を組み立て、この検出器に第4章で述べた波形分割法を適用して、消滅ガンマ線の光電吸収ピークに対する平均全光電子数  $N_0$  を測定した。その結果、

$$N_0 = 150 \quad (5-8)$$

であった。

(5-8) 式より、蛍光の起きた初期の段階では、平均時間間隔 2 ns ごとに1個の割合で光電子が得られる。一方、PMTのアノード出力パルスの立上り時間は約 2 ns であるため、この場合は  $\lambda$  もしくは  $\epsilon_{ph}$  が  $\tau/N_0$  の値にほぼ等しい。従って、時間測定法を決定するには、次のような実験によって検出器の時間特性を解明することが要求される。

図5-2は実験に使用したタイミング弁別器のブロック図である。PMTのアノード出力より得たBGOのシンチレーション電流パルスは、時定数50nsのRC積分器および時定数250nsのRC微分器によって双極性パルスに整形される。このパルス整形回路の時定数については次の項で説明する。整形された双極性パルスは、リーディング・エッジ型の弁別器に送られ、そのパルスがある一定のしきい値を越えたときにタイミング信号がつくられる。ただし、このタイミング信号は350keVを下限のしきい値としたエネルギー弁別器でエネルギー・ゲート信号がつけられた場合のみゲートを通すことができる。

一方、基準時間信号発生用の検出器とした直径40mm、高さ30mmのプラスチック・シンチレータ NE102A を直径50mmのPMT (浜松テレビ社製 R 329) と組み合わせたものを用

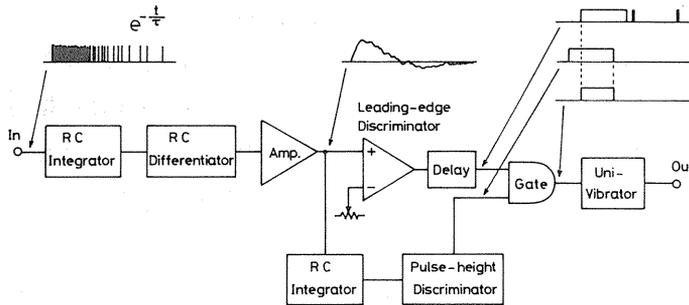


図 5-2 タイミング弁別器のブロック図

意し、この検出器の出力をコンスタント・フラクシオン型弁別器に入力して、基準時間信号を得た。実験は、このプラスチック検出器と、BGO検出器とを用いて、対消滅ガンマ線の同時計数を行ない、リーディング・エッジ型弁別器のしきい値を変化させたときのタイム・スペクトルの変化を求めることであった。

図 5-3 に、そのしきい値を横軸にとり、タイム・スペクトルの半値幅 (FWHM) を縦軸にとった場合の実験結果を示す。図中の曲線は階段状になっているが、そのプラトーがそれぞれ PMT の第 1 ダイノードに最初に到達した光電子、ならびに、2 番目、3 番目に到達した光電子に相当する (A 28)。BGO シンチレーション・パルスの整形後の波形の立上りは約  $20 \text{ mV}/\text{ns}$  であったから、単一光電子レベルは  $40 \text{ mV}$  である。しかも、時間スペクトルの重心が  $80 \text{ mV}$  のしきい値の変化に対して、 $4.0 \text{ ns}$  だけ変化した。これは、蛍光発光の初期の段階で 1 つの光電子数を得るために平均  $2 \text{ ns}$  必要であるという (5-8) 式からの推定を裏付けている。

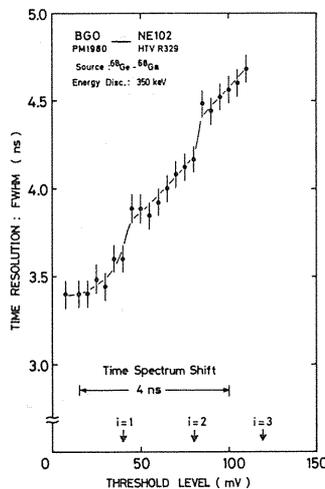


図 5-3 タイミング弁別器のしきい値を変えたときの時間分解能の測定

### 5-3-3 波形整形法

BGO 検出器の出力信号に波形整形を施さない場合は、おのこの光電子電流パルスがタイミング信号をつくり、1 つのエネルギー信号に対して多くの偽パルスができる。高計数率

の状態ではBGOシンチレータの蛍光減衰時定数が300nsと比較的大きいため、このようなタイミング信号の偽パルスとエネルギー信号との偶発同時計数が無視できなくなる。

以上の効果を緩和させるために、図5-2に示したような簡単なRC積分器および微分器で、シンチレーション電流パルスを双極性パルスに波形整形することを検討した。以下の議論では、偽パルスの発生を少なくすると同時に、死時間を小さくして、良い高計数率特性を得るために、回路のパラメータの最適化を検討する。

シンチレーション電流パルスの平均波形  $\bar{I}(t)$  を単位時間当りにPMTの第1ダイノードに到達する平均光電子数で記述することにすれば、

$$\bar{I}(t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} U(t) \quad (5-9)$$

と書くことができる。ここに  $\tau$  は蛍光減衰時定数(300ns)、 $N_0$  は平均全光電子数(150個)、そして、 $U(t)$  はステップ関数である。

$\bar{I}(t)$  が時定数  $T_i$  のRC積分器および時定数  $T_d$  のRC微分器によって、双極性パルス  $\bar{V}(t)$  に波形整形される場合、次式が成立する。

$$\bar{V}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{I}(x) r(t-x) dx \quad (5-10)$$

ここに  $r(t)$  は波形整形回路の応答関数であり、 $T_i \neq T_d$  の場合、

$$r(t) = \frac{T_d}{T_i - T_d} \left( \frac{1}{T_d} e^{-\frac{t}{T_d}} - \frac{1}{T_i} e^{-\frac{t}{T_i}} \right) U(t)$$

$T_i = T_d$  の場合、

$$r(t) = \frac{1}{T_i^2} (T_i - t) e^{-\frac{t}{T_i}} U(t) \quad (5-11)$$

シンチレーション電流パルスの統計的変動によって時刻  $t$  における整形パルスの振幅は平均値  $\bar{V}(t)$  のまわりに分布する。その標準偏差を  $\Delta V(t)$  とすれば、

$$\{\Delta V(t)\}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{I}(x) \cdot \{r(t-x)\}^2 dx \quad (5-12)$$

このときの分布はポアソン分布であると考えて良いから、時刻  $t$  において整形パルスの振幅の値が正となる確率  $P(t)$  が次式で与えられる。

$$\begin{aligned} P(t) &= \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \Delta V(t)} \int_0^{\infty} \exp \left[ -\frac{\{u - \bar{V}(t)\}^2}{2 \{\Delta V(t)\}^2} \right] du \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_0^{\bar{V}(t)/\Delta V(t)} e^{-s^2/2} ds \end{aligned} \quad (5-13)$$

図5-4は、整形パルスの平均零交差時間  $T_0$  の値が400nsとなるように波形整形回路のパラメータを与えた場合の  $\bar{V}(t)$  および  $P(t)$  の値を時間の関数として表わしたものである。勿論このとき、 $P(T_0) = P(400\text{ns}) = 0.5$  である。

このように  $T_0$  を一定として、回路のパラメータ  $T_i$ 、および  $T_d$  を決める場合には、 $T_i$  か  $T_d$  のどちらか一方の値によって他方の値が一意的に定められる。そして、 $P(t)$  の

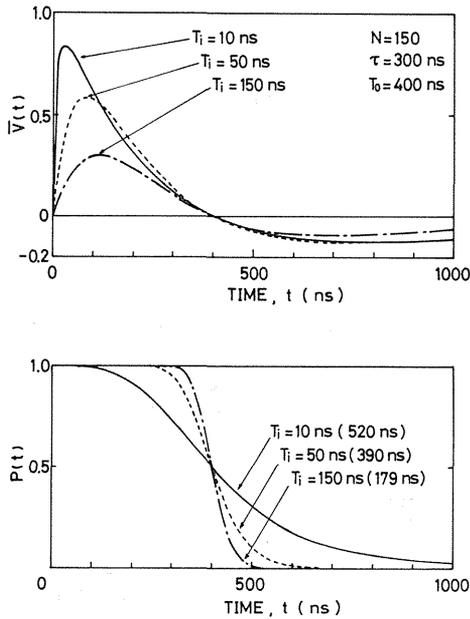


図 5-4 平均零交差時間  $T_0 = 400\text{ns}$  の整形パルスに対する  $\bar{V}(t)$  および  $P(t)$  の関数

$t = T_0$  における傾き  $|P'(T_0)|$  の値は  $T_i = T_d$  のときに最大となる。従って、整形パルスが零交差付近においてなるべく偽のタイミング信号をつくらないようにするには、 $T_i = T_d$  とするのが良い。 $T_0 = 400\text{ns}$  の場合では、 $T_i = T_d = 160\text{ns}$  となる。

一方、計数率特性を向上するには、 $T_0$  を小さい値にする方が良い。その一例として図 5-5 に  $T_0 = 200\text{ns}$  の場合の  $\bar{V}(t)$  と  $P(t)$  の値を示した。しかるに、このときの  $P(t)$  の値は零にあまり近づかない。そのために偽のタイミング信号が多くつくられる可能性が高い。

図 5-6 では、 $T_i = T_d$  の条件の下に  $T_0$  を変化させた場合の  $|P'(T_0)|$  の逆数の値をグラフに描いた。図から明らかなように、 $|P'(T_0)|$  の逆数は  $T_0$  の増加と共に減少する。しかし、あまり  $T_0$  を大きくすると整形パルスのパイル・アップが無視できなくなり、計数率特性が劣化する。それ故、 $T_0$  の値としては  $250 \sim 400\text{ns}$  の間で選ぶのが望ましい。

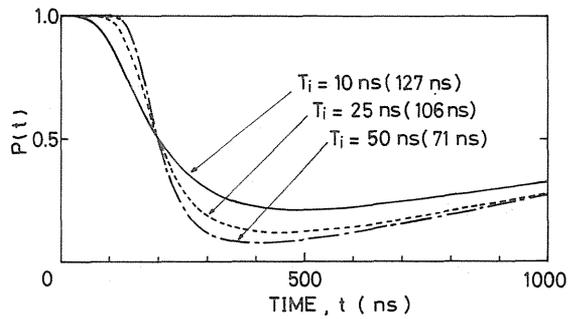
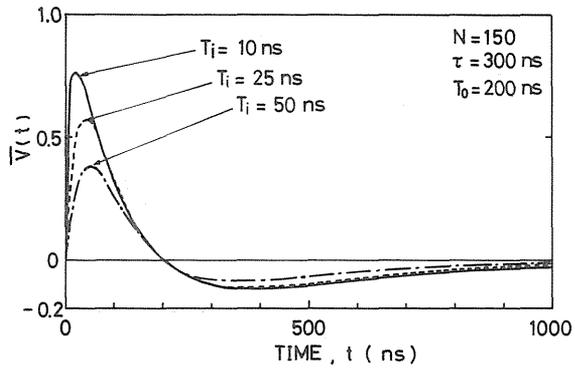


図 5-5 平均零交差時間  $T_0=200$  ns の整形パルスに対する  $\bar{V}(t)$  および  $P(t)$  の関数

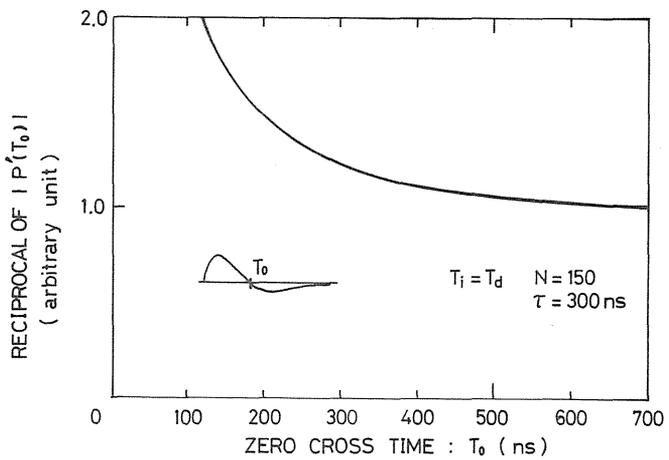


図 5-6  $T_i=T_d$  のパルス整形回路における整形パルスの平均零交差時間  $T_0$  に対する  $|P'(T_0)|^{-1}$  の関数

5-3-4 タイミング弁別器

BGO検出器の時間特性に関してもこれまで考察してきた事を基礎として、タイミング弁別器の設計および試作を行なった。図5-7はその回路図である。

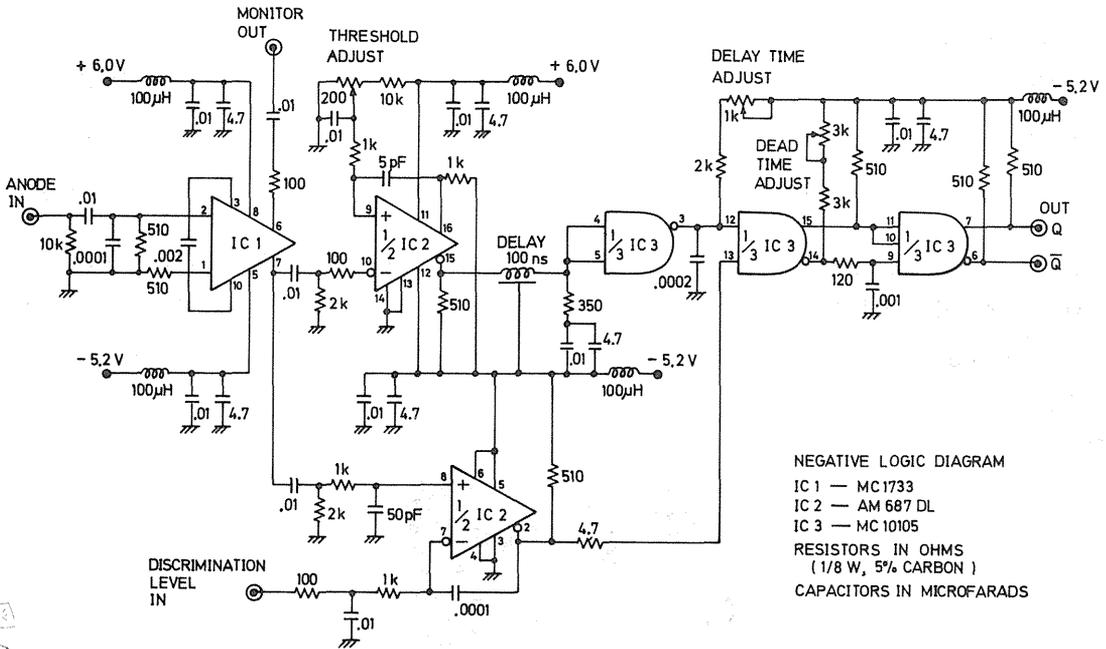


図5-7 タイミング弁別器の回路図

BGO検出器からのシンチレーション電流パルスはまずRC積分器で積分され、200 MHzの広帯域の差動増幅器 (MC 1733、増幅度10) で増幅される。この差動増幅器 MC 1733 の3番と10番の端子間にコンデンサーCを結合すると、RC微分器の役目を果たす。この場合、回路は等価的に、図5-8のようになり、その伝達関数 F(s) は次式で与えられる。

$$F(s) = -\frac{2 R_L}{r_e + R_1} \left\{ 1 - \left( \frac{R_e}{r_e + R_1 + R_2} \right) \times \left( 1 + \frac{2 R_2 (r_e + R_1) C}{r_e + R_1 + R_2} s \right)^{-1} \right\} \quad (5-14)$$

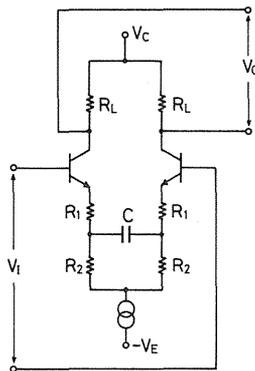


図5-8 RC回路を組み合わせた差動増幅器

ここに  $r_e$  はトランジスタのエミッタ抵抗である。

$r_e, R_1 \ll R_2$  のときは (5-14) 式が近似的に次のように表わせる。

$$F(s) \propto 1 - \frac{1}{1 + 2(r_e + R_1)Cs} \quad (5-15)$$

この伝達関数は  $R = 2(r_e + R_1)$  とした場合の RC 微分器と等価である。

MC 1733 では  $r_e = 16 \Omega$ 、 $R_1 = 50 \Omega$ 、 $R_2 = 590 \Omega$  であるため、(5-15) 式が適用できて、

$$F(s) \propto 1 - \frac{1}{1 + 122Cs} \quad (5-16)$$

となる。従って、 $C = 0.002 \mu\text{F}$  の場合は時定数が約 250 ns の微分器と等価である。

MC 1733 の出力波形は双極性パルスで、その零交差時間  $T_0$  は 350 ns である。図 5-9 に、511 keV の消滅ガンマ線に対する MC 1733 の出力波形の写真を示す。時間軸は  $200 \text{ ns/div}$  である。

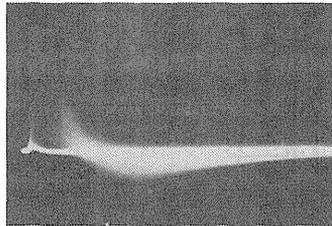


図 5-9 タイミング弁別器における BGO シンチレーション・パルスの整形パルス波形 (200ns/div)

この整形パルスは 2 つの回路に送り出される。その 1 つは、高速の ECL コンパレータ (Am 687) によるリーディング・エッジ型弁別器であり、他の 1 つは、やはり ECL コンパレータ (Am 687) を用いたエネルギー弁別器である。後者は、エネルギー分解能を向上するために時定数 100 ns の RC 積分器を併用している。エネルギー弁別器の出力を RC 微分器に通して正帰還させているのは 2 つの理由がある。1 つはエネルギー・ゲート信号が安定なゲート動作を行なうために必要な最少パルス幅を保証するためであり、他の 1 つは偽のエネルギー信号をつくらないように 100 ns 程度の死時間を設けるためである。

エネルギー・ゲート信号をタイミング信号より先にゲートに到達させるために、2 つの遅延回路を用意した。1 つは 100 ns の遅延時間をもつ遅延線 (立上り 13 ns、350  $\Omega$ ) であり、もう 1 つは RC 積分器と ECL ゲートとから成る遅延時間可変型のものである。後者は検出器間の信号の伝達時間差を補正するための調整に用いられ、 $70 \pm 10 \text{ ns}$  の範囲で遅延時間を調整できる。

ゲートを通過したタイミング信号は、2 つの ECL ゲートと RC 回路とから成る単安定バイブレータに送られる。その出力パルスは 50 ns の幅をもっており、パルス出力後の単安定バイブレータは死時間が約 1  $\mu\text{s}$  あるため、パイル・アップによる偽の出力パルスを除去できる。

### 5-3-5 実験と結果

幅12mm、高さ20mm、奥行き26mmの直方体のBGO結晶と直径29mmのPMT（フィリップス社製PM1980）を結合したBGO検出器を2つ用意し、それぞれに試作したタイミング弁別器を接続して、これらの検出器系の時間特性を求める実験を行なった。

まず最初に、高速のプラスチック・シンチレーション検出器を基準時間信号発生用の検出器としてBGO検出器と対向させ、その中央に $^{68}\text{Ge} - ^{68}\text{Ga}$ 線源を置いた。そして、図5-3と同様の測定を行なった。その結果、タイミング弁別器のリーディング・エッジ型タイミングにおけるしきい値が先頭光電子検出レベルにあり、エネルギー弁別レベルが350 keVの場合の時間分解能は、一方のBGO検出器に対しては、半値幅で3.5 ns（分散値で6.08(ns)<sup>2</sup>）、もう一方に対しては3.9ns（分散値で6.78(ns)<sup>2</sup>）であった。

タイミング弁別器におけるエネルギー弁別特性は、両BGO検出器でほとんど差がなく、511 keVの消滅ガンマ線を用いて図5-10に示す波高分布が得られた。そのエネルギー分解能が半値幅で35%と比較的悪いのは、シンチレーション電流パルスの電荷の一部のみを集積して波高弁別に用いているためであり、波形整形法を変えて、その全電荷を用いれば、エネルギー分解能の値は21%(半値幅)であった。

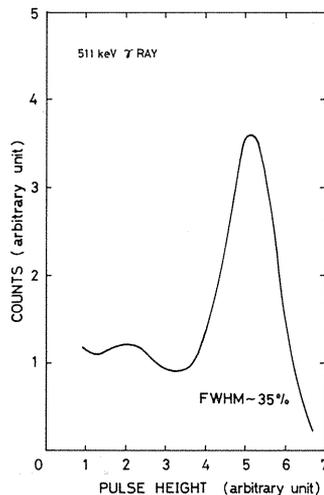


図5-10 BGO検出器に511keVガンマ線を照射したときのタイミング弁別器における整形パルスの波高分布

次に、用意した2つのBGO検出器を対向させて、対消滅ガンマ線の同時計数を行なった。両者のタイミング弁別器のリーディング・エッジ型タイミングにおけるしきい値は先頭光電子検出レベルに設定して、時間スペクトルを測定した。このとき、両者のエネルギー弁別レベルを同時に変化させると、時間スペクトルの半値幅は図5-11のような値を示した。また、図5-12には、エネルギー弁別レベルが350 keVのときの時間スペクトルを例示した。この場合の時間分解能は半値幅で5.2 ns、10分の1幅で10.3 ns、分散値で10.05 (ns)<sup>2</sup>であった。

高計数率下における時間分解能の測定は、両検出器のエネルギー弁別レベルを350 keV

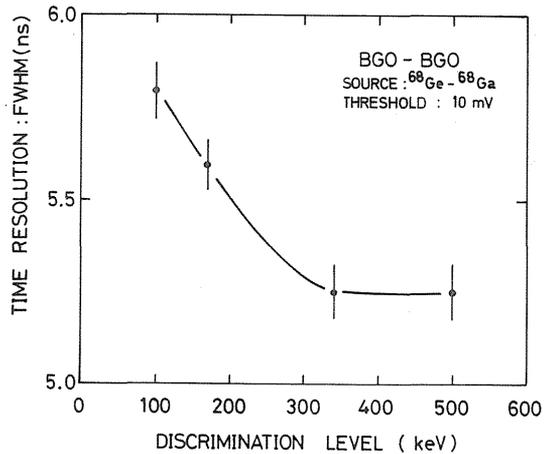


図 5-11 エネルギーの弁別レベルを変えたときの時間分解能の測定

に設定したまま、両出器を対抗させて、線源に同時に近づけることによって行なわれた。図 5-13 にその結果を示す。横軸は、一方の BGO 検出器におけるタイミング信号の計数率であり、縦軸は半値幅で表わした時間分解能である。

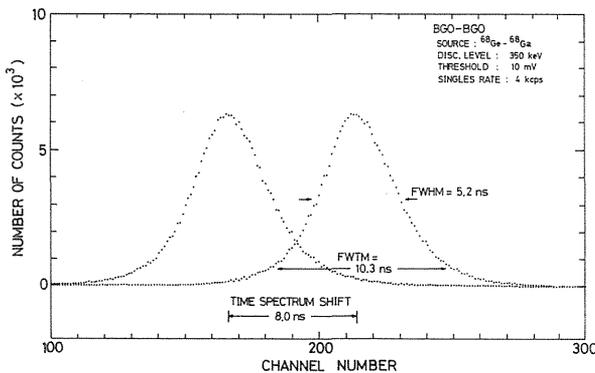


図 5-12 2つのBGO検出器による対消滅ガンマ線の同時計数に対する時間スペクトル

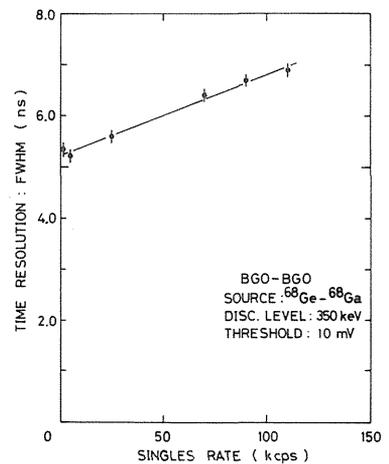


図 5-13 計数率の変動に対する時間分解能の測定

### 5-3-6 考 察

図 5-3 に示した実験結果より、PMTの第1ダイノードに2番目に到達する光電子の方が最初に到達する光電子よりもその到達時間の分散が大きい。図 5-13 において、計数率が高くなるに従って時間分解能が劣化するのは、信号のベース・ラインが高計数率の場合に変動して、見かけ上、リーディング・エッジ型タイミングにおけるしきい値レベルが上がるためであると考えられる。

高速のプラスチック・シンチレーション検出器と2つのBGO検出器を用いて、対消滅ガンマ線の同時計数を行なった実験結果より、おのこの検出器自身に起因する時間分解能を分離して求めることができる。プラスチック・シンチレーション検出器に関する時間分解能が分散値で  $V_p$  とし、2つのBGO検出器に関しては、それぞれ  $V_{B1}$  および  $V_{B2}$  とす

れば、

$$V_p + V_{B_1} = 6.08 \text{ (ns)}^2 \quad (5-17)$$

$$V_p + V_{B_2} = 6.78 \text{ (ns)}^2 \quad (5-18)$$

$$V_{B_1} + V_{B_2} = 10.05 \text{ (ns)}^2 \quad (5-19)$$

これらの式より、 $V_p = 1.41 \text{ (ns)}^2$ 、 $V_{B_1} = 4.66 \text{ (ns)}^2$ 、 $V_{B_2} = 5.38 \text{ (ns)}^2$  を得る。

分散で表わした時間分解能  $V_{B_1}$  および  $V_{B_2}$  は、それぞれ2つの成分から成ると考えることができる。その1つは、光電子数が有限なことに起因する統計的成分  $V_{TS}$  であり、もう1つは、PMTや回路等に起因する非統計的成分  $V_{TC}$  である。先頭光電子検出法の場合は、最初の光電子がPMTの第1ダイノードに到達する平均時間  $\bar{\tau}_1$  と  $V_{TS}$  とが次式の関係にある (P 25)。

$$V_{TS} = \bar{\tau}_1^2 \quad (5-20)$$

ここで使用したBGO検出器については、 $\bar{\tau}_1 = 2 \text{ ns}$  であるから (5-20) 式より、 $V_{TS} = 4 \text{ (ns)}^2$  を得る。 $V_{B_1}$  および  $V_{B_2}$  はほぼ  $5 \text{ (ns)}^2$  であるから、 $V_{TC}$  の値は約  $1 \text{ (ns)}^2$  と推定される。このように  $V_{TC}$  の値に対して  $V_{TS}$  の方が大きいことは、先頭光電子検出法の適用が最良の時間分解能を得るのに適していることを裏付けている。さらに、BGO検出器の時間分解能を向上させるためには、 $\bar{\tau}_1$  が平均全光電子数  $N_0$  に逆比例することから、蛍光量の増加と共にPMTの量子効率を向上させる必要がある。

## § 5-4 4 連結BGO検出器

### 5-4-1 概 論

ポジトロンECT装置は第2章で紹介したような種々の方式のものが開発されているが、その典型的な検出器配列は、被検体のまわりに多数のシンチレーション検出器をリング状に配列する方式である。この種の装置において、良い解像力と高い検出感度を達成するには、2つの要求を満たす必要がある。1つは小さなシンチレータをリング状にできる限り高い密度で配列することであり、もう1つは、消滅ガンマ線に対して高い吸収係数をもつシンチレータを使用することである。前者の要求から円筒形よりも直方体のシンチレータを用いた方が好ましい。検出器リングに沿ったシンチレータの幅は、RI分布像の固有解像力を決定するが、リングの軸方向に沿ったシンチレータの高さは、断層像の厚みを決める。通常は幅の方を高さより小さくするが、それはRI分布像における統計的雑音を軽減するために、再構成した断層像の平滑化が要求されるためである。

消滅ガンマ線に対する検出効率の高いBGOシンチレータは、前項で述べたように、蛍光量が少なく、屈折率も2.5と大きいために、なるべくPMTとの光学的結合を良くして、エネルギー分解能および時間分解能を劣化させないようにする必要がある。1つのBGO結晶ごとに1つのPMTを結合しようとする、結晶の密配列および結晶リングの多層化に制限を加えなければ、これらの光学的結合を充分行なうことができない。

この難点を克服するには、一次元位置検出器を利用するのが良い。その1つの例は、細

長いシンチレータの両端にPMTを光学的に結合し、この2つのPMTの出力の比によって、蛍光発光の起きた位置を求める方式である。Ter—PogossianらはNaI(Tl)結晶を用いて、このような方式に基く一次元位置検出器をつくり、多断層型の装置を開発した(T 28)(T 29)(M 51)。この装置では64個の一次元位置検出器が円周上に配列され、おのこのNaI(Tl)結晶における位置情報が断層面の弁別に使われた。しかしながら、このような方式をそのままBGO結晶に適用することはできない。その理由は、BGOの蛍光量が少ないために、一次元位置検出器が十分な解像力を達成できないことに依る。また、この原理に基く方式の欠点は、位置弁別用回路の微妙な調整が像の歪に敏感に反映することであり、その調整に厳しい要求が課せられる。

以上の困難を克服するために、ここでは4つのBGO結晶と2つのPMTから成る4連結BGO検出器を提案する(N 17)(M 59)(M 60)。検出器における各結晶の弁別は、一部にTer—Pogossianらの検出器と同様の原理が用いられているが、この4連結BGO検出器では十分な時間および位置弁別の特性が得られる。この検出器は、多断層型全身用ポジトロンECT装置の検出器ユニットとして開発されたものであり、検出器の4つのBGO結晶は1リングの周に沿って配列される。次の項では、この検出器で行なわれる位置弁別の原理について述べる。

#### 5-4-2 検出器の原理

4連結BGO検出器の構造は図5-14に示されている。4つのBGO結晶のおのこのは、幅15mm(W)、高さ24mm(H)、長さ24mm(L)であり、2つのPMT(PMT-XおよびPMT-Y)は直径29mm(D)である。(BGOは日立化成社製、PMTは浜松テレビ社製R 1362である)。2つの結晶C<sub>2</sub>とC<sub>3</sub>は間に厚さ0.5mmの透明なシリコン・ゴム接着剤を充填し、光学的に結合されているが、外側の結晶C<sub>1</sub>とC<sub>4</sub>は内側の結晶C<sub>2</sub>およびC<sub>3</sub>との間にそれぞれ厚さ0.5mmの反射材(NE 560)を挿入して光学的に遮断されている。各PMTは透明なシリコン・ゴムによって2つの結晶とそれぞれ結合しており、その他の結晶の表面はすべて反射材で覆われた。

外側の結晶C<sub>1</sub>もしくはC<sub>4</sub>で蛍光発光が起きた場合は、1つのPMTでしか出力が得られないが、内側の結晶C<sub>2</sub>もしくはC<sub>3</sub>の場合は、2つのPMTで同時に出力が得られる。いずれの結晶でガンマ線が吸収されても、2つのPMT出力の和はほとんど変化しない。

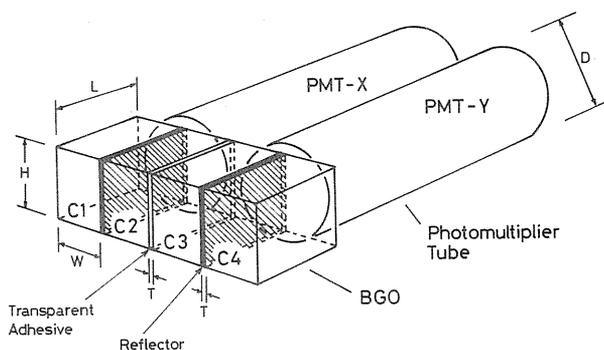


図5-14 4連結BGO検出器

どの結晶で蛍光発光が起きたのかという判定は、2つのPMT出力の比によって決定される。その判定が容易に行なえるのは、内側2つの結晶 $C_2$ と $C_3$ との間に大きな光学的不連続層があるためである。すなわち、蛍光のピーク波長490 nmの光に対する屈折率が、BGOは2.15であるのに対して、シリコン・ゴムは1.45とその差が大きいためである。

図5-15は、検出器の位置弁別特性を示した図である。PMT-XおよびPMT-Yのそれぞれの出力X、Yを同時計数して、得られる2次元波高分布を等高線表示で表わした。この分布図は、消滅ガンマ線を4つのBGO結晶に一樣に照射して得られたものである。それにもかかわらず、4つのピーク、 $M_1 \sim M_4$ が形成された点にこの検出器の特徴が現われている。

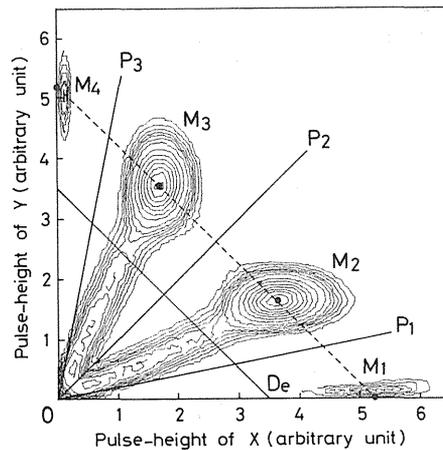


図5-15 511keVガンマ線を一樣に照射して得た4連結BGO検出器の2つの出力に対する2次元波高分布

$M_1$ から $M_4$ までのピークは、それぞれ結晶 $C_1$ から $C_4$ における消滅ガンマ線の全エネルギー吸収ピークである。ピーク $M_1$ と $M_4$ は、座標軸上に一次元分布するのに対して、ピーク $M_2$ と $M_3$ は2次元分布する。また、これら4つのピークはX軸に関して傾き $-45^\circ$ の直線(破線)上にあるが、これは信号XとYの和がエネルギー情報を保持していることを示し、直線Deは350 keVのエネルギー弁別レベルに相当する。3つの原点を通る直線 $P_1$ 、 $P_2$ および $P_3$ は後述する位置弁別器が関与する区分線である。これらの区分線によってつくられる4つの領域は、放射線を吸収した結晶を判定するために利用され、それぞれの対応する結晶番号で表わされる。

図5-16-aは、図5-15と同様の2次元分布図であるが、この場合は、結晶 $C_1$ と $C_2$ との境界に沿って幅2 mmの消滅ガンマ線ビームを照射して得られたものである。一方、図5-16-bは、このビームを $C_2$ と $C_3$ の境界に照射した場合の2次元分布図である。これらの図を比較すると、結晶 $C_2$ の全エネルギー吸収ピークがほとんど不変であることがわかる。これは、各結晶内のどこで蛍光発光が起きても、その結晶内でガンマ線の全エネルギー吸収をする限り、信号XとYの波高の比が常に一定であることを意味している。

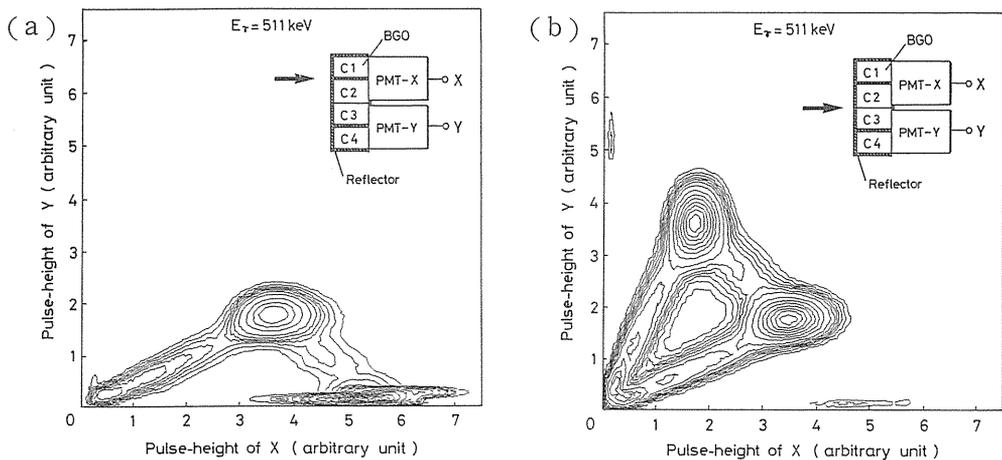


図5-16 4連結BGO検出器の2つの出力に対する2次元波高分布。幅2mmの511keVガンマ線ビームをC1とC2の間に照射した場合(a)とC2とC3の間に照射した場合(b)の比較

#### 5-4-3 検出器の位置弁別特性

4連結BGO検出器の良い位置弁別特性を得るには、内側2つの結晶でそれぞれ生じた光子を2つのPMTへ分配する比率と、位置弁別器の関与する区分線 $P_1$ 、 $P_2$ および $P_3$ (図5-15)の設定が重要となる。ここでは、これらのパラメータの最良値を理論的に求め、検出器の位置弁別特性を解明する。

PMT出力XとYの2次元分布図を得ることによって前項で明らかにされたように、信号XとYの波高の比は、各結晶内のどこで蛍光発光が起きたかには依存しない。この場合、図5-15における全エネルギー吸収ピークの拡がりは、次の2つの原因によると考えられる。1つは、PMTの第1ダイノードにおいて得られる実効的光電子数の統計的変動に起因し、もう1つは消滅ガンマ線の多重相互作用のために隣り合う2つの結晶で同時に蛍光発光を起こすことに起因する。ここで実効的光電子数とは第3章の(3-29)式で定義されるもので、この場合は、両PMTで得られる平均全光電子数や、位置弁別器における波形整形法および位置弁別の行なわれる時刻等に依存する。

最初に、ピークの拡がりを生じる2つの原因のうち統計的変動によるものが無視できると仮定する。このとき、各結晶における全エネルギー吸収は対応するピークの頂点に位置づけられる。これらの頂点を図5-17のように $M'_1$ から $M'_4$ の点によって表わすと、次式で示される直線上に $M'_1 \sim M'_4$ が並ぶ。

$$y = -x + NA \quad (5-21)$$

ここにNは実効的光電子数、AはPMT・増幅器系の増倍度である。4つの点 $M'_1$ から $M'_4$ までの座標は、それぞれ $(NA, 0)$ 、 $(My, Mx)$ 、 $(Mx, My)$ 、 $(0, NA)$ で与えられる。ただし、

$$M_x = fNA \quad M_y = (1-f)NA \quad (5-22)$$

$f (0 < f < \frac{1}{2})$  は、結晶 $C_3$ (または $C_2$ )で蛍光発光が起きた場合に両PMTで受光する光量のうちPMT-X(またはPMT-Y)で受光する割合を示す分配率である。

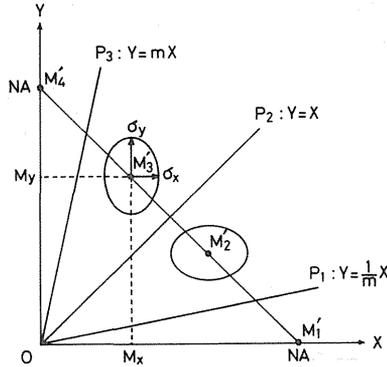


図5-17 4連結BGO検出器の位置弁別法

一方、ガンマ線の多重相互作用によって2つの結晶で同時に蛍光発光した場合は、これらの結晶に対応する頂点を結ぶ線分上に発光点が位置づけられる。このような現象をクロス・トークと称する。X-Y 2次元波高分布におけるクロス・トーク事象の位置は、それぞれの結晶に吸収されたエネルギーの逆数に比例する割合で、各結晶に対応する頂点間を内分した点で与えられる。クロス・トークを起こすガンマ線のほとんどは、結晶の境界近くに入射したものである。その例は図5-16-aおよびbの2次元分布図の中で、2つのピークの間に見られる帯状分布として認めることができる。

このようなクロス・トークの影響が、X-Y 2次元座標の4つの領域に平等に及ぼされるようにするには、区分線  $P_1$ 、 $P_2$ 、 $P_3$  がそれぞれ隣り合う頂点の間の中央を通る必要がある。すなわち、区分線  $P_2$  は  $y=x$  の直線に一致させ、 $P_1$  および  $P_3$  はそれぞれ  $y=m^{-1}x$ 、 $y=mx$  に一致させなければならない。ここに、

$$m = \frac{2-f}{f} \quad (5-23)$$

次に、クロス・トークを無視して、統計的変動によるピークの拡がりについて考慮する。同時計数した2つの信号XとYの間に相関がないとすれば、結晶  $C_2$  および  $C_3$  の全吸収ピークは2次元正規分布をする。  $C_3$  の場合を例にとれば、その分布関数  $p(x, y)$  は次式で表わされる。

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{x-M_x}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{y-M_y}{\sigma_y} \right)^2 \right] \right\} \quad (5-24)$$

ここに、

$$\sigma_x = A(fN)^{\frac{1}{2}} \quad , \quad \sigma_y = A[(1-f)N]^{\frac{1}{2}} \quad (5-25)$$

この分布のうち、区分線  $P_2$  と  $P_3$  にはさまれた領域にある事象のみが、結晶  $C_3$  に吸収されたものとして登録され、その領域外の事象は他の結晶番号に誤まって登録される。

$y > mx$  および  $y < x$  の領域に分布する  $p(x, y)$  の割合を、それぞれ  $E_1$  および  $E_2$  とすれば、これらの位置の誤認率  $E_1$  および  $E_2$  は次式で与えられる。

$$E_1 = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} \beta_x} \int_{-\infty}^{U_x} \exp\left(-\frac{X^2}{2\beta_x^2}\right) dx$$

$$E_2 = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} \beta_y} \int_{-\infty}^{\infty} U_y \exp\left(-\frac{y^2}{2\beta_y^2}\right) dy$$

ここに

$$U_x = -\frac{mM_x - My}{(1+m^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad \beta_x = \left(\frac{m^2 \sigma_x^2 + \sigma_y^2}{1+m^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$U_y = -\frac{M_x + My}{2^{\frac{1}{2}}}, \quad \beta_y = \left(\frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-26)$$

(5-22)、(5-23)、(5-25)式を用いて

$$E_1 = \Phi\left[-\left(\frac{fN}{4-3f}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (5-27)$$

$$E_2 = \Phi\left[-(1-2f)N^{\frac{1}{2}}\right] \quad (5-28)$$

ただし、 $\Phi(x)$ は、ガウスの誤差関数であり、

$$\Phi(x) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt \quad (5-29)$$

$E_1$ と $E_2$ のうちで大きい方の値が最小値をとるような分配率 $f$ の値 $f_0$ を最適分配率と名づける。 $E_1$ および $E_2$ は、それぞれ $f$  ( $0 < f < \frac{1}{2}$ )の単調減少関数および単調増加関数であるから、最適分配率 $f_0$ は次のように与えられる。

$$f_0 = \frac{1}{3} \quad (5-30)$$

このとき、

$$E_1 = E_2 = \Phi\left(-\frac{1}{3}N^{\frac{1}{2}}\right) \quad (5-31)$$

$$M_x = \frac{1}{3}NA, \quad M_y = \frac{2}{3}NA \quad (5-32)$$

$$m = 5 \quad (5-33)$$

(5-32)式は、線分 $M_1M_4$ が $M_2$ および $M_3$ によって三等分されることを意味している。また(5-33)式より、区分線 $P_1$ および $P_3$ はそれぞれ $y=0.2x$ 、 $y=5x$ となる。この区分線を最適区分線と名づける。

図5-18は、 $E_1$ と $E_2$ のうちで、大きい方の値を実効的光電子数 $N$ の関数として示したグラフである。パラメータ $k$ は、分配率 $f$ が最適分配率 $f_0 = \frac{1}{3}$ よりずれた割合を表わす。分配率 $f$ は反射材、結晶の大きさ、結晶および透明シリコン・ゴムの屈折率等に依存する。図5-15の2次元分布図から明らかのように、試作した4連結BGO検出器の場合ほとんど最適分配率に等しい値を示しており、ピーク $M_2$ および $M_3$ の位置は最適分配率が実現した場合に比べると、線分 $M_1M_4$ の長さの3%以下のずれしか認められない。このときの分配率は $f = 0.31$ であり、図5-18のパラメータ $k$ を用いると $k = -0.06$ である。

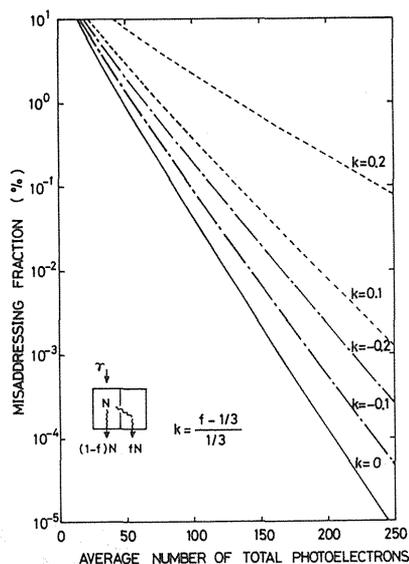


図5-18 平均全光電子数が位置弁別特性に及ぼす効果

#### 5-4-4 タイミング位置弁別器

##### (I) 原理

図5-19に4連結BGO検出器のためのタイミング位置弁別器の原理図を示す。この弁別器は2つの回路から成っている。1つはタイム・ピックアップ回路であり、もう1つは位置弁別器である。

2つのPMTからのアノード信号は、両PMTのアノードを直接結合することによって加算され、リーディング・エッジ型弁別器に入力される。タイミング信号は前項で述べたBGO検出器用タイミング弁別器と同じように先頭光電子検出法に基いてつくられる。

一方、エネルギー信号は、2つのPMTのダイノード信号XとYをアナログ演算器( $X+Y$ )によって加算して得られる。このエネルギー信号は波高分析器で選別され、その出力信号がタイミング信号のゲート信号として使用される。また、2ビットの位置信号がそれぞれアナログ演算器とコンパレータから成る2つの弁別回路により引き出される。それらの回路のうち一方は、演算器( $X-Y$ )とコンパレータ $I_1$ とから成り、もう一方は $[k \cdot$

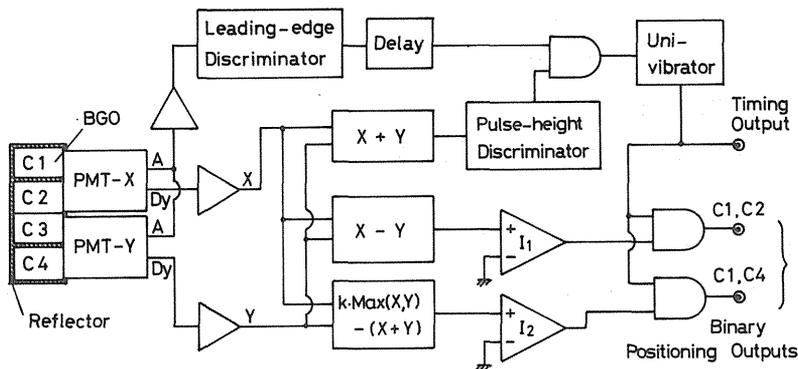


図5-19 4連結BGO検出器とタイミング位置弁別器のブロック図

$\text{Max}(X, Y) - (X + Y)$ と  $I_2$  とから成る。ここに、 $\text{Max}(X, Y)$  は  $X$  と  $Y$  のうち大きい方の値を意味し、 $k$  は可変定数である。前者の弁別回路は図 5-15 における  $y = x$  の区分線  $P_2$  に相当し、後者は 2 つの区分線  $P_1$  および  $P_3$  に相当している。区分線  $P_3$  の傾き  $m$  は可変定数  $k$  と次の関係がある。

$$m = \frac{1}{k-1} \quad (5-34)$$

$k = \frac{6}{5}$  の場合は、 $m = 5$  となり、 $P_1$  および  $P_3$  は最適区分線  $y = 0.2x$  および  $y = 5x$  に一致する。図 5-14 に描かれている区分線は最適区分線である。

図 5-20 における a および b の写真は、それぞれ演算器  $(X - Y)$  および  $[k \cdot \text{Max}(X, Y) - (X + Y)]$  における出力信号波形である。時間軸は 1 目盛り 200 ns である。

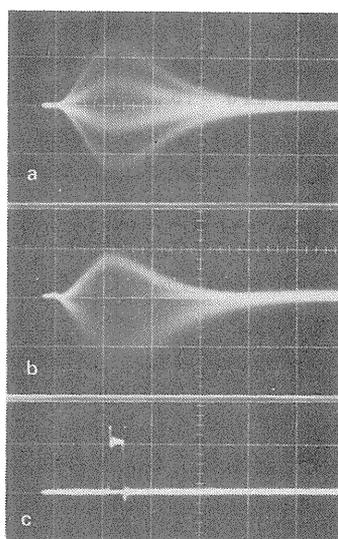


図 5-20 タイミング位置弁別器におけるパルス波形。(a)は  $(X - Y)$ 、(b)は  $\{k \cdot \text{Max}(X, Y) - (X + Y)\}$  のそれぞれ出力パルス波形。(c)はタイミング信号と同期して出力される位置信号。(200ns/div)

a の波形は明らかに 4 つに分割しているが、これらは上から下の順にそれぞれ C1 から C4 における蛍光発光に対応した波形である。また b の波形が正および負の 2 つに分かれているのは、正の信号波形が C1 と C4 の外側の結晶における蛍光発光に対応し、負の信号波形が C2 と C3 の内側の結晶に対応していることを表わしている。コンパレータ  $I_1$  および  $I_2$  はこれらの信号の極性によって信号の分類を行なう。

$I_1$  および  $I_2$  より得られる 2 ビットの位置信号は 図 5-20-C に示したようなタイミング信号と同期して出力される。従って各タイミング信号に伴なう 2 ビットの位置信号が 4 つの結晶番号のいずれか 1 つを指定する。

## (II) 回 路

図 5-21 は、タイミング位置弁別器の回路図である。ポジトロン ECT 装置では、可動型のガントリーに多数検出器を配列し、そのおのにおに回路を接続するため、前項のタイミング弁別器と同様回路は簡単で小型のものにするよう工夫した。

2 つの PMT からのアノード電流パルスは同時に時定数 60ns の RC 積分器に加えら

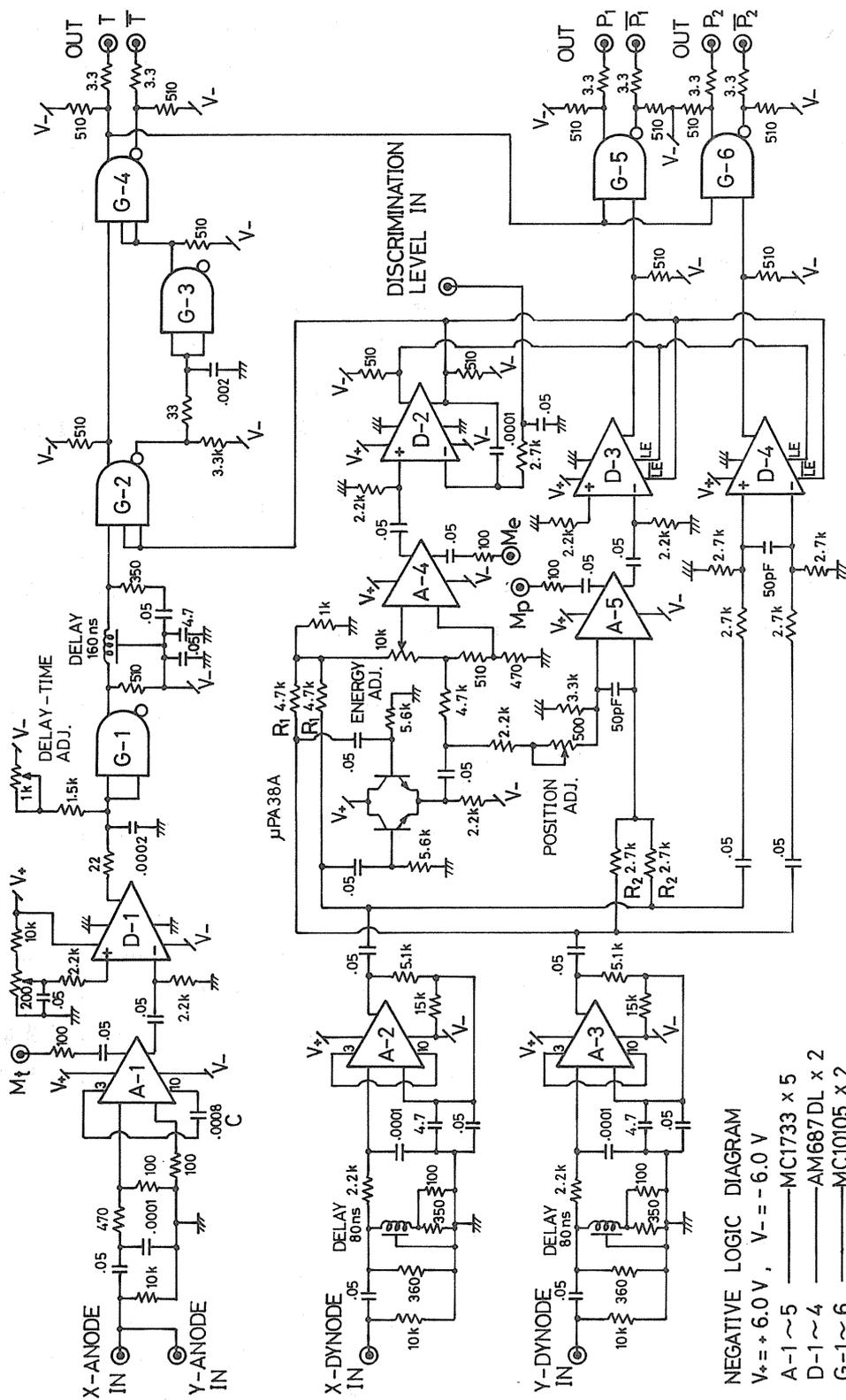


図5-21 タイミング弁別器の回路図

れる。その積分パルスは広帯域の差動増幅器 A-1 (帯域 200 MHz、増幅度 10 の MC 1733) で増幅されると同時に、前節のタイミング弁別器の場合と同様 RC 微分器を通った場合と等価の影響を受ける。このときの微分器の時定数は 100 ns とした。増幅器の出力パルスは平均零交差時間が 250 ns の双極性パルスであり、これが高速 ECL コンパレータ (Am 687) より成るリーディング・エッジ型弁別器へ送られる。

エネルギー・ゲート信号が対応するタイミング信号より先にゲート G-2 に到達するように 2 つの遅延回路を設けた。1 つは RC 積分器と ECL ゲート G-1 とから成る遅延時間可変型の回路であり、検出器間の信号の伝達時間差を補正するために  $50 \pm 8$  ns の範囲で遅延時間を調整できる。もう 1 つの回路には、遅延時間が 160 ns の遅延線 (350  $\Omega$ ) が使用された。ゲート G-2 を通過したタイミング信号は 2 つの ECL ゲート (G-3 と G-4) から成る単安定バイブレータに送られる。この単安定バイブレータの出力パルスは幅が 80 ns であり、パイル・アップの影響を除くために 0.8  $\mu$ s の窒息型の死時間が出力パルスと同時につくられる。

一方、PMT の最終ダイノードからの出力電流パルスはそれぞれ遅延線を用いたパルス短縮回路によって幅が 160 ns に短縮され、時定数 220 ns の RC 積分器で積分される。RC 積分器の出力は、差動増幅器 A-2 もしくは A-3 (増幅度 100 の MC 1733) によって増幅されるが、このとき出力の動作範囲を 3 V まで上げるために安定なバイアス電圧を帰環回路で供給した。

図 5-19 における信号 X および Y に相当するのは、それぞれ A-2 および A-3 の出力信号である。この X、Y の対信号は次の 4 つの回路に供給される。

- (1) 図 5-19 の (X + Y) に相当する対抵抗  $R_1$
- (2)  $[k \cdot \text{Max}(X, Y) - (X + Y)]$  の中の (X + Y) に相当する対抵抗  $R_2$
- (3)  $\text{Max}(X, Y)$  に相当する対トランジスタ ( $\mu$  PA 38A)
- (4) (X - Y) および  $I_1$  の弁別器に相当するコンパレータ D-4 (Am 687)

外側の結晶  $C_1$  と  $C_4$  に対するエネルギー信号の平均波高値が、内側の結晶  $C_2$  と  $C_3$  に対するものと異なる場合に、その補正を行なう回路が設けられている。このようなエネルギー信号の波高の差異は、PMT の光電面の感度が一様でないことや結晶の蛍光量に差異のあることなどによって起きる。差動増幅器 A-4 (増幅度 10 の MC 1733) と可変抵抗器 ENERGY ADJ. は、次のような方式でこの補正を行なう。

A-4 の出力信号 Q は、

$$\begin{aligned} X \geq Y \text{ のとき} & \quad Q = G [pY + (1 - F)X] \\ Y > X \text{ のとき} & \quad Q = G [pX + (1 - F)Y] \end{aligned}$$

ここに p は ENERGY ADJ. の調整に関係するパラメータであり、F は定数 (約 0.5)、G は増幅度 (約 0.4) である。内側の結晶に対しては信号 Q がパラメータ p に依存することはないが、外側の結晶に対しては依存する。従って p の値を調整することによって内側および外側の結晶に対するエネルギー信号の平均波高を等しくすることができる。

可変抵抗器 POSITION ADJ. は(5-34)式におけるパラメータkの値を調整するために設けられた。差動増幅器A-5(増幅度10のMC 1733)とコンパレータD-3(Am 687)はそれぞれ図5-19における $[k \cdot \text{Max}(X, Y) - (X + Y)]$ および $I_2$ の役割を果たしている。

波高弁別器D-2(Am 687)はゲートG-2およびコンパレータD-3、D-4に対するゲート信号を供給する。これらのコンパレータはゲート信号のある間のみラッチ状態が解除される。ゲートG-5とG-6は、タイミング信号と同期して位置信号の出力を行なう。A-5およびD-4の前段に設けられたRC積分器は、位置信号が引き出される時点で信号波形がピークをもつような波形整形(図5-20のaおよびb)を行なうためのものである。

#### 5-4-5 実験と結果

4連結BGO検出器にタイミング位置弁別器を接続して、消滅ガンマ線に対する時間特性と位置弁別特性を求めた。

図5-22は、C1からC4までのそれぞれの結晶に入射した消滅ガンマ線に対するエネルギー信号の波高分布である。各スペクトルは、エネルギー弁別器の弁別レベルを変数として各結晶番号ごとに計数率関数を求め、その関数を微分して得たものである。エネルギー分解能が半値幅で約25%と比較的悪いのは、波形短縮回路を用いたことによって、シンチレーション電流パルスの全電荷量を使用せずにエネルギー信号がつくられたからである。全電荷を使ったエネルギー信号に対しては18%の分解能が得られた。以下に述べる実験結果はすべて350 keVのエネルギー弁別レベルに設定したまま得られたが、そのレベルは図5-22におけるスペクトルの極小点にほぼ一致している。

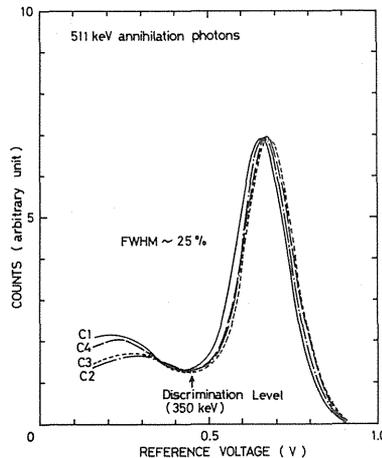


図5-22 4連結BGO検出器に511keVガンマ線を照射したときのタイミング位置弁別器における整形パルスの波高分布

図5-23は、4連結BGO検出器と時間基準検出器を用いて対消滅ガンマ線の同時計数を行なって得た時間スペクトルである。時間基準検出器には高速のプラスチック・シン

図 5-23 NE102プラスチック検出器と4連結BGO検出器による対消滅ガンマ線の同時計数に対する時間スペクトル

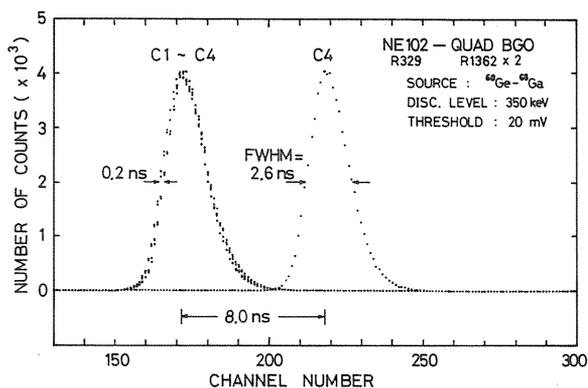
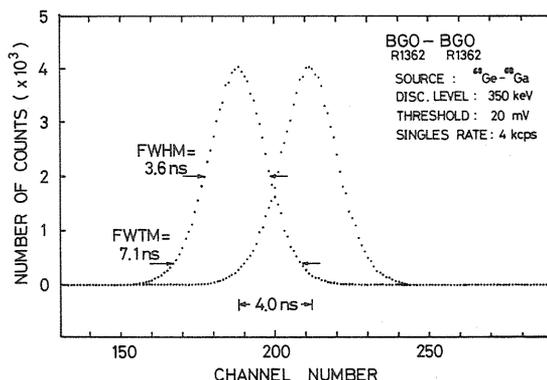


図 5-24 2つの4連結BGO検出器による対消滅ガンマ線の同時計数に対する時間スペクトル



チレータ NE102A (直径40mm、高さ30mmの円筒型)と直径50mmのPMT (浜松テレビ社製 R 329)とを結合した検出器を使用した。各結晶に対する時間スペクトルはすべて半値幅が2.6nsであったが、C1からC4の順に時間スペクトルの重心がずれており、C1とC4の間のスペクトルの時間差は0.2nsであった。このスペクトルの時間差はPMT-XとPMT-Yの信号の伝達時間における差に相当しているが、時間スペクトルの幅2.6nsに比べれば無視できる程小さい。図5-24は、2つの4連結BGO検出器を用いて対消滅ガンマ線の同時計数を行なって得た時間スペクトルである。時間分解能は半値幅で3.6ns、10分の1幅で7.1nsであった。

図5-25は数kcpsの計数率の状態において4連結BGO検出器の位置弁別特性を示した図である。この実験結果は2mmにコリメートした消滅ガンマ線ビームを検出器の検出面へ垂直に照射しながら移動し、そのビームの位置を変数として各位置信号の計数率関数を示したものである。4つの曲線のおおのが、4連結BGO検出器の4つの結晶のそれぞれに対する応答関数に相当する。応答関数がすべて15mmの半値幅を示しているが、これは各結晶の幅と一致している。

図5-26は、360kcpsの高計数率下における検出器の位置弁別特性を示している。この実験は、まず2つの<sup>68</sup>Ge - <sup>68</sup>Ga線源を検出器両側に固定して、2mmのコリメートした消滅ガンマ線ビームを検出器の検出面と垂直に照射し、そのビームを移動して得られたものである。各結晶に対応する曲線のピーク値が同一でないのは、固定した2つの線源

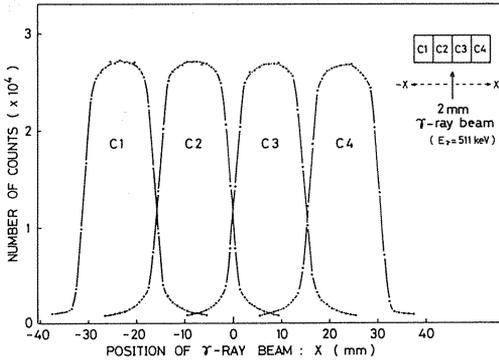


図 5-25 4 連結 BGO 検出器の位置弁別特性

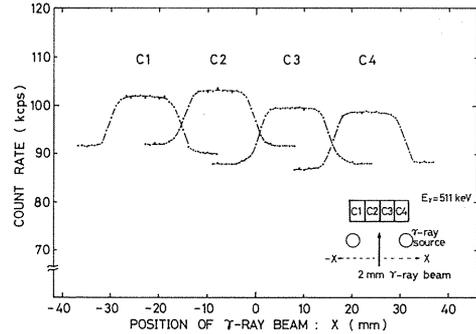


図 5-26 高計数率測定における 4 連結 BGO 検出器の位置弁別特性

の強度が等しくないことと、固定した位置が対称的な位置よりずれているためである。

#### 5-4-6 考 察

前節の考察 (5-3-6) において述べたように、BGO 検出器による対消滅ガンマ線の同時計数を、先頭光電子検出法を使って行なう場合には、その時間分解能が平均全光電子数  $N_0$  に逆比例する。しかるに、この節の検出器の位置弁別特性に関する項 (5-4-3) で述べたように、4 連結 BGO 検出器の位置弁別特性は実効的光電子数  $N$  に依存する。

$N$  および  $N_0$  の値を推定するための簡単な方法が、第 4 章の第 2 節 (4-2-2) で紹介した外挿法に基く分解能の分離測定法から導き出せる。その原理を理解するためには、第 3 章の (3-23) 式で示したように、単一エネルギーのガンマ線に対するエネルギー分解能が 2 つの成分に分離できることを想起する必要がある。すなわち、分散  $V_Q$  でエネルギー分解能を表わすと、

$$V_Q = V_S + V_C$$

と書くことができる。ここに  $V_S$  はエネルギーの統計的成分、 $V_C$  は非統計的成分である。統計的成分  $V_S$  は (3-29) 式で与えられた実効的光電子数  $N$  に逆比例するので、上式はさらに次のように書き直すことができる。(簡単のため  $V_M = 0$  と仮定した。)

$$V_Q = \frac{1}{N} + V_C \quad (5-35)$$

シンチレーション電流パルス全電荷を使用した場合の  $V_Q$  の値を  $V_{Q0}$  とすれば、

$$V_{Q0} = \frac{1}{N_0} + V_C \quad (5-36)$$

一方、時定数  $T_i$  の RC 積分器でシンチレーションパルスの波形整形を行なった場合の時刻  $t$  における実効的電子数  $N$  の値は、第 3 章における (3-26) 式を使用すれば、次式で与えられる。

$$N = \frac{T_i (2\tau - T_i) (e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{2t}{T_i}})^2}{(\tau - T_i)^2 (e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{2t}{T_i}})} \cdot N_0 \quad (5-37)$$

ただし、 $\tau$  はシンチレーション・パルスの減衰時定数であり、(3-26) 式中の発光等価関数  $I^*(t)$  および PMT の単一光電子応答関数  $f(t)$  は、

$$I^*(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5-38)$$

$$f(t) = \delta(t) \quad (5-39)$$

と仮定し、 $r(t)$  は次式で表わされるとした。

$$r(t) = \frac{1}{T_i} e^{-t/T_i} \quad (5-40)$$

以上に得られた (5-35)、(5-36)、(5-37) 式を用いれば、 $V_Q$  および  $V_{Q_0}$  の実測値を与えることによって  $N$  および  $N_0$  を求めることができる。

前項 (5-4-5) で得られた実験結果より、全電荷を使ったエネルギー信号に対するエネルギー分解能は 18% であり、タイミング位置弁別回路を使用した場合は 25% であった。これらの値より、 $V_{Q_0} = 0.0059$  および  $V_Q = 0.0113$  を得る。一方、(5-37) 式において回路の定数は、 $T_i = t = 200 \text{ ns}$  であり、 $\tau = 300 \text{ ns}$  であるから、

$$N = 0.47 N_0 \quad (5-41)$$

を得る。従って、 $N$  および  $N_0$  が次のように求まる。

$$N_0 = 210 \quad (5-42)$$

$$N = 99 \quad (5-43)$$

また、このとき、

$$V_C = 0.0009 \quad (5-44)$$

前節 § 5-3 では、1 つの BGO 結晶と 1 つの PMT より成る検出器を用いてその時間特性を得たが、その結果によると、2 つの BGO 検出器による同時計数を行なった場合、その時間分解能 (半値幅)  $\Delta T$  (ns) は近似的に次の式で与えられる。

$$\Delta T = 780 / N_0 \quad (5-45)$$

(5-45) 式に (5-41) 式を代入すると、 $\Delta T = 3.7 \text{ ns}$  を得るが、これは前項 (5-4-5) において示した実験結果  $3.6 \text{ ns}$  に良く一致する。

(5-43) 式で得られた  $N$  の値から、4 連結 BGO 検出器の位置の誤認率を推定することができる。検出器が光分配率  $f = \frac{1}{3}$  の最適光分配率をもてば、図 5-18 の  $k=0$  の曲線より、位置の誤認率は  $E_1 = E_2 = 0.04 \%$  である。 $f$  の値が  $\frac{1}{3}$  よりずれると、 $E_1$  もしくは  $E_2$  の値は増加するが、図 5-18 より明らかなように、 $k = (f - \frac{1}{3}) / \frac{1}{3}$  の値が、 $\pm 0.1$  以内であれば、誤認率が 1% を越えることはない。

一方、 $N=99$  であることから、その逆数をとれば、波形整形されたエネルギー信号に対するエネルギー分解能の統計的成分  $V_S$  が求まる。

$$V_S = 0.01 \quad (5-46)$$

(5-44) と (5-46) 式より、 $V_C$  は  $V_S$  に比べて充分小さい。これは 2 つの PMT 出力  $X$  と  $Y$  の間にほとんど相関のないことに対応しており、 $X$ 、 $Y$  の 2 次元分布図において

分布関数が(5-24)式で近似して良いことを保証している。

図5-25に示した各結晶に対する応答関数は、ピークのすそを除けば良好な位置弁別特性を示している。このピークのすそは消滅ガンマ線の多重相互作用に起因するクロス・トーク事象によって生じる。図5-26に示した実験結果は、4連結BGO検出器が360 kcpsの高計数率下でも正常な位置弁別特性を与えることを保証している。このように良い計数率特性をもつことから動態機能を研究するためのポジトロンECT装置用検出器として、4連結BGO検出器が使用できる。

## § 5-5 結 論

高い検出効率と高い解像力を目ざすポジトロンECT用の検出器としては、現在のところBGOシンチレーション検出器が他の検出器に比べて優れている。その検出器の検出器素子として要求される諸特性を明らかにして従来使用されてきた素子とBGOとの比較を行ない、BGOの有する卓越した特性を明らかにした。

しかるに、BGOの単結晶が得られるようになったのは最近のことであり、放射線検出器として使われるようになってから、まだ日が浅い。前章までに展開したシンチレーション検出器に関する理論的考察およびエネルギー分解能の成分の分離測定法を応用して、BGOシンチレーション検出器の時間特性を明らかにすると共に、シンチレーション電流パルスの波形整形に伴う整形パルスの統計的変動がタイミング信号もしくは位置信号に及ぼす影響を評価した。

円型リング状に小型のシンチレータをできるだけ稠密に配列する必要があるポジトロンECTにおいて、BGO結晶の小型化は、その屈折率が大きいためにPMTとの光学的結合が困難であった。しかるにBGOの大きい屈折率を利用することにより、シンチレータの稠密な配列を可能にする4連結BGO検出器を実現させることができた。

このような稠密な検出器配列を更に進めるためには、BGO結晶との接面積を大きくできる角形PMTが望ましく、その管内に複数の独立した光電面をもつPMTや位置弁別可能なPMTの開発が望まれる。既に現在、これらの新しいPMTの試みが始められつつある(Y7)(K54)。

## 第6章 総括

本論文ではまず第2章において核医学におけるRIイメージング装置の発達の歴史を顧みることによって、この分野においてシンチレーション検出器が重要な役割を果たしていることを明らかにした。またイメージング法が異なれば要求される検出器の性能も異なり、それぞれの目的に応じた検出器の開発が必要であることも示された。特に、近年急速に発展しつつある陽電子イメージングにおいては検出したガンマ線のエネルギー、時間および位置に関する情報がすべて必要とされる。良質のRI分布像を得るためにこれらの情報を高速に、しかも精度良く得ることが望まれているが、そのためには検出器の基礎的特性を把握することが重要であることを述べた。

第3章では検出器出力におけるシンチレーション電流パルスの統計的変動に伴うエネルギー、時間および位置に関するそれぞれの分解能の成分を統一的に把握し、波形処理の方法に依存するエネルギー分解能の統計的成分 $V_s$ がこれらの分解能の特性を知る上で重要な役割をもつことを示した。パルス短縮の $V_s$ に及ぼす効果は特に重大であるため、幾つかの例によってその効果を明らかにした。

第4章では統計的成分 $V_s$ を測定する原理を理論的に明らかにした。その原理に基いてエネルギー分解能の統計的成分 $V_s$ を非統計的成分 $V_c$ から分離して測定する方法を2つ提案した。第1の方法は光二分割法であり、第2の方法は波形分割法である。これらの測定法を用いれば、 $V_s$ の測定値の信頼性が高いばかりでなく、測定を容易に行なえることを実験によって示した。

第5章ではまずポジトロンECT用検出器素子として511 keVガンマ線に対する阻止能の高いBGO結晶が優れていることを明らかにした。第4章で述べた統計的成分 $V_s$ の測定法をBGO検出器に適用し、その時間特性を解明すると共に、4連結BGO検出器の設計、試作に役立てられた。これはこの測定法が新しい検出器の開発に有力な情報をもたらすことを実証するものである。

第5章3節(§5-3)において述べたBGO検出器並びにタイミング弁別器は放射線医学総合研究所において開発された頭部専用のポジトロンECT装置「POSITOLOGICA」(N16)に使用された。この装置では64個のBGO検出器が直径44cmの円周上に不均等に配列されており、この検出器リングを回転することによって投影データに対して一様な標本密度が得られる(Y3)。検出器間的高速同時計数は64個の検出器を8個ずつ8グループ間で行なっている。偶発同時計数は遅延同時数回路によって求められ、これを同時計数の測定データから差し引くことにより、真の同時計数の情報が取り出せる(T42)。同時計数の情報を回転する検出器リングから静止系へ伝達するためにフォト・カプラが使われ、インタフェイスを介してインタデータ8/32・ミニコンピュータでデータが収集された(S26)。

この装置の解像力は検出器リングの中央で半値幅6mm、直径16cmの円形視野内では9

mmであった。感度は20cm直径×2cm厚の水ファントムに充填させた均一濃度の線源に対してスライス厚さが2cmのときに19kcps/ $\mu$ Ci/mlであった(N 16)。この装置は放射線医学総合研究所において被検者に $^{18}\text{F}$ -デオキシグルコース、 $^{13}\text{NH}_3$ 、 $^{11}\text{CO}$ 等の標識化合物を投与して脳の機能を研究するために使用されている(S 10)。

第5章4節(§5-4)で述べた4連結BGO検出器は、3つの検出器リングから成る全身用多断層型ポジトロンECT装置(T1)に使用されることになっており、この装置が臨床で利用される日も近い。小型サイクロトロンや放射性薬剤の自動合成装置の開発が同時に進められ、成果が上げられていることから、ポジトロンECTは現在、実用化の段階にはいっている(T 17)。一方、陽電子イメージングの医学的な有用性が実証されるに伴って、ますます高性能のポジトロンECT装置が要求されている。そのための検出器素子としてNaI(Tl)のように蛍光量が多く、CsFのように蛍光減衰時定数が小さく、かつBGOよりも阻止能の高いシンチレータの開発が望まれる。

## 謝 辞

本研究をまとめるにあたり、御指導、御助言を賜りました大阪大学産業科学研究所川西政治教授に深甚の謝意を表します。また本論文の作製にあたり、同大学工学部原子力工学科住田健二教授、電気工学科藤井克彦教授から貴重な御指導と御助言を戴きました。謹んで厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、終始御指導下さいました放射線医学総合研究所物理研究部田中栄一第一研究室長に、そしてまた、本研究に多大の御援助を下さいました同物理研究部の野原功全博士に深く感謝いたします。さらに本研究について有益な議論をしてくださった同物理研究部の富谷武浩、山本幹男各主任研究官、大阪大学産業科学研究所の菊池理一博士、山本幸佳博士に心から感謝の意を表します。また、本研究の推進にあたり暖かい御助言を戴きました放射線医学総合研究所臨床研究部飯沼武第2研究室長、館野之男第3研究室長ならびに宍戸文男博士に深く感謝いたします。同技術部福久健二郎データ処理室長には計算機使用の際に御援助戴きましたことを感謝いたします。

## 参 考 文 献

- [A1] Y. K. Akimov, Intern. Symp. Nucl. Electronics Vol. 1, 6 (Versailles, 1968).
- [A2] Y. K. Akimov, *Nucl. Instr. and Meth.* 78 (1970) 151.
- [A3] R. Allemand, C. Gressert and J. Vacher, *J. Nucl. Med.* 21 (1980) 153.
- [A5] H. C. Allen, J. R. Risser and J. A. Green, "Proc. of the Second Oxford Radioisotope Conference, Oxford, 1954" (Academic Press, New York, 1954) Vol. 1, p. 76.
- [A6] G. Amsel, R. Bosshard and C. Zajde, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-14(1) (1967) 1.
- [A7] G. Amsel, R. Bosshard and C. Zajde, *Nucl. Instr. and Meth.* 71 (1969) 1.
- [A8] C. D. Anderson, *Science* 76 (1932) 238; *Phys. Rev.* 43 (1933) 491.
- [A10] H. O. Anger, *Nature* 170 (1952) 200.
- [A12] H. O. Anger, *Rev. Sci. Instr.* 29 (1958) 27.
- [A13] H. O. Anger and D. J. Rosenthal, "Medical Radioisotope Scanning 1959" (IAEA, Vienna, 1959) p. 59.
- [A14] H. O. Anger, *Nucleonics* 21(10) (1963) 56.
- [A15] H. O. Anger, Donner Laboratory Semiannual Rept. UCRL-11184 (1963) 69.
- [A16] H. O. Anger and A. Gottschalk, *J. Nucl. Med.* 4 (1963) 326.
- [A17] H. O. Anger, *J. Nucl. Med.* 5 (1964) 515.
- [A18] H. O. Anger and D. C. VanDyke, *Science* 144 (1964) 1587.
- [A19] H. O. Anger and D. H. Davis, *Rev. Sci. Instr.* 35 (1964) 693.
- [A21] H. O. Anger, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13(3) (1966) 380.
- [A23] H. O. Anger, "Instrumentation in Nuclear Medicine, Vol. 1" (G. J. Hine ed., Academic Press, New York, 1967) p. 408.
- [A24] H. O. Anger, "Fundamental Problems in Scanning" (A. Gottschalk and R. N. Beck eds., Charles C. Thomas, Springfield Illinois, 1968) p. 195.
- [A25] H. O. Anger, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 203.
- [A26] H. O. Anger, *Japan. J. Nucl. Med.* 6 (1969) 125.
- [A27] G. Ansell and J. Totblat, *Brit. J. Radiol.* 21 (1948) 552.
- [A28] F. T. Arecchi, A. De Matteis and E. Gatti, *Energia Nucleare* 7 (1960) 697.
- [A32] S. Aronow, "Instrumentation in Nuclear Medicine, Vol. 1" (G. J. Hine ed., Academic Press, New York, 1967) p. 461.
- [A33] F. Atkins, G. Muehlechner and P. V. Harper, "Information Processing in Medical Imaging" (ORNL/BCTIC-2, 1978) p. 195.
- [B3] R. G. Baker and J. W. Scrimger, *Phys. Med. Biol.* 12 (1967) 51.
- [B4] E. Baldinger and W. Franzen, *Advances in Electronics and Electron Physics* 8 (1956) 255.
- [B5] J. P. Ballini, P. Cazes and P. Y. Turpin, *Nucl. Instr. and Meth.* 134 (1976) 319.
- [B9] J. E. Bateman and J. F. Connolly, *Phys. Med. Biol.* 23 (1978) 455; *Phys. Med. Biol.* 24 (1979) 639.
- [B10] J. E. Bateman, J. F. Connolly, R. Stephenson and A. C. Flesher, *Nucl. Instr. and Meth.* 176 (1980) 83.
- [B12] Z. Bay and G. Papp, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-11(3) (1964) 160.
- [B15] W. H. Beierwaltes, G. M. Brown, L. W. Jones and F. D. Thomas, *J. Nucl. Med.* 8 (1967) 847.
- [B16] E. H. Belcher, *Nature* 166 (1950) 826.
- [B17] R. E. Bell and H. E. Petch, *Phys. Rev.* 76 (1949) 1409.
- [B18] R. E. Bell, "Alpha-, Beta and Gamma-ray Spectroscopy, Vol. 2" (K. Siegbahn ed., North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965) p. 905.
- [B19] R. E. Bell, *Nucl. Instr. and Meth.* 42 (1966) 211.
- [B22] M. A. Bender and M. Blau, *J. Nucl. Med.* 1 (1960) 105.
- [B23] M. A. Bender and M. Blau, *J. Nucl. Med.* 3 (1962) 202.
- [B24] M. A. Bender and M. Blau, "Progress in Medical Radioisotope Scanning" (R. M. Kniseley, et al. eds., TID-7673, U.S. At. Energy Comm., Washington, D.C., 1963) p. 151.

- [B25] M. A. Bender and M. Blau, *J. Nucl. Med.* 4 (1963) 186.
- [B26] M. A. Bender and M. Blau, *Nucleonics* 21(10) (1963) 52.
- [B27] M. A. Bender, "Medical Radioisotope Scanning 1964, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1964) p. 391.
- [B28] B. Bengtson and M. Moszynski, *Nucl. Instr. and Meth.* 81 (1970) 109.
- [B31] W. Bernstein, *Nucleonics* 14(4) (1956) 46.
- [B32] M. Bertolaccini, C. Bussolati, S. Cova, S. Donati and V. Svelto, *Nucl. Instr. and Meth.* 51 (1967) 325.
- [B33] M. Bertolaccini, S. Cova and C. Bussolati, Intern. Symp. Nucl. Electronics Vol. 1, 8 (Versailles, 1968).
- [B34] G. Bertolini, V. Mandl, A. Rota and M. Cocchi, *Nucl. Instr. and Meth.* 42 (1966) 109.
- [B35] J. Bialkowski, Z. Moroz and M. Moszynski, *Nucl. Instr. and Meth.* 117 (1974) 221.
- [B36] J. B. Birks, "The Theory and Practice of Scintillation Counting" (Pergamon Press, London, 1964).
- [B37] A. Bisi and L. Zappa, *Nucl. Instr. and Meth.* 3 (1958) 17.
- [B38] M. Blau and M. A. Bender, *J. Nucl. Med.* 1 (1960) 106.
- [B39] M. Blau, W. Nagler and M. A. Bender, *J. Nucl. Med.* 3 (1962) 332.
- [B40] M. Blau and M. A. Bender, *Radiology* 78 (1962) 974.
- [B41] M. T. Blond, B. Aubert and R. DiPaola, "Information Processing in Medical Imaging 1979" (INSERM, Paris, Vol. 88, 1980) p. 173.
- [B42] C. Bohm, L. Eriksson, M. Bergstrom, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 624.
- [B43] C. Bohm, R. Burns, M. Deutsch, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 661.
- [B45] C. J. Borkowski and M. K. Kopp, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-17(3) (1970) 340.
- [B46] C. J. Borkowski and M. K. Kopp, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19(3) (1972) 161.
- [B47] D. P. Bortfeld and H. Meier, *J. Appl. Phys.* 43(12) (1972) 5110.
- [B51] C. Brassard, *Nucl. Instr. and Meth.* 94 (1971) 301.
- [B52] E. Breitenberger, "Progress in Nuclear Physics Vol. 4" (O. R. Frisch ed., Pergamon Press, London, 1955) p. 56.
- [B53] A. B. Brill, J. A. Patton, R. Price and C. V. F. Kosik, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 217.
- [B54] F. D. Brooks, *Nucl. Instr. and Meth.* 162 (1979) 477.
- [B56] R. A. Brooks, V. J. Sank, A. J. Talbert and G. DiChiro, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2760.
- [B57] R. A. Brooks, V. J. Sank, G. DiChiro, W. S. Friauf and S. B. Leighton, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 4 (1980) 5.
- [B58] R. A. Brooks, V. J. Sank, W. S. Friauf, et al., *IEEE Trans. Biomed. Eng.* BME-28(2) (1981) 158.
- [B59] G. L. Brownell and W. H. Sweet, *Nucleonics* 11(11) (1953) 40.
- [B60] G. L. Brownell, *Intern. J. Appl. Radiation and Isotopes* 3 (1958) 181.
- [B61] G. L. Brownell, "Medical Radioisotope Scanning 1959" (IAEA, Vienna, 1959) p. 1.
- [B63] G. L. Brownell, C. A. Burnham, S. Wilensky, et al., "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 163.
- [B64] G. L. Brownell, C. A. Burnham, B. Hoop and H. Kazemi, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 313.
- [B65] G. L. Brownell and C. A. Burnham, "Tomographic Imaging in Nuclear Medicine" (G. S. Freedman ed., Soc. Nucl. Med., New York, 1973) p. 154.
- [B66] G. L. Brownell and C. A. Burnham, "Instrumentation in Nuclear Medicine, Vol. 2" (G. J. Hine and J. A. Sorenson eds., Academic Press, New York, 1974) p. 135.
- [B67] G. L. Brownell, C. A. Burnham, B. Ahluwalia, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-24(2) (1977) 914.
- [B68] G. L. Brownell, C. A. Burnham, D. A. Chesler et al., *J. Comput. Assist. Tomogr.* 2 (1978) 646.
- [B69] G. L. Brownell, C. A. Burnham, J. Correia, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2698.
- [B75] T. F. Budinger, *Semin. Nucl. Med.* 7 (1977) 285.
- [B77] P. R. J. Burch, *Proc. Phys. Soc.* 77 (1961) 1125.

- [B78] C. A. Burnham, S. Aronow and G. L. Brownell, *Phys. Med. Biol.* 15 (1970) 517.
- [B79] C. A. Burnham and G. L. Brownell, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19(3) (1972) 201.
- [B80] C. A. Burnham, J. Bradshaw, D. Kaufman, D. Chesler and G. L. Brownell, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 109.
- [C2] B. Cassen, L. Curtis, C. Reed and R. Libby, *Nucleonics* 9(2) (1951) 46.
- [C5] R. Chaminade, J. Pain and M. Cros, *Nucl. Instr. and Meth.* 73 (1969) 122.
- [C12] D. Chapman, K. Newcomer, D. Berman and A. Waxman, *J. Nucl. Med.* 20 (1979) 610.
- [C18] Z. H. Cho, J. K. Chan, L. Ericksson, et al., *J. Nucl. Med.* 16 (1975) 1174.
- [C19] Z. H. Cho, J. K. Chan and L. Ericksson, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 613.
- [C20] Z. H. Cho, M. B. Cohen, M. Singh, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-24(1) (1977) 530.
- [C21] Z. H. Cho and M. R. Farukhi, *J. Nucl. Med.* 18 (1977) 840.
- [C22] Z. H. Cho, M. Singh, L. Ericksson and J. Chan, *Nucl. Instr. and Meth.* 148 (1978) 415.
- [C23] C. Chu and K. Tam, *Phys. Med. Biol.* 22 (1977) 245.
- [C24] D. Chu, K. Tam, V. Perez-Mendez, et al., "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1977) p. 171.
- [C25] M. Cocchi and A. Rota, *Nucl. Instr. and Meth.* 46 (1967) 136.
- [C26] J. L. Collinson and R. Hill, *Proc. Roy. Soc.* 81 (1963) 883.
- [C27] S. Colombo, E. Gatti and M. Pignanelli, *Nuovo Cimento* 5 (1957) 1739.
- [C28] J. G. Colsher, *Phys. Med. Biol.* 25 (1980) 103.
- [C29] J. G. Colsher and G. Muehllehner, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 90.
- [C30] J. W. Coltman and F. H. Marshall, *Phys. Rev.* 72 (1947) 528.
- [C31] L. Cooke, T. D. Craddock, E. J. Hughson, R. Hummel and T. M. Thorsteinson, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 181.
- [C32] D. E. Copeland and E. W. Benjamin, *Nucleonics* 5(2) (1949) 44.
- [C33] B. D. Corbett and A. J. Honour, Proc. of the Oxford Radioisotope Conference, Oxford, 1951.
- [C34] B. D. Corbett, R. M. Cunningham, K. E. Halnan and E. E. Pockin, *Phys. Med. Biol.* 1 (1956) 37.
- [C35] K. R. Corey, P. Kenny, E. Greenberg, J. S. Langhlin and B. S. Ray, *J. Nucl. Med.* 2 (1961) 119.
- [C36] P. M. Corry, *Bull. Am. Phys. Soc. Series 2*, 12 (1967) 675.
- [C37] T. D. Craddock and S. O. Fedoruk, *Phys. Med. Biol.* 10 (1965) 67.
- [C38] T. D. Craddock, S. O. Fedoruk and W. B. Reid, *Phys. Med. Biol.* 11 (1966) 423.
- [C42] C. E. Crouthamel, ed., "Applied Gamma-Ray Spectrometry" (Pergamon Press, New York, 1970).
- [C44] S. C. Curran and W. R. Baker, *Rev. Sci. Instr.* 19 (1948) 116.
- [C45] S. C. Curran, "Luminescence and the Scintillation Counter" (Academic Press, New York, 1953; Butterworths Scientific Publications, London, 1953).
- [D2] S. DeBenedetti, C. E. Cowan, W. R. Konneker and H. Primakoff, *Phys. Rev.* 77 (1950) 205.
- [D3] S. Degerine and M. Laval, *Phys. Med. Biol.* 22 (1977) 760.
- [D4] S. E. Derenzo, H. Zaklad and T. F. Budinger, *J. Nucl. Med.* 16 (1975) 1116.
- [D5] S. E. Derenzo, T. F. Budinger, J. L. Cahoon, R. H. Huesman and H. G. Jackson, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-24(1) (1977) 544.
- [D6] S. E. Derenzo, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-24(2) (1977) 881.
- [D7] S. E. Derenzo and T. F. Budinger, *J. Nucl. Med.* 18 (1977) 491.
- [D8] S. E. Derenzo, T. F. Budinger, J. L. Cahoon, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2790.
- [D9] S. E. Derenzo, Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation (Lake Yamanaka, Japan, 1979) p. 819.
- [D10] S. E. Derenzo, *J. Nucl. Med.* 21 (1980) 971.
- [D11] S. E. Derenzo, R. Budinger, R. H. Huesman, J. L. Cahoon and T. Vuletich, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 81.
- [D12] S. E. Derenzo, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 131.
- [D14] J. Detko, *Phys. Med. Biol.* 13 (1968) 296.

- [D15] J. Detko, *Phys. Med. Biol.* 14 (1969) 245.
- [D17] J. F. Detko, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 241.
- [D18] J. F. Detko, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 538.
- [D20] P. A. M. Dirac, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 26 (1930) 361.
- [D21] S. Donati, E. Gatti and V. Svelto, *Nucl. Instr. and Meth.* 46 (1967) 165.
- [D22] J. E. Draper and R. L. Hickok, *Rev. Sci. Instr.* 29 (1958) 1047.
- [D24] N. Dyson, P. Hugh-Jones, G. R. Newbery and J. B. West, Proc. 2nd United Nations Intern. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 26 (United Nations, New York, 1958) p. 103.
- [E2] M. A. El-Wahab and J. V. Kane, *Nucl. Instr. and Meth.* 15 (1962) 15.
- [E3] M. A. El-Wahab and M. Gazzaly, *Nuovo Cimento* 47B (1967) 56.
- [E4] D. Engelkemeir, *Rev. Sci. Instr.* 27 (1956) 589.
- [E5] R. W. Engstrom, *J. Opt. Soc. Amer.* 37 (1947) 420.
- [E8] L. Eriksson, L. Widin, M. Bergström, et al., *J. Comput. Assist. Tomogr.* 2 (1978) 649.
- [E9] L. Erikson, C. Bohm, M. Bergstrom, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(1) (1980) 435.
- [E10] R. Euling, *J. Appl. Phys.* 35 (1964) 1391.
- [E11] J. H. Ewins, G. A. Armantrout, D. C. Camp. et al., "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1977) p. 149.
- [F1] W. Feller, "An Introduction to Probability Theory and its Applications, Vol. 1" (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968).
- [F2] D. C. Ficke, D. E. Beecher, G. R. Hoffman, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-29(1) (1982) 474.
- [F4] A. L. Forsaith, N. H. Horwitz and J. E. Lofstrom, *Phys. Med. Biol.* 11 (1966) 411.
- [F5] A. L. Forsaith, N. H. Horwitz, J. E. Lofstrom, J. L. Izenstark and K. J. Cook, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 99.
- [F7] K. Fränz and Kl. Müller, *Telefunken-Zeitung* 35 (1962) 24.
- [F8] K. Fränz and Kl. Müller, *Nucl. Instr. and Meth.* 22 (1963) 43.
- [F9] G. S. Freedman, P. N. Goodwin, P. M. Johnson and R. N. Pierson, *Radiology* 92 (1969) 21.
- [F10] G. S. Freedman, P. N. Goodwin and P. M. Johnson, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 31.
- [F11] M. S. Freedman, A. H. Jaffey, F. Wagner and J. May, *Phys. Rev.* 89 (1953) 302.
- [F12] O. R. Frisch and D. J. Littler, *Phil. Mag.* 45 (1954) 126.
- [F13] W. Fucks and H. W. Knipping, *Naturwissenschaften* 42 (1955) 493.
- [F14] W. Fucks and H. W. Knipping, E. Liese and G. Schumacher, *Atomkern Energie* 9 (1964) 271.
- [G1] G. F. J. Garlick and G. T. Wright, *Proc. Phys. Soc. London*, 65B (1952) 415.
- [G2] E. Gatti and V. Svelto, *Nucl. Instr. and Meth.* 4 (1959) 189.
- [G3] E. Gatti and V. Svelto, "Harwell Symposium on Nuclear Instruments 1961" (J. B. Birks ed., Heywood & Co., Ltd., London, 1962) p. 35.
- [G4] E. Gatti and V. Svelto, *Nucl. Instr. and Meth.* 30 (1964) 213.
- [G5] E. Gatti and V. Svelto, *Nucl. Instr. and Meth.* 43 (1966) 248.
- [G6] E. Gatti and V. Svelto, *Nucl. Instr. and Meth.* 39 (1966) 309.
- [G7] D. A. Gedcke and W. J. McDonald, *Nucl. Instr. and Meth.* 55 (1967) 377.
- [G9] S. Genna, S. C. Pang and A. Smith, *J. Nucl. Med.* 22 (1981) 365.
- [G14] H. I. Glass, F. R. Hudson, M. T. French and J. P. Lavender, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 79.
- [G15] G. I. Gleason, *Intern. J. Appl. Radiation & Isotopes* 8 (1960) 90.
- [G16] T. F. Godlove and W. G. Wadey, *Rev. Sci. Instr.* 25 (1954) 1.
- [G20] A. Gottschalk and H. O. Anger, *Am. J. Roentogenol., Radium Therapy Nucl. Med.* 92 (1964) 174.
- [G21] A. Gottschalk, K. R. McCormack, J. E. Adams and H. O. Anger, *Radiology* 84 (1965) 502.
- [G22] M. V. Green, H. G. Ostrow, M. A. Douglas, et al., *J. Nucl. Med.* 16 (1975) 95.
- [G23] M. W. Greeve and W. D. Tucker, *Intern. J. Appl. Radiation & Isotopes* 12 (1961) 62.

- [G26] W. Gross, E. B. Schlesinger and S. de Boves, "Medical Radioisotope Scanning 1964, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1964) p. 401.
- [G27] R. Grove, K. Lee, V. Perez-Mendez and J. Sperinde, *Nucl. Instr. and Meth.* **89** (1970) 257.
- [H1] P. V. Harper, G. Andros, K. Lathrop, W. Siemens and L. Weiss, *J. Nucl. Med.* **3** (1962) 209.
- [H2] P. V. Harper, R. Beck, D. Charleston and K. A. Lathrop, *Nucleonics* **22**(1) (1964) 50.
- [H3] P. V. Harper, K. A. Lathrop, F. Jiminez, R. Fink and A. Gottschalk, *Radiology* **85** (1961) 101.
- [H6] R. L. Heath, R. Hofstadter and B. Hughes, *Nucl. Instr. and Meth.* **162** (1979) 431.
- [H7] G. T. Herman, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2756.
- [H8] S. Hertz and A. Roberts, *J. Clin. Invest.* **21** (1942) 31.
- [H9] R. L. Hickok and J. E. Draper, *Rev. Sci. Instr.* **29** (1958) 994.
- [H10] R. Hill and A. J. L. Collinson, *Proc. Phys. Soc.* **85** (1965) 1067.
- [H14] T. Hiramoto, E. Tanaka and N. Nohara, *J. Nucl. Med.* **12** (1971) 160.
- [H17] E. J. Hoffman, M. E. Phelps, N. A. Mullani, C. S. Higgins and M. M. Ter-Pogossian, *J. Nucl. Med.* **17** (1976) 493.
- [H18] E. J. Hoffman and M. E. Phelps, *Comput. Biol. Med.* **6** (1976) 345.
- [H19] E. J. Hoffman, M. E. Phelps, S. Huang and D. E. Kuhl, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 99.
- [H21] R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **74** (1948) 100.
- [H22] C. Hohenemser, R. Reno and A. P. Mills, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-17(3) (1970) 390.
- [H23] B. L. Holman, G. I. Harris, R. D. Neirinckx, A. G. Jones and J. Idoine, *J. Nucl. Med.* **19** (1978) 510.
- [H24] B. L. Holman, R. E. Zimmerman, L. V. Bifolck and R. D. Neirinckx, *J. Nucl. Med.* **20** (1979) 538.
- [H27] J. I. Hopkins, *Rev. Sci. Instr.* **22** (1951) 29.
- [H28] N. H. Horwitz, J. E. Loftstrom and A. L. Forsaith, *J. Nucl. Med.* **6** (1965) 724.
- [H29] N. H. Horwitz, J. E. Loftstrom and A. L. Forsaith, *Radiology* **86** (1966) 830.
- [H30] A. Houdayer, S. K. Mark and R. E. Bell, *Nucl. Instr. and Meth.* **59** (1968) 319.
- [H31] G. Hounsfield, *Br. J. Radiol.* **46** (1973) 1016.
- [H32] R. Hoyt, *Rev. Sci. Instr.* **20** (1949) 178.
- [H36] L. G. Hyman and R. M. Schwarcz, *Rev. Sci. Instr.* **35** (1964) 393.
- [H37] L. G. Hyman, *Rev. Sci. Instr.* **36** (1964) 193.
- [I1] T. Ido, C. N. Wan, V. Casella, et al., *J. Label. Compds. Radiopharm.* **24** (1978) 174.
- [I2] 飯沼 武, 放射線物理研究 **1** (1963) 223.
- [I3] M. Iio, H. Ueda, Y. Sasaki, et al., "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 17.
- [I4] P. Iredale, *Nucl. Instr. and Meth.* **11** (1961) 336.
- [I5] P. Iredale, *Nucl. Instr. and Meth.* **11** (1961) 340.
- [J1] L. Janossy, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* **28** (1955) 679; (transl.) *J.E.T.P.* **1** (1955) 520.
- [J7] A. P. Jeavons, G. Charpak and R. J. Stubbs, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 297.
- [J8] A. P. Jeavons, G. Charpak and R. J. Stubbs, *Nucl. Instr. and Meth.* **124** (1975) 491.
- [J9] A. P. Jeavons and C. Cate, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 640.
- [J10] A. P. Jeavons and D. W. Townsend, *J. Comput. Assist. Tomogr.* **2** (1978) 652.
- [J11] A. P. Jeavons, D. W. Townsend, N. L. Ford and K. Kull, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 164.
- [J12] A. P. Jeavons, K. Kull, B. Lundberg, et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **176** (1980) 89.
- [J13] A. Jeavons, B. Schorr, K. Kull, et al., "Medical Radionuclide Imaging 1980, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1981) p. 49.
- [J14] P. M. Johnson, J. Herion and S. L. Mooring, *Radiology* **74** (1960) 99.
- [J15] T. H. Jones, *Nucl. Instr. and Meth.* **15** (1962) 55.
- [J16] T. Jorgensen, *Am. J. Phys.* **16** (1948) 285.
- [J17] R. T. Julke, J. E. Monahan, S. Raboy and C. C. Trail, Argonne National Lab. Report (1962) ANL-6499.

- [K1] W. C. Kaiser, S. I. Baker, A. J. Mackey and I. S. Scherman, *I. R. E. Trans. Nucl. Sci.* NS-9(3) (1962) 22.
- [K3] H. Kallmann, *Natur und Technik* (July, 1947); *Phys. Rev.* 78 (1950) 621.
- [K5] I. Kanno, K. Uemura, S. Miura, et al., "Medical Radionuclide Imaging 1980, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1981) p. 153.
- [K6] I. Kanno, K. Uemura, S. Miura and Y. Miura, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 5 (1981) 216.
- [K7] S. N. Kaplan, L. Kaufman, V. Perez-Mendez and K. Valentine, *Nucl. Instr. and Meth.* 106 (1973) 397.
- [K8] L. Kaufman, V. Perez-Mendez, A. Rindi, J. M. Sperinde and H. A. Wollenberg, *Phys. Med. Biol.* 16 (1971) 417.
- [K9] L. Kaufman, V. Perez-Mendez, J. Sperinde and G. Stoker, *Am. J. Roentgenol. Rad. Ther. & Nucl. Med.* 113 (1971) 378.
- [K10] L. Kaufman, V. Perez-Mendez, D. Shames and G. Stoker, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19(3) (1972) 169.
- [K11] L. Kaufman, V. Perez-Mendez and G. Stoker, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-20(1) (1973) 426.
- [K12] L. Kaufman, D. C. Camp, J. H. McQuaid, G. A. Armantrout and S. P. Swierkowski, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-21(1) (1974) 652.
- [K13] L. Kaufman, R. Hattner, D. Price, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 395.
- [K14] L. Kaufman, V. Lorenz, K. Hosier, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 189.
- [K15] L. Kaufman, K. Hosier, V. Lorenz, et al., "Information Processing in Medical Imaging 1979" (INSERM, Paris, Vol. 88, 1980) p. 153.
- [K19] C. Kellershohn, A. Desgrez and A. Lansiert, "Medical Radioisotope Scanning 1964, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1964) p. 333.
- [K20] G. G. Kelley, P. R. Bell, R. C. Davis and N. H. Lazar, *I.R.E. Trans. Nucl. Sci.* NS-3(4) (1956) 57; *Nucleonics* 14(4) (1956) 53.
- [K21] P. J. Kenny, *Intern. J. Appl. Radiation & Isotopes* 22 (1971) 21.
- [K25] D. L. Kirch, P. P. Steel, M. T. Lefree, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 507.
- [K30] G. F. Knoll, M. C. Bennett, K. F. Koral and D. R. Strange, "Information Processing in Medical Imaging 1979" (INSERM, Paris, Vol. 88, 1980) p. 153.
- [K33] O. Krauss, W. J. Lorenz, H. Luig, H. Ostertag and P. Schmidlin, *Nucl. Medizin* 9 (1970) 103.
- [K34] O. Krauss, W. J. Lorenz, H. Ostertag, P. Schmidlin and W. Ammann, *Nucl. Medizin* 10 (1971) 378.
- [K35] F. T. Kuchnir and F. J. Lynch, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-15(3) (1968) 107.
- [K36] D. E. Kuhl, "Progress in Medical Radioisotope Scanning" (R.M. Kniseley, et al., eds., TID-7673, U.S. At Energy Comm., Washington, D.C., 1963) p. 171.
- [K37] D.E. Kuhl and R.Q. Edwards, *Radiology* 80 (1963) 653.
- [K51] G. H. Kulberg, N. von Dijk and G. Muehlelehner, *J. Nucl. Med.* 13 (1972) 169.
- [K52] S. Kulprathipanja, D. J. Hnatowich, M. A. Davis and S. Treves, "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 2" (IAEA, Vienna, 1977) p. 53.
- [K53] S. Kurihara, S. Makino, S. Miyashiro, et al., *J. Nucl. Med.* 8 (1967) 316.
- [K54] K. Kuroda, D. Sillon and F. Takeutchi, *Rev. Sci. Instr.* 52 (1981) 337.
- [L1] A. J. Lansiert and C. Kellershohn, *Nucleonics* 24(3) (1966) 56.
- [L2] A. Lansiert, J. P. Morucci and G. Roux, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13(3) (1966) 393.
- [L3] A. Lansiert, J. P. Morucci, G. Roux and J. Leloup, *Nucl. Instr. and Meth.* 44 (1966) 45.
- [L4] A. Lansiert, J. Lequais, G. Roux, J. P. Morucci and J. C. Gaucher, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 87.
- [L5] E. I. Larsson and K. Liden, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 111.
- [L8] L. Lavoie, *Phys. Med. Biol.* 18 (1973) 120.
- [L9] C. B. Lim, D. Chu, V. Perez-Mendez and J. Sperinde, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-21(1) (1974) 85.
- [L10] C. B. Lim, D. Chu, L. Kaufman, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 388.
- [L11] C. B. Lim, A. Cheng, D. P. Boyd and R. S. Hattner, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 196.
- [L12] J. Llacer and Z. H. Cho, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-20(1) (1973) 282.
- [L13] J. Llacer and L. S. Graham, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 309.

- [L14] F. J. Lombard and F. Martin, *Rev. Sci. Instr.* 32 (1961) 200.
- [L15] W. D. Love, R. B. Rommey and G. E. Burch, *Circ. Res.* 2 (1954) 112.
- [L16] F. J. Lynch, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13(3) (1966) 140.
- [L17] F. J. Lynch, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 58.
- [M3] J. R. Mallard and M. J. Myers, *Phys. Med. Biol.* 8 (1963) 165.
- [M4] J. R. Mallard and M. J. Myers, *Phys. Med. Biol.* 8 (1963) 183.
- [M5] J. R. Mallard and R. J. Wilks, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 3.
- [M9] W. V. Mayneord, R. C. Turner, S. P. Newbery and H. J. Hodt, *Nature* 168 (1951) 762.
- [M11] J. G. McAfee and H. N. Wagner, *Radiology* 75 (1960) 820.
- [M13] V. R. McCready, R. P. Parker, E. M. Gunnersen, et al., *Br. J. Radiol.* 44 (1971) 58.
- [M14] W. N. McDicken, *Nucl. Instr. and Meth.* 54 (1967) 157.
- [M15] W. J. McDonald and D. A. Gedcke, *Nucl. Instr. and Meth.* 55 (1967) 1.
- [M16] J. A. McIntyre, *Nucl. Instr. and Meth.* 171 (1980) 19.
- [M17] J. A. McIntyre, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 4 (1980) 351.
- [M18] J. A. McIntyre, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(4) (1980) 1305.
- [M20] D. Miller, P. Schlosser, A. Deutchman, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(1) (1979) 603.
- [M21] G. H. Minton, *Journ. of Research of the National Bureau of Standards*, 57(3) (1956) 119.
- [M26] 宮沢竜雄; 応用物理 38 (1969) 1099.
- [M27] N. F. Moody, W. Paul and M. Joy, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-16(2) (1969) 3.
- [M28] N. F. Moody, W. Paul and M. L. G. Joy, *Proc. of IEEE* 58(2) (1970) 217.
- [M29] N. F. Moody, M. Joy and W. Paul, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 255.
- [M30] G. E. Moore, *Science* 107 (1948) 569.
- [M31] R. K. Mortimer, H. O. Anger and C. A. Toluas, *Conv. Record I. R. E.* 1954 Pt. 9 (1954) p. 2.
- [M32] G. A. Morton and J. A. Mitchell, *RCA Rev.* 9 (1948) 632; *Nucleonics* 4(1) (1949) 16.
- [M33] G. A. Morton, *RCA Rev.* 10 (1949) 523.
- [M34] G. A. Morton, *Nucleonics* 10(2) (1952) 39.
- [M35] M. Moszynski and B. Bengston, *Nucl. Instr. and Meth.* 158 (1979) 1.
- [M36] M. Moszynski, C. Gressert, J. Vacher and R. Odru, *Nucl. Instr. and Meth.* 188 (1981) 403.
- [M37] M. Moszynski, C. Gressert, J. Vacher and R. Odru, *Nucl. Instr. and Meth.* 197 (1981) 271.
- [M38] W. E. Mott and R. B. Sutton, "Scintillation and Cerenkov Counters" in *Hundbuch der Physik* 45 (Springer-Verlag, Berlin, 1958) p. 86.
- [M42] G. Muehlechner, R. J. Jaszczak and R. N. Beck, *Phys. Med. Biol.* 19 (1974) 504.
- [M43] G. Muehlechner, *J. Nucl. Med.* 16 (1975) 653.
- [M44] G. Muehlechner, *J. Nucl. Med.* 17 (1976) 757.
- [M45] G. Muehlechner, M. P. Buschin and J. H. Dudek, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 528.
- [M46] G. Muehlechner, F. Atkins and P. V. Harper, "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1977) p. 291.
- [M47] G. Muehlechner, *J. Nucl. Med.* 20 (1979) 992.
- [M48] G. Muehlechner, J. G. Colsher and E. W. Stoub, *J. Nucl. Med.* 21 (1980) 771.
- [M49] G. Muehlechner and J. G. Colsher, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(1) (1980) 569.
- [M50] G. Muehlechner and J. G. Colsher, "Medical Radionuclide Imaging 1980, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1981) p. 173.
- [M51] N. A. Mullani, C. S. Higgins, J. T. Hood and C. M. Currie, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 180.
- [M52] N. A. Mullani, M. M. Ter-Pogossian, C. S. Higgins, J. T. Hood and D. C. Ficke, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2703.
- [M53] N. A. Mullani, D. C. Ficke and M. M. Ter-Pogossian, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(1) (1980) 572.
- [M54] N. A. Mullani, J. Markham and M. M. Ter-Pogossian, *J. Nucl. Med.* 21 (1980) 1095.
- [M55] N. A. Mullani, D. C. Ficke, R. Hertz, J. Markham and G. Wong, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 104.

- [M56] 村山秀雄, 野原功全, 田中栄一; *RADIOISOTOPES (Tokyo)* 27 (1978) 433.
- [M57] H. Murayama, E. Tanaka and N. Nohara, *Nucl. Instr. and Meth.* 164 (1979) 447.
- [M58] H. Murayama, *Nucl. Instr. and Meth.* 177 (1980) 433.
- [M59] H. Murayama, E. Tanaka, N. Nohara and T. Hayashi, Proc. 3rd Symp. on Physical and Technical Aspects of CT, Tokyo (September, 1980) p. 96.
- [M60] H. Murayama, N. Nohara, E. Tanaka and T. Hayashi, *Nucl. Instr. and Meth.* 192 (1982) 501.
- [M61] 村山秀雄; 放射線 *Ionizing Radiation* 9(2) (1982) 37.
- [M62] R. B. Murray and A. Meyer, *Phys. Rev.* 122(3) (1961) 815.
- [M63] R. B. Murray, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 54.
- [N1] C. Nahmias, D. B. Kenyon and E. S. Garnett, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(1) (1980) 529.
- [N3] G. H. Narayan and J. R. Prescott, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13(3) (1966) 132.
- [N4] G. H. Narayan and J. R. Prescott, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-15(3) (1968) 162.
- [N5] J. H. Neiler and P. R. Bell, "The Scintillation Method" in Alpha-, Beta-, Gamma-Ray Spectroscopy, Vol. 1 (K. Siegbahn ed., North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965) p. 245.
- [N6] R. D. Neirinckx, A. G. Jones, M. A. Davis, G. I. Harris and B. L. Holman, *J. Nucl. Med.* 19 (1978) 514.
- [N7] O. H. Nestor and C. Y. Huang, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(1) (1975) 68.
- [N8] G. R. Newbery, *Br. J. Radiol.* 32 (1959) 633.
- [N11] R. J. Nickles and H. O. Meyer, *Phys. Med. Biol.* 23 (1978) 686.
- [N12] 日本アイソトープ協会編, 「核医学入門」(丸善, 1978)
- [N13] R. Nitsche, *J. Appl. Phys.* 36(8) (1965) 2358.
- [N14] N. Nohara, E. Tanaka and T. Hiramoto, *J. Nucl. Med.* 12 (1971) 635.
- [N15] 野原功全, 富谷武浩, 田中栄一, 他; *RADIOISOTOPES (Tokyo)* 27 (1978) 573.
- [N16] N. Nohara, E. Tanaka, T. Tomitani, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(3) (1980) 1128.
- [N17] N. Nohara, E. Tanaka, H. Murayama and K. Ishimatsu, Proc. 3rd Symp. on Physical and Technical Aspects of CT, Tokyo (September, 1980) p. 94.
- [N18] C. H. Nowlin and J. L. Blankenship, *Rev. Sci. Instr.* 36 (1965) 1830.
- [N19] R. Nutt, Ph. D. Thesis (University of Tennessee, March 1969)
- [Q1] 岡島健一, 高見勝己, 植田 健, 川口文男; 第42回秋季応用物理学会予稿集 (1981) 9.
- [Q2] S. Okano, T. Hamada, H. Kakehi, H. Uchiyama and K. Saegusa, Proc. First World Congr. Nucl. Med., Tokyo and Kyoto, 1974 (Tokyo, 1974) p. 1278.
- [Q3] 岡野真治, 尾内能夫, 内田 勲, 他; *RADIOISOTOPES (Tokyo)* 23 (1974) 505.
- [Q5] P. Onno and R. E. Bell, *Nucl. Instr. and Meth.* 17 (1962) 149.
- [Q7] A. Ore and J. L. Powell, *Phys. Rev.* 75 (1949) 1697.
- [P1] R. P. Parker, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 71.
- [P2] R. P. Parker, E. M. Gunnerson, R. Ellis and J. Bell, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 193.
- [P3] D. R. Parsignault, P. Gorenstein, R. E. Zimmerman and R. E. Burns, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(1) (1979) 563.
- [P7] J. A. Patton, R. R. Price, A. B. Brill and R. Pehl, "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1977) p. 159.
- [P8] J. A. Patton, R. R. Price, F. D. Rollo, A. B. Brill and R. H. Pehl, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 653.
- [P12] V. Perez-Mendez, T. J. Devlin, J. Solomon and T. F. Droege, *Nucl. Instr. and Meth.* 46 (1967) 197.
- [P13] V. Perez-Mendez, L. Kaufman, C. B. Lim, et al., *Int. J. Nucl. Med. Biol.* 3 (1976) 29.
- [P15] M. E. Phelps, E. J. Hoffman, N. A. Mullani and M. M. Ter-Pogossian, *J. Nucl. Med.* 16 (1975) 210.
- [P16] M. E. Phelps, E. J. Hoffman, S. Huang and M. M. Ter-Pogossian, *J. Nucl. Med.* 16 (1975) 649.
- [P17] M. E. Phelps, E. J. Hoffman, N. A. Mullani, C. S. Higgins and M. M. Ter-Pogossian, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 516.

- [P18] M. E. Phelps, E. J. Hoffman, S. Huang and D. E. Kuhl, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 2 (1978) 648.
- [P19] M. E. Phelps, E. J. Hoffman, S. Huang and D. E. Kuhl, *J. Nucl. Med.* 19 (1978) 635.
- [P20] M. E. Phelps, E. J. Hoffman, S. Huang and D. E. Kuhl, "Medical Radioisotope Imaging 1980, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1981) p. 199.
- [P21] H. V. Piltingsrud, *J. Nucl. Med.* 20 (1979) 1279.
- [P23] E. E. Pockin, *Lancet* 2 (1950) 41 and 84.
- [P25] R. F. Post and L. I. Schiff, *Phys. Rev.* 80 (1950) 113.
- [P26] R. F. Post, *Nucleonics* 10(6) (1952) 56.
- [P27] J. R. Prescott and P. S. Takhar, *I.R.E. Trans. Nucl. Sci.* NS-9(3) (1962) 36.
- [P28] J. R. Prescott, *Nucl. Instr. and Meth.* 22 (1963) 256.
- [P29] J. R. Prescott, *Nucl. Instr. and Meth.* 39 (1966) 173.
- [P32] R. W. Pringle and S. Standil, *Phys. Rev.* 80 (1950) 762.
- [P33] B. R. Pullan, R. Howard and B. J. Perry, *Nucleonics* 24(7) (1966) 72.
- [R2] A. Ramakrishnan and P. M. Mathews, *Phil. Mag.* 44 (1953) 1122.
- [R3] S. Rankowitz, J. S. Robertson, W. A. Higinbotham and M. J. Rosenblum, *I.R.E. Int. Conv. Record* 10(9) (1962) 49.
- [R4] A. M. Rejali, W. J. McIntyre and H. L. Friedell, *Am. J. Roentgenol.* 79 (1958) 129.
- [R6] R. A. Reynolds, R. E. Synder and T. R. Overton, *Phys. Med. Biol.* 20 (1975) 136.
- [R7] P. W. Roberts, *Proc. Phys. Soc. London* A66 (1953) 192.
- [R9] J. S. Robertson, R. B. Marr, M. Rosenblum, V. Radeka and Y. L. Yamamoto, "Tomographic Imaging in Nuclear Medicine" (G. S. Freedman ed., Soc. Nucl. Med., New York, 1973) p. 142.
- [R13] G. Roux, J. C. Gaucher, A. Lansart and J. Lequais, *Advances in Electronics and Electron Physics* Vol. 33B (1975) 1017.
- [R15] H. D. Royal, P. H. Brown and B. C. Claunch, *J. Nucl. Med.* 20 (1979) 977.
- [R16] G. Roziere, M. Verat, H. Rougeot and B. Driard, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 60.
- [S1] R. M. Sano, J. B. Tinkel, C. A. LaVallee and G. S. Freedman, *J. Nucl. Med.* 19 (1978) 712.
- [S2] P. A. Schlosser, D. W. Miller, M. S. Gerber, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-21(1) (1974) 658.
- [S5] F. Seitz and D. W. Mueller, *Phys. Rev.* 78 (1950) 605.
- [S6] S. M. Shafroth, ed., "Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation, Vol. 1" (Gordon & Breach Science Publishers, London, 1967).
- [S8] I. S. Sherman and M. G. Strauss, *Nucl. Instr. and Meth.* 117 (1974) 285.
- [S10] 安戸文男, 舘野之男, 高見常夫, 他; 核医学 19 (1982) 217.
- [S11] B. Sigfridsson, *Nucl. Instr. and Meth.* 54 (1967) 13.
- [S14] D. L. Snyder, L. J. Thomas and M. M. Ter-Pogossian, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(3) (1981) 3575.
- [S17] J. W. Steidley, D. W. Miller, P. A. Schlosser, A. H. Deutchman and M. S. Gerber, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23(1) (1976) 627.
- [S19] H. S. Stern, D. A. Goodwin, H. N. Wagner and H. H. Kramer, *Nucleonics* 24(10) (1966) 57; *Nucleonics* 25(2) (1967) 62.
- [S22] E. Storm and H. I. Israel, *Nucl. Data Tables* A7 (1970) 565.
- [S23] H. W. Strauss, B. L. Zaret, P. J. Hurley, T. K. Natarajan and B. Pitt, *Am. J. Cardiol.* 28 (1971) 575.
- [S24] M. G. Strauss and I. S. Sherman, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19(3) (1972) 219.
- [S25] M. G. Strauss, I. S. Sherman, R. Brenner and F. R. Lenkszus, *J. Nucl. Med.* 15 (1974) 1196.
- [S26] Y. Suda and T. A. Iinuma, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2764.
- [S27] J. B. Svedberg, *Phys. Med. Biol.* 13 (1968) 597.
- [S28] J. B. Svedberg, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 125.
- [S29] J. B. Svedberg, *Phys. Med. Biol.* 17 (1972) 514.
- [S30] E. Sveinsdottir and N. A. Lassen, *Stroke* 4 (1973) 365.
- [S31] E. Sveinsdottir, T. Schomacher and N. A. Lassen, "Information Processing in Scintigraphy" (C. Raynaud and A. Todd-Pokropek, eds., Orsay, 1975) p. 209.

- [S32] E. Sveinsdottir, B. Larsen, P. Rommer and N. A. Lassen, *J. Nucl. Med.* 18 (1977) 168.
- [S33] R. K. Swank and W. L. Buck, *Nucleonics* 10(5) (1952) 51.
- [S35] W. H. Sweet, *N. Engl. J. Med.* 245 (1951) 875.
- [T1] K. Takami, K. Ishimatsu, T. Hayashi, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-29(1) (1982) 534.
- [T2] P. S. Takhar, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-14(1) (1967) 438.
- [T3] K. C. Tam, G. Chu, V. Perez-Mendez and C. B. Lim, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25(1) (1978) 152.
- [T4] E. Tanaka, T. Hiramoto and N. Nohara, *J. Nucl. Med.* 11 (1970) 542.
- [T5] E. Tanaka, N. Hohara, N. Kumano and M. Kakegawa, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1972, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1973) p. 169.
- [T12] E. Tanaka, N. Hohara and H. Murayama, *Nucl. Instr. and Meth.* 158 (1979) 459.
- [T14] E. Tanaka, N. Nohara, M. Yamamoto, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(2) (1979) 2728.
- [T15] E. Tanaka, N. Nohara and H. Murayama, *RADIOISOTOPES (Tokyo)* 29 (1980) 320.
- [T16] E. Tanaka, N. Nohara, T. Tomitani and M. Endo, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 6 (1982) 350.
- [T17] 田中栄一; 応用物理 51 (1982) 272.
- [T18] M. Tanaka, Y. Hirose, K. Koga and H. Hattori, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 137.
- [T19] 館野之男; 「放射線医学史」(岩波書店, 1973)
- [T21] M. M. Ter-Pogossian and W. E. Powers, Proc. of the First UNESCO International Conference on Radioisotopes in Scientific Research, Paris, 1957, Vol. 3 (Pergamon Press, New York, 1958) p. 625.
- [T22] M. M. Ter-Pogossian, J. Kastner and T. B. Vest, *Radiology* 81 (1963) 984.
- [T23] M. M. Ter-Pogossian and J. O. Eichling, "Medical Radioisotope Scanning 1964, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1964) p. 411.
- [T24] M. M. Ter-Pogossian and H. N. Wagner, *Nucleonics* 24(10) (1966) 50.
- [T25] M. M. Ter-Pogossian, W. F. Niklas, J. Ball and J. O. Eichling, *Radiology* 86 (1966) 463.
- [T26] M. M. Ter-Pogossian, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 151.
- [T27] M. M. Ter-Pogossian, M. E. Phelps, E. J. Hoffman and N. A. Mullani, *Radiology* 114 (1975) 89.
- [T28] M. M. Ter-Pogossian, N. A. Mullani, J. Hood, C. S. Higgins and C. M. Currie, *Radiology* 128 (1978) 477.
- [T29] M. M. Ter-Pogossian, N. A. Mullani, J. T. Hood, C. S. Higgins and D. C. Ficke, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 2 (1978) 539.
- [T30] M. M. Ter-Pogossian, N. A. Mullani, D. C. Ficke, J. Markham and D. L. Snyder, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 5 (1981) 227.
- [T31] M. M. Ter-Pogossian, D. C. Ficke, J. T. Hood, M. Yamamoto and N. A. Mullani, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 6 (1982) 125.
- [T32] P. Thieberger, E. C. O. Bonacalzo and H. Ryde, "Harwell Symposium on Nuclear Instruments 1961" (J. B. Birks ed., Heywood & Co., Ltd., London, 1962) p. 54; *Nucl. Instr. and Meth.* 14 (1961) 225.
- [T33] F. D. Thomas, W. H. Beierwalts, G. F. Knoll, et al., "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 43.
- [T34] C. J. Thompson, Y. L. Yamamoto and E. Meyer, *Proc. Soc. of Photo-optical Instr. Eng.* 96 (1976) 263.
- [T35] C. J. Thompson, Y. L. Yamamoto and E. Meyer, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 2 (1978) 650.
- [T36] C. J. Thompson, Y. L. Yamamoto and E. Meyer, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(1) (1979) 583.
- [T38] 富谷武浩, 田中栄一, 野原功全; *RADIOISOTOPES (Tokyo)* 25 (1976) 693.
- [T40] 富谷武浩; 放射線 *Ionizing Radiation* 7(13) (1980) 52.
- [T41] T. Tomitani, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(6) (1981) 4582.
- [T42] T. Tomitani, *Nucl. Instr. and Meth.* 197 (1982) 507.
- [T44] D. Townsend, C. Piney and A. Jeavons, *Phys. Med. Biol.* 23 (1978) 235.
- [U1] G. Uchiyama, K. Saegusa, N. Arimizu and S. Okano, "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1977) p. 141.
- [V1] D. Vartsky, B. J. Thomas and W. V. Prestwich, *Nucl. Instr. and Meth.* 145 (1977) 321.

- [V2] D. VanDyke, H. O. Anger and M. Pollycone, *Blood* 24 (1964) 356.
- [V3] D. VanDyke and H. O. Anger, *J. Nucl. Med.* 6 (1965) 109.
- [V4] D. VanDyke, H. O. Anger, Y. Yano and C. Bozzini, *Am. J. Physiol.* 209 (1965) 65.
- [V6] N. Veall, *Br. J. Radiol.* 23 (1950) 527.
- [W3] M. J. Weber and R. R. Monchamp, *J. Appl. Phys.* 44(12) (1973) 5495.
- [W5] S. Wilensky, A. B. Ashare, S. M. Pizer, B. Hoop and G. L. Brownell, "Medical Radioisotope Scintigraphy 1968, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1969) p. 815.
- [W6] R. J. Wilks and J. R. Mallard, *Phys. Med. Biol.* 12 (1967) 251.
- [W7] C. W. Williams, M. C. Crabtree and S. G. Burgiss, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26(1) (1979) 619.
- [W11] P. M. Woodward, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 44 (1948) 404.
- [W12] F. R. Wrenn, M. L. Good and P. Handler, *Science* 113 (1951) 525.
- [W13] G. T. Wright, *J. Sci. Instr.* 31 (1954) 377.
- [Y1] 山本幹男, 田中栄一; *RADIOISOTOPES (Tokyo)* 24 (1975) 379.
- [Y2] M. Yamamoto, N. Nohara and E. Tanaka, "Information Processing in Medical Imaging" (INSERM, Paris, Vol. 88, 1980) p. 201.
- [Y3] M. Yamamoto, *Phys. Med. Biol.* 26 (1981) 489.
- [Y4] M. Yamamoto, D. C. Ficke and M. M. Ter-Pogossian, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-29(1) (1982) 529.
- [Y5] Y. L. Yamamoto, C. J. Thompson, E. Meyer, J. S. Robertson and W. Feindel, *J. Comput. Assist. Tomogr.* 1 (1977) 43.
- [Y6] M. Yamashita, Researches of the Electrotechnical Laboratory No. 751 (Tokyo, 1974).
- [Y7] T. Yamashita, M. Ito and T. Hayashi, Intern. Workshop on Physical and Engineering in Medical Imaging (Asilomar, March, 1982).
- [Y8] Y. Yano and H. O. Anger, *J. Nucl. Med.* 5 (1964) 485.
- [Y10] E. T. Yuhl, L. A. Stirrett and B. Cassen, *Nucleonics* 11(4) (1953) 54.
- [Z1] H. Zaklad, S. E. Derenzo and R. A. Muller, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19(3) (1972) 206.
- [Z2] H. Zaklad, S. E. Derenzo, R. A. Muller and R. G. Smits, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-20(1) (1973) 429.
- [Z3] H. Zaklad, S. E. Derenzo, T. F. Budinger and L. W. Alvarez, Proc. the First World Congress of Nuclear Medicine, Tokyo and Kyoto, 1974 (World Federation of Nucl. Med. & Biol., Tokyo, 1974) p. 362.
- [Z4] C. D. Zerby, A. Meyer and R. B. Murray, *Nucl. Instr. and Meth.* 12 (1961) 115.
- [Z5] R. E. Zimmerman, "Medical Radionuclide Imaging 1976, Vol. 1" (IAEA, Vienna, 1977) p. 121.
- [Z6] R. E. Zimmerman, B. L. Holman, F. H. Fahey, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(1) (1981) 55.

## Summary

# Basic Studies on Systems of Scintillation Detectors for Radioisotope Imaging

By

Hideo Murayama

Division of Physics, National Institute of Radiological  
Sciences, Anagawa, Chiba, Japan

The present report is devoted to basic studies on scintillation detectors which play a dominant role in radioisotope imaging, and to offer comprehensive techniques for developing systems of scintillation detectors in order to ensure successful performance.

In chapter 1, the purpose and the background of the present report is given. It is suggested that basic studies on energy, timing and positioning resolution of radiation detectors are needed to improve performance parameters of radioisotope imaging instruments.

In chapter 2, the development of radiation detectors in radioisotope imaging is reviewed with emphasis on prominent role of scintillation detectors in nuclear medicine.

In chapter 3, the theoretical base of resolution is presented for a system of scintillation detectors combined with pulse shaping or calculating circuits. Using time-dependent probability generating functions, it is shown that each of energy, timing and positioning resolution on the system consists of two components, namely, the non-statistical and the statistical components. Those components have different dependence on time due to the combined circuits, but all the statistical components correlates with each other due to the same factor which arises from the Poisson statistics associated with the finite number of photoelectrons accumulated on the first dynode of the photomultiplier tube.

The statistical component of the energy resolution is analyzed for the scintillation detectors combined with the pulse shortening circuits.

In chapter 4, new methods are presented for determining the statistical component of energy resolution from the non-statistical component on scintillation detectors. In one of the methods, two photomultiplier tubes are optically coupled to a scintillator which is irradiated by a collimated beam of gamma rays, and the statistical component is determined from the analysis of mutual correlation of pulse amplitude between the outputs of these two photomultiplier tubes. In the another method, a scintillation current pulse is divided into two parts at the time when half of the mean full charge has been collected, and the statistical component is determined from the statistical fluctuation of the difference between charges collected in two periods. Preliminary experiments based on these methods with NaI(Tl) detectors are reported.

In chapter 5, development of BGO detectors in positron imaging is carried out with application of the theoretical study on resolution and the methods for measuring the statistical component of energy resolution.

At first, the timing property of a BGO detector is investigated, and a timing discriminator suitable for positron imaging is designed and constructed. The circuit is based on the first photoelectron detection method with adequate pulse shaping. The time resolution and the count rate performance for coincidence detection of annihilation radiations are described.

Next, a quad BGO detector and the timing and positioning discriminator have been developed for high sensitivity multilayer positron emission computed tomographs. Each detector consists of four rectangular BGO crystals and two photomultiplier tubes. The design allows good optical coupling between the crystals and photomultiplier tubes, which is essential in order to obtain good time resolution with reasonable spatial resolution of the system. The discriminator consists of a time pick-off circuit based on the first photoelectron detection method and a positioning circuit. The positioning circuit identifies the crystal absorbing an annihilation photon. The design criteria of the electronic system and the performance are described. With suitable optical configuration of the detector and reasonable positioning circuit parameters, the erroneous positioning due to statistical noise is negligibly small and the coincidence time resolution for annihilation photon pairs is about 3.6 ns FWHM. The unit works satisfactorily at a count rate up to 360 keps.

The success in development of these BGO detectors proves that the analysis of resolution based on the presented theory and the measurement of each component of resolution serves us powerful tools for developing a system of scintillation detectors.