

# 内部被ばく線量評価高度化に係わる共同研究

(名古屋大学－核燃料サイクル開発機構 共同研究成果報告書)

2001年7月

名 古 屋 大 学  
核燃料サイクル開発機構

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184,  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構  
(Japan Nuclear Cycle Development Institute)  
2001

## 内部被ばく線量評価高度化に係わる共同研究

(名古屋大学－核燃料サイクル開発機構 共同研究成果報告書)

宮原 洋<sup>1)</sup>、成田憲彦<sup>1)</sup>

池田圭一<sup>2)</sup>、加藤義親<sup>2)</sup>、藤木一雄<sup>2)</sup>

百瀬琢磨<sup>3)</sup>、田崎 隆<sup>3)</sup>、栗原 治<sup>3)</sup>、林 直美<sup>3)</sup>

### 要 旨

内部被ばく線量を推定するためには、摂取された放射性物質の量（崩壊率）とその分布を知ることが重要である。この目的を達成するために、大きな2台のHPGe検出器を使用して $\gamma-\gamma$ 同時計測を適用する実験を試みた。

測定は相対効率60%の2台のHPGe検出器と2次元データ集積システムよりなる $\gamma-\gamma$ 同時計測装置を用いてリストモードでデータ集積を行い、測定後フィルター処理により必要スペクトルを取得した。得られたスペクトルより、カスケード $\gamma$ 線の各々の強度及び同時計数率より崩壊率を計算する。その際、この方法では偶然同時計数成分の補正も可能である。実験は4 $\pi$   $\beta-\gamma$ 同時計測で1%以下の不確かさで崩壊率を決定した<sup>24</sup>Na、<sup>60</sup>Co、<sup>134</sup>Cs線源を用いて種々の条件で測定し、得られた崩壊率と比較することで評価した。

点線源の測定では、3核種とも $\pm 10\%$ 以内でほぼ一致し、統計的精度が得られる範囲では線源の位置依存性も認められなかった。その際、線源の崩壊率を10 kBqから300 kBqまで変えても $\pm 10\%$ 以内で一致した。又、線源の位置を推定するために、スペクトルの強度が幾何学的には線源検出器間距離の2乗に反比例することを利用して、ピーク面積比と距離の2乗の逆数比を比較した。その結果両者には直線関係が認められたので、この測定系で2次元的な位置の推定がある程度可能と考えられる。

3核種混合線源に対しては、スペクトルの重なりの影響が多少あり、測定値は $\pm 20\%$ 以内での一致となった。分布線源に対する測定では、導出した崩壊率計算式に含まれる幾何学的検出効率の依存性が確かめられ、2個の線源を垂直に配置した測定値は多少小さくなり、水平に配置した場合は大きくなった。その影響は間隔とともに増大した。実際の測定を考慮して、点線源を連続で移動しながら測定を行った結果 $\pm 10\%$ 内で一致した。これらの結果より、ヘリカルX線CTを応用したベット下部に測定系を配置する実際のシステムの構築が望まれる。

<sup>1)</sup> 名古屋大学

<sup>2)</sup> 名古屋大学大学院

<sup>3)</sup> 核燃料サイクル開発機構東海事業所放射線安全部線量計測課

## Study on Evaluation of Internal Exposure Dose

H. Miyahara<sup>1)</sup>, N. Narita<sup>1)</sup>

K. Ikeda<sup>2)</sup>, Y. Katoh<sup>2)</sup>, K. Fujiki<sup>2)</sup>

T. Momose<sup>3)</sup>, T. Tazaki<sup>3)</sup>, O. Kurihara<sup>3)</sup>, N. Hayashi<sup>3)</sup>

### Abstract

To estimate the internal exposure dose, it is important to determine the radioactivity (disintegration rate) and distribution of radioactive material. A  $\gamma\gamma$  coincidence method using two large HPGe detectors is applied to achieve this aim. List data from two HPGe detectors with relative efficiencies of 60% were accumulated by  $\gamma\gamma$  coincidence apparatus using two-dimensional data-acquisition system and spectra required for analysis were obtained by filtering after measurement. The disintegration rate was calculated from the intensities of cascade  $\gamma$ -rays and coincidence counting rates determined by the spectra. Furthermore, chance coincidence could be corrected in this method. Some sources of  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  and  $^{134}\text{Cs}$  that the disintegration rates were determined within uncertainties of 1% by  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  coincidence counting were measured in various condition and the calculated values were evaluated in comparison with true disintegration rates.

The calculated values for point sources of three nuclides agreed within 10% and did not depend on position. Sources with disintegration rates between 10 kBq to 300 kBq showed agreement within 10%. To estimate source position peak intensity ratio was studied for the ratio of inverse squared distance of source and detector. As results, linear relation was recognized between them, and showed possibility of position estimation.

Measurement of three mixed sources gave the corrected values within 20% because of complex spectrum. On the other hand, measurement of distributed sources showed geometrical dependence contained in the calculation formula; longitudinal and horizontal distribution of two sources gave relatively small and large values, respectively. Measurement of moving point source gave agreement within 10%, and this fact showed possibility of measurement such as helical CT.

---

<sup>1)</sup> Nagoya University

<sup>2)</sup> Nagoya University, Graduate School

<sup>3)</sup> Japan Nuclear Cycle Development Institute, Tokai Works, Radiation Protection Division

## 目 次

1 序論 .....	1
2 実験装置及び使用線源 .....	7
2-1 $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測装置 .....	7
2-2 $\gamma$ 線カスケード崩壊核種 .....	9
2-3 2本のカスケード $\gamma$ 線の角度相関 .....	11
2-4 使用線源とその崩壊率 .....	12
2-5 ピーク面積決定法 .....	14
3 $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法の原理 .....	17
3-1 点線源に対する崩壊率計算式 .....	17
3-2 点線源に対する崩壊率計算式の不確かさの評価 .....	24
3-3 分布線源に対する崩壊率計算式 .....	26
3-4 複雑な崩壊を行う核種に対する崩壊率計算式 .....	30
3-5 崩壊率計算式に対する考察 .....	36
4 測定結果と考察 .....	38
4-1 測定の背景 .....	38
4-2 点線源の測定 .....	39
4-2-1 測定時間と測定精度の関係 .....	39
4-2-2 繰り返し測定の結果 .....	41
4-2-3 線源強度と測定値の関係 .....	42
4-2-4 測定値の位置依存性 .....	43
4-2-5 線源位置推定 .....	45
4-3 模擬混合線源の測定 .....	49
4-3-1 $^{60}\text{Co}$ と $^{134}\text{Cs}$ の模擬混合線源の測定 .....	49
4-3-2 $^{24}\text{Na}$ を含む模擬混合線源の測定 .....	50
4-3-3 模擬混合線源による測定値の位置依存性 .....	52
4-4 分布線源の測定 .....	53
4-4-1 水平分布線源の測定 .....	53
4-4-2 縦方向分布線源の測定 .....	54
4-4-3 水平方向・垂直方向に分布した線源の位置変化測定 .....	55
4-4-4 検出器面での水平分布線源の測定 .....	57
4-4-5 一つの線源を固定した分布線源の測定 .....	59
4-4-6 ファントムの測定 .....	62
4-5 遮蔽測定 .....	64

4-5-1 ヘビーメタルシートによる遮蔽測定.....	64
4-5-2 水による遮蔽測定.....	68
4-6 カスケード $\gamma$ 線を放出しない核種の測定.....	69
4-7 移動線源の測定.....	70
5 結論 .....	72
謝辞 .....	75
参考文献 .....	76

## 1 序 論

### 1-1 内部被曝

放射線による被曝は、体外に存在する放射性物質による外部被曝と体内に取り込まれた放射性物質による内部被曝の2種類に分けられる。その中でも内部被曝は外部被曝と比較して次のような特徴がある。

- (1) 体内の放射性物質は組織と密着しているため、外部被曝では問題とならなかつた飛程の短い放射線もすべて有害となり、その影響は大きい。
- (2) 体内に入った放射性物質は非常に長く留まるものもあり、一般的に人為的に排出させるのが難しい。そのため長期照射の影響が生じる。
- (3) 核種によって特定の臓器に集まりやすい。例えば、<sup>45</sup>Ca や <sup>90</sup>Sr は骨に沈着しやすく、骨肉腫を誘発するほか骨髄を照射して造血障害を起こさせる。また <sup>131</sup>I は甲状腺に沈着しやすい。一方、<sup>137</sup>Cs など全身にほぼ均等分布するものもある。
- (4) 体内にある放射性物質の量と分布を定量することは非常に困難なことが多く、被曝線量を正確に評価することが難しい。

放射性物質が体内に取り込まれるときの経路は次の3通りに分類される。

- (a) 経口摂取：放射性物質を含む水や食物などを摂取することにより、その放射性物質が体内に取り込まれる場合。もし体内に入った放射性物質が非可搬性なら、大部分の放射性物質は胃腸管を通過して糞の中に排出される。もし体内に入った放射性物質が可搬性なら、小腸を通過中にほとんどのものが細胞外液に吸収される。  
(標準人で約4時間)
- (b) 吸入摂取：放射性物質を含む空気を吸い込むことにより、放射性物質が体内に取り込まれる場合。空気中に含まれているガス状の放射性物質、あるいは粒子状の放射性物質は呼吸とともに肺の奥深く入り込むが、吐く息とともにほとんどが体外に放出される。しかし、一部は体内に残る。原子力施設内で作業する者などの内部被曝は吸入によるものが最も多い。
- (c) 経皮吸収：皮膚を通して放射性物質が体内に取り込まれる場合。ただし、皮膚はほとんどの放射性物質に対してその侵入を防ぐことができるので、傷口からの

取り込みが問題となる。

これらの経路で体内に入った放射性物質は、血液などの体液に吸収されると全身に分布する。この組織系汚染を起こした放射性核種には全身に均等分布するものはあまり多くなく、好んである特定の組織に集まることが多い。その場合、人体全体では少ない量でも、ある特定の組織に大きな損傷を与える恐れがある。組織・臓器に沈着した放射性物質は永久にその組織・臓器に留まるものではなく、他の組織・臓器に移行、沈着を続けながら最終的に糞、尿、汗、呼気として排出される。組織・臓器内に取り込まれた放射性物質が代謝、排出などの生物学的過程によってその系の外に行く割合は指数関数に近い。体内に取り込まれた放射性物質は、この生物学的半減期と元素特有の物理的半減期で減衰する。

放射性物質が体内に入る経路、細胞外液への取り込み、組織・臓器への沈着、排泄までの一連の流れを図 1-1<sup>1)</sup>に示す。

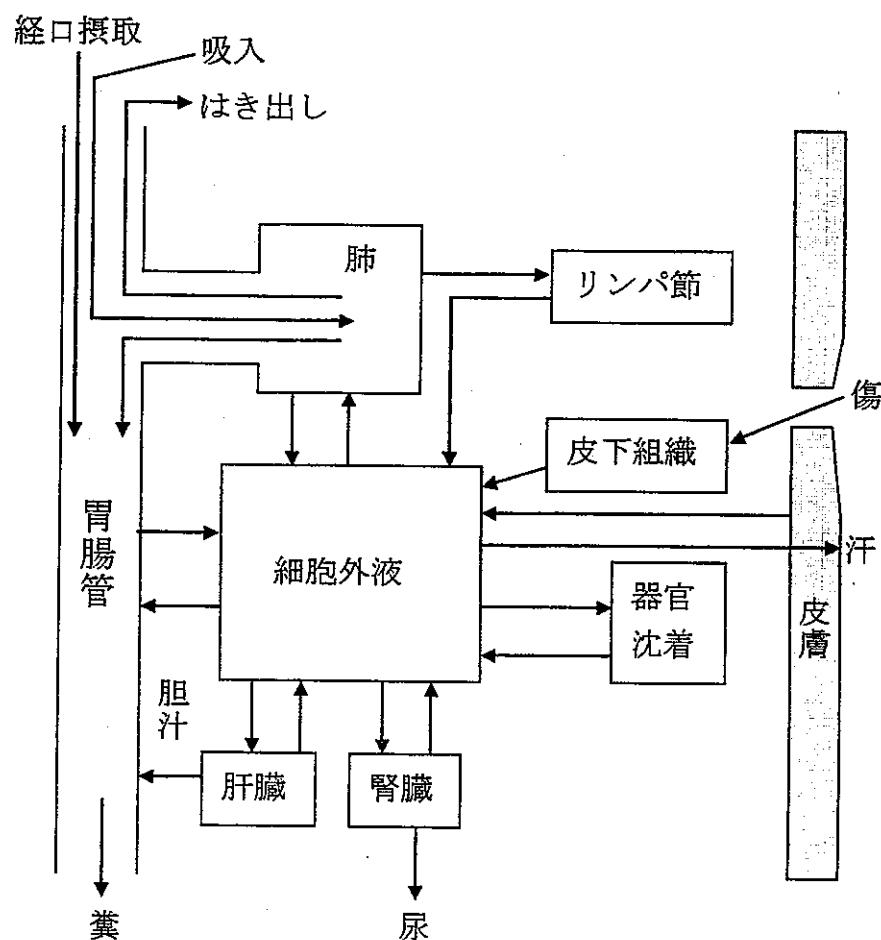


図 1-1 体内における放射性物質の主な代謝経路

## 1-2 体内摂取放射性物質の崩壊率測定の目的

放射線管理における個人管理業務には、個人被曝線量の測定を中心とした被曝線量管理の業務がある。この被曝線量管理のデータは、放射線に従事する者の健康診断結果の判定に必要となる。被曝線量管理はさらに、外部被曝のモニタリング、内部被曝のモニタリングの2つに大別される。被曝事故時、人体における影響を抑えるためには迅速かつ適切な対応が必要となるが、そのために最も重要視されるのがこのモニタリングである。

外部被曝に関する個人モニタリングには原則として個人モニターが用いられ、フィルムバッジ、熱ルミネセンス線量計(TLD)、ポケット線量計などを使用することで、外部被曝線量をある程度直接的に測定することが可能である。しかし内部被曝に対しては直接的に測定できるモニターは存在しない。そのため推定した放射性物質の体内量から計算によって被曝線量を評価するのが一般的である。

この放射性物質の体内量の推定<sup>2)</sup>には2種類の方法がある。第1の方法は環境中の放射性物質の濃度から計算する方法であり、吸入摂取の場合、作業環境中の放射性物質の濃度を測定し、次に作業時間から算出した作業中の吸入空気量をもとにし、人体内に摂取された放射性物質の量を計算する。第2の方法は人体を直接測定する方法であり、①ホールボディカウンター(全身放射能測定装置)を用いて測定する直接法と、②排泄物中の放射能を測定する間接法の二つに大別される。

①は人を主に鉄でできた大きな遮蔽体の中に入れ、宇宙線などの自然放射線をできるだけ遮蔽して体内の放射性物質からである $\gamma$ 線を測定する方法であるが、その測定装置は対象を人としているためヒューマンカウンターともよばれている。②は生体試料である被験者の尿や糞が測定対象となるので、バイオアッセイ法とよばれることがある。実際には尿試料の採取のほうが容易であるために、尿の測定が広く用いられている。

ホールボディカウンターによる方法とバイオアッセイ法にはそれぞれ長所と短所があり、どちらを用いるかという選択は放射線管理の実務の際には重要な問題である。ホールボディカウンターによる方法が持つ重要な短所は、 $\gamma$ 線を放出する放射性核種のみが測定対象となるということである。それに対してバイオアッセイ法はトリチウムなどの純 $\beta$ 線放出核種に有効であり、 $\gamma$ 線を放出しない放射性物質の唯一の

測定法であるという長所を持つが、放射性物質の体内量と排泄物中の量との関係についての十分な生物学的データを必要とし、精度が低く時間もかかるという短所を持つ。実際の内部被曝事故に対する迅速なモニタリングには、バイオアッセイ法にかかる測定時間、尿の継続的な採取などの労力的負担を考慮に入れると、ホールボディカウンターによる測定が適している。

従来ホールボディカウンターには比較的大型の NaI(Tl)シンチレータやプラスチックシンチレータが用いられてきたが<sup>3)</sup>、近年、高純度ゲルマニウム検出器(HPGe 検出器)の大型化が可能となり、その高い分解能が内部被曝事故時における迅速な体内摂取核種の特定に役立つことが実証されている。ホールボディカウンターによる測定では、検出したスペクトルから放射能を決定するためには検出効率の決定が必要である。一般的には標準線源を水溶液として封入した水ボックスファントムの測定やモンテカルロ計算を行うことで、放射性物質が全身に均等分布する場合の検出効率を決定している。しかし実際の体内摂取を考えると、放射性物質が均等分布しているかは未知であり、且つこの決定法では個人の体格差による検出効率の違いが問題となる。

そこで本研究では、被曝事故時における放射性物質の体内摂取に伴う内部被曝線量をより正しく評価するために、個人の体格及び放射性物質の体内分布による影響を受けにくい崩壊率絶対測定法の確立を目的とし、2台の HPGe 検出器による $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法を用いた測定を行った。この目的のためには、1台の Ge 検出器を用いた $\gamma$ 線サムピーカ法も適用可能であるが、次の制約があるため $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法を用いた。

- ① クロスオーバー $\gamma$ 線を放出しない核種についてのみ適用可能
- ② 混合線源場においての測定が困難
- ③ 位置情報が得られない

### 1-3 内部被曝で問題となる核種

放射性物質の体内摂取による人体障害の発生例は、外部被曝による障害の発生例に較べて非常に数が少ないが、これまでの歴史の中で多くの内部被曝の事故が生じている。今までに起こった内部被曝事故には様々な核種が関連しているが、ICRP

Publication 54<sup>4),5)</sup>では内部被曝事故が発生した場合を想定して、人体内の放射性物質の崩壊率をより高い精度で得ることができる測定法の確立とデータ集積を行うことが望ましい核種が挙げられている。挙げられている核種を表 1-1 に示す。表のように選択された核種は、これまでの事故で問題となった核種に加えて原子力産業、研究、医療上の行為における職業上の被曝の可能性も視野に入れられていて、半減期が長く人体に摂取された場合の影響が長期に渡る核種である。また表には挙げられていないが、茨城県東海村で起きた JCO 臨界被曝事故で検出された <sup>24</sup>Na などの短寿命核種も、高い精度で迅速に測定できる方法の確立が望まれると考えられる。

表 1-1 測定法の確立が望まれる核種の詳細と半減期

元素名	同位体	半減期	同位体	半減期	同位体	半減期
水素	<sup>3</sup> H	12.33 y				
リン	<sup>32</sup> P	14.262 d				
クロム	<sup>51</sup> Cr	27.702 d				
マンガン	<sup>54</sup> Mn	312.3 d				
鉄	<sup>59</sup> Fe	44.503 d				
コバルト	<sup>57</sup> Co	271.79 d	<sup>58</sup> Co	70.82 d	<sup>60</sup> Co	5.2714 y
ストロンチウム	<sup>85</sup> Sr	64.84 d	<sup>89</sup> Sr	50.53 d	<sup>90</sup> Sr	28.78 y
ジルコニウム	<sup>95</sup> Zr	64.02 d				
ルテニウム	<sup>106</sup> Ru	373.59 d				
銀	<sup>110m</sup> Ag	249.79 d				
アンチモン	<sup>124</sup> Sb	60.20 d	<sup>125</sup> Sb	2.7582 y		
沃素	<sup>125</sup> I	59.408 d	<sup>129</sup> I	$1.57 \times 10^7$ y	<sup>131</sup> I	8.02070 d
セシウム	<sup>134</sup> Cs	2.062 y	<sup>137</sup> Cs	30.07 y		
セリウム	<sup>144</sup> Ce	284.893 d				
水銀	<sup>203</sup> Hg	46.612 d				
ラジウム	<sup>226</sup> Ra	1600 y	<sup>228</sup> Ra	5.75 y		
トリウム	<sup>228</sup> Th	1.9131 y	<sup>232</sup> Th	$1.41 \times 10^{10}$ y		
ウラン	<sup>234</sup> U	$2.46 \times 10^5$ y	<sup>235</sup> U	$7.04 \times 10^8$ y	<sup>238</sup> U	$4.47 \times 10^9$ y
プルトニウム	<sup>238</sup> Pu	87.74 y	<sup>239</sup> Pu	24110 y	<sup>240</sup> Pu	6563 y
アメリシウム	<sup>241</sup> Am	432.2 y				
キュリウム	<sup>242</sup> Cm	162.8 d	<sup>244</sup> Cm	18.10 y		
カリホルニウム	<sup>252</sup> Cf	2.645 y				

#### 1-4 報告書の構成

本報告書は5章から構成されている。第1章では内部被曝とモニタリングの観点から $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法の必要性を説明した。第2章では計測システムと使用線源について、第3章では $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法の崩壊率計算式について述べる。第4章では点線源、分布線源など様々な測定結果について考察も含めて述べ、第5章で結論とする。

## 2 実験装置及び使用線源

### 2-1 $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測装置

本研究では核燃料サイクル開発機構東海事業所放射線保健室に設置されている、同軸型高純度ゲルマニウム検出器(HPGe 検出器)を 2 台使用した。両検出器とも  $76\phi \text{ mm} \times 76 \text{ mm}$  の NaI 検出器に対する相対検出効率が 60 % と非常に高効率である。この HPGe 検出器は表 2-1 に示す鉄室内に設置されていて、高精度の結果を得るために必要な低バックグラウンド環境を実現している。

表 2-1 鉄室の仕様<sup>6)</sup>

遮蔽主材	20 cm 厚鉄板 $\phi 76 \times 76 \text{ mm}$ の NaI 検出器での測定において自然計数率が 0.5 cpm 以下である。
内張材	3 mm 厚鉛板 + 0.5 mm 厚銅板 + 3 mm 厚ポリ塩化ビニール板
内部寸法	開口 2 m、奥行 2.5 m、高さ 2 m
測定台	電動の椅子 (高さ、リクライニング調節可)
設計	1970 日本原子力研究所
製造	1972 三菱原子力
その他	空気調節設備あり

次に崩壊率測定に用いた 2 次元データ集積システムを用いる  $\gamma$ - $\gamma$  同時計測装置のブロックダイアグラムを図 2-1 に示す。

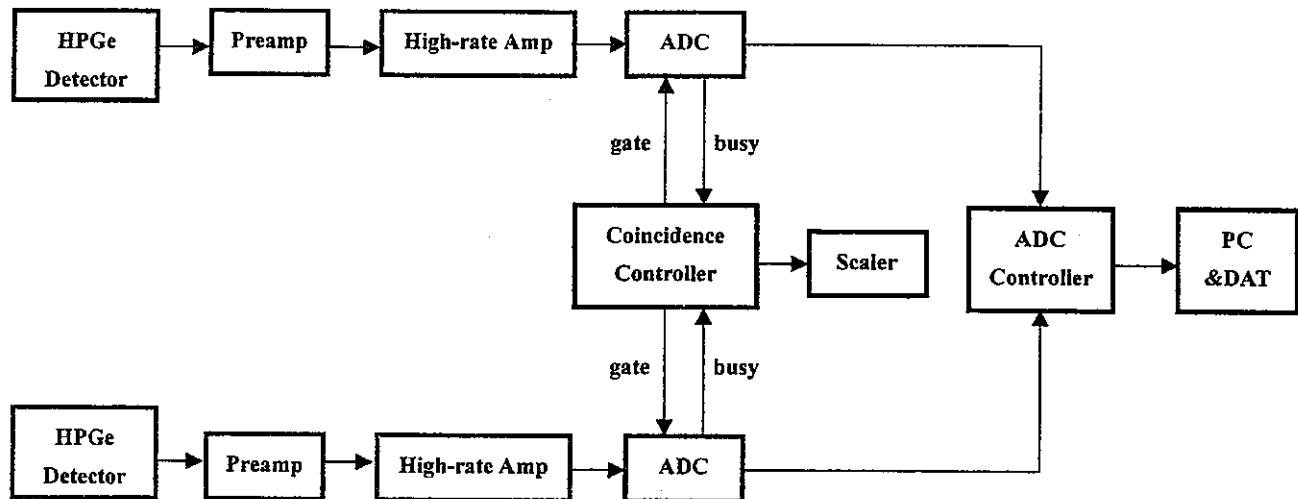


図 2-1 2 次元データ集積システムのブロックダイアグラム

この測定システムでは、まず 2 台の HPGe 検出器 (Canberra GC 5021-7935-2) からのプリアンプ信号を High-rate Amp (ORTEC 973) で増幅する。High-rate Amp は高計数率の測定において通常のアンプに較べてパイルアップしにくい。High-rate Amp からのアナログ信号は 4096 チャンネル ADC (ORTEC 1821) で波高分析される。各々の波高分析されたデータは ADC Controller (ADC BUS 1920-4)、LIST CNT 1910 を通してパーソナルコンピュータ (NEC 9821Xs) に送られ、8 mm DAT システム EXB-8500 を用いて記録した。また ADC からの情報を基にして Coincidence Controller により 2 つの信号の同時判定を行った。この Coincidence Controller は両 ADC を制御すると同時に、精度の良いリブタイムをスケーラーで得ることができる。

ADC Controller はデジタル化されたデータとして事象の同時・非同時情報と ADC の認識番号及びチャンネル数をリストコントローラに送り、ここで一定のデータ量ごとにコンピュータに内蔵されたメモリーボードにデータが送信される。コンピュータはメモリーボードに蓄えられたデータを記録媒体である DAT にリストデータとして記録する。この DAT は 54 m で 2 GB の容量を持つ EXA TAPE (EXEBYTE CORPORATION) と 112 m で 5 GB の容量を持つ DC8-112N 8 mm データカートリッジ (TDK) を用いた。テープの容量が十分あることから全測定を記録することができるが、データを蓄えるほど後に説明するフィルター処理とよばれるプログラム処理に時間がかかる。さらにテープや測定システムに異常が起きたときのリスクを考えると、1 本のテープで測定する回数を決めて測定を行う必要がある。

2-2  $\gamma$ 線カスケード崩壊核種

$\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法では $\gamma$ 線カスケード崩壊核種を対象としている。 $\gamma$ 線サムピーク法とは異なり、クロスオーバー $\gamma$ 線の放出率が0である必要はない。また2本のカスケード $\gamma$ 線の放出率はできるだけ高い方が良いが、ある程度低い放出率の $\gamma$ 線でも測定は可能である。図2-2にカスケード崩壊核種の模式崩壊図を示す。

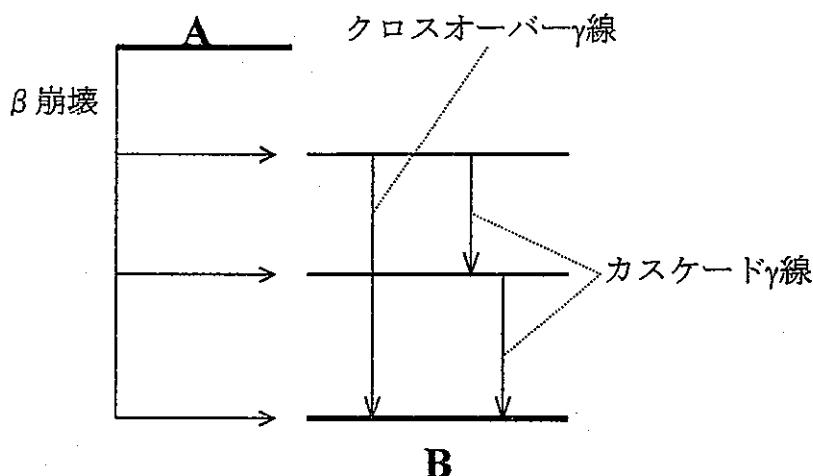


図2-2 カスケード崩壊核種の崩壊形式の模式図

このような崩壊を行い、さらに第1章で示した内部被曝で問題となる核種や放射線作業従事者の取り扱い核種<sup>7)</sup>などを考慮すると、<sup>60</sup>Co、<sup>46</sup>Sc、<sup>134</sup>Cs、<sup>192</sup>Ir、<sup>124</sup>Sbなどが $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法を適用できる核種の代表として挙げられる。またその他にも<sup>24</sup>Naなどの短寿命核種でも多く適用できる核種が存在する。以上のこと踏まえて今回の測定では、標準線源として広く用いられる<sup>60</sup>Co、2本の $\gamma$ 線放出率が100%ではない<sup>134</sup>Cs、短寿命核種である<sup>24</sup>Naの3つの核種を中心に測定を行った。図2-3にその3つの核種の崩壊図を示す。

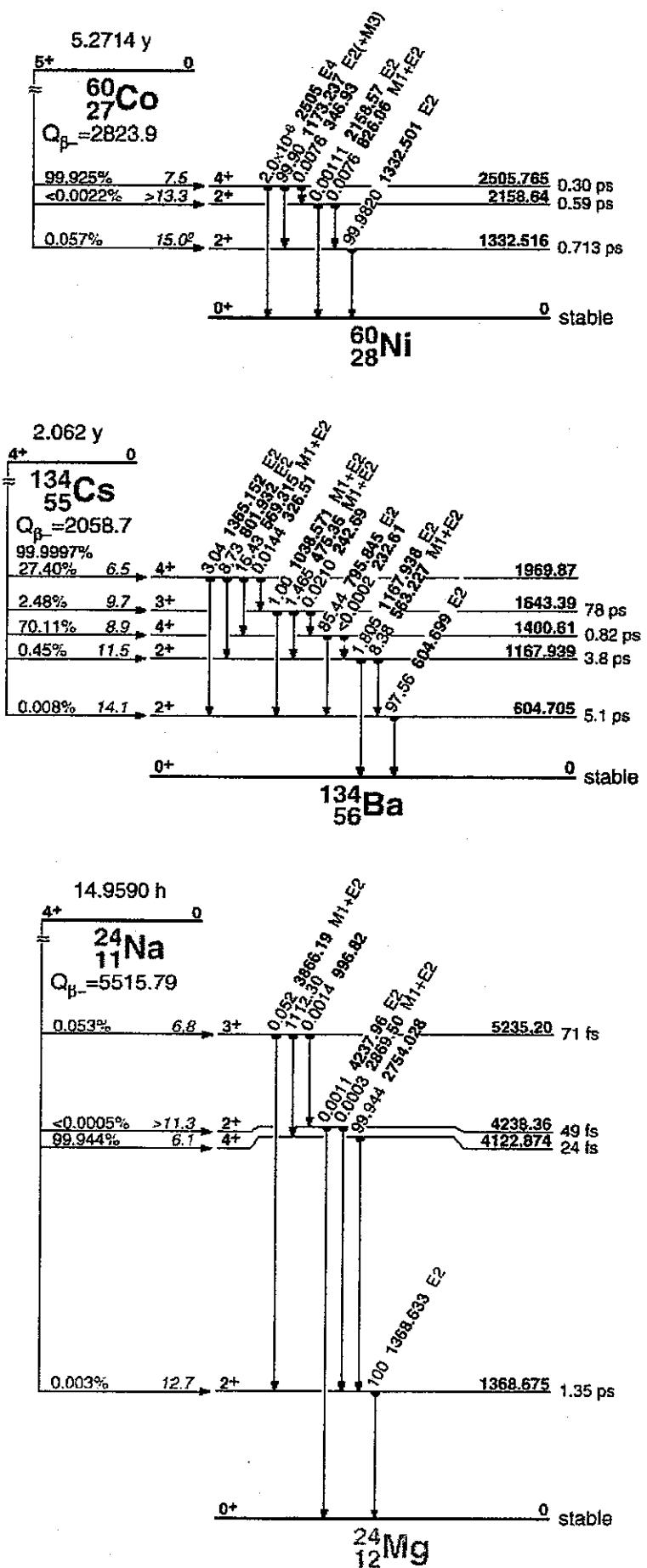


図 2-3 測定に用いた $\gamma$ 線カスケード崩壊核種の崩壊図

2-3 2本のカスケード $\gamma$ 線の角度相関

$\beta$ 崩壊後、核からカスケードに2本の $\gamma$ 線が放出される場合、第2の $\gamma$ 線が放出される方向は第1の $\gamma$ 線が放出される方向に依存することが知られている。この関係を角度相関と呼び、以下に説明する。

線源の位置を原点にとり第1の $\gamma$ 線が放出された方向を $\theta = 0$ とおくと、第2の $\gamma$ 線が放出される方向の確率分布の関数は、Legendreの多項式<sup>8)</sup>  $P_2(\cos\theta)$ と $P_4(\cos\theta)$ を用いて次のように示せる。

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}P_4(\cos\theta) \quad (2.3.1)$$

ここで $A_{22}$ と $A_{44}$ は、崩壊後の核種及び対象とする2本の $\gamma$ 線について決定されている定数である。下に<sup>60</sup>Coの $\beta$ 崩壊による1173 keVと1333 keVのカスケード $\gamma$ 線に対する定数<sup>9)</sup>と、<sup>134</sup>Csの $\beta$ 崩壊による796 keVと605 keVのカスケード $\gamma$ 線に対する定数<sup>10)</sup>を示す。

$$^{60}\text{Co} : A_{22} = (0.1015 \pm 0.0032) \quad A_{44} = (0.095 \pm 0.003) \quad (2.3.2)$$

$$^{134}\text{Cs} : A_{22} = (0.102 \pm 0.009) \quad A_{44} = (0.008 \pm 0.016) \quad (2.3.3)$$

またLegendreの多項式 $P_2(\cos\theta)$ と $P_4(\cos\theta)$ は、

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{4}(3\cos(2\theta) + 1) \quad (2.3.4)$$

$$P_4(\cos\theta) = \frac{1}{64}(35\cos(4\theta) + 20\cos(2\theta) + 9) \quad (2.3.5)$$

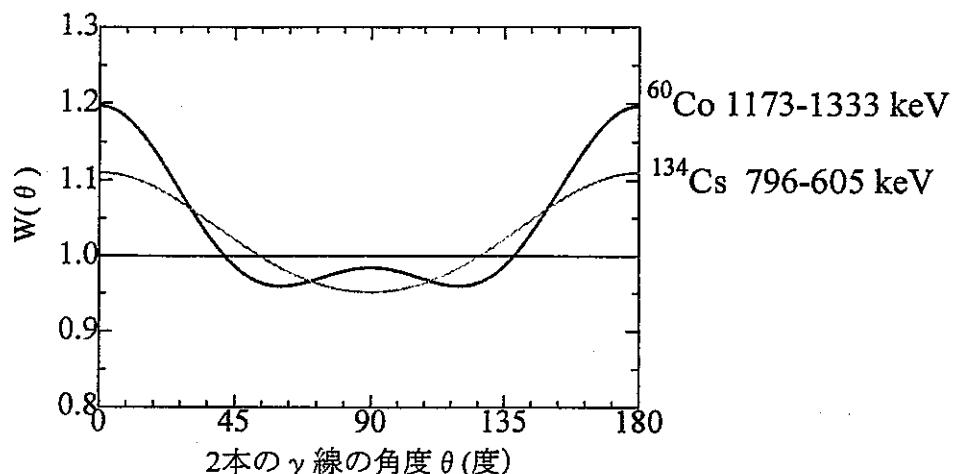
である。ここで $x = \cos\theta$ とおくと、

$$P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \quad (2.3.6)$$

$$P_4(x) = \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) \quad (2.3.7)$$

と表すことができる。

これらの式から $W(\theta)$ の値をグラフにすると図2-4のようになる。

図2-4 第2の $\gamma$ 線が放出される方向の相関係数

図に示されるように、両核種とも2本目の $\gamma$ 線は $\theta=0$ （度）、 $\theta=180$ （度）の方向に放出される確率が最も高い。しかし実際の被曝事故を想定した場合、線源の位置を正確に把握することは困難であることから、崩壊率の計算過程における $W(\theta)$ の値は1と近似している。実際の測定における検出器と線源の位置関係では、 $\theta=70$ （度）から $\theta=150$ （度）の角度なので角度相關の影響は受けにくく、この近似は妥当と考えられる。

## 2-4 使用線源とその崩壊率

$\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法による崩壊率測定には複数個の線源を使用した。その中で主に使用した $^{60}\text{Co}$ と $^{134}\text{Cs}$ 線源は図2-5のような流れで作製した。

まず真鍮枠にVYNS膜を張り、導電性を良くするために金で蒸着した。次にこの膜の中央に0.1N塩酸のRI溶液を滴下し、赤外線ランプで加熱して蒸発させる。蒸発し終わったところで線源をシリカゲル入りのシャーレに移し乾燥させる。その後、別に用意した同様に金で蒸着した線源と同じ大きさのVYNS膜を線源の上から密着させて貼り合わせる。

この線源の崩壊率を、 $4\pi\beta-\gamma$ 同時計測システム<sup>11)</sup>を用いて0.1%以下の不確かさで精度良く決定した。測定は一つの線源につき2回行い、得られた崩壊率の値を重みつき平均することで線源の崩壊率を決定した。この決定した値を線源の真の崩壊率

とし、 $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法により得られた崩壊率と比較することで評価を行った。

$4\pi\beta$ - $\gamma$ 同時計測法により崩壊率を決定した線源は、上面にマイラー膜、下面にアルミ箔を貼った真鍮枠を接着して密封線源とした。

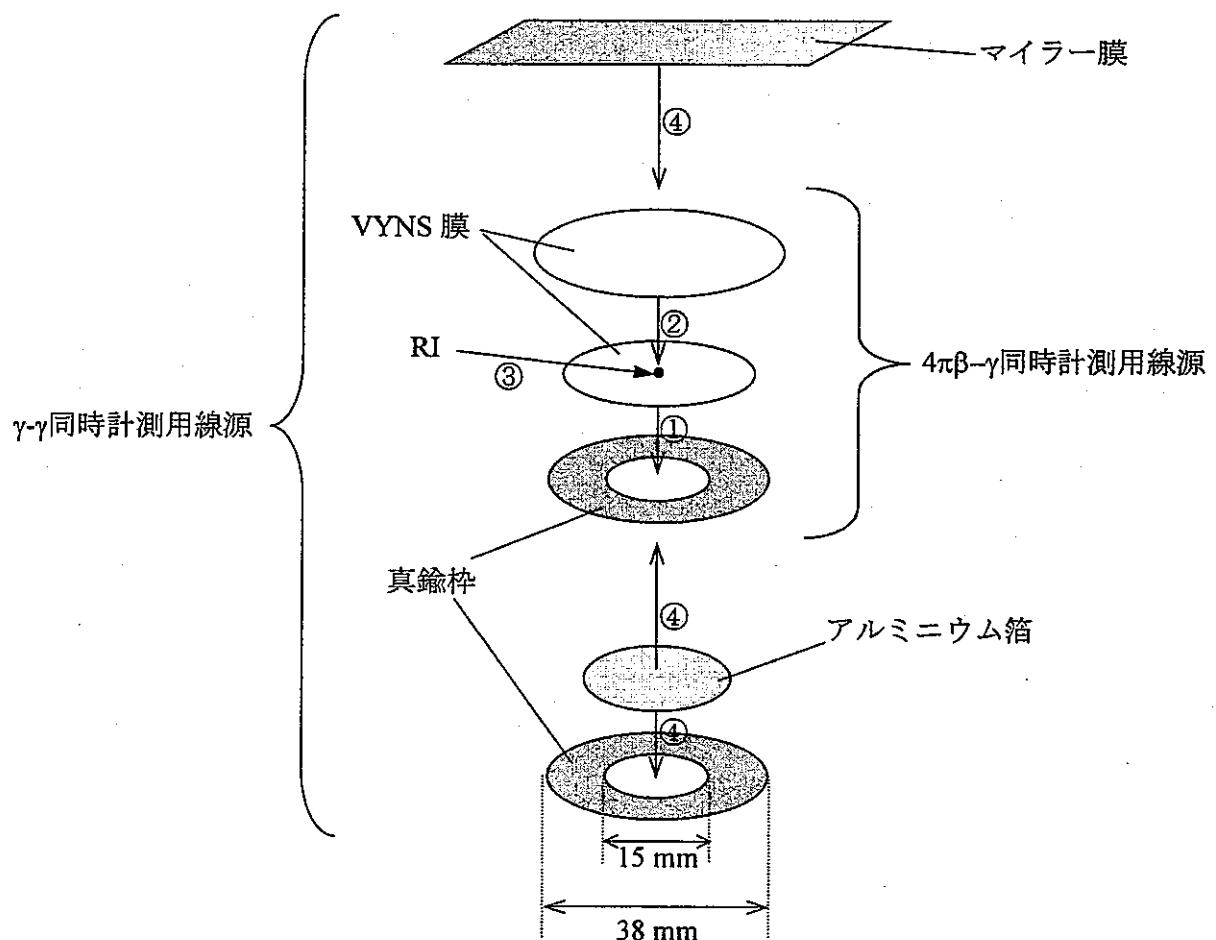


図 2-5 線源の構造と大きさ

測定には主に  $^{60}\text{Co}$ 、 $^{134}\text{Cs}$ 、 $^{24}\text{Na}$  の 3 種類の核種を用いた。 $4\pi\beta$ - $\gamma$ 同時計測法により決定した  $^{60}\text{Co}$  と  $^{134}\text{Cs}$  線源の真の崩壊率を表 2-2 に示す。又、一部の  $^{60}\text{Co}$  線源と  $^{24}\text{Na}$  線源は  $4\pi\beta$ - $\gamma$ 同時計測法ではない方法で崩壊率が求められている。高崩壊率の  $^{60}\text{Co}$  線源は、核燃料サイクル開発機構東海事業所放射線保健室及び全身カウンタ測定室で校正用に使用されている標準線源である。崩壊率は製造元である Amersham Buchler より提供された値を用いている。表の線源番号は製造元から出荷されたすべての標準線源につけられた通し番号である。一方  $^{24}\text{Na}$  線源は、生理食塩水を日本原子力研究所で照射して作製し、高圧電離箱を用いて崩壊率を決定した。作製した  $^{24}\text{Na}$

の RI 溶液はバイアル瓶に入っている。これらの  $^{60}\text{Co}$  標準線源と  $^{24}\text{Na}$  の真の崩壊率を表 2-3 に示す。

表 2-2  $4\pi\beta-\gamma$  同時計測法を用いて決定した崩壊率<sup>12)</sup>

線源名	核種	真の崩壊率(Bq)	不確かさ(Bq)	測定日
Co81	$^{60}\text{Co}$	31900	15	1997/08/01
Co82	$^{60}\text{Co}$	29870	13	1997/08/01
Co83	$^{60}\text{Co}$	28138	17	1997/08/01
Co1	$^{60}\text{Co}$	23345	19	1995/10/24
Co4	$^{60}\text{Co}$	19790	16	1995/10/24
Co5	$^{60}\text{Co}$	19621	16	1995/10/25
99501	$^{60}\text{Co}$	32220	29	1999/06/08
99502	$^{60}\text{Co}$	31809	22	1999/06/09
98X3	$^{134}\text{Cs}$	27674	24	1999/06/04
98X4	$^{134}\text{Cs}$	27389	32	1999/06/04

表 2-3  $^{60}\text{Co}$  標準線源と  $^{24}\text{Na}$  の崩壊率

線源番号	核種	崩壊率(kBq)	不確かさ(%)	測定日
EV796	$^{60}\text{Co}$	404	4	1996/02/01
EV805	$^{60}\text{Co}$	430	4	1996/02/01
-----	$^{24}\text{Na}$	124	1	2000/08/22 09:30

## 2-5 ピーク面積決定法

HPGe 検出器によって得られる  $\gamma$  線スペクトルからピーク計数を求めるには、通常特定の関数をピークに当てはめる方法、もしくは積分法が用いられる。前者の当てはめ関数には、ピークに相当するガウス関数、連続スペクトル成分に相当する 1 次あるいは 2 次の線形関数を用いる場合が一般的である。しかしピークのテイル部や複雑な連続スペクトル成分を表現する点において不都合が生じるので、正確な表現のためには複雑なピーク関数を用いる必要がある。本研究では Helmer の積分法<sup>13)</sup>を採用した。

Helmer の積分法によるピーク面積の計算法では、最初に図 2-6 のようにピーク関数を  $y(x)$ 、連続スペクトルの成分をピークの両端 A,B を結ぶ直線  $b(x)$  として第 1 次近似のピーク面積  $S_1$  を求める。

$$S_1 = \int_A^B \{y(x) - b(x)\} dx \quad (2.5.1)$$

次にこの結果を用いて、任意のチャンネルにおける連続スペクトル成分を次のように仮定する。

$$B(x) = \frac{\int_A^x \{y(z) - b(z)\} dz}{S_1} \{y(B) - y(A)\} + y(A) \quad (2.5.2)$$

上の 2 式を用いることで、第 2 近似のピーク面積  $S_2$  が次式で求められる。

$$S_2 = \int_A^B \{y(x) - B(x)\} dx \quad (2.5.3)$$

この方法により  $S_3$ 、 $S_4$  と繰り返すことで、ピーク面積の値は収束する。実際は近似計算を 2、3 回繰り返せば収束した値を得ることができるが、解析に用いたプログラムでは 5 回の繰り返し計算を行っている。

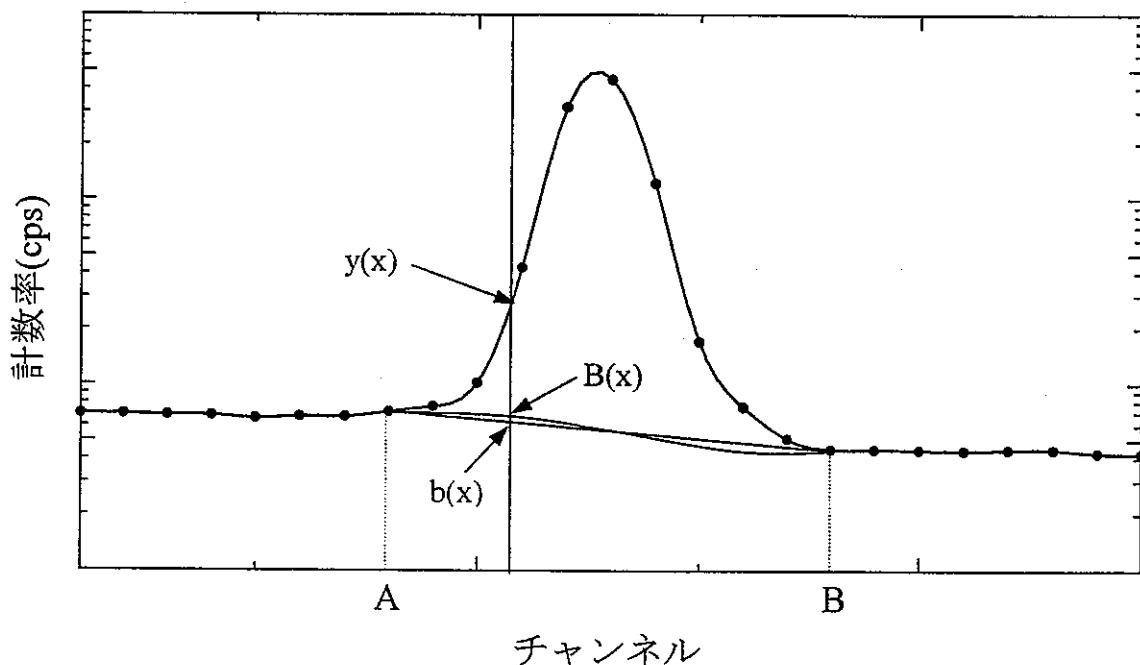


図 2-6 Helmer の積分法によるピーク面積決定の模式図

Helmer の積分法を適用する $\gamma$ 線スペクトルのデータは、HPGe 検出器による測定で得られた計数を正味の計測時間である Live time で割り、チャンネルごとの計数率を求め、それぞれのチャンネルごとのバックグラウンド計数率を差し引いた値を用いているので、ピーク面積の単位は[cps]となる。

### 3 $\gamma - \gamma$ 同時計測法の原理

#### 3-1 点線源に対する崩壊率計算式

$\gamma - \gamma$  同時計測法による崩壊率測定では、2台の HPGe 検出器による2次元データがリストモードで DAT システムに送られる。その得られた情報から崩壊率を計算するためには、コインシデンス情報をもとにして2次元データを複数の1次元スペクトルに変換するフィルター処理を行う必要がある。このフィルター処理プログラムは  $\gamma - \gamma$  同時計測法で必要となる  $4096 \times 4096$  チャンネルの2次元データを  $\gamma$  線スペクトルに変換でき、検出器ごとにシングルスペクトル、ピークコインシデンススペクトル、全コインシデンススペクトルの3種類の  $\gamma$  線スペクトルを作成することができる。代表的なカスケード崩壊核種である  $^{60}\text{Co}$  を例として、表 3-1 にフィルター処理によってできる8つの  $\gamma$  線スペクトルを示す。

表 3-1 フィルター処理により作製される  $^{60}\text{Co}$  の  $\gamma$  線スペクトル

No.	スペクトル名	スペクトルの内容
①	シングルスペクトル 1	検出器 1 に計数されたすべての $\gamma$ 線スペクトル
②	ピークコインシデンススペクトル 1-1	検出器 2 の第 1 の $\gamma$ 線ピークに計数された $\gamma$ 線と同時に検出器 1 に計数された $\gamma$ 線スペクトル
③	ピークコインシデンススペクトル 1-2	検出器 2 の第 2 の $\gamma$ 線ピークに計数された $\gamma$ 線と同時に検出器 1 に計数された $\gamma$ 線スペクトル
④	全コインシデンススペクトル 1	検出器 2 に計数されたいずれかの $\gamma$ 線と同時に検出器 1 に計数されたすべての $\gamma$ 線スペクトル
⑤	シングルスペクトル 2	検出器 2 に計数されたすべての $\gamma$ 線スペクトル
⑥	ピークコインシデンススペクトル 2-1	検出器 1 の第 1 の $\gamma$ 線ピークに計数された $\gamma$ 線と同時に検出器 2 に計数された $\gamma$ 線スペクトル
⑦	ピークコインシデンススペクトル 2-2	検出器 1 の第 2 の $\gamma$ 線ピークに計数された $\gamma$ 線と同時に検出器 2 に計数された $\gamma$ 線スペクトル
⑧	全コインシデンススペクトル 2	検出器 1 に計数されたいずれかの $\gamma$ 線と同時に検出器 2 に計数されたすべての $\gamma$ 線スペクトル

表 3-1 をもとにした 2 台の検出器による 2 次元データスペクトルの立体図と平面図を図 3-1、図 3-2 に示す。これらの図のように  $^{60}\text{Co}$  核種を測定した 2 次元データには  $\gamma$  線ピークの交点が 4 つ現れる。これがコインシデンスピークである。

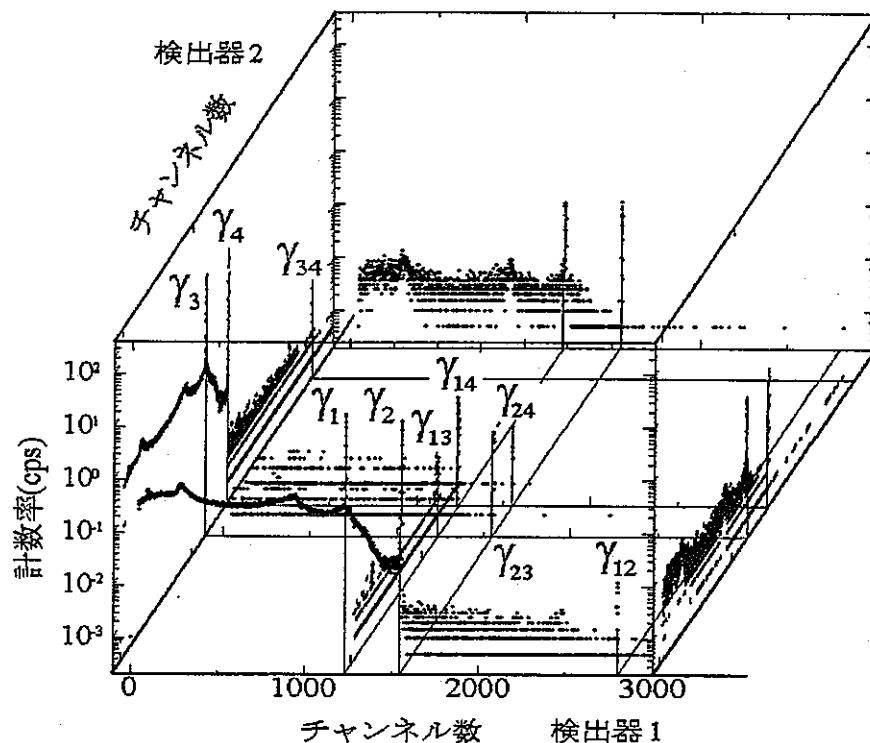


図 3-1 2 次元データスペクトルの立体図

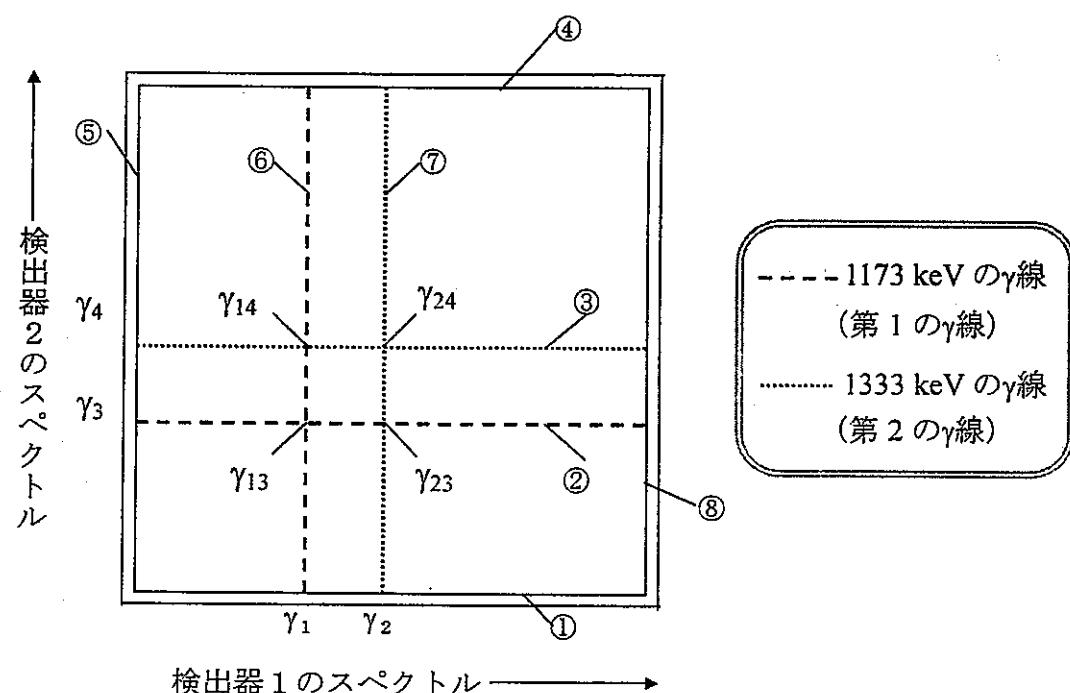


図 3-2 2 次元データスペクトルの平面図

ここで $\gamma_1$ は検出器 1 に検出された第 1 の $\gamma$ 線ピーク、 $\gamma_2$ は検出器 1 に検出された第 2 の $\gamma$ 線ピーク、 $\gamma_3$ は検出器 2 に検出された第 1 の $\gamma$ 線ピーク、 $\gamma_4$ は検出器 2 に検出された第 2 の $\gamma$ 線ピークである。平面図の交点で表される $\gamma_{14}$ は検出器 1 に第 1 の $\gamma$ 線ピークが検出され、検出器 2 に第 2 の $\gamma$ 線ピークが検出された場合のコインシデンスピークであり、 $\gamma_{23}$ は検出器 1 に第 2 の $\gamma$ 線ピークが検出され、検出器 2 に第 1 の $\gamma$ 線ピークが検出された場合のコインシデンスピークである。このように $\beta$ 崩壊後の 1 つの核から同時に放出された 2 本の $\gamma$ 線が 2 台の検出器に 1 本ずつ検出される場合を見かけ上のコインシデンス事象とする。 $^{60}\text{Co}$ では $\beta$ 崩壊後に放出される 2 本の $\gamma$ 線の時間差は 0.713 ps と極めて小さく、それらの $\gamma$ 線が検出器に到達するまでの時間も 0 に等しい。検出器に $\gamma$ 線が入射した場合の同時判定は、計測システム中の coincidence controller で設定された時間内に 2 つの検出器からの信号が入るか否かで決まるが、このことによりこの時間内に 1 つの核から同時に放出されていない 2 本の $\gamma$ 線が 2 台の検出器にそれぞれ入射することによって生じる偶発的なコインシデンスピークが検出される。 $\beta$ 崩壊後 1 つの核から同じエネルギーの $\gamma$ 線が 2 本放出されることはないので、 $\gamma_{13}(\gamma_1 \text{ と } \gamma_3 \text{ のコインシデンスピーク})$ と $\gamma_{24}(\gamma_2 \text{ と } \gamma_4 \text{ のコインシデンスピーク})$ は偶然同時事象のみによるコインシデンスピークである。この見かけ上の同時事象と偶然同時事象の概略図を図 3-3 に示す。

$\gamma_{13}$  と  $\gamma_{24}$  で表される偶然同時計数は計数率の 2 乗に比例するので、高計数率の測定においては  $\gamma_{13}$ 、 $\gamma_{24}$  のピーク面積が大きくなる。よって偶然同時計数を考慮した崩壊率計算式が必要となるが、 $\gamma$ - $\gamma$  同時計測法の崩壊率計算式ではその影響が考慮されている。

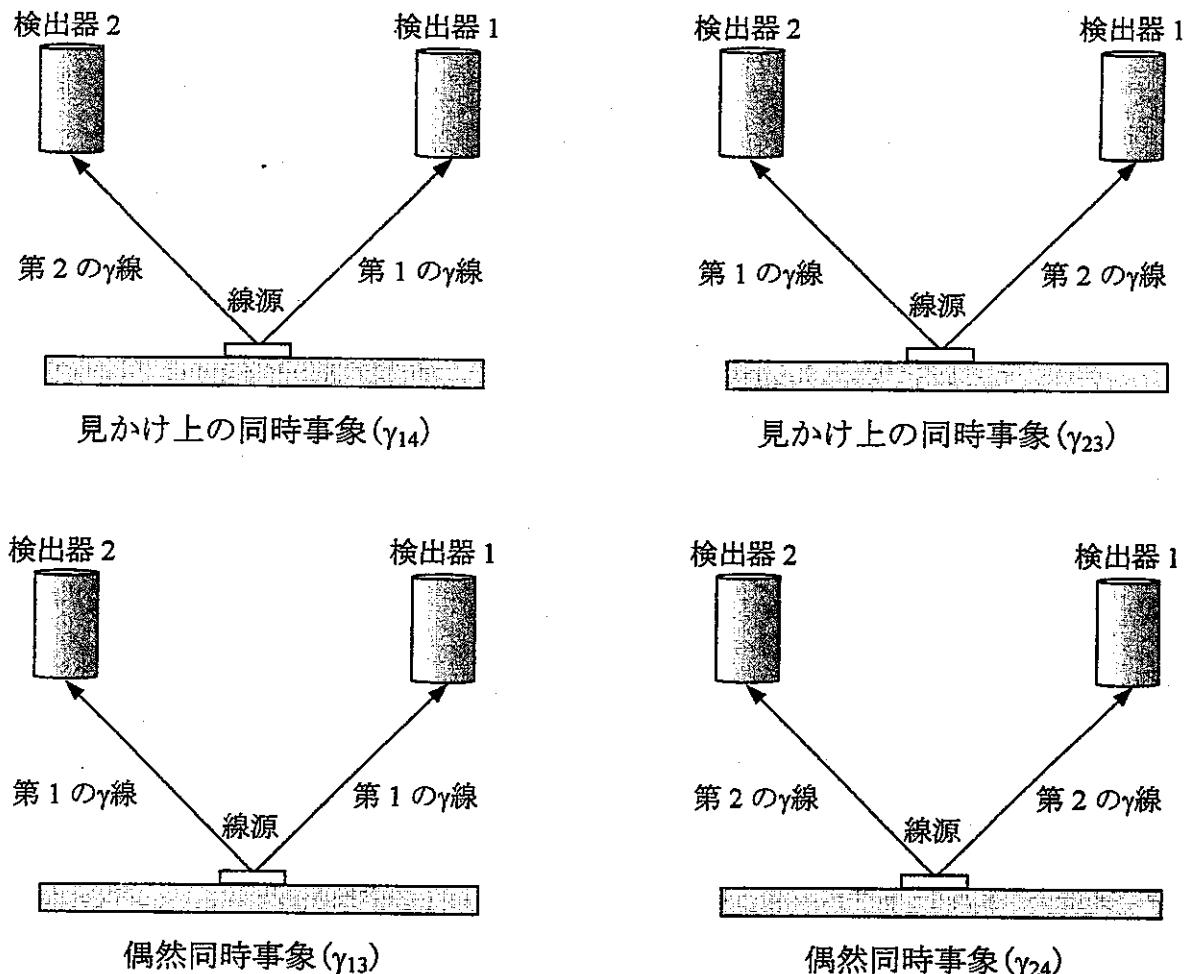


図 3-3 見かけ上の同時事象と偶然同時事象

次に上で述べた同時事象をもとに崩壊率計算式を導出するため、表 3-2 のようにパラメータを設定する。

表 3-2 パラメータの設定

$N_0$	崩壊率(Bq)
$N_\gamma$	ピーグ面積(cps)
$\epsilon$	ピーグ検出効率
$W(\theta)$	角度相関係数
$\tau$	測定システムの分解時間

$\theta$ は線源に対する 2 台の検出器の角度である。またここでは簡単のため  $\gamma$  線放出率が 1 であると仮定している。 $\gamma$  線放出率が 1 でない場合は後の 3-4 節で示す。ピーク検出効率は、検出器 1 の第 1 の  $\gamma$  線ピークに対して  $\epsilon_1$ 、検出器 1 の第 2 の  $\gamma$  線ピークに対して  $\epsilon_2$ 、検出器 2 の第 1 の  $\gamma$  線ピークに対して  $\epsilon_3$ 、検出器 2 の第 2 の  $\gamma$  線ピークに対しては  $\epsilon_4$  とする。これらのパラメータを用いると、各ピーク面積と線源の崩壊率との関係を次のように表せる。

シングルの  $\gamma$  線スペクトルピーク面積に対しては<sup>14)</sup>、

検出器 1 について

$$N_{\gamma 1} = N_0 \epsilon_1 \quad (3.1.1)$$

$$N_{\gamma 2} = N_0 \epsilon_2 \quad (3.1.2)$$

検出器 2 について

$$N_{\gamma 3} = N_0 \epsilon_3 \quad (3.1.3)$$

$$N_{\gamma 4} = N_0 \epsilon_4 \quad (3.1.4)$$

のように表せる。ここで  $N_{\gamma i}$  の添え字は各ピークの記号に対応する。

一方 2 台の ADC がデジタル変換を開始する時間にはわずかな時間差があり、この時間差は 1  $\mu$ s 以内の揺らぎを持つ。そのため ADC では 2  $\mu$ s に設定された時間内に検出された信号をコインシデンスと判定している。よって偶然同時計数の成分のみによるピーク面積は、coincidence controller の分解時間を用いて

$$N_{\gamma 13} = 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} \quad (3.1.5)$$

$$N_{\gamma 24} = 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 4} \quad (3.1.6)$$

のように表せる。

見かけ上のコインシデンスピーク  $\gamma_{13}$  及び  $\gamma_{24}$  によるピーク面積は、真のコインシデンスによる成分と、異なる核からのエネルギーの違う 2 本の  $\gamma$  線による偶然同時計数の和であるので次の 2 式で表せる。

$$N_{\gamma 14} = N_0 \epsilon_1 \epsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 4} \quad (3.1.7)$$

$$N_{\gamma 23} = N_0 \epsilon_2 \epsilon_3 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} \quad (3.1.8)$$

ここで式(3.1.3)~(3.1.5)、(3.1.7) を用いて変形すると、

$$\begin{aligned} & N_{\gamma 14} - N_{\gamma 13} \times \left( N_{\gamma 4} / N_{\gamma 3} \right) \\ &= N_0 \epsilon_1 \epsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 4} - 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} \times \left( N_{\gamma 4} / N_{\gamma 3} \right) \\ &= N_0 \epsilon_1 \epsilon_4 W(\theta) \end{aligned} \quad (3.1.9)$$

となるので

$$N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 = \frac{N_{\gamma 14} - N_{\gamma 13} \times N_{\gamma 4} / N_{\gamma 3}}{W(\theta)} = \frac{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}}{N_{\gamma 3} W(\theta)} \quad (3.1.10)$$

の関係が得られる。次に式(3.1.1)、(3.1.4)より

$$N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4} = N_0 \varepsilon_1 \times N_0 \varepsilon_4 \quad (3.1.11)$$

この式を  $N_0$  について解き、(3.1.10)を代入すると、

崩壊率の計算式(A)

$$(A) \quad N_0 = \frac{N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4}}{N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4} = N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4} \times \frac{N_{\gamma 3} W(\theta)}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4} W(\theta)}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} \quad (3.1.12)$$

が得られる。この式にみられるように検出効率  $\varepsilon$  はすべて消去され、検出器の配置によって決まる  $W(\theta)$  と  $\gamma$  線スペクトルのピーク面積  $N_\gamma$  のみから線源の崩壊率  $N_0$ (Bq)を絶対的に決定できる崩壊率計算式が導出できる。

同様に式(3.1.1)、(3.1.2)、(3.1.6)、(3.1.7)より

$$\begin{aligned} & N_{\gamma 14} - N_{\gamma 24} \times (N_{\gamma 1} / N_{\gamma 2}) \\ &= N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) \\ & N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 = \frac{N_{\gamma 14} - N_{\gamma 24} \times N_{\gamma 1} / N_{\gamma 2}}{W(\theta)} = \frac{N_{\gamma 2} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1} N_{\gamma 24}}{N_{\gamma 2} W(\theta)} \end{aligned}$$

この 2 式より崩壊率の計算式(B)が次のように得られる。

$$(B) \quad N_0 = \frac{N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4}}{N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4} = N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4} \times \frac{N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 2} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1} N_{\gamma 24}} = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 4} W(\theta)}{N_{\gamma 2} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1} N_{\gamma 24}} \quad (3.1.13)$$

同様に式(3.1.1)、(3.1.2)、(3.1.5)、(3.1.8)より

$$\begin{aligned} & N_{\gamma 23} - N_{\gamma 13} \times (N_{\gamma 2} / N_{\gamma 1}) \\ &= N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) \\ & N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3 = \frac{N_{\gamma 23} - N_{\gamma 13} \times N_{\gamma 2} / N_{\gamma 1}}{W(\theta)} = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2} N_{\gamma 13}}{N_{\gamma 1} W(\theta)} \end{aligned}$$

この 2 式より崩壊率の計算式(C)が次のように得られる。

$$(C) \quad N_0 = \frac{N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3}}{N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3} = N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3} \times \frac{N_{\gamma 1} W(\theta)}{N_{\gamma 1} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2} N_{\gamma 13}} = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} W(\theta)}{N_{\gamma 1} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2} N_{\gamma 13}}$$

(3.1.14)

同様に式(3.1.3)、(3.1.4)、(3.1.6)、(3.1.8)より、

$$\begin{aligned} & N_{\gamma 23} - N_{\gamma 24} \times (N_{\gamma 3} / N_{\gamma 4}) \\ &= N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) \end{aligned}$$

$$N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3 = \frac{N_{\gamma 23} - N_{\gamma 24} \times N_{\gamma 3} / N_{\gamma 4}}{W(\theta)} = \frac{N_{\gamma 4} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3} N_{\gamma 24}}{N_{\gamma 4} W(\theta)}$$

この 2 式より

崩壊率の計算式(D)が次のように得られる。

$$(D) \quad N_0 = \frac{N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3}}{N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3} = N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3} \times \frac{N_{\gamma 4} W(\theta)}{N_{\gamma 4} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3} N_{\gamma 24}} = \frac{N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4} W(\theta)}{N_{\gamma 4} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3} N_{\gamma 24}}$$

(3.1.15)

このように崩壊率の計算式が 4 つ得られる。点線源の測定においては崩壊率の計算式(A)~(D)は理論的には等しい値を示すはずである。

前にも述べたがフィルター処理では 8 つの $\gamma$ 線スペクトルが得られ、4 つのコインシデンスピークが現れる。崩壊率の計算式(A)~(D)にはそれぞれコインシデンスピーク面積の因子が含まれているが、1 つのコインシデンスピーク面積に対して 2 種類の $\gamma$ 線スペクトルから計算できる。例えば $\gamma_{14}$ のコインシデンスピーク面積は、図 3-2 において③の第 1 ピークを用いるか⑥の第②ピークを用いるかで 2 通りの選択ができる。他のコインシデンスピークに対しても同様のことが言える。理論的にはこの両者の値は一致すると考えられるが、実際にはコインシデンスピーク面積が小さくて同じピークの形にならない場合もあるので必ずしも両者の値は一致しない。 $^{60}\text{Co}$  では 4 つのコインシデンスピークに対して 8 つのコインシデンスピーク面積があるが、これらの値をすべて崩壊率計算式に反映するために、崩壊率の計算式(A)では図 3-1 の⑥の $\gamma$ 線スペクトルから  $N_{\gamma 13}$  と  $N_{\gamma 14}$  のピーク面積を計算し、同様に計算式(B)では③の $\gamma$ 線スペクトルから  $N_{\gamma 14}$  と  $N_{\gamma 24}$ 、計算式(C)では②の $\gamma$ 線スペクトルから  $N_{\gamma 13}$  と  $N_{\gamma 23}$ 、計算式(D)では⑦の $\gamma$ 線スペクトルから  $N_{\gamma 23}$  と  $N_{\gamma 24}$  のピーク面積を計算した。

最終的な崩壊率の値は計算式(A)~(D)で求めた値を、不確かさを考慮した重み付き平均により決定した。

## 3-2 点線源に対する崩壊率計算式の不確かさの評価

崩壊率計算式(A)~(D)の不確かさの評価としては、誤差伝播式を用いた。これについて以下に説明する。もし  $x, y, z, \dots$  が直接測定された計数値またはそれに関する変数であり、それらに対する不確かさ  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \dots$  が既知であれば、これらの計数値から導かれた任意の量  $u$  に対する標準偏差は次式で示される<sup>15)</sup>。

$$\sigma_u^2 = \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \sigma_y^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \sigma_z^2 + \dots \quad (3.2.1)$$

ここで  $u = (x, y, z, \dots)$  は導かれた量を示している。

## 崩壊率の計算式(A)

$$N_0 = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4} W(\theta)}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} \quad (3.1.12)$$

を例として不確かさの評価を行う。この計算式のパラメータを  $a$  から  $f$  までの変数として、それぞれの値の不確かさを  $\sigma_a$  から  $\sigma_f$  とおく。式(3.1.12)において、

$$u = N_0 \quad , \quad \sigma_u = \sigma_{N_0} \quad (3.2.2)$$

$$a = N_{\gamma 1} \quad , \quad \sigma_a = \sigma_{N_{\gamma 1}} \quad (3.2.3)$$

$$b = N_{\gamma 3} \quad , \quad \sigma_b = \sigma_{N_{\gamma 3}} \quad (3.2.4)$$

$$c = N_{\gamma 4} \quad , \quad \sigma_c = \sigma_{N_{\gamma 4}} \quad (3.2.5)$$

$$d = N_{\gamma 14} \quad , \quad \sigma_d = \sigma_{N_{\gamma 14}} \quad (3.2.6)$$

$$e = N_{\gamma 13} \quad , \quad \sigma_e = \sigma_{N_{\gamma 13}} \quad (3.2.7)$$

とすると、崩壊率の計算式(3.1.12)は、

$$u = \frac{abcf}{bd - ce} \quad (3.2.8)$$

と簡略化できる。よってその不確かさは、

$$\sigma_u^2 = \left( \frac{\partial u}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial c} \right)^2 \sigma_c^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial d} \right)^2 \sigma_d^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial e} \right)^2 \sigma_e^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial f} \right)^2 \sigma_f^2 \quad (3.2.9)$$

で評価することができる。ここで式(3.2.9)の各項を計算して整理すると、

$$\sigma_u^2 = u^2 \left\{ \left( \frac{\sigma_a}{a} \right)^2 + \left( \frac{-ce}{b(bd-ce)} \right)^2 (\sigma_b)^2 + \left( \frac{bd}{c(bd-ce)} \right)^2 (\sigma_c)^2 + \left( \frac{-b}{bd-ce} \right)^2 (\sigma_d)^2 + \left( \frac{c}{bd-ce} \right)^2 (\sigma_e)^2 + \left( \frac{\sigma_f}{f} \right)^2 \right\}$$

(3.2.10)

となる。さらに両辺の平方根をとり、

$$\sigma_u = u \sqrt{\left( \frac{\sigma_a}{a} \right)^2 + \left( \frac{-ce}{b(bd-ce)} \right)^2 \left( \frac{\sigma_b}{b} \right)^2 + \left( \frac{bd}{c(bd-ce)} \right)^2 \left( \frac{\sigma_c}{c} \right)^2 + \left( \frac{-b}{bd-ce} \right)^2 (\sigma_d)^2 + \left( \frac{c}{bd-ce} \right)^2 (\sigma_e)^2 + \left( \frac{\sigma_f}{f} \right)^2}$$

(3.2.11)

となる。すなわち、式(3.1.12)に対する標準偏差  $\sigma_{N_0}$  は次のようになる。

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} = N_0 & \left\{ \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 1}}}{N_{\gamma 1}} \right)^2 + \left( \frac{-N_{\gamma 4}N_{\gamma 13}}{N_{\gamma 3}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4}N_{\gamma 13}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 3}}}{N_{\gamma 3}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 3}N_{\gamma 14}}{N_{\gamma 3}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4}N_{\gamma 13}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 4}}}{N_{\gamma 4}} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left( \frac{-N_{\gamma 3}(\sigma_{N_{\gamma 14}})}{N_{\gamma 3}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4}N_{\gamma 13}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 4}(\sigma_{N_{\gamma 13}})}{N_{\gamma 3}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4}N_{\gamma 13}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

(3.2.12)

となり、崩壊率の計算式(A)の不確かさの評価式となる。

同様に崩壊率の計算式(B)の不確かさの評価式については、

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} = N_0 & \left\{ \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 4}}}{N_{\gamma 4}} \right)^2 + \left( \frac{-N_{\gamma 1}N_{\gamma 24}}{N_{\gamma 2}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1}N_{\gamma 24}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 2}}}{N_{\gamma 2}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 2}N_{\gamma 14}}{N_{\gamma 2}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1}N_{\gamma 24}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 1}}}{N_{\gamma 1}} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left( \frac{-N_{\gamma 2}(\sigma_{N_{\gamma 14}})}{N_{\gamma 2}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1}N_{\gamma 24}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 1}(\sigma_{N_{\gamma 24}})}{N_{\gamma 2}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1}N_{\gamma 24}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

(3.2.13)

崩壊率の計算式(C)の不確かさの評価式については、

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} = N_0 & \left\{ \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 3}}}{N_{\gamma 3}} \right)^2 + \left( \frac{-N_{\gamma 2}N_{\gamma 13}}{N_{\gamma 1}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2}N_{\gamma 13}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 1}}}{N_{\gamma 1}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 1}N_{\gamma 23}}{N_{\gamma 1}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2}N_{\gamma 13}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 2}}}{N_{\gamma 2}} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left( \frac{-N_{\gamma 1}(\sigma_{N_{\gamma 23}})}{N_{\gamma 1}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2}N_{\gamma 13}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 2}(\sigma_{N_{\gamma 13}})}{N_{\gamma 1}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2}N_{\gamma 13}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

(3.2.14)

最後に崩壊率の計算式(D)の不確かさの評価については、

$$\sigma_{N_0} = N_0 \left\{ \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 2}}}{N_{\gamma 2}} \right)^2 + \left( \frac{-N_{\gamma 3}N_{\gamma 24}}{N_{\gamma 4}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3}N_{\gamma 24}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 4}}}{N_{\gamma 4}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 4}N_{\gamma 23}}{N_{\gamma 4}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3}N_{\gamma 24}} \right)^2 \left( \frac{\sigma_{N_{\gamma 3}}}{N_{\gamma 3}} \right)^2 + \left( \frac{-N_{\gamma 4}(\sigma_{N_{\gamma 23}})}{N_{\gamma 4}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3}N_{\gamma 24}} \right)^2 + \left( \frac{N_{\gamma 3}(\sigma_{N_{\gamma 24}})}{N_{\gamma 4}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3}N_{\gamma 24}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.15)$$

となり、それぞれ不確かさを求める式が導出できる。

### 3-3 分布線源に対する崩壊率計算式

測定対象が点線源の場合は3-1、3-2節で述べた計算式により、崩壊率とそれに対する不確かさを評価することができる。しかし測定対象が分布線源の場合、式(3.1.12)~(3.1.15)による値は点線源の場合とは違うものを意味する。この節では $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法による崩壊率計算式を分布線源に対しても適用できるように拡張する。

分布線源に対しての拡張では、分布線源をn個の点線源の集合体として考えることを前提としている。まずn個の点線源に任意の番号*i*(=1,2,3, $\cdots$ ,n)をつけ、各点線源についての崩壊率を $N_{0i}$ (= $N_{01}$ ,  $N_{02}$ ,  $\cdots$ ,  $N_{0n}$ )とする。また $\gamma$ 線放出率は第1、第2の $\gamma$ 線とも1とする。 $\gamma$ 線放出率が1でない場合については次節で述べる。ピーク検出効率はHPGe検出器が2台あるため、それぞれにつき2本の $\gamma$ 線を考慮した計4本に対して定義する。検出器1の第1の $\gamma$ 線に対するピーク検出効率を各点線源について $\varepsilon_{1i}$ とし、第2の $\gamma$ 線に対しても $\varepsilon_{2i}$ とする。検出器2についても同様に、各点線源の第1の $\gamma$ 線に対するピーク検出効率を $\varepsilon_{3i}$ とし第2の $\gamma$ 線に対しては $\varepsilon_{4i}$ と定義する。点線源に対する崩壊率の導出をもとにして各点線源の崩壊率(Bq)とピーク面積(cps)との関係を表すと、シングルの $\gamma$ 線ピーク面積は次式で表せる。

検出器1について、

$$N_{\gamma 1i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}\} \quad (3.3.1)$$

$$N_{\gamma 2i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\} \quad (3.3.2)$$

検出器2について

$$N_{\gamma 3i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{3i}\} \quad (3.3.3)$$

$$N_{\gamma 4i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{4i}\} \quad (3.3.4)$$

次に偶然同時計数の成分のみのコインシデンスピーク  $\gamma_{13}$  と  $\gamma_{24}$  に対する面積を求める。まずコインシデンスピーク  $\gamma_{13}$  に対しては  $i$  番目の点線源から放出された第 1 の  $\gamma$  線による検出器 1 の  $\gamma$  線スペクトルピーク面積を  $N_{\gamma 1i}(\text{cps})$  として、検出器 2 の  $\gamma$  線スペクトルピーク面積を  $N_{\gamma 3i}(\text{cps})$  とする。 $N_{\gamma 1}$  と  $N_{\gamma 3}$  の偶然同時計数によるピーク面積は  $2\tau N_{\gamma 1i} N_{\gamma 3i}(\text{cps})$  と表すことができるので、分布線源を構成している  $n$  個の点線源自身の偶然同時計数によるピーク面積の総和  $N_{\gamma 13}^{(1)}$  は、

$$N_{\gamma 13}^{(1)} = 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 1n} N_{\gamma 3n} \quad (3.3.5)$$

と表せる。複数の点線源が存在する場合では異なる点線源同士に対しても偶然同時事象が起こるので、これによる偶然同時ピーク面積の総和  $N_{\gamma 13}^{(2)}$  は、

$$\begin{aligned} N_{\gamma 13}^{(2)} &= 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 3n} \\ &\quad + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 3n} \\ &\quad + \dots \\ &\quad + 2\tau N_{\gamma 1(n-1)} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 1(n-1)} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 1(n-1)} N_{\gamma 3n} \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

となる。偶然同時によるコインシデンスピーク面積  $N_{\gamma 13}$  は式(3.3.5)と(3.3.6)の和で表せるので、次式のように表せる。

$$\begin{aligned} N_{\gamma 13} &= N_{\gamma 13}^{(1)} + N_{\gamma 13}^{(2)} \\ &= 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 11} N_{\gamma 3n} \\ &\quad + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 12} N_{\gamma 3n} \\ &\quad + \dots \\ &\quad + 2\tau N_{\gamma 1n} N_{\gamma 31} + 2\tau N_{\gamma 1n} N_{\gamma 32} + \dots + 2\tau N_{\gamma 1n} N_{\gamma 3n} \\ &= 2\tau \sum_{i=1}^n N_{\gamma 1i} N_{\gamma 3i} + 2\tau \sum_{i=1}^n N_{\gamma 12} N_{\gamma 3i} + \dots + 2\tau \sum_{i=1}^n N_{\gamma 1n} N_{\gamma 3i} \\ &= 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{\gamma 1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{\gamma 3i} \right\} \\ &= 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \epsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \epsilon_{3i} \right\} \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

コインシデンスピーク面積  $N_{\gamma 24}$  についても同様なことが言える。

$$N_{\gamma 24} = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.3.8)$$

コインシデンスピーク  $\gamma_{14}$  と  $\gamma_{23}$  に検出されたピーク面積は、真のコインシデンスによる成分と偶然同時計数による成分の和であるので、各点線源に対する 2 台の検出器の角度を  $\theta_i$  とすると、

$$N_{\gamma 14} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.3.9)$$

$$N_{\gamma 23} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right\} \quad (3.3.10)$$

となる。ここで点線源の崩壊率計算式の導出過程と同様に式(3.3.9)、(3.3.10)の偶然同時計数の成分を消去する。

式(3.3.3)、(3.3.4)、(3.3.7)、(3.3.9)より、

$$\begin{aligned} & N_{\gamma 14} - N_{\gamma 13} \times (N_{\gamma 4} / N_{\gamma 3}) \\ &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right\} - 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right\} \times \frac{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\}}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{3i}\}} \\ &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\} \end{aligned} \quad (3.3.11)$$

ここで式(3.3.1)、(3.3.4)の積を考えると、

$$N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \times \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\} \quad (3.3.12)$$

の関係式が得られる。式(3.3.11)と(3.3.12)から

$$\frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\}} \quad (3.3.13)$$

となるので、この式を分布線源に対する崩壊率近似式(A)とする。この式で、 $\varepsilon_{1i}$ 、 $\varepsilon_{4i}$ 、

$W(\theta_i)$  が  $i$  に依存しなければ右辺は  $\sum_{i=1}^n N_{0i}$  となり全崩壊率を示すが、一般には検出効率

の違いにより分布線源の崩壊率そのものを表さないため近似式と名づけた。同様の計算により以下の式も導出される。

式(3.3.1)、(3.3.2)、(3.3.8)、(3.3.9)より、

$$\begin{aligned}
 & N_{\gamma 14} - N_{\gamma 24} \times \left( N_{\gamma 1} / N_{\gamma 2} \right) \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{1i}\epsilon_{4i}W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{4i} \right\} - 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{4i} \right\} \times \frac{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{1i}\}}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\}} \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{1i}\epsilon_{4i}W(\theta_i)\}
 \end{aligned} \tag{3.3.14}$$

式(3.3.12)を用いて、崩壊率の近似式(B)が導出される。

$$\frac{N_{\gamma 1}N_{\gamma 2}N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 2}N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1}N_{\gamma 24}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{1i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{4i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{1i}\epsilon_{4i}W(\theta_i)\}} \tag{3.3.15}$$

式(3.3.1)、(3.3.2)、(3.3.7)、(3.3.10)より、

$$\begin{aligned}
 & N_{\gamma 23} - N_{\gamma 13} \times \left( N_{\gamma 2} / N_{\gamma 1} \right) \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\epsilon_{3i}W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{3i} \right\} - 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\epsilon_{3i} \right\} \times \frac{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\}}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{1i}\}} \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\epsilon_{3i}W(\theta_i)\}
 \end{aligned} \tag{3.3.16}$$

ここで式(3.3.2)、(3.3.3)の積を考えると、

$$N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\} \times \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{3i}\} \tag{3.3.17}$$

式(3.3.16)を用いて、崩壊率の近似式(C)が導出される。

$$\frac{N_{\gamma 1}N_{\gamma 2}N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 1}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2}N_{\gamma 13}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{3i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\epsilon_{2i}\epsilon_{3i}W(\theta_i)\}} \tag{3.3.18}$$

式(3.3.3)、(3.3.4)、(3.3.8)、(3.3.10)より

$$\begin{aligned}
 & N_{\gamma 23} - N_{\gamma 24} \times \left( N_{\gamma 3} / N_{\gamma 4} \right) \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\varepsilon_{3i}W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{3i} \right\} - 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{4i} \right\} \times \frac{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{3i}\}}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{4i}\}} \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\varepsilon_{3i}W(\theta_i)\}
 \end{aligned} \tag{3.3.19}$$

式(3.3.17)を用いて、崩壊率の近似式(D)が導出される。

$$\frac{N_{\gamma 2}N_{\gamma 3}N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 4}N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3}N_{\gamma 24}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{3i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\varepsilon_{3i}W(\theta_i)\}} \tag{3.3.20}$$

以上のように分布線源についても 4 つの崩壊率近似式を導くことができる。崩壊率近似式(A)と(B)は各点線源の検出器 1 に対する第 1 の  $\gamma$  線ピーク検出効率と検出器 2 に対する第 2 の  $\gamma$  線ピーク検出効率の因子が関与していて、崩壊率近似式(C)と(D)は各点線源の検出器 1 に対する第 2 の  $\gamma$  線ピーク検出効率と検出器 2 に対する第 1 の  $\gamma$  線ピーク検出効率の因子が関与している。

このピーク検出効率は幾何学的検出効率と入射した  $\gamma$  線に対する検出器の真性検出効率との積であるが、2 台の HPGe 検出器の真性検出効率はほぼ同じなので、崩壊率近似式に大きく影響を与えるのは幾何学的検出効率である。

これらの崩壊率近似式に対する不確かさも誤差伝播式を用いて値を求めた。数式は点線源の計算式で  $W(\theta)$  に関する項を省いたものとなる。

以上のように導出した崩壊率計算式は、 $^{60}\text{Co}$  の他、 $^{24}\text{Na}$ 、 $^{46}\text{Sc}$ 、などカスケードの  $\gamma$  線放出率が 100 % の核種に適用できる。

### 3-4 複雑な崩壊を行う核種に対する崩壊率計算式

これまでの議論においては、カスケードに放出される 2 本の  $\gamma$  線とも放出率が 1 であると仮定していた。この節では  $\gamma$  線放出率が 1 ではない場合及び他の準位が存在す

る複雑な崩壊様式の核種に対して $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法を適用する。

説明のため  $^{134}\text{Cs}$  を基にした図 3-4 の崩壊図式のモデルを用いる。また $\beta$ 線分岐比と $\gamma$ 線放出率はすべて 1 崩壊当たりの収率を表している。以下の式において各ピーク面積  $N_\gamma(\text{cps})$  と検出効率  $\epsilon$  の添え字はそれぞれの $\gamma$ 線ピークに対応する。

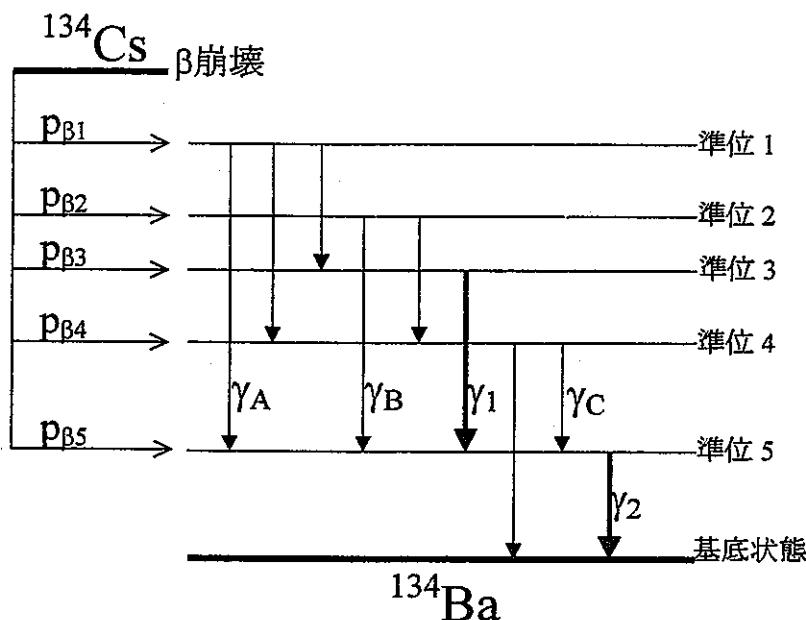


図 3-4  $^{134}\text{Cs}$  の崩壊図式

上の崩壊図式に示されている  $\gamma_1(85.44\%)$  と  $\gamma_2(97.56\%)$  の 2 つの $\gamma$ 線カスケードに注目して崩壊率計算式を導出する。

$\beta$ 線分岐比及び $\gamma$ 線放出率の関係から

$$p_{\beta 5} + p_{\gamma A} + p_{\gamma B} + p_{\gamma C} + p_{\gamma 1} = p_{\gamma 2} \quad (3.4.1)$$

ここで  $p_\beta$  は各準位に対する $\beta$ 線分岐比、 $p_\gamma$  は各 $\gamma$ 線の放出率を表す。

点線源の測定では、シングルの $\gamma$ 線スペクトルにおけるピーク面積の式は、 $\gamma$ 線放出率を考慮すると次のように変わる。

$$N_{\gamma 1} = N_0 p_{\gamma 1} \epsilon_1 \quad (3.4.2)$$

$$N_{\gamma 2} = N_0 p_{\gamma 2} \epsilon_2 \quad (3.4.3)$$

$$N_{\gamma 3} = N_0 p_{\gamma 3} \epsilon_3 \quad (3.4.4)$$

$$N_{\gamma 4} = N_0 p_{\gamma 4} \epsilon_4 \quad (3.4.5)$$

検出器 1 に入射する  $\gamma_1$  が放出されて、検出器 2 に入射する  $\gamma_4$  が放出される確率は、

$$p_{\gamma 1} \times \frac{p_{\gamma 2}}{p_{\beta 5} + p_{\gamma 1} + p_{\gamma A} + p_{\beta B} + p_{\gamma C}} = p_{\gamma 1} \times \frac{p_{\gamma 2}}{p_{\gamma 2}} = p_{\gamma 1} \quad (3.4.6)$$

と表せる。同様に検出器1に入射する $\gamma_2$ が放出されて、検出器2に入射する $\gamma_3$ が放出される確率も同式で表される。よって見かけ上のコインシデンスピーク面積は、

$$N_{\gamma 14} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 4} \quad (3.4.7)$$

$$N_{\gamma 23} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} \quad (3.4.8)$$

ここで  $W(\theta)$  は第1 $\gamma$ 線と第2 $\gamma$ 線の角度相関係数である。偶然同時によるコインシデンスピーク面積  $N_{\gamma 13}$ 、 $N_{\gamma 24}$  は $\gamma$ 線放出率を考慮しても式(3.1.5)、(3.1.6)と同じである。

$$N_{\gamma 13} = 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} \quad (3.1.5)$$

$$N_{\gamma 24} = 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 4} \quad (3.1.6)$$

式(3.4.7)、(3.1.5)、(3.4.4)、(3.4.5)より

$$\begin{aligned} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 13} \times \frac{N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3}} \\ = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 4} - 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} \times \frac{N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3}} \\ = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) \end{aligned} \quad (3.4.9)$$

となる。また式(3.4.2)、(3.4.5)より

$$N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \times N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_4 \quad (3.4.10)$$

が得られるので、これを変形して

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4} \\ &= \frac{N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{N_{\gamma 14} - N_{\gamma 13} \times \frac{N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3}}} \\ &\quad \frac{W(\theta)}{} \\ &= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}} \end{aligned} \quad (3.4.11)$$

この式を $\gamma$ 線放出率を考慮した点線源の崩壊率計算式(A)とする。同様な計算を行い以下の式を導出する。

式(3.3.14)、(3.1.6)、(3.4.6)、(3.4.7)より

$$\begin{aligned}
& N_{\gamma 14} - N_{\gamma 24} \times \frac{N_{\gamma 1}}{N_{\gamma 2}} \\
& = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 4} - 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 4} \times \frac{N_{\gamma 1}}{N_{\gamma 2}} \\
& = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta)
\end{aligned} \tag{3.4.12}$$

式(3.4.10)を用いて、

$$N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \times N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_4$$

$\gamma$ 線放出率を考慮した点線源の崩壊率計算式(B)は

$$\begin{aligned}
N_0 &= \frac{N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1 \varepsilon_4} \\
&= \frac{N_{\gamma 1} \times N_{\gamma 4}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{N_{\gamma 14} - N_{\gamma 24} \times \frac{N_{\gamma 1}}{N_{\gamma 2}}} \\
&\quad \frac{W(\theta)}{W(\theta)} \\
&= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 2} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1} N_{\gamma 24}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}}
\end{aligned} \tag{3.4.13}$$

式(3.4.8)、(3.1.5)、(3.4.2)、(3.4.3)より

$$\begin{aligned}
& N_{\gamma 23} - N_{\gamma 13} \times \frac{N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 1}} \\
& = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} - 2\tau N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} \times \frac{N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 1}} \\
& = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta)
\end{aligned} \tag{3.4.14}$$

ここで式(3.4.3)、(3.4.4)より

$$N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3} = N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2 \times N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_3 \tag{3.4.15}$$

$\gamma$ 線放出率を考慮した点線源の崩壊率計算式(C)は

$$N_0 = \frac{N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{\frac{N_{\gamma 23} - N_{\gamma 13} \times \frac{N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 1}}}{W(\theta)}} \\
&= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 1} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2} N_{\gamma 13}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}}
\end{aligned} \tag{3.4.16}$$

式(3.4.8)、(3.1.6)、(3.4.4)、(3.4.5)より

$$\begin{aligned}
&N_{\gamma 23} - N_{\gamma 24} \times \frac{N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 4}} \\
&= N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} - 2\tau N_{\gamma 2} N_{\gamma 4} \times \frac{N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 2}} \\
&= N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta)
\end{aligned} \tag{3.4.17}$$

式(3.4.15)を用いて、

$$N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3} = N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2 \times N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_3$$

$\gamma$ 線放出率を考慮した点線源の崩壊率計算式(D)は

$$\begin{aligned}
N_0 &= \frac{N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2 \varepsilon_3} \\
&= \frac{N_{\gamma 2} \times N_{\gamma 3}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{1}{\frac{N_{\gamma 23} - N_{\gamma 24} \times \frac{N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 4}}}{W(\theta)}} \\
&= \frac{N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 4} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3} N_{\gamma 24}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}}
\end{aligned} \tag{3.4.18}$$

以上のように4つの $\gamma$ 線放出率を考慮した点線源の崩壊率計算式を導出できる。

分布線源に対しても同様の過程で導出できる。シングル $\gamma$ 線スペクトルのピーク面積の式は $\gamma$ 線放出率を考慮すると次のように変わる。

$$N_{\gamma 1i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{1i}\} \tag{3.4.19}$$

$$N_{\gamma 2i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon_{2i}\} \tag{3.4.20}$$

$$N_{\gamma 3i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{3i}\} \quad (3.4.21)$$

$$N_{\gamma 4i} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon_{4i}\} \quad (3.4.22)$$

コインシデンスピーク面積については、各点線源に対する 2 台の検出器の角度を  $\theta_i$  とおいて次の式になる。

$$N_{\gamma 13} = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{3i} \right\} \quad (3.4.23)$$

$$N_{\gamma 24} = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.4.24)$$

$$N_{\gamma 14} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.4.25)$$

$$N_{\gamma 23} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon_{3i} \right\} \quad (3.4.26)$$

また、点線源に対する計算式の導出過程と同様に次式も導出できる。

$$\frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\}} \times p_{\gamma 2} \quad (3.4.27)$$

よって  $\gamma$  線放出率を考慮した分布線源の崩壊率計算式(A)は次の式で表せる。

$$\frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} \frac{1}{p_{\gamma 2}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\}} \quad (3.4.28)$$

同様に次の式も導出できる。

$\gamma$  線放出率を考慮した分布線源の崩壊率計算式(B)は、

$$\frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 2} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1} N_{\gamma 24}} \frac{1}{p_{\gamma 2}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\}} \quad (3.4.29)$$

$\gamma$  線放出率を考慮した分布線源の崩壊率計算式(C)は、

$$\frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 1} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2} N_{\gamma 13}} \frac{1}{p_{\gamma 2}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{3i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)\}} \quad (3.4.30)$$

$\gamma$ 線放出率を考慮した分布線源の崩壊率計算式(D)は、

$$\frac{N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 4} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3} N_{\gamma 24}} \frac{1}{p_{\gamma 2}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i}\} \right] \times \left[ \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{3i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)\}} \quad (3.4.31)$$

このように $\gamma$ 線放出率を考慮した計算式は、考慮していない式と比べて  $p_{\gamma 2}$  の因子が含まれているだけである。

以上のように導出した $\gamma$ 線放出率を考慮した崩壊率計算式は、 $^{134}\text{Cs}$  の他、 $^{133}\text{Ba}$ 、 $^{192}\text{Ir}$ 、 $^{124}\text{Sb}$ など様々な核種に適用できると考えられる。

### 3-5 崩壊率計算式に対する考察

崩壊率を計算するのに点線源に対しての計算式と分布線源に対しての計算式の主に 2 種類の式を導出した。それについて以下で考察する。

点線源に対しての崩壊率計算式は、式(3.1.12)、(3.1.13)、(3.1.14)、(3.1.15)が示すようにシングルの $\gamma$ 線スペクトルピーク面積とコインシデンスピーク面積に依存している。またピーク検出効率の値が消去できるため直接  $N_0$  の値が求められる。

分布線源に対する崩壊率計算式は、近似式と述べたように計算式中にピーク検出効率の因子が含まれるため直接  $N_0$  の値を求めることができない。またこのピーク検出効率は幾何学的検出効率と入射した $\gamma$ 線に対する検出器の真性検出効率との積であり、2 台の検出器の同一性から崩壊率近似式には幾何学的検出効率の影響が考えられる。

以下で分布線源の崩壊率計算式による値の変動を考える。

分布線源に対する計算式は次の 2 式である。

$$\textcircled{1} \quad \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 3} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 4} N_{\gamma 13}} = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 2} N_{\gamma 14} - N_{\gamma 1} N_{\gamma 24}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right] \left[ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)} \approx \sum_{i=1}^n N_{0i}$$

$$\textcircled{2} \quad \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} N_{\gamma 3}}{N_{\gamma 1} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 2} N_{\gamma 13}} = \frac{N_{\gamma 2} N_{\gamma 3} N_{\gamma 4}}{N_{\gamma 4} N_{\gamma 23} - N_{\gamma 3} N_{\gamma 24}} = \frac{\left[ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right] \left[ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)} \approx \sum_{i=1}^n N_{0i}$$

2つの線源が分布している状態を想定する。 $W(\theta_i) = 1$ 、 $n=2$ で変形すると式①は

$$\begin{aligned} &= \frac{N_{01}^2 \varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + N_{01} N_{02} \varepsilon_{11} \varepsilon_{42} + N_{01} N_{02} \varepsilon_{12} \varepsilon_{41} + N_{02}^2 \varepsilon_{12} \varepsilon_{42}}{N_{01} \varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + N_{02} \varepsilon_{12} \varepsilon_{42}} \\ &= \frac{(N_{02} \varepsilon_{42} + N_{01} \varepsilon_{41})(N_{01} \varepsilon_{11} + N_{02} \varepsilon_{12})}{N_{01} \varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + N_{02} \varepsilon_{12} \varepsilon_{42}} \end{aligned}$$

となる。ここで  $N_{02} = c N_{01}$  ( $c$  は定数) とすると

$$\begin{aligned} &= \frac{(N_{01} \varepsilon_{41} + c N_{01} \varepsilon_{42})(N_{01} \varepsilon_{11} + c N_{01} \varepsilon_{12})}{N_{01} \varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + c N_{01} \varepsilon_{12} \varepsilon_{42}} \\ &= \frac{N_{01}^2 (\varepsilon_{41} + c \varepsilon_{42})(\varepsilon_{11} + c \varepsilon_{12})}{N_{01} (\varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + c \varepsilon_{12} \varepsilon_{42})} \\ &= \frac{(\varepsilon_{11} + c \varepsilon_{12})(\varepsilon_{41} + c \varepsilon_{42})}{\varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + c \varepsilon_{12} \varepsilon_{42}} N_{01} \end{aligned}$$

となる。それゆえ、

$$\sum_{i=1}^n N_{0i} \approx \frac{(\varepsilon_{11} + c \varepsilon_{12})(\varepsilon_{41} + c \varepsilon_{42})}{\varepsilon_{11} \varepsilon_{41} + c \varepsilon_{12} \varepsilon_{42}} N_{01} \quad (3.5.1)$$

同様に式②は

$$\sum_{i=1}^n N_{0i} \approx \frac{(\varepsilon_{21} + c \varepsilon_{22})(\varepsilon_{31} + c \varepsilon_{32})}{\varepsilon_{21} \varepsilon_{31} + c \varepsilon_{22} \varepsilon_{32}} N_{01} \quad (3.5.2)$$

となる。両式から崩壊率がピーク検出効率と定数  $c$  に依存していることがわかる。よって  $N_{01}$  の前にかかっている係数によって計算値が決まるといえる。ここで次のような計算値の推定ができる。適当な 2つの線源が分布している状態を想定して、計算式のピーク検出効率の値に幾何学的検出効率として  $a/d^2$  ( $a$ : 定数、 $d$ : 線源と検出器の距離) の値を式(3.5.1)に代入することで予想崩壊率の値を得ることができる。この値は次章において測定結果との比較に用いる。

## 4 測定結果と考察

### 4-1 測定の背景

前章では点線源と分布線源について崩壊率計算式を導出したが、本章ではその計算式による測定値と  $4\pi\beta-\gamma$  同時計測法で求めた真の崩壊率との比較を行った。また計算値に対する不確かさの検討も試みた。測定は点線源、分布線源、模擬混合線源など様々な分布状態で行った。HPGe 検出器は一部の測定を除き図 4-1 で示されるように垂直に配置されていて、人体を検出器面とは垂直方向に置くことを想定している。両検出器間の距離は人体の幅を考慮して 40 cm としている。

分布線源の崩壊率計算式では分子と分母にそれぞれ検出効率の項が含まれるため、各線源における幾何学的検出効率の差が小さいほど真の崩壊率に近い値が得られる。人体を検出器面とは平行に置くと、身長方向に分布した各線源位置による幾何学的検出効率に差が生じ、計算値が真の崩壊率から大きくずれることが予想されるため、幾何学的検出効率の影響を受けにくい検出器面とは垂直方向の配置を基本形とした。検出器面と垂直の方向に線源が分布した場合と平行に線源が分布した場合の模式図を図 4-2 の(a)と(b)に示す。

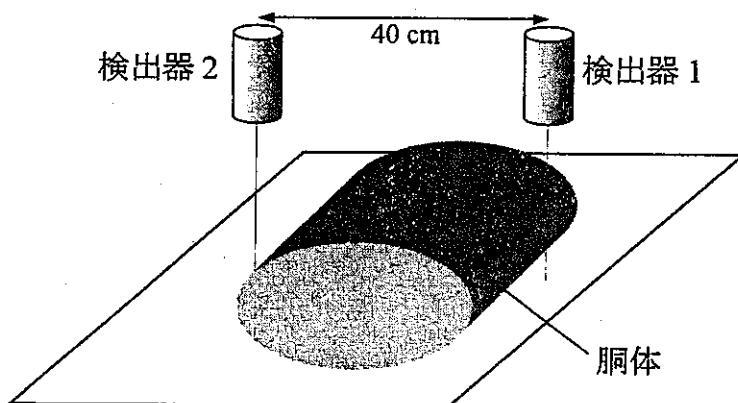


図 4-1 基本的な検出器の配置

図 4-2 の(a)では各線源に対する両検出器間の距離がほぼ等しく、幾何学的検出効率の差が小さいのに対して、(b)では距離の差が各線源位置において生じ、幾何学的検

出効率の差が大きくなる。

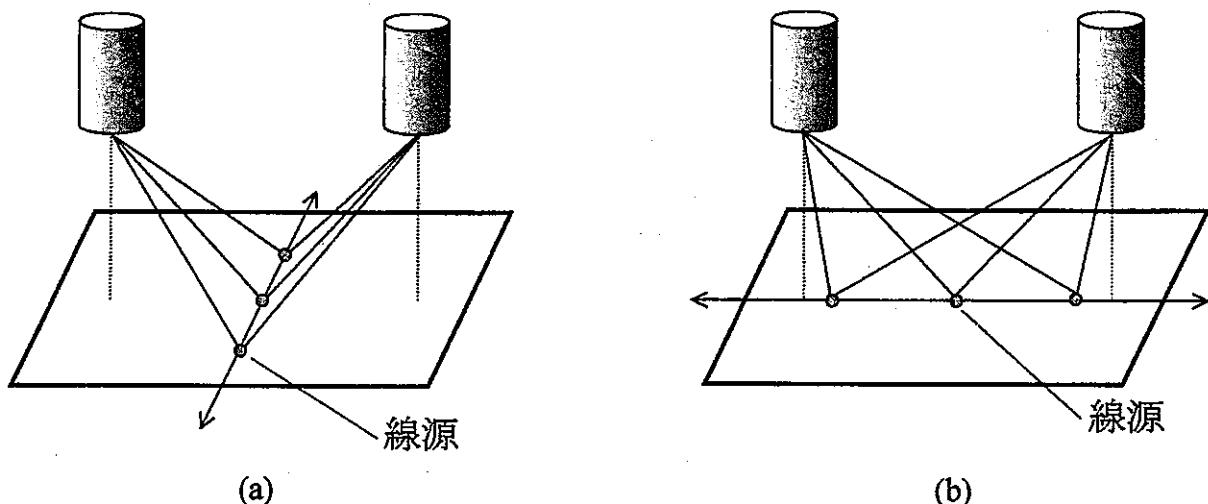


図 4-2 線源の分布状態による線源一検出器間距離の影響

## 4-2 点線源の測定

点線源の測定では  $^{60}\text{Co}$ 、 $^{134}\text{Cs}$ 、 $^{24}\text{Na}$  の 3 つの核種を用いた。測定時間の変化、強度変化、位置変化の影響を確かめるため様々な測定を行った。また線源位置推定を視野に入れた測定も試みた。

### 4-2-1 測定時間と測定精度の関係

測定時間による測定値と不確かさの影響を確かめるために、 $^{60}\text{Co}$  線源を用いて測定時間を変化させながら測定を行った。検出器は図 4-3 のように配置され、 $^{60}\text{Co}$  99501 (31.4 kBq) と  $^{60}\text{Co}$  99502 (31.0 kBq) を重ねて中心に置いている。測定時間は 1000 秒、1250 秒、1500 秒、1750 秒、2000 秒、2250 秒、2500 秒、2750 秒、3000 秒、5000 秒、10000 秒で計 11 回の測定を行った。測定結果を図 4-4 に示す。

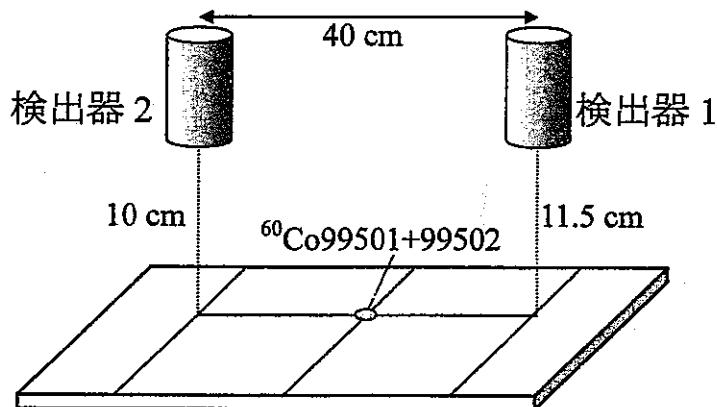


図 4-3 検出器と線源の位置関係

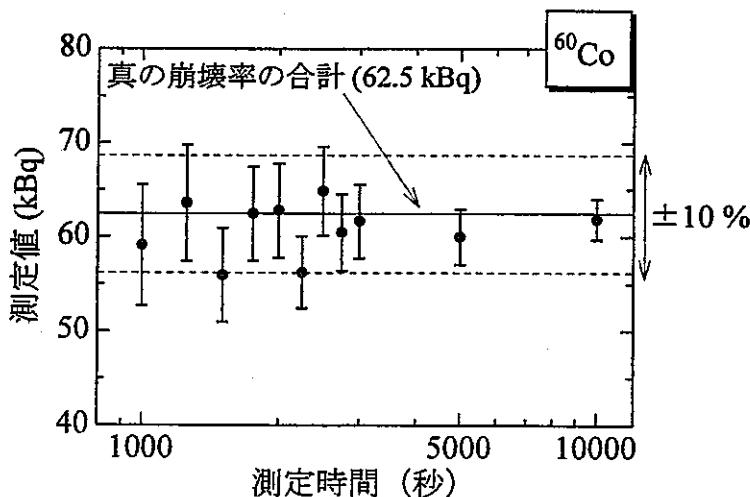


図 4-4 図 4-3 の配置での異なる測定時間の測定結果

図 4-4 より測定値はどの測定時間においても真の崩壊率と比較して約±10 %以内で一致している。測定値に対する不確かさは、1000 秒では約 11 %、2500 秒では約 7 %、5000 秒では約 5 %と時間が増すにつれて減少する。

実際の被曝事故時における測定を想定すると、人体に摂取された放射性物質の中でその影響が問題となる核種は半減期が長いこと、長時間測定における測定対象者への負担、事故に対する迅速な処置の必要性などを考慮する必要がある。更に上の結果も含めて考え、以降の基本的な測定時間は 2500 秒を目安とした。

## 4-2-2 繰り返し測定の結果

$^{60}\text{Co}$ 、 $^{134}\text{Cs}$ 、 $^{24}\text{Na}$ 線源を用いてそれぞれ5回繰り返し測定を行い、測定値に対する標準偏差を確認した。線源配置は図4-3と同様で、測定時間は $^{60}\text{Co}$ と $^{134}\text{Cs}$ 線源では2500秒、 $^{24}\text{Na}$ は強度が高いこともあり2000秒とした。用いた線源は $^{60}\text{Co}$ が99501(25.9 kBq)と99502(25.6 kBq)を組み合わせたもの、 $^{134}\text{Cs}$ が98x3(20.2 kBq)と98x4(20.0 kBq)を組み合わせたものであり、 $^{24}\text{Na}$ (105 kBq~93 kBq)は短寿命核種のため測定時間ごとに補正を行い崩壊率を求めた。それぞれの得られた測定値を真の崩壊率で規格化したグラフを図4-5に示す。

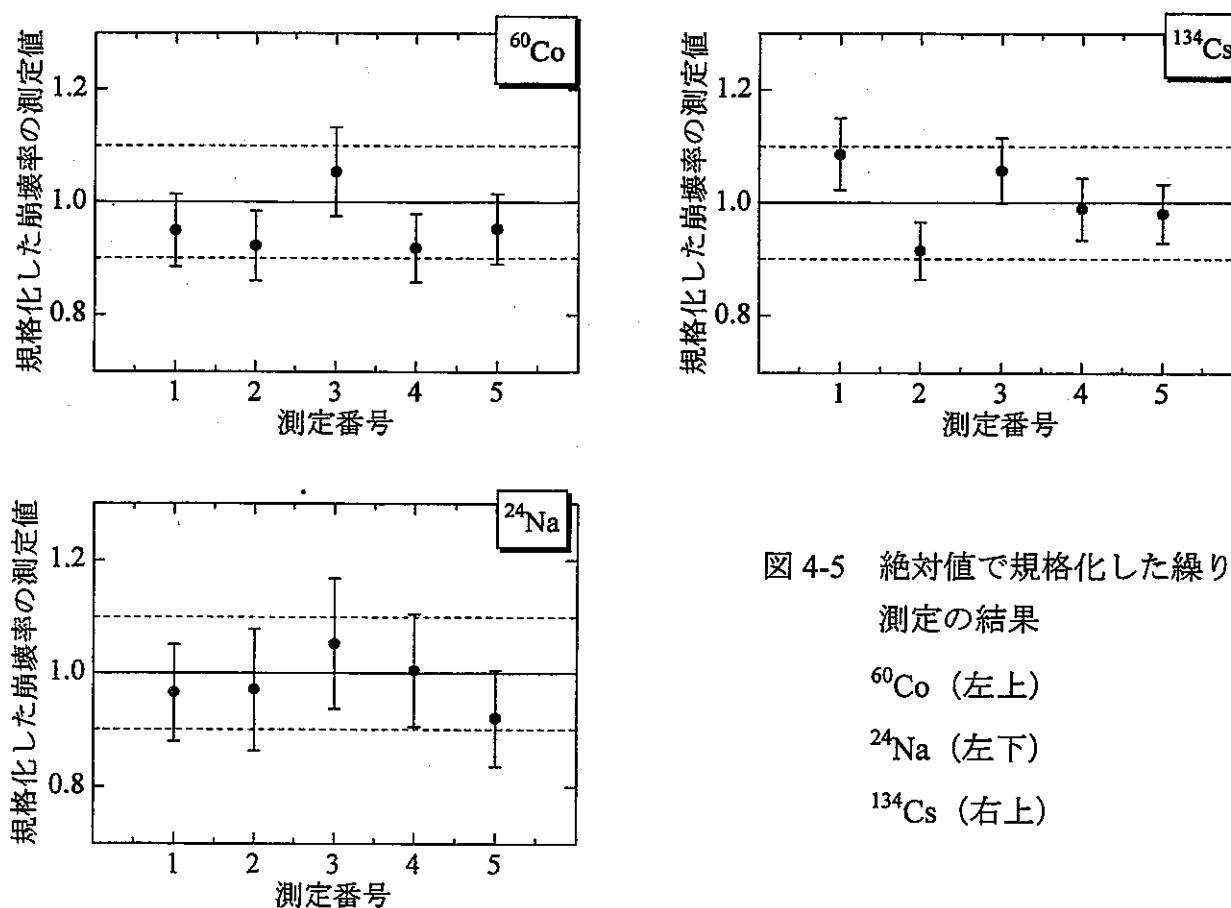


図4-5 絶対値で規格化した繰り返し測定の結果

$^{60}\text{Co}$  (左上)

$^{24}\text{Na}$  (左下)

$^{134}\text{Cs}$  (右上)

どの核種に対しても、測定値は真の崩壊率と比較して約±10%以内で一致した。測定値に対する不確かさは $^{24}\text{Na}$ では10%程度と大きくなつたが、これは $^{24}\text{Na}$ の $\gamma$ 線エネルギーが高いことにより検出効率が低くなり、計数が少なくなることによるものである。また、各測定値における分散の値は、 $^{60}\text{Co}$ と $^{134}\text{Cs}$ に対しては不確か

さに対して妥当な値を示したが、 $^{24}\text{Na}$  では不確かさに対して小さい値を示した。しかし測定回数が 5 回と少ないため、この程度のばらつきは起こりうると考えられる。

#### 4-2-3 線源強度と測定値の関係

崩壊率の異なる複数の  $^{60}\text{Co}$  線源を用いて、得られた測定値と真の崩壊率の比較を行った。用いた線源は Co5 (7.69 kBq)、Co1 (16.2 kBq)、Co83 (24.7 kBq)、Co82 (26.2 kBq)、Co81 (28.0 kBq)、EV796 (291 kBq)、EV805 (310 kBq) の 7 つで、線源を組み合わせて用いたものも含めて、7.69 kBq (Co5)、28.0 kBq (Co81)、44.2 kBq (Co81+Co1)、78.9 kBq (Co81+Co82+Co83)、291 kBq (EV796)、310 kBq (EV805) の 7 種類の崩壊率で測定を行った。線源の組み合わせは線源を 2 個または 3 個重ねて使用したことを示す。

崩壊率を変化させた測定における検出器の配置を図 4-6 に示す。線源と 2 台の検出器の角度を  $42^\circ$  に設定したのは  $^{60}\text{Co}$  の角度相関係数の値が 0.9990 と 1 に近い値であり、角度相関の影響を最も小さくできるからである。また検出器の支持台の設計上、線源から検出器 1 と検出器 2 までの距離がわずかに異なる。

絶対値で規格化した測定結果を図 4-7 に示す。図のとおり 10 kBq から 300 kBq という高い崩壊率にわたり、測定値は真の崩壊率と比較して  $\pm 10\%$  以内で一致した。 $\gamma$ - $\gamma$  同時計測法の崩壊率計算式では偶然同時計数の補正も行っているため、300 kBq 以上という高い崩壊率まで測定値が真の崩壊率と一致したと考えられる。

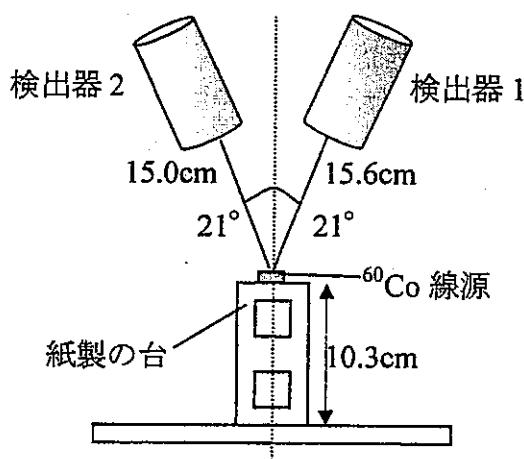


図 4-6 検出器の配置

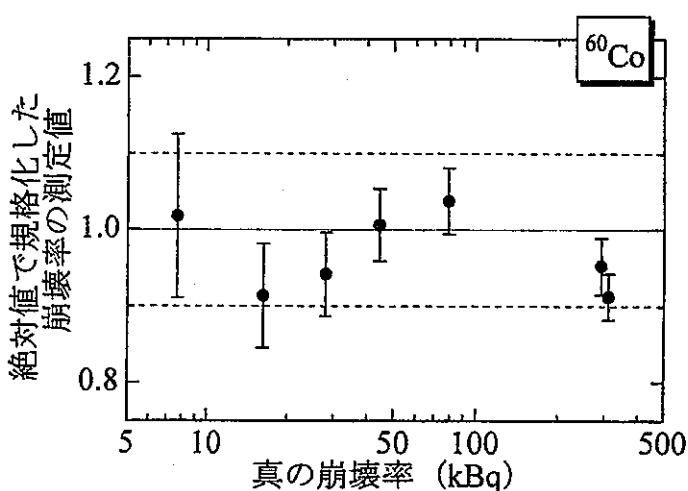


図4-7 絶対値で規格化した  $^{60}\text{Co}$  の崩壊率

#### 4-2-4 測定値の位置依存性

線源位置が測定値に与える影響を確かめるために、線源を台の縦方向と横方向に移動させてそれぞれの測定を行った。

##### —縦方向移動—

図 4-8 のように中心線上において  $^{60}\text{Co}$  線源を 10 cm ずつ動かし、各点で 2500 秒の測定を行った。用いた線源は  $^{60}\text{Co}99501$  (27.5 kBq) と  $^{60}\text{Co}99502$  (27.2 kBq) を組み合わせた点線源である。測定結果を図 4-9 に示す。

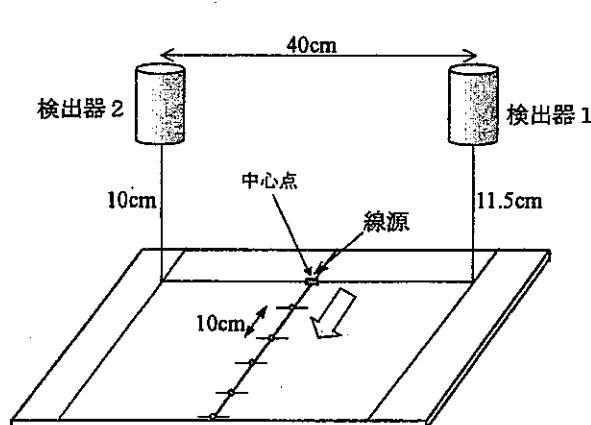


図 4-8 検出器と線源の位置関係

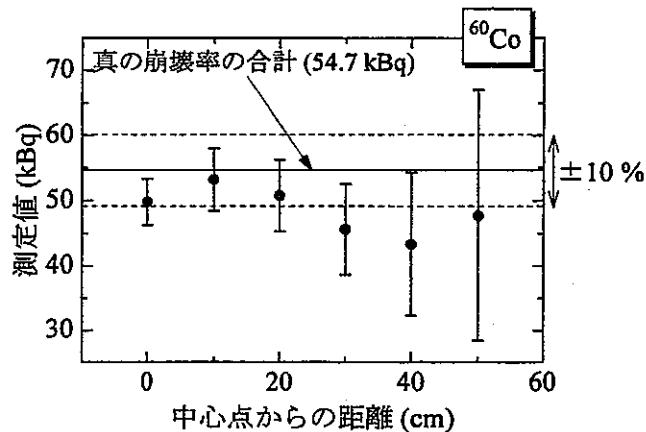


図 4-9 縦方向における異なる位置での測定結果

図 4-9 のように中心点からの距離が 30 cm までは、測定値が真の崩壊率に対して約  $\pm 20\%$  程度で決定することができたが、それ以上の距離になると不確かさが非常に大きくなる傾向が確認できた。計算式上、点線源においては幾何学的検出効率の値は含まれないので、中心点からの距離と崩壊率の値には相関関係はないものと思われる。

##### —横方向移動—

図 4-10 のように線源を台の横方向に 10 cm ずつ動かし、それぞれの位置で 2500 秒間の測定を行った。用いた線源は  $^{60}\text{Co}99501$  (25.9 kBq) と  $^{60}\text{Co}99502$  (25.6 kBq) を組み合わせた点線源である。測定結果を図 4-11 に示す。

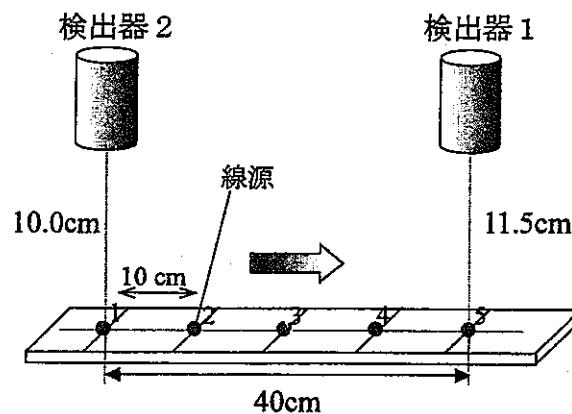


図 4-10 検出器と線源の位置関係

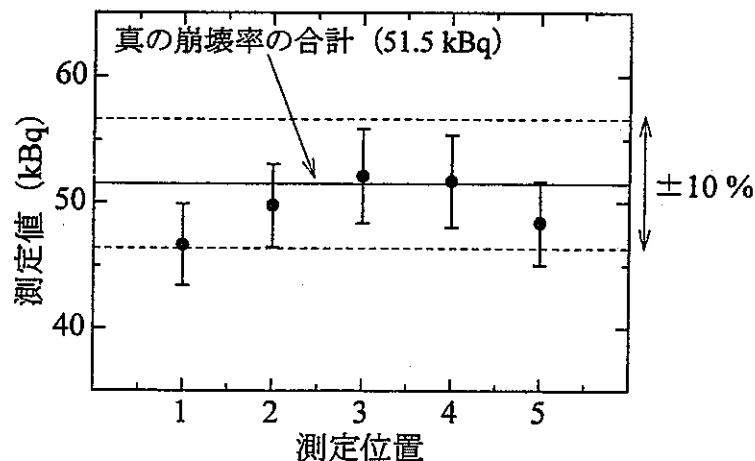


図 4-11 横方向における異なる位置での測定結果

測定値はどの位置に対しても真の崩壊率と比較して±10 %以内で一致した。しかし線源が両端に置かれた測定位置 1、5 の測定値より、中心に近い測定位置 2、3、4 の測定値の方が真の崩壊率に近い値を得ることができた。以上の結果から、横方向に対してはどの位置でも約±10 %以内で崩壊率を得ることができると考えられるが、若干の位置による影響があると思われる。

## 4-2-5 線源位置推定

まず位置による影響を確かめるために、図 4-12 のように検出器の中心軸を通る平面上の計 15 点において  $^{60}\text{Co}$  線源の測定を行った。各点の間隔は水平方向に 10 cm、垂直方向に 5 cm であり、線源には Co81 (28.0 kBq) を用いた。得られた測定値と真の崩壊率との比較を図 4-13 に示す。

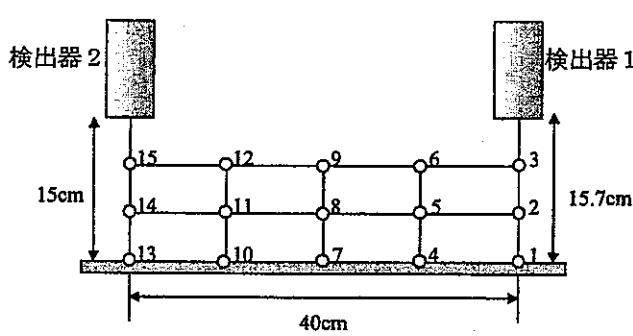


図 4-12 検出器の配置

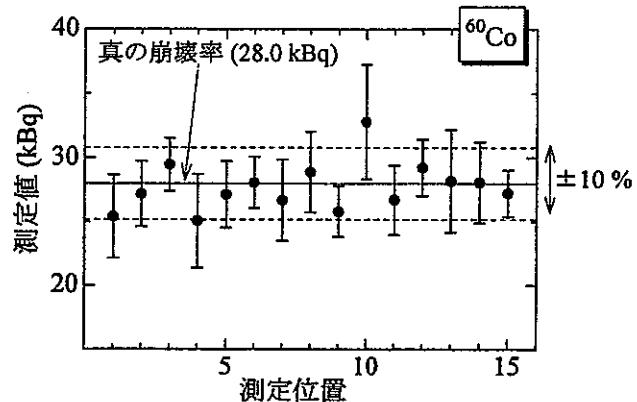


図 4-13 測定結果

測定結果より線源と検出器の垂直距離が 15 cm である測定位置 4、10 で測定値が真の崩壊率に比べて  $\pm 10\%$  以上ずれたが、その他の測定位置では  $\pm 10\%$  以内で一致した。また線源と検出器の垂直距離が小さいほど測定値は真の崩壊率に近づき、不確かさの割合も小さくなることがグラフより読み取れる。

次に  $\gamma$ - $\gamma$  同時計測法を用いた崩壊率測定の重要な利点である、体内の線源位置の特定について考察する。これまでの測定結果からも分かるように崩壊率を求めることはある程度の不確かさの範囲で可能であるが、被曝事故時の迅速な処置として体内中の線源の位置を特定することまで要求される。そこで上で述べた測定結果とともに線源位置の推定を試みる。

図 4-12 の点線源の位置を変化させた測定において、両検出器におけるそれぞれの  $\gamma$  線ピーク面積、各測定位置と検出器までの距離のデータを幾何学的影響を考慮した次の関係に当てはめた。なお検出器までの距離は HPGe 検出器カプセル中の結晶表面までの距離とする。

$$\gamma\text{線スペクトル強度} \propto \text{ピーク面積} \propto 1/(\text{距離})^2 \Rightarrow \text{ピーク面積比} \propto 1/(\text{距離})^2 \text{ の比}$$

図 4-14 に検出器と線源の配置を、表 4-1 にピーク面積比と距離の関係を示す。

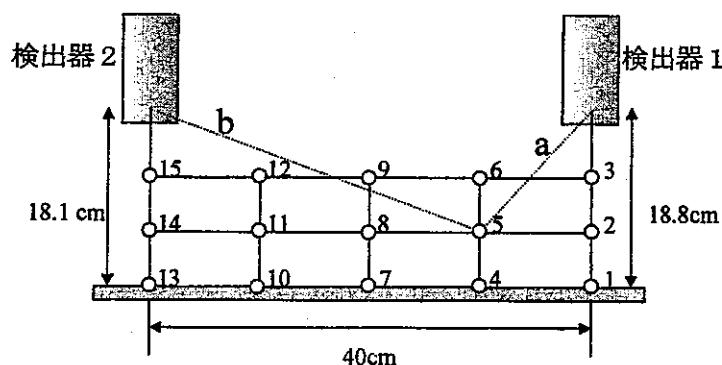


図 4-14 検出器と線源位置の関係

## [パラメータ]

a: 線源位置から検出器 1 までの距離(cm)

b: 線源位置から検出器 2 までの距離(cm)

 $N_{\gamma 1}$ : 検出器 1 のスペクトルの第 1 エネルギーピーク面積(cps) $N_{\gamma 2}$ : 検出器 2 のスペクトルの第 1 エネルギーピーク面積(cps)表 4-1 各測定位置におけるピーク面積比と  $1/(距離)^2$  の比

測定位置	$N_{\gamma 2}/N_{\gamma 1}$	$(1/b^2)/(1/a^2)$	比(※)
1	0.1889	0.1834	103.0%
2	0.1104	0.1074	102.8%
3	0.04749	0.04652	102.1%
4	0.4082	0.3704	110.2%
5	0.3120	0.2703	115.4%
6	0.2206	0.1829	120.6%
7	1.149	1.030	111.5%
8	1.190	1.034	115.1%
9	1.175	1.028	114.3%
10	3.122	2.925	106.8%
11	4.425	4.000	110.6%
12	6.615	5.887	112.4%
13	6.450	5.963	108.2%
14	11.72	10.43	112.4%
15	28.44	25.62	111.0%

【比(※) : ピーク面積比 / {1 / (距離)<sup>2</sup>}】

表 4-1 をグラフに表すと図 4-15 のようになる。表に示されるようにピーク面積比は  $1/(距離)^2$  の比と比較して +20 % 以内で一致した。これによりピーク面積比を計算すれば、その値に最も近い  $1/(距離)^2$  の比を選んで線源の位置を図の測定点 1~15 に推定することができる。しかし中心である測定点 7, 8, 9 での  $1/(距離)^2$  の比は値が似通っていて区別がつかなく、測定点 12, 13 でも区別をつけるのが難しい。このような場合は、例えば 2 台の検出器の間隔は変えないで水平方向に数 10 cm 動かして、もう一度測定することにより区別をすることが可能であると考えられる。またさらに細かく測定点を設定することで、ピーク面積比を求めた結果該当する  $1/(距離)^2$  の比がない場合にも対応できる。

一般的に 2 次元上で正確にある程度場所を特定するには 2 回測定を行い、2 回目は 1 台の検出器の位置を変えることで  $1/(距離)^2$  の比を平面上で 1 点に決定するという方法が考えられる。

上で述べた線源位置の特定方法は 2 次元的なものである。3 次元的な位置の特定は、検出器がかなり大きな体積を持つため難しいと考えられる。

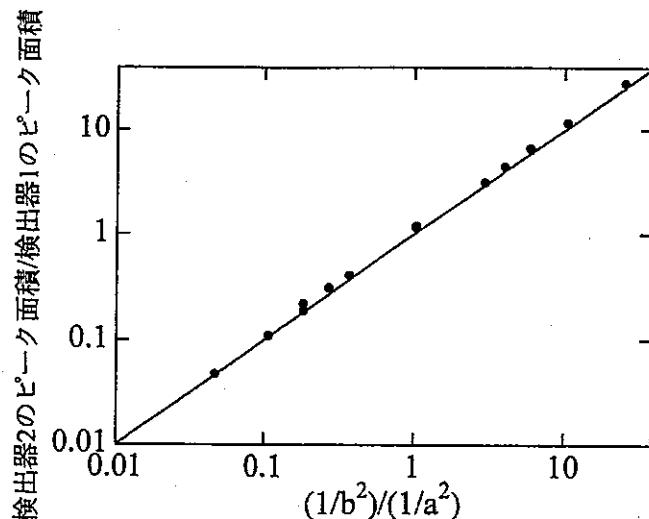


図4-15 両検出器のスペクトルのピーク面積比と  
距離(a,b)の2乗の逆数比の関係

表にもあるように距離の 2 乗の逆数比が似通った値をとるものがあるが、それがどのような点の軌跡を描くか次に示す。

<距離の 2 乗の逆数比が両検出器に対して一定の点を求める>

図 4-16 のような配置において、任意の点(a,b,c)に線源があると仮定する。(a、b、c、d、h、l はそれぞれの距離を表す。)

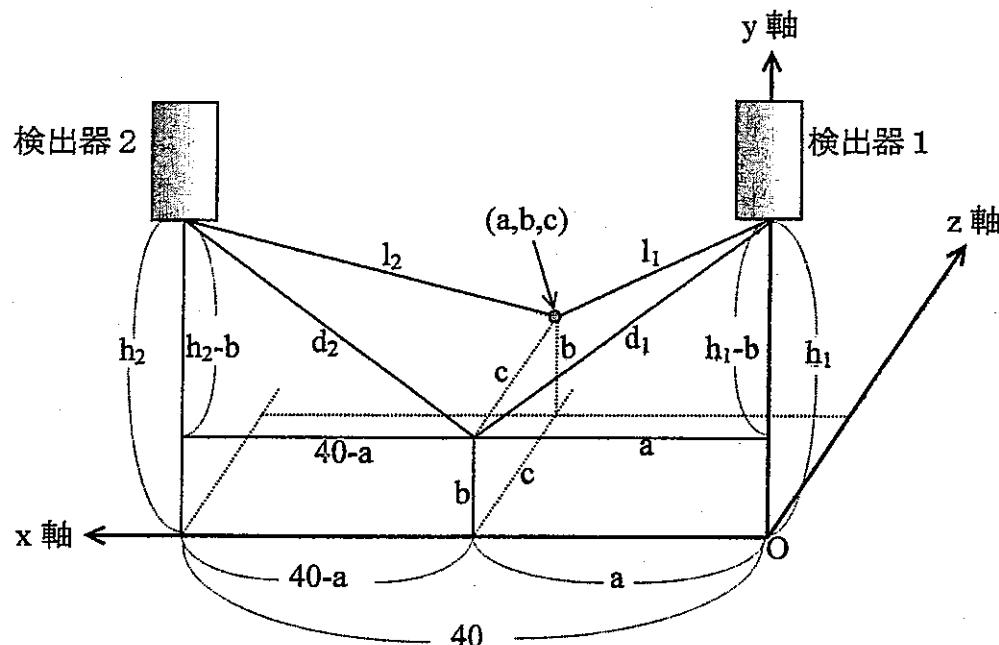


図 4-16 任意の点と軸の設定

まず任意の点(a,b,c)と両検出器の距離  $l_1$  と  $l_2$  を求める。

$$d_1 = \sqrt{a^2 + (h_1 - b)^2} \quad d_2 = \sqrt{(40 - a)^2 + (h_2 - b)^2}$$

$$\begin{aligned} l_1 &= \sqrt{c^2 + d_1^2} \\ &= \sqrt{a^2 + (h_1 - b)^2 + c^2} \end{aligned} \quad \begin{aligned} l_2 &= \sqrt{c^2 + d_2^2} \\ &= \sqrt{(40 - a)^2 + (h_2 - b)^2 + c^2} \end{aligned}$$

検出器 1 と検出器 2 のピーク面積  $N_1$  と  $N_2$  の比は、線源－検出器の距離の 2 乗の逆数比に等しいので

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\frac{1}{l_1^2}}{\frac{1}{l_2^2}} = \frac{l_2^2}{l_1^2} = \frac{(40 - a)^2 + (h_2 - b)^2 + c^2}{a^2 + (h_1 - b)^2 + c^2}$$

この比が一定の点を求める。上式  $=k$  として整理すると、

$$(40 - a)^2 + (h_2 - b)^2 + c^2 = k a^2 + k (h_1 - b)^2 + k c^2$$

$$(k - 1)a^2 + (k - 1)b^2 + (k - 1)c^2 + 80a + 2(h_2 - kh_1)b + kh_1^2 - h_2^2 - 40^2 = 0$$

(k-1)で割り、定数部分を s, t, r を用いて表すと、

$$(a - s)^2 + (b - t)^2 + c^2 = r^2 \quad \text{となる。}(s, t, r : \text{定数})$$

以上の結果から比が一定の点は、両検出器の存在する面の点（座標(s,t,0)）を中心を持つある半径  $r$  の球面を表す。よって測定により求めたピーク面積比により、線源がある球面上に存在することが推定できる。また3台の検出器を用いることで、線源位置が球面と球面の交点上に推定できるという応用法も考えられる。

#### 4-3 模擬混合線源の測定

実際の事故を想定すると、一つの核種だけが検出されるより多数の核種が検出される確率が高いと考えられる。 $\gamma$ 線サムピーク法では、崩壊率を導出するために全計数が必要であり適用が容易ではない。そこで $^{60}\text{Co}$ 、 $^{134}\text{Cs}$ 、 $^{24}\text{Na}$ 線源を組み合わせて模擬混合線源として $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測を試み、1種類の線源を測定するときと比較してどの程度の精度で崩壊率が求まるかを確かめた。崩壊率は各々の線源をそれぞれ点線源とみなして求めた。

##### 4-3-1 $^{60}\text{Co}$ と $^{134}\text{Cs}$ の模擬混合線源の測定

図4-17のように中心に $^{60}\text{Co}$ と $^{134}\text{Cs}$ の模擬混合線源を配置して、2000秒間の測定を試みた。線源には $^{60}\text{Co}99501$  (31.4 kBq)、 $^{60}\text{Co}99502$  (31.0 kBq)、 $^{134}\text{Cs}98\times3$  (25.8 kBq)、 $^{134}\text{Cs}98\times4$  (25.6 kBq)を用いて次の3種類の組み合わせで測定を行った。

- ① 99502+98x3
- ② 99502+98x4
- ③ 99501+99502+98x3+98x4

絶対値で規格化した測定結果のグラフを図4-18に示す。

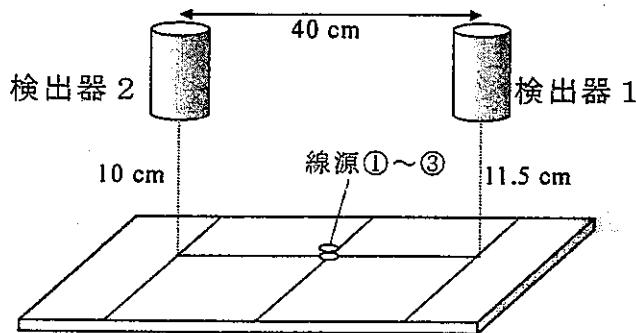


図4-17 検出器と線源の位置関係

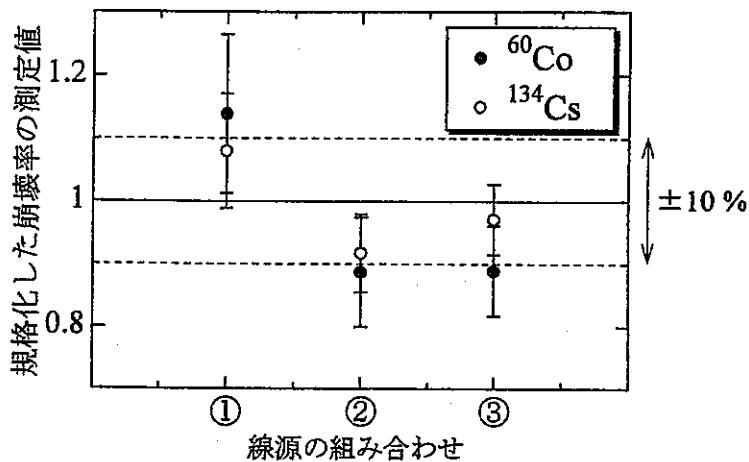


図4-18 絶対値で規格化した混合線源の崩壊率

測定結果より  $^{134}\text{Cs}$  では単独測定の精度とほぼ等しく、測定値は±10 %以内で一致した。 $^{60}\text{Co}$  では単独測定より多少精度が落ちたが、測定値は±15 %以内で一致した。この原因としては、 $^{134}\text{Cs}$  の 1168 keV $\gamma$ 線（放出率 1.8 %）と  $^{60}\text{Co}$  の 1173 keV $\gamma$ 線のエネルギーが近く、スペクトルが重なることによる影響と、 $^{134}\text{Cs}$  の 1365 keV $\gamma$ 線（放出率 3.0 %）の連続部が  $^{60}\text{Co}$  の $\gamma$ 線スペクトルに与える影響が考えられる。

#### 4-3-2 $^{24}\text{Na}$ を含む模擬混合線源の測定

次に  $^{24}\text{Na}$  を含んだ模擬混合線源の測定を行った。組み合わせは① $^{60}\text{Co} + ^{24}\text{Na}$ 、② $^{134}\text{Cs} + ^{24}\text{Na}$ 、③ $^{60}\text{Co} + ^{134}\text{Cs} + ^{24}\text{Na}$  の 3 組である。線源配置は図 4-17 と同じであるが、③の測定のみ若干異なる。③の測定では 1 回目、2 回目が図 4-19 の左図、3 回目が右図のようになっている。用いた線源は  $^{60}\text{Co}$  が 99501+99502 (54.6 kBq)、 $^{134}\text{Cs}$  が 98x3+98x4 (36.5 kBq)、 $^{24}\text{Na}$  は①では約 110 kBq、②では約 83 kBq、③では Run1、2 では 88 kBq、Run3 では 32 kBq である。測定時間は①、②が 2000 秒、③が 2500 秒である。①～③の測定結果を絶対値で規格化した値で図 4-20 に示す。

①の測定結果では、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{24}\text{Na}$  の両核種とも単独で測定したときと同様で約±10 %以内で崩壊率を求めることができた。比較的エネルギーの近い  $^{60}\text{Co}$  の 1333 keV $\gamma$ 線と  $^{24}\text{Na}$  の 1369 keV $\gamma$ 線の影響は、この結果からは認められないが多少の寄与があると思われる。②の測定結果では、両核種とも崩壊率は真の崩壊率に対して±10 %以内で一致した。 $^{134}\text{Cs}$  の測定値の精度が 1 回目では単独測定に比べて多少落ちたが、

これは  $^{134}\text{Cs}$  の 1365 keV $\gamma$ 線と  $^{24}\text{Na}$  の 1369 keV $\gamma$ 線のエネルギーが近いことにより、スペクトルが重なることが考えられる。③の3核種混合測定では、どの核種も崩壊率は±20%以内で求めることができた。しかし単独測定や2核種混合測定と比べると精度が悪くなっているが、これは上で述べたスペクトルの重なりや、各 $\gamma$ 線の連続部が組み合わさっていることが考えられる。

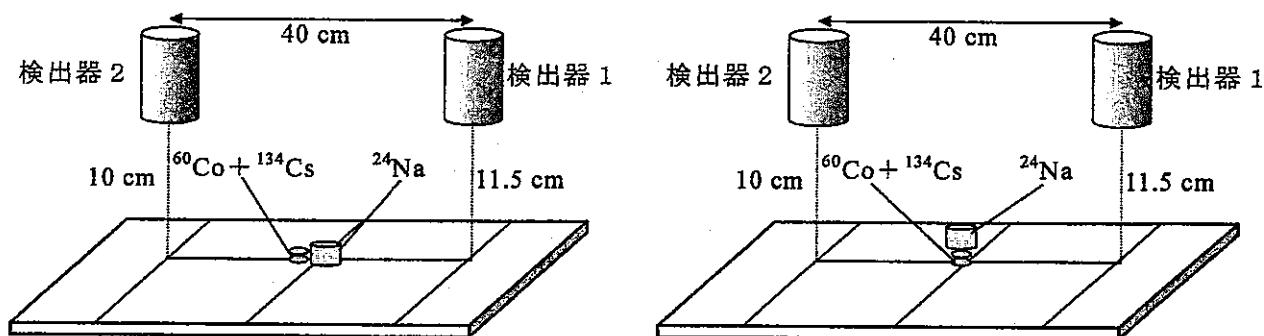


図 4-19 模擬混合線源の線源配置

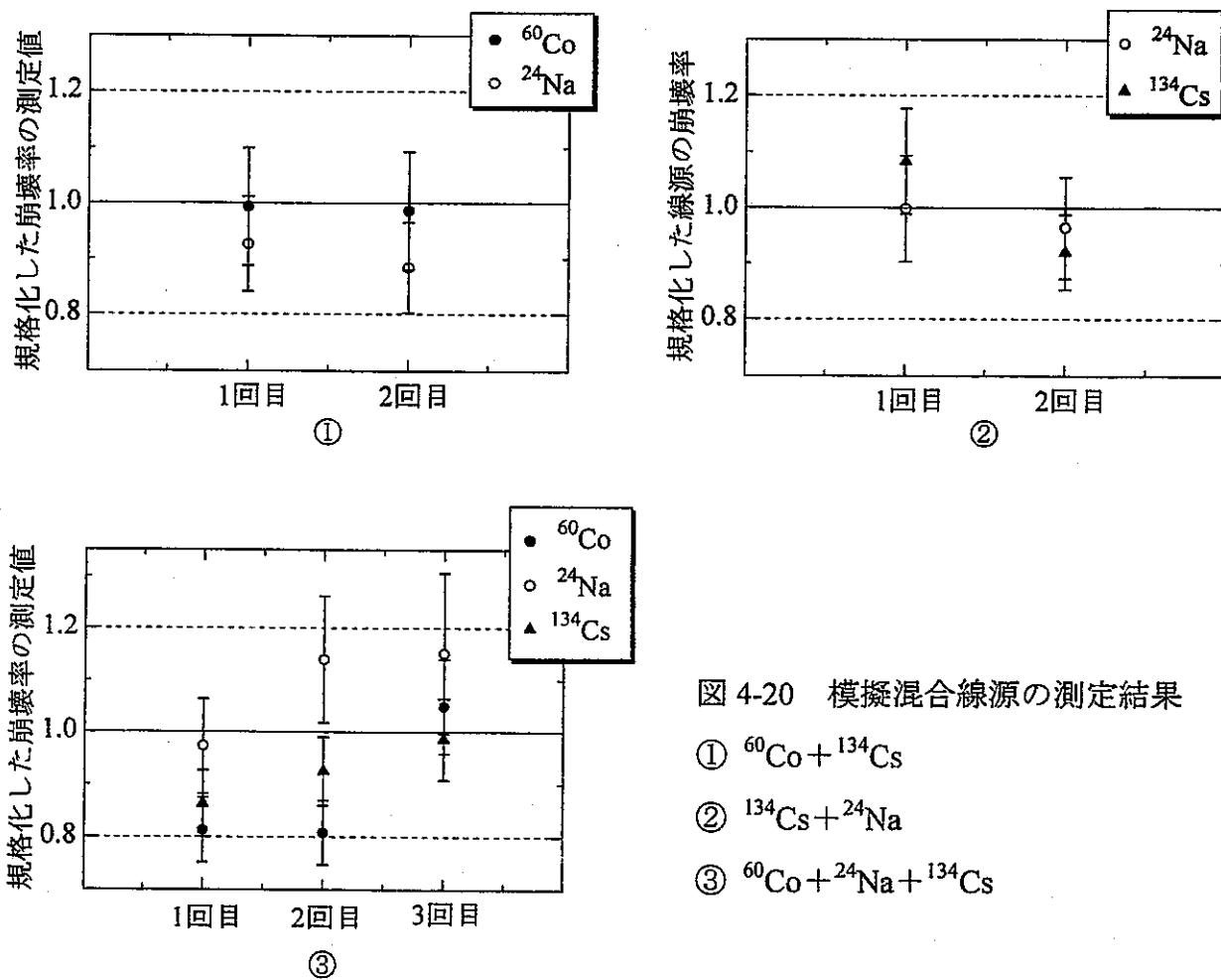
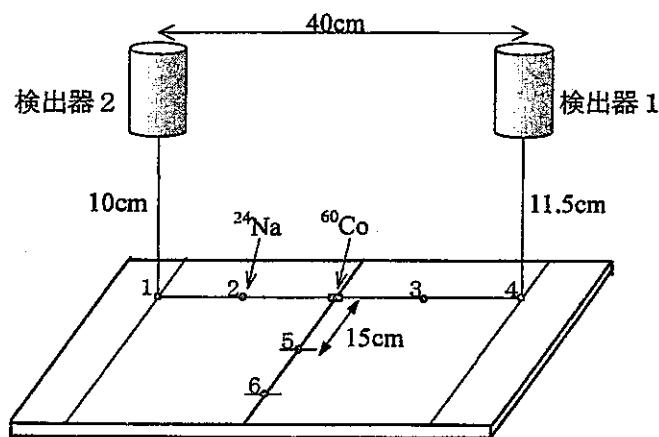
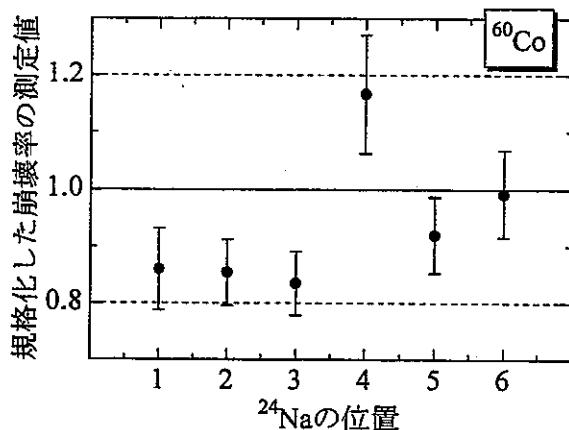
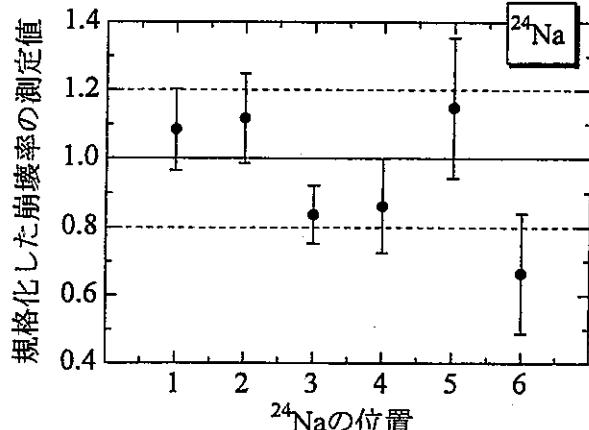


図 4-20 模擬混合線源の測定結果

- ①  $^{60}\text{Co} + ^{134}\text{Cs}$
- ②  $^{134}\text{Cs} + ^{24}\text{Na}$
- ③  $^{60}\text{Co} + ^{24}\text{Na} + ^{134}\text{Cs}$

## 4-3-3 模擬混合線源による測定値の位置依存性

模擬混合線源として  $^{60}\text{Co}$  と  $^{24}\text{Na}$  を用いて、図 4-21 のように  $^{60}\text{Co}$  を中心に固定して  $^{24}\text{Na}$  を移動させながら各測定位置（①～⑥）で測定を行った。測定時間は各 2500 秒である。また  $^{60}\text{Co}$  の崩壊率の合計は 54.7 kBq (99501+99502)、 $^{24}\text{Na}$  は 41 kBq ~35 kBq である。 $^{60}\text{Co}$  と  $^{24}\text{Na}$  の規格化した崩壊率のグラフを図 4-22、図 4-23 にそれぞれ示す。

図 4-21  $^{60}\text{Co}$  と  $^{24}\text{Na}$  の測定位置図 4-22 絶対値で規格化した  $^{60}\text{Co}$  の崩壊率図 4-23 絶対値で規格化した  $^{24}\text{Na}$  の崩壊率

$^{60}\text{Co}$  の測定値は  $^{24}\text{Na}$  の位置が 1～4 では単独測定よりも精度が悪く、±20 %以内の一一致となった。また測定位置 5、6 では  $^{24}\text{Na}$  の影響が小さくなつたため、値が 1 に近づいたと思われる。 $^{60}\text{Co}$  は中心に線源を配置した連続測定であるが、 $^{24}\text{Na}$  がないときは±10 %内で一致するため  $^{24}\text{Na}$  の $\gamma$ 線ピークの影響を受けていると考えら

れる。また<sup>24</sup>Naの値は測定位置1から4では±20%以内で一致した。測定位置5、6では中心点からの距離があることもあり、測定値に対する不確かさの割合が大きくなつた。

以上の結果から模擬混合線源が点線源とみなせるときは、水平方向の位置による影響は受けずに±20%以内で各線源の崩壊率を求めることができるが、単独測定と比べて精度が悪くなると言える。

#### 4-4 分布線源の測定

第3章のγ-γ同時計測法の原理において、分布線源における測定値が真の崩壊率と比べて値がずれ、これには幾何学的検出効率が深く関わっていることを述べた。本節では第3章で推定した幾何学的検出効率の依存性を確かめるために、様々な分布状態において測定を試みた。また3-5節で述べた推定計算を行い、推定値と測定値の比較も試みた。

##### 4-4-1 水平分布線源の測定

図4-24のような配置において、水平方向に10cm間隔で分布した2つの<sup>134</sup>Cs線源を測定した。線源の組み合わせは左側が98x3(25.8kBq)、右側が98x4(25.6kBq)であり、その2つの線源はAの位置から順番にEまで移動させて測定を行った。

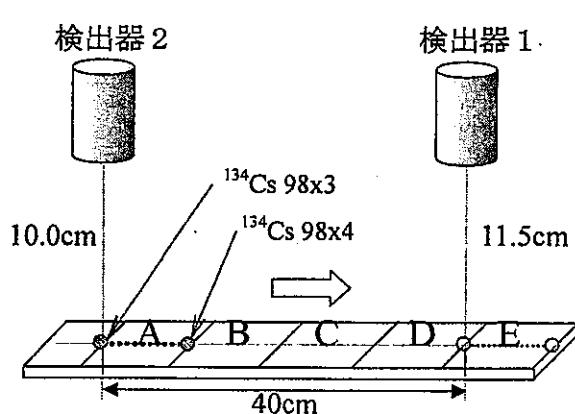


図4-24 <sup>134</sup>Cs 水平分布線源の配置

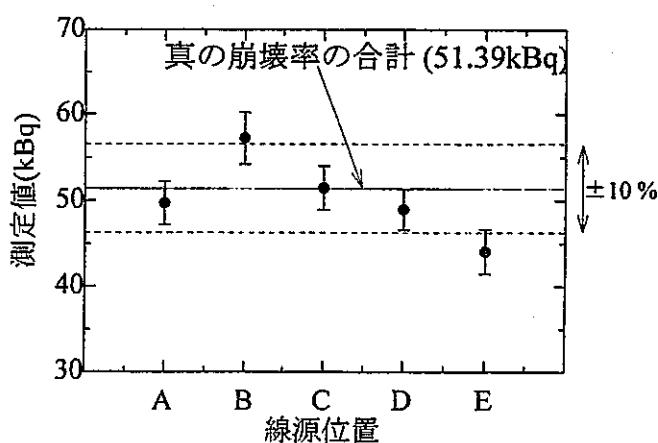


図4-25 図4-24の配置での測定値

測定時間は 2500 秒である。測定結果を図 4-25 に示す。

測定結果より位置 A から D までは、測定値が真の崩壊率に対して約  $\pm 10\%$  以内で決定することが確認できた。測定位置 E では約 15 % 小さい結果となつたが、これは E の位置では片方の線源が検出器の幅の外にあるため、効率差が大きくなつたことによると考えられる。また式(3.5.1)による推定計算を行うと、位置 A から D までが真の崩壊率に対して約 8 % 大きい値を示し、位置 E では約 7 % ほど小さい値を示した。この計算結果は測定値に対する不確かさ考慮すると、実験結果と同じ傾向であると言える。

#### 4-4-2 縦方向分布線源の測定

図 4-26 のように縦方向 10 cm 間隔の  $^{60}\text{Co}$  線源 2 個を 10 cm ずつ右端から左へずらしながら計測を行つた。計測時間は 2000 秒である。線源は 99501 (31.4 kBq) と 99502 (31.0 kBq) を用いている。測定結果は図 4-27 のとおりである。

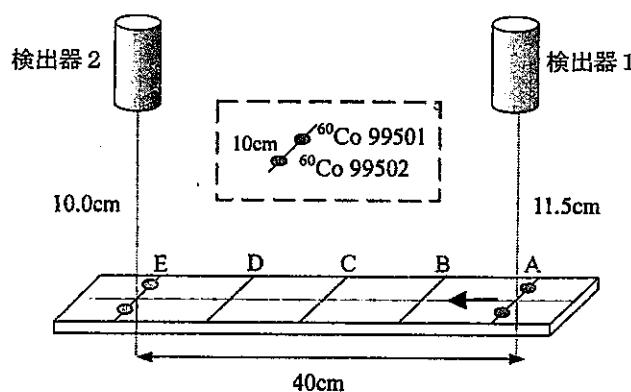


図 4-26 縦方向分布線源の配置

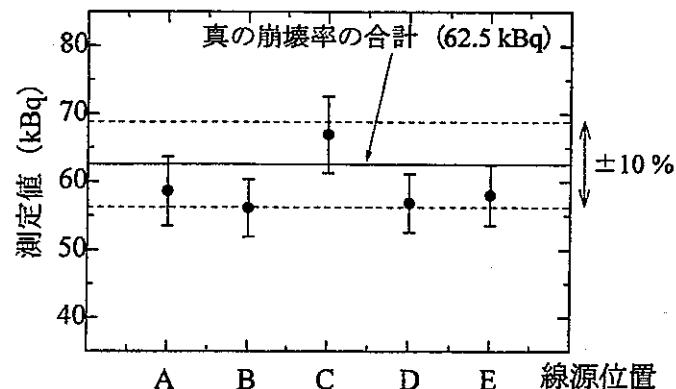


図 4-27 図 4-26 の配置での測定結果

A から E の各位置において測定値は真の崩壊率に対して  $\pm 10\%$  以内で一致した。このような線源分布では、それぞれの線源の両検出器までの距離がほぼ同じため幾何学的検出効率が等しくなり、測定値が分布位置に依存することなく求めることができたと考えられる。

#### 4-4-3 水平方向・垂直方向に分布した線源の位置変化測定

次に2個または3個の線源を垂直分布配置、水平分布配置、さらに三角形の頂点に配置し、位置を変化させた測定を行った。測定時間は2000秒である。用いた線源はCo81(26.8 kBq)、Co82(25.1 kBq)、Co83(23.6 kBq)の3つの<sup>60</sup>Co線源である。

その幾何学的配置を図4-28、図4-29、図4-30に示す。尚、図に示す番号は図4-12に対応している。

##### (i) 垂直分布の水平移動

Co81とCo82を垂直に10cmの間隔で配置し、それを水平移動させて5箇所で測定を行った。

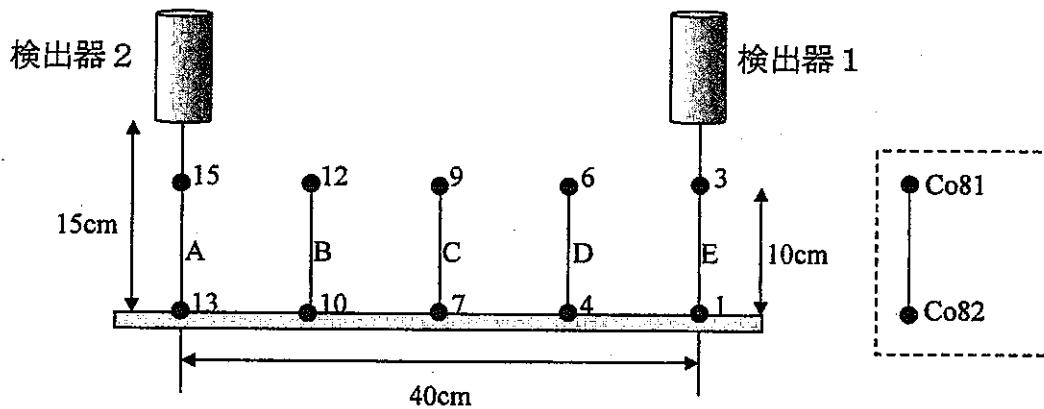


図4-28 垂直分布による測定

##### (ii) 水平分布の水平移動

次にCo82とCo83を水平に10cmの間隔で配置し、それを水平移動させて5箇所で測定を行った。

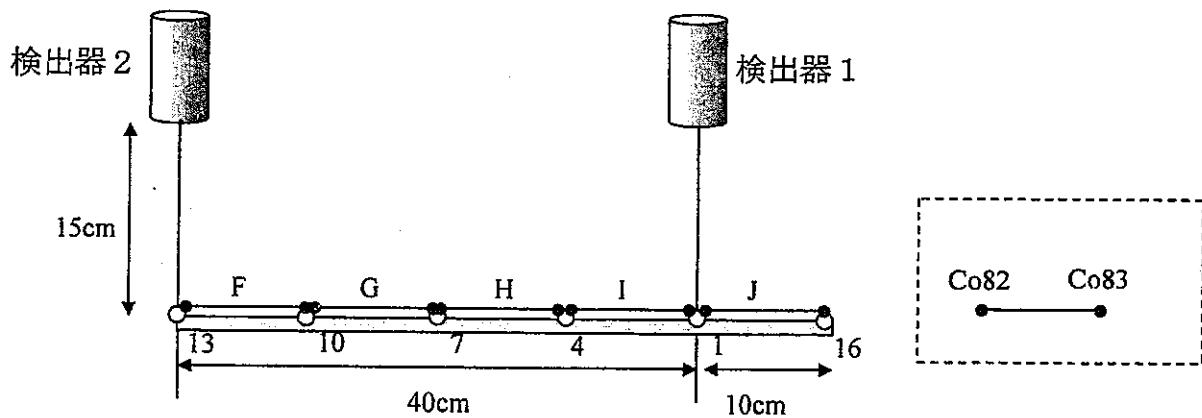


図4-29 水平分布による測定

## (iii) 垂直分布と水平分布の組み合わせ

最後に垂直分布と水平分布を組み合わせて、同様に水平移動を行いながら 5箇所で測定を行った。

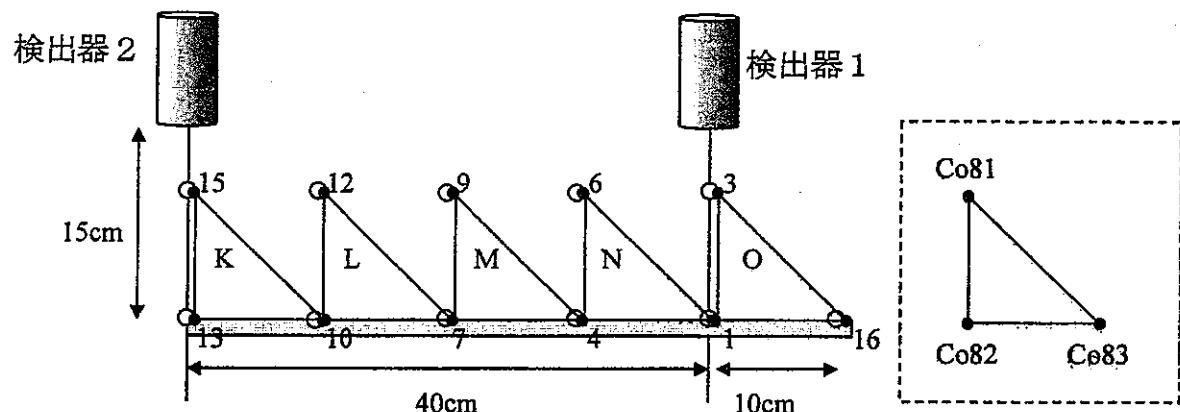


図 4-30 水平分布と垂直分布の組み合わせ測定

以上の測定結果を図 4-31、図 4-32、図 4-33 に示す。

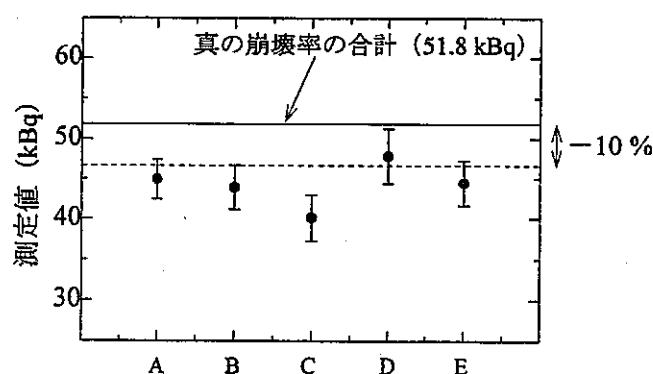


図 4-31 位置 A～E の測定値

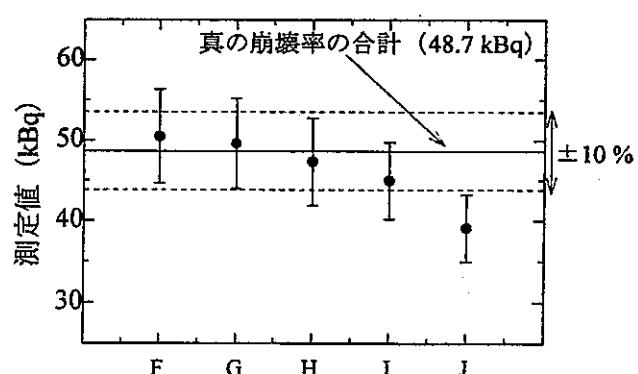


図 4-32 位置 F～J の測定値

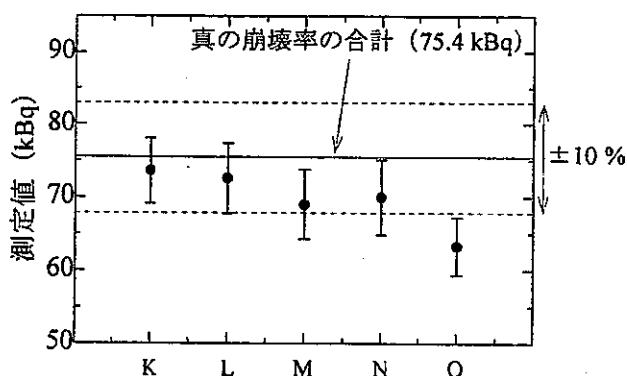


図 4-33 K～O の測定値

垂直方向・水平方向分布の測定結果

図 4-31 (左上)

図 4-32 (右上)

図 4-33 (左下)

図 4-31 の垂直分布の測定結果では、測定値は真の崩壊率に対して-10 %から-20 %の値を示した。式(3.5.1)による推定値計算の結果では-3 %から-6 %の値となり減少傾向は一致したが、測定値の方が推定値より減少傾向が大きくなつた。

図 4-32 の水平分布の測定結果の中で、F から I の測定値は真の崩壊率に対して±10 %以内の一一致となつた。測定位置 J では線源の一つが検出器間の距離 40 cm 幅からはみ出しているので、図 4-25 の結果と同様に測定値の減少が生じたと考えられる。測定値に対する不確かさは 11~12 %と垂直分布より大きい値であった。推定値計算の結果では、F から I の値が+4 %から+10 %の値を示し、J では-4 %の値を示した。これは測定値に対する不確かさを考慮すると、傾向はほぼ一致していると考えられる。

図 4-33 では図 4-31 と図 4-32 を足しあわせた傾向が見られる。測定値に対する不確かさは 6~7 %であった。線源間 10 cm の測定では、水平分布による測定値の大変な増加はないので、垂直分布による測定値減少の影響のほうが強く結果に現れたと思われる。また 3 つの線源間の距離が 10 cm 以内の分布であれば、測定位置 O を除き真の崩壊率に近い値が得られると考えられる。

以上の結果から垂直方向・水平方向の線源分布では、両検出器の間隔内に 10 cm 程度の線源分布なら、真の崩壊率に対して±10 %程度の誤差で測定値を得ることができるといえる。

#### 4-4-4 検出器面での水平分布線源の測定

図 4-12 の幾何学的配置において、2 種類の線源の組み合わせ A と B を中心から水平方向と垂直方向に分布させた測定を行つた。測定時間は 2000 秒である。線源の組み合わせ A は Co81 (28.0 kBq) と Co82 (26.2 kBq) の  $^{60}\text{Co}$  線源であり、線源の組み合わせ B は Co81 (28.0 kBq) と Co4 (9.2 kBq) の  $^{60}\text{Co}$  線源である。それぞれ前者を線源 1、後者を線源 2 とする。測定は線源の組み合わせ A と組み合わせ B について、それぞれ測定位置 (線源 1, 線源 2) = (7,7)、(10,4)、(13,1)、(8,7)、(9,7)、(13,7)、(7,1) の計 14 回行つた。測定結果のグラフを図 4-34 に示す。測定位置(7,7)での測定は、2 つの線源を重ねて点線源に見立てて測定したものである。

測定結果のグラフより、中心から水平方向に分布していく (7,7)、(10,4)、(13,1) で

は測定値が真の崩壊率に比べて大きくなり、分布距離に比例して測定値も増加する傾向が見られた。中心に線源を固定した垂直方向の分布(8,7)、(9,7)では測定値が真の崩壊率に比べてわずかに小さい値となった。しかし水平分布に比べて垂直方向の距離は小さいので、真の崩壊率に対する減少の割合は水平分布による測定値の増加の割合と比べて小さくなつた。また中心に線源を固定した水平方向の分布(13,7)、(7,1)では、水平方向の分布距離が 20 cm と同じである(10,4)での測定値とほぼ同じ傾向が得られた。さらにどの測定に対しても、組み合わせ A の測定値の方が組み合わせ B の測定値に比べて真の崩壊率に対するずれの割合が大きくなつた。

式(3.5.1)の推定値計算の結果を真の崩壊率で規格化したグラフを図 4-35 に示す。推定値計算の結果、線源が水平に分布している場合は計算値が崩壊率の合計よりも値が大きくなり、分布距離が大きいほど値のずれも大きくなる傾向が得られた。特に線源間距離が 40 cm となる(13,1)の組み合わせでは、推定値が真の崩壊率の 2 倍以上の値を示した。また線源が垂直に分布している場合は計算値が崩壊率の合計よりも数% 小さい値を示した。また推定値も組み合わせ A の方が B より真の崩壊率に対するずれの割合が大きくなつた。これらの結果の傾向は測定結果の傾向と一致したので、第 3 章で推定した崩壊率近似式の幾何学的検出効率の依存性を確かめることができたといえる。

推定値計算でも示されたように、水平分布では線源間距離が大きくなるほど測定値が真の崩壊率より大きくなつていいが、事故時における人体に対しての適用を考慮すると(13,1)のような極端に偏った線源分布はないと考えられるので、 $\gamma$ - $\gamma$  同時計測法は十分適用可能であると言える。

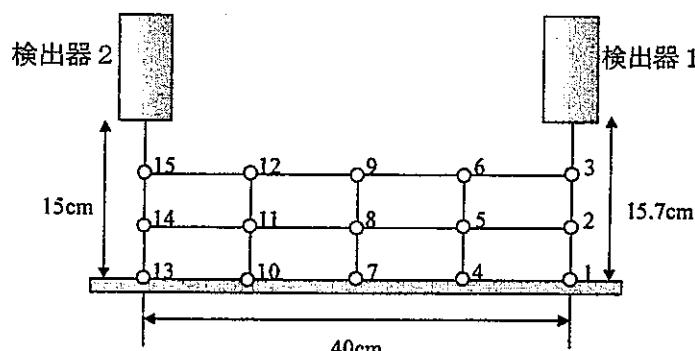


図 4-12 検出器の配置（再掲）

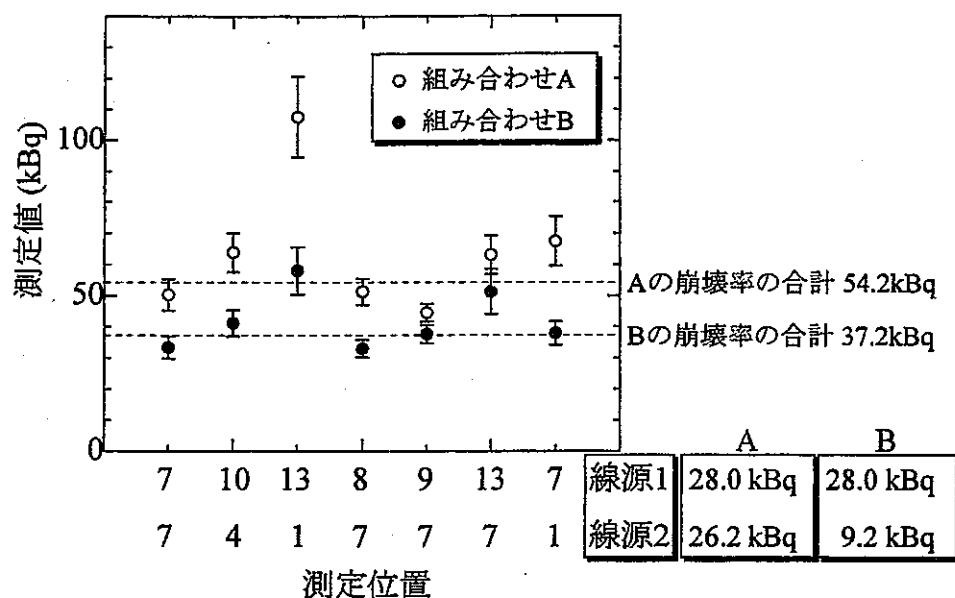


図 4-34 2種類の線源の組み合わせによる測定値

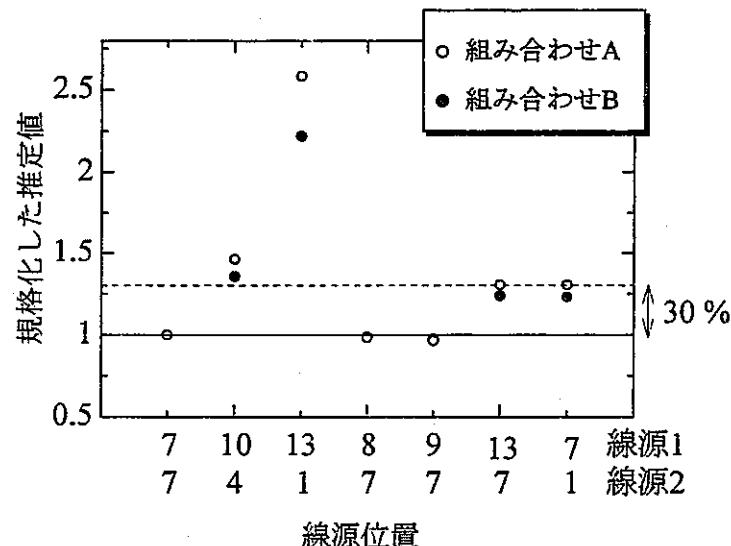


図 4-35 絶対値で規格化した崩壊率の推定値

## 4-4-5 一つの線源を固定した分布線源の測定

## —横方向の分布—

まず図 4-12 と同様な配置において、中心に Co82(25.0 kBq)を測定位置 7 の位置に置き、Co81(26.8 kBq)を各位置に置いたときの測定値を求めた。前者を線源 1、後者

を線源 2 とする。測定時間は 2000 秒である。測定結果を図 4-36 に示す。

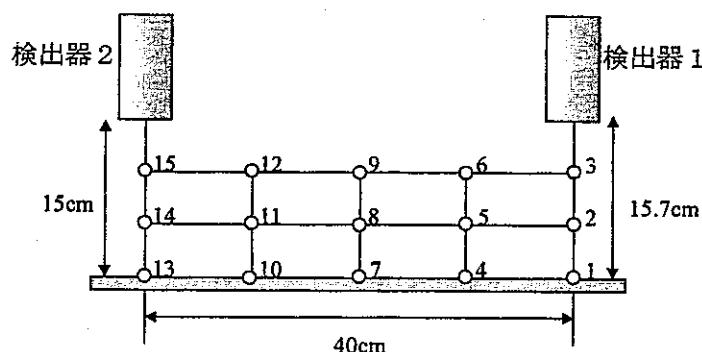


図 4-12 検出器の配置（再掲）

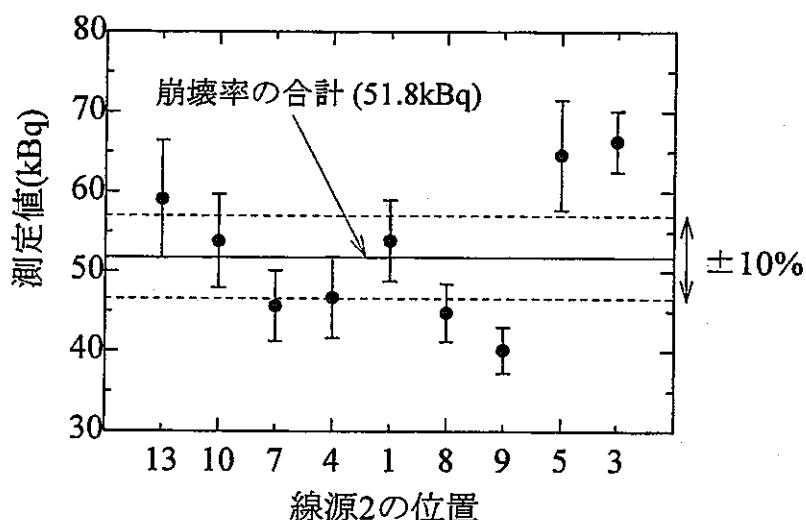


図 4-36 線源 2 の位置を変化させた測定値

測定結果より線源 2 の位置が 13、10、7、4、1 では水平分布距離が大きいほど測定値が増加し、水平 20 cm 分布での測定値は真の崩壊率を 10 % ほど上回る結果が得られた。実際の測定を想定したとき、水平方向 20 cm 以内の分布なら測定値の +20 % 以内の値が得ることができると考えられる。

位置 8、9 での垂直分布では、垂直の分布距離が大きいほど測定値も真の崩壊率に比べて小さくなり図 4-35 と傾向が一致している。

位置 5、3 の斜めの分布では真の崩壊率よりも 25～30 % ほど大きい値となった。斜めの分布では同じ距離での水平分布以上に測定値が増加する傾向があると考えられる。

この測定における推定値計算の結果を図 4-37 に示す。

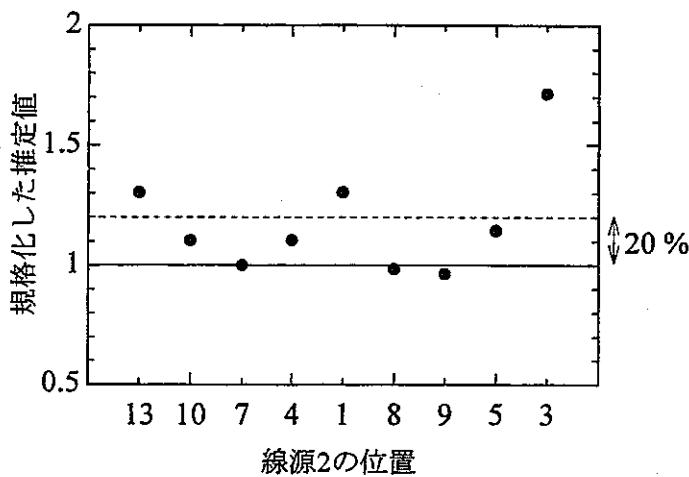


図 4-37 絶対値で規格化した崩壊率の推定値

この推定値のグラフより、水平分布なら測定値の増加、垂直分布なら測定値の減少が確認できる。また斜めの分布では 2 つの線源に対する幾何学的検出効率の差が大きくなり、位置 3 ではかなり大きな値となった。全体的に測定値と推定値の傾向は同じであると考えられ、前節の結果を含めて幾何学的検出効率の与える影響が確かめられたと言える。

#### —縦方向の分布—

次に縦方向に線源が分布している状態で測定を試みた。図 4-38 に示すとおり、この測定では中心点に  $^{60}\text{Co}$ 99501 (27.5 kBq) を固定して、 $^{60}\text{Co}$ 99502 (27.1 kBq) を①から⑥まで 10 cm ずつ移動させ、各位置で 2500 秒間測定を行った。式(3.5.1)を用いて導出した推定値の予想曲線とともに、測定結果を図 4-39 に示す。

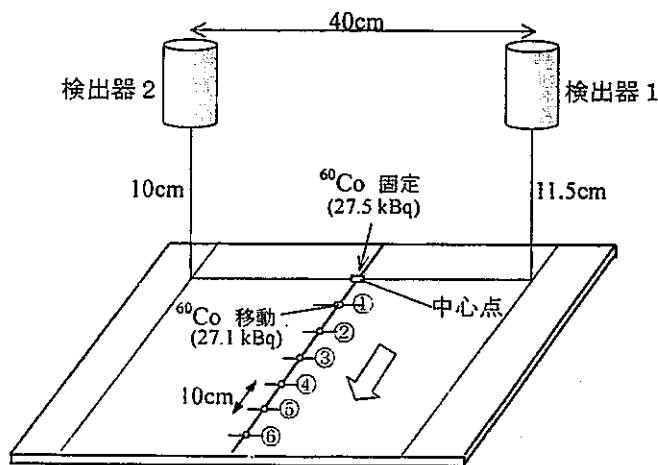


図 4-38 縦方向分布線源の配置図

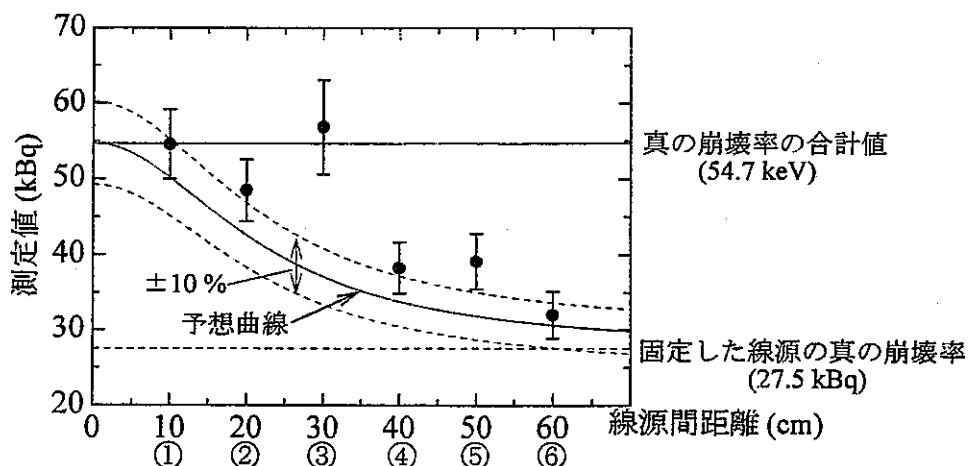


図 4-39 縦方向分布線源の測定値

測定値は線源間距離が増すにつれて、固定した線源の真の崩壊率まで減少する傾向が見られた。予想曲線でも線源間距離が増すにつれて減少することから、測定値の傾向は妥当な結果と言える。この結果から縦方向に移動した線源と固定した線源の位置による幾何学的検出効率の影響により、測定値は減少する傾向であることが確認できた。

#### 4-4-6 ファントムの測定

$^{133}\text{Ba}$ 、 $^{137}\text{Cs}$ 、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{40}\text{K}$ を含む Nycomed Amersham ファントムの胴体部分（胸+腹）を図 4-40 のように配置して  $^{60}\text{Co}$  の測定を行った。このファントムは図のように円筒状の RI が 2 本組み込まれている。 $^{133}\text{Ba}$  も  $\gamma$  線カスケード崩壊核種のため測定は可能であるが、崩壊率が低いためコインシデンスがとれなかつたので解析を行っていない。Nycomed Amersham ファントムに含まれる線源の崩壊率を表 4-2 に示す。測定は 3000 秒を 2 回、18000 秒を 1 回行った。絶対値で規格化した崩壊率のグラフを図 4-41 に示す。

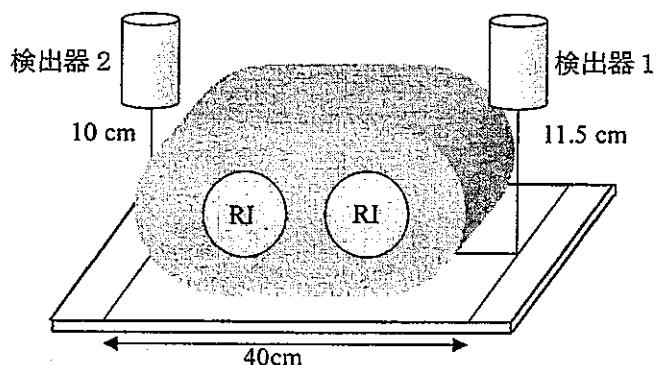


図 4-40 ファントムの配置

表 4-2 Nycomed Amersham (Amersham Buchler GmbH &amp; Co KG) ファントムの詳細

Source No.	Nuclide	Activity (kBq)	Overall uncertainty of activity (%)	Reference date	Active volume (l)	Density approx (g/cm <sup>3</sup> )
FX172 (Chest)	Barium-133	6.50	5	1 April 1998 at 12:00 GMT	9.40	1.0
	Caesium-137	6.22				
	Cobalt-60	12.2				
	Potassium-40	6.75				
FX173 (Abdomen)	Barium-133	6.92	5	1 April 1998 at 12:00 GMT	10.00	1.0
	Caesium-137	6.63				
	Cobalt-60	12.9				
	Potassium-40	7.18				

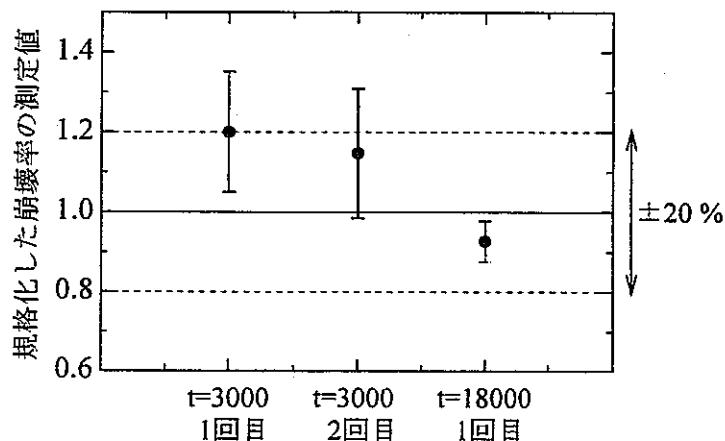


図 4-41 絶対値で規格化したファントムの崩壊率

3000 秒測定では、測定値は真の崩壊率に対して約 20 %以内で、18000 秒測定では 10 %以内で崩壊率を決定することができたが、3000 秒測定では測定値に対する不確かさが 15 %と大きい値を示した。この原因として考えられるのは、ファントムの RI が水平方向に約 20cm 間隔で分布していること、さらに RI が身長方向に約 46 cm の長さで分布していることによる幾何学的な影響、そしてファントムの RI 以外の部分による遮蔽の影響が挙げられる。しかし、かなり広範囲に RI が分布しているファントムの測定でも約 20 %以内の誤差で崩壊率を求めることができるために、今後測定システムの精度を上げることでかなり有効な測定法になると考えられる。

## 4-5 遮蔽測定

今までの測定では、主に検出器と線源の間に遮蔽物を置かない測定をしてきたが、実際の測定を想定すると、人体中の RI と検出器の間の脂肪や筋肉などの遮蔽体の影響が生じる。ここではヘビーメタルシートと水を用いた遮蔽測定の結果を考察する。

## 4-5-1 ヘビーメタルシートによる遮蔽測定

最初にヘビーメタルシートを用いた遮蔽測定を行った。このヘビーメタルシートとは、ゴム中に放射線遮蔽能の高いタンクスチーンを均一に分散させたもので、以下のような特徴を持っている。

- (1) 鉛をまったく使用せず、タンクスチーンが主成分。
- (2) 従来の含鉛シートと比較しておよそ 2 倍の X 線遮蔽能を保有。
- (3) 一般のゴムとほぼ同様の弾力性および柔軟性を保持。
- (4) 裁断などの加工が容易なため、使用する部位に応じた形状や大きさを自由に設定可能。
- (5) 高比重で含鉛シートの約 2 倍。
- (6)  $^{60}\text{Co}$  の  $\gamma$  線平均エネルギー 1.25 MeV に対して、吸収係数は  $0.93\text{cm}^{-1}$ 。

まず図 4-42 のように線源と検出器の間にヘビーメタルシートを置いて 2500 秒間の測定を行った。線源には  $^{60}\text{Co}$  を用いて、それぞれヘビーメタルシートを 0 枚、4 枚、8 枚、12 枚、24 枚置いた測定を試みた。使用線源は  $^{60}\text{Co}$  が 99501 (28.5 kBq) + 99502 (28.2 kBq) である。測定結果を図 4-43 に示す。

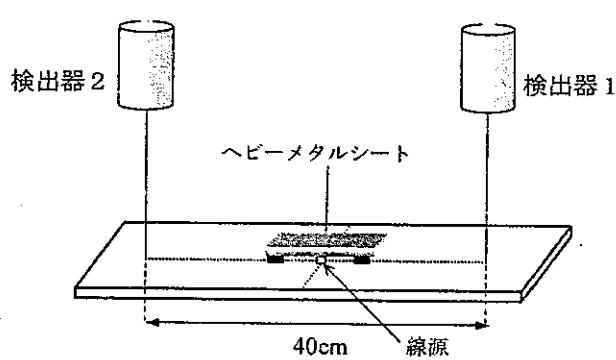


図 4-42 ヘビーメタルシートの配置

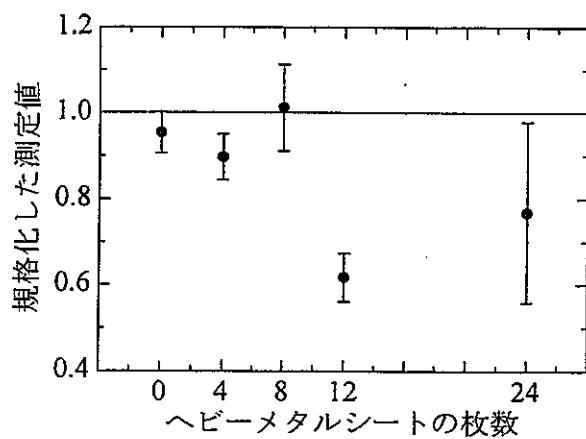


図 4-43 遮蔽測定の結果

ヘビーメタルシートの枚数が 8 枚までの測定値は、真の崩壊率に対して約±10 % 以内で一致したが、12 枚、24 枚の測定値は真の崩壊率から大きくずれる結果となつた。シートが 8 枚では  $\gamma$  線強度が約 1/2 に、12 枚では約 1/3 に減衰していたので、減衰の割合が 50 % 程度の測定であればそれほど影響を受けずに崩壊率を求めることができると考えられる。

次に図 4-44 に示すように、2 個の線源を用いて片方の線源をヘビーメタルシートで遮蔽した測定について述べる。線源には  $^{60}\text{Co}$  と  $^{134}\text{Cs}$  を用いて、ヘビーメタルシートの枚数を 0 枚、12 枚、24 枚と変えて 2500 秒間測定を行った。使用線源は、 $^{60}\text{Co}$  が 99501 (28.5 kBq) + 99502 (28.2 kBq)、 $^{134}\text{Cs}$  が 98x3 (20.2 kBq) + 98x4 (20.0 kBq) であり、 $^{60}\text{Co}$  では 99502 を、 $^{134}\text{Cs}$  は 98x4 をそれぞれ遮蔽した。測定結果を図 4-45、図 4-46 にそれぞれ示す。

両グラフともヘビーメタルシートの枚数を増やすにつれて、遮蔽していない方の線源の崩壊率に測定値が近づき、ヘビーメタルシートが 24 枚での測定値は遮蔽していない線源の崩壊率と比較して約±10 % 以内で一致した。 $^{134}\text{Cs}$  は  $^{60}\text{Co}$  と比べて  $\gamma$  線エネルギーが低いので、12 枚のヘビーメタルシートでほぼ遮蔽できていると考えられる。またヘビーメタルシートが 0 枚での測定値が真の崩壊率と比べて約 15 % 小さくなつたが、これは線源 2 が中心点から 25 cm 離れていることによる幾何学的影響を受けていると考えられる。この 2 つの測定結果から、2 個の線源が縦方向に分布している場合、片方の線源を遮蔽するともう片方の線源の崩壊率を求めることができると見える。したがって、例えば人体内である特定の部分を測定したい場合、他の部分を遮蔽して測定することで、他の線源による幾何学的影響を抑えて測定値を求めることができると考えられる。

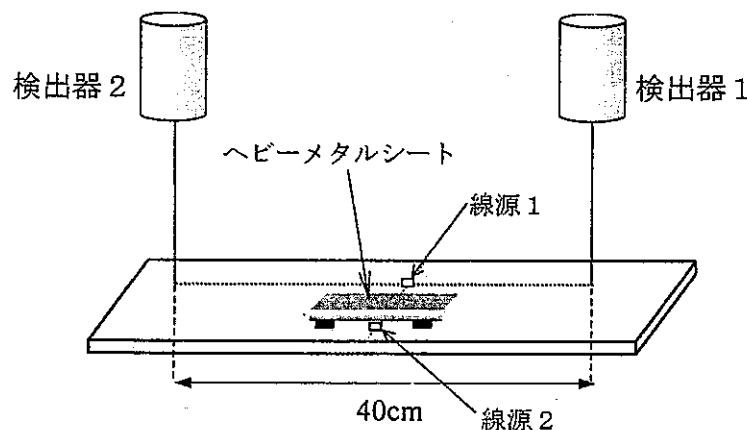
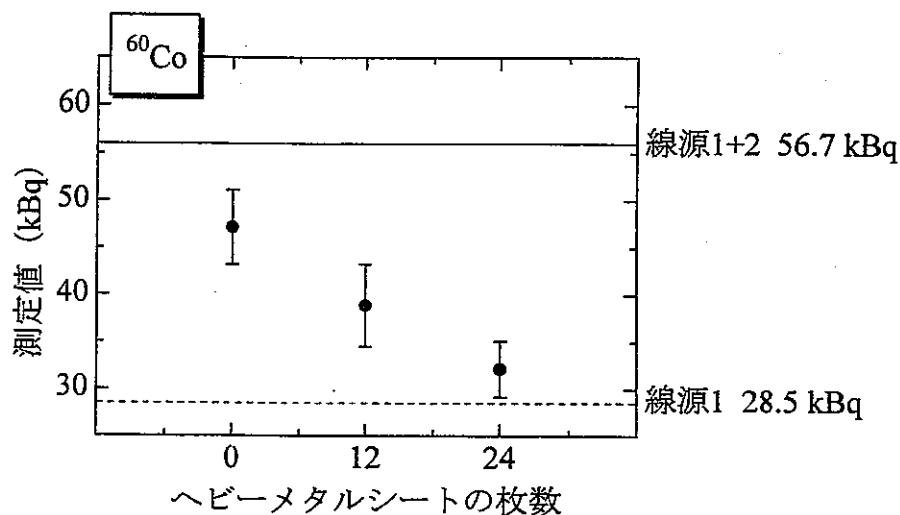
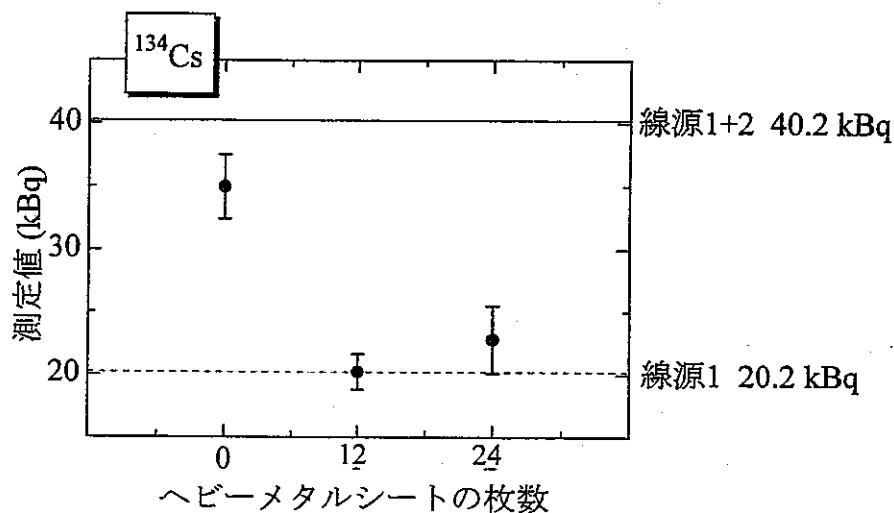


図 4-44 ヘビーメタルシートによる遮蔽測定

図 4-45  $^{60}\text{Co}$  の遮蔽測定結果図 4-46  $^{134}\text{Cs}$  の遮蔽測定結果

次に図 4-44 と同様の配置で、線源 2 を固定し線源 1 を線源 2 の方向に 5 cm ずつ移動させながら 2500 秒間の測定を行った。この測定における平面図を図 4-47 に示す。ここで線源 1 は  $^{60}\text{Co}$  の 99501 (28.5 kBq)、線源 2 は  $^{60}\text{Co}$  の 99502 (28.2 kBq) である。測定結果を図 4-48 に示す。

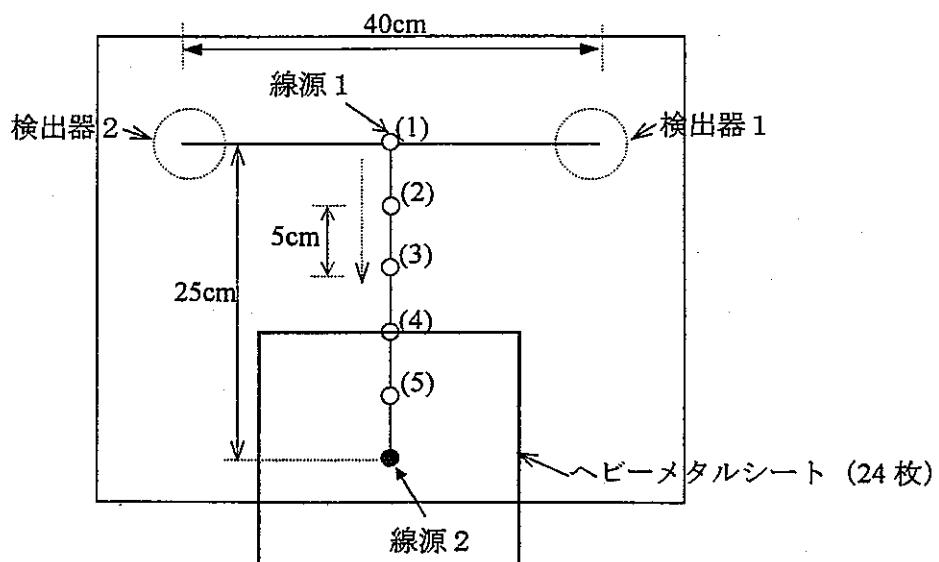


図 4-47 線源位置を変化させた遮蔽測定の平面図

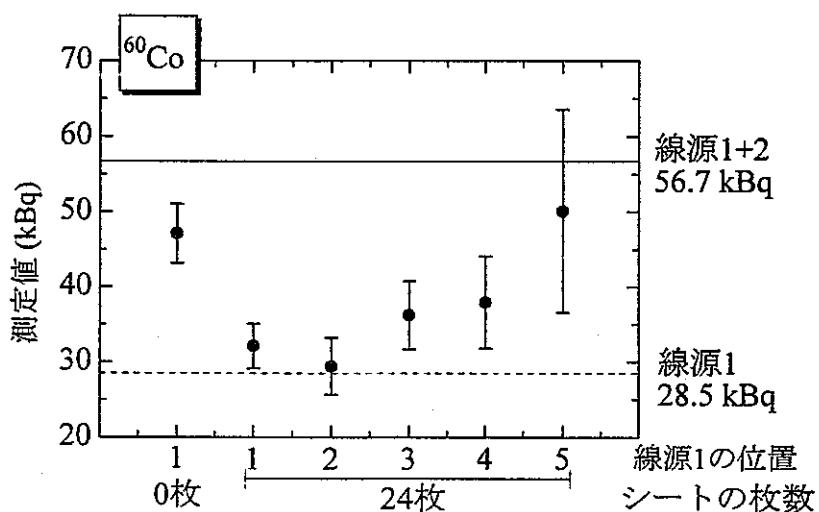


図 4-48 線源を移動させたときの測定値

線源 1 の位置が(1)、(2)での測定値では、線源 1 の真の崩壊率と比較して約±10 % 以内で一致した。また線源 1 が中心点である(1)の位置から離れるほど測定値が線源 1 の崩壊率からずれる傾向が見られる。中心点から 25 cm 離れた(5)の位置での測定値は、24 枚の遮蔽により線源はほぼ遮蔽されていることに加え、線源 1 が中心点から 20 cm 離れていることによる幾何学的影響により不確かさが大きくなつたと考えられる。

## 4-5-2 水による遮蔽測定

$\gamma$ 線は $\alpha$ 線や $\beta$ 線に較べて透過性が強く、そのため体内に摂取された放射性物質が $\gamma$ 線を放出する場合は体外計測が可能である。そこで人体の大部分が水であることから人体を水の層と仮定して、この層の厚さを変化させたときの崩壊率を真の崩壊率と比較する実験を試みた。

図4-49のように水槽を設置し、水の高さを0 cm、2.5 cm、5 cm、10 cmと変化させて3600秒間測定を行った。線源は $^{60}\text{Co}$ 99501 (29.7 kBq)と $^{60}\text{Co}$ 99502 (29.4 kBq)を組み合わせている。測定結果を図4-50に示す。

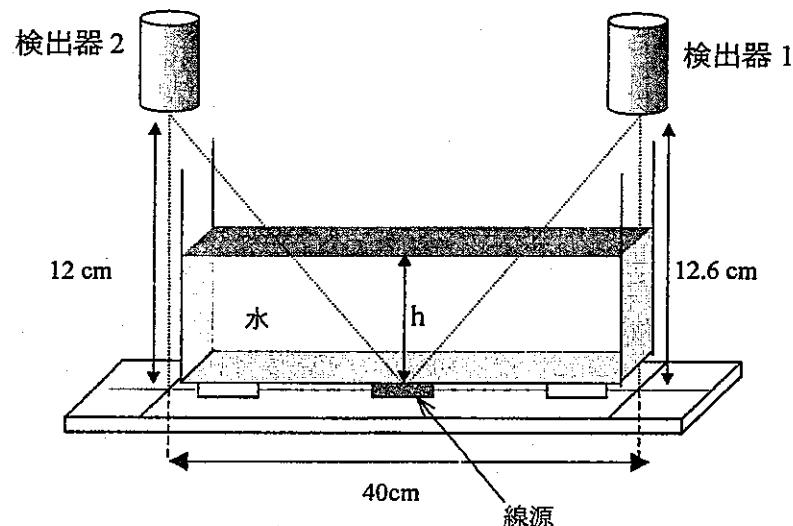


図4-49 水による遮蔽測定

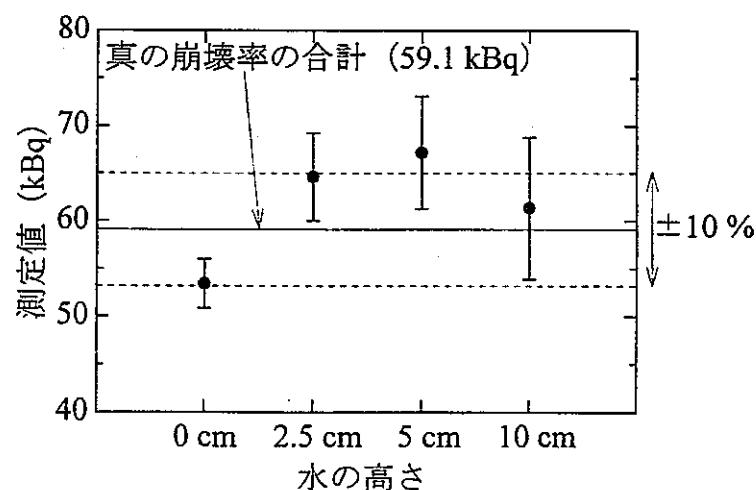


図4-50 水による遮蔽測定の結果

結果は水の高さが増すにつれて不確かさは大きくなるが、測定値は真の崩壊率と比較して約±10 %以内で一致した。水の高さを 10 cm にするとγ線強度が約 1/2 に遮蔽される。これはヘビーメタルシート 8 枚分の遮蔽とほぼ同じであり、図 4-43 のヘビーメタルシートが 8 枚での測定値と同様の精度で崩壊率を求められたと考えられる。

#### 4-6 カスケードγ線を放出しない核種の測定

第 2 章、第 3 章において、 $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法はγ線カスケード崩壊核種に対して適用できることを述べたが、ここではカスケードγ線を放出しない核種の測定法について考察する。

カスケードγ線を放出しない核種の崩壊率を求めるために、 $^{22}\text{Na}$  と  $^{60}\text{Co}$  線源を用いた例を以下に示す。この例では  $^{22}\text{Na}$  と  $^{60}\text{Co}$  が同じ場所にあると想定している。まず  $^{60}\text{Co}$  の崩壊率を $\gamma$ - $\gamma$ 同時計測法を用いて求める。次に  $^{60}\text{Co}$  の測定データから、下に示す式(4.6.1)を用いて検出効率曲線を作成する。次に作成した検出効率曲線から、 $^{22}\text{Na}$  のγ線エネルギー (1275 keV) に対応する検出効率を求める。ここでは  $^{22}\text{Na}$  と  $^{60}\text{Co}$  が同じ場所にあることから、内挿により  $^{22}\text{Na}$  の検出効率を求めることができる。最後に得られた検出効率と  $^{22}\text{Na}$  のγ線ピーク面積を用いて、式(4.6.1)に代入して崩壊率を求める。

$$N_{\gamma} = N_0 p_{\gamma} \epsilon \quad (4.6.1)$$

この方法により、 $^{60}\text{Co}$  の崩壊率を約 3 %の誤差で、 $^{22}\text{Na}$  の崩壊率を約 10 %の誤差で求めることができた。このように 2 つの線源が同じ場所にある場合、ある程度の精度で目的としている線源の崩壊率を求めることができると言える。しかし基準としているカスケードγ線崩壊核種の測定値の精度が悪い場合、両核種のγ線エネルギーが大きく異なり、検出効率曲線の不確かさが大きい場合などは、最終的に求めた核種の崩壊率の精度に大きな影響を与えると考えられる。

## 4-7 移動線源の測定

前節までに、線源位置を変化させた場合の影響を確かめた。本節ではある一定速度で移動する線源の測定を試みた。この測定を行うために、光ファイバー駆動装置を図 4-51 のように設置した。この光ファイバー駆動装置は、1(min/m)から 999(min/m)の速度でファイバーを動かすことが可能である。このファイバーを図のようにスパンジ製の台に繋ぎ、台上にある線源を動かしながら測定を行った。測定時間は 2500 秒間である。この 2500 秒間に線源台を中心線上で 0 cm、10 cm、20 cm、30 cm、40 cm、50 cm、60 cm 移動させ、図 4-52 の平面図に示すようにどの測定も中心点を挟んで行った。尚 0 cm の移動とは、線源を中心点上で固定して測定したことを示す。この測定に用いた線源は  $^{60}\text{Co}$ 99501 (25.9 kBq) と  $^{60}\text{Co}$ 99502 (25.6 kBq) であり、この 2 個の線源を重ね合わせて点線源とみなしている。測定は 0 cm から 60 cm の測定を 1 グループとして、これを 2 回行った。この 2 回の絶対値で規格化した測定結果を図 4-53 に示す。

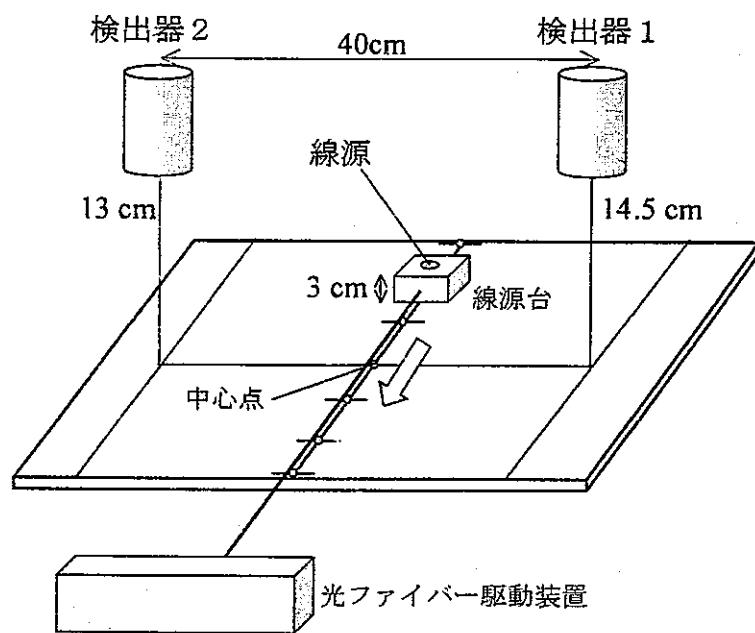


図 4-51 移動線源測定の配置図

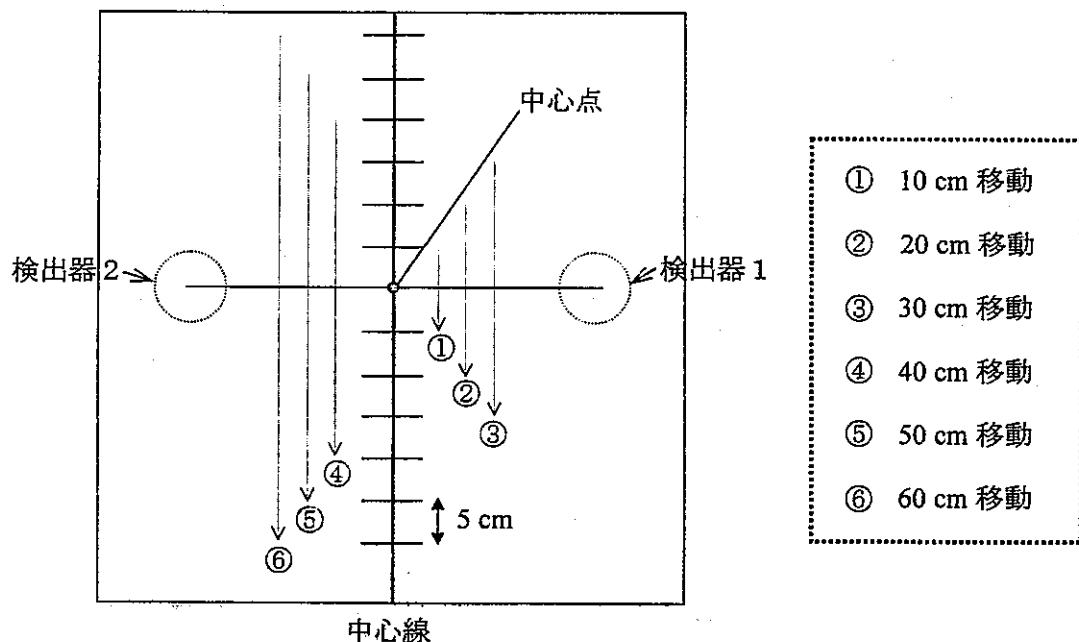


図 4-52 移動線源測定の平面図

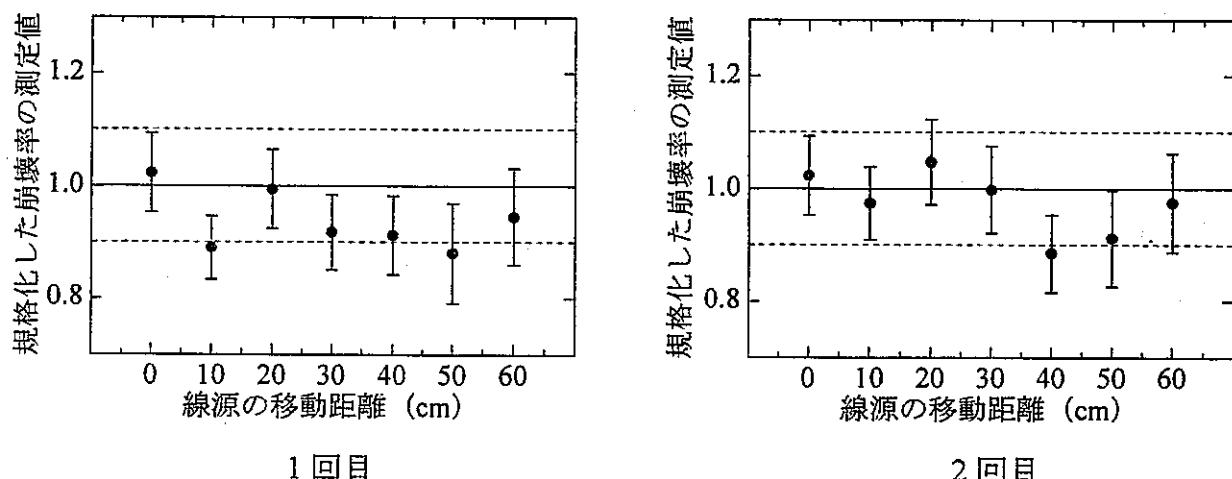


図 4-53 絶対値で規格化した移動線源測定の結果

測定結果はどの測定値に対しても、真の崩壊率と比較して測定値が約±10 %以内で一致した。測定値に対する不確かさは、線源の移動距離が長くなる程大きくなつたが、明確な系統的なずれは認められない。

以上の移動線源の測定は、線源を固定して両検出器を移動させる測定と等価と考えられる。よってベッド上で寝ている人に対して両検出器を動かしながら測定することで、ある程度の精度で崩壊率を求めることが可能であると推測できる。

## 5 結 論

放射性物質による人体への内部被曝事故の際には、適切かつ迅速な対応が求められるが、このとき最も重要視されるのが被曝線量のモニタリングである。このモニタリングの一種として実用化されているのが HPGe 検出器を用いたホールボディカウンターであり、この HPGe 検出器の高い分解能が体内摂取された核種とその量の迅速な特定に有効であることが実証されている。しかし崩壊率の決定に必要となる検出効率は体格、年齢、性別で大きく変化するので、検出効率の変化を受けにくい崩壊率測定法が望まれてきた。さらに事故時における体内摂取では一様分布はありえず、その際に放射能の迅速な決定が望まれる。

そこで本研究では $\gamma$ 線カスケード崩壊核種である  $^{60}\text{Co}$ 、 $^{134}\text{Cs}$ 、 $^{24}\text{Na}$  を対象として HPGe 検出器を 2 台使用する $\gamma-\gamma$ 同時計測法により崩壊率の決定を行った。この方法の利点は、偶然同時計数に対する補正が可能であり、かつ個人の体格差から生じる検出効率の違いによる影響を受けにくい点である。また検出器を 1 台用いる $\gamma$ 線サムピーケ法と比較しても、クロスオーバー $\gamma$ 線を放出する核種の測定が可能となり、混合線源場での測定が可能となる利点を持つ。

$\gamma-\gamma$ 同時計測法の原理では、崩壊率計算式を点線源と分布線源に対して導出した。点線源に対する崩壊率計算式では、崩壊率がピーク検出効率の影響を受けにくいことが示され、分布線源に対する崩壊率計算式では線源の分布状態により幾何学的検出効率の影響を受けることが示された。

次に点線源、模擬混合線源、模擬分布線源を対象に測定を行い、 $\gamma-\gamma$ 同時計測法の原理で導出した崩壊率計算式の値と  $4\pi\beta-\gamma$ 同時計測法により決定した真の崩壊率との比較により測定値を評価した。測定時間は人体を対象にした測定を想定して、主に 2500 秒間とした。

点線源の測定では、統計的影響と測定値の位置依存性を調べる測定を行った。繰り返し測定の結果より、3 核種に対して測定値は真の崩壊率と比較して約  $\pm 10\%$  以内で一致した。線源位置を変化させた測定では、線源から検出器までの距離が極端に大きくなり限り、測定値はどの位置に対しても  $\pm 10\%$  程度の誤差で崩壊率を求めることができ、位置による依存性は認められなかった。

また線源の位置を推定するために、スペクトルの強度が幾何学的には距離の2乗に反比例することを利用して、検出器のピーク面積比と線源から検出器までの距離の2乗の逆数比を比較した。その結果2つの比はほぼ一致したので、これをもとに2次元的な位置の推定がある程度可能と考えられる。このことは3台の検出器を用いた測定を行えば、線源位置が特定できることを示している。

模擬混合線源に対しての測定でも、単独の線源の測定と同等に扱うことができた。しかし、スペクトルの重なりによる影響が多少あり、3核種混合線源場においてそれぞれの線源の測定値は±20%以内での一致となった。

分布線源に対しての測定では、導出した崩壊率計算式において線源の位置による幾何学的検出効率の依存性が確かめられた。この依存性のため両検出器面での2個の線源分布の場合、真の崩壊率の合計に対して垂直に分布している線源の測定値は多少であるが小さくなり、横方向に分布している線源の測定値は大きくなつた。また線源の分布距離が大きいほど真の崩壊率に対するずれも大きくなつた。両検出器面と垂直である縦方向の2個の線源分布では、中心点から線源が離れるほど測定値が減少する傾向が確かめられた。これらの分布線源に対して測定値は推定計算値と同じ傾向を示したので、測定結果の妥当性が証明できたと言える。

次に分布線源の測定の応用として、4核種を含んだファントムの測定とヘビーメタルシートを用いた遮蔽測定を行つた。ファントムの測定では、胸と腹の部分のファントムについて測定を行い、 $^{60}\text{Co}$ に対して測定値は真の崩壊率に対して±20%以内で一致した。遮蔽測定では、縦方向に分布した2個の線源のうち一方だけを遮蔽して測定を行つた結果、遮蔽していない方の線源の崩壊率を±10%内で求めることができた。

最後に2500秒の測定時間中、縦方向に移動し続ける線源の測定を試みた。0cmから60cmまでの移動する線源に対して、測定値は真の崩壊率に対して±10%以内で一致した。

以上の測定結果から、被曝事故時における被曝者の放射能をある程度の精度で求めることができ、RIが体内中に分布したとしても、分布距離が極端に大きくなれば一定の精度で崩壊率を求めることができると言える。

実際の測定としては、図5-1のように被験者をベッドに寝かせ、ベッド下の2台の検出器を移動させながら測定することが考えられる。X線CTにおいてはベッド

を移動させているが、被験者を安心させるために測定系を移動することが適切と思われる。又、両検出器から離れた場所における幾何学的検出効率の影響を減少させるために、一定範囲の測定を行うようヘビーメタルシートなどで遮蔽することも有効であると考えられる。

被曝事故時における体内摂取放射性物質の崩壊率絶対測定法の確立は、JCOでの臨界事故を見てもわかるように非常に重要である。本研究において提案された測定法を今後発展させることで、事故時のモニタリング法の一つとして位置づけることができると考えられる。

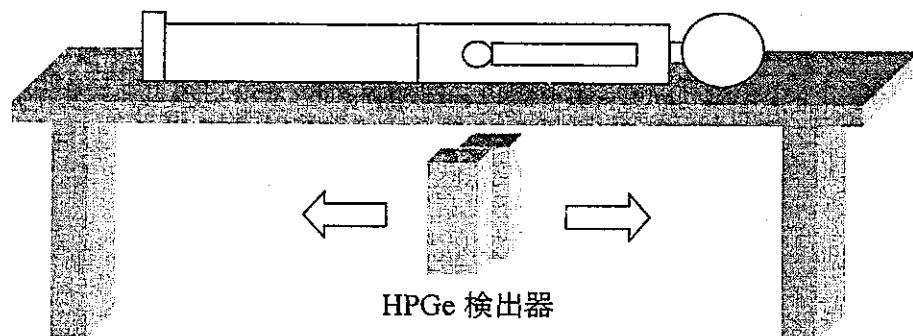


図 5-1 測定方法の提案

## 謝 辞

本研究の遂行においては、名古屋大学工学研究科宮原研究室の大学院生・学生諸君及び核燃料サイクル開発機構東海事業所安全管理部の諸氏には多大な協力を頂きましたことを深く感謝致します。また、常陽産業株式会社の寺門義則氏には検出器の保守・調整及び線源作成などで甚大な助力を頂きましたことを感謝いたします。 $^{24}\text{Na}$  線源の校正では日本原子力研究所の竹内紀男氏に協力して頂き深く感謝致します。

## 参考文献

- 1) 辻本忠、草間朋子 共著、“放射線防護の基礎（第2版）”、日刊工業新聞社、p.115 (1992)
- 2) 江藤秀雄、熊取敏之、飯田博美、伊澤正實、田中栄一、吉澤康雄 共著、“改訂三版 放射線の防護”、丸善、p.292 (1978)
- 3) 江藤秀雄、熊取敏之、飯田博美、伊澤正實、田中栄一、吉澤康雄 共著、“改訂三版 放射線の防護”、丸善、p.147 (1978)
- 4) ICRP: “Individual Monitoring for Intake of Radionuclides by Worker”, ICRP Publication 54,pp.28 (1987)
- 5) 江藤秀雄、熊取敏之、飯田博美、伊澤正實、田中栄一、吉澤康雄 共著、“改訂三版 放射線の防護”、丸善、p.8 (1978)
- 6) H. Miyahara, K. Ikeda and N. Marnada, Development of Two-dimensional Data-acquisition Apparatus Using 8 mm Data Cartridge for  $4\pi\beta-\gamma$  Coincidence Measurement, J. Nucl. Sci. Tech., pp.270, Vol.38 (2001)
- 7) 清水勲、石川浩司 共著、“保健物理－管理と研究－No.39”、JAERI－Review 97-016, p.44 (1997)
- 8) マージナウ・マーフィ著 佐藤次彦、国宗真訳、“物理と化学のための数学改訂版”、共立出版、p.107 (1968)
- 9) J.Hatulla, J.Kantele and A.Sarmanto : “The Use of the Integral-Bias Summing Coincidence Spectrometer in Directorial Correction Measurements”, Nucl.Instr.and Meth.,pp.77,Vol.65 (1968)
- 10) M.Behar,R.M.Steffen and C.Telesco, “The Spin of the 1643 keV State and Multipole Mixing Ratio of  $\gamma$ -Transitions in  $^{134}\text{Ba}$ ”, Nucl.Phys, pp.218, A192 (1972)
- 11) H.Miyahara, S.Kitaori, Y.Nozue and T.Watanabe, “A  $\pi\beta$  (ppc)-  $\gamma$  (HPGe) Coincidence Apparatus Using a Live-timed Bi-dimensional Data Acquisition System and Its Application to Measurement of Gamma Ray Emission Probability” Appl.Radiat.Isot,pp343, Vol.40 (1989)
- 12) 富田憲一郎、名古屋大学大学院工学研究科博士課程（前期課程）、修士論文、p.50 (1997)
- 13) R.G.Helmer, Efficiency Calibration of a Ge Detector for 30-2800 keV  $\gamma$  Rays, Nucl.Instr.and Meth., pp.521, Vol.199 (1982)
- 14) ICRU, “Particle Counting in Radioactivity Measurements”, ICRU REPORT 52 (1994)
- 15) GLEEN F.KNOLL, “Radiation Detection and Measurements” Second edition, John Wiley & Sons, pp.87 (1989)