

PNC PU1603 98-002

社内資料

受取付 年 月 日付けて登録区分

受取付 01.10.-4

[技術情報室]

体内放射能計測技術高度化研究(Ⅲ)

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1998年3月

名古屋大学工学部

森 千鶴夫

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大字村松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)

この資料は、動力炉・核燃料開発事業団社内における検討を目的とする社内資料です。つきましては、複製、転載、引用などを行わないよう、また第三者への開示または内容の漏洩がないように管理してください。また、今回の開示目的以外の用途には使用しないように注意してください。

本資料についての問い合わせは下記に願います。

〒319-1112
茨城県那珂郡東海村大字村松4-23
動力炉・核燃料開発事業団
東海事業所

体内放射能計測技術高度化研究(Ⅲ)

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

名古屋大学工学部 原子核工学科
森 千鶴夫

要 旨

動力炉・核燃料開発事業団東海事業所放射線保健室には、高純度ゲルマニウム半導体検出器(HPGe検出器)による肺モニタが2台、低エネルギー用の高純度ゲルマニウム半導体検出器(LEGe検出器)が4台設置されており、ヒューマンカウンターとして使用されている。これらの検出器は分解能が極めて高く、内部被曝事故の発生時において迅速に摂取された核種を特定することが可能である。

体外計測法による内部被曝線量評価には検出効率の情報が不可欠である。検出効率の校正は水ボックスファントムを使用して行うが、個人の体格差による補正は行われていない。しかし、広範囲の内部被曝事故に備える原子力防災対策の観点から、成人男性の標準体型との違いが大きい子供、女性、外国人に対して内部被曝線量の適切な評価が可能な測定方法が望まれてきた。さらに、水ボックスファントムは均一分布を前提としており、実際の人体内における不均一な線源分布に対する正確な校正は不可能であった。

相対測定法による崩壊率決定の信頼性の向上には、計算ファントムや身長・体重を簡便な個人情報とする補正法が提案されている。これに対して本委託研究ではHPGe検出器の高い分解能に着目し、測定された γ 線スペクトルの光電ピークと全計数から、 γ 線同時計測の原理の応用による崩壊率絶対測定法を提案した。本研究の目的は、HPGe検出器を使用し γ 線同時計測による体内放射能絶対測定法を確立するための検討を行い、不均一分布に対応可能な測定法について基礎研究を行うことにあった。

そこで γ 線カスケード崩壊核種を対象として、1台の検出器を使用する γ 線サンプピーク法および複数の検出器を使用する γ - γ 同時計測法を試み、実験値が理論値とよい一致を示すことを確かめた。さらに、均一および不均一な分布線源測定、角度相関、複雑な崩壊形式の核種に対して理論の拡張を行った。特に γ - γ 同時計測法では、偶然同時計数による影響を測定で得られた情報のみから補正できるため、高い計数率においても実験値は真の崩壊率とよい一致を示した。さらに複合 γ 線スペクトルにおいて γ 線カスケード崩壊核種の崩壊率から、他核種の崩壊率決定を試みた。これらの基礎研究により本測定法が体内放射能測定に広く適用できることが確かめられた。

目次

第1章	はじめに (1)
1.1	体内摂取放射性物質の崩壊率測定法の現状と必要性 (1)
1.2	崩壊率測定法の確率が望まれる核種 (3)
1.3	本報告書の構成 (6)
第2章	γ 線サムピーク法の測定原理 (7)
2.1	点線源に対する γ 線サムピーク法の原理 (7)
2.2	分布線源に対する γ 線サムピーク法の拡張 (12)
2.3	崩壊率計算式についての考察 (17)
2.4	γ 線放出率に対する γ 線サムピーク法の拡張 (19)
2.5	2本の γ 線の角度相関 (26)
2.6	ピーク面積の決定法 (29)
2.7	エネルギー校正と全計数率の補正 (31)
第3章	γ - γ 線同時計測法の測定原理 (34)
3.1	点線源に対する γ - γ 線同時計測法の原理 (34)
3.2	崩壊率計算式の不確かさの評価 (39)
3.3	分布線源に対する γ - γ 線同時計測法の拡張 (41)
3.4	γ 線放出率に対する γ - γ 線同時計測法の拡張 (44)
第4章	実験装置および測定方法 (49)
4.1	HPGe検出器を使用する測定システム (49)
4.2	リストデータ編集プログラム (51)
4.3	測定装置の設計と製作 (55)
4.4	使用線源と真の崩壊率 (58)
第5章	測定結果および考察 (62)
5.1	γ 線サムピーク法による点線源測定 (62)
5.1.1	点線源の位置変化に対する測定値の一致性 (62)
5.1.2	遮蔽の厚さに対する測定値の一致性 (63)
5.2	γ 線サムピーク法による分布線源測定 (65)
5.2.1	検出効率がすべて等しい分布に対する測定 (65)
5.2.2	検出効率が異なる分布に対する測定 (67)

5.3	γ 線サンプイク法による崩壊率測定法の応用 (70)
5.3.1	測定法の原理 (70)
5.3.2	複合 γ 線スペクトルからの全計数率計算法 (71)
5.3.3	測定結果および考察 (74)
5.4	γ - γ 同時計測法による線源測定 (76)
5.4.1	点線源の崩壊率に対する測定値の一致性 (76)
5.4.2	点線源の位置変化に対する測定値の一致性 (77)
5.4.3	分布線源への γ - γ 同時計測法の適用 (78)
第6章	まとめ (81)
	参考文献 (84)

第1章 はじめに

1.1 体内摂取放射性物質の崩壊率測定法の現状と必要性

内部被曝による人体障害がはじめて報告されたのは1925年である。ラジウムからの放射線の蛍光作用を利用した夜光塗料を時計の文字盤に塗布する工場で就労していたラジウム・ダイアルペインターと呼ばれる女工の間に骨肉腫、骨の癌、悪性の腫瘍が極めて高い確率で発生していることが明らかになった。これは、 ^{226}Ra と ^{228}Ra を含む夜光塗料を塗布する際、筆先を尖らせるために唇で舐める行為を長年続けたことによって、これらの核種が体内に蓄積されたためである。人体での骨肉腫あるいは骨の癌の自然発生は10万人に対して一人未満と非常に頻度が低いため、少数群の中での発生でも原因の優位性が認められた¹⁾。

放射線による外部被曝は早くから注目されている。人類の放射線利用の歴史は1895年11月のレントゲンによるX線の発見、1896年2月のベクレルによるウラン鉱石から放出される放射線の発見によって始まったが、早くも1896年にはX線被曝による皮膚炎が報告され、1902年にはX線による慢性皮膚炎が遂に癌を発生させて死亡に至るといふ恐るべき事例が報告された。しかしながらX線の物質透過作用による人体その他の透視、ラジウムからの放射線の蛍光作用による発光などは多くの分野で利用され、加えて1938年のハーンとストラスマンによる核分裂の発見によって巨大なエネルギーを得る手段としての原子力の利用が始まった。これにより人類は、外部被曝および内部被曝のリスクを可能な限り未然に防ぎ、放射線と原子力のもたらすメリットを手に入れるという課題を追究する必要を求められることになったと云えるだろう。

外部被曝および内部被曝による人体障害を最小限に抑えるためには、未然に防ぐ努力だけでなく、事故が発生した場合の適切で迅速な対応が必要である。そのために最も重要視されるのが被曝線量のモニタリングである。外部被曝の場合にはフィルム・バッジ、TLD、ポケット線量計などの個人モニターを使用して外部被曝線量のある程度直接的に測定することが可能である。しかし、内部被曝の場合、被曝線量を直接測定できるモニターは存在しない。そのため、内部被曝線量を求めるためには推定した放射性物質の体内量から計算によって算出する方法が一般的である。この推定には、環境中の放射性物質の濃度から計算する方法と人体を直接測定する方法の二通りがある。

環境中の放射性物質の濃度から計算する方法では、吸入摂取の場合、まず作業環境中の放射性物質の濃度を決定する。次に作業時間から算出した作業中の吸入空気量を基にして人体内に摂取された放射性物質の量を計算する。経口摂取の場合も同

様に飲食物中の放射性物質の濃度から人体内に摂取された量を計算する。

これに対し、人体を直接測定する方法はヒューマン・カウンターで測定する直接法とバイオ・アッセイ法と呼ばれる間接法に大別される。ヒューマン・カウンターはホール・ボディ・カウンター(全身放射能測定装置)の別名であり、主に鉄でできた大きな遮蔽体のなかに人間を入れて宇宙線などの自然放射線をできるだけ遮蔽して、人体内の微量の放射性物質から出る γ 線を測定する装置である²⁾。一方、バイオ・アッセイ法は主として尿中に排泄される放射性物質の量と体内量との量的関係から体内量を求める方法である。尿中排泄に関する生物学的データ(数値)を基にした計算を行うため、直接法に較べて精度は低い³⁾が、 γ 線を放出しない放射性物質の測定ではヒューマン・カウンターが使用できないため唯一の方法として利用される。バイオ・アッセイ法は測定に時間がかかり、なおかつ測定対象者に尿の継続的な採取などの労力的な負担を伴うため、実際の内部被曝事故に対する迅速なモニタリングにはヒューマン・カウンターによる測定が適している。

ヒューマン・カウンターによる人体測定では、ピーク計数率を容易に決定することができる。しかし、その値から人体内に存在する放射性物質の量を算出するためには検出効率の決定を必要とする。一般的には図1-1に示すような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(人体組織を模擬したもの)を測定することにより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する。しかしながら実際の体内摂取においては均等分布として扱うことができる核種は少なく、さらには個人の体格差による検出効率の違いを精度よく補正することが難しいため、この方法によって算出された人体内の放射性物質の量は大きな不確かさを伴う。

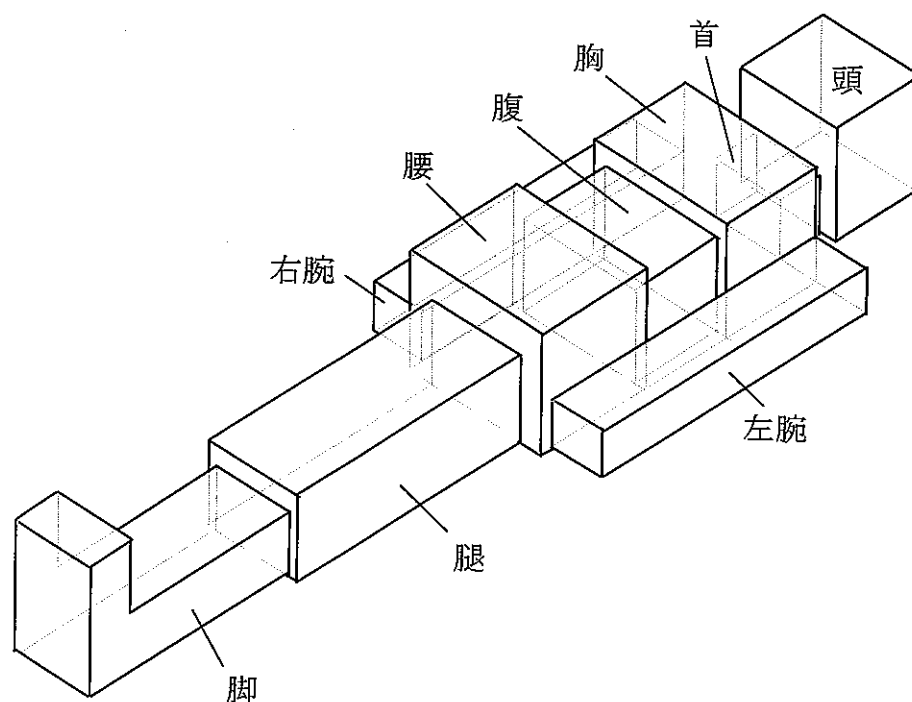


図1-1. 水ボックス・ファントムの形状とパーツの構成

そこで、不特定多数の一般公衆に内部被曝が大規模に発生した場合を想定した原子力防災対策の観点からは、成人男性の標準体格から大きく外れる子供、女性、外国人などに対しても内部被曝線量評価が可能である測定方法の確立が望まれてきた。

近年、ヒューマン・カウンターによる人体直接測定の一つとして、高純度ゲルマニウム半導体検出器(HPGe検出器)による肺モニタ検出器が実用化された。これは従来プラスチックシンチレータとNaIシンチレータの併用で行われていた測定を複数の高い相対検出効率のHPGe検出器で置き換えたものである。体内摂取直後においては放射性物質は経口摂取であれば胃、吸入摂取であれば肺に蓄積されており分布範囲が限定されるため、プラスチックシンチレータとNaIシンチレータを併用した場合と較べて検出効率が小さいHPGe検出器による測定でも体内摂取された放射性物質の量を求めることができる。また、身長と体重の数値を利用して個人の体格の違いによる補正を行う試みも実用化されてきた。さらにHPGe検出器の高い分解能が、内部被曝事故の発生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た。

本委託研究はゲルマニウム半導体検出器による人体直接測定をさらに進め、体内摂取放射性物質の崩壊率絶対測定法を開発することを目的とする。本委託研究では、標準線源として原子力産業および研究の分野で広く使用されている⁶⁰Coに代表されるγ線カスケード崩壊核種に着目し、γ線サムピーク法およびγ-γ同時計測法の原理を応用した崩壊率絶対測定法の確立をめざした。さらにこれらの崩壊率絶対測定法を応用して複数の核種が存在する状況において、他の核種の崩壊率を決定する測定法についても検討を行った。

1.2 崩壊率測定法の確立が望まれる核種

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。しかしながら、これまでの歴史の中では多くの内部被曝の事故例が生じている。表1-1に1993年までに報告された主な内部被曝の事故例と被曝の原因となった放射性核種の名称を示す¹⁾。このような歴史を見ると内部被曝は、経口摂取あるいは吸入摂取に限らず、注射投与、核実験を含んだ環境汚染、事故と多くの原因によって発生していることがわかる。そして、これらの中には夜光塗料産業のように発生した障害の経験から、²²⁶Raを⁹⁰Sr、³H、さらに¹⁴⁷Pmへと次々と危険度の低い核種に移行させていくことで、内部被曝の事故が再び起こることがないように対策を立てることが可能であるものもある。しかし一方で、プラントでの爆発および火災事故のように将来的に同様の事故が起こる可能性が否定できないものがある。

表1-1. 1993年までの主な内部被曝事故の年表(報告年)

報告年	内部被曝事故の内容	関連核種
1925	ラジウム・ダイヤルペインターの最初の骨肉腫の報告	^{226}Ra 、 ^{228}Ra
1947	トロトラストによる発ガンの最初の報告	^{232}Th
1944-1945	マンハッタン・プロジェクト作業者被曝	^{239}Pu
1945-1946	末期患者プルトニウム投与例	^{239}Pu
1950-1985	ウラン鉱夫の肺ガンの疫学調査	^{222}Rn
1954	マーシャル群島住民の水爆実験被曝	^{131}I
1957	南ウラル核爆発事故、キシテム事故	^{90}Sr
1959	強直性脊椎症患者への ^{224}Ra 反復投与による骨肉腫	^{224}Ra
1961	トリチウム・プラントでの死亡例	^3H
1964	金属プルトニウム片創傷進入例	^{239}Pu
1965	ロッキーフラットプルトニウム火災事故被曝者	^{239}Pu
1965	真性多血症患者への ^{32}P 投与による白血病誘発	^{32}P
1965-1985	中国核工業部プルトニウム被曝事故	^{239}Pu
1976	ハンホード ^{241}Am 事故	^{241}Am
1986	チェルノブイリ原子炉事故被曝	^{90}Sr 、 ^{137}Cs 、 ^{134}Cs
1986	ゴイアニア ^{137}Cs 盗難事故	^{137}Cs
1993	ロシア・トムスク再処理施設事故	再処理廃液

そのため、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の集積を行うことが望まれる核種がICRP Publication 54^{3,4)}で選択されている。挙げられている核種を元素周期表上に表した一覧を表1-2に、同位体の詳細と半減期を表1-3に示す。

表1-2. 測定法の確立が望まれる核種

H																				
					Cr	Mn	Fe	Co												
	Sr		Zr				Ru			Ag				Sb						I
Cs		ラ										Hg								
	Ra	ア																		
ランタノイド					Ce															
アクチノイド					Th		U			Pu	Am	Cm		Cf						

表1-3. 測定法の確立が望まれる核種の詳細と半減期⁵⁾ (y:years,d:days)

元素名	同位体	半減期	同位体	半減期	同位体	半減期
水素	³ H	12.33 y				
リン	³² P	14.262 d				
クロム	⁵¹ Cr	27.702 d				
マンガン	⁵⁴ Mn	312.3 d				
鉄	⁵⁹ Fe	44.503 d				
コバルト	⁵⁷ Co	271.79 d	⁵⁸ Co	70.82 d	⁶⁰ Co	5.2714 y
ストロンチウム	⁸⁵ Sr	64.84 d	⁸⁹ Sr	50.53 d	⁹⁰ Sr	28.78 y
ジルコニウム	⁹⁵ Zr	64.02 d				
ルテニウム	¹⁰⁶ Ru	373.59 d				
銀	^{110m} Ag	249.79 d				
アンチモン	¹²⁴ Sb	60.20 d	¹²⁵ Sb	2.7582 y		
沃素	¹²⁵ I	59.408 d	¹²⁹ I	1.57×10 ⁷ y	¹³¹ I	8.02070 d
セシウム	¹³⁴ Cs	2.062 y	¹³⁷ Cs	30.07 y		
セリウム	¹⁴⁴ Ce	284.893 d				
水銀	²⁰³ Hg	46.612 d				
ラジウム	²²⁶ Ra	1600 y	²²⁸ Ra	5.75 y		
トリウム	²²⁸ Th	1.9131 y	²³² Th	1.405×10 ¹⁰ y		
ウラン	²³⁴ U	2.455×10 ⁵ y	²³⁵ U	7.038×10 ⁸ y	²³⁸ U	4.468×10 ⁹ y
プルトニウム	²³⁸ Pu	87.74 y	²³⁹ Pu	24110 y	²⁴⁰ Pu	6563 y
アメリシウム	²⁴¹ Am	432.2 y				
キュリウム	²⁴² Cm	162.8 d	²⁴⁴ Cm	18.10 y		
カリホルニウム	²⁵² Cf	2.645 y				

このように、測定法の確立が望まれる核種は表1-1に挙げたこれまでに発生した内部被曝事故に関連した核種にとどまらない。原子力産業、研究および医療上の行為において職業上の被曝の可能性のある核種であり、表1-3のように半減期が長いために人体内に摂取された場合の影響が長期に渡る核種が選ばれている。

また、内部被曝事故時の人体への影響は放射性物質の体内摂取量を年摂取限度(ALI)と比較して評価される⁶⁾。内部被曝の場合には外部被曝とは逆にα崩壊核種、β崩壊核種、γ崩壊核種の順に人体に与える影響が大きいため、U、Pu、Amなどの超ウラン核種に較べてFe、Coなどの年摂取限度は大きく定められている。そのため、Fe、Coなどの核種の内部被曝事故は年摂取限度と比較しての評価が低い場合でも、

摂取された放射性物質の崩壊率(Bq)は著しく大きいことが多い。Fe、Coによる大規模な内部被曝事故は報告されていないが、原子力産業および研究の分野で標準線源として広く使われている核種であるため、潜在的な内部被曝事故の件数は多いと考えられる。

1.3 本報告書の構成

本報告書は6章から構成されている。第1章では本委託研究の持つ意義を、放射線と原子力の利用における内部被曝事故の歴史と原子力防災対策の観点から説明した。第2章では γ 線サンプイク法による崩壊率絶対測定の原理を、第3章では γ - γ 同時計測法による γ 線カスケード核種の崩壊率絶対測定の原理を述べる。第4章では測定に使用した検出器および実験設備と、設計・製作した測定装置及びリストデータ編集プログラムについて述べる。第5章では実験結果および考察を述べる。はじめに γ 線サンプイク法による崩壊率絶対測定の適用性及び精度について述べ、次に γ 線カスケード核種を含んだ複数の核種が存在する状況を仮定し、 γ 線サンプイク法による崩壊率決定を応用して他の核種の崩壊率を決定する測定法について述べる。最後に γ - γ 同時計測法による崩壊率絶対測定の適用性及び精度について述べる。第6章では本委託研究によって得られた結果及び知見をまとめ、結論とする。

第2章 γ 線サムピーク法の測定原理

2.1 点線源に対する γ 線サムピーク法の原理

γ 線サムピーク法⁷⁾は γ - γ 同時計測による崩壊率絶対測定法の一つである。この方法は図2-1に示すように測定対象とする核種が β 崩壊に引き続いて複数の γ 線を放出する場合に、どれか一对の γ 線がカスケード関係にあり、さらにクロスオーバーの γ 線放出率が0あるいは無視できるほど小さいときに適用できる。このような崩壊形式の代表的な核種は ^{46}Sc であり、標準線源として広く使用されている核種では ^{60}Co がある。

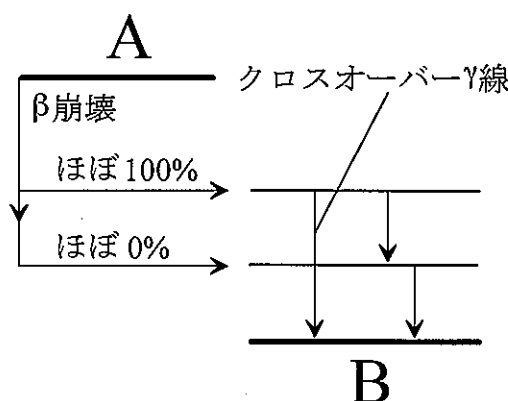


図2-1 カスケード崩壊核種の崩壊形式の模式図

^{60}Co の崩壊図を図2.2に、 ^{46}Sc の崩壊図を図2.3に示す。 β 崩壊に引き続いて ^{60}Co では1173keVおよび1333keVの2本の γ 線、 ^{46}Sc では889keVと1121keVの2本の γ 線がカスケードに放出される。そこで、1個のHPGe検出器でこのような核種の γ 線スペクトルを測定すると、2つの γ 線ピークとは別に2本の γ 線エネルギーを足し合わせたエネルギーに相当するチャンネルにピークが検出される。このピークを γ 線サムピークと呼ぶ。 γ 線サムピークは、2本の γ 線が検出器に同時に入射して、それぞれのエネルギーを足し合わせたエネルギーの γ 線のように検出される事象である。 ^{60}Co の γ 線スペクトルでは図2.4に示すように1173keVと1333keVの γ 線サムピークが2506keVに現れている。同様に ^{46}Sc の γ 線スペクトルでは、図2.5に示すように889keVと1121keVの γ 線サムピークが2010keVに現れている。

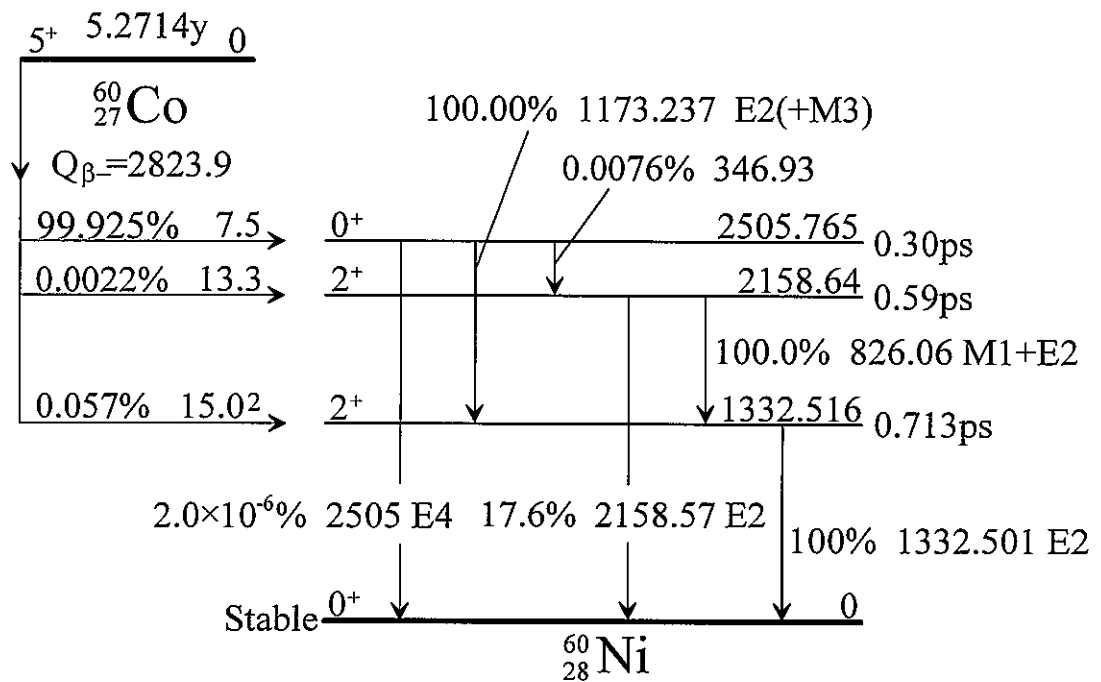


図2-2 ^{60}Co の崩壊図式(エネルギーの単位はkeV)

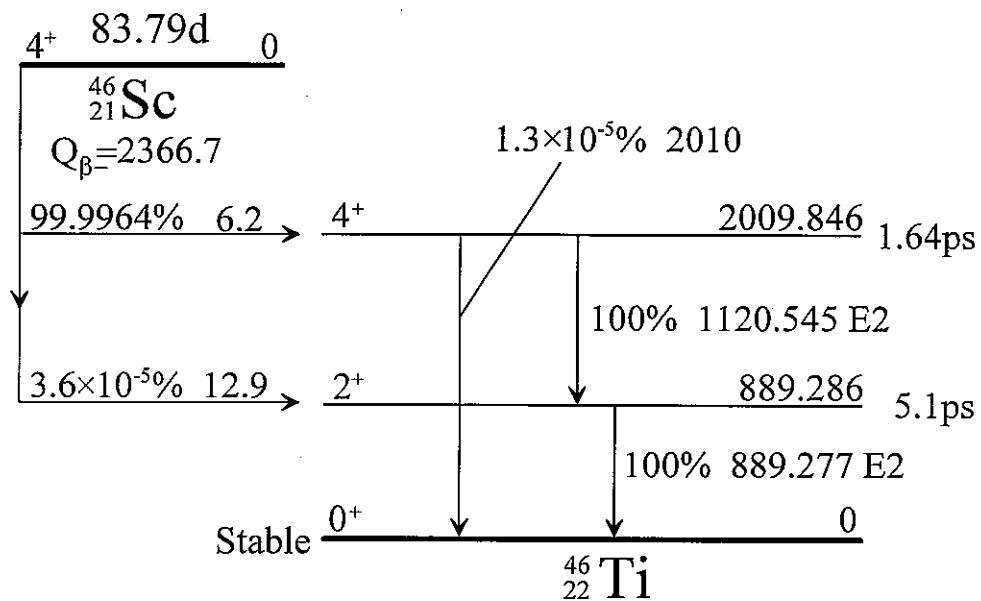


図2-3 ^{46}Sc の崩壊図式(エネルギーの単位はkeV)

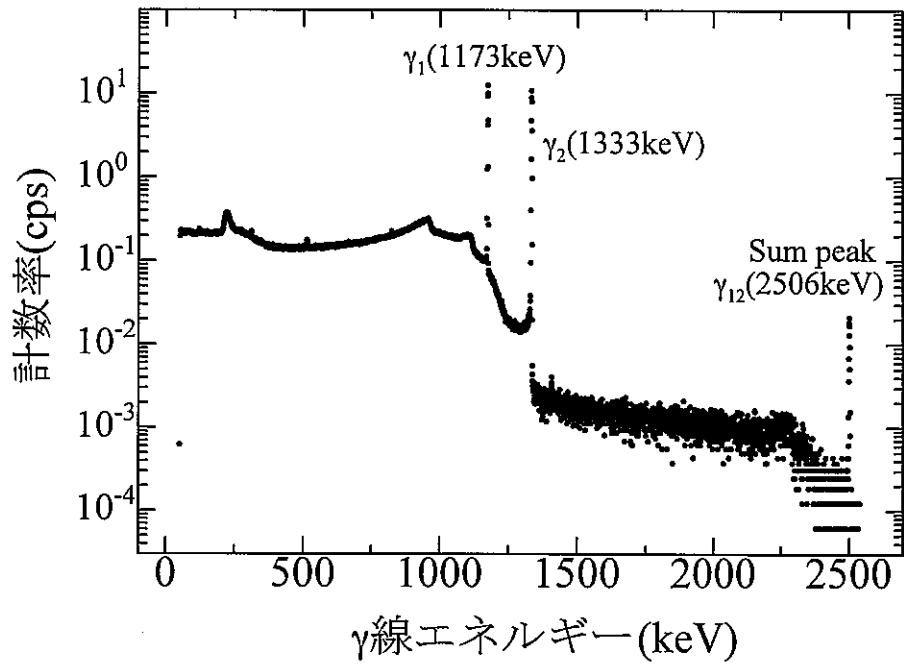


図2-4 HPGe検出器を用いて測定した ^{60}Co の γ 線スペクトル

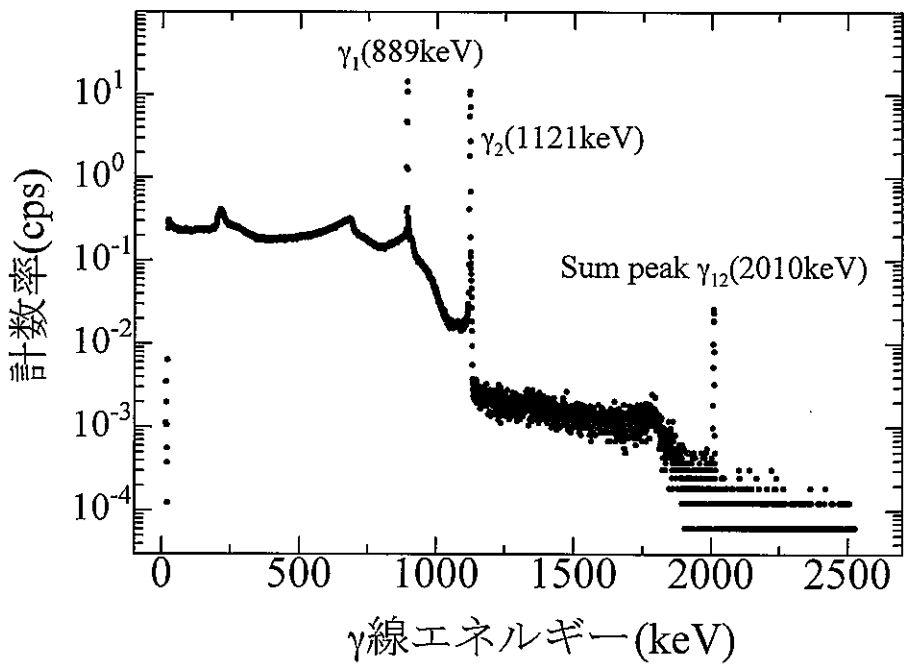


図2-5 HPGe検出器を用いて測定した ^{46}Sc の γ 線スペクトル

そこで、以下の取り扱いではカスケードに放出される2本の γ 線をそれぞれ γ_1 、 γ_2 とし、 γ 線サムピークを γ_{12} とする。 ^{60}Co の場合には、 γ_1 は1173keVの γ 線、 γ_2 は1333keVの γ 線であり、 ^{46}Sc の場合には γ_1 は889keVの γ 線、 γ_2 は1121keVの γ 線となる。

測定対象となる線源を点線源とみなすことができると仮定すると、線源の崩壊率 $N_0[\text{Bq}]$ とHPGe検出器を用いて測定した γ 線スペクトルのピーク γ_1 に検出された γ 線計数率(ピーク面積) $N_{\gamma_1}[\text{cps}]$ の間には、次式のような関係が成り立つ。⁷⁾

$$N_{\gamma_1} = N_0 \varepsilon_1^p \quad (2.1.1)$$

ここで、 ε_1^p は γ_1 のピーク検出効率、すなわち γ_1 がピークに検出される検出効率を表す。この検出効率は、線源に対する検出器の幾何学的な検出効率と入射した γ 線に対する検出器の真の検出効率の積である。また、ここでは γ_1 の γ 線放出率を1と仮定する。 γ 線放出率が1でない場合については2.4節で詳しく述べる。

しかし、 γ 線カスケード崩壊核種の場合、 γ_2 と同時に検出器に入射した γ_1 は、2本の γ 線エネルギーを足し合わせたエネルギーに相当するチャンネルに検出されるため、 γ_1 のピークには現れない。そこで、この計数損失を考慮すると γ_1 のピーク面積は、

$$\begin{aligned} N_{\gamma_1} &= N_0 \varepsilon_1^p - N_0 \varepsilon_1^p \varepsilon_2^t W(\theta) \\ N_{\gamma_1} &= N_0 \varepsilon_1^p \{1 - \varepsilon_2^t W(\theta)\} \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

と表される。ここで、 ε_2^t は γ_2 の全検出効率、すなわち γ_2 がスペクトルのどこかに検出される検出効率を表す。ピーク検出効率と同様にこの検出効率は、幾何学的な検出効率と真の検出効率の積である。また、 $W(\theta)$ は角度相関係数であり、ここでは第2の γ 線が第1の γ 線と同じ方向に放出される確率を表す。角度相関については2.5節で詳しく述べる。式(2.1.2)より、 γ_1 がピークに検出されるためには、 γ_1 が検出効率 ε_1^p でピークに検出されるとともに、同時に γ_2 がスペクトルのどこにも検出されないことが必要であることが示される。 γ_2 がピークに検出される場合も同様に考えることができるので、式(2.1.3)が成り立つ。

$$\begin{aligned} N_{\gamma_2} &= N_0 \varepsilon_2^p - N_0 \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t W(\theta) \\ N_{\gamma_2} &= N_0 \varepsilon_2^p \{1 - \varepsilon_1^t W(\theta)\} \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

ここで、 ε_1^p 、 ε_2^t と同様に ε_2^p は γ_2 のピーク検出効率を、 ε_1^t は γ_1 の全検出効率を表す。

また、 γ 線サムピークは γ_1 と γ_2 が同時に検出されたピークなので、このピーク面積 $N_{\gamma_{12}}[\text{cps}]$ と線源の崩壊率 $N_0 [\text{Bq}]$ の間には、

$$N_{\gamma_{12}} = N_0 \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W(\theta) \quad (2.1.4)$$

の関係が成り立つ。

ところで、 γ 線スペクトルの計数の総和は、 γ_1 あるいは γ_2 のどちらかの γ 線が検出された事象の数から、2本の γ 線が同時に検出された事象の数を引いた数に等しい。そこで、全計数率 N [cps]は次式で表すことができる。

$$N^t = N_0 \varepsilon_1^t + N_0 \varepsilon_2^t - N_0 \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta) \quad (2.1.5)$$

式(2.1.2)、(2.1.3)を変形すると、次式が得られる。

$$\frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p} = N_0 \{1 - \varepsilon_2^t W(\theta)\} \quad (2.1.2a)$$

$$\frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} = N_0 \{1 - \varepsilon_1^t W(\theta)\} \quad (2.1.3a)$$

式(2.1.5)を変形すると、

$$N^t = N_0 \{\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)\}$$

$$N^t = N_0 \{(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)\}$$

$W(\theta) > 0$ だから、

$$N^t W(\theta) = N_0 \{\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)\} W(\theta)$$

$$N^t W(\theta) = N_0 \{(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t (W(\theta))^2\}$$

$$-N^t W(\theta) = -N_0 \{(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t (W(\theta))^2\}$$

両辺に崩壊率 N_0 [Bq]を加えて、

$$N_0 - N^t W(\theta) = N_0 - N_0 \{(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t (W(\theta))^2\}$$

$$= N_0 \{1 - (\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) + \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t (W(\theta))^2\}$$

$$= N_0 \{1 - \varepsilon_1^t W(\theta)\} \{1 - \varepsilon_2^t W(\theta)\}$$

$$N_0 - N^t W(\theta) = \frac{1}{N_0} \times N_0 \{1 - \varepsilon_1^t W(\theta)\} \times N_0 \{1 - \varepsilon_2^t W(\theta)\}$$

式(2.1.2a)、(2.1.3a)を代入すると、

$$N_0 - N^t W(\theta) = \frac{1}{N_0} \times \frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} \times \frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p}$$

$$= \frac{N_{\gamma 1} \cdot N_{\gamma 2}}{N_0 \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p}$$

$$= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_0 \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W(\theta)}$$

式(2.1.4)を代入して、

$$N_0 - N^t W(\theta) = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

$$N_0 = N^t W(\theta) + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

の関係が得られる。よって、

$$N_0 = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta) \quad (2.1.6)$$

となるので、検出効率 $\varepsilon_1^p, \varepsilon_2^p, \varepsilon_1^t, \varepsilon_2^t$ は式からすべて消去される。

2.5節で詳しく述べるが、角度相関係数 $W(\theta)$ は1個の検出器で測定を行う γ 線サムピーク法の場合、崩壊する核種によって決定される既知の定数である。そのため、測定対象が点線源と仮定できる場合、 γ 線サムピーク法は測定によって得られる γ 線スペクトルのピーク面積 $N_{\gamma 1}, N_{\gamma 2}, N_{\gamma 12}$ [cps]と全計数率 N^t [cps]のみから線源の崩壊率 N_0 [Bq]を絶対的に決定することができる。

2.2 分布線源に対する γ 線サムピーク法の拡張⁸⁾

前節では、測定する対象が点線源と仮定できる場合、測定によって得られる γ 線スペクトルのピーク面積および全計数率から線源の崩壊率が絶対的に決定できることを示した。実際に人体内に放射性物質が摂取された場合、比較的短時間のうちに測定を行えば、放射性物質の分布範囲は特定の臓器に限られているため、このような方法で人体内に存在する放射性物質の量を決定できると考えられる。

しかしながら、放射性物質が摂取された後、測定するまでに時間の経過がある場合、体内の血液による循環活動などにより、放射性物質は人体内に広がっていくと考えられる。そのため、線源が分布している場合に適用できるサムピーク法について、点線源に対する γ 線サムピーク法の原理を応用して考える必要がある。

ここでは分布線源を n 個の点線源の集合と考える。これは分布線源を特定の範囲内に一様な密度で分布した点線源の体積積分で表すことも可能であるが、実際の人体内の放射性物質の分布は一様でない場合が多いため、点線源の集合と仮定するほうがふさわしいためである。 n 個の点線源に任意の番号 $i(=1,2,3,\dots,n)$ をつけ、各点線源について崩壊率を $N_{0i}(=N_{01}, N_{02}, \dots, N_{0n})$ 、 γ_1 および γ_2 に対するピーク検出効率を ϵ_{1i}^p および ϵ_{2i}^p 、全検出効率を ϵ_{1i}^t および ϵ_{2i}^t と定義する。点線源の場合と同様に γ_1 、 γ_2 の γ 線放出率を1と仮定する。 γ 線放出率が1でない場合については第4節で詳しく述べる。また、各点線源に対する角度相関係数を $W(\theta_i)$ とおく。

点線源の場合の結果を応用すると、 γ 線スペクトルから得られるピーク面積 $N_{\gamma 1}, N_{\gamma 2}, N_{\gamma 12}$ [cps]、および全計数率 N^t [cps]は、次式で表すことができる。

$$N_{\gamma 1} = \sum_{i=1}^n [N_{0i} \epsilon_{1i}^p \{1 - \epsilon_{2i}^t W(\theta_i)\}] \quad (2.2.1)$$

$$N_{\gamma 2} = \sum_{i=1}^n [N_{0i} \epsilon_{2i}^p \{1 - \epsilon_{1i}^t W(\theta_i)\}] \quad (2.2.2)$$

$$N_{\gamma 12} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \epsilon_{1i}^p \epsilon_{2i}^p W(\theta_i)\} \quad (2.2.3)$$

$$N^t = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \epsilon_{1i}^t + N_{0i} \epsilon_{2i}^t - N_{0i} \epsilon_{1i}^t \epsilon_{2i}^t W(\theta_i)\} \quad (2.2.4)$$

測定は1個の検出器で行うので、各線源に対する検出効率の違いは各線源に対する検出器の幾何学的な検出効率による。この幾何学的な検出効率は各線源に対する検出器の立体角で近似することができる。検出効率は幾何学的な検出効率と入射した γ 線に対する検出器の真の検出効率との積なので、任意の1個の線源の検出効率を基準とすれば他の線源の検出効率はすべてその実数倍で表すことができると仮定する。

そこで、第1の線源のピーク検出効率 $\epsilon_{11}^p, \epsilon_{21}^p$ と全検出効率 $\epsilon_{11}^t, \epsilon_{21}^t$ を基準として、基準ピーク検出効率 $\epsilon_{11}^p = \epsilon_{11}^p, \epsilon_{21}^p = \epsilon_{21}^p$ 、基準全検出効率 $\epsilon_1^t = \epsilon_{11}^t, \epsilon_2^t = \epsilon_{21}^t$ を定義する。さらに、各線源の検出効率の基準検出効率に対する比 $R_i (i=1,2,3,\dots,n)$ を次式で定義する。

$$R_i = \frac{\epsilon_{1i}^p}{\epsilon_1^p} = \frac{\epsilon_{2i}^p}{\epsilon_2^p} = \frac{\epsilon_{1i}^t}{\epsilon_1^t} = \frac{\epsilon_{2i}^t}{\epsilon_2^t} \quad (\text{ただし、定義より } R_1 = 1) \quad (2.2.5)$$

そこで、 R_i は線源の分布状態による各点の検出器に対する幾何学的な検出効率の違いを表すことになる。また、 γ 線サムピーク法の場合には角度相関係数 $W(\theta_i)$ は第2の γ 線が第1の γ 線と同じ方向に放出される確率を表せばよいので、 θ_i はすべての点線源に対して0であると考えてよい。 R_i を用いて式(2.2.1)~(2.2.3)を書き改めると、

$$\begin{aligned} N_{\gamma 1} &= \sum_{i=1}^n [N_{0i} \epsilon_{1i}^p \{1 - \epsilon_{2i}^t W(\theta_i)\}] \\ &= \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \epsilon_1^p \{1 - \epsilon_{2i}^t W(\theta)\}] \\ &= \epsilon_1^p \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{1 - \epsilon_{2i}^t W(\theta)\}] \\ \frac{N_{\gamma 1}}{\epsilon_1^p} &= \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{1 - \epsilon_{2i}^t W(\theta)\}] \end{aligned} \quad (2.2.1a)$$

$$\begin{aligned} N_{\gamma 2} &= \sum_{i=1}^n [N_{0i} \epsilon_{2i}^p \{1 - \epsilon_{1i}^t W(\theta_i)\}] \\ &= \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \epsilon_2^p \{1 - \epsilon_{1i}^t W(\theta)\}] \\ &= \epsilon_2^p \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{1 - \epsilon_{1i}^t W(\theta)\}] \\ \frac{N_{\gamma 2}}{\epsilon_2^p} &= \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{1 - \epsilon_{1i}^t W(\theta)\}] \end{aligned} \quad (2.2.2a)$$

$$\begin{aligned} N_{\gamma 12} &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \epsilon_{1i}^p \epsilon_{2i}^p W(\theta_i)\} \\ &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i \epsilon_1^p R_i \epsilon_2^p W(\theta)\} \\ &= \epsilon_1^p \epsilon_2^p \sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i^2 W(\theta)\} \\ \frac{N_{\gamma 12}}{\epsilon_1^p \epsilon_2^p} &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i^2 W(\theta)\} \end{aligned} \quad (2.2.3a)$$

の3式を得ることができる。

さらに、式(2.2.4)を変形して、

$$\begin{aligned}
 N^t &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t + N_{0i}\varepsilon_{2i}^t - N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta_i)\} \\
 &= \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} + \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\} - \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)\} \\
 -N^t &= -\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} + \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}\right] + \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}\right] W(\theta) \\
 -N^t W(\theta) &= -\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} + \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}\right] W(\theta) + \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}\right] W(\theta)^2
 \end{aligned}$$

ここで両辺に $\frac{[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\}][\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}}$ を足すと、

$$\begin{aligned}
 &\frac{[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\}][\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} - N^t W(\theta) \\
 &= \frac{[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\}][\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} - \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} + \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}\right] W(\theta) + \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}\right] W(\theta)^2
 \end{aligned}$$

この右辺を

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}\right] - \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} + \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\}\right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}\right] W(\theta) + \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}\right]^2 W(\theta)^2}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} \\
 &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} - \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)\right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\} - \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)\right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} \\
 &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} - \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)\right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\} - \sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)\right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} \\
 &= \frac{\sum_{i=1}^n [\{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\} - N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)] \sum_{i=1}^n [\{N_{0i}\varepsilon_{2i}^t\} - N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t W(\theta)]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} \\
 &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{1i}^t \{1 - \varepsilon_{2i}^t W(\theta)\}\right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i}\varepsilon_{2i}^t \{1 - \varepsilon_{1i}^t W(\theta)\}\right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}^t\varepsilon_{2i}^t\}} \\
 &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i}R_i\varepsilon_1^t \{1 - \varepsilon_{2i}^t W(\theta)\}\right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i}R_i\varepsilon_2^t \{1 - \varepsilon_{1i}^t W(\theta)\}\right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i\varepsilon_1^t\varepsilon_2^t\}} \\
 &= \frac{\varepsilon_1^t \left[\sum_{i=1}^n N_{0i}R_i \{1 - \varepsilon_{2i}^t W(\theta)\}\right] \times \varepsilon_2^t \left[\sum_{i=1}^n N_{0i}R_i \{1 - \varepsilon_{1i}^t W(\theta)\}\right]}{\varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i^2\}} \\
 &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i}R_i \{1 - \varepsilon_{2i}^t W(\theta)\}\right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i}R_i \{1 - \varepsilon_{1i}^t W(\theta)\}\right] W(\theta)}{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i^2\}\right] W(\theta)}
 \end{aligned}$$

$$= \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} R_i \{1 - \varepsilon_{2i}' W(\theta)\} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} R_i \{1 - \varepsilon_{1i}' W(\theta)\} \right] W(\theta)}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i^2 W(\theta)\}}$$

この右辺に式(2.2.1a)~(2.2.3a)を代入すると、

$$= \frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p} \times \frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} \times \frac{\varepsilon_1^p \varepsilon_2^p}{N_{\gamma 12}} \times W(\theta)$$

$$= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

となるから、この等式は

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}'\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i}'\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}' \varepsilon_{2i}'\}} - N^t W(\theta) = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}'\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i}'\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}' \varepsilon_{2i}'\}} = N^t W(\theta) + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

結果として、

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}'\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i}'\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}' \varepsilon_{2i}'\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta) \quad (2.2.6)$$

を得る。左辺は、

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i \varepsilon_{1i}'\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i \varepsilon_{2i}'\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i \varepsilon_{1i}' R_i \varepsilon_{2i}'\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta)$$

$$\frac{\varepsilon_1^p \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i\} \right] \varepsilon_2^p \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i\} \right]}{\varepsilon_1^p \varepsilon_2^p \sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i^2\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta)$$

であるから、式(2.2.6)は全検出効率だけでなくピーク検出効率についても成り立つ関係であり、これを一般的に

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{2i}\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta) \quad (2.2.6a)$$

とする。さらに、

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i^2\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta)$$

結果として、真の検出効率 ε_1^p 、 ε_2^p 、 ε_1' 、 ε_2' は式からすべて消去されて、

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i\} \right]^2}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} R_i^2\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta) \quad (2.2.6b)$$

を導出できる。

式(2.2.6b)の右辺は点線源に対するγ線サンプイク法による崩壊率の計算式(2.1.6)の右辺と一致する。左辺の次元は[Bq]であり、線源の崩壊率の合計[Bq]の次元と等しい。図2-6の例のように分布線源を構成する各点線源すべてについて $R_i=1$ が成り立つ場合、すなわち各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しい場合には

$$\frac{(\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\})^2}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \quad (2.2.7)$$

が成り立つので左辺は線源の崩壊率の合計と等しくなる。しかし R_i が1から離れるにつれて左辺は線源の崩壊率の合計よりも小さくなる。

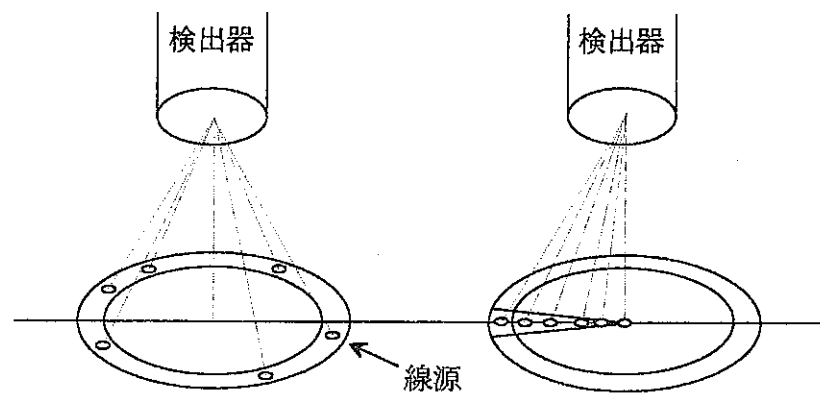


図2-6 幾何学的な検出効率がすべて等しい線源分布(左)と異なる線源分布(右)

これらのことからγ線サンプイク法は分布線源測定においても検出効率の決定を必要とすることなく測定によって得られるγ線スペクトルのピーク面積 $N_{\gamma 1}, N_{\gamma 2}, N_{\gamma 12}$ [cps]と全計数率 N' [cps]のみから線源の崩壊率の合計に近い値を得ることができ、この値は分布線源の各点の検出器に対する幾何学的な検出効率の違いが大きいかほど線源の崩壊率の合計よりも小さくなることが導かれる。

言い換えると、測定されたγ線スペクトルから計算された右辺の値に、任意の一点に存在する点線源では崩壊率の100%が寄与しているのに対して、その点線源と幾何学的な検出効率の違いが大きいか位置に存在する点線源では崩壊率の数10%しか寄与していないと考えることができる。

実際に人体内に摂取された放射性物質の崩壊率を測定する場合には、線源の正確な位置分布はほとんど知ることができないので、求めた値が放射性物質の崩壊率の総和よりもどの程度小さいのかを正確に知ることができない。そのため、分布線源をγ線サンプイク法によって測定する場合に、すべての線源の崩壊率の和により近い値を得るためには、分布線源の位置による検出効率の違いができる限り小さくなるように、測定の方法を考慮する必要があると考えられる。

2.3 崩壊率計算式についての考察

γ 線サンプピーク法による分布線源の崩壊率測定で得られる値は、式(2.2.6b)より分布線源を構成する各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しい場合には崩壊率の合計と等しくなり、幾何学的な検出効率の違いが大きくなるにつれて崩壊率の合計よりも小さくなることを前節で述べた。本節では式(2.2.6b)について詳しい証明を行う。

まず、分布線源を n 個の点線源の集合と考えた場合のすべての崩壊率の合計は、

$$\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} = N_{01} + N_{02} + N_{03} + \cdots + N_{0n} \quad (2.3.1)$$

となるので、式(2.2.6b)の左辺がこの和以下になることを示すには、

$$\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \geq \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i\} \right]^2}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i^2\}} \quad (2.3.2)$$

を証明すればよい。 R_i ($i=1,2,3,\dots,n$)は式(2.2.5)で定義したように各線源の検出効率の基準検出効率に対する比であるから、

$$R_i > 0, (i=1,2,3,\dots,n) \quad \text{ただし } R_1 = 1 \quad (2.3.3)$$

また、各線源の崩壊率は正の数なので、

$$N_{0i} > 0, (i=1,2,3,\dots,n) \quad (2.3.4)$$

式(2.3.3)と式(2.3.4)より

$$\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i^2\} > 0 \quad (2.3.5)$$

であるから

$$\begin{aligned} \left\{ \sum_{i=1}^n (N_{0i}) \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n (N_{0i}R_i^2) \right\} &\geq \left\{ \sum_{i=1}^n (N_{0i}R_i) \right\}^2 \\ \left\{ \sum_{i=1}^n (N_{0i}) \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n (N_{0i}R_i^2) \right\} - \left\{ \sum_{i=1}^n (N_{0i}R_i) \right\}^2 &\geq 0 \end{aligned} \quad (2.3.2a)$$

を証明すればよいことになる。式(2.3.2a)の第一項と第二項は次式で表されるから、

$$\text{(第一項)} = N_{01}^2 R_1^2 + N_{02}^2 R_2^2 + \cdots + N_{0n}^2 R_n^2 + N_{01}N_{02}(R_1^2 + R_2^2) + N_{01}N_{03}(R_1^2 + R_3^2) + \cdots + N_{0(n-1)}N_{0n}(R_{n-1}^2 + R_n^2)$$

$$\text{(第二項)} = N_{01}^2 R_1^2 + N_{02}^2 R_2^2 + \cdots + N_{0n}^2 R_n^2 + N_{01}N_{02}(2R_1R_2) + N_{01}N_{03}(2R_1R_3) + \cdots + N_{0(n-1)}N_{0n}(2R_{n-1}R_n)$$

$j(=1,2,3,\dots,n)$ を用いて式(2.3.2a)の左辺を展開すると、

$$\begin{aligned} &\sum_{i=1}^n \{N_{0i}^2 R_i^2\} + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(R_i^2 + R_j^2)\} - \sum_{i=1}^n \{N_{0i}^2 R_i^2\} - \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(2R_iR_j)\} \\ &= \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(R_i^2 + R_j^2)\} - \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(2R_iR_j)\} \\ &= \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(R_i^2 + R_j^2)\} - \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(2R_iR_j)\} \\ &= \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(R_i^2 - 2R_iR_j + R_j^2)\} \end{aligned}$$

ゆえに、

$$\sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \{N_{0i}N_{0j}(R_i - R_j)^2\} \geq 0 \quad (2.3.2b)$$

式(2.3.4)に示したように各線源の崩壊率 N_{0i} および N_{0j} は正の数であり、また $(R_i - R_j)^2$ は負にならないので式(2.3.2b)は成り立つ。また等号の成立は $R_i = 1$ より

$$R_i = R_j = 1, \quad (i, j=1, 2, 3, \dots, n) \quad (2.3.6)$$

の場合である。すなわち、各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しくなる場合である。このとき、式(2.2.6b)は

$$\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} = \left\{N^t + \frac{N_{\gamma 1}N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}}\right\} W(\theta) \quad (2.2.6c)$$

となり、左辺は存在するすべての線源の崩壊率の合計に等しくなる。これで証明は完了した。

ところで、各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しい場合に限定した分布線源に対する γ 線サンプイク法の式(2.2.6c)は、式(2.2.1)~(2.2.4)から直接導くこともできる。この場合、すべての線源の検出効率は等しいので、 γ_1 、 γ_2 のピーク検出効率を ε_1^p 、 ε_2^p で表し、全検出効率を ε_1^t 、 ε_2^t と表すと、

$$\varepsilon_1^p = \varepsilon_{1i}^p, \quad \varepsilon_2^p = \varepsilon_{2i}^p, \quad \varepsilon_1^t = \varepsilon_{1i}^t, \quad \varepsilon_2^t = \varepsilon_{2i}^t$$

ただし、 $(i=1, 2, 3, \dots, n)$ (2.3.7)

と置き換えることができるので、式(2.2.1)~(2.2.4)は、

$$\frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p} = \{1 - \varepsilon_2^t W(\theta)\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \quad (2.2.1b)$$

$$\frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} = \{1 - \varepsilon_1^t W(\theta)\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \quad (2.2.2b)$$

$$N_{\gamma 12} = \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \quad (2.2.3b)$$

$$N^t = \{\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \quad (2.2.4b)$$

となるから、

$$N^t W(\theta) = \{\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)\} W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}$$

$$N^t W(\theta) = \{(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) - \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)^2\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}$$

$$-N^t W(\theta) = \{-(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) + \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)^2\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}$$

$$\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} - N^t W(\theta) = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} + \{-(\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) + \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)^2\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}$$

$$= \{1 - (\varepsilon_1^t + \varepsilon_2^t) W(\theta) + \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W(\theta)^2\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}$$

$$= \{1 - \varepsilon_1^t W(\theta)\} \{1 - \varepsilon_2^t W(\theta)\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}$$

$$= \frac{\left[\{1 - \varepsilon_1^p W(\theta)\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \right] \left[\{1 - \varepsilon_2^p W(\theta)\} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}}$$

式(2.2.1b)～(2.2.3b)を代入すると、

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}} \times \frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} \times \frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p} \\ &= \frac{N_{\gamma 1} \cdot N_{\gamma 2}}{\varepsilon_1^p \varepsilon_2^p \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}} \\ &= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{\varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\}} \end{aligned}$$

となるから、

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} - N^t W(\theta) &= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}} \\ \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\} &= \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} W(\theta) \end{aligned} \quad (2.2.6c)$$

となり、式(2.2.6c)が導出できる。

2.4 γ 線放出率に対する γ 線サンプイク法の拡張

γ 線サンプイク法は図2-1に示すように測定対象とする核種が β 崩壊に引き続いて複数の γ 線を放出する場合に、どれか一对の γ 線がカスケード関係にあり、さらにクロスオーバーの γ 線放出率が0あるいは無視できるほど小さいときに適用できる。適用核種の代表として挙げた ^{60}Co および ^{46}Sc の場合、カスケードに放出される2本の γ 線の放出率が図2-2および図2-3のようにほぼ1であり、クロスオーバーの γ 線放出率は非常に小さいため、 γ 線放出率に対する補正は必要ない。

本節では、 γ 線放出率が1でない場合および他の準位が存在する複雑な崩壊様式の核種の場合に適用できる γ 線サンプイク法の拡張について述べる。このような核種の例として ^{60}Co を基にした図2-7のような崩壊図式のモデルを仮定する。ここで、level-1の β 線分岐比 $p_{\beta 1}$ はlevel-2およびlevel-3の β 線分岐比 $p_{\beta 2}$ 、 $p_{\beta 3}$ に較べて十分に大きいとし、カスケードに放出される γ_1 および γ_2 の γ 線放出率 $p_{\gamma 1}$ 、 $p_{\gamma 2}$ は他の γ 線の放出率に較べて十分に大きいとする。そこで、このモデルは γ 線サンプイク法の適用条件を満足しているものとする。ここでの β 線分岐比、 γ 線放出率はすべて1崩壊あたりの収率を表す。

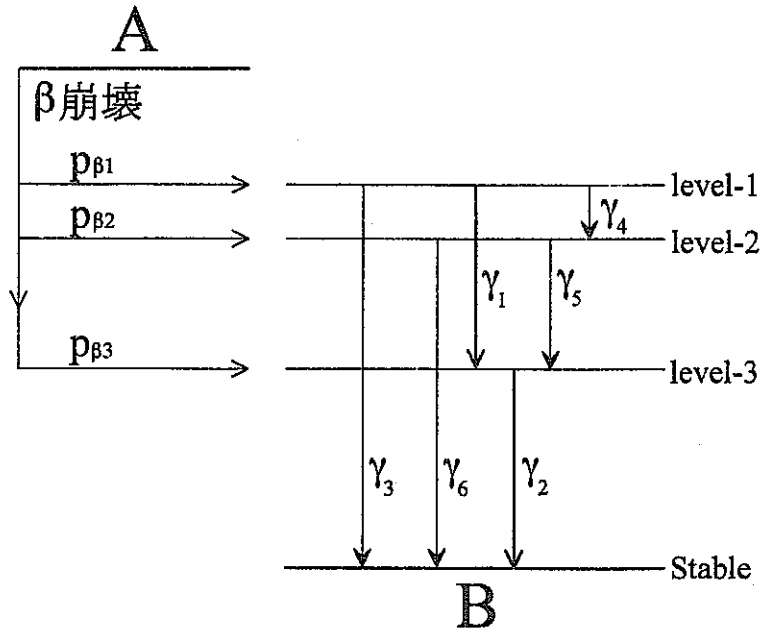


図2-7 他の準位が存在する崩壊図式のモデル

1崩壊あたりの各準位に対するβ線分岐比を $p_{\beta 1}$ 、 $p_{\beta 2}$ 、 $p_{\beta 3}$ とし、1崩壊あたりの各 γ 線放出率を $p_{\gamma 1}$ 、 $p_{\gamma 2}$ 、 $p_{\gamma 3}$ 、 $p_{\gamma 4}$ 、 $p_{\gamma 5}$ 、 $p_{\gamma 6}$ とおく。基底状態までのβ線および γ 線の収支から次の関係が成り立つ。

$$p_{\beta 1} = p_{\gamma 1} + p_{\gamma 3} + p_{\gamma 4} \quad (2.4.1)$$

$$p_{\beta 2} + p_{\gamma 4} = p_{\gamma 5} + p_{\gamma 6} \quad (2.4.2)$$

$$p_{\beta 3} + p_{\gamma 1} + p_{\gamma 5} = p_{\gamma 2} \quad (2.4.3)$$

$$p_{\beta 1} + p_{\beta 2} + p_{\beta 3} = 1 \quad (2.4.4)$$

$$p_{\gamma 2} + p_{\gamma 3} + p_{\gamma 6} = 1 \quad (2.4.5)$$

点線源測定の場合、線源から放出率 $p_{\gamma 1}$ で放出された γ_1 が γ 線スペクトルに検出されたピーク面積 $N_{\gamma 1}$ [cps]は、崩壊率 N_0 [Bq]を用いて次式で表すことができる。

$$N_{\gamma 1} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p \quad (2.4.6)$$

γ_1 に引き続いて γ_2 が放出される確率は、level-3からの遷移のしかたが1通りのみであるので1である。これは収支によって、

$$\frac{p_{\gamma 2}}{p_{\beta 3} + p_{\gamma 1} + p_{\gamma 5}} = \frac{p_{\gamma 2}}{p_{\gamma 2}} = 1 \quad (2.4.7)$$

と表すことができる。第1節で述べたように、 γ_2 と同時に検出器に入射した γ_1 は、2本の γ 線エネルギーを足し合わせたエネルギーに相当するチャンネルに検出されるため γ_1 のピークには現れない。そこで、この計数損失を考慮した γ_1 のピーク面積は、

$$N_{\gamma 1} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p - N_0 p_{\gamma 1} \times 1 \times \varepsilon_1^p \varepsilon_2^t W_{12}(\theta)$$

となる。ここで $W_{12}(\theta)$ は γ_1 と γ_2 の角度相関係数である。逆に非常にわずかであるが、 γ_4 と γ_5 の同時入射による成分が γ_1 のピーク面積に含まれる。線源から放出率 $p_{\gamma 4}$ で放出された γ_4 に引き続いて γ_5 が放出される確率は、収支より、

$$\frac{p_{\gamma 5}}{p_{\beta 2}+p_{\gamma 4}} = \frac{p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6}} \quad (2.4.8)$$

であるから、この崩壊図式における完全な γ_1 のピーク面積の表現は、

$$\begin{aligned} N_{\gamma 1} &= N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p \varepsilon_2^t W_{12}(\theta) + N_0 p_{\gamma 4} \times \frac{p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6}} \times \varepsilon_4^p \varepsilon_5^p W_{45}(\theta) \\ N_{\gamma 1} &= N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p \varepsilon_2^t W_{12}(\theta) + N_0 \frac{p_{\gamma 4} p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6}} \varepsilon_4^p \varepsilon_5^p W_{45}(\theta) \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

となる。ここで $W_{45}(\theta)$ は γ_4 と γ_5 の角度相関係数である。

次に γ_2 のピーク面積は、線源から放出率 $p_{\gamma 2}$ で放出された γ_2 が γ 線スペクトルに検出される成分から同時入射による計数損失を引いたものとなる。崩壊図式によれば、 γ_2 は γ_1 だけでなく γ_5 ともカスケードに放出される可能性があり、 γ_5 が放出されている場合にはさらに γ_4 が同時に放出されている可能性がある。 γ_2 が検出されたときに γ_1 がカスケードに放出されている確率は、収支より、

$$\frac{p_{\gamma 1}}{p_{\beta 3}+p_{\gamma 1}+p_{\gamma 5}} = \frac{p_{\gamma 1}}{p_{\gamma 2}} \quad (2.4.10)$$

であり、 γ_2 が検出されたときに γ_5 がカスケードに放出されている確率は、

$$\frac{p_{\gamma 5}}{p_{\beta 3}+p_{\gamma 1}+p_{\gamma 5}} = \frac{p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 2}} \quad (2.4.11)$$

である。 γ_5 だけでなく γ_4 も同時に放出されている確率は、

$$\frac{p_{\gamma 5}}{p_{\beta 3}+p_{\gamma 1}+p_{\gamma 5}} \times \frac{p_{\gamma 4}}{p_{\beta 2}+p_{\gamma 4}} = \frac{p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 2}} \times \frac{p_{\gamma 4}}{p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6}} = \frac{p_{\gamma 4} p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 2} (p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6})} \quad (2.4.12)$$

である。また、理論上、 γ_2 、 γ_4 、 γ_5 の3本の γ 線がトリプルコインシデンスして入射する可能性があるが、実際には検出効率の3乗の確率となるので有意な計数として現れることはないためここでは式に含めない。そこで、 γ_5 と γ_2 の角度相関係数を $W_{52}(\theta)$ 、 γ_4 と γ_6 の角度相関係数を $W_{46}(\theta)$ とおくと、 γ_2 のピーク面積の表現は、

$$\begin{aligned} N_{\gamma 2} &= N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^p - N_0 p_{\gamma 2} \times \frac{p_{\gamma 1}}{p_{\gamma 2}} \times \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t W_{12}(\theta) \\ &\quad - N_0 p_{\gamma 2} \times \frac{p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 2}} \times \varepsilon_2^p \varepsilon_5^t W_{52}(\theta) - N_0 p_{\gamma 2} \times \frac{p_{\gamma 4} p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 2} (p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6})} \times \varepsilon_2^p \varepsilon_4^t W_{42}(\theta) \\ N_{\gamma 2} &= N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^p - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t W_{12}(\theta) \\ &\quad - N_0 p_{\gamma 5} \varepsilon_2^p \varepsilon_5^t W_{52}(\theta) - N_0 \frac{p_{\gamma 4} p_{\gamma 5}}{p_{\gamma 5}+p_{\gamma 6}} \varepsilon_2^p \varepsilon_4^t W_{42}(\theta) \end{aligned} \quad (2.4.13)$$

となる。

また、 γ 線サムピークである γ_1 と γ_2 の同時入射によるピーク面積 $N_{\gamma 12}$ [cps]は、放出率 $p_{\gamma 3}$ で放出された γ_3 による成分を含む。 γ_1 と γ_2 の同時入射による成分は、式(2.4.7)のように γ_1 が検出されたときに引き続いて γ_2 が放出される確率と、式(2.4.10)のように γ_2

が検出されたときに γ_1 がカスケードに放出されている確率のどちらから見ても次式のように同じである。

$$N_0 p_{\gamma_1} \times 1 \times \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W_{12}(\theta) = N_0 p_{\gamma_2} \times \frac{p_{\gamma_1}}{p_{\gamma_2}} \times \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W_{12}(\theta) \quad (2.4.14)$$

そこで、

$$N_{\gamma_{12}} = N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W_{12}(\theta) + N_0 p_{\gamma_3} \varepsilon_3^p \quad (2.4.15)$$

が成り立つ。

ところで、 γ 線スペクトルの計数の総和は、各 γ 線が単独に検出された事象の数から、2本の γ 線が同時に検出された事象の数を引いた数に等しい。この崩壊図式においてはカスケードに放出される2本の γ 線の組み合わせとして γ_1 と γ_2 、 γ_4 と γ_5 、 γ_4 と γ_6 、 γ_5 と γ_2 が考えられ、さらに γ_4 と γ_2 が真のコインシデンスとして入射する可能性を持つ。また、 γ_2 、 γ_4 、 γ_5 の3本の γ 線によるトリプルコインシデンスの成分は γ_2 のピーク面積と同様に式に含めない。各コインシデンス成分の2本の γ 線が線源から同時に放出される確率は、

γ_1 と γ_2 については、

$$p_{\gamma_1} \times \frac{p_{\gamma_2}}{p_{\beta_3+p_{\gamma_1}+p_{\gamma_5}}} = p_{\gamma_1} \times \frac{p_{\gamma_2}}{p_{\gamma_2}} = p_{\gamma_1} \quad (2.4.16)$$

γ_4 と γ_5 については、

$$p_{\gamma_4} \times \frac{p_{\gamma_5}}{p_{\beta_2+p_{\gamma_4}}} = p_{\gamma_4} \times \frac{p_{\gamma_5}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} = \frac{p_{\gamma_4} p_{\gamma_5}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \quad (2.4.17)$$

γ_4 と γ_6 については、

$$p_{\gamma_4} \times \frac{p_{\gamma_6}}{p_{\beta_2+p_{\gamma_4}}} = p_{\gamma_4} \times \frac{p_{\gamma_6}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} = \frac{p_{\gamma_4} p_{\gamma_6}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \quad (2.4.18)$$

γ_5 と γ_2 については、

$$p_{\gamma_5} \times \frac{p_{\gamma_2}}{p_{\beta_3+p_{\gamma_1}+p_{\gamma_5}}} = p_{\gamma_5} \times \frac{p_{\gamma_2}}{p_{\gamma_2}} = p_{\gamma_5} \quad (2.4.19)$$

γ_4 と γ_2 については、 γ_4 、 γ_5 、 γ_2 の3本の γ 線が連続して放出される確率であるから、

$$p_{\gamma_4} \times \frac{p_{\gamma_5}}{p_{\beta_2+p_{\gamma_4}}} \times \frac{p_{\gamma_2}}{p_{\beta_3+p_{\gamma_1}+p_{\gamma_5}}} = p_{\gamma_4} \times \frac{p_{\gamma_5}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \times \frac{p_{\gamma_2}}{p_{\gamma_2}} = \frac{p_{\gamma_4} p_{\gamma_5}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \quad (2.4.20)$$

そこで、全計数率 N^l [cps] は次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} N^l = & N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1^t + N_0 p_{\gamma_2} \varepsilon_2^t + N_0 p_{\gamma_3} \varepsilon_3^t + N_0 p_{\gamma_4} \varepsilon_4^t + N_0 p_{\gamma_5} \varepsilon_5^t + N_0 p_{\gamma_6} \varepsilon_6^t \\ & - N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W_{12}(\theta) - N_0 \frac{p_{\gamma_4} p_{\gamma_5}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \varepsilon_4^t \varepsilon_5^t W_{45}(\theta) - N_0 \frac{p_{\gamma_4} p_{\gamma_6}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \varepsilon_4^t \varepsilon_6^t W_{46}(\theta) \\ & - N_0 p_{\gamma_5} \varepsilon_5^t \varepsilon_2^t W_{52}(\theta) - N_0 \frac{p_{\gamma_4} p_{\gamma_5}}{p_{\gamma_5+p_{\gamma_6}}} \varepsilon_4^t \varepsilon_2^t W_{42}(\theta) \end{aligned} \quad (2.4.21)$$

ここで、 $W_{46}(\theta)$ は γ_4 と γ_6 の角度相関係数を表す。

式(2.4.9)、(2.4.13)、(2.4.15)、(2.4.21)の4式から、 γ_1 と γ_2 についての γ 線サムピーク法による崩壊率の計算式を導出する。これらの式はそのままでは解くことができないので、level-1の β 線分岐比が他の β 線分岐比に較べて十分に大きく、 γ_1 および γ_2 の

γ 線放出率が他の γ 線の放出率に較べて十分に大きいとしたはじめの仮定に基づいて、寄与の小さい成分を無視するものとする。そこで、4式を次のようにおく。

$$N_{\gamma 1} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p \varepsilon_2^t W_{12}(\theta) \quad (2.4.9a)$$

$$N_{\gamma 2} = N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^p - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t W_{12}(\theta) \quad (2.4.13a)$$

$$N_{\gamma 12} = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W_{12}(\theta) \quad (2.4.15a)$$

$$N^t = N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W_{12}(\theta) \quad (2.4.21a)$$

まず、式(2.4.9a)、(2.4.13a)を次のように変形する。

$$\begin{aligned} N_{\gamma 1} &= N_0 \varepsilon_1^p \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon_2^t W_{12}(\theta)\} \\ \frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p} &= N_0 \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon_2^t W_{12}(\theta)\} \end{aligned} \quad (2.4.9b)$$

$$\begin{aligned} N_{\gamma 2} &= N_0 \varepsilon_2^p \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t W_{12}(\theta)\} \\ \frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} &= N_0 \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t W_{12}(\theta)\} \end{aligned} \quad (2.4.13b)$$

次に、式(2.4.21a)より、

$$\begin{aligned} N^t &= (N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t) - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t W_{12}(\theta) \\ N^t W_{12}(\theta) &= (N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t) W_{12}(\theta) - N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \{W_{12}(\theta)\}^2 \\ -N^t W_{12}(\theta) &= -(N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t) W_{12}(\theta) + N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \{W_{12}(\theta)\}^2 \end{aligned}$$

両辺に $N_0 p_{\gamma 2}$ を加えて、

$$\begin{aligned} N_0 p_{\gamma 2} - N^t W_{12}(\theta) &= N_0 p_{\gamma 2} - (N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + N_0 p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t) W_{12}(\theta) + N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \{W_{12}(\theta)\}^2 \\ &= N_0 [p_{\gamma 2} - (p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t) W_{12}(\theta) + p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \{W_{12}(\theta)\}^2] \\ &= \frac{N_0}{p_{\gamma 1}} [p_{\gamma 1} p_{\gamma 2} - (p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t + p_{\gamma 2} \varepsilon_2^t) p_{\gamma 1} W_{12}(\theta) + p_{\gamma 1}^2 \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \{W_{12}(\theta)\}^2] \\ &= \frac{N_0}{p_{\gamma 1}} \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon_2^t W_{12}(\theta)\} \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t W_{12}(\theta)\} \\ &= \frac{N_0 \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon_2^t W_{12}(\theta)\} N_0 \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t W_{12}(\theta)\}}{N_0 p_{\gamma 1}} \\ &= \frac{N_0 \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon_2^t W_{12}(\theta)\} N_0 \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon_1^t W_{12}(\theta)\} W_{12}(\theta)}{N_0 p_{\gamma 1} W_{12}(\theta)} \end{aligned}$$

式(2.4.9b)、(2.4.13b)を代入すると、

$$\begin{aligned} &= \frac{N_{\gamma 1}}{\varepsilon_1^p} \times \frac{N_{\gamma 2}}{\varepsilon_2^p} \times \frac{W_{12}(\theta)}{N_0 p_{\gamma 1} W_{12}(\theta)} \\ &= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W_{12}(\theta)}{N_0 p_{\gamma 1} \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p W_{12}(\theta)} \end{aligned}$$

式(2.4.15a)を代入すると、

$$= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W_{12}(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

よって、

$$N_0 p_{\gamma 2} - N^t W_{12}(\theta) = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W_{12}(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

$$N_0 p_{\gamma_2} = N^t W_{12}(\theta) + \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} W_{12}(\theta)}{N_{\gamma_{12}}}$$

$$N_0 p_{\gamma_2} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2}}{N_{\gamma_{12}}} \right\} W_{12}(\theta) \quad (2.4.22)$$

$$N_0 = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2}}{N_{\gamma_{12}}} \right\} \frac{W_{12}(\theta)}{P_{\gamma_2}} \quad (2.4.22a)$$

が導出できる。

γ_1 と γ_2 の2本の γ 線が線源から同時に放出される確率が P_{γ_1} になるため、 γ_1 の γ 線放出率 P_{γ_1} は式から消去される。そのため崩壊率の計算式には、 γ_1 に引き続いて放出される γ_2 の γ 線放出率 P_{γ_2} のみが残る。そこで、 γ_1 あるいは γ_2 の γ 線放出率が1でないカスケード崩壊核種の崩壊率を、 γ 線放出率を考慮していない γ 線サンプイク法の崩壊率計算式(2.1.6)で計算した値は、式(2.4.22)が示すように線源の崩壊率に γ_2 の γ 線放出率をかけた物理量を示していることになる。

このような場合に真の崩壊率を得るには、 γ 線放出率を考慮した γ 線サンプイク法の崩壊率計算式(2.4.22a)を用いて計算すればよい。この γ 線放出率に対する γ 線サンプイク法の拡張は、例に挙げた崩壊図式だけでなく、汎用的に使用できる。

この点線源測定に対する結果を応用して、分布線源測定の場合についても γ 線放出率に対する γ 線サンプイク法の拡張を行う。 γ_1 と γ_2 の角度相関係数 $W(\theta)$ が1台の検出器による測定であるため各点線源に対して $\theta=0$ とおくことができ、同じ値であると仮定すると、第2節において定義したパラメータによって、式(2.4.9a)、(2.4.13a)、(2.4.15a)、(2.4.21a)の4式は次式のように分布線源の場合に拡張できる。

$$N_{\gamma_1} = \sum_{i=1}^n \{ N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^p - N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^p \varepsilon_{2i}^t W(\theta) \} \quad (2.4.9b)$$

$$N_{\gamma_2} = \sum_{i=1}^n \{ N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i}^p - N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{2i}^p \varepsilon_{1i}^t W(\theta) \} \quad (2.4.13b)$$

$$N_{\gamma_{12}} = \sum_{i=1}^n \{ N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^p \varepsilon_{2i}^p W(\theta) \} \quad (2.4.15b)$$

$$N^t = \sum_{i=1}^n \{ N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t + N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i}^t - N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t \varepsilon_{2i}^t W(\theta) \} \quad (2.4.21b)$$

となる。式(2.4.9b)、(2.4.13b)、(2.4.15b)を R_i を用いて変形して、

$$N_{\gamma_1} = \varepsilon_1^p \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{ p_{\gamma_1} - p_{\gamma_1} \varepsilon_{2i}^t W(\theta) \}] \quad (2.4.9c)$$

$$N_{\gamma_2} = \varepsilon_2^p \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{ p_{\gamma_2} - p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t W(\theta) \}] \quad (2.4.13c)$$

$$N_{\gamma_{12}} = \varepsilon_1^p \varepsilon_2^p \sum_{i=1}^n \{ N_{0i} p_{\gamma_1} R_i^2 W(\theta) \} \quad (2.4.15c)$$

次に、式(2.4.21b)より、

$$N^t W(\theta) = \sum_{i=1}^n [N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t W(\theta) + N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i}^t W(\theta) - N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t \varepsilon_{2i}^t \{ W(\theta) \}^2]$$

$$-N^t W(\theta) = - \sum_{i=1}^n [N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t W(\theta) + N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i}^t W(\theta) - N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}^t \varepsilon_{2i}^t \{ W(\theta) \}^2]$$

両辺に $\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\}} \times p_{\gamma 2}$ を加えると、

$$\begin{aligned}
& \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\}} \times p_{\gamma 2} - N^4 W(\theta) \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\}} \times p_{\gamma 2} - \sum_{i=1}^n [N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} W(\theta) + N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon'_{2i} W(\theta) - N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} \{W(\theta)\}^2] \\
&= \frac{\left[p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} \right] \left[p_{\gamma 2} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right]}{p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\}} - \left[p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} + p_{\gamma 2} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right] W(\theta) + \left[p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\} \right] \{W(\theta)\}^2 \\
&= \frac{\left[p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} \right] \left[p_{\gamma 2} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right] - \left[p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} + p_{\gamma 2} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} \right] \left[p_{\gamma 1} W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\} \right] + \left[p_{\gamma 1} W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\} \right]^2}{p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\}} \\
&= \frac{\left[p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i}\} - p_{\gamma 1} W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\} \right] \left[p_{\gamma 2} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{2i}\} - p_{\gamma 1} W(\theta) \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\} \right]}{p_{\gamma 1} \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\}} \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i}\} - \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon'_{2i}\} - \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\} \right] W(\theta)}{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i}\} \right] W(\theta)} \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} - N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 2} \varepsilon'_{2i} - N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\} \right] W(\theta)}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\}} \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n [N_{0i} \varepsilon'_{1i} \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\}] \right] \left[\sum_{i=1}^n [N_{0i} \varepsilon'_{2i} \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} W(\theta)\}] \right] W(\theta)}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\}} \\
&= \frac{\left[\varepsilon'_1 \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\}] \right] \left[\varepsilon'_2 \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} W(\theta)\}] \right] W(\theta)}{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2 \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} R_i W(\theta)\}} \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\}] \right] \left[\sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} W(\theta)\}] \right] W(\theta)}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} R_i W(\theta)\}} \\
&= \frac{\left[\varepsilon'_1 \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{p_{\gamma 1} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{2i} W(\theta)\}] \right] \left[\varepsilon'_2 \sum_{i=1}^n [N_{0i} R_i \{p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} \varepsilon'_{1i} W(\theta)\}] \right] W(\theta)}{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2 \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma 1} R_i W(\theta)\}}
\end{aligned}$$

式(2.4.9c)、(2.4.13c)、(2.4.15c)を代入すると、

$$= \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

よって、

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{1i}\varepsilon'_{2i}\}} \times p_{\gamma 2} - N^t W(\theta) = \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{1i}\varepsilon'_{2i}\}} \times p_{\gamma 2} = N^t W(\theta) + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2} W(\theta)}{N_{\gamma 12}}$$

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon'_{1i}\varepsilon'_{2i}\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}}$$

となるから、これを一般的に

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}\} \right] \left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\} \right]}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}\varepsilon_{2i}\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}} \quad (2.4.23)$$

とする。また、 R_i を用いた表現では、

$$\frac{\left[\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i\} \right]^2}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i}R_i^2\}} = \left\{ N^t + \frac{N_{\gamma 1} N_{\gamma 2}}{N_{\gamma 12}} \right\} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma 2}} \quad (2.4.23a)$$

となる。

このように分布線源の場合についても、点線源の場合と同様に γ_1 の γ 線放出率 $P_{\gamma 1}$ が式から消去され、 γ_2 の γ 線放出率 $P_{\gamma 2}$ のみが残る。そこで、 γ_1 あるいは γ_2 の γ 線放出率が1でないカスケード崩壊核種の真の崩壊率を得るには、 γ 線放出率を考慮した γ 線サンプイク法の崩壊率計算式(2.4.21)を用いて計算すればよい。

このような γ 線放出率に対する γ 線サンプイク法の拡張により、点線源および分布線源の測定に対して、汎用的な補正が可能になる。

2.5 2本の γ 線の角度相関

β 崩壊後の核からカスケードに2本の γ 線が放出される場合、第2の γ 線が放出される方向は第1の γ 線が放出された方向に依存することが知られている。この関係は一般に角度相関(angular correlation)と呼ばれる。線源の位置を原点にとり、第1の γ 線が放出された方向を $\theta=0$ とおくと、第2の γ 線が放出される方向の確率分布は、Legendreの多項式⁹⁾ $P_2(\cos\theta)$ と $P_4(\cos\theta)$ を用いて関数 $W(\theta)$ で近似される。

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}P_4(\cos\theta) \quad (2.5.1)$$

ここで、 A_{22} および A_{44} は、崩壊後の核種および、対象とする2本の γ 線について決定されている定数であり、 ^{60}Co の β 崩壊による ^{60}Ni の場合¹⁰⁾、1173keVと1333keVの2本の γ 線については、

$$A_{22}=(0.1015 \pm 0.0032), \quad A_{44}=(0.095 \pm 0.003) \quad (2.5.2)$$

^{46}Sc の β 崩壊による ^{46}Ti の場合¹¹⁾、889keVと1121keVの2本の γ 線については、

$$A_{22}=(0.1003 \pm 0.0018), \quad A_{44}=(0.0103 \pm 0.0026) \quad (2.5.3)$$

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

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{4}(3\cos(2\theta) + 1) \quad (2.5.4)$$

$$P_4(\cos\theta) = \frac{1}{64}(35\cos(4\theta) + 20\cos(2\theta) + 9) \quad (2.5.5)$$

を表しており、これらの式は $x = \cos\theta$ とおくと、

$$P_{2(x)} = \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \quad (2.5.4a)$$

$$P_{4(x)} = \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) \quad (2.5.5a)$$

と表すことができる。

図2-8に0度から180度までの θ に対する ^{60}Co と ^{46}Sc の $W(\theta)$ の値を示す。また、 ^{60}Co の $W(\theta)$ の値を空間座標に描画した図を図2-9に ^{46}Sc の $W(\theta)$ の値を空間座標に描画した図を図2-10に示す。図に示されるように2本目の γ 線は $\theta=0[\text{rad}]$ および $\theta=\pi[\text{rad}]$ の方向に放出される確率が最も高い。また、 ^{46}Sc は ^{60}Co に比べて角度相関による影響が小さいことがわかる。この角度相関の効果により、 γ 線スペクトルに現れる γ 線サムピークは角度相関がない場合よりも大きく検出されているため、 γ 線サムピーク面積を補正する必要がある。

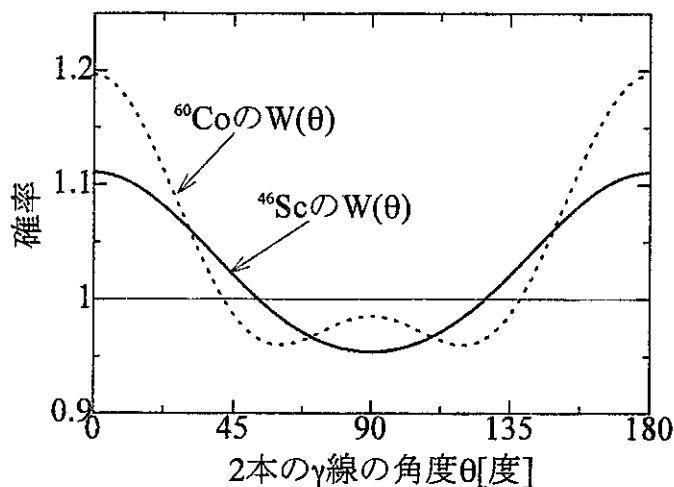


図2-8 ^{46}Sc 、 ^{60}Co の第2の γ 線が放出される方向の確率分布

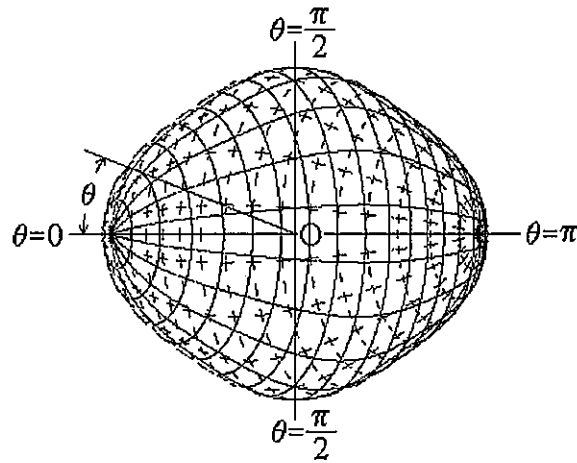


図2-9 ^{60}Co の第2の γ 線が放出される方向の確率分布 $W(\theta)$

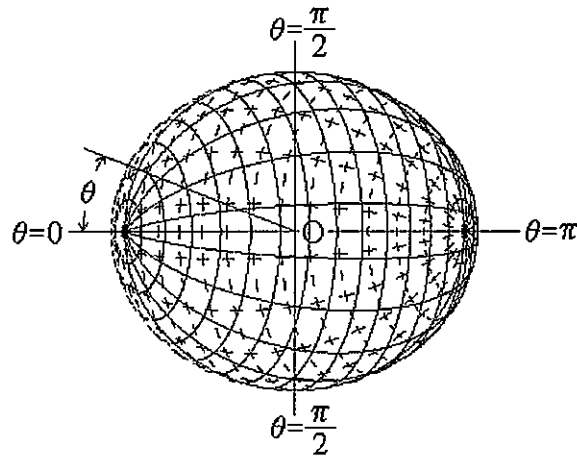


図2-10 ^{46}Sc の第2の γ 線が放出される方向の確率分布 $W(\theta)$

γ 線サンプイク法は1個の検出器で測定を行うので、近似的に $\theta=0$ における $W(\theta)$ の値を用いて、検出器に第1の γ 線が入射し、同時に放出された第2の γ 線が角度相関により検出器方向に放出される確率を求める。

$\theta=0$ のとき

$$\cos \theta = \cos(2\theta) = \cos(4\theta) = 1 \quad (2.5.6)$$

であるから、式(2.5.4)と式(2.5.5)は、

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{4}(3 \times 1 + 1) = 1 \quad (2.5.4b)$$

$$P_4(\cos \theta) = \frac{1}{64}(35 \times 1 + 20 \times 1 + 1) = 1 \quad (2.5.5b)$$

となるので、式(2.5.1)は単純に

$$W(0) = 1 + A_{22} + A_{44} \quad (2.5.1b)$$

となるようになっている。そこでこの値の不確かさを

$$\sigma W(0) = \sqrt{(\sigma A_{22})^2 + (\sigma A_{44})^2} \quad (2.5.7)$$

で評価する。これらの式によって、 ^{60}Co の1173keVと1333keVの γ 線についての角度相関係数 $W(\theta)$ を、

$$W(0) = (1.1965 \pm 0.0044) \quad (2.5.8)$$

^{46}Sc の889keVと1121keVの2本の γ 線についての角度相関係数 $W(\theta)$ を、

$$W(0) = (1.1106 \pm 0.0032) \quad (2.5.9)$$

と決定した。

2.6 ピーク面積の決定法

HPGe検出器で線源を測定した場合に得られる γ 線スペクトルからピーク計数を求めるには、通常は特定の関数形をピークに当てはめる方法が行われる。当てはめに使われる関数としては、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が、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十分であり、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出てくる。そこで本研究では、 γ 線サムピーク以外のピーク面積を求める際に、関数を当てはめる方法ではなく、Helmerの積分法¹²⁾を採用した。

Helmerの積分法によるピーク面積の計算法は、まずはじめに図2-11に示すようにピーク関数を $y(x)$ 、連続スペクトル成分をピークの両端A,Bを結ぶ直線 $b(x)$ として第1近似のピーク面積 S_1 を求める。

$$S_1 = \int_A^B \{y(x) - b(x)\} dx \quad (2.6.1)$$

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式で仮定する。

$$B(x) = \frac{\int_A^x \{y(z) - b(z)\} dz}{S_1} \{y(B) - y(A)\} + y(A) \quad (2.6.2)$$

式(2.6.1)と(2.6.2)を用いて、第2近似のピーク面積 S_2 が次式で求められる。

$$S_2 = \int_A^B \{y(x) - B(x)\} dx \quad (2.6.3)$$

この方法は計算機処理が容易で、近似計算を2,3回繰り返せば収束する。実際に作成した計算プログラムでは、5回の繰り返し計算を行って決定した。

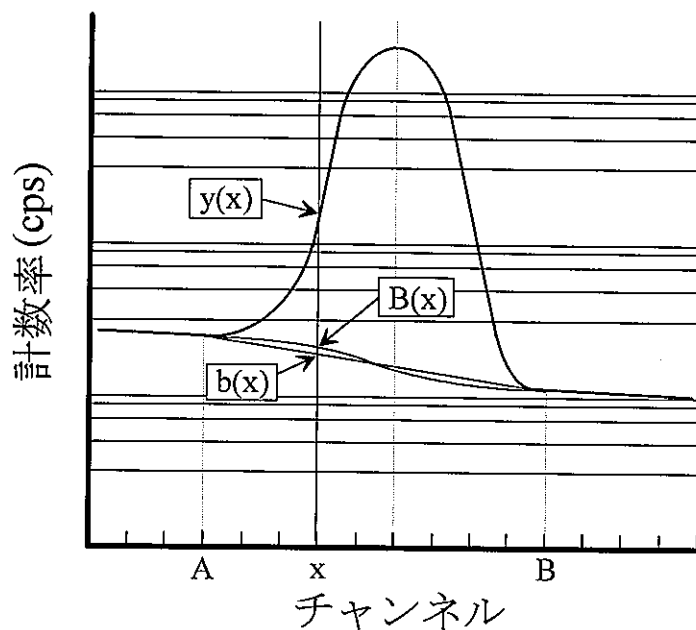


図2-11 Helmerの積分法によるピーク面積決定の模式図

Helmerの積分法を適用する γ 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測定時間で割って、チャンネルごとに計数率を求め、それぞれのチャンネルごとのバックグラウンドの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。図2-12に ^{60}Co の1333keVの γ 線ピークにHelmerの積分法を適用した場合のピーク面積を示す。

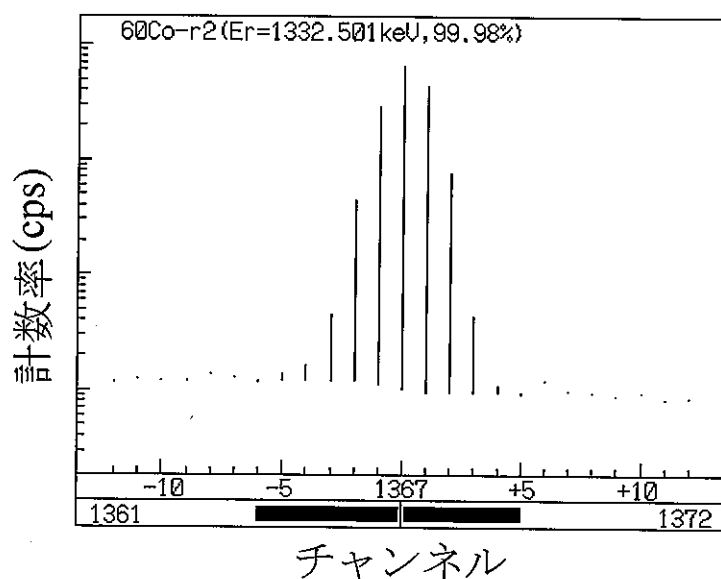


図2-12 ^{60}Co の1333keVの γ 線ピークへのHelmerの積分法の適用
(横軸の下のバーはピーク面積の計算範囲)

一方、 γ 線サムピーク γ_{12} のピーク面積は、得られた γ 線スペクトルの形からサムピークのチャンネルの下限Aと上限Bを決めて、次の式で決定した。

$$S_{12} = \frac{\{\sum_{i=A}^B C_i^{Foreground}\}}{LT_{Foreground}} - \frac{\{\sum_{i=A}^B C_i^{Background}\}}{LT_{Background}} \quad (2.6.4)$$

ここで C_i はチャンネル i の計数、LTはライブタイムである。これは、バックグラウンドを差し引いてもピークの形にほとんど影響が出ない他のピークと異なり、計数が少ない γ 線サムピークでは、バックグラウンドを差し引くとピークの形が大きく変化する、ピークチャンネルの範囲を決めることが難しいためである。

2.7 エネルギー校正と全計数率の補正

γ 線スペクトルの全計数率 N は、測定時間内に検出されたすべての計数の総和をライブタイムで割ったものである。しかし、通常の測定システムではHPGe検出器のプリアンプ信号をノイズから弁別するためにディスクリミネーションレベルを設定して波高の低い信号を切り捨てている。そのため、 γ 線エネルギーが0keVに相当するチャンネル付近では図2-13のように γ 線スペクトルが途切れているので、測定時間内に検出されたすべての計数の総和を正確に得るには、波高が低く切り捨てられた計数を推定する必要がある。

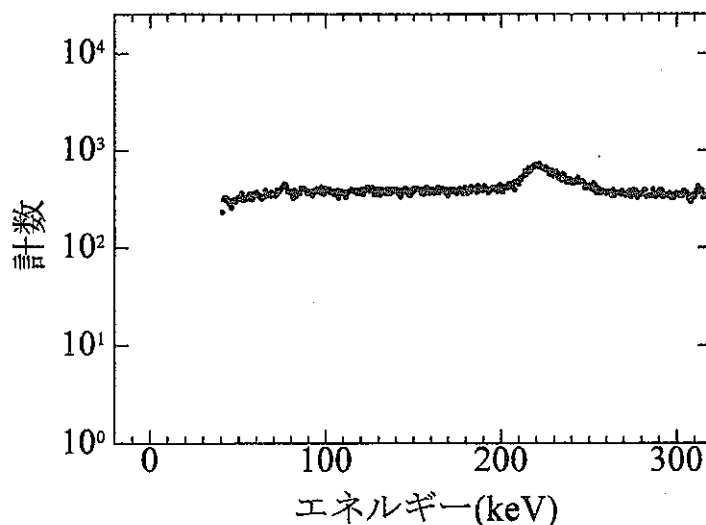


図2-13 0keV付近の γ 線スペクトル

ADCによるデジタル変換で、0チャンネルをγ線エネルギーの0keVに精密に一致させることは難しいので、多くの場合、わずかにγ線エネルギーの0keVに対応するチャンネルは0チャンネルからずれる。ADCの調整を正確に行うことによってこのずれは1チャンネル未満に抑えることが可能であるが、全計数率N_Tを正確に推定するために校正線源を測定してチャンネルに対するγ線エネルギーを求めるための校正曲線を一次関数で近似し、この校正直線から0keVに対応するチャンネルを計算した。

この校正に使用する線源にはディスクリミネーションレベルを越える低いエネルギーのγ線を高い放出率で放出する核種が適している。なおかつ、HPGe検出器の分解能に対して互いに重なることのない複数のγ線を放出する核種であることが望ましい。このような核種には¹⁵²Eu、¹³³Baがある。

本研究では¹⁵²Eu、⁴⁶Sc、⁶⁰Coのγ線ピークを利用して校正直線を決定した。校正に使用したγ線のエネルギーおよびγ線放出率を表2-1に示す。また、動力炉・核燃料開発事業団の東海事業所において行った実験の際は、標準線源として利用されていた¹³³Ba、¹³⁷Cs、⁵⁷Co、⁶⁰Co、⁵⁴Mn、²²Na、⁸⁸Yを使用して校正直線を決定した。この際に校正に使用したγ線のエネルギーおよびγ線放出率を表2-2に示す。

表2-1 エネルギー校正に使用した線源のγ線エネルギーと放出率(1)

核種	γ線エネルギー[keV]	放出率[%]
¹⁵² Eu	121.783	28.4
	244.701	7.5
	344.281	26.5
	411.115	2.2
	444.976	3.1
	778.903	12.9
	867.388	4.2
	1112.116	13.5
	1212.950	1.4
	1299.124	1.6
1408.011	20.8	
⁴⁶ Sc	889.286	100
	1120.545	100
⁶⁰ Co	1173.237	99.89
	1332.501	99.98

表2-2 エネルギー校正に使用した線源のγ線エネルギーと放出率(2)

核種	γ線エネルギー[keV]	放出率[%]
¹³³ Ba	80.997	34.06
	276.398	7.164
	302.853	18.33
	356.017	62.05
	383.851	8.94
¹³⁷ Cs	661.660	85.1
⁵⁷ Co	122.061	85.6
⁶⁰ Co	1173.237	99.9
	1332.501	99.982
⁵⁴ Mn	834.848	99.976
²² Na	1274.530	99.944
⁸⁸ Y	898.042	93.68
	1836.063	99.24

0keV付近の計数損失は図2-14のようにγ線スペクトルの低エネルギー部の計数を一次関数で近似し、0keVに対応するチャンネルまでの計数を推定して求めた。同様の手法でバックグラウンドのγ線スペクトルの計数の総和の補正を行い、これらの値から次式でγ線スペクトルの全計数率 N^t [cps]を決定した。

$$N^t = \frac{\sum C_{\text{Foreground}}}{LT_{\text{Foreground}}} - \frac{\sum C_{\text{Background}}}{LT_{\text{Background}}} \quad (2.7.1)$$

ここで、 $\sum C$ は0keV付近の計数損失を補正したγ線スペクトルの計数の総和であり、LTはライブタイムである。

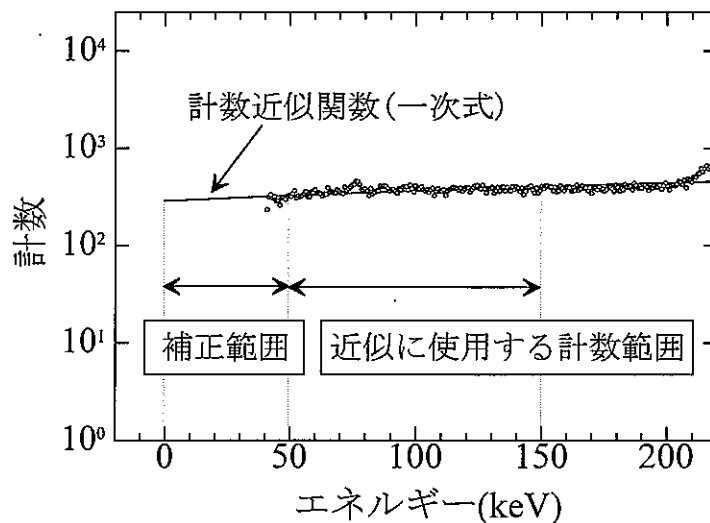


図2-14 0keV付近の計数損失の補正

第3章 γ - γ 同時計測法の測定原理

3.1 点線源に対する γ - γ 同時計測法の原理

2台のHPGe検出器による2次元データ集積システムを使用した γ - γ 同時計測は1台のHPGe検出器で測定を行う γ 線サムピーク法に較べてより多くの情報を得ることができ、2台のHPGe検出器による γ - γ 同時計測法を第2章で述べたカスケード崩壊核種の測定に応用した場合の最大の利点は偶然同時計数を時定数を決定することなく補正することが可能な点にある。

以下の取り扱いでは、本節で述べる2台のHPGe検出器を使用した γ - γ 同時計測によるカスケード崩壊核種の崩壊率絶対測定の手法を単純に γ - γ 同時計測法と称する。

2台のHPGe検出器による2次元データはリストモードで記録媒体に記録されるが、崩壊率の計算のためにこの2次元データをコインシデンス情報をもとに複数の1次元スペクトルに変換するフィルター処理を行う。これは、それぞれの検出器からの信号を4096チャンネルで測定したとき、2次元データスペクトルは 4096×4096 の膨大なチャンネル数を必要とするが、崩壊率の決定の際に必要なとされるチャンネルは限られているためである。 ^{60}Co 、 ^{46}Sc などのカスケード崩壊核種を測定する際にフィルター処理によって作成される γ 線スペクトルを表3-1のように定義する。

表3-1 フィルター処理により作成される γ 線スペクトルの定義

No.	名称	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 γ 線のスペクトル
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 γ 線ピークに計数された γ 線と同時に、検出器1に計数された γ 線のスペクトル
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 γ 線ピークに計数された γ 線と同時に、検出器1に計数された γ 線のスペクトル
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 γ 線と同時に、検出器1に計数されたすべての γ 線のスペクトル
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 γ 線のスペクトル
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 γ 線ピークに計数された γ 線と同時に、検出器2に計数された γ 線のスペクトル
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 γ 線ピークに計数された γ 線と同時に、検出器2に計数された γ 線のスペクトル
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 γ 線と同時に、検出器2に計数されたすべての γ 線のスペクトル

図3-1はフィルター処理によって作成した γ 線スペクトルを2次元データスペクトル型に組み立てた図である。各 γ 線スペクトルは表3-1に対応する。この図のようにカスケード崩壊核種を測定した2次元データには4つのコインシデンスピークが現れる。ここで、 γ_1 と γ_2 は検出器1に検出された第1の γ 線ピークと第2の γ 線ピークであり、 γ_{12} は γ_1 と γ_2 の γ 線サムピークである。同様に γ_3 と γ_4 は検出器2に検出された第1の γ 線ピークと第2の γ 線ピークであり、 γ_{34} は γ_3 と γ_4 の γ 線サムピークである。また、 γ_{14} は γ_1 と γ_4 のコインシデンスピークであり、同様に γ_{23} (γ_2 と γ_3)、 γ_{13} (γ_1 と γ_3)、 γ_{24} (γ_2 と γ_4)を定義する。

カスケード崩壊核種から同時に放出される2本の γ 線のうち一方が検出器1に検出され、他方が検出器2に検出されることによってできるコインシデンスピークは γ_{14} と γ_{23} のみである。 γ_{14} は第1の γ 線が検出器1に、第2の γ 線が検出器2に検出された場合であり、これとは逆に γ_{23} は第1の γ 線が検出器2に、第2の γ 線が検出器1に検出された場合である。このように β 崩壊後の一つの核から同時に放出された2本の γ 線が2台の検出器に1本ずつ検出される場合を真のコインシデンスと考えると、 γ_{13} および γ_{24} は真のコインシデンスに依らないコインシデンスピークである。

β 崩壊後の核からカスケードに放出される2本の γ 線の時間差は ^{60}Co では0.713ps、 ^{46}Sc では5.1psと極めて小さいので同時に放出されると云ってよい。また、放出された γ 線が検出器に到達するまでの時間は0に等しい。しかし、検出器に γ 線が入射してからADCがデジタル変換を開始するまでには、プリアンプから信号が出され、この信号がアンプで増幅されてADCに送られ、このアナログ信号の波形が一定の電圧を越えるという段階が必要である。そこで、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生じ、この時間差は1 μs 程度で揺らぎをもつ。そのためADCでは2 μs 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するしくみになっている。このことから設定した時間内に一つの核から同時に放出された γ 線でない2本の γ 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計数が検出される。 β 崩壊後一つの核から同じエネルギーの γ 線が2本放出されることはあり得ないので、 γ_{13} および γ_{24} はこのような偶然同時(chance coincidence)によって生じたコインシデンスピークである。

偶然同時計数は計数率の2乗に比例するので、高計数率になるほど γ_{13} および γ_{24} が大きく検出される。そして、 γ_{13} および γ_{24} が明確に検出される測定では γ_{14} と γ_{23} に偶然同時による成分が含まれていることを考慮する必要がある。

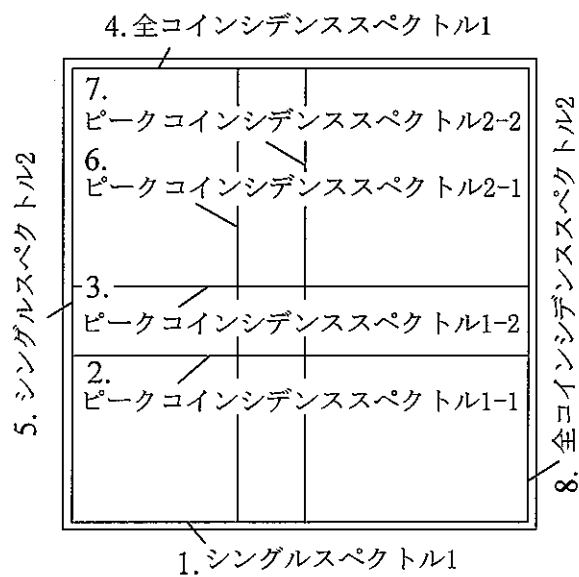
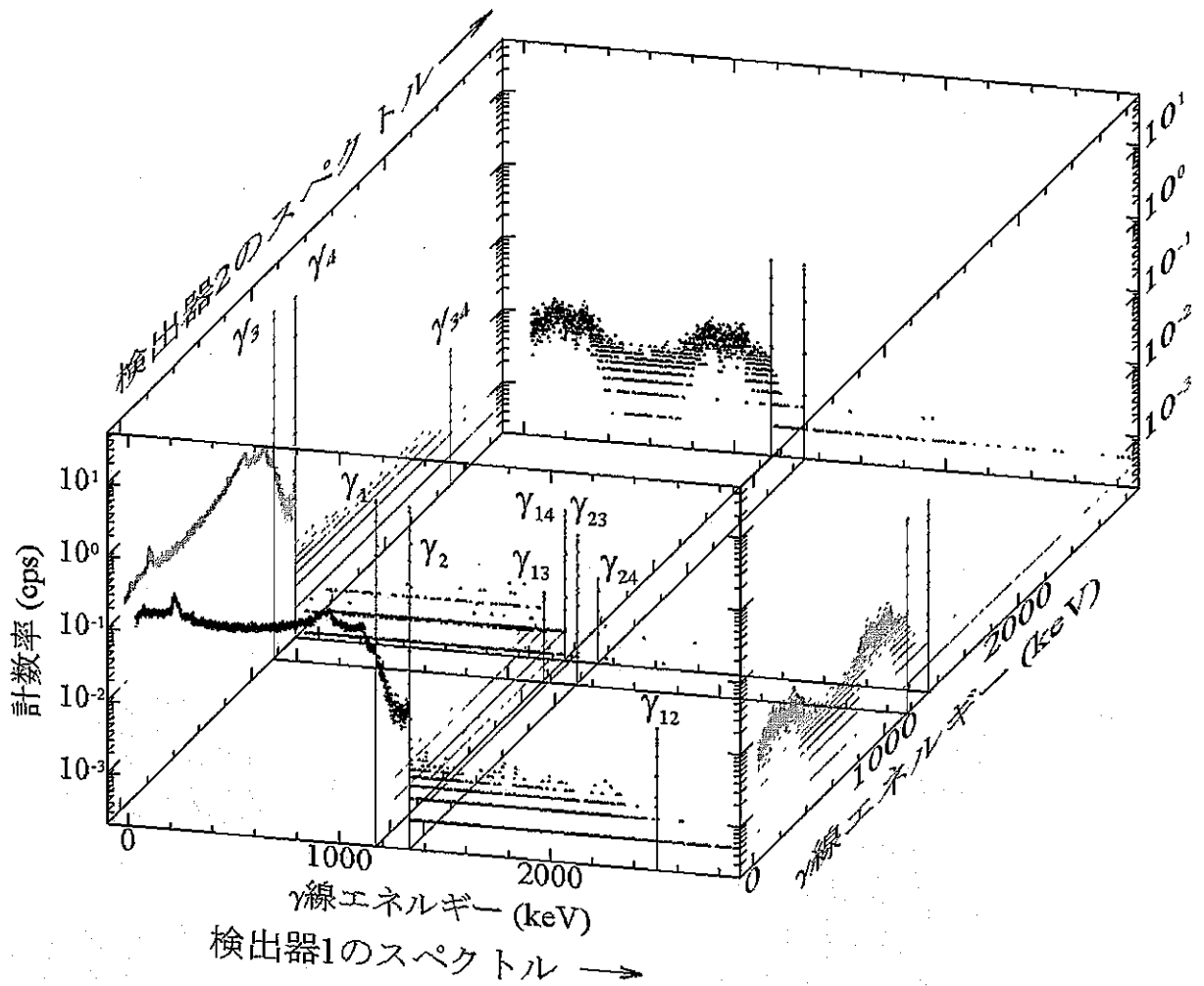


図3-1 2台のHPGe検出器を使用した測定によるコインシデンスピーク(上)と上から見た γ 線スペクトルの表3-1との対応(下)

ここで、次のようにパラメータをおく。線源の崩壊率を $N_0[\text{Bq}]$ とし、各ピーク面積を $N_\gamma[\text{cps}]$ とする。 N_γ の添え字は各ピークの記号に対応する。第1の γ 線と第2の γ 線の γ 線放出率を1と仮定する。 γ 線放出率が1でない場合については、3.4節で述べる。 $2\tau[\text{s}]$ をADCのコインシデンス判定時間(分解時間)、 $W(\theta)$ を角度相関係数、ここでの θ を線源に対する2台の検出器の角度とする。また、検出器1の第1の γ 線に対するピーク検出効率を ε_1 、第2の γ 線に対するピーク検出効率を ε_2 とおく。同様に、検出器2に対しても第1の γ 線に対するピーク検出効率 ε_3 および第2の γ 線に対するピーク検出効率 ε_4 をおく。これらのパラメータを用いて、各ピーク面積と線源の崩壊率との関係を式に表すと、まず γ 線シングルスpekトルのピーク面積は次式で表すことができる。

検出器1について、

$$N_{\gamma_1} = N_0 \varepsilon_1 \quad (3.1.1)$$

$$N_{\gamma_2} = N_0 \varepsilon_2 \quad (3.1.2)$$

検出器2について、

$$N_{\gamma_3} = N_0 \varepsilon_3 \quad (3.1.3)$$

$$N_{\gamma_4} = N_0 \varepsilon_4 \quad (3.1.4)$$

次に、偶然同時計数の成分のみのコインシデンスピーク γ_{13} および γ_{24} のピーク面積は、 $2\tau[\text{s}]$ を用いて

$$N_{\gamma_{13}} = 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} \quad (3.1.5)$$

$$N_{\gamma_{24}} = 2\tau N_{\gamma_2} N_{\gamma_4} \quad (3.1.6)$$

と表すことができる¹³⁾。

一方、真のコインシデンスピーク γ_{14} と γ_{23} の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の成分の和であると考えられるから、

$$N_{\gamma_{14}} = N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_4} \quad (3.1.7)$$

$$N_{\gamma_{23}} = N_0 \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} \quad (3.1.8)$$

式(3.1.7)の偶然同時計数の成分を式(3.1.3)、式(3.1.4)、式(3.1.5)を使用して次のように消去すると、

$$\begin{aligned} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}} \\ = N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_4} - 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}} \\ = N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) \end{aligned} \quad (3.1.9)$$

であるから、

$$N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4 = \frac{N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}}}{W(\theta)} = \frac{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}}{N_{\gamma_3} W(\theta)} \quad (3.1.9a)$$

の関係が得られる。

式(3.1.1)、式(3.1.4)の積より、

$$N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4} = N_0 \varepsilon_1 \times N_0 \varepsilon_4$$

$$N_0 = \frac{N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4}}{N_0 \varepsilon_1 \varepsilon_4}$$

$$N_0 = N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4} \times \frac{N_{\gamma_3} W(\theta)}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}}$$

崩壊率の計算式(A)
$$N_0 = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4} W(\theta)}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}} \quad (3.1.10)$$

このようにして、検出効率 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4$ は式からすべて消去され、検出器の配置によって決定される $W(\theta)$ と測定によって得られる γ 線スペクトルのピーク面積 $N_{\gamma_1}, N_{\gamma_3}, N_{\gamma_4}, N_{\gamma_{13}}, N_{\gamma_{14}}$ [cps]のみから線源の崩壊率 N_0 [Bq]を絶対的に決定することができる崩壊率の計算式が得られる。

同様にして、式(3.1.7)の偶然同時計数の成分を式(3.1.1)、式(3.1.2)、式(3.1.6)を使用して消去することで、

崩壊率の計算式(B)
$$N_0 = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_4} W(\theta)}{N_{\gamma_2} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_1} N_{\gamma_{24}}} \quad (3.1.11)$$

式(3.1.1)、式(3.1.2)、式(3.1.5)、式(3.1.8)より、

崩壊率の計算式(C)
$$N_0 = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} W(\theta)}{N_{\gamma_1} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_2} N_{\gamma_{13}}} \quad (3.1.12)$$

式(3.1.3)、式(3.1.4)、式(3.1.6)、式(3.1.8)より、

崩壊率の計算式(D)
$$N_0 = \frac{N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4} W(\theta)}{N_{\gamma_4} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_3} N_{\gamma_{24}}} \quad (3.1.13)$$

の4つの崩壊率の計算式を得ることができる。

測定対象が点線源である場合、崩壊率の計算式(A)～(D)は同じ物理量を表すことになるので各式によって計算された崩壊率の値は等価である。さらにフィルター処理では8つの γ 線スペクトルを作成するので4つのコインシデンスピークのピーク面積はそれぞれ2種類の γ 線スペクトルから計算することができる。

例として γ_{14} のピーク面積は、表3-1のNo.3の γ 線スペクトルの第1の γ 線ピーク面積として計算する方法と、No.6の γ 線スペクトルの第2の γ 線ピーク面積として計算する方法の2通りがある。物理的には両者の値は一致すると考えられるが、実際にはピークの形が乱れておりピーク面積を計算する範囲の決定が難しい場合があるので、必ずしも両者の値は一致しない。そこで、両者の値をそれぞれ計算することでピーク面積を計算する範囲の妥当性を確かめることができる。さらに、両者の値を最終的に決定する崩壊率に反映するため、崩壊率の計算式(A)では表3-1のNo.6の γ 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No.3の γ 線スペクトル

から $N_{\gamma 14}$ と $N_{\gamma 24}$ 、計算式(C)ではNo.2の γ 線スペクトルから $N_{\gamma 13}$ と $N_{\gamma 23}$ 、計算式(D)ではNo.7の γ 線スペクトルから $N_{\gamma 23}$ と $N_{\gamma 24}$ のピーク面積を計算することとした。

線源の崩壊率はこれら4つの崩壊率計算式から求めた値を不確かさを重みとして平均することにより決定した。

3.2 崩壊率計算式の不確かさの評価

線源の崩壊率を計算するための式(3.1.10)～式(3.1.13)の不確かさを評価するには、一般的な誤差伝播の式を使用した。一般に物理量 x, y, z の不確かさを $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ としたとき、関数 $f(x, y, z)$ によって計算された値 u の不確かさは次のように評価される¹⁴⁾。

$$u = f(x, y, z) \quad (3.2.1)$$

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2(\sigma_x)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2(\sigma_y)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2(\sigma_z)^2 \quad (3.2.2)$$

崩壊率の計算式(A)を例として、この式によって計算された崩壊率の不確かさを評価する。計算の煩雑さをなくすために、この計算式のパラメータをaからfまでの変数で、またそれぞれの値の不確かさを σ_a から σ_f とおく。式(3.1.10)で、

$$u = N_0 \quad , \quad \sigma_u = \sigma_{N_0} \quad (3.2.3)$$

$$a = N_{\gamma 1} \quad , \quad \sigma_a = \sigma_{N_{\gamma 1}} \quad (3.2.4)$$

$$b = N_{\gamma 3} \quad , \quad \sigma_b = \sigma_{N_{\gamma 3}} \quad (3.2.5)$$

$$c = N_{\gamma 4} \quad , \quad \sigma_c = \sigma_{N_{\gamma 4}} \quad (3.2.6)$$

$$d = N_{\gamma 14} \quad , \quad \sigma_d = \sigma_{N_{\gamma 14}} \quad (3.2.7)$$

$$e = N_{\gamma 13} \quad , \quad \sigma_e = \sigma_{N_{\gamma 13}} \quad (3.2.8)$$

$$f = W(\theta) \quad , \quad \sigma_f = \sigma_{W(\theta)} \quad (3.2.9)$$

とすると、このとき式(3.1.10)は

$$u = \frac{abcf}{bd-ce} \quad (3.2.1a)$$

式(3.1.10)の不確かさは

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial a}\right)^2(\sigma_a)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial b}\right)^2(\sigma_b)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial c}\right)^2(\sigma_c)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial d}\right)^2(\sigma_d)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial e}\right)^2(\sigma_e)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial f}\right)^2(\sigma_f)^2 \quad (3.2.2a)$$

で評価することができる。そこで、式(3.2.2a)の各項を計算すると、

$$\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right)^2(\sigma_a)^2 = \left(\frac{abcf}{bd-ce} \times \frac{1}{a}\right)^2(\sigma_a)^2 = u^2 \times \left(\frac{1}{a}\right)^2(\sigma_a)^2 = u^2 \times \left(\frac{\sigma_a}{a}\right)^2 \quad (3.2.10)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial b}\right)^2(\sigma_b)^2 &= \left(\frac{abcf}{bd-ce} \times \frac{1}{b} - \frac{abcf}{(bd-ce)^2} \times d\right)^2(\sigma_b)^2 = \left(u \times \frac{1}{b} - u \times \frac{d}{bd-ce}\right)^2(\sigma_b)^2 \\ &= u^2 \left(\frac{bd-ce-bd}{b(bd-ce)}\right)^2(\sigma_b)^2 = u^2 \left(\frac{-ce}{b(bd-ce)}\right)^2(\sigma_b)^2 \end{aligned} \quad (3.2.11)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial c}\right)^2(\sigma_c)^2 &= \left(\frac{abcf}{bd-ce} \times \frac{1}{c} + \frac{abcf}{(bd-ce)^2} \times e\right)^2(\sigma_c)^2 = \left(u \times \frac{1}{c} + u \times \frac{e}{bd-ce}\right)^2(\sigma_c)^2 \\ &= u^2 \left(\frac{bd-ce+ce}{c(bd-ce)}\right)^2(\sigma_c)^2 = u^2 \left(\frac{bd}{c(bd-ce)}\right)^2(\sigma_c)^2 \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial d}\right)^2(\sigma_d)^2 &= \left(\frac{abcf}{bd-ce} \times \frac{-b}{bd-ce}\right)^2(\sigma_d)^2 = \left(u \times \frac{-b}{bd-ce}\right)^2(\sigma_d)^2 = u^2 \left(\frac{-b}{bd-ce}\right)^2(\sigma_d)^2 \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial e}\right)^2(\sigma_e)^2 &= \left(\frac{abcf}{bd-ce} \times \frac{c}{bd-ce}\right)^2(\sigma_e)^2 = \left(u \times \frac{c}{bd-ce}\right)^2(\sigma_e)^2 = u^2 \left(\frac{c}{bd-ce}\right)^2(\sigma_e)^2 \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial f}\right)^2(\sigma_f)^2 &= \left(\frac{abcf}{bd-ce} \times \frac{1}{f}\right)^2(\sigma_f)^2 = u^2 \times \left(\frac{1}{f}\right)^2(\sigma_f)^2 = u^2 \times \left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2 \end{aligned} \quad (3.2.15)$$

となる。そこで、式(3.2.2a)は、

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

整理すると、

$$\sigma_u = u \left\{ \left(\frac{\sigma_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{-ce}{bd-ce}\right)^2 \left(\frac{\sigma_b}{b}\right)^2 + \left(\frac{bd}{bd-ce}\right)^2 \left(\frac{\sigma_c}{c}\right)^2 + \left(\frac{-b(\sigma_d)}{bd-ce}\right)^2 + \left(\frac{c(\sigma_e)}{bd-ce}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (3.2.2b)$$

となる。パラメータを a から f および、それぞれの不確かさ σ_a から σ_f を元に戻すと、

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} &= N_0 \left\{ \left(\frac{\sigma_{N\gamma_1}}{N\gamma_1}\right)^2 + \left(\frac{-N\gamma_4 N\gamma_{13}}{N\gamma_3 N\gamma_{14} - N\gamma_4 N\gamma_{13}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_3}}{N\gamma_3}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_3 N\gamma_{14}}{N\gamma_3 N\gamma_{14} - N\gamma_4 N\gamma_{13}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_4}}{N\gamma_4}\right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{-N\gamma_3(\sigma_{N\gamma_{14}})}{N\gamma_3 N\gamma_{14} - N\gamma_4 N\gamma_{13}}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_4(\sigma_{N\gamma_{13}})}{N\gamma_3 N\gamma_{14} - N\gamma_4 N\gamma_{13}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)}\right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.2.16)$$

このようにして導出された式(3.2.16)によって、崩壊率の計算式(A)の不確かさの評価を行うこととした。同様に、崩壊率の計算式(B)の不確かさの評価については、

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} &= N_0 \left\{ \left(\frac{\sigma_{N\gamma_4}}{N\gamma_4}\right)^2 + \left(\frac{-N\gamma_1 N\gamma_{24}}{N\gamma_2 N\gamma_{14} - N\gamma_1 N\gamma_{24}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_2}}{N\gamma_2}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_2 N\gamma_{14}}{N\gamma_2 N\gamma_{14} - N\gamma_1 N\gamma_{24}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_1}}{N\gamma_1}\right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{-N\gamma_2(\sigma_{N\gamma_{14}})}{N\gamma_2 N\gamma_{14} - N\gamma_1 N\gamma_{24}}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_1(\sigma_{N\gamma_{24}})}{N\gamma_2 N\gamma_{14} - N\gamma_1 N\gamma_{24}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)}\right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

崩壊率の計算式(C)の不確かさの評価については、

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} &= N_0 \left\{ \left(\frac{\sigma_{N\gamma_3}}{N\gamma_3}\right)^2 + \left(\frac{-N\gamma_2 N\gamma_{13}}{N\gamma_1 N\gamma_{23} - N\gamma_2 N\gamma_{13}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_1}}{N\gamma_1}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_1 N\gamma_{23}}{N\gamma_1 N\gamma_{23} - N\gamma_2 N\gamma_{13}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_2}}{N\gamma_2}\right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{-N\gamma_1(\sigma_{N\gamma_{23}})}{N\gamma_1 N\gamma_{23} - N\gamma_2 N\gamma_{13}}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_2(\sigma_{N\gamma_{13}})}{N\gamma_1 N\gamma_{23} - N\gamma_2 N\gamma_{13}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)}\right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.2.18)$$

崩壊率の計算式(D)の不確かさの評価については、

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} &= N_0 \left\{ \left(\frac{\sigma_{N\gamma_2}}{N\gamma_2}\right)^2 + \left(\frac{-N\gamma_3 N\gamma_{24}}{N\gamma_4 N\gamma_{23} - N\gamma_3 N\gamma_{24}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_4}}{N\gamma_4}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_4 N\gamma_{23}}{N\gamma_4 N\gamma_{23} - N\gamma_3 N\gamma_{24}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{N\gamma_3}}{N\gamma_3}\right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{-N\gamma_4(\sigma_{N\gamma_{23}})}{N\gamma_4 N\gamma_{23} - N\gamma_3 N\gamma_{24}}\right)^2 + \left(\frac{N\gamma_3(\sigma_{N\gamma_{24}})}{N\gamma_4 N\gamma_{23} - N\gamma_3 N\gamma_{24}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{W(\theta)}}{W(\theta)}\right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.2.19)$$

の各式を導出することができる。

3.3 分布線源に対する γ - γ 同時計測法の拡張

測定する対象が点線源と仮定できる場合、 γ - γ 同時計測法によって測定で得られる γ 線スペクトルのピーク面積から線源の崩壊率が絶対的に決定できることを前節で示した。式(3.1.10)～式(3.1.13)の崩壊率の計算式(A)～(D)は点線源測定において表す物理量が一致しているが、測定対象を分布した線源に拡張した場合に物理量の違いが現れてくる。本節では γ 線サムピーク法による崩壊率測定と同様に、 γ - γ 同時計測法について線源が分布している場合に適用できる測定法を考える。

分布線源を n 個の点線源の集合と仮定する。 n 個の点線源に任意の番号 $i(=1,2,3,\dots,n)$ をつけ、各点線源について崩壊率を $N_{0i}(=N_{01}, N_{02}, \dots, N_{0n})$ とし、第1、第2の γ 線の放出率を1と仮定する。 γ 線放出率が1でない場合については3.4節で述べる。2台のHPGe検出器を使用する測定なので、検出器1の第1の γ 線に対するピーク検出効率を各点線源について ε_{1i} とおき、第2の γ 線に対してもピーク検出効率を各点線源について ε_{2i} とおく。同様に検出器2に対して、各点線源の第1の γ 線に対するピーク検出効率 ε_{3i} と第2の γ 線に対するピーク検出効率 ε_{4i} を定義する。2次元データスペクトルに検出されるピークは図3-1と同様に定義する。点線源の場合の結果を応用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、まず γ 線シングルスペクトルのピーク面積は次式で表すことができる。

検出器1について、

$$N_{\gamma_1} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{1i}\} \quad (3.3.1)$$

$$N_{\gamma_2} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{2i}\} \quad (3.3.2)$$

検出器2について、

$$N_{\gamma_3} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{3i}\} \quad (3.3.3)$$

$$N_{\gamma_4} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i}\varepsilon_{4i}\} \quad (3.3.4)$$

次に、偶然同時計数の成分のみのコインシデンスピーク γ_{13} および γ_{24} のピーク面積を 2τ [s]を用いて表す。

正確な考察のために、 i 番目の点線源から放出された第1の γ 線による検出器1の γ 線スペクトルへのピーク面積寄与分を $N_{\gamma_{1i}}$ [cps]、検出器2の γ 線スペクトルへのピーク面積寄与分を $N_{\gamma_{3i}}$ [cps]とおく。

このとき、 $N_{\gamma_{1i}}$ と $N_{\gamma_{3i}}$ の偶然同時成分[cps]は $2\tau N_{\gamma_{1i}} N_{\gamma_{3i}}$ と表すことができるので、 n 個すべての点線源に対して偶然同時成分の総和 $N_{\gamma_{13}}^{(1)}$ は

$$N_{\gamma_{13}}^{(1)} = 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{31}} + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{32}} + 2\tau N_{\gamma_{13}} N_{\gamma_{33}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{1n}} N_{\gamma_{3n}} \quad (3.3.5)$$

と表せる。さらに、複数の点線源が存在する場合には、他の点線源から放出された γ 線に対しても偶然同時が起こり得るので、この偶然同時成分の総和 $N_{\gamma_{13}}^{(2)}$ は

$$N_{\gamma_{13}}^{(2)} = 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{32}} + 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{33}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{3n}} \\ + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{31}} + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{33}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{3n}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{1n-1}} N_{\gamma_{3n}} \quad (3.3.6)$$

となる。コインシデンスピーク γ_{13} のピーク面積は式(3.3.5)と式(3.3.6)で表した偶然同時成分の合計であるから、

$$N_{\gamma_{13}} = N_{\gamma_{13}}^{(1)} + N_{\gamma_{13}}^{(2)} \\ = 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{31}} + 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{32}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{11}} N_{\gamma_{3n}} \\ + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{31}} + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{32}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{3n}} + \cdots + 2\tau N_{\gamma_{1n}} N_{\gamma_{3n}} \\ = 2\tau \sum_{i=1}^n N_{\gamma_{1i}} N_{\gamma_{3i}} + 2\tau \sum_{i=1}^n N_{\gamma_{12}} N_{\gamma_{3i}} + \cdots + 2\tau \sum_{i=1}^n N_{\gamma_{1n}} N_{\gamma_{3i}} \\ = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{\gamma_{1i}} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{\gamma_{3i}} \right\} \\ = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right\} \quad (3.3.7)$$

とまとめることができる。同様に、コインシデンスピーク γ_{24} についても

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

と表すことができる。一方、コインシデンスピーク γ_{14} と γ_{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の成分の和であると考えることができるから、各点線源に対する2台の検出器の角度を θ_i とにおいて、

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

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

となる。すると、点線源測定に対する崩壊率計算式の導出と同様に式(3.3.9)および式(3.3.10)の偶然同時計数の成分を消去することができる。式(3.3.3)、式(3.3.4)、式(3.3.7)、式(3.1.9)より、

$$N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_{24}}}{N_{\gamma_{23}}} \\ = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right\} \times \frac{\sum_{i=1}^n \{ N_{0i} \varepsilon_{4i} \}}{\sum_{i=1}^n \{ N_{0i} \varepsilon_{3i} \}} \\ = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.3.11)$$

であるから、

$$N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\} \quad (3.3.11a)$$

また、式(3.3.1)と式(3.3.2)より、

$$N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \times \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\} \quad (3.3.11b)$$

となるから、この式と式(3.3.11a)より、

$$\frac{N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}}} = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}} = \frac{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \times \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\}}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\}} \quad (3.3.11c)$$

そこで、分布した各線源の崩壊率および検出効率と測定によって得られたピーク面積との関係式

$$\frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)} \quad (3.3.12)$$

を得ることができる。この式の次元は[cps]であり、各点線源の検出効率の違いが小さくなるほど崩壊率の合計に近づく値である。そこで、この式を分布線源に対する崩壊率の計算式(A)とする。同様に、式(3.3.9)の偶然同時計数の成分を式(3.3.1)、式(3.3.2)、式(3.3.8)を使用して消去することで、

$$\text{崩壊率の計算式(B)} \quad \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_2} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_1} N_{\gamma_{24}}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)} \quad (3.3.13)$$

式(3.3.1)、式(3.3.2)、式(3.3.7)、式(3.3.10)より、

$$\text{崩壊率の計算式(C)} \quad \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_3}}{N_{\gamma_1} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_2} N_{\gamma_{13}}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)} \quad (3.3.14)$$

式(3.3.3)、式(3.3.4)、式(3.3.8)、式(3.3.10)より、

$$\text{崩壊率の計算式(D)} \quad \frac{N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_4} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_3} N_{\gamma_{24}}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)} \quad (3.3.15)$$

の4つの崩壊率の計算式を得ることができる。このように崩壊率の計算式(A)と(B)は各点線源の検出器1に対する第1の γ 線のピーク検出効率と検出器2に対する第2の γ 線のピーク検出効率に関係しており、同様に崩壊率の計算式(C)と(D)は各点線源の検出器1に対する第2の γ 線のピーク検出効率と検出器2に対する第1の γ 線のピーク検出効率に関係した物理量である。しかしながら、このピーク検出効率は幾何学的な検出効率と入射した γ 線に対する検出器の検出効率との積であり、2台の検出器それ

ぞれの入射した γ 線に対する検出器の検出効率は分子と分母で消去されると仮定すれば、4つの崩壊率の計算式の物理量は同じであると考えてよい。

そこで、分布線源に対する γ - γ 同時計測法による崩壊率計算は次のように結論づけることができる。第一に、偶然同時計数の補正が点線源に対する崩壊率計算と同様に可能である。

第二に、得られた値は分布線源を点線源の集合と仮定した場合に、各点線源に対する2台の検出器の幾何学的な検出効率の違いが小さいほど分布線源全体の崩壊率の総和に近くなる。この傾向は γ 線サムピーク法による崩壊率計算の場合と類似する。2本の γ 線について分離した表現の γ 線サムピーク法による崩壊率の計算式(2.2.6a)と γ - γ 同時計測法による崩壊率の計算式を比較すると、両者の違いは γ 線サムピーク法の場合には1台の検出器で測定を行うので、角度相関係数 $W(\theta)$ がすべての点線源に対して同じ値と仮定でき、既知の成分になる点である。この点を除けば、崩壊率の計算式で得られた値は、どちらも2本の γ 線それぞれの検出器に対する幾何学的な検出効率の違いが大きくなるにつれて小さくなる。

第三に、各点線源の位置によって2台の検出器のなす角度が異なるために各点線源ごとに角度相関係数が異なる。しかし、実際の人体内放射能測定の場合のように分布状態の正確な情報が得られない分布線源測定においても、推測される放射性物質の付着部分に対して角度相関係数が1に近い角度になるように2台の検出器を配置すれば角度相関の影響を最小限に抑えることができる。付着部分の推定さえも難しい場合には、角度相関係数が大きくなる配置を避けた測定を行えばよい。例えば、線源に対して2台の検出器を向かい合わせにするような配置を避けることで角度相関の影響を抑えることができる。

3.4 γ 線放出率に対する γ - γ 同時計測法の拡張

これまではカスケードに放出される2本の γ 線の放出率がともに1であると仮定して γ - γ 同時計測法による崩壊率の計算法について述べてきた。本節では、 γ 線放出率が1でない場合および他の準位が存在する複雑な崩壊様式の核種の場合に適用できる γ - γ 同時計測法の拡張について述べる。 γ 線サムピーク法の場合と同様に、図3-2のような崩壊図式のモデルを仮定する。この崩壊図式は、 γ - γ 同時計測法による崩壊率の計算式の導出において検出器2の2本の γ 線ピークをそれぞれ γ_3 と γ_4 とされているため、区別のために図2-7の γ 線の番号3~6をC~Fに付け替えたものである。

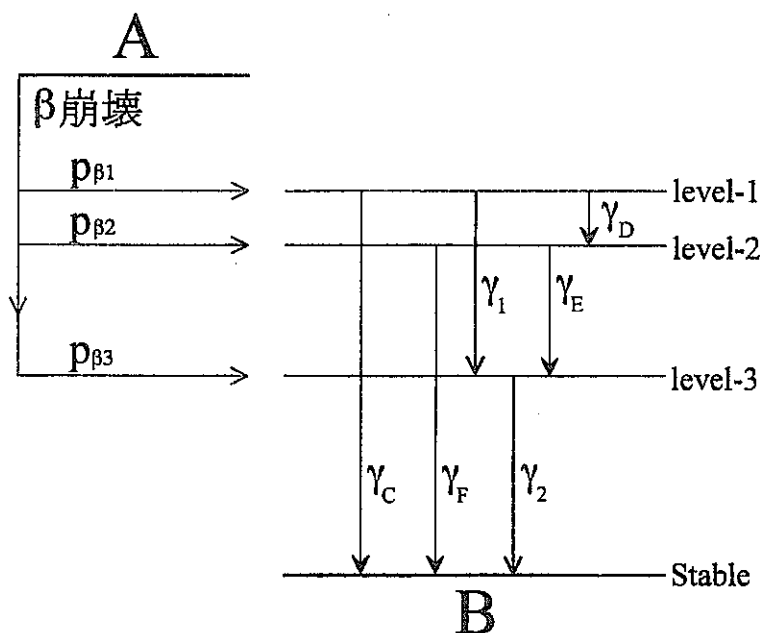


図3-2 他の準位が存在する崩壊図式のモデル(2)

1崩壊あたりの各準位に対するβ線分岐比を図2-7と同様に $p_{\beta 1}$ 、 $p_{\beta 2}$ 、 $p_{\beta 3}$ とし、1崩壊あたりの各 γ 線放出率を $p_{\gamma 1}$ 、 $p_{\gamma 2}$ 、 $p_{\gamma C}$ 、 $p_{\gamma D}$ 、 $p_{\gamma E}$ 、 $p_{\gamma F}$ とおく。これらの γ 線が検出器1に検出されたピークをそれぞれ γ_1 、 γ_2 、 γ_C 、 γ_D 、 γ_E 、 γ_F とおき、検出器2に検出されたピークをそれぞれ γ_3 、 γ_4 、 γ_G 、 γ_H 、 γ_I 、 γ_J とおく。各ピーク面積 N_{γ} [cps]および検出効率 ϵ の添え字は、それぞれの γ 線ピークに対応するものとする。基底状態までのβ線および γ 線の収支から次の関係が成り立つ。

$$p_{\beta 1} = p_{\gamma 1} + p_{\gamma C} + p_{\gamma D} \quad (3.4.1)$$

$$p_{\beta 2} + p_{\gamma D} = p_{\gamma E} + p_{\gamma F} \quad (3.4.2)$$

$$p_{\beta 3} + p_{\gamma 1} + p_{\gamma E} = p_{\gamma 2} \quad (3.4.3)$$

$$p_{\beta 1} + p_{\beta 2} + p_{\beta 3} = 1 \quad (3.4.4)$$

$$p_{\gamma 2} + p_{\gamma C} + p_{\gamma F} = 1 \quad (3.4.5)$$

点線源測定の場合、 γ 線シングルスペクトルのピーク面積を表した式(3.1.1)～式(3.1.4)は γ 線放出率を考慮すると次のようになる。

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

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

$$N_{\gamma 3} = N_0 p_{\gamma 1} \epsilon_1 \quad (3.1.3a)$$

$$N_{\gamma 4} = N_0 p_{\gamma 2} \epsilon_2 \quad (3.1.4a)$$

次に、真のコインシデンスピーク γ_{14} と γ_{23} のピーク面積は、線源から γ_1 と γ_2 の2本の γ 線が同時に放出される確率が、式(2.4.14)と同様に、

$$p_{\gamma 1} \times \frac{p_{\gamma 2}}{p_{\beta 3} + p_{\gamma 1} + p_{\gamma E}} = p_{\gamma 1} \times \frac{p_{\gamma 2}}{p_{\gamma 2}} = p_{\gamma 1} \quad (3.4.6)$$

と表すことができるから、

$$N_{\gamma_{14}} = N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_4} \quad (3.1.7a)$$

$$N_{\gamma_{23}} = N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_2 \varepsilon_3 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} \quad (3.1.8a)$$

となる。ここでの $W(\theta)$ は γ_1 と γ_2 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 γ_{13} および γ_{24} についての式(3.1.5)、式(3.1.6)は γ 線放出率を考慮した場合でも式の形が変わらない。式(3.1.3a)、式(3.1.4a)、式(3.1.5)、式(3.1.7a)より、

$$\begin{aligned} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}} \\ &= N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) + 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_4} - 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}} \\ &= N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 W(\theta) \end{aligned} \quad (3.1.9b)$$

であるから、

$$N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1 \varepsilon_4 = \frac{N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}}}{W(\theta)} = \frac{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}}{N_{\gamma_3} W(\theta)} \quad (3.1.9c)$$

の関係が得られる。また、式(3.1.1a)、式(3.1.4a)の積より、

$$N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4} = N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1 \times N_0 p_{\gamma_2} \varepsilon_4$$

$$N_0 = \frac{N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4}}{p_{\gamma_2} \times N_0 p_{\gamma_1} \varepsilon_1 \varepsilon_4}$$

$$N_0 = \frac{N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4}}{p_{\gamma_2}} \times \frac{N_{\gamma_3} W(\theta)}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}}$$

$$\text{崩壊率の計算式(A)} \quad N_0 = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma_2}} \quad (3.1.10a)$$

となる。同様に崩壊率の計算式(B)～(D)はそれぞれ、

$$\text{崩壊率の計算式(B)} \quad N_0 = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_2} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_1} N_{\gamma_{24}}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma_2}} \quad (3.1.11a)$$

$$\text{崩壊率の計算式(C)} \quad N_0 = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_3}}{N_{\gamma_1} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_2} N_{\gamma_{13}}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma_2}} \quad (3.1.12a)$$

$$\text{崩壊率の計算式(D)} \quad N_0 = \frac{N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_4} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_3} N_{\gamma_{24}}} \frac{W(\theta)}{p_{\gamma_2}} \quad (3.1.13a)$$

と導出することができる。一方、分布線源測定の場合は、 γ 線シングルスペクトルのピーク面積を表した式(3.3.1)～式(3.3.4)は γ 線放出率を考慮すると、

$$N_{\gamma_1} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i}\} \quad (3.3.1a)$$

$$N_{\gamma_2} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i}\} \quad (3.3.2a)$$

$$N_{\gamma_3} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{3i}\} \quad (3.3.3a)$$

$$N_{\gamma_4} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{4i}\} \quad (3.3.4a)$$

と表すことができる。また、コインシデンスピークの面積については、各点線源に対する2台の検出器の角度を θ_i とおいて、

$$N_{\gamma_{13}} = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{3i} \right\} \quad (3.3.7a)$$

$$N_{\gamma_{24}} = 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.3.8a)$$

$$N_{\gamma_{14}} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{1i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{4i} \right\} \quad (3.3.9a)$$

$$N_{\gamma_{23}} = \sum_{i=1}^n \{N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)\} + 2\tau \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_2} \varepsilon_{2i} \right\} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{0i} p_{\gamma_1} \varepsilon_{3i} \right\} \quad (3.3.10a)$$

となる。点線源測定に対する崩壊率計算式の導出と同様に、

$$\frac{N_{\gamma_1} \times N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_{13}} \times \frac{N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3}}} = \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}} = \frac{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i}\} \times \sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{4i}\}}{\sum_{i=1}^n \{N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)\}} \times p_{\gamma_2} \quad (3.3.11d)$$

そこで、崩壊率の計算式(A)は、

$$\frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_3} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_4} N_{\gamma_{13}}} \frac{1}{p_{\gamma_2}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)} \quad (3.3.12a)$$

同様に、崩壊率の計算式(B)～(D)はそれぞれ、

$$\text{崩壊率の計算式(B)} \quad \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_2} N_{\gamma_{14}} - N_{\gamma_1} N_{\gamma_{24}}} \frac{1}{p_{\gamma_2}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{4i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{1i} \varepsilon_{4i} W(\theta_i)} \quad (3.3.13a)$$

$$\text{崩壊率の計算式(C)} \quad \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2} N_{\gamma_3}}{N_{\gamma_1} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_2} N_{\gamma_{13}}} \frac{1}{p_{\gamma_2}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)} \quad (3.3.14a)$$

$$\text{崩壊率の計算式(D)} \quad \frac{N_{\gamma_2} N_{\gamma_3} N_{\gamma_4}}{N_{\gamma_4} N_{\gamma_{23}} - N_{\gamma_3} N_{\gamma_{24}}} \frac{1}{p_{\gamma_2}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \right] \left[\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{3i} \right]}{\sum_{i=1}^n N_{0i} \varepsilon_{2i} \varepsilon_{3i} W(\theta_i)} \quad (3.3.15a)$$

このように、 γ 線放出率を考慮した場合の補正は、 γ 線サンプイク法の場合と全く同様になる。点線源測定、分布線源測定ともに、 γ_1 と γ_2 の2本の γ 線が線源から同時に放出される確率が p_{γ_1} になるため、 γ_1 の γ 線放出率 p_{γ_1} は式から消去され、引き続いて放

出される γ_2 の γ 線放出率 P_{γ_2} のみが残る。 γ 線サンプイク法の場合と同様に、 γ_1 あるいは γ_2 の γ 線放出率が1でないカスケード崩壊核種の崩壊率を、 γ 線放出率を考慮していない γ - γ 同時計測法の崩壊率計算式(A)～(D)で計算した値は、線源の崩壊率に γ_2 の γ 線放出率をかけた物理量を示していることになる。そこで、このような場合に真の崩壊率を得るには、本節で導出した γ 線放出率を考慮した γ 線サンプイク法の崩壊率計算式(A)～(D)を用いて計算すればよい。この γ 線放出率に対する γ 線サンプイク法の拡張によって、 γ_1 あるいは γ_2 の γ 線放出率が1でないカスケード崩壊核種の崩壊率測定に対しても、汎用的な補正が可能になる。

第4章 実験装置および測定方法

4.1 HPGe検出器を使用する測定システム

γ 線検出器として、本研究では同軸型高純度ゲルマニウム半導体検出器(HPGe検出器)を3台使用した。これらの検出器を順に1号機、2号機、3号機とする。1号機、2号機は3"φ×3"のNaI検出器に対する相対検出効率が60%で、動力炉・核燃料開発事業団東海事業所放射線保健室に設置されている。3号機は相対検出効率35%で、名古屋大学工学部6号館内の実験室に設置して測定を行った。

精度の高い測定結果を得るには、低いバックグラウンド環境での測定が望ましい。1号機、2号機は肺モニタ検出器測定用の鉄室内に設置されている。この鉄室の仕様を表4-1に示す。また、3号機は10cm厚の鉛箱の中に設置して実験を行った。この鉛箱の仕様を表4-2に示す。

表4-1 放射線保健室の鉄室の仕様¹⁵⁾

遮蔽主材	20cm厚の鉄板(戦艦陸奥の鉄材を使用) 3"φ×3"のNaI検出器での測定において 自然計数率が0.5cpm/cm ³ 以下である。
内張材	3mm厚の鉛板、0.5mm厚の銅板、 3mm厚ポリ塩化ビニール板
内部寸法	開口2m、奥行き2.5m、高さ2m
その他	空気中の酸素濃度メーターを装備
設計	1970 日本原子力研究所
製造	1972 三菱原子力

表4-2 鉛箱の仕様

遮蔽主材	10cm厚の鉛板
内張材	0.08cm厚のカドミウム板、 0.04cm厚の銅板 (鉛からの特性X線を除くため)
内部寸法	開口40cm、奥行き40cm、高さ78cm

γ 線サンプピーク法による崩壊率測定の実験では1台のHPGe検出器を使用して測定を行う。この実験は主に3号機のHPGe検出器を使用して行った。また、相対検出効率の違いによる測定結果を比較するため、1号機のHPGe検出器を使用した実験も行った。3号機と1号機の計数システムを図4-1に示す。

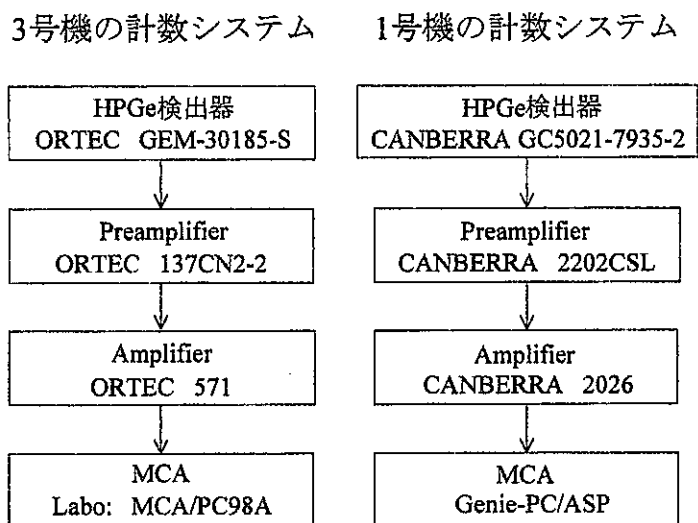


図4-1 3号機と1号機の計数システムの概略図

また、 γ - γ 同時計測法による崩壊率測定の実験では、2台のHPGe検出器を同時に使用して測定を行う。この実験は1号機と2号機のHPGe検出器を使用して行った。2台の検出器による2次元データスペクトル集積システムの概略図を図4-2に示す。

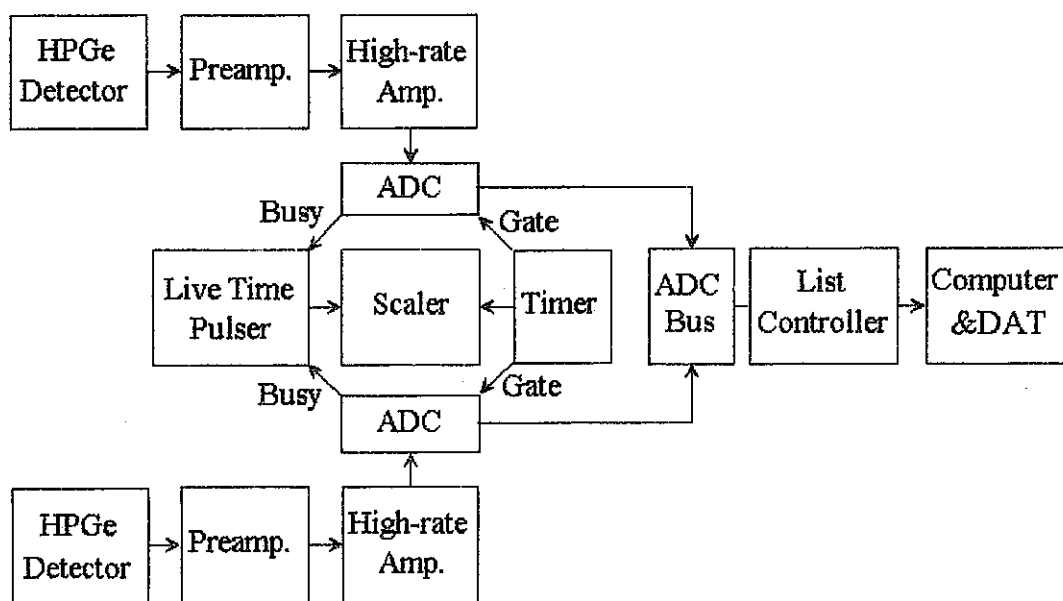


図4-2 2次元データスペクトル集積システムの概略図

この測定システムでは、まず2台の検出器からのプリアンプ信号を高計数率アンプ (ORTEC 971)によって増幅する。高計数率アンプ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を起こしにくい。高計数率アンプからのアナログ信号の出力はADCに送られて波高値によって4096チャンネルに振り分けられる。このとき、ADCコントローラーによってコインシデンス判定が行われる。一方のADCから信号が送られてきた場合、設定した2 μ sの間に他方のADCからも信号が送られてきた場合は同時事象、送られてこなかった場合は単独事象と判定する。ADCコントローラー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の認識番号およびチャンネル数をリストコントローラーに送り、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逐次DATテープにリストデータとして記録する。

2000秒の γ - γ 同時計測で記録されるデータの量は測定条件や測定する線源の崩壊率によって変化するが、650kBqの線源を2台の検出器を15cmの距離で測定した場合に30MB、同じ条件で30kBqの線源を測定した場合には3MB程度である。DATのテープは54mで2.5GBの容量があるので十分な回数の測定に使用できる。ただし、リストデータとして保存されているので、データを蓄えるほど検索に要する時間がかかることとおよびテープに故障が起こった場合のリスクを考慮して一本のテープで記録する測定の回数を決める必要がある。

また、測定で記録されたリストデータから γ 線スペクトルへの変換は第3章で述べたようにフィルター処理と呼ばれるプログラム処理によって行う。このプログラムについては次節で述べる。

4.2 リストデータ編集プログラム

SEIKO EG&Gの作成したDAT制御プログラムによって、DATテープに記録されたリストデータは各事象ごとにフィリップビット、ADC番号、チャンネル数の順に記録されている。表4-3に説明のためのリストデータの一例を示す。この表のデータ番号は説明のためにつけた番号で、以下の取り扱いではデータ番号1のデータをデータ1と表記する。フィリップビットは0と1が交互に入れ替わる数字でデータの同時・非同時を識別するのに使われる。同時事象には連続して同じフィリップビットが与

えられ、同時事象が終了するとフィリップビットは変化する。例えば、表4-3ではデータ1と2、3と4、7と8が同時事象である。次にADC番号はADCコントローラーに信号を送ってきたADCの識別番号で、1台のADCコントローラーで最大4台、2台のADCコントローラーの併用で最大8台までの制御が可能であり、0から順に7までの番号がつけられている。2台の検出器で測定を行う場合には検出器1からの信号がADC番号0、検出器2がADC番号1である。最後のチャンネル数は入射γ線のエネルギーを4096のチャンネルに振り分けたものである。

表4-3 説明のためのリストデータの一例

データ番号	フィリップビット	ADC番号	チャンネル数
1	0	0	1802
2	0	1	1586
3	1	1	1799
4	1	0	1805
5	0	1	3392
6	1	1	1582
7	0	0	866
8	0	0	1591
9	1	1	1801
10	0	0	1583

このデータ保存形式に従って、SEIKO EG&Gの作成したDAT制御プログラムを応用してγ-γ同時計測専用のフィルター処理プログラム"DATFLT.EXE"を作成した。このプログラムはMicrosoft Visual C++ Ver.4.0で開発し、コンパイルはMicrosoft C Ver.6.0のコンパイラを使用して行った。このプログラムの特徴はγ-γ同時計測に必要なとされる4096×4096チャンネルの2次元データをγ線スペクトルに変換できることである。

このプログラムは表3-1に示したように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γ線スペクトルを作成できる。ピークコインシデンススペクトルの数は最大15まで設定できるが、⁶⁰Co線源の測定では、2本のγ線に対してピークコインシデンススペクトルを得ればよいので合計で8つのγ線スペクトルを作成する。

プログラムの開始時には、作成するピークコインシデンススペクトルの数に応じて各γ線スペクトルに4096チャンネル分のメモリー領域が確保される。表4-3のリスト

データを例にとり、フィルター処理の手順を説明する。

この例では ^{60}Co の点線源を測定し、検出器1では第1の γ 線ピークが1586Ch(チャンネル)、第2の γ 線ピークが1802Chに現れており、検出器2では第1の γ 線ピークが1584Ch(チャンネル)、第2の γ 線ピークが1800Chに現れているとする。

読み出しているデータが同時事象か単独事象かを一つ前のデータのフィリップビットと同じかどうかで判定する。フィリップビットの初期値は-1であり、最初のデータは決して一つ前のデータのフィリップビットと一致することはない。

まずデータ1を読み出す。ADC番号が0であるから、シングルスペクトル1のデータ1のチャンネル数1802の計数に1を加算する。次にフィリップビットが一つ前のフィリップビットと同じかどうかを調べるが、これは最初のデータであるから必ず一致しない。そこで、データ1の処理を終える。

続いてデータ2を読み出す。ADC番号が1であるから、シングルスペクトル2のデータ2のチャンネル数1586の計数に1を加算する。データ2のフィリップビットは一つ前のデータ1と同じであるので同時事象と判定される。同時事象に対する処理を開始し、まず両者のADC番号が一致しないことを確認する。これは、正しい同時事象データであれば両者のADC番号はどちらか一方が0で他方が1となるためである。一つ前のデータ1ではADC番号が0であり、データ2はADC番号が1であるので正しい。

データ2のADC番号が1であるので、コインシデンススペクトル2にデータ2のチャンネル数1586の計数に1を加算する。続けて、コインシデンススペクトル1には一つ前のデータ1のチャンネル数1802の計数に1を加算する。

次に一つ前のデータ1のチャンネル数1802がピークコインシデンススペクトル2-1に設定された検出器1の第1の γ 線のピーク範囲にあるときにはこのスペクトルのデータ2のチャンネル数1586の計数に1を加算する。また、ピークコインシデンススペクトル2-2に設定された検出器1の第2 γ 線のピーク範囲にあるときには、このスペクトルのチャンネル数1586の計数に1を加算する。これでデータ2は同時事象として処理されたことになる。

逆にデータ2のチャンネル数1586がピークコインシデンススペクトル1-1に設定された検出器2の第1の γ 線のピーク範囲にあるときにはこのスペクトルの一つ前のデータ1のチャンネル数1802の計数に1を加算する。同様にピークコインシデンススペクトル1-2に設定された検出器2の第2の γ 線のピーク範囲にあるときにはこのスペクトルのデータ1のチャンネル数1802の計数に1を加算する。これで、一つ前のデータ1も同時事象として処理されたことになり、データ2についての同時事象に対する処理は

完了する。

次はデータ3を読み出す。ADC番号が1であるから、シングルスペクトル2のデータ3のチャンネル数1799の計数に1を加算する。続くフィリップビットの判定は一つ前のデータ2と異なり1に変わっているので一致しない。そこで、データ3の処理を終える。

データ4の処理はデータ2と同様である。データ4はフィリップビットが一つ前のデータ3と同じであり、ADC番号が異なるので正しい同時事象である。ここでの処理によってデータ3とデータ4は同時事象として処理されたことになる。しかしながら、データ3とデータ4のチャンネル数は1799と1805とほぼ同じなので、この同時事象は真のコインシデンスではなく偶然同時計数である。

データ5はADC番号が1であるから、シングルスペクトル2のデータ5のチャンネル数3392の計数に1を加算する。フィリップビットは一つ前のデータ4と異なり0なので、データ5の処理を終える。ところで、データ5のチャンネル数3392は2本の γ 線のエネルギーの和に相当するので γ 線サムピークと考えられる。このとき、放出された2本の γ 線はともに検出器2に入射しているので同時事象であることはまずない。

データ6はADC番号が1であるから、シングルスペクトル2のデータ6のチャンネル数1582の計数に1を加算する。フィリップビットは再び1に変わっているので単独事象であり、データ6の処理は終了する。

データ7はADC番号が0であるから、シングルスペクトル1のデータ7のチャンネル数866の計数に1を加算する。フィリップビットは0に変わっているのでデータ7の処理を終える。ここで、データ7のチャンネル数866はピークではなくコンプトン連続部と考えられる。データ7がデータ6と同時事象でなかったため、データ6は完全に単独事象であったことになる。

データ8はデータの異常である。ADC番号が0であるから、シングルスペクトル1のデータ8のチャンネル数1591の計数に1を加算する。フィリップビットは一つ前のデータ7と同じであり、同時事象として処理を開始するが、ここで一つ前のデータ7とADC番号が一致してしまっている。これは正しい同時事象ではないので同時事象としての処理を行わずにデータ8の処理を終了する。結果としてデータ8は単独事象としてのみスペクトルに加算されたことになる。このようなエラーは検出された全事象数が多くなるほど起こる回数が増える。しかし、全事象数に対するエラーの数は100万に対して10、1500万に対して25とごくわずかである。

データ9はADC番号が1であるから、シングルスペクトル2のデータ9のチャンネル

数1801の計数に1を加算する。フィリップビットは1に変わっているので検出器2のみの単独事象であり、データ9の処理は終了する。

データ10はADC番号が0であるから、シングルスペクトル1のデータ10のチャンネル数1583の計数に1を加算する。フィリップビットは再び0に変わっているので検出器1のみの単独事象であり、データ10の処理は終了する。もしデータがこれ以降も続くとなれば、データ10がデータ11との同時事象である可能性があるが、ここでデータが終了していれば単独事象として記録されたことになる。このようにしてフィルター処理の作業は、データをすべてスペクトルに振り分ける。ただし、確保できるメモリーの上限が使用するコンピューターとOS(オペレーションシステム)に依存する。本研究ではコンピューターにCPUが486SX/33MHzのNEC 9801Xs、OSにMS-DOS Ver.5.0Aを使用した。この環境ではピークコインシデンススペクトルの数が多くなるとメモリーが不足する可能性があるので、実際の"DATFLT.EXE"は検出器1についてのスペクトルと検出器2についてのスペクトルを2回の作業に分けて行うことで、確保するメモリーの量を半減させた。

4.3 測定装置の設計と製作

点線源および分布線源を仮定した複数の線源を配置して γ 線サムピーク法による崩壊率測定を行うための測定装置を製作した。使用する線源の形状は同じであるので、位置再現性が高いことが特徴である。四隅の柱は10mm厚の亚克力板で作製し、線源を配置する線源配置プレートは3mm厚の亚克力板で作製した。作製した測定装置を図4-3に示す。

線源の配置は、まず線源をホルダーに置き、ホルダーを線源配置プレートの決められた位置にとりつける。ホルダー下部に突起があり、線源配置プレートの穴にはめることで、線源の位置を固定する。この装置では、線源配置プレートを支える位置を変えることで14通りに高さを設定できる。そのため、最も高い位置から2cmおきと5cmおきに検出器を動かすことなく高さを22cmまで調節できる。ただし、検出器との接触を避けるため、0cmの場合には0.3cm低くなるように設計してある。

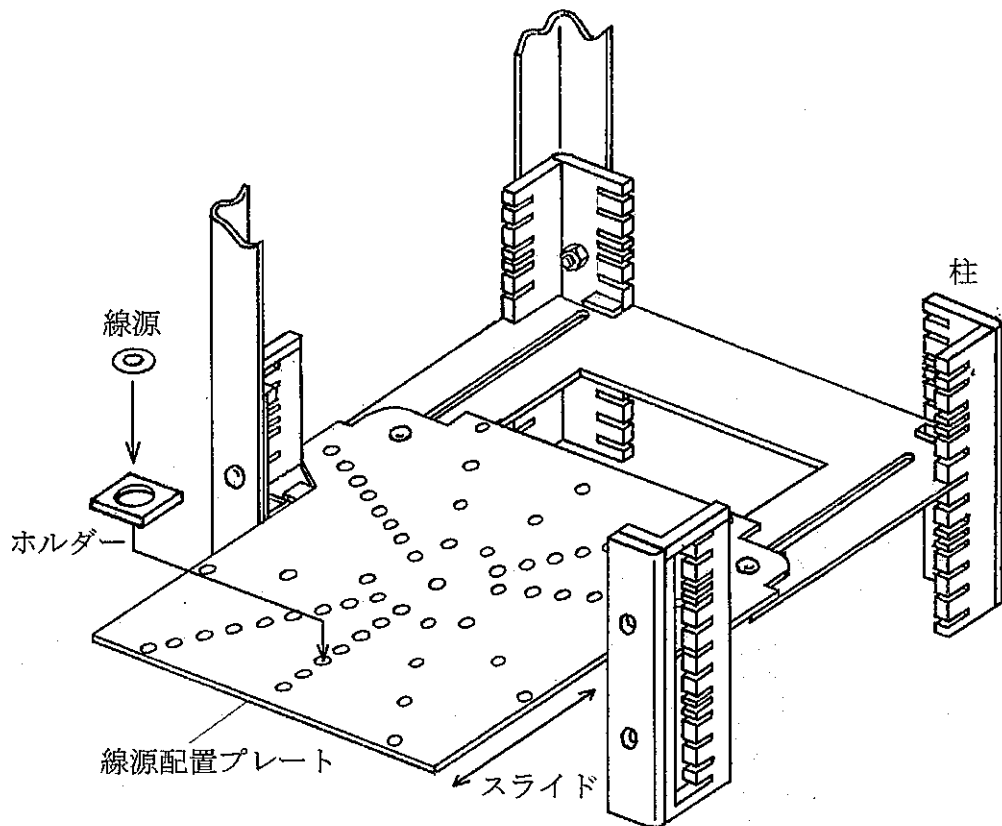


図4-3 測定装置と線源の配置

また、線源配置プレートにとりつけるホルダーの位置を変えることにより、中心から放射状に10方向に距離を0cmから20cmまで、2cmおきと5cmおきに設定できる。線源配置プレートは2重構造であるため、線源の取り替えの際にはホルダーを取り付ける板のみをスライドさせることができる。

1個の線源を使用する場合と、3個の線源を重ねて使用する場合の線源距離を調節するために、線源をとりつける溝の深さが0.1cmと0.3cmのホルダーを作製した。

3号機のHPGe検出器による測定では、表4-2の鉛箱のなかにHPGe検出器とこの装置を設置することができるように図4-4に示すような測定装置を製作した。1号機のHPGe検出器による測定では、表4-1の鉄室内にあらかじめHPGe検出器が設置されているので、この装置を組み込んだ組立型の装置を製作した。製作した測定装置を図4.5に示す。

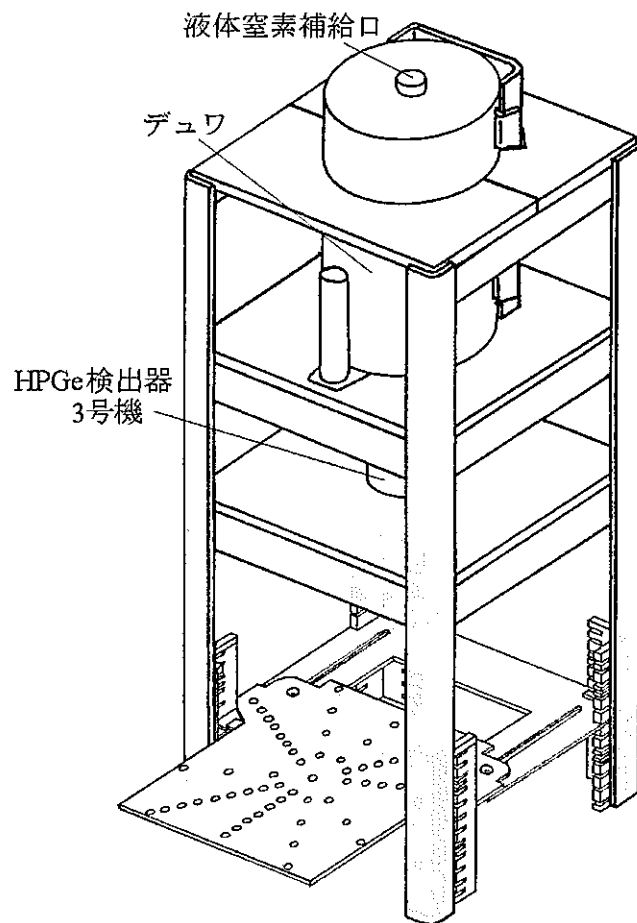


図4-4 3号機のHPGe検出器を使用する測定装置

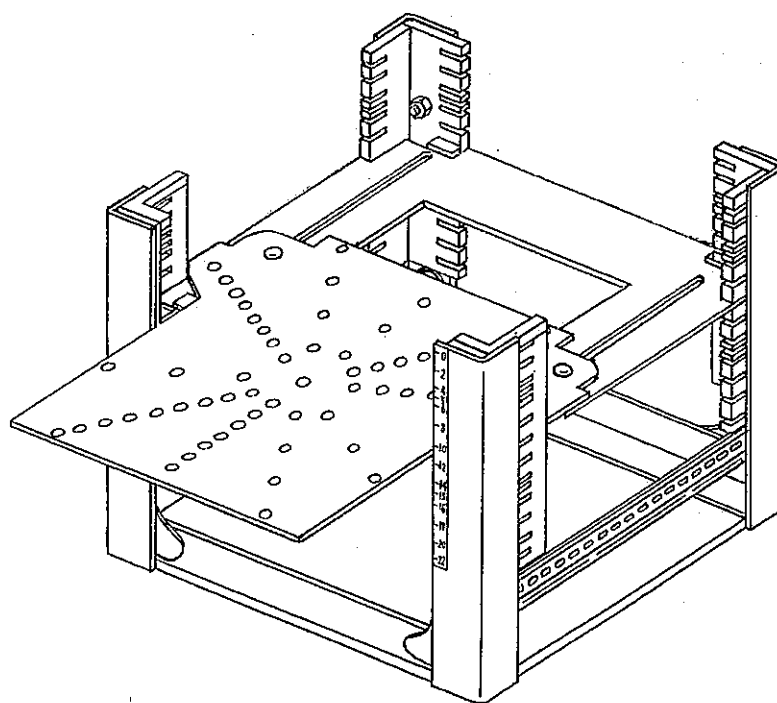


図4-5 組立型の測定装置

4.4 使用線源と真の崩壊率

γ 線サムピーク法、 γ - γ 同時計測法による崩壊率測定の実験のために複数の ^{60}Co 線源と ^{46}Sc 線源を数回にわたって作製した。

作製の手順は、まずはじめに真鍮枠にビニール(VYNS)の薄膜を張り、導電性をよくするために両面に金で蒸着を行う。このビニール膜の中央にサーベイメーターでおよその崩壊率を測りながら、塩酸に塩化物として溶解されている ^{60}Co 線源の溶液を滴下する。次に距離をおいた赤外線ランプで加熱して水分および塩化水素を蒸発させる。蒸発し終わったところで加熱をやめ、しばらくの間シリカゲルを十分に入れたシャーレの中に置く。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ビニール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、 $4\pi\beta$ - γ 同時計測法による崩壊率精密測定システム¹⁶⁾を使用して精度よく決定した。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平均して線源の崩壊率の値を決定した。決定された値をその線源の真の崩壊率[dps]と呼ぶことにする。

密封線源とするために、真の崩壊率の決定後、上面に24 μm 厚のマイラー膜、下面にアルミニウム箔を貼った真鍮枠を接着した。線源の形状とこれまでに述べた線源の構造を図4-6に示す。

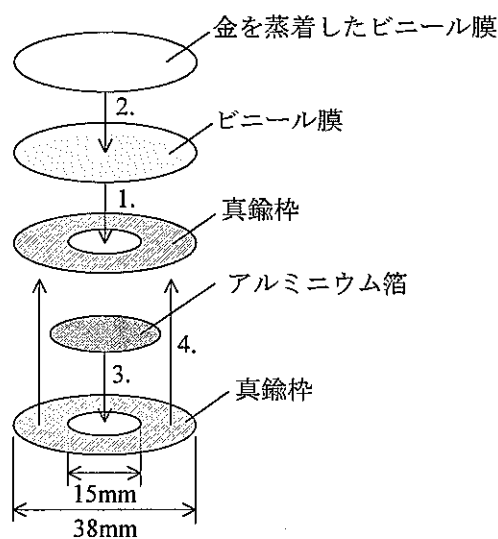


図4-6 線源の構造と大きさ

このようにして作製した ^{60}Co 線源の崩壊率を表4-4に、 ^{46}Sc 線源の崩壊率を表4-5に示す。

表4-4 4 $\pi\beta$ - γ 同時計測法によって決定した⁶⁰Co線源の崩壊率

線源名	真の崩壊率[Bq]	不確かさ[Bq]	測定日
Co1	23345	19	1995/10/24
Co2	19790	16	1995/10/24
Co3	19621	16	1995/10/25
Co4	13219	10	1995/10/25
Co5	11047	8	1995/10/25
Co6	9172	7	1995/10/25
Co7	7954	6	1995/10/25
Co8	7645	6	1995/10/25
Co9	6620	7	1995/10/25

線源名	真の崩壊率[Bq]	不確かさ[Bq]	測定日
Co81	31900	15	1997/08/01
Co82	29870	13	1997/08/01
Co83	28138	17	1997/08/01

表4-5 4 $\pi\beta$ - γ 同時計測法によって決定した⁴⁶Sc線源の崩壊率

線源名	真の崩壊率[Bq]	不確かさ[Bq]	測定日
Sc71	28362	21	1996/08/03
Sc72	31786	166	1996/07/13
Sc73	23885	39	1996/08/03
Sc74	23601	66	1996/07/06

線源名	真の崩壊率[Bq]	不確かさ[Bq]	測定日
Sc81	31564	12	1997/08/01
Sc82	29815	12	1997/08/01
Sc83	28707	13	1997/08/01
Sc84	20016	7	1997/08/01
Sc85	11543	13	1997/08/01

線源の作製で使用した4 $\pi\beta$ - γ 同時計測システムは、35kBqを越える線源の崩壊率測定には使用できない。これは、データの記録に使用しているMT(磁気テープ)の書き込み速度が遅いためである。データは4096事象ごとにテープに書き込まれるが、も

しテープに異常があると、3回書き込みを試した後、一定の長さのテープを送って書き込むしくみになっている。ところが崩壊率が35kBqを越える場合、このデータ転送が失敗した場合の処理が完了するより早く次の4096事象が蓄えられてしまうので一度異常があるとそれ以降データ転送の失敗を繰り返してしまうのである。そのためこの測定システムを利用して高い崩壊率の線源を作製することはできない。

そこで、高い崩壊率の線源を測定する実験は、動力炉・核燃料開発事業団東海事業所の放射線保健室およ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を使用して行った。この標準線源については製造元であるAmersham Buchlerより提供された値¹⁰⁾を真の崩壊率とした。使用した標準線源の崩壊率を表4-6に示す。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。また、この標準線源の大きさと形状を図4-7に示す。表のEV797、EV806はすでに減衰していて、崩壊率はほぼ0に等しい。

表4-6 使用した標準線源の崩壊率¹⁷⁾ (y:years,d:days)

線源番号	核種	崩壊率[kBq]	不確かさ[%]	測定日	半減期
EV792	²⁴¹ Am	384	4	1996/02/01	432.2 y
EV793	¹³³ Ba	359	5	1996/02/01	10.52 y
EV794	¹³⁷ Cs	395	4	1996/02/01	30.07 y
EV795	⁵⁷ Co	378	4	1996/02/01	271.79 d
EV796	⁶⁰ Co	404	4	1996/02/01	5.2714 y
EV797	²⁰³ Hg	913	6	1996/02/01	46.612 d
EV798	⁵⁴ Mn	374	4	1996/02/01	312.3 d
EV799	²² Na	383	4	1996/02/01	2.6019 y
EV800	⁸⁸ Y	373	4	1996/02/01	106.65 d
EV801	²⁴¹ Am	380	4	1996/02/01	432.2 y
EV802	¹³³ Ba	362	5	1996/02/01	10.52 y
EV803	¹³⁷ Cs	396	4	1996/02/01	30.07 y
EV804	⁵⁷ Co	424	4	1996/02/01	271.79 d
EV805	⁶⁰ Co	430	4	1996/02/01	5.2714 y
EV806	²⁰³ Hg	905	6	1996/02/01	46.612 d
EV807	⁵⁴ Mn	381	4	1996/02/01	312.3 d
EV808	²² Na	383	4	1996/02/01	2.6019 y
EV809	⁸⁸ Y	413	4	1996/02/01	106.65 d

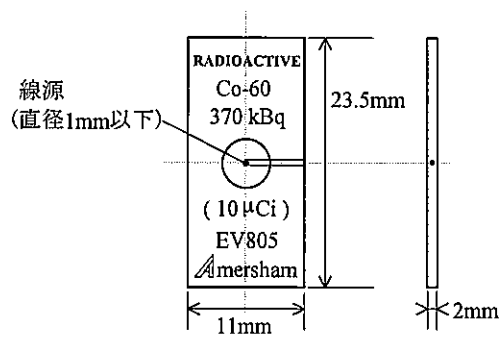


図4-7 標準線源の大きさや形状(図はEV805)

第5章 測定結果および考察

5.1 γ 線サムピーク法による点線源測定

第2章では γ 線サムピーク法による崩壊率測定の原理について述べた。この測定法を実際の人体内の放射性物質の測定に応用するには、人体内に存在する放射性物質の分布状態を想定して実験を行い、得られた崩壊率を真の崩壊率の値と比較して測定法の妥当性について検討する必要がある。さらに、得られる値の精度についても詳しく検討する必要がある。

本節では、点線源の位置が変化したとしても γ 線サムピーク法によって得られる崩壊率の値が一致していること、人体内を水の層と仮定して線源と検出器との間に水の層を置き、この層の厚さを変化させたときに得られる値が一致していることを示す。さらに、複数の線源を配置した測定により、仮想的な分布線源測定で得られる崩壊率と真の崩壊率の合計を比較する。

実験を行う場合、はじめに測定時間を決定しなければならない。不確かさの小さい測定値を得るには長時間の測定が望ましい。特に γ 線サムピーク法では、決定した崩壊率の値の不確かさの主な要因が γ 線サムピーク計数の統計的な不確かさであるため、測定時間を長くすれば飛躍的に得られた値の不確かさは改善される。人体内に摂取された放射性物質の中で、人体への影響が問題となる核種は半減期が長く長期にわたる内部被曝が予想される核種であるから、測定時間内における減衰が測定値に致命的な不確かさを与えることはまずない。

しかしながら、実際の人体測定において長時間の測定は測定対象者に負担を強いる。さらに内部被曝の可能性のある測定対象者の数が多い場合など、迅速に医療的処置を必要とする者を特定することが要求される。このような状況を想定して30分間という時間を目安とし、測定時間には2000秒間を採用した。

5.1.1 点線源の位置変化に対する測定値の一致性

点線源測定の場合、線源の位置が変化したとしても得られる崩壊率の値は変化しない。図5.1は検出器の中心軸上に点線源を配置して、検出器との距離を変化させて測定を行った結果である。線源には21.5kBqの ^{60}Co 線源を使用し、3号機のHPGe検出器を使用して測定を行った。8cmと10cmの値が小さくなったが、全体として $\pm 10\%$ で

真の崩壊率と一致した結果が得られた。21.5kBqの線源では γ 線サンプイクの計数は大きくなく、距離が15cm以上になると50を下回った。そのため、15cm以上の点では γ 線サンプイクのピーク面積の値は相対的に大きな不確かさを持つので、得られた崩壊率の不確かさが著しく大きくなる結果となった。

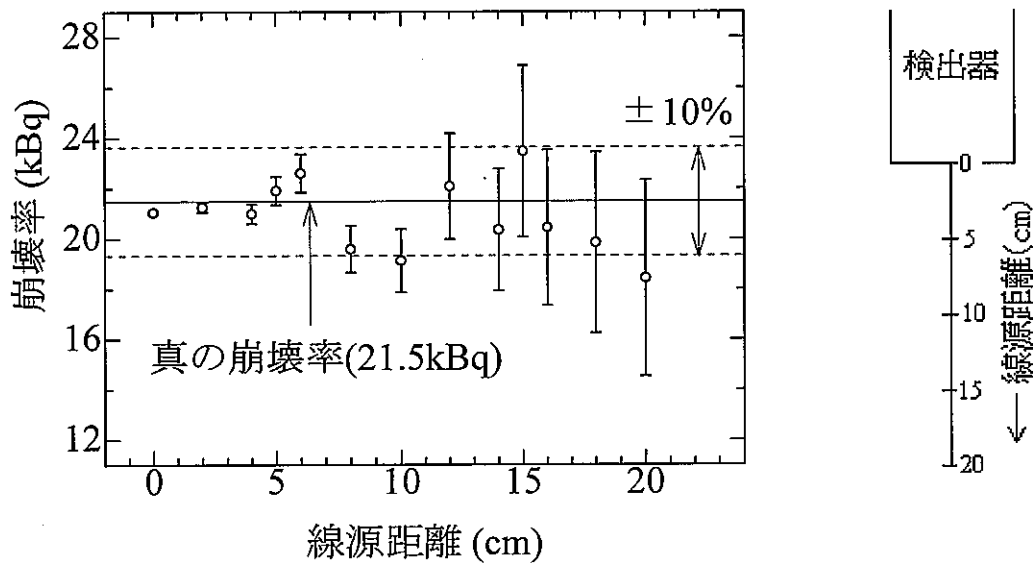


図5.1 中心軸方向への位置変化に対する測定値 (左:測定結果、右:線源配置)

次に、検出器と線源配置プレートとの距離を固定して、線源配置プレート上を検出器の中心軸から動径方向に点線源を移動させて測定を行った。測定結果を図5.2に示す。線源には18.0kBqの ^{46}Sc 線源を使用し、3号機のHPGe検出器を使用して測定を行った。この実験結果は真の崩壊率とひじょうによい一致を示した。最も真の崩壊率と離れた値となった14cmの値でさえも10%程度のずれとなっている。これらの実験結果によれば、2000秒間の測定で γ 線サンプイク法によって決定した崩壊率の値は、真の崩壊率と10%程度のずれで得られていると云える。

5.1.2 遮蔽の厚さに対する測定値の一致性

γ 線は α 線および β 線に較べて透過性が強い。そのため、体内に摂取された放射性物質が γ 線を放出する場合には体外計測が可能である。しかし、この場合に人体が γ 線検出効率を低下させる遮蔽体となっていることも事実である。そこで、人体を水の層と仮定して線源と検出器との間に水の層を置き、この層の厚さを変化させたとき

に得られる値を真の崩壊率と比較した。

図5.3は点線源と検出器との距離を固定して、両者の間に小型の水槽を置き、水の層の厚さを変えて測定を行った結果である。線源には18.5kBqの⁶⁰Co線源を使用し、3号機のHPGe検出器を使用して測定を行った。検出器を設置した鉛箱の中に入れて測定を行うため、水槽は底面が10.5cm×9cmのものを使用した。また、水槽の壁は非常に薄いので、壁による遮蔽は無視することができる。

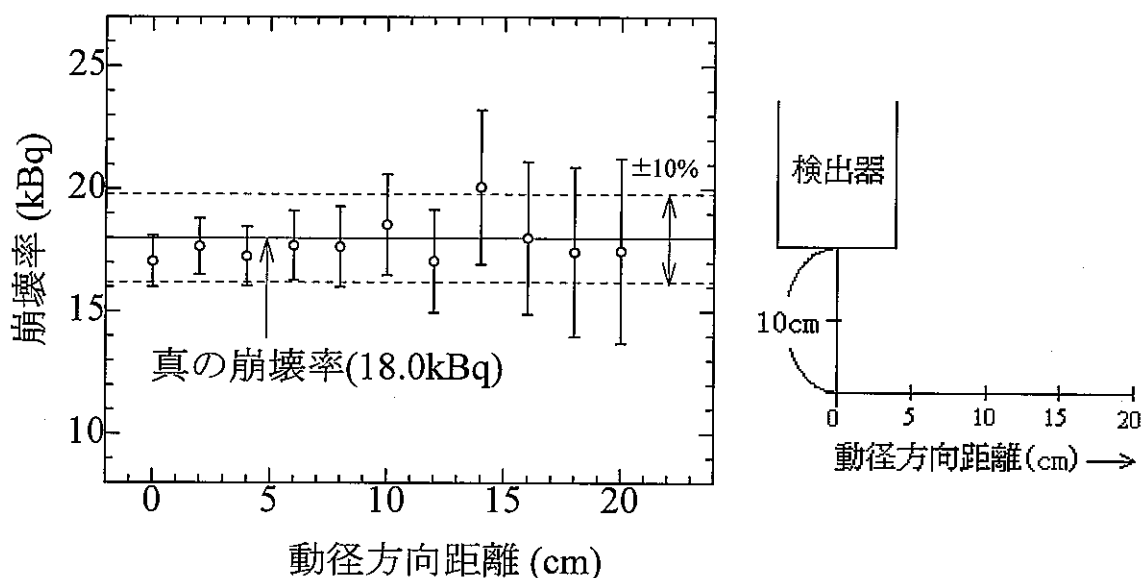


図5.2 動径方向への位置変化に対する測定値 (左:測定結果、右:線源配置)

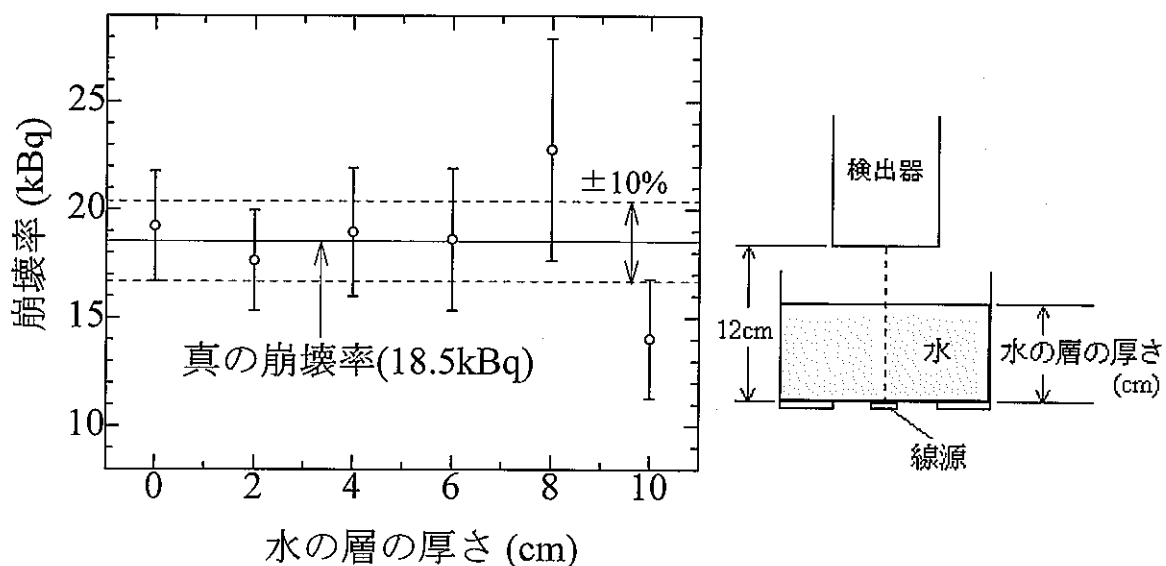


図5.3 遮蔽の厚さに対する測定値 (左:測定結果、右:線源配置)

測定結果は水の層が6cmの点まで真の崩壊率と非常によく一致している。水の層の厚さが0cm、つまり水を入れていないときに61であった γ 線サムピークの計数は、順に60、42、33と遮蔽により小さくなることが確認された。また、8cmと10cmの場合の結果は幾分真の崩壊率とずれていたが、これは γ 線サムピークの計数が20前後と非常に小さいためと考えられる。

5.2 γ 線サムピーク法による分布線源測定

γ 線サムピーク法による分布線源の崩壊率測定で得られる値は、分布線源を構成する各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しい場合には崩壊率の合計と等しくなり、幾何学的な検出効率の違いが大きくなるにつれて崩壊率の合計よりも小さくなることを第2章で述べた。そこで、複数の点線源を使用して分布線源を仮想した測定を行い、得られる崩壊率の値を真の崩壊率の合計と比較する実験を行った。測定時間は前節で述べたように2000秒間である。

5.2.1 検出効率がすべて等しい分布に対する測定

分布線源を構成する各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しい場合を想定して、検出器の線源に対する立体角が同じになるように複数の線源を配置した測定を行った。

図5.4は2個の線源を検出器の中心軸上の一点からの距離が等しくなるように向かい合わせに線源配置プレート上に配置して、線源配置プレートと検出器の正面との中心軸上の距離を変化させた場合の測定結果である。使用した線源は21.1kBqと17.8kBqの ^{60}Co 線源で、真の崩壊率の合計は38.9kBqである。この実験は1号機のHPGe検出器を使用して測定を行った。

実験結果は中心軸上の距離が0cmの場合が小さい値を示したが、他の5点は不確かさの範囲内で真の崩壊率の合計と一致している。0cmの場合が小さくなる原因は、線源の距離が近いために γ 線サムピークの計数に真のコインシデンスではない偶然同時計数が多く含まれていることが考えられる。全体的に見ると、この実験結果は0cmの場合も含めてすべての値が真の崩壊率に $\pm 10\%$ で一致している。

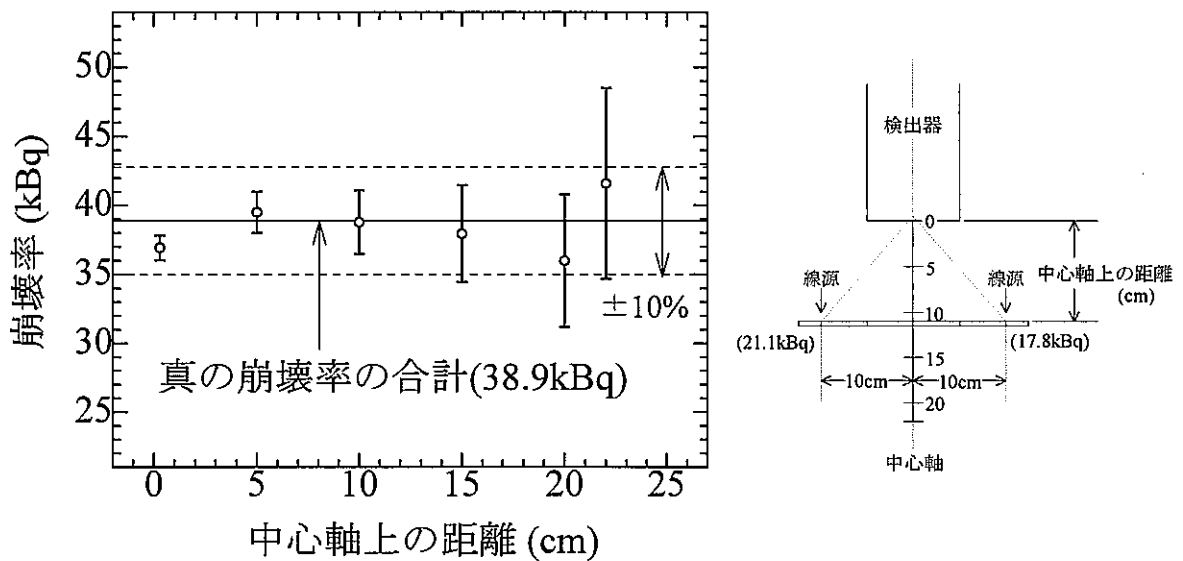


図5.4 中心軸上の距離を変化させた場合の測定値 (左:測定結果、右:線源配置)

また、検出器と線源配置プレートとの距離を固定して、3個の線源を中心軸と線源配置プレート面との交点が重心となるような正三角形に配置し、重心から各線源までの距離を変化させて測定を行った。測定結果を図5.5に示す。使用した線源は15.5kBq、14.6kBq、13.1kBqの⁴⁶Sc線源で、真の崩壊率の合計は43.2kBqであり、3号機のHPGe検出器を使用して測定を行った。

重心から各線源までの距離が4cmの測定点がないのは、ホルダーが重ならなければならず、3個の線源が物理的に配置できないためである。実験結果は6cm以下の場合が真の崩壊率の合計に較べて5%程度低い値を示し、8cm以上の値が不確かさの範囲内で真の崩壊率の合計に一致している。

重心から各線源までの距離が大きい場合には、不確かさが大きくなるので値のばらつきは大きいですが、不確かさの範囲内で真の崩壊率の合計と一致する結果となったといえる。6cm以下の4点の不確かさは小さいため、真の崩壊率の $\pm 10\%$ の範囲をとればこれらの点も含まれる。このように、各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率がすべて等しい場合を仮定して行った測定結果は、全体として真の崩壊率の合計と $\pm 10\%$ で一致していると結論づけることができる。

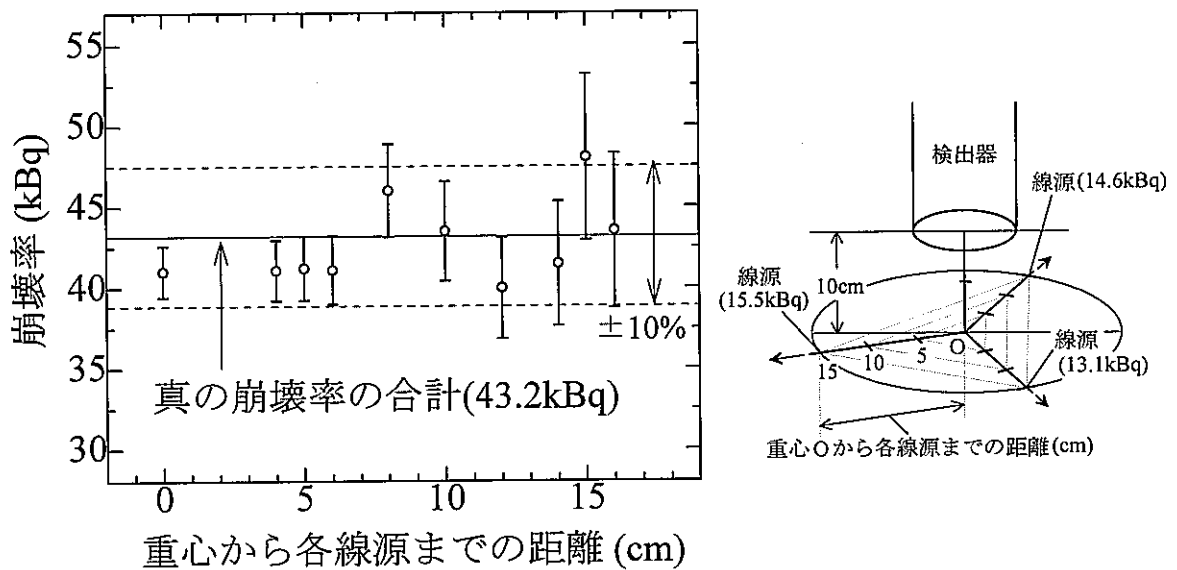


図5.5 重心から各線源までの距離を変化させた場合の測定値
(左:測定結果、右:線源配置)

5.2.2 検出効率が異なる分布に対する測定

次に、分布線源を構成する各点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率の違いが異なる場合を想定して、検出器の線源に対する立体角が異なる位置に複数の線源を配置した測定を行い、得られた値を真の崩壊率の合計と比較した。

各線源の幾何学的な検出効率が異なる分布の例として、図5-6のように検出器の中心軸と線源配置プレート面との交点から線源配置プレート上の一方向に3個の線源を並べた配置を考える。1個は中心軸上に配置し、他の2つの線源は中心軸からの距離がそれぞれ5cm、10cmとなるように配置する。この場合に各線源の幾何学的な検出効率の違いは、線源の検出器に対する立体角の大きさによって決まると仮定する。立体角の大きさは近似的には各線源と検出器との直線距離の2乗分の1に比例すると考えることができるので、このときγ線サンプイク法によって得られる値は各線源の真の崩壊率を N_{01} 、 N_{02} 、 N_{03} とおき、検出器と線源配置プレートとの距離を h [cm]とおくと、式(2.2.6)より

$$(\text{得られる値の予想値}) = \left\{ \frac{N_{10}}{h^2} + \frac{N_{20}}{5^2+h^2} + \frac{N_{30}}{10^2+h^2} \right\}^2 \times \left\{ \frac{N_{10}}{(h^2)^2} + \frac{N_{20}}{(5^2+h^2)^2} + \frac{N_{30}}{(10^2+h^2)^2} \right\}^{-1} \quad (5.2.1)$$

と計算することができる。ただし、直線距離を正確に求めるためには、検出器の前

面からではなく、検出器の半導体結晶からの距離を求める必要がある。そこで、得られる値の予想値は検出器正面から線源配置プレートまでの距離 h [cm] に検出器の前面のカバーの厚さと結晶までの空間の距離 h' [cm] を足して求める。

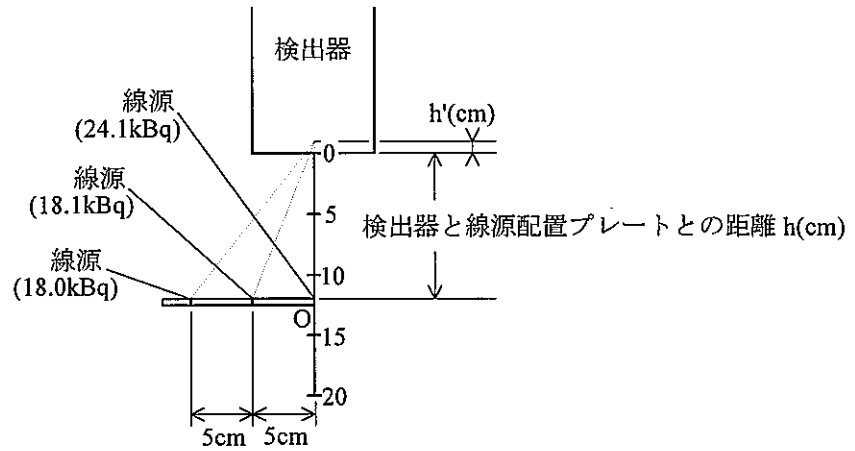


図5-6 各線源の幾何学的な検出効率が異なる分布を仮定した線源配置

このような線源配置で距離 h を変化させて測定を行い、得られる値の予測値と実際に測定で得られた値とを比較した。測定には24.1 kBq、18.1 kBq、18.0 kBqの ^{60}Co 線源を使用し、3号機のHPGe検出器を使用した。真の崩壊率の合計は57.6 kBqである。測定結果を図5-7に示す。

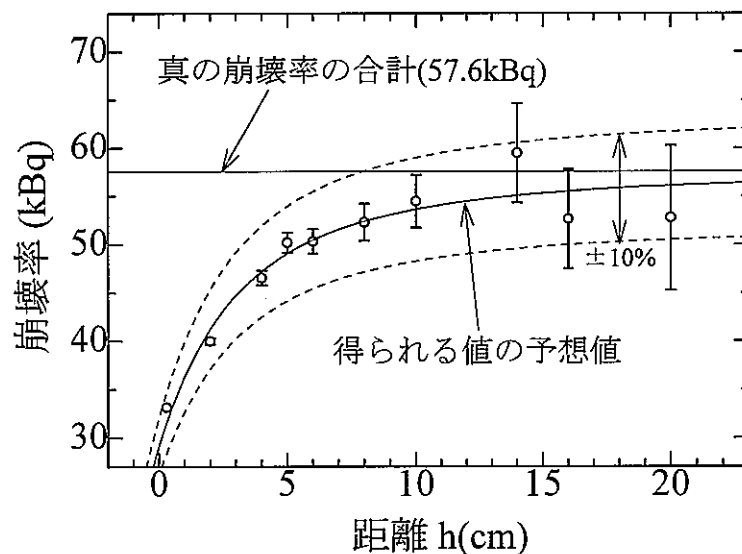


図5-7 検出効率が異なる分布の予想値と測定値の比較 (^{60}Co)

同様の実験を ^{46}Sc 線源を使用して行った結果を図5-8に示す。使用した線源の崩壊率は図5-6の交点Oから順に15.3kBq、14.9kBq、13.0kBqであり、真の崩壊率の合計は42.8kBqである。図5-7の測定と同様に3号機のHPGe検出器を使用して測定を行った。測定結果を図5-8に示す。

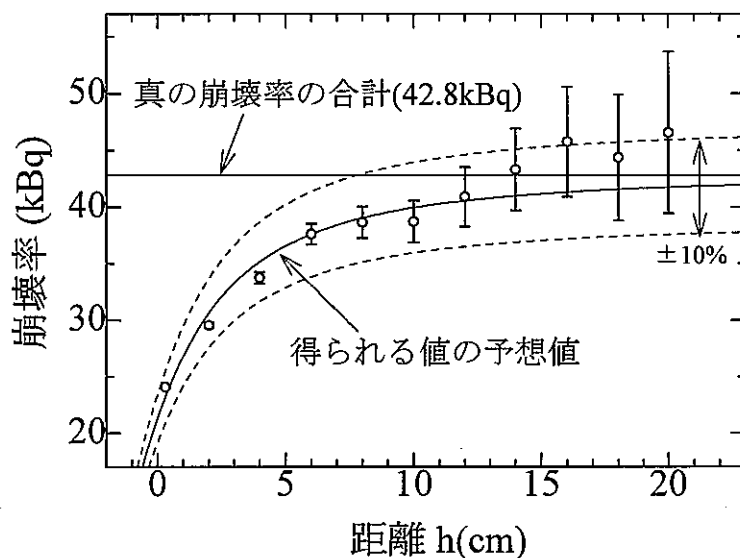


図5-8 検出効率が異なる分布の予想値と測定値の比較(^{46}Sc)

測定によって得られた崩壊率の値は予想した値とよい一致を示した。特に h が 10cm以下の範囲に置いて得られた値はほぼ完全に予想値の曲線上にあると云ってよく、分布線源に対する γ 線サムピーク法の理論の確かさを証明している。 ^{46}Sc の結果を見ると、14cmの値から測定値が上にずれる傾向があるように見えるが、予想値は真の崩壊率の合計を上回ることがあり得ないことは第2章において証明したので、これは不確かさの範囲内での値の揺らぎによるものと考えられる。 ^{60}Co では細かい測定は行わなかったため、完全に比較することはできないが、15cm以上の2点はどちらも真の崩壊率より小さい値を示している。

これらの実験の場合、 γ 線サムピーク法によって得られる値が真の崩壊率の合計に較べて小さくなる割合は、計算によれば10cm以上の範囲で10%以下となる。実際に得られた値がこの予想値に従うことから、このように分布範囲が狭い場合には比較的近い距離で測定を行ったとしても得られた値は真の崩壊率の合計と10%程度のずれで一致していると考えられる。

5.3 γ 線サムピーク法による崩壊率測定法の応用

γ 線サムピーク法は γ 線カスケード崩壊核種に対する崩壊率絶対測定法である。そのため、適用できる核種に制限がある問題点が存在することは否めない。しかしながら γ 線カスケード崩壊核種を含んだ複数の核種が存在している場合には、 γ 線サムピーク法による崩壊率の決定法を応用して他の核種についても崩壊率を絶対的に決定できる可能性がある。

本節では、複数の核種が人体内に摂取された場合に、 ^{60}Co などの γ 線サムピーク法による崩壊率測定が可能な核種が含まれた状況を仮定して、同時に摂取された他の核種の崩壊率を絶対的に決定する測定の手法を提案する。

5.3.1 測定法の原理

HPGe検出器の γ 線ピーク検出効率は入射した γ 線エネルギーに対して図5-9のような関数となる。300keVから2000keVの範囲では図5-9に示すように両対数グラフにおいて直線に近似できる関係があるので、 γ 線エネルギーに対する γ 線ピーク検出効率が2点決定できれば、およその検出効率近似関数を得ることができ、他の γ 線エネルギーに対しても γ 線ピーク検出効率を求めることができる。

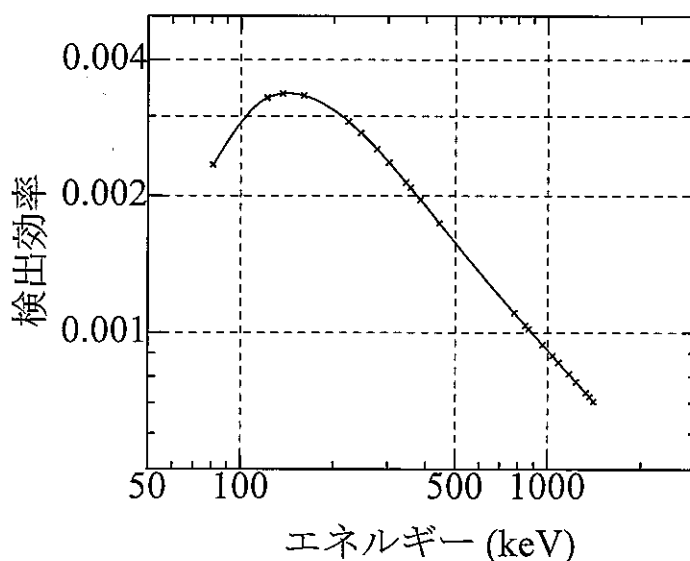


図5-9 入射 γ 線エネルギーに対するHPGe検出器の γ 線ピーク検出効率

摂取された放射性物質を、 γ 線サムピーク法による崩壊率測定が可能な核種である線源Aと、同時に摂取された別の核種である線源Bにおいて、線源Bの崩壊率を絶対的に決定する手順を述べる。まず、第一に γ 線サムピーク法によって線源Aの崩壊率を絶対的に決定する。次に、得られた崩壊率と線源Aの2本の γ 線ピークの面積から、線源Aのそれぞれの γ 線ピーク検出効率の値を求める。 γ 線サムピーク法が適用できる核種は必ず2本の放出率の高い γ 線を放出するので、入射 γ 線エネルギーに対する γ 線ピーク検出効率の値を2つ得ることができる。

線源Aの2つの γ 線ピーク検出効率の値を利用して検出効率近似関数を決定する。入射 γ 線エネルギーおよび γ 線ピーク検出効率の値を対数で直線近似する。線源Aの2本の γ 線エネルギーの間に線源Bの γ 線エネルギーがあれば直線内挿近似により精度のよい決定が可能であるが、ほとんどの場合は直線外挿近似によって線源Bの γ 線ピークのエネルギーに対する γ 線ピーク検出効率を決定する。

γ 線スペクトルより線源Bの γ 線ピークの面積を求めて、決定された γ 線ピーク検出効率より線源Bの崩壊率を決定する。このような手段で線源Bの崩壊率が測定によって得られた γ 線スペクトルのみから絶対的に決定できる。

この方法は、ほとんどの場合に線源Bの γ 線ピーク検出効率を直線外挿近似によって決定するため、線源Bの γ 線エネルギーができる限り線源Aに近い値であることが望ましい。また、線源Aおよび線源Bの γ 線エネルギーが300keVから2000keVの範囲にあることが適用の条件である。この条件には広く利用されている多くの核種があてはまるため、適用範囲が広い。このほか、この方法で問題となる点は線源Aの崩壊率決定の際に必要な全計数率の決定である。測定された γ 線スペクトルは線源Aと線源Bの計数が複合されたものであるため、通常のように低エネルギー部の計数損失を補正した全計数の合計をライブタイムで割るという計算では正確な線源Aのみの全計数率の値を得ることができない。そこで、ピーク/トータル比を利用して、線源Aのみの全計数率の値を計算する方法を提案する。

5.3.2 複合 γ 線スペクトルからの全計数率計算法

ピーク/トータル比は γ 線スペクトルに検出されたピーク面積の全計数率に対する割合である。1本の γ 線を放出する核種の場合、1つの γ 線のピーク面積と全計数率との比をとるが、ここでは γ 線サムピーク法による崩壊率測定が可能な核種について検討するので、2つの γ 線のピーク面積の合計の全計数率に対する割合を考える。

そこで、カスケード崩壊核種に対するピーク/トータル比を次式で定義する。

$$(\text{ピーク/トータル比}) = \frac{N_{\gamma_1} + N_{\gamma_2}}{N^t} \quad (5.3.1)$$

この値は線源と検出器との距離に対する依存性が小さく、線源の距離が変化しても値の変動は小さい。このことを以下に説明する。

式(2.1.1)と式(2.1.2)より、

$$\begin{aligned} N_{\gamma_1} + N_{\gamma_2} &= N_0 p_1 \varepsilon_1^p (1 - p_2 \varepsilon_2^t) + N_0 p_2 \varepsilon_2^p (1 - p_1 \varepsilon_1^t) \\ &= N_0 (p_1 \varepsilon_1^p - p_1 \varepsilon_1^p p_2 \varepsilon_2^t) + N_0 (p_2 \varepsilon_2^p - p_2 \varepsilon_2^p p_1 \varepsilon_1^t) \\ &= N_0 (p_1 \varepsilon_1^p - p_1 \varepsilon_1^p p_2 \varepsilon_2^t + p_2 \varepsilon_2^p - p_2 \varepsilon_2^p p_1 \varepsilon_1^t) \\ &= N_0 \{ (p_1 \varepsilon_1^p + p_2 \varepsilon_2^p) - (p_1 \varepsilon_1^p p_2 \varepsilon_2^t + p_2 \varepsilon_2^p p_1 \varepsilon_1^t) \} \\ &= N_0 \{ (p_1 \varepsilon_1^p + p_2 \varepsilon_2^p) - p_1 p_2 (\varepsilon_1^p \varepsilon_2^t + \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t) \} \quad (5.3.2) \end{aligned}$$

の関係が得られ、式(2.1.4)より、

$$\begin{aligned} N_0 - N^t &= N_0 (1 - p_1 \varepsilon_1^t) (1 - p_2 \varepsilon_2^t) \\ N^t &= N_0 - N_0 (1 - p_1 \varepsilon_1^t) (1 - p_2 \varepsilon_2^t) \\ &= N_0 \{ 1 - (1 - p_1 \varepsilon_1^t) (1 - p_2 \varepsilon_2^t) \} \\ &= N_0 \{ 1 - (1 - p_1 \varepsilon_1^t - p_2 \varepsilon_2^t + p_1 \varepsilon_1^t p_2 \varepsilon_2^t) \} \\ &= N_0 \{ p_1 \varepsilon_1^t + p_2 \varepsilon_2^t - p_1 \varepsilon_1^t p_2 \varepsilon_2^t \} \\ N^t &= N_0 \{ (p_1 \varepsilon_1^t + p_2 \varepsilon_2^t) - p_1 p_2 \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \} \quad (5.3.3) \end{aligned}$$

であるから、式(5.3.1)は、

$$\frac{N_{\gamma_1} + N_{\gamma_2}}{N^t} = \frac{N_0 \{ (p_1 \varepsilon_1^p + p_2 \varepsilon_2^p) - p_1 p_2 (\varepsilon_1^p \varepsilon_2^t + \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t) \}}{N_0 \{ (p_1 \varepsilon_1^t + p_2 \varepsilon_2^t) - p_1 p_2 \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \}}$$

よって、

$$\frac{N_{\gamma_1} + N_{\gamma_2}}{N^t} = \frac{(p_1 \varepsilon_1^p + p_2 \varepsilon_2^p) - p_1 p_2 (\varepsilon_1^p \varepsilon_2^t + \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t)}{(p_1 \varepsilon_1^t + p_2 \varepsilon_2^t) - p_1 p_2 \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t} \quad (5.3.1a)$$

となる。検出効率の値は、21.5kBqの⁶⁰Co線源を相対検出効率35%のHPGe検出器で線源距離を10cmとして測定した場合を例とすると、第1のγ線ピーク検出効率が 2.05×10^{-3} 、第2のγ線ピーク検出効率が 1.85×10^{-3} 、全検出効率が 2.13×10^{-2} であるから、式(5.3.1a)の右辺の分母の項について、

$$(p_1 \varepsilon_1^t + p_2 \varepsilon_2^t) \gg p_1 p_2 \varepsilon_1^t \varepsilon_2^t \quad (5.3.4)$$

式(5.3.1a)の右辺の分子の項について、

$$(p_1 \varepsilon_1^p + p_2 \varepsilon_2^p) \gg p_1 p_2 (\varepsilon_1^p \varepsilon_2^t + \varepsilon_2^p \varepsilon_1^t) \quad (5.3.5)$$

と考えられる。

検出効率はこれまでに述べたように、線源に対する検出器の幾何学的な効率と入射した γ 線に対する真の検出効率との積である。線源の距離の変動に対して入射した γ 線に対する真の検出効率の変化は小さいと考えると、ピーク/トータル比の線源距離に対する依存性は幾何学的な効率に依る。この場合、幾何学的な効率は線源に対する検出器の立体角の大きさで決まると考えてよい。近似的に立体角の大きさは線源距離の2乗分に反比例するので、式(5.3.4)、式(5.3.5)に基づいて式(5.3.1a)の分母の $p_1 p_2 \epsilon_1' \epsilon_2'$ および分子の $p_1 p_2 (\epsilon_1^p \epsilon_1' + \epsilon_2^p \epsilon_2')$ の項を無視すると、 $(p_1 \epsilon_1' + p_2 \epsilon_2')$ および $(p_1 \epsilon_1^p + p_2 \epsilon_2^p)$ はどちらも検出効率の一次の項なので分母と分子はどちらも線源距離の2乗分に反比例して変化すると考えられる。そこで、ピーク/トータル比は線源と検出器との距離が変化してもほとんど変動しない。

検出器と線源との距離を変えた測定におけるピーク/トータル比を図5-10に示す。測定条件は図5-1の実験と同様で、 ^{60}Co 線源の崩壊率は21.5kBq、 ^{46}Sc 線源の崩壊率は18.4kBqである。測定結果のように、線源距離の変化に対してピーク/トータル比はどちらも緩やかに小さな範囲で変動する。そこで、あらかじめ対象とする核種を測定してピーク/トータル比の値を決定しておけば、線源距離が異なる複合 γ 線スペクトルに対しても同じピーク/トータル比の値を適用して対象核種の γ 線のピーク面積からその核種のみ全計数率を推定することができる。

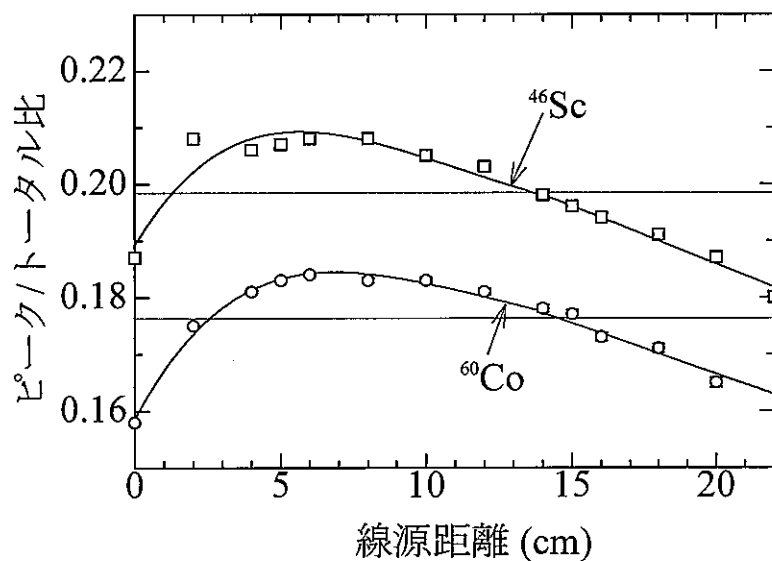


図5-10 線源距離に対するピーク/トータル比の変動

5.3.3 測定結果および考察

複数の核種が人体内に摂取された場合を想定して、 γ 線サムピーク法による崩壊率測定が可能な核種である線源Aに ^{60}Co 線源を使用し、同時に摂取された別の核種である線源Bに ^{46}Sc 線源を使用して線源Bの崩壊率を絶対的に決定する実験を行い、本測定法の適用性および精度について調べた。 ^{46}Sc は γ 線サムピーク法による崩壊率測定法の適用が可能な核種であるが、ここでは単に線源Bとして使用する。これは、 ^{46}Sc が ^{60}Co の1173keVと1333keVの γ 線エネルギーとの差が小さい1121keVの γ 線と、差が大きい889keVの γ 線とを放出するので、線源Aの直線外挿の精度を検討するのに適しているからである。

図5-11に対数グラフにおいて決定したピーク検出効率の近似直線を示す。線源Aの崩壊率決定の際に使用する全計数率の値は、図5-10に直線で示すようにピーク/トータル比が一定値であると仮定して求めた。線源Bの崩壊率とピーク面積から求めた真のピーク検出効率と比較して、本測定法は1121keVの γ 線ピークについては8%、889keVの γ 線ピークについては11%のずれで線源Bのピーク検出効率を決定することができた。このようにして求めた線源Bの崩壊率を線源Bの真の崩壊率と比較した図が図5-12である。全体として、線源Bの崩壊率は真の崩壊率の $\pm 20\%$ の範囲で得られた。これは、線源Aの γ 線サムピーク法によって決定した崩壊率のずれがピーク検出効率の近似直線のずれとなるため、線源Bのピーク検出効率の計算で精度が低くなる原因となっていると考えられる。また、線源Bの崩壊率の変動はピーク/トータル比の線源距離に対する変動と同様の傾向を示した。

線源Aの γ 線エネルギーとの差が小さい1121keVのピーク検出効率から求めた値は、889keVのピーク検出効率から求めた値よりも真の崩壊率に近くなる結果が得られているが、値に大きな差は見られない。そのため、線源Aの2本の γ 線エネルギーの平均値である1253keVとの差が400keV程度の γ 線ピークに対して、本測定法は十分適用できると考えられる。

この測定方法は γ 線サムピーク法による崩壊率測定法の適用が可能な核種に較べて測定精度は低いですが、線源Bについては γ 線スペクトルからの情報のみで崩壊率の絶対測定が可能である特徴を持つ。あらかじめ必要とする情報は限られた核種のピーク/トータル比のみであるので、計算式のプログラム化が容易で、人体内に摂取された核種の特定のために行われるHPGe検出器でのモニタリングの際の測定から崩壊率のおおよその値を得る手段の一つとして利用できる可能性がある。

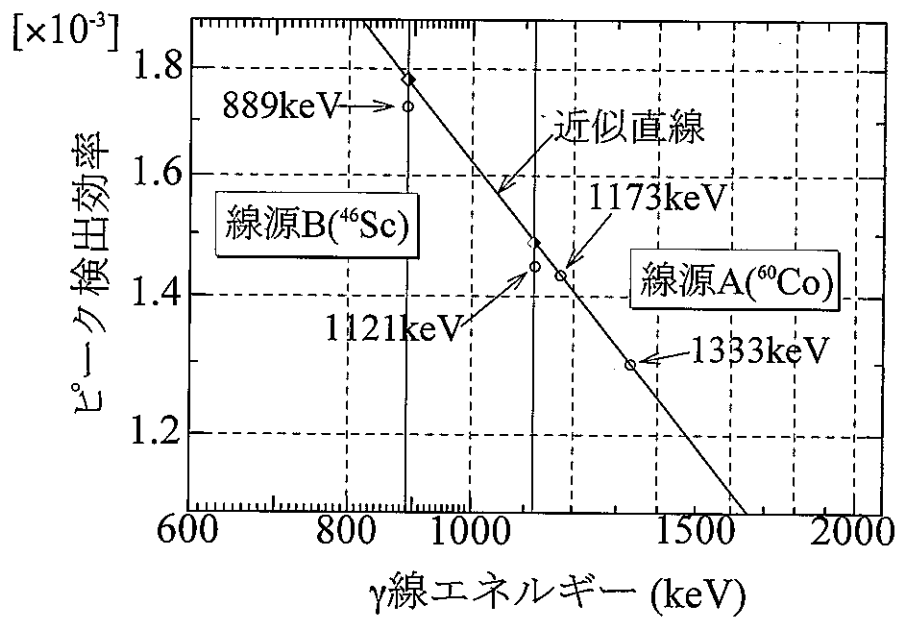


図5-11 直線外挿によるピーク検出効率の決定

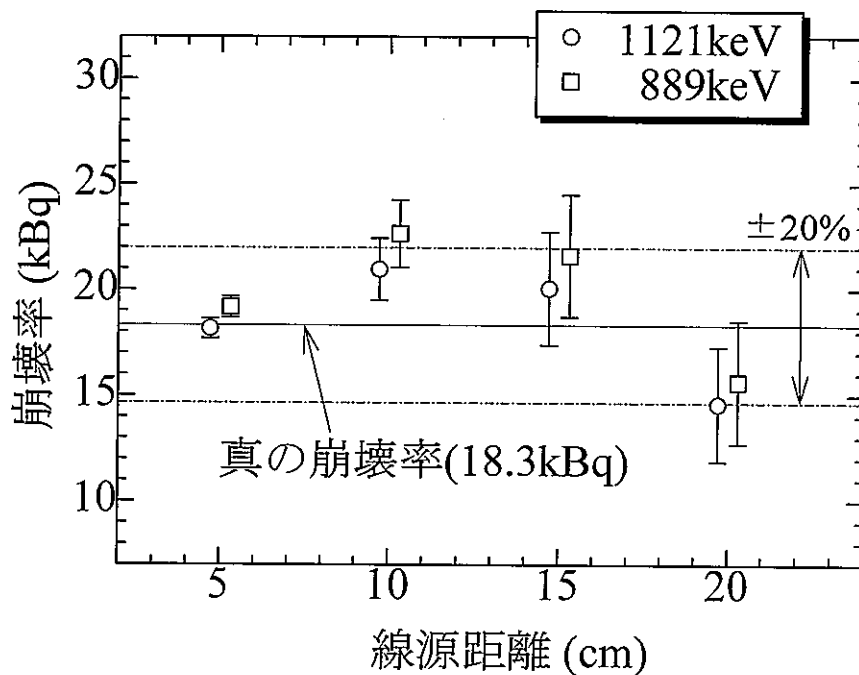


図5-12 決定した線源Bの崩壊率

5.4 γ - γ 同時計測法による線源測定

第3章で述べた γ - γ 同時計測法による崩壊率測定についても、 γ 線サンプイク法と同様に測定法の妥当性および精度について検討する必要がある。

本節では、 γ - γ 同時計測法による崩壊率測定の特徴である高計数率に対する偶然同時計数の補正が可能である点に着目し、崩壊率の高い線源の測定に対して得られた値を真の崩壊率と比較する。また、2台のHPGe検出器の間の点線源の位置変化に対して γ - γ 同時計測法によって得られる崩壊率の値が一致していることを確認する。

この実験では相対検出効率60%の1号機と2号機のHPGe検出器を使用し、第4章で述べた2次元データスペクトル集積システムを使用して測定を行った。測定時間はすべて γ 線サンプイク法と同様に2000秒間を採用した。

5.4.1 点線源の崩壊率に対する測定値の一致性

γ - γ 同時計測法によるカスケード崩壊核種の崩壊率絶対決定法の特徴は、崩壊率が高い測定に対して、コインシデンスピークの偶然同時成分を消去して真のコインシデンス成分を求め、崩壊率を決定できる点にある。そこで、崩壊率の異なる複数の線源を使用して得られた崩壊率の値と真の崩壊率の値とを比較した。

図5-13は30.3kBq、28.3kBq、312kBq、332kBqの4個の ^{60}Co 線源を使用して崩壊率を測定した結果である。2個の線源を組み合わせると同時に測定することによって、30.3kBq、58.6kBq、312kBq、332kBq、644kBqの崩壊率に対して測定を行った。この場合に各線源の位置をできるだけ近づけるとともに2台の検出器に対する幾何学的な検出効率が等しくなるように配置したので点線源と仮定することができる。

検出器の角度を41度に設定したのは、 ^{60}Co の41度の角度相関の値が1.0035とほぼ1になり、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のわずかなずれのため、線源から検出器の前面までの距離は検出器1が159mm、検出器2が150mmに設定してある。線源は薄い紙製の箱によって台から103mm離している。

得られた崩壊率は不確かさの範囲内で一致してはいないが、真の崩壊率とよい一致を示し、600kBq以上の高計数率に対しても値が小さくなることなく崩壊率を決定することができた。不確かさの範囲内にならなかったのは測定の際に使用したタイマーのライブタイムの補正を行う際に不確かさの評価が小さかったためであると考

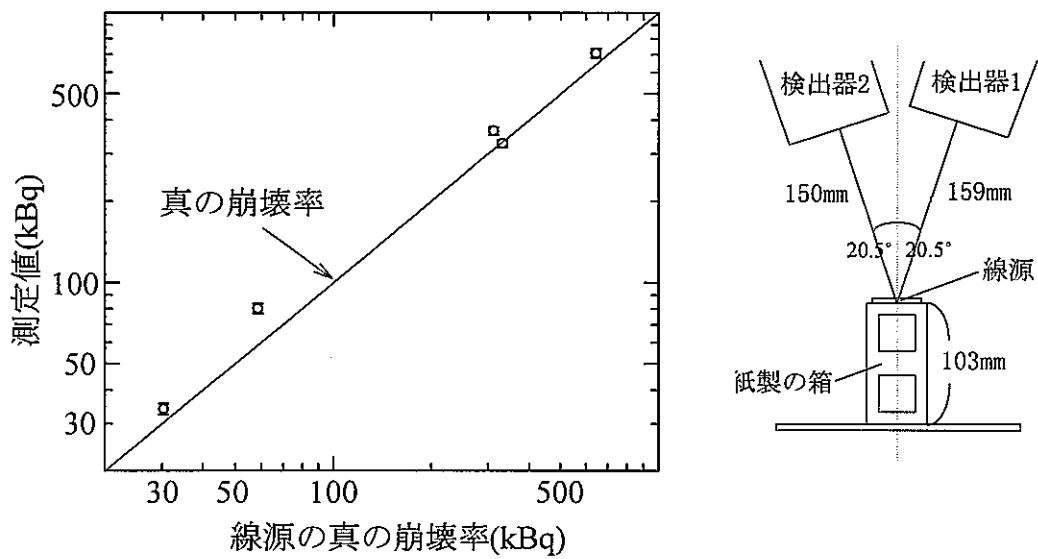


図5-13 崩壊率の変化に対する測定値 (左:測定結果、右:線源配置)

えられる。

5.4.2 点線源の位置変化に対する測定値の一致性

次に、2台のHPGe検出器の間の点線源の位置変化に対して γ - γ 同時計測法によって得られる崩壊率の値の一致性を調べる実験を行った。2台の検出器を40cmの間隔で配置して、2台の検出器の中心軸を通る平面上の13点について30.3kBqの点線源を測定し、得られた崩壊率の値を真の崩壊率と比較した。図5-14に線源の測定位置を、図5-15に測定結果を示す。

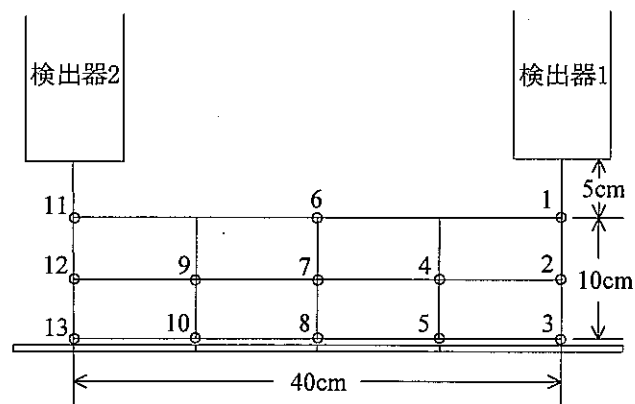


図5-14 検出器と線源の測定位置

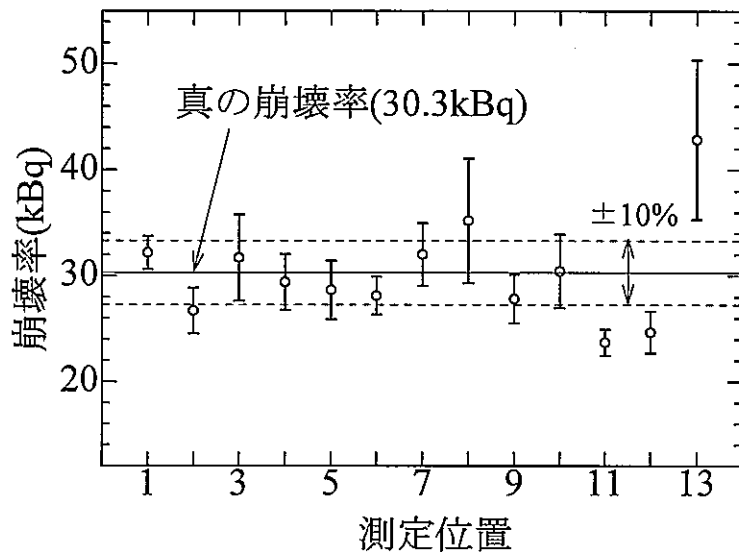


図5-15 線源位置に対する測定結果

検出器と線源との直線距離が非常に大きいため、測定値は一方の検出器に偏った測定点では信頼性が低い。そのため、測定位置13は極度に大きな値となった。2台の検出器のどちらについても線源距離が小さな測定位置の測定値は真の崩壊率とよい一致が得られている。この結果に依れば、2台の検出器の中央付近に線源を配置すれば、真の崩壊率と10%程度のずれで崩壊率を決定することが可能である。

崩壊率および測定位置の変化に対して得られた崩壊率が妥当な結果を示したことから、偶然同時係数を補正して崩壊率を求める本測定法の妥当性が確認できたと云える。

5.4.3 分布線源への γ - γ 同時計測法の適用

分布線源を複数の点線源の集合と仮定した場合、分布した点線源の検出器に対する幾何学的な検出効率の違いによって γ - γ 同時計測法によって得られる崩壊率の値は真の崩壊率の合計よりも小さくなる。 γ 線サンプイク法についても同様の傾向を示したが、 γ - γ 同時計測法の場合は2台の検出器で測定を行うため、検出器の間に線源が分布している場合には、一方の検出器からの距離が大きい点は他方の検出器からの距離が近い場合があり、 γ 線サンプイク法に較べて線源の分布状態の影響を受けにくいと云う特徴を持つ。そこで、図5-16のように2台の検出器を配置して、測定位置を設定し、2個あるいは3個の ^{60}Co 線源を決まった形に配置した線源台の位置を変えて測定を行った。

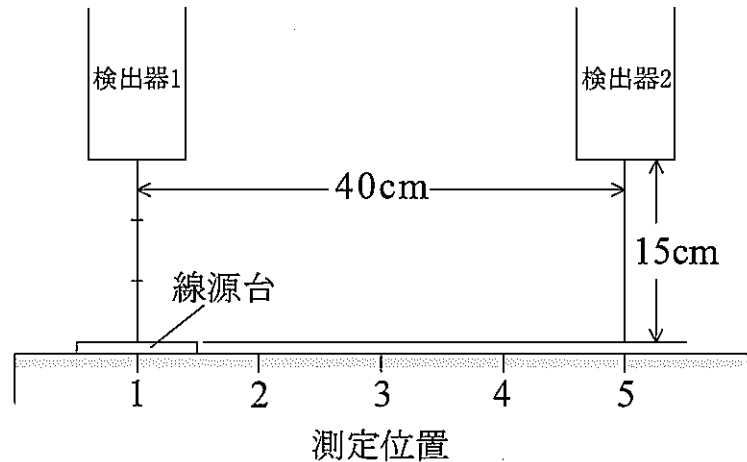


図5-16 2台の検出器の配置と測定位置

3種類の線源配置について、線源台の位置を1から5まで移動して測定を行った。図5-17に示した測定結果1は2個の線源を水平に配置した場合であり、図5-18に示した測定結果2は2個の線源を垂直に配置した場合である。また、図5-19に示した測定結果3では、測定結果1と2の配置を組み合わせ、3個の線源が正面から見て直角二等辺三角形になるように配置している。

γ 線サンプピーク法の場合の幾何学的な検出効率が異なる分布の測定結果と較べて、それぞれの実験において得られた測定値は、測定位置の変化に対して変動が小さいことがこの結果より示される。また、それぞれの結果についても、測定結果1では、2個の線源を水平に並べた配置で測定すると、幾何学的な検出効率の違いは小さく、真の崩壊率の合計に一致する結果が得られている。測定位置5で測定値が低下しているが、これは一方の線源が検出器2よりも右に来るため、2台の検出器から見た幾何学的な検出効率の違いが大きくなったためである。次に、2個の線源を垂直に並べた配置では、各線源と検出器との直線距離の差が大きく、幾何学的な検出効率の違いが大きいため真の崩壊率の合計より測定値が小さくなることが示されている。さらに2つの実験を組み合わせ、3個の線源を配置した測定結果3では、真の崩壊率に対する測定値の低下が、2つの実験結果を合わせた傾向を示すことが確かめられる。

このように分布線源測定において、 γ - γ 同時計測法によって得られた値は理論によって予測された傾向に従って変化しているため、分布線源に対する崩壊率の計算式の妥当性が確かめられたと考えることができる。分布線源を構成する各点線源の幾何学的な検出効率の違いによって測定値は小さくなる傾向を示すが、位置変化に対する測定値の変動は γ 線サンプピーク法に較べて小さいため、分布範囲が比較的限定できる場合には線源の崩壊率の総和を20%程度のずれで得ることができると考えられる。

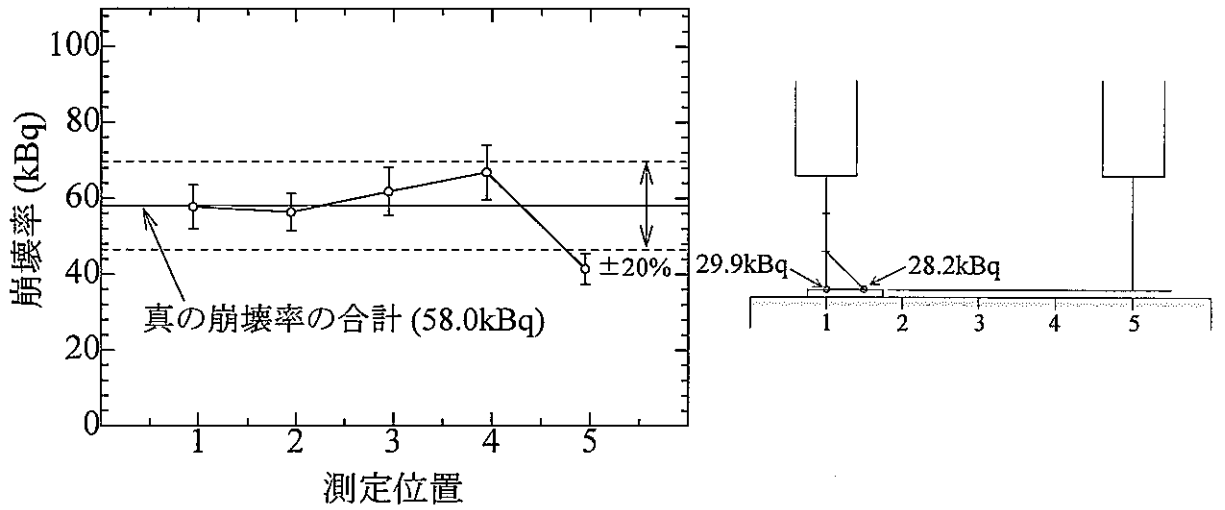


図5-17 測定位置の移動に対する測定結果1 (左:測定結果、右:線源配置)

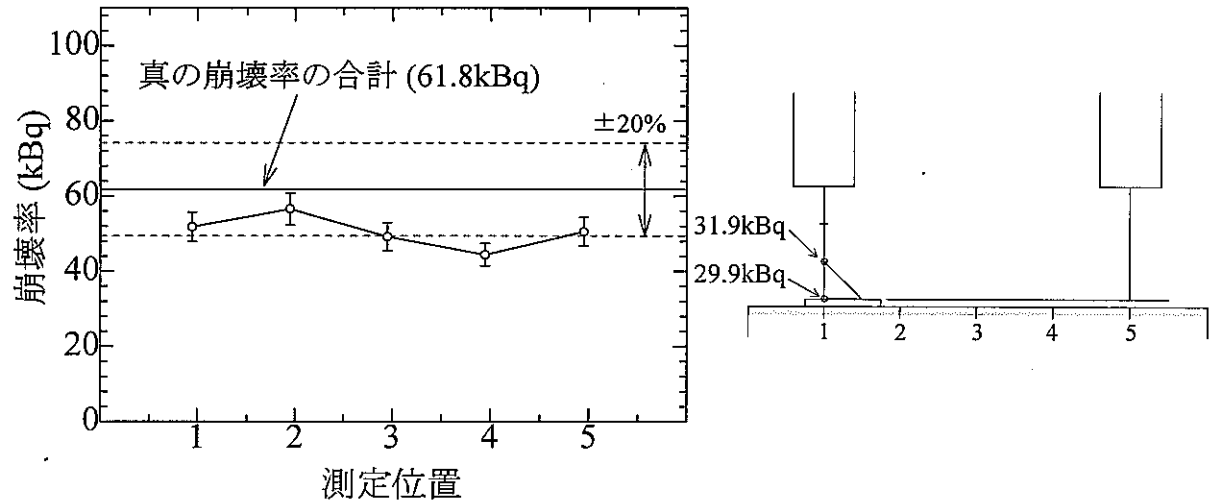


図5-18 測定位置の移動に対する測定結果2 (左:測定結果、右:線源配置)

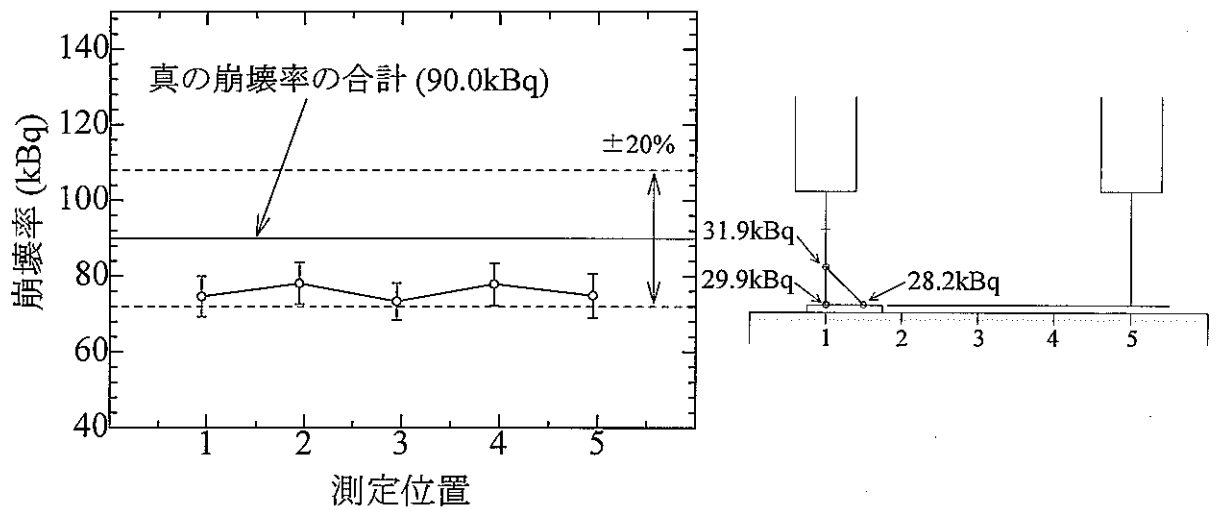


図5-19 測定位置の移動に対する測定結果3 (左:測定結果、右:線源配置)

第6章 まとめ

HPGe検出器による肺モニタ検出器は、入射 γ 線のエネルギーに対する分解能が非常に高く、内部被曝事故の際に迅速に摂取された核種を特定できる長所をもっている。現在の人体内に摂取された放射性物質の定量では、相対的に崩壊率を決定しているため、検出効率の情報を必要とする。この検出効率は体格や年齢、性別で大きく変化するので、成人男性の標準体格にあてはまらない個人の内部被曝線量の評価を精度よく行うことができる測定法の確立が望まれてきた。そこで、本委託研究は、HPGe検出器の高い分解能を利用して、放出された γ 線の光電ピークの面積および γ 線スペクトルの情報から、 γ 線同時計測の原理によって崩壊率を絶対的に決定する測定法の開発を試みた。

本委託研究では、 β 崩壊に引き続いて2本の γ 線を連続して放出する γ 線カスケード崩壊核種を測定対象として、 γ 線同時計測の原理に基づいた二つの絶対測定法を提案した。第一の方法は1台の検出器を使用した γ 線サムピーク法による崩壊率絶対測定であり、第二は、2台の検出器を使用した γ 線同時計測による崩壊率絶対測定法である。さらに、 γ 線カスケード崩壊核種と同時に他の核種が摂取された場合に、 γ 線サムピーク法を応用して他の核種の崩壊率を絶対的に決定する測定法を提案した。

原理に対する考察では、線源の崩壊率と γ 線が単独に検出されたピーク面積および同時に検出されたピーク面積との関係から、 γ 線サムピーク法および γ 線同時計測法の崩壊率計算式を導出した。さらにこの理論を分布線源の場合に拡張して、複数の点線源の集合と仮定した分布線源の測定において、得られる値と線源の崩壊率との関係を示した。測定で得られる値は、分布線源を構成する各点線源の幾何学的な分布位置によって真の崩壊率の総和よりも小さくなる傾向があることが示された。検出器に対する各線源の幾何学的な検出効率が等しい分布線源の場合には、得られた値は真の崩壊率の総和に一致し、各線源の幾何学的な検出効率の違いが大きくなるほど得られた値は真の崩壊率の総和よりも小さくなることがわかった。

次に、実験を行い、測定原理の妥当性および得られる値の精度について検討した。実際の人体測定を想定して、測定時間は2000秒間を採用した。

γ 線サムピーク法による崩壊率絶対測定では、点線源測定の場合に位置を変化させた測定や遮蔽を通した測定で得られる値が一致することを確認できた。また、幾何学的な各線源の検出効率が等しい分布線源の測定では、得られた値が真の崩壊率の

合計に一致することを確かめ、各線源の検出効率が異なる分布線源に対しては、計算による値と実験結果が一致することで理論の妥当性を示した。さらに、検出効率が異なる分布であっても、範囲が10cm程度に限定される場合には検出器との距離を15cm以上にすれば、真の崩壊率の合計に較べて得られる値が小さくなる割合が10%以内であることが確かめられた。全体として、 γ 線サムピーク法による崩壊率絶対測定で得られた値は $\pm 10\%$ で真の崩壊率と一致した。

また、 γ 線サムピーク法による測定が可能な核種である線源Aと、他の核種である線源Bが同時に摂取された場合を仮定して、線源Aの崩壊率測定結果から、線源Bの崩壊率を決定する絶対測定法を提案した。この測定法は、まず複合 γ 線スペクトルからピーク/トータル比を利用して線源Aのみの全計数率を計算する。得られた全計数率の値を利用して γ 線サムピーク法により線源Aの崩壊率を決定し、線源Aの2本の γ 線ピーク検出効率を求める。次に、線源Aのピーク検出効率に相対的な検出効率曲線を当てはめ、線源Bのピーク検出効率を決定して崩壊率を求める。

この方法による崩壊率決定の妥当性を確かめるために ^{60}Co 、 ^{46}Sc を使用した測定を行った。この方法で決定した崩壊率は真の崩壊率と $\pm 20\%$ で一致し、ピーク/トータル比の変動が決定された崩壊率に系統的な変動を与える原因となることを示した。

γ 線カスケード崩壊核種に対する γ - γ 同時計測法の最大の利点は、得られた γ 線スペクトルの情報のみから偶然同時計数の影響を補正して崩壊率を決定できることである。実験によって、高い崩壊率の線源に対する適用が可能であることが確かめられた。また、位置を変化させた測定で得られた値はよく一致した。

分布線源に対する測定では、分布線源を構成する各点線源の幾何学的な検出効率の違いが大きくなるほど得られる値が真の崩壊率の合計よりも小さくなることが3つの実験結果の比較により確かめられた。また、2台の検出器を使用することにより、分布線源の位置の変化に対して、一方の検出器からの距離が大きくなっても、他方の検出器からの距離が小さくなるような場合には得られた値の変動が小さくなることが示された。

これらの実験結果から γ 線カスケード崩壊核種を測定対象とした γ 線サムピーク法および γ 線同時計測法による崩壊率の絶対測定において、測定条件によって得られる値の傾向を知ることができた。これら二つの方法は複数の検出器を使用した測定において同時に適用することができる。分布線源を測定した場合には、 γ 線サムピーク法および γ 線同時計測法によって得られた値を比較すると、 γ 線サムピーク法によって得られた値は1台の検出器に対する幾何学的な検出効率によって小さくなり、

γ 線同時計測法の値は複数の検出器に対する幾何学的な検出効率によって小さくなるので、分布位置情報を得ることができる可能性がある。

今後の発展として、このような分布位置検出への可能性は大いに興味のある課題である。2台の検出器によってそれぞれの検出器から線源までの距離の比が求められるようになれば、3台の検出器を使用した測定により3次元空間での線源の分布位置の推定が可能になる。また、測定に使用する線源についても、点線源の使用だけでなく、同じ大きさで均一分布、表面分布、偏った分布を想定した体積線源を作製して測定を行うことにより、実際の人体測定により近い分布を想定した測定が考えられる。

人体内に摂取された放射性物質の崩壊率絶対測定法を確立することは、内部被曝事故に対する原子力防災対策の観点から非常に重要であり、本委託研究において提案された測定法は γ 線同時計測による崩壊率絶対測定法の一つとして、今後のさらなる発展が期待できる。

参考文献

- 1) 松岡理 ; "放射性物質の人体摂取障害の記録 過去の歴史に何を学ぶか" ,
日刊工業新聞社 , (1995) p.61
- 2) 吉澤康雄 ; "放射線健康管理学" , 東京大学出版会 , (1984) p.120
- 3) ICRP; Individual Monitoring for Intakes of Radionuclides by Workers
ICRP Publication 54 , (1987) p.28
- 4) "改訂三版 放射線の防護" , 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 , 丸善株式会社 , (1978) p.8
- 5) " Table of Isotopes Eighth Edition VolumeI,II", WILEY INTERSCIENCE , (1996)
- 6) "放射線障害の防止に関する法令 概説と要点(改訂4版)" ,
社団法人 日本アイソトープ協会 , 丸善株式会社 , (1993) p.137
- 7) ICRU; Particle Counting in Radioactivity Measurements
ICRU REPORT 52(1994)
- 8) 富田憲一郎 ; 名古屋大学工学部原子核工学科卒業論文 , (1996) p.6
- 9) 森口繁一, 宇田川銚久, 一松信 著 ; "数学公式集Ⅲ" (岩波全書, 1970) p.82
- 10) J.Hattula, J.Kantele and A.Sarmanto ;
Nucl. Instr. and Meth. 65(1968)77
- 11) R.L.AUBLE "Nuclear Data Sheets for A=46" , ACADEMIC PRESS , (1978) , p.27
- 12) R.G.Helmer ; Nucl. Instr. and Meth. 199(1982)521

- 13) KAI SIEGBAHN ; "Alpha-, Beta- and Gamma-ray spectroscopy Volume 1" , (1965) ,
p.539
- 14) GLENN F.KNOLL ;
" RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT SECOND EDITION " , JOHN
WILEY & SONS (1989) p.87
- 15) 動力炉・核燃料開発事業団 社内資料 PNC-N852-81-13 , (1981) , 付-(1)-3
- 16) H.Miyahara, S.Kitaori, Y.Nozone and T.Watanabe ;
Appl. Radiat. Isot. 40(1989)343
- 17) "CERTIFICATE No.127167-1 , 127167-2" , Amersham Bucher , (1996)