講座

応用放射線エネルギー分析法 (13)

V. ガンマ線のエネルギー分析法とその応用

(2) ガンマ線スペクトルデータの解析法†

鈴木隆司

東京都立アイソトープ総合研究所

158 東京都世田谷区深沢2-11-1

Key Words: gamma-ray spectrum energy calibration, peak area determination, full width half maximum, peak fitting, efficiency, self-absorption correction, coincidence summing correction, activity, detection limit

はじめに

ここでは、ゲルマニウム半導体検出器を用いた場合のエネルギー分析に主眼を置くが、後述の応用例を念頭に、 γ 線スペクトルのデータ解析全般について述べる。 γ 線スペクトル解析の手順は、ピーク探索から放射能計算まで、概略、図1のとおりである。この順番に従って説明する。

1. エネルギー校正

1.1 ピーク探索

ゲルマニウム半導体検出器で γ 線で測定すると、コンプトン散乱による平坦な連続部の上に光電効果によるピークが現れる。ピークがあるかないかの判断は、コンピュータが普及していないときには、目視によりいわゆるピークの形をなしているか否かをほとんど直感により行われていた。

コンピュータによるピーク探索では、ある基準を決めてそれにのっとって行われる。その一つとして、低エネルギー側での立ち上がりと高エネルギー側でのたち下がりが3-5チャンネルあるか否かを判断させる方法がある。より高度な方法として、平滑化二次微分を用いる方法がある。ここでは、平滑化二次微分法について述べる。

† Measurement of Radiation Energy and Its Application(13). V.Measurement of gamma-ray energy and its application. (2) Analyses of gamma-ray spectrum data. Takashi SUZUKI: Tokyo Metropolitan Isotope Research Center, Fukasawa 2-chome, Setagaya-ku, Tokyo 158.

図1 γ 線スペクトルの解析手順

i チャンネルの計数値を $n(i)$ とすると、 $(2k+1)$ チャンネルの値を用いて平滑化二次微分を施した数値 $n''(i)$ はつぎのように表される。

$$n''(i) = \sum_{j=-k}^k a_j \cdot n(i+j) \quad (1)$$

ただし、 $\sum_{j=-k}^k a_j = 0$ である。

a_j は、表1に示すような Savitzky ら⁹⁾により提案された定数を用いる。 $n''(i)$ に対する統計変動は次式で与えられる。

$$\sigma''(i) = \left\{ \sum_{j=-k}^k a_j^2 \cdot n(i+j) \right\}^{1/2} \quad (2)$$

実際のスペクトルに対して平滑化二次微分を計算した例を図2に示す。

表1 ピーク探査に用いられるフィルタ関数の定数¹⁾

名 称	$2k+1$	a_0	a_1, a_{-1}	a_2, a_{-2}	a_3, a_{-3}	a_4, a_{-4}	a_5, a_{-5}	a_6, a_{-6}
ガウス関数二次 微分	7	-10	-1	5	1			
	9	-10	-3	4	3	1		
	13	-8	-5	-1	4	3	2	1
多項式最小自乗 (Savitzky ⁹⁾)	7	-4	-3	0	5			
	9	-20	-17	-8	7	28		
	13	-14	-13	-10	-5	2	11	22

図2 平滑化二次微分によるピーク探査¹⁾

$|n''(i)| > b\sigma''$ の条件を満足する場合にピークと判定される。 b は感度を与える定数であるが、2-3の値を用いる。この値が小さいほど微少なピークも判定し得ることになるが、変動分をピークと見違えるおそれがある。

1.2 ピーク中心チャンネルの決定

ピークの中心チャンネルを求めることは、 γ 線のエネルギーそのものを求めることであり、エネルギー分析における最も大切な項目である。これが十分な精度で得られない場合には、核データとしての γ 線エネルギー測定あるいは、放射化分析、環境放射能分析等の応用分析のさいに、誤った結果をもたらすことになる。

この方法は、種々提案されているので、ここではいくつかの方法について述べる。

1.2.1 一次微係数ゼロクロス法

この方法は、ピークの中心を含む5-7チャンネルの間で、一次微係数がゼロを横切る点を求めるものである。図3に示すように、ピーク中心の前後で一次微係数は直線で近似される。真のピークチャンネルを含む2チャンネルの計数値を $m, m+1$ 、一次微係数を $\Delta n_m, \Delta n_{m+1}$ とすると、真のピーク中心チャンネル p は次式

図3 一次微係数ゼロクロス法¹⁾表2 一次微係数を求めるさいに用いるフィルタ関数の定数⁹⁾

$2k+1$	c_0	c_1, c_{-1}	c_2, c_{-2}	c_3, c_{-3}	c_4, c_{-4}	N_m
5	0	1, -1	2, -2			10
7	0	1, -1	2, -2	3, -3		28
9	0	1, -1	2, -2	3, -3	4, -4	60

により求められる。

$$p = m + \frac{\Delta n_m}{\Delta n_m - \Delta n_{m+1}} \quad (3)$$

ただし、 $\Delta n_m > 0$ 、かつ $\Delta n_{m+1} \leq 0$ を満足しなければならない。なお、一次微係数 Δn_i は、次式で計算される。

$$\Delta n_i = \frac{1}{N_m} \sum_{j=-k}^k c_j \cdot n_{i+j} \quad (4)$$

ただし、 N_m は規格化定数であり、 c_j は表2で与えられる。

1.2.2 指数関数に変換する方法

ピークの形がガウス分布であると仮定し、ピーク全体に対して次式を計算する。

$$Z(i) = n(i-1)/n(i+1) \quad (5)$$

$Z(i)$ は、単純な指数関数で表されるので、片対数用紙

図4 指数関数変換の方法²⁾

の横軸にチャンネル、縦軸に $Z(i)$ をとってプロットすると図4のように $Z(i)$ が0.1から10の範囲で直線に近似される。この図より、 $Z(i)=1$ なるチャンネル p がピーク中心チャンネルである。

1・2・3 ピークの重心を用いる方法

重心の概念を用い、半値幅(1・3で説明)の3倍程度の領域(ピーク計数値が最大であるチャンネルをほぼ中心にしてチャンネル $l-r$)でつぎのような計算をすることによりピーク中心チャンネルを求めることができる。

$$p = \frac{\sum_{i=l}^r [i \cdot n(i)]}{\sum_{i=l}^r n(i)} \quad (6)$$

しかし、この方法はピークの対称性が悪いとピーク位置がずれてしまう。

1・2・4 ピーク近傍の3点計数値による方法

ピークの計数値が比較的高く、統計変動が小さいときは、ピーク近傍の3点を用いて求めることができる。図5に示すように、最も計数値の高いチャンネルを m 、その計数値を n_m 、その前後のチャンネル $m+1$ と $m-1$ の計数値を n_{m+1} 、 n_{m-1} とする。この3点を二

図5 3点計数値によるピーク中心^{1), 2)}

次式で近似すると、ピーク中心チャンネルは次式で表される。

$$p = m + \frac{1}{2} \left[\frac{n_{m+1} - n_{m-1}}{2n_m - n_{m-1} - n_{m+1}} \right] \quad (7)$$

ガウス関数で近似すると、次式より求められる。

$$p = m + \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln(n_{m+1}/n_{m-1})}{\ln(n_m^2/n_{m+1} \cdot n_{m-1})} \quad (8)$$

1・2・5 関数フィッティング法

より高度で複雑な方法に、ピーク全体を関数に当てはめる関数フィッティング法がある。適合する関数がつぎのようなガウス関数と直線で表される場合を考える。

$$F = d_1 + d_2(i-p) + d_3 f(i) \quad (9)$$

ただし、

$$f(i) = \exp \left[-2.773 \left(\frac{i-p}{w} \right)^2 \right]$$

ここで、 d_1 , d_2 , d_3 は定数、 p はピーク中心チャンネル、 w は半値幅である。これらの未知パラメータに対して初期値を設定し、非線形最小自乗法を適用して未知パラメータがある値に収束するまで計算を繰り返す。このようにしてピーク中心チャンネル p が求められる。式(9)のような単純な例はまれで、より実測値に合うように種々の関数が付加される。一例を図6に示す。しかし、パラメータの数が増えればそれだけ計算時間が長くなり、収束の度合いも悪くなることを考慮しなくてはならない。

以上ピーク中心チャンネルの求め方の例を述べてきたが、最も精度良くピーク中心チャンネルを求める方法は、関数フィッティング法である。このような複雑な方法は、以前は汎用の大型コンピュータあるいはミニコンでしか計算できなかったが、パーソナルコンピュータの出現、そして、急速な発展と普及により、だれもが手軽に計算可能となってきた。

1・3 半値幅(FWHM)

光電ピークは生成電荷のゆらぎのみならず、測定系に起因する雑音等により広がりを持つ。そのため、測定系の性能評価のため半値幅の値を定期的に測定する必要がある。さらに、ピーク解析を行うさいにもこの半値幅の値が用いられるので、ここで半値幅について説明を加えておく。

半値幅の定義は、図7に示すように、ピークの高さの2分の1の高さでのピークの広がりをいい、チャンネルあるいはエネルギーの単位で表される。半値幅の値は、1・2・2から次式により求められる。

図6 関数適合の例^{11),13),14)} (図中の各関数は文献参照)

図7 半値幅 (FWHM)

図8 エネルギー対 (FWHM)²

$$\text{FWHM} = 1.552\sqrt{a-b} \quad (10)$$

ただし、 a と b は $Z(i)$ がそれぞれ10, 0.1となるチャンネルである。また、半値幅の値は $1.2 \cdot 5$ から w の値

としても求められる。

半値幅は、エネルギー依存性がある。図8に相対効率28%のGe半導体検出器の場合についてエネルギー対(FWHM)²の関係を示した。

1.4 エネルギー校正曲線の作成

ゲルマニウム半導体検出器を用いたエネルギー分析では、エネルギーの絶対測定はできず、エネルギー既知のピークとの相対測定から求められる。

核データ表^{10),11)}を参考にする、核種ごとに放出される γ 線のエネルギーを調べることができる。このなかから、求めたいエネルギー範囲について、エネルギー既知の核種(80 keV-2 MeVをカバーしている単一あるいは複数の核種)を選ぶ。標準となる核種は、本講座(12)の表2を参考にするといよい。これらを用い

図9 エネルギー校正曲線

図10 5台の Ge(Li)検出器システムの非直線性¹²⁾

て γ 線を測定し、得られたピークの中心チャンネルを上記の方法で求めるとエネルギーとチャンネルの関係であるエネルギー校正曲線が得られる。図9がエネルギー校正曲線の模式図である。

実験より得られた結果をつぎのような一次式に関数フィッティングする。

$$E = e_1 + e_2 p \quad (11)$$

ここで、 e_1 , e_2 は定数、 E はエネルギー、 p はピーク中心チャンネルである。この校正曲線を使用することにより、未知ピークのエネルギーを求めることが可能となる。しかし、測定システムは、おもに増幅器やADCの性能により積分直線性に歪が生じ、ピーク中心チャンネルが変化する。一例として、図10にHelmerらが用いたシステムの非直線性を示す¹²⁾。そこで、式(11)で計算されたエネルギーと真のエネルギーとの差 ΔE

図11 エネルギー校正における直線関係からの偏差 ΔE の例²⁾

をチャンネルの関数で求めておき、その値を E に加算することによりより正確なエネルギーが求められる。あるシステムの ΔE とチャンネルの関係を図11に示す²⁾。

2. ピーク面積

核種から放出される γ 線は、それぞれ核種により特有のエネルギーを持っており、また、光電ピークは放射能の強さに比例して増大する。そのため、後述する γ 線応用分析を行うさいには、光電ピークの面積を放射能既知の標準線源との比較により定量分析が行われる。

図12 ピーク面積の計算方法^{3), 4)}

光電ピーク面積の求め方に、生データを直接扱う方法と、ある関数に適合して積分する方法の二つに大別される。

2.1 単一ピークの場合

前者の方法を用いた最も単純な単一ピークの場合については、図12に示すように種々の方法が提案されている³⁾⁻⁸⁾。このなかから、トータルピークエリア法(TPA法)の計算方法を図13で説明する。

ピーク領域はピークの左右のすそ野まで(チャンネル $l-r$)とし、必ずしも最大ピークチャンネルから左右同じチャンネル数とは限らない。そこからさらに m チャンネルをベースラインを考慮する領域とし、それ

図13 トータルピークエリア法

それぞれの領域の加算したカウント数を B_l , B_r とすると、正味のピーク面積は次式で与えられる。

$$N = \sum_{i=l}^r n(i) - (B_l + B_r)(r-l+1)/2m \quad (12)$$

この場合のピーク面積に対する計数誤差は、誤差論より次式で与えられる。

$$\sigma_N = \sqrt{\sum_{i=l}^r n(i) + (B_l + B_r)(r-l+1)^2/4m^2} \quad (13)$$

単一の独立したピークであるが、近傍のベースラインに妨害ピークが存在する場合の処理方法は、科学技術庁のマニュアル²⁾に詳しく記述されている。

2.2 複合ピークの場合

解析領域の中に、二つのピークが重なっている場合がある。分析するピークは、なるべく単一のものを選ぶべきであるが、複合ピークしかないときにはつぎのようにする。

2本のピークが同一核種の場合には、両ピークを含めたピーク面積を計算し、それぞれの γ 線放出比の割合で振り分ける。異なった核種が重なっていて、かつ妨害している核種に基準となるピークが他にある場合については、寄与係数 ν を用いて補正する。すなわち、妨害ピークおよび妨害基準ピークの γ 線放出比を f' および f'' 、ピーク効率を ε' および ε'' とすると、 ν は式(14)のように表される。

$$\nu = f' \cdot \varepsilon' / f'' \cdot \varepsilon'' \quad (14)$$

この ν を用いて妨害ピークのカウント数を計算し、全ピーク面積より差し引くことにより対象とするピーク的面積が計算される。

ピークの形がガウス関数で、両ピークの中心チャ

ネルおよび半値幅が分かっている場合には、連立方程式を用いて計算される²⁾。

2.3 関数フィッティング法

ピークが接近しているとき、あるいは複合しているときには、上記の方法ではバックグラウンドの差引に問題が生じてくる。このようなときには、関数フィッティング法が有効である。

あらかじめピーク中心チャンネル(p)とそのピークの半値幅(w)が分かっている場合には線形最小自乗法が適用できる。適合する関数として式(9)にさらにガウス関数をつま加したつぎのような場合を考える。

$$F(i) = d_1 + d_2(i-p_1) + d_3 f_{1i} + d_4 f_{2i} \quad (15)$$

ただし、

$$f_{1i} = \exp \left[-2.773 \left(\frac{i-p_1}{w_1} \right)^2 \right]$$

$$f_{2i} = \exp \left[-2.773 \left(\frac{i-p_2}{w_2} \right)^2 \right]$$

解析領域で、計数値と適合関数の値との差の自乗和を最小にするように $d_j (j=1-4)$ を求めると、二つのピーク面積は次式により簡単に求められる。

$$N_1 = 1.064 d_3 w_1 \quad (16-1)$$

$$N_2 = 1.064 d_4 w_2 \quad (16-2)$$

ピーク中心チャンネルや半値幅も未知数である式(17)のような関数の時には、非線形最小自乗法を適用する。

$$f_1 = d_1 + d_2(i-d_3) + d_3 \exp[-d_4(i-d_3)] \quad (17)$$

ただし、 $d_4 = 2.773/w^2$ である。

未知パラメータに対して、初期値を設定し、パラメータがある値以下に収束するまで計算を繰り返す。ピーク面積は、次式で与えられる。

$$N = 1.064 d_3 w \\ = 1.172 d_3 / d_4^{1/2} \quad (18)$$

3. ピーク効率

3.1 ピーク効率曲線の作成

ピーク効率は、線源や検出器の大きさ、形状あるいは線源との幾何学的条件、エネルギーにより異なる。ある試料中の放射能を計算するためには、同一検出器を使用し、目的とする試料と同じ母材の試料で放射能濃度既知の標準試料を用い、ピーク効率 ε をあらかじめ求めておく必要がある。ピーク効率はすでに本講座(12)で述べたように、次式で表される。

$$\varepsilon = \frac{N}{A \cdot f \cdot t} \quad (19)$$

ここで、 N は光電ピークのカウンツ数、 A は放射能強度[Bq]、 f は γ 線放出比、 t は測定時間(s)である。対象とする試料の中に、複数の未知核種が含まれている場合には、それぞれについてピーク効率を求めることになるが、すべての核種について標準線源が用意されているわけではないので、その場合には複数の標準線源によりエネルギー対ピーク効率曲線を求めておかなくてはならない。

ピーク効率の関数としては、式(20)や式(21)が用いられ^{15),16)}、最小自乗法により係数 g_i ($i=1-6$)を求める。

$$\ln \varepsilon(E) = g_1 + g_2 \ln E + g_3 (\ln E)^2 \quad (20)$$

$$\varepsilon(E) = g_1 E^{-g_2} + g_3 e^{-g_4 E} + g_5 e^{-g_6 E} \quad (21)$$

ただし、 E はエネルギーを表す。

この関数を用いても、全エネルギー範囲を5-10%以内の誤差で表すことはできない。エネルギー範囲を2-3に分割してそれぞれに対して係数を求めておくのが良い。

測定試料は点とは限らず、面状に広がったもの、あるいは大量の試料をそのまま測定する場合には容積を持つことになる。このような試料の測定のさいには、標準となる線源として、適当な核種を含んだ面線源や容積線源も供給されているので場合により使い分ける。

容積線源を用いる場合、常に同一の容積の試料が得られるとは限らない。このような場合には、試料の高さが異なる種々の容積線源(母材としてバーライト、寒天、アルミナ、二酸化マンガンをアイソトープ協会から入手可能)でエネルギー効率曲線を求め、高さの補正を内挿法で求めれば種々の高さの試料でのピー

図14 ピーク効率曲線(高エネルギー領域における各曲線から下にはずれた4点は、サム効果の補正をしない場合)

ク効率が求められる。

ポリスチレン製容器(48 mm ϕ)に母材としてアルミナ5 mm, 20 mm, 50 mm高さを使用した容積線源を、相対効率28%のGe半導体検出器を用いて測定した場合の効率曲線を図14に示す。

3.2 自己吸収の補正

γ 線は α 線、 β 線に比べて透過力が大きく、点線源と見なせるものであれば自己吸収は問題にならない。しかしながら、測定試料の量が増加し、円筒形容器あるいはマリネリ形容器を用いる場合、試料それ自体による吸収が顕著になってくる。モンテカルロ計算によると、U-8容器(ポリスチレン製: 48 mm ϕ)に密度1の寒天を5 cm入れた場合、122 keVの γ 線の自己吸収割合は0.76となり、密度2.46の二酸化マンガンの場合は0.50である²²⁾(図15)。

図15 ポリスチレン製容器(48 mm ϕ ×50 mm)に母材として寒天、アルミナ、二酸化マンガを用いた場合の自己吸収割合²²⁾

標準の容積線源と同じ母材(マトリクス)の試料を測定する場合には、自己吸収の補正は必要としないが、母材が異なったときには自己吸収の補正をしないといけない。

自己吸収の補正は、実験的方法¹⁷⁾、半実験的方法¹⁸⁾⁻²⁰⁾、モンテカルロ法^{21),22)}で行われる。実験的方法は、簡単な比例計算で補正されるが、数多くの標準容積線源が必要となる。半実験的方法には、点線源効率積分法がある。容積線源が必要なく、標準点線源が一つあればよいが、多数の点線源効率データが必要となる。モンテカルロ法は、標準線源の測定を必要としない。しかしながら、あらかじめ検出器有感部の形状を明確にするための測定が必要となる。

図16 サム効果を生ずるγ遷移

3.3 サム効果の補正

図16のように4本のγ線を放出するような単純な崩壊形式を持つ核種を仮定し、着目するγ線をγ₃とする。γ₁とγ₂が同時に全エネルギーを吸収されると、γ₃と同じエネルギーの吸収が起こったことと同じになるので、ピーク計数率は増加する。また、γ₃が全エネルギー吸収されると同時に、γ₄が光電効果、コンプトン効果、電子対生成等の相互作用をすると、γ₃のエネルギーよりも高くなってしまいγ₃の計数率は減少する。これらの現象をサム効果と呼ぶ。⁶⁰Coは本講座(12)で述べられているように、原子核が1崩壊するごとに二つのγ線がカスケードに放出されるので、それぞれのエネルギーのピーク計数値は減少し、見かけ上検出効率が低下する。サム効果は、検出器の大きさが大きい場合、線源の強さが強い場合あるいは検出器と線源間距離が近い場合に顕著になる。

サム効果の補正方法には、計算による方法と基準ピーク効率をゼロに補外する方法がある¹⁾。

たとえば、計算による方法で補正を行うと、⁶⁰Coの場合は次式により求められる。

$$\varepsilon_{1.17} = \varepsilon'_{1.17} / (1 - T_{1.33}) \quad (22-1)$$

$$\varepsilon_{1.33} = \varepsilon'_{1.33} / (1 - T_{1.17}) \quad (22-2)$$

ここで、ε'は補正前のピーク効率を、Tは全効率（スペクトルの全カウント数/全γ線放出数）を表す。

基準ピーク効率をゼロに外挿する方法は、ピーク効率のうち幾何学的要素を基準とするγ線のピーク効率と比較することにより消去しようとするものである。自己吸収が補正されたものであれば、この方法は、容

積線源にも適用される。

4. 放射能の計算

4.1 放射能の計算

試料中の放射能(A: Bq)は、式(19)を書き換えることにより、つぎのように計算される。

$$A \pm \sigma_A = \frac{N \pm \sigma_N}{\varepsilon \cdot f \cdot t} \quad (23)$$

試料の単位重量当たりの放射能を求めたい場合、あるいは試料を濃縮した場合にはそれぞれの値でさらに除す必要がある。

4.2 減衰補正

放射性核種が単位時間当たりに崩壊する原子核の数はその時点での原子核の数に比例する。すなわち、次式の関係がある。

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \quad (24)$$

初期条件をt=0の時A=A₀として、式(24)を積分し、放射能の関係に直すと次式が得られる。

$$A = A_0 \exp(-\lambda t) \quad (25)$$

すなわち、t=0での放射能の値は、次式により減衰補正される。

$$A_0 = A \exp(+\lambda t) \quad (26)$$

半減期の短い核種ほど測定中の減衰が顕著になるが、このような場合には、測定中の減衰補正も行う。これは、式(26)の右辺につきの項を乗ずることにより行われる。

図17 検出限界の定義²⁴⁾
(L_Q, L_Dも検出限界)

$$\lambda t_m / \{1 - \exp(-\lambda t_m)\}$$

ここで、 t_m は測定時間を表す。

4.3 検出限界

検出された値が有意なものであるか否かは、測定系の検出限界を把握しておく必要がある。検出限界の定義には非統計的なものから数学的に導き出されたものまで種々のものがある^{23), 24)}。一例を図17に示す。

図中の L_0 は、ピークが存在しないのに存在すると結論づける危険率 α (第一種のエラー) に関係した値で、臨界値と呼ばれる。 L_D は、第一種のエラーと、ピークが存在するのに存在しないと結論づける危険率 β (第二種のエラー) から導かれる検出限界で、次式により計算される。

$$L_D = L_0 + \frac{k_\beta^2}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{4L_0}{k_\beta^2} + \frac{4L_0^2}{k_\alpha^2 k_\beta^2} \right)^{1/2} \right] \quad (27)$$

ただし、 k_α , k_β は危険率 α , β により定義される定数である。5%の危険率を見込むと k_α , k_β の値は1.64と計算される。 L_0 は、ある一定の精度以上で検出できる最小のカウント数として定義される検出限界 (Cooper も引用²⁵⁾) で、次式により計算される。

$$L_0 = \frac{k_q^2}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{4B}{k_q^2} \right)^{1/2} \right] \quad (28)$$

ただし、 k_q の逆数は必要とする相対標準偏差であり、10%の相対標準偏差でピーク面積 (あるいは放射能) を求めたいときには k_q の値は10となる。

5. 解析用ソフト

一昔前までは、MCA で得られたデータはプリンタあるいはプロッタに出力されるのが一般的であった。それらのデータを目視によりピークを捜し出し、電卓でピーク面積を計算していた。ところが、パーソナルコンピュータの普及により、MCA とコンピュータとが接続されるようになり、今まで電卓に頼っていた解析がコンピュータにとって変わった。それにより、計算時間の飛躍的な短縮となり、しかも確実な結果が得られるようになった。

コンピュータによる解析の方法は、自作ソフトを使用する場合と、既製のソフトを使用する場合がある。自作の場合は、手計算により行っていた方法を取りあえずそのまま移植することでも良い。また、ピークサーチやピーク面積の計算をここに述べたようなより解析的な方法で行っても良い。自作の場合は計算の内容に、柔軟性を持たせられる。

ルーチ的な仕事に用いる場合には、既製のソフトで充分であろう。この場合既成のソフトの適用範囲を充分知った上で使用すべきである。たとえば、環境放射能測定の市販ソフトは、科学技術庁のマニュアルに沿って作られており、1979年版マニュアル²⁾ では、自己吸収あるいはサム効果の補正は行われていない。

文 献

- 1) 野口正安: “ γ 線スペクトロメトリー”, 日刊工業新聞社, 東京 (1980)
- 2) 科学技術庁: “放射能測定法シリーズ, ゲルマニウム半導体検出器を用いた機器分析” (1979)
- 3) Baedeker, P.A.: *Anal. Chem.*, **43**, 405-410 (1971)
- 4) Kokta, L.: *Nucl. Instr. & Methods*, **112**, 245-251 (1973)
- 5) Covell, D.F.: *Anal. Chem.*, **31**, 1785-1790 (1959)
- 6) Sterlinski, S.: *ibid.*, **40**, 1995-1998 (1968)
- 7) Quittner, P.: *ibid.*, **41**, 1504-1506 (1969)
- 8) Quittner, P.: *Nucl. Instr. & Methods*, **76**, 115-124 (1969)
- 9) Savitzky, A. and Golay, M.J.: *Anal. Chem.*, **36**, 1627-1639 (1964)
- 10) Lederer, C.M. and Shirley, V.S.: “Table of Isotopes”, 7th ed., John Wiley & Sons (1978)
- 11) Browne, E. and Firestone, R.B.: “Table of Radioactive Isotopes”, John Wiley & Sons (1986)
- 12) Helmer, R.G., Greenwood, R.C. and Gehrke, R.J.: *Nucl. Instr. & Methods*, **96**, 173-196 (1971)
- 13) Robinson, D.C.: *ibid.*, **78**, 120-124 (1970)
- 14) Routti, J.T. and Prussin, S.G.: *ibid.*, **72**, 125-142 (1969)
- 15) Kane, W.R. and Mariscotti, M.A.: *ibid.*, **56**, 189-196 (1967)
- 16) McNelles, L.A. and Campbell, J.L.: *ibid.*, **109**, 241-251 (1973)
- 17) (財)日本分析センター: “容積試料の γ 線スペクトロメトリーにおける自己吸収補正法” (1982)
- 18) 本田哲太郎, 武田健治, 野口正安: *Radioisotopes*, **27**, 367-372 (1978)
- 19) 武田健治, 本田哲太郎, 野口正安: *ibid.*, **28**, 24-26 (1979)

- 20) Noguchi, M., Takeda, K. and Higuchi, H.:
Intern. J. Appl. Radiat. Isot., **32**, 17-22
(1981)
- 21) Rieppo, R.: *Nucl. Instr. & Methods*, **179**,
155-158 (1981)
- 22) Nakamura, T. and Suzuki, T.: *ibid.*, **205**,
Nos. 1, 2, 211-218 (1983)
- 23) Curie, L.A.: *Anal. Chem.*, **40**, 586-593 (1968)
- 24) Altshuler, B. and Pasternack, B.: *Health
Phys.*, **9**, 293-298 (1963)
- 25) Cooper, J.A.: *Nucl. Instr. & Methods*, **82**,
273-277 (1970)
-