

ハロゲン計数管の計数効率

鈴木辰三郎

I 緒 言

ガイガー計数管や比例計数管等でガンマ線の定量計測を行なう場合は、一般にガンマ線を計数管の側壁から入射するようにする。

電離箱で計数に寄与する電子のうち、充填気体内で発生するものは僅かで、大部分は側壁から放出されるので計数効率をよくするため、側壁からガンマ線を入射しなるべく多くの2次電子を発生するようにする。

さてガンマ線が計数管に入射し、陰極の側壁や陽極等との相互作用で発生した2次電子は極めて複雑な運動をしてその一部はカウンターガス内に入り、計数管内の電場で加速増幅され電気的パルスとして計測される。

放射能や放射線量等を定量的に測定するとき、計数管の効率を知っておく必要がある。ガンマ線計数効率はガンマ線によって発生した2次電子のうち計数に寄与する数によって決定される。

従来計数効率を理論的に求めるのに計数管の内壁に有効層を仮定して、その層の中で発生した電子は全部カウンターガスの中に入り計数に寄与するとして計算されている^{(1), (2)}。しかしながらこの理論では、原子番号の異なる金属で作った計数管がガンマ線の進む方向によって効率の異なる実験事実⁽³⁾を説明することができない。このような特性をよく説明でき、かつ著者が行なった実験結果とよく一致する理論を立てたので本誌をかりてその概要を紹介する。

II 計数効率の計算

ガイガー計数管のガンマ線計数効率は、計数管に光子が1つ入射した場合計数が行なわれる確率として定義される。

1. コンプトン効率による計数効率

第1図に示すようにガンマ線が計数管に入射した場合、コンプトン電子はガンマ線の入射方向と φ の角度をなす方向に散乱され、散乱光子は θ の方向に進むとすると、管壁内で生じたコンプトン電子が φ の方向の単位立体角内に放出される断面積は

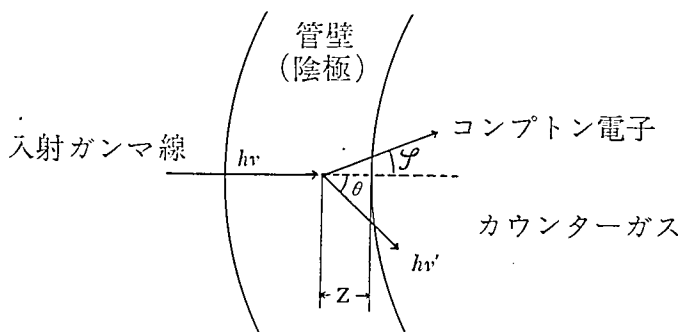
$$k(\varphi) = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^3} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right] \right. \\ \left. \times \frac{4(1 - \alpha)^2 \cos \varphi}{[(1 + \alpha)^2 + \alpha(2 + \alpha) \cos^2 \varphi]^2} \right\} \quad \dots\dots\dots(1)$$

となる⁽⁴⁾。ここに電子の電荷を e 、その静止質量を m 、真空中の光速を c 、入射ガンマ線のエネルギーを $h\nu$ とすると

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2} \quad \dots\dots\dots(3)$$

である。



第 1 図 計数管の管壁(陰極)で生ずるコンプトン電子

コンプトン電子が管壁から Z の距離で発生した場合、この電子がカウンタガスの中に入る確率は電子のエネルギー E と電子が物質内を通過する距離 $Z \sec \varphi$ の関数 $F(E, Z \sec \varphi)$ となる¹⁰⁾。

しかしながら入射ガンマ線のエネルギーは一定でコンプトン電子のエネルギー E は

$$E = h\nu \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2 \varphi} \quad \dots\dots\dots(4)$$

で、結局 φ だけの関数となるから

$$F(E, Z \sec \varphi) = f(\varphi, Z) \quad \dots\dots\dots(5)$$

と書くことができる。1 原子当りのコンプトン散乱断面積を σ 、単位体積中の原子数を N とすると、光量子 1 個が入射した場合 Z と $Z + dZ$ との間でコンプトン電子の発生する確率は $\sigma N dZ$ 、計測される確率は

$$\sigma N f(\varphi, Z) dZ \quad \dots\dots\dots(6)$$

となる。いま電子のその物質中の飛程を Z_0 とし

$$\int_0^{Z_0} [1 - f(\varphi, Z)] dZ = \int_{Z_0}^{Z_a} f(\varphi, Z) bZ \quad \dots\dots\dots(7)$$

で定義すると、計数管によって計数されるパルス数は $0 < Z < Z_a$ の間で発生したコンプトン電子の数に等しくなる。

管壁で発生したコンプトン電子は最初は $0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$ の方向に放出されるが、多重散乱の結果 1 部は前方に、残りは後方(背面)に散乱される。後方散乱の確率を b とすると、前方に散乱される確率は $(1 - b)$ となり、 Z_a の代りに電子の最初進む側に

$$Z_f = (1 - b) Z_a \quad \dots\dots\dots(8)$$

その反対側に

$$Z_b = bZ_a \quad \dots\dots\dots(9)$$

をとり、その計数効率を計算することができる。この場合後方散乱確率 b は電子のエネルギー E と管壁又は陽極を作っている物質の原子番号によって定まる⁵⁾。

2. 光電効果による計数効率

光電子は主として原子の K 殻で発生し、そのエネルギー E は、陰極又は陽極の物質の原子番号を Z とすると

$$E = h\nu - \frac{1}{2} mc^2 \left(\frac{Z-0.3}{137} \right)^2$$

となり一定の値をもつ⁶⁾。また φ 方向に光電子が放出される断面積は

$$J(\varphi) = A\beta^2 \sin^2\varphi \left\{ \frac{\gamma}{(1-\beta \cos \varphi)^4} \right\} - \frac{1-\gamma}{2\gamma(1-\beta \cos \varphi)^3} + \frac{(1-\gamma)^2}{4\gamma^2(1-\beta \cos \varphi)^3} \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる⁴⁾。ここに β は電子の速度と真空中の光速との比で

$$\gamma = \sqrt{1-\beta^2} \quad \dots\dots\dots(11)$$

である。また (10) 式の比例常数 A は例えば文献 (4) 等の吸収係数表から求めることができる。光電子のエネルギー E と散乱方向 φ とが分れば (5) 式及び (6) 式からコンプトン電子の場合と全く同様にして光電子による計数効率を計算することができる。ただし光電子の場合はエネルギーが φ に関係なく一定で計算は非常に簡単である。

3. 本実験に対する計数結果

本研究では実験結果と比較するために、次の 2 つの場合について計算した

a. 計数管の中央付近における計数効率の極小値

よくコリメートした幅のせまいガンマ線束を計数管にあてると、中央部で陽極の影響がなくしかも計数管の内面とガンマ線の方向とがほぼ垂直の場所で計数効率が極小値となる。ガンマ線の方向と内壁とが垂直の場合には、線源側内壁による計数効率は (6), (7), (8) 式から

$$\sigma NZ_f \quad \dots\dots\dots(12)$$

その反対側では (6), (7), (9) 式から

$$\sigma NZ_b \quad \dots\dots\dots(13)$$

となる。

(12), (13) 式の Z_f 及び Z_b を求めるため (7) 式の φ 値は、この研究では φ の平均値として

$$\langle \varphi \rangle = \frac{\int \varphi K(\varphi) 2\pi \sin \varphi d\varphi}{\int K(\varphi) 2\pi \sin \varphi d\varphi} \quad \dots\dots\dots(14)$$

を採用した。ただし $K(\varphi)$ はコンプトン電子については (1) 式の $k(\varphi)$ を、光電子については (10) 式の $J(\varphi)$ をあらわす。

この実験では $Cs-137$ から放出される 0.6616 MeV のガンマ線を使用したもので、これに対する主要な計算値は第 1 表のようになる。

第 1 表 コパール金属製ハロゲン計数管の
 0.6616 MeV ガンマ線に対する計算値

| | コンプトン電子 | 光電電子 |
|-------------------------------|---------------------|---------------------|
| $\langle\varphi\rangle$ | 37° | 30° |
| $\langle E\rangle\text{ MeV}$ | 0.261 | 0.653 |
| 飛程 g/cm^2 | 0.063 | 0.326 |
| $Z_a\text{ cm}$ | 0.0025 | 0.0110 |
| b | 0.24 | 0.47 |
| $Z_f\text{ cm}$ | 0.0019 | 0.0058 |
| $Z_b\text{ cm}$ | 0.0006 | 0.0052 |
| σ パーセント | 6.85 | 0.092 |
| $N\text{ cm}^{-3}$ | 1.8×10^{23} | 1.8×10^{23} |
| σNZ_f | 0.0024 | 0.0001 |
| σNZ_b | 0.0007 | 0.0001 |
| $\sigma N(Z_f+Z_b)$ | 0.0031 | 0.0002 |

第 1 表の計算において、コンプトン電子の平均エネルギーは約 0.261 MeV で Z_a の値を文献 (8) によって求めることが困難なため、W. Bothe の方法⁷⁾を参考として計算した。

b. 陽極による計数効率

本研究では理論を実験によって確かめるため、直径 4 mm の陽極をもつハロゲン計数管で詳細な測定を行なったので、この場合の計算方法について述べる。

陽極の場合はカウンターガスが外側にあるので、 Z_f と Z_b との関係は陰極の場合と反対になる。

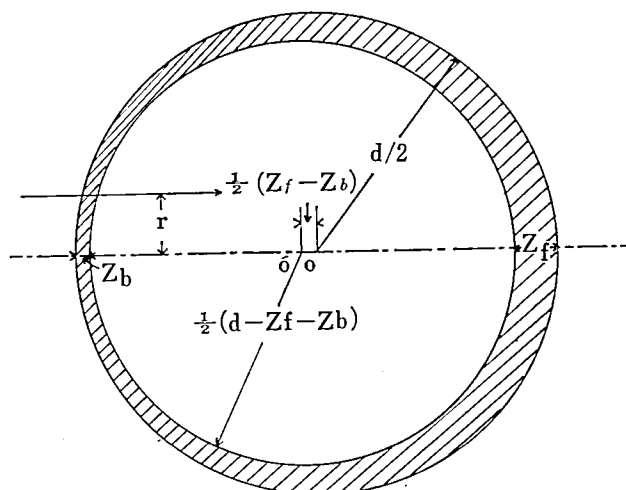
この場合は直径が陽極の外径 d に等しい円と、中心が線源の方向に

$$t = -\frac{1}{2}(Z_f - Z_b) \tag{15}$$

だけ離れ、半径が

$$r = \frac{d}{2} - \frac{1}{2}(Z_f + Z_b) \tag{16}$$

の偏心円との間の部分で有効電子が発生すると考えることができる。



第 2 図 太い陽極 (直径 d) の部分的計数効率計算のための有効部分

第 2 図に示すように陽極の中心 O から r の距離とするガンマ線による効率は有効部分を通った長さ σN との積となるので計数効率は

$r < \frac{1}{2}(d - Z_f - Z_b)$ の場合は

$$E(r) = \sigma N \left\{ (d^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} - [(d - Z_f - Z_b)^2 - 4r^2]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad \dots\dots\dots(17)$$

また $\frac{1}{2}(d - Z_f - Z_b) < r < \frac{d}{2}$ の場合は

$$E(r) = \sigma N (d^2 - 4r^2) \quad \dots\dots\dots(18)$$

となる。陽極の計数効率は上記の計算をコンプトン電子について行なった値 $E_c(r)$ と光電子について行なった値 $E_f(r)$ との和となるから

$$E(r) = E_c(r) + E_f(r) \quad \dots\dots\dots(19)$$

となる。

これまでの理論ではカウンターガスの中に入った二次電子はすべて計測されるとして計算したが、陽極が太くなると陽極表面附近の電場は一般の計数管に比し非常に弱く、電子なだれを生ずる以前に、放出された 2 次電子の一部が陽極に引き戻され計数されないことがある。カウンターガス中に入った全電子に対する有効電子の比率 k は、陰極の中央部の計数効率 k_c に対する陽極の中央部の計数効率 k_a の比

$$k = \frac{k_a}{k_c} \quad \dots\dots\dots(20)$$

として、実験値から求めることができる。本研究に使用した計数管ではこの値は 0.77 となる。

III 実験と考察

実験には日本無線医理学研究所製 GM-H 254 ハロゲン計数管で第 3 図に示すように陽極は外径 4 mm 内径 3.8 mm のコパール (Fe 45%, Ni 28%, Co 18%) のパイプである。

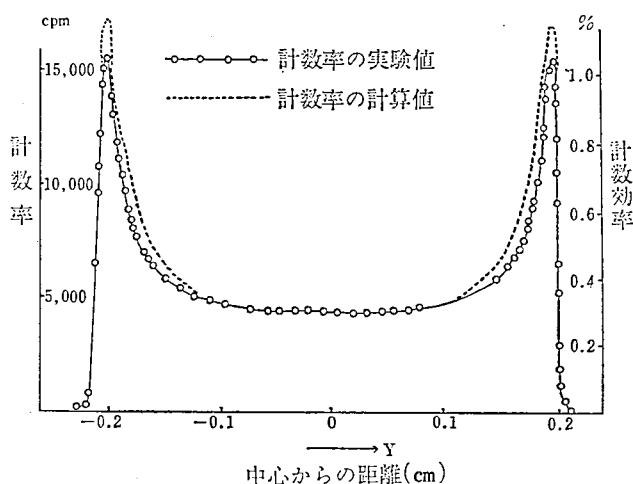
$$k_c = \frac{5775.4}{1.74 \times 10^6} = 0.0332 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\sum \sigma N(Z_f + Z_b) = 0.0033$$

The diagram illustrates the detector assembly with the following components and dimensions:

- Dimensions:** The top horizontal axis shows segments of 50, 50, 100, 20, and 21 units.
- 137Cs Source:** A small rectangular source is positioned on the left, labeled "137Cs" and "線源" (Source).
- Lead Block:** A central rectangular block labeled "鉛ブロック" (Lead Block).
- Scintillator:** A rectangular block with diagonal hatching, labeled "0.08", is positioned to the right of the lead block.
- Photomultiplier Tube (PMT):** A circular component on the right, labeled "計数管" (Counting Tube) and "陽極" (Anode).
- Direction:** A vertical double-headed arrow on the far right is labeled "計数管の移動方向" (Direction of PMT movement).

次に陽極附近の全計数率から陰極の中央部のと計数率 5775.4 cpm を差引いた値が陽極による計数率となる。陽極の中心からの距離 y に応ずる計数率を第 5 図に示す。各点の計数率を陽極に当る毎分の光子数 1.74×10^6 で割ったものは見掛け上の陽極の部分的計数効率で、2つの極大値の附近以外はほぼ正確に陽極各部分の計数効率の実験値を示している。一方 (17), (18), (19) 式によって求めた計数効率の理論値と一致するかどうかを確かめるには、光量子布⁹⁾(本実験の場合はスリットから 2.1cm の位置の値)



第 5 図 ハロゲン計数管の 4mm 陽極 (Aloka GMH2504) の 0.6616 MeV ガンマ線による計数率及び部分的平均計数効率

$$D(x) = 1.6561 e^{-(168.7x)^2} \times 10^3 / \text{cm} \cdot \text{min} \quad \dots\dots\dots(22)$$

(19) 式の $E(r)$ 及び (20) 式から各点の計数率の理論値

$$C(y) = k \int E(r-y) D(r) dr \quad \dots\dots\dots(23)$$

を求め、実験で得られた計数率 (第 5 図の実線) と比較することによって判断できる。(23) 式の理論値を第 5 図点線で示す。極大値附近の実験値は、陽極の内厚 (約 0.08 g/cm^2) が第 1 表に示す最大飛程より短いために計算値より約 5 % 少ない値をとることとなり、この補正や陽極及び陰極の製作や取付上の誤差、更には測定のための計数管の中心線の調整の誤差等を考慮すると、第 5 図における実験値と理論値の一致は十分満足すべき結果で、この理論は新しく設計する計数管の効率に十分な精度で利用できると考える。

文 献

- (1) W. J. Price: Nuclear Radiation Detection, Fig. 5-14, McGraw Hill Co. (1963)
- (2) H. Yukawa and S. Sakata: Sci. Papers Inst. Phys. Chem. Research, Vol. 31, 187 (1937)
- (3) Handbuch der Physik Bd XLV Abb. 11 Springer-Verlag (1958)
- (4) C. M. Davisson, R. D. Evans: Rev. Mod. Phys. Vol. 24, 79 (1952)
- (5) 三輪博秀: 応用放射線計測, 図 3・35
- (6) R. D. Evans: Atomic Nucleus, 695 and 638, McGraw Hill Co. (1955)
- (7) W. Bothe: Handbuch der Physik, Bd XXII/2.1, Springer Verlag (1933)
- (8) K. Siegbahn: Beta and Gamma-ray Spectroscopy, 1-8, North-Holland Pub. Co. (1955)
- (9) 鈴木辰三郎: 本誌本号「狭いスリットから放出するガンマ光子量子分布」