球形電離箱の特性[†]

小柳孝巳・愛田一雄・源馬啓二

新潟大学工学部 長岡市学校町1丁目

(昭和45年8月31日受付)

Characteristics of Spherical Ionization Chamber

Takami KOYANAGI, Kazuo AIDA and Keiji GENMA

(Faculty of Engineering, Niigata University, Nagaoka)

(Received August 31, 1970)

The characteristics of spherical ionization chamber are discussed here in hope of realizing a faster response than that of cylindrical chamber. It may be easier to increase the ratio (V_a/V) with spherical chamber than cylindrical chamber.

Fundamental requirements are considered for attaining a fast response or a short rise time (0.1~0.9) in indicial response, following in the previous report on cylindrical chamber.

The rise time (T_r) increases with increase of the ratio (m) of radius of outer electrode to that of inner electrode and has a peak at $m \cong 3$, then decreases to a minimum value, but it makes little changes for $m > 10$. These values of $m (\cong 3, \cong 10)$ are fairly less than that of cylindrical chamber, and these relations between T_r and m are similarly observed at different values of filling gas pressure and time lag of amplifier.

The characteristics of overall detector system (with a filter circuit) may be expressed by transfer function, and it is revealed that the function may be written with excellent approximation as $G(s) = (1 + T_2s)/(1 + Ts)(1 + T_1s)(1 + T_3s)$. By this expression, the effects of m, p (the filling gas pressure) and V_0 (the voltage between electrodes) on the dynamic error or the statistical error of the system can be easily investigated.

The dynamic error decreases in inverse proportion to (V_0/p) , but it is barely affected by m . The statistical error increases in exact proportion to m and (V_0/p) . When the filter has a small time lag, the effect of m exceeds that of (V_0/p) , but when the time lag becomes large the effect of (V_0/p) exceeds.

The experiments are carried out with a spherical chamber filled up with pure Ar gas, the radius of outer electrode of which is 6 cm. The static characteristics of this chamber are similar with those of a cylindrical chamber. As to the indicial responses, the ratio (V_a/V) and the rise time (T_r) have been proved to be in good agreement with the calculated results, and the excellency in dynamic response characteristics of the spherical chamber has been proved.

1. ま え が き

放射線を利用した厚さ計はその検出端としてほとんどが円筒形電離箱を使用している。円筒形電離箱は構造が比較的簡単であるうえに動的特性もすぐれている

のが特徴である。しかし厚さ計を自動厚み制御(AGC)の一要素として使用する場合は、より速い応答を示す検出端が要求される。

著者らは電離箱が平行板形から円筒形に移行したのと同じ発想から球形電離箱に着目した。すなわち平行板形電離箱は電離箱内の電界強度が一定で、したがっ

† 理工学における同位元素研究発表会で一部発表(昭45・4)

て電子による出力分と正イオンによる出力分が等しいが、円筒形および球形の場合は中心電極を正、外側電極を負にすることによって電子による出力分を大にすることができる。しかも球形電離箱は円筒形電離箱に比べて同一の内外両電極の径比に対して電子による出力分が大となる。また円筒形電離箱はその構造上から中心電極の両端部で電界強度分布が複雑となり理想的な2次元分布になっていないが、球形電離箱では中心電極の支持部をガードリングで覆うことにより比較的たやすく理想的な電界強度分布をもつものを製作することが可能である。

本報告は増幅部も含めた球形電離箱検出器の動特性および静特性を理論的に解析し、また実際に球形電離箱を試作・実験した結果について述べる。

2. 特性解析

2.1 増幅部の伝達関数

電離箱検出器(総合的な回路)のブロック線図をFig. 1に示す。このうち増幅部は帰還抵抗 R をもった負帰還回路で構成されており、その伝達関数は浮遊容量 C と R によって作られる時定数 T を持った1次遅れとして近似できる。したがってこの伝達関数 $G_2(s)$ および重み関数 $w_2(t)$ を、

Fig. 1 Block diagram of ionization chamber detector

$$G_2(s) = \frac{R}{1 + Ts} \quad (1)$$

$$w_2(t) = \frac{R}{T} e^{-t/T} \quad (2)$$

で表わすことにする。

2.2 電離箱のインパルス応答

電離箱に入射する放射線は電離箱内の電離ガスを均等に電離させるものとする。Fig. 2において、放射線によって中心から r_0 の点に1個のイオン対が生じた

Fig. 2 Schematic diagram of a spherical ionization chamber

とき、 t 秒後に中心電極に誘起される電荷は付録から、

$$Q(t) = -\frac{abe}{b-a} \left\{ \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_\beta(t)} \right) + \left(\frac{1}{r_\alpha(t)} - \frac{1}{r_0} \right) \right\} \quad (3)$$

となる。ただし $r_\alpha(t), r_\beta(t)$ はそれぞれ電子および正イオンが t 秒後に到達した位置であり、 e は電子の電荷である。そのときの電子および正イオンの速度は、中心から半径方向の速度を正とすると、

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dr_\alpha(t)}{dt} &= \mu_\alpha \frac{E(r_\alpha)}{p} \\ \frac{dr_\beta(t)}{dt} &= \mu_\beta \frac{E(r_\beta)}{p} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

で表わされる。ただし μ_α, μ_β はそれぞれ電子および正イオンの易動度、 p は電離ガスの圧力である。電子の速度は完全には E/p に比例しないが¹⁾、あとに出てくるように電子の易動度はイオンに比して非常に大きく、電離箱検出器の過渡応答を求めるとき電子による出力は実際には計算する必要はないので、電子の速度もいちおう(4)式の形に書けるものとする。またイオン対が正、負イオンによって構成された場合、電子よりは良い近似で負イオン速度は E/p に比例するから正イオンと同様にとり扱える。

r_α, r_β での電界強度 $E(r_\alpha), E(r_\beta)$ は、

$$\left. \begin{aligned} E(r_\alpha) &= \frac{abV_0}{(b-a)r_\alpha^2(t)} \\ E(r_\beta) &= \frac{abV_0}{(b-a)r_\beta^2(t)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

となる。ただし V_0 は電極間にかかる印加電圧である。したがって(4)、(5)式から、

$$\left. \begin{aligned} r_\alpha(t) &= \sqrt[3]{r_0^3 - \frac{3ab\mu_\alpha V_0}{p(b-a)} t} \\ r_\beta(t) &= \sqrt[3]{r_0^3 + \frac{3ab\mu_\beta V_0}{p(b-a)} t} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

さらにこの式を(3)式に代入して整理すると、

$$Q(t) = -\frac{abe}{b-a} \left\{ \frac{1}{r_0} - \frac{1}{\sqrt[3]{r_0^3 + \frac{3ab\mu_\beta V_0}{p(b-a)} t}} + \left(\frac{1}{\sqrt[3]{r_0^3 - \frac{3ab\mu_\alpha V_0}{p(b-a)} t}} - \frac{1}{r_0} \right) \right\} \quad (7)$$

となる。したがってイオン対が半径 r_0 のところに生じてから t 秒後に中心電極から流出する電流 $i_{r_0}(t)$ は、

$$i_{r_0}(t) = -\frac{a^2 b^2 e}{b-a} \left[\frac{\mu_\beta V_0}{p} \left\{ r_0^3 + \frac{3ab\mu_\beta V_0}{p(b-a)} t \right\}^{-4/3} + \frac{\mu_\alpha V_0}{p} \left\{ r_0^3 - \frac{3ab\mu_\alpha V_0}{p(b-a)} t \right\}^{-4/3} \right] \quad (8)$$

単位体積当たりに生成されるイオン対の数を n とすると、電離箱内でガスが均等に電離したときの出力電流 $i(t)$ は重ね合わせの原理により、

$$i(t) = 4\pi n \int_a^b r_0^2 i_{r_0}(t) dr_0$$

で表わされるから、これに(8)式を代入すると、

$$i(t) = -\frac{4\pi a^2 b^2 n e}{(b-a)^2} \int_a^b \left\{ k_2 r_0^2 \left(r_0^3 + \frac{3abk_2}{b-a} t \right)^{-4/3} + k_1 r_0^2 \left(r_0^3 - \frac{3abk_1}{b-a} t \right)^{-4/3} \right\} dr_0 \quad (9)$$

となる。ただし $k_1 \equiv \mu_a V_0 / b$, $k_2 \equiv \mu_\beta V_0 / b$ とおいてある。(9)式は放射線パルスが入射したときの出力電流となり、電離箱のインパルス応答を示す。括弧内第1項は正イオン、第2項は電子による出力電流であり、これらをそれぞれ $i_\beta(t)$, $i_\alpha(t)$ とすると、

$$i(t) = i_\beta(t) + i_\alpha(t) \quad (10)$$

と書ける。

2.3 電離箱検出器のインディシャル応答

前節(9)式で表わされたインパルス応答電流は Fig. 1 に示される増幅部をとって電圧に変換される。したがって電離箱検出器(電離箱と増幅部を含めた回路)のインパルス応答は $i(t)$ と $w_2(t)$ のたたみこみ積分によって求められ、インディシャル応答はこれをさらに時間で積分すればよい。したがって電離箱検出器のインディシャル応答を $v(t)$ 。また電子および正イオンによる応答をそれぞれ $v_\alpha(t)$, $v_\beta(t)$ とすると、

$$v_\alpha(t) = \int_0^t \int_0^t i_\alpha(\tau) w_2(t-\tau) d\tau dt : t \leq t_\alpha \quad (11)$$

$$= \int_0^t \int_0^{t_\alpha} i_\alpha(\tau) w_2(t-\tau) d\tau dt : t \geq t_\alpha \quad (12)$$

$$v_\beta(t) = \int_0^t \int_0^{t_\beta} i_\beta(\tau) w_2(t-\tau) d\tau dt : t \leq t_\beta \quad (13)$$

$$= \int_0^t \int_0^{t_\beta} i_\beta(\tau) w_2(t-\tau) d\tau dt : t \geq t_\beta \quad (14)$$

$$v(t) = v_\alpha(t) + v_\beta(t) \quad (15)$$

となる。ただし t_α , t_β は半径 r_0 の点にできた電子および正イオンがそれぞれ内外両電極に到達するまでの時間であり、次のように表わされる。

$$t_\alpha = \frac{(b-a)(r_0^3 - a^3)}{3abk_1}, \quad t_\beta = \frac{(b-a)(b^3 - r_0^3)}{3abk_2}$$

いまたとえば $w_2(t)$ として(2)式を用いると、(9)、(13)および(14)式から正イオンのインディシャル応答は、

$$\begin{aligned} v_\beta(t) &= K \int_0^t \int_a^b \int_0^t r_0^2 \left\{ r_0^3 + \frac{3abk_2}{b-a} \tau \right\}^{-4/3} e^{-(t-\tau)/T} d\tau dr_0 dt : t \leq t_\beta \\ &= K \int_0^t \int_a^b \int_0^{t_\beta} r_0^2 \left\{ r_0^3 - \frac{3abk_2}{b-a} \tau \right\}^{-4/3} e^{-(t-\tau)/T} d\tau dr_0 dt : t \geq t_\beta \quad (16) \end{aligned}$$

となる。ただし $K \equiv -4\pi a^2 b^2 n e R k_2 / T(b-a)^2$ である。

この計算は解析的に行なうことができないが、数値計算は計算機で行なうことができる。

2.4 電離箱検出器の静特性

電離箱内の半径 r_0 の点で生成した1組の電子および正イオンはそれぞれ t_α , t_β の時間後に両電極に到達し、

$$r_\alpha(t) = a, \quad r_\beta(t) = b \quad (17)$$

となる。電離箱の容量および抵抗の浮遊容量などから回路の容量 C が形成されるとすると、このときの最終電圧 V_{r_0} は(3)および(17)式から、

$$V_{r_0} = -\frac{abe}{(b-a)C} \left\{ \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{b} \right) + \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r_0} \right) \right\} \quad (18)$$

となる。したがって電離箱の全空間に均等に、単位体積あたり n 個のイオン対が生成されたとき出力側に発生する最終電圧 V は、

$$\begin{aligned} V &= n \int_a^b 4\pi r_0^2 V_{r_0} dr_0 \\ &= -\frac{2\pi e(b-a)n}{3C} \{ b(a+2b) + a(2a+b) \} \quad (19) \end{aligned}$$

となる。括弧内第1項は電子による電圧、第2項は正イオンによるものである。したがって電子および正イオンによる出力電圧と全出力電圧との比は(19)式から、

$$\frac{V_\alpha}{V} = \frac{m(1+2m)}{2(1+m+m^2)} \quad (20)$$

$$\frac{V_\beta}{V} = \frac{2+m}{2(1+m+m^2)} \quad (21)$$

ただし、

$$V = V_\alpha + V_\beta, \quad m \equiv b/a$$

これによると、 m を大きくしていくと電子による出力電圧が大きくなることがわかる。 m と V_α/V の関係を図 3 に示す。

この図から同一の (V_α/V) をうるためには円筒形のほうが大きな m が必要であることがわかる。 $V_\alpha/V =$

Fig. 3 Variation of V_α/V with m calculated for spherical and cylindrical chambers. V_α/V : ratio of output voltage induced by electrons to total output, $m=b/a$: ratio of radius of outer electrode to that of inner electrode

0.9 のためには、円筒形では前報²⁾(24)式から、 $m=150$ 、球形では $m=5.3$ 、 $V_a/V=0.95$ に対しては、それぞれ 2.24×10^4 と 11 になる。したがって外径 10 cm の円筒形電離箱で、 $V_a/V=0.95$ にすることは構造上困難であるが球形では容易である。

また円筒形と球形電離箱において、中心電極のまわりの電場の強さを等しくするような電極間電圧 V_0 の比を計算すると、

$$\frac{V_{02}}{V_{01}} = \frac{b_2}{b_1} \cdot \frac{m_1(m_2-1)}{m_2 \ln m_1}$$

となる。添字 1 は円筒形、2 は球形である。電離箱の外径 b_1, b_2 が等しいものについて比較すると、 $V_a/V=0.9$ のためには、前記の m_1, m_2 の値を用いて $V_{02}/V_{01}=24.3$ 、 $V_a/V=0.95$ では $V_{02}/V_{01}=2.035$ となる。すなわち電離箱領域が電場の強さの最大値で定まるとすれば、外径の等しい円筒形と球形の電離箱では後者のほうがはるかに高い電圧を外電極にかけることができ、したがって速い応答をうることができる。

以上が球形電離箱の主な特長であるが、実際の電離箱では円筒形においては中心電極の両端部、球形では中心電極の支柱の部分における電場の形の影響が問題である。円筒形電離箱については Cockroft³⁾ らの研究があり、球形については Burlin などの報告⁴⁾ がある。

大線量の入射に対する電離電流の最大値は空間電荷効果によって制限をうけるが、放射線を利用して厚さ、密度などを測定する場合には電離電流はこの制限よりはるかに少ない範囲で用いるからここでは検討しないことにする。

3. インディシャル応答の計算と 応答速度に関連した誤差

3.1 インディシャル応答の計算

(11)～(14)式で示されるインディシャル応答を計算する場合、イオン対が電子と正イオンから成るとすれば、電子の速度は著しく速いから、増幅部の時定数 T が実用的な範囲 (数 ms 以上) にあれば、電子による出力分は増幅部の過渡応答とほとんど一致すると考えてよい。したがって(16)式を使って正イオンのみによるインディシャル応答を求め、(20)、(21)式から電子と正イオンによる出力比を考慮して両者を加えることにより電離箱検出器 (電離箱と増幅器を含む) のインディシャル応答を求める。この手順は円筒形電離箱の場合と全く同様である。計算結果の一例を Fig. 4 に示す。

T, k_2, m の値の種々の組合わせで立上がり時間 T_r (0.1～0.9) を計算したものを Fig. 5 に示す。なおこ

$T=0.001$ s $m=3$ $k_2=300$ $b=6$ cm

Fig. 4 Theoretically calculated indicial response of spherical ionization chamber, under the following conditions

(a) $T=0.001$ s

(b) $T=0.01$ s

Fig. 5 Variation of rise time T_r with m at different values of k_2 and T ($b=6$ cm)

の計算は試作電離箱と同じ大きさにするため $b=6$ cm として行なった。 T を小さく k_2 を大きくしたほうが立上がり時間が小さくなるのは当然であるが、立上がり時間が最大を示す m の値が存在することがわかる。

3.2 総合した系の伝達関数表示

Fig. 4 に示された正イオンによる出力のインディシャル応答 $v_\beta(t)$ から、 $1-v_\beta(t)$ を片対数グラフに描くと Fig. 6 のようになって指数関数で近似でき、したがって $v_\beta(t)$ は 1 次遅れで近似できることになる。

Fig. 6 Plots of $1-v_\beta(t)$ on semilogarithmic chart

この近似度は m が大きくなるにつれて悪くなるが、このときは V_β/V が小さくなるので、 $v(t)$ に対する近似度はそれほど悪くならないことになる。このように $v_\beta(t)$ を時定数 T_1 の1次遅れで近似すると電離箱検出器（電離箱と増幅部を含む）の伝達関数 $H(s)$ は次のように書くことができる。

$$H(s) = \frac{r}{1+Ts} + \frac{1-r}{1+T_1s} = \frac{1+T_2s}{(1+Ts)(1+T_1s)} \quad (22)$$

$$\text{ただし, } r = V_a/V, \quad T_2 \equiv T + (T_1 - T)r$$

しかし増幅部の時定数を必要以上に小さくすると統計誤差が大きくなるので、このようなときには Fig. 1 に示されるフィルタを増幅部のあとにそう入することになる。このフィルタは低域フィルタを採用し、伝達関数 $G_3(s)$ を、

$$G_3(s) = \frac{1}{1+T_3s}, \quad T_3 > T \quad (23)$$

のように表わすと総合した系（フィルタも含む）の伝達関数 $G(s)$ は(22), (23)式から、

$$G(s) = \frac{1+T_2s}{(1+Ts)(1+T_1s)(1+T_3s)} \quad (24)$$

となる。成書においては、この $G(s)$ を1次遅れで近似しているが、 T_3 が T と近い値で、しかも r が小さいときは、1次遅れで近似できない。また(24)式のように表わしておくと r や k_2 の値（たとえば電極間印加電圧 V_0 ）をかえることによって、 T_1 がかわるので応答速度に関連した誤差がどのような影響を受けるかをみることが容易になる。

3.3 動的誤差と統計誤差

応答速度を立上がり時間であらわすと一応の目安になるが、 V_a/V が大きい場合などには最終値近くになって非常にゆるやかに変化する過渡特性となり、立上がり時間の範囲のとり方によって結果は大きく変わってくる。したがってこの場合応答速度は動的誤差から判断したほうがより具体的であろう。なお応答速度に関連して統計誤差も変わってくるので、ここでは両誤差をあわせて検討する。

3.3.1 動的誤差 動的誤差はここでは定常速度偏差⁵⁾であらわすことにする。(22)式で示される伝達関数を考えると、出力における動的誤差 $\epsilon_d(s)$ は系への入力を $P(s)$ として、

$$\begin{aligned} \epsilon_d(s) &= P(s) - H(s)P(s) \\ &= \left\{ 1 - \frac{1+T_2s}{(1+Ts)(1+T_1s)} \right\} P(s) \end{aligned} \quad (25)$$

となる。入力はランプ状として、

$$P(s) = \frac{h_d}{s^2} \quad (26)$$

で表わすと、出力における定常速度偏差は、

$$\begin{aligned} \epsilon_d &= \lim_{t \rightarrow \infty} \epsilon_d(t) \\ &= \lim_{s \rightarrow \infty} s \cdot \frac{(1+Ts)(1+T_1s) - (1+T_2s)}{(1+Ts)(1+T_1s)} \cdot \frac{h_d}{s^2} \\ &= h_d \{ T_1 - r(T_1 - T) \} \end{aligned} \quad (27)$$

となる。なお伝達関数として(24)式を使った場合も ϵ_d は簡単に求まる。

$T=0.001$ s, $b=6$ cm として 3.1, 3.2 で述べた方法で T_1 を求めて、(27)式を用いて ϵ_d/h_d を計算して Table 1 に示す。この表から、動的誤差は m を変えてもほとんど変わらないが、 k_2 を大きくすると減少していくことがわかる。なお伝達関数として(24)式を使った ϵ_d の計算結果からは、 T_3 が大きくなると k_2 の影響は相対的に少なくなるが、やはり m による影響はほとんどないことがわかった。

Table 1 Calculated values of velocity error, ϵ_d/h_d

$m \backslash k_2$	100	300	500
3	0.0121	0.0047	0.0032
4	0.0129	0.0049	0.0034
6	0.0130	0.0048	0.0034
8	0.0129	0.0049	0.0034
12	0.0129	0.0050	0.0033

3.3.2 統計誤差 出力電圧の変動分の標準偏差を σ_v 、直流分を $\langle v \rangle$ とすると、相対的統計誤差 ϵ_s は $2\sigma_v/\langle v \rangle$ と考えられ、次のように表わされる⁶⁾。

$$\epsilon_s = \frac{2\sigma_v}{\langle v \rangle} = h_s \frac{\sqrt{\int_0^\infty w^2(\tau) d\tau}}{\int_0^\infty w(\tau) d\tau} \quad (28)$$

ただし、

$$h_s \equiv 2\sqrt{\frac{1 + (\sigma_q/\langle q \rangle)^2}{\langle m \rangle}}$$

$\langle q \rangle$, σ_q はそれぞれ放射線エネルギーに依存したパルス電流の平均値および標準偏差、 $\langle m \rangle$ は単位時間あたり平均パルス数、そして $w(t)$ は系の重み関数である。電離箱に充てんするガスの種類、圧力などによって $\sigma_q/\langle q \rangle$ は変化すると考えられるが、この変化は少ない⁷⁾。

それでいま $\sigma_q/\langle q \rangle$ の変化は考えず, $w(t)$ を含む項が統計誤差に及ぼす影響について考える.

(22)式の伝達関数を考えると, $w(t)$ は,

$$w(t) = \frac{\gamma}{T} e^{-t/T} + \frac{1-\gamma}{T_1} e^{-t/T_1} \quad (29)$$

となるから, このとき(28)式から,

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_s}{h_s} &= \sqrt{\frac{\int_0^\infty w^2(\tau) d\tau}{\int_0^\infty w(\tau) d\tau}} \\ &= \sqrt{\frac{(T_1 - T)^2 \gamma^2 + 2 T(T_1 - T)\gamma + T(T + T_1)}{2 T T_1 (T + T_1)}} \end{aligned} \quad (30)$$

となる. 動的誤差を求めたときと同じ条件で(30)式を計算すると **Table 2** となる. この表から統計誤差は m, k_2 を大きくするほど大きくなるが, k_2 に比べて m の影響が大きい. なお計算結果は省略するが, 伝達関数として(24)式を使った場合は, T_3 が比較的大きくなると m よりも k_2 の影響が大きくなる.

Table 2 Calculated values of statistical error, ε_s/h_s

k_2	100	300	500
m			
3	18.22	18.48	18.73
4	19.23	19.38	19.53
6	20.33	20.39	20.45
8	20.85	20.88	20.92
12	21.36	21.38	21.40

つぎに統計誤差を定めるもう 1つの因子は $\sigma_q/\langle q \rangle$ であるが, たとえばガス圧を変えたときの $\sigma_q/\langle q \rangle$ の変動を求めるのは実験によるしかない.

4. 実験および結果

4.1 実験装置

試作した電離箱を **Fig. 7** に示す. 実験の性質上解体, 組立てを繰返す必要があるので, 上下半分においてアルミ鋳物で作り, ボルト締めしてある. β 線で使用するため放射線が入射する窓部は直径が 70 mm で, 厚さ 0.1 mm の Ni の薄板を用いており球形から若干くずれた形になっている. γ 線や X 線を用いる電離箱に対しては上半部をプレス加工すればよいから, 理想的な球形にすることは可能である. 中心電極のリード部は 6 mm ϕ のガードリングで覆い, さらにこのガードリングを両電極間距離の 1/2 の長さをもつ薄肉パイプで覆ってこれを外電極と同電位に保った. こうすることによりリード部があるために生ずる電場のひずみは非常に小さくすることができる⁴⁾. 充てんガスは Ar を使ったが, 箱の内部および電極などの還元処理をしていないので, 表面に O_2 や H_2O が吸着していると考えられ完全に純粋とはいえない.

- A : collecting electrode (aluminum)
- B : outer electrode (aluminum)
- C : window (0.1 μ nickel)
- D : guard ring (carbon steel)
- E : gas inlet
- F : insulator (teflon)
- G : insulator (bakelite)
- H : lead (copper)
- I : O ring
- J : thin tube (aluminum)

Fig. 7 Cross section view of the spherical chamber

Fig. 8 Experimental arrangement of the spherical chamber

実験装置の配置を **Fig. 8** に示す. 放射線源は主として放射線防禦の考えから図のような構造の容器に入れた. 半径方向の感度を求める実験を除いて, 電離箱に対する放射線の照視野を大きくするために $l=1$ cm, $L=20$ cm とした. インディシャル応答を求めるときは, シャッタの開閉時間をできるだけ小さくするため, シャッタを放射線源容の窓部の直後に設けた. シャッタが全開するまでの時間は約 2 ms である.

以下に主な装置の仕様を書く.

放射線源: $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, 10 mc

電離箱: 球形, 半径 6 cm, 材質 Al

入射窓直径 70 ϕ , 厚さ 0.1 mm, 材質 Ni
増幅器: Keithley 301, 入力インピーダンス $10^{12} \Omega$

増幅度 5×10^4

帰還抵抗: Victoreen $10^{10} \Omega$

増幅部の時定数 $T: 0.001$ s

4.2 静 特 性

4.2.1 印加電圧特性 電極径比 $m=7.5$ のときの印加電圧に対する出力電圧の関係を Fig. 9 に示す。ガスの圧力によって電離領域の下限電圧は異なり、2 気圧のときには $V_0=-120$ V, 1 気圧のときは $V_0=-50$ V 付近から電離領域にはいる。なお電離領域の上限は求めているない。

Fig. 9 Effects of potential applied to outer electrode V_0 on the output voltage of detector

4.2.2 線源、電離箱間距離と出力電圧 Fig. 8 で $l=1$ cm とし、 $L=10$ cm から 5 cm ずつ大きくしていったときの線源、入射膜面間距離 L と出力電圧との関係を Fig. 10 に示す。ほぼ距離の 2 乗に逆比例して出力電圧は降下する。

Fig. 11 Variation of output voltage of the detector with distance between radiation source and ionization chamber

4.2.3 半径方向感度 Fig. 8 で $l=5$ cm, $L=12$ cm として、放射線を絞り、入射膜面の半径方向に移動させたときの出力電圧を Fig. 11 に示す。球形電離箱の場合、集電極は球の中心にあるだけなので、円筒形電離箱の場合のような中央部のへこみはみられない。なお線源、電離箱間に被測定物がそう入されると前方散乱の影響によりこの曲線は横に広がり平坦になる。

Fig. 10 Variation of output with location of incidence

4.2.4 ガス圧力と出力電圧 $m=7.5$, 電極間印加電圧 -100 , -300 V のもとでガス圧力を $1.00 \sim 2.25$ atm の間を 0.25 kg/cm² ごとに变化させたときの出力を Fig. 12 に示す。これによると圧力と出力電圧はほぼ比例関係にあるといえる。

Fig. 12 Effects of filling gas pressure p on output of the detector

4.3 インディシャル応答

4.3.1 電極径比 m と V_a/V 線源容器窓部直後のシャッタを瞬間的に開くことによりインディシャル応答を求めた。Ar 2 気圧、電極間印加電圧 -150 V のもとで、 m を 2.2 から 13.3 まで変えたときのインディシャル応答の例を Fig. 13 に示す。電子分と正イオン分による出力の応答のはっきりと分れている。これらの結果から (V_a/V) を読み取り、まとめたものを Fig. 14 に示す。出力電圧に雑音成分があるため、測定値に多少のばらつきがあることは否定できない。

これによると (V_a/V) は $m=7.5$ まではほぼ理論値と一致しているが、 $m=13.3$ になると理論値より

Fig. 13 Indicial response. Ionization chamber is filled up with 2 atm Ar gas

Fig. 14 Comparison between experimental and calculated results of V_a/V

小さくなっている。これは m が大きくなると中心電極のリード部での電場のひずみが増すことと、充てんガスの不純物がある程度以上減少させることがわれわれの実験室では不可能であったために電子が再結合して負イオンに変わりやすいのではないかと考えられる。

4.3.2 k_2, m と立ち上がり時間 T_r k_2 を変える方法としては、電極間印加電圧 V_0 、充てんガス圧力 p 、およびガスの種類による易動度 μ_β を変える方法があるが、ここでは $m=2.2$ のもとで、 V_0 は -100 V から -300 V、 p は 1 atm と 2 atm の範囲に変えたときのインディシャル応答を求めて、Fig. 15 に示す。 k_2 を上げていったとき (V_a/V) は変わらないが、正イオンによる応答が速くなってゆくに、立ち上がり時間 T_r が短くなる様子がよくわかる。

m の 3 種の値について k_2 を変えてインディシャル応答を求め、そのときの T_r を測定した結果をまとめて、Fig. 16 に示す。放射線の統計的変動のための読取り誤差、入力ステップ信号が理想的にできないことによる誤差を考慮して、最小 5 ms のオーダーで読み取

Fig. 15 Indicial response. $R=10^{10} \Omega$, $a=2.7$ cm, $b=6$ cm, $m=2.2$, $T=1$ ms

Fig. 16 Comparison between experimental and calculated results of T_r

った。したがって $m=7.5, 13.3$ のときは V_a/V が 90% 以上になり、立ち上がり時間が 10 ms 以下で、読み取りが困難になったのでこの図には示していない。 k_2 の値は実験値としては $\mu_\beta=1.2$ と仮定して、充てんガスの圧力 p と電極間電圧 V_0 とから $k_2=\mu_\beta V_0/p$ の式によって計算し、理論曲線は Fig. 5 (a) をかきかえたものである。測定値は理論値とかなりよく一致している。また $\mu_\beta=1.2$ の値は Ar の正イオンの易動度として大きな矛盾はない。

5. む す び

円筒形電離箱の場合と同じように、球形電離箱のインディシャル応答を求める式を導いた。この結果、球形では円筒形電離箱より電子による出力分を大きくすることが容易であり、したがって速い応答が期待で

きることがわかる。

電離箱検出器の全系を従来の 1 次遅れ系とはちがった形の伝達関数で表示できることを示し、同時に動的誤差、統計誤差について検討した。

実験結果によると、静特性はほとんど円筒形電離箱と同じような特性を示すことがわかった。インディシャル応答から求めた (V_a/V) と m の関係はほぼ理論と一致し、 m, k_2 をかえたときの立ち上がり時間も期待どおりの結果を示した。

球形電離箱は円筒形電離箱に比して製作上の複雑さがあり、また中心電極の支柱部分などにもまだ問題が残されているので、さらに検討を要するであろう。

種々助言をいただいた東京工業大学内藤 正教授、日立製作所鷺見哲雄氏に謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 飯田ほか：放射線測定，p. 34 (昭 43-朝倉書店)
- 2) 小柳・愛田・梅内：円筒形電離箱の動特性，計測自動制御学会論文集，5-4，305/312 (1969)
- 3) A. L. Cockroft et al. : The Estimation of the End Effects in Counters, The Rev. of Sci. Instr. 22-1, 37/42 (1951)
- 4) T. E. Burlin et al. : An Experimental Investigation of the Behaviour of a Spherical Ionization Cum Vacuum Chamber, J. Sci. Instr. Vol. 42, 800/805 (1965)
- 5) 三輪博秀：応用放射線計測，p. 203 (昭 36-日刊工業新聞社)
- 6) 小柳孝巳：放射線厚さ計の基礎的研究 (Ⅲ) 統計誤差の解析，Radioisotopes, 18-8, 17/22 (1969)
- 7) 小柳・愛田：放射線厚さ計の基礎的研究 (Ⅳ) 統計誤差の実験的解析，Radioisotopes, 19-3, 17/22 (1970)
- 8) プライス：放射線計測，p. 112 (昭 43-コロナ社)

□ 付 録——(3) 式の誘導 □

静電気学の Green の相互定理によれば、導体 1, 2, ..., n より成る体系において電荷 $\{q_i\}$ を置いたときの電位を $\{v_i\}$ とし、電荷 $\{q_i'\}$ を置いたときの電位を $\{v_i'\}$ とすると、これらの間には次の関係式が成り立つ。

$$\sum_{i=1}^n q_i v_i' = \sum_{i=1}^n q_i' v_i \quad (\text{C} \cdot 1)$$

電離箱の電極 1 と電極 2 の中間にある点 r に電荷 e があるとき、電極 1 に誘起される電荷を $Q_r (\equiv q_1)$ とすると、これは次式で表わされる⁸⁾。

$$Q_r = \frac{v_2' - v_r'}{v_1' - v_2'} e \quad (\text{C} \cdot 2)$$

ところが球形電離箱では電極 1, 2 はそれぞれ中心電極、外電極を表わすから、

$$\frac{v_2' - v_r'}{v_1' - v_2'} = \frac{a(r-b)}{r(b-a)} \quad (\text{C} \cdot 3)$$

となり、これを (C・2) 式に代入して、

$$Q_r = \frac{a(r-b)}{r(b-a)} e \quad (\text{C} \cdot 4)$$

となる。したがって半径 r_0 の点にできたイオン対が t 秒後に電子は $r_\alpha(t)$ 、正イオンは $r_\beta(t)$ に移ったとすると、このとき中心電極に誘起される電荷 $Q(t)$ は、(C・4) 式と、

$$Q(t) = (Q_{r_\alpha} - Q_{r_0}) - (Q_{r_\beta} - Q_{r_0}) \quad (\text{C} \cdot 5)$$

の関係から、

$$Q(t) = -\frac{abe}{b-a} \left\{ \left(\frac{1}{r_\alpha(t)} - \frac{1}{r_0} \right) + \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_\beta(t)} \right) \right\} \quad (3)$$

となる。