

焦点面検出器の位置情報読み出し法に関する基礎研究

大垣, 英明
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

高橋, 祐邦
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

日隈, 精二
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

今別府, 悟
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

他

<https://doi.org/10.15017/17626>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 7 (1), pp.55-60, 1985-08-01. Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

バージョン :

権利関係 :



焦点面検出器の位置情報 読み出し法に関する基礎研究

大垣英明・高橋祐邦・日隈精二・今別府 悟
浦瀬賢治・藤田泰之・前迫浩範・亀谷 均*
井尻秀信**・的場 優**

(昭和60年3月29日 受理)

A basic study on the readout method in a focal plane detector

Hideaki OHGAKI, Yuhō TAKAHASHI, Seiji HIGUMA, Satoru IMABEPPU
Kenji URASE, Yasuyuki FUJITA, Hironori MAESAKO, Hitoshi KAMETANI*
Hidenobu IJIRI** and Masaru MATOBA**

It has been tried to realize the charge division method with strip cathodes for a focal plane detector. To start the discussions on the new method, theoretical analysis has been performed. In this paper, we describe analytical expressions on the induced charge time-development in the strip cathode and the final processing signals.

The result shows that this new method can be used for accurate position sensing. The readout non-linearity is, however, very wrong in both side areas for short readout length. For readout with long strip-line, this problem become less serious, if the stray capacity is suppressed.

1. 序 論

位置検出比例計数管は、素粒子実験や原子核実験、或はプラズマ診断や医療用機器等の様々な分野への応用がなされている。特に大型磁気分析器を用いた原子核実験の焦点面検出器としては、必要欠くべからざる存在となっている。

この焦点面検出器には、大型で、しかも位置分解能の良好な検出器が望まれ、現在までに様々な型式の検出器が開発されてきた。これらは、その信号の取り出し方から陽極読み出しと陰極読み出しの二種に大別出来る。検出器内に放射線が入ると検出器中のガス原子あるいは分子を電離する。この電離電子が、検出器内の電場によって陽極に向かって移動する。陽極芯線は通常 $50\ \mu\text{m}$ 程度の直径を有し、この近傍では電場が非常に強くなる為、電離電子が加速され周囲のガス原子あるいは分子を次々に電離する。その結果二次電子が多量に発生し、これらが又、他のガス原子あるいは分

子を電離していく。これを電子雪崩と言う。電離の結果生じた正イオンは、陰極に向かって移動する。これによって陽極芯線上に誘起電荷が発生する。又同時に陰極にも誘起電荷が発生し、これらが検出器からの出力信号となる。陽極読み出しは、ガス増幅から信号の取り出しに至る迄、同一の芯線を用いる為、位置分解能や計数率特性に問題が生ずる。又今後、更に高分解能の検出器が要求されるが、これに答える為には多重読み出しが必要となる。陰極読み出しは、多重読み出しを実現し易い為、我々は次期焦点面検出器の候補として採用を考えている。

本研究では、陰極読み出しの一つである分割陰極を用いた電荷分割法について、信号の発生から整形処理に至る迄の理論的取り扱いについて述べる。分割陰極からの誘起電荷については、1979年に Gatti¹⁾ が、電荷分割法については Owen²⁾ が解析を行っている。ここではこれを分割陰極読み出しに拡張し、統一的な取り扱いを行った。又、更に分割陰極を用いた電荷分割法による位置検出の可能性とその問題点についても考える。

* エネルギー変換工学専攻修士課程

** エネルギー変換工学専攻博士課程

*** エネルギー変換工学専攻

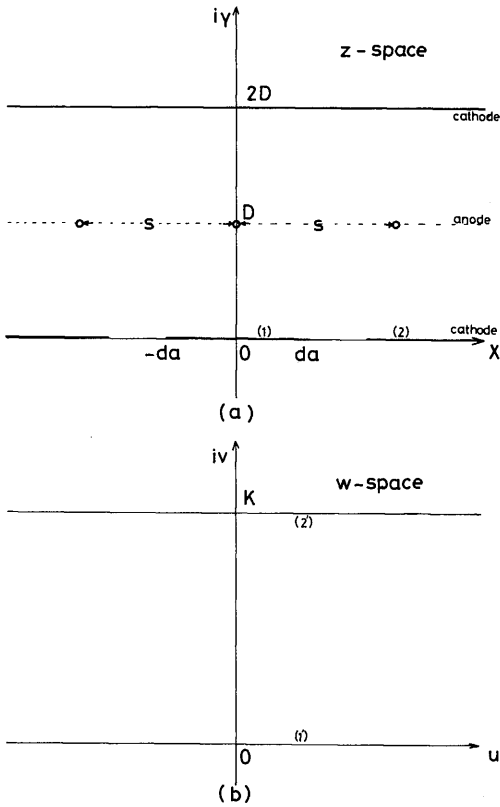


Fig. 1 Counter geometry

2. 分割陰極上に誘起される誘起電荷

図 1 (a) に示すような構造の検出器の内部の電界を得る為、楕円関数を用いた等角写像の手法で図 1 (b) に示すような平行平板型に写す。これより複素ポテンシャル W_s を得る。

$$W_s(z) = \frac{da}{2D} \cdot \tanh\left(\pi \cdot \frac{z}{4D}\right) \quad (2-1)$$

ここで $z = x + iy$ である。陽極面でのポテンシャル V_s は、 $y=D$ より

$$V_s(\lambda) = \frac{da}{2D} \cdot \frac{1 - \tanh^2\left(\frac{\pi}{4} \lambda\right)}{1 + \tanh^2\left(\frac{\pi}{4} \lambda\right)} \quad (2-2)$$

となる。ここで $\lambda = x/D$ である。

今、陽極面に半径 r_a の陽極芯線を間隔 s でおき、

この一本に $q(\lambda)$ の電荷をおき、他を接地すると、陽極芯線表面でのポテンシャル V_a は V_s と

$$V_a + V_s = 0 \quad (2-3)$$

という関係を持つ。 V_a は、電荷を線電荷とみなして

$$V_a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \cos(k\pi) \cdot \frac{q(\lambda') d\lambda'}{\sqrt{\left[\frac{r_a}{D} + 1 - 2(k+1)\right]^2 + (\lambda - \lambda')^2 + \left(\frac{sn}{D}\right)^2}} \quad (2-4)$$

となる。 $\rho = r_a/D$, $b = s/D$ とおき、

$$f(\lambda) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \cos(k\pi) \cdot \frac{1}{\sqrt{[\rho + 1 - 2(k+1)]^2 + (\lambda - \lambda')^2 + (nb)^2}} \quad (2-5)$$

とすると (2-4) 式は、

$$V_a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot q(\lambda) * f(\lambda) \quad (2-6)$$

となる。(2-2) 式 (2-3) 式 (2-6) 式より

$$\begin{aligned} V_a = -V_s &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot q(\lambda) * f(\lambda) \\ &= -\frac{da}{2D} \cdot \frac{1 - \tanh^2\left(\frac{\pi}{4} \lambda\right)}{1 + \tanh^2\left(\frac{\pi}{4} \lambda\right)} \end{aligned} \quad (2-7)$$

を得る。我々の求めたい量は陽極芯線表面での電場 $E_w(\lambda)$ であり、電荷 $q(\lambda)$ を有する半径 r_a の陽極芯線表面での電場は、

$$E_w(\lambda) = \frac{q(\lambda)}{2\pi\epsilon_0 r_a} \quad (2-8)$$

と表すことが出来る。よって (2-7) 式 (2-8) 式より

$$E_w(\lambda) * f(\lambda) = -\frac{da}{r_a D} \cdot \frac{1 - \tanh^2\left(\frac{\pi}{4} \lambda\right)}{1 + \tanh^2\left(\frac{\pi}{4} \lambda\right)} \quad (2-9)$$

を得る。これにより $E_w(\lambda)$ は数値的に求まるが、この形はアンチ・コンポリューションを用いる為に使いにくい。そこで $E_w(\lambda)$ を解析的に求める。

同軸円筒型検出器に於て陽極芯線半径を r_a 、陰極半径を r_c とすると $E = V/r_a \ln(r_a/r_c)$ となる。これを平行平板型に拡張し、ポテンシャル V に (2-7) 式の V_s を代入して

$$E_w(\lambda) = \frac{da}{2D} \cdot \frac{1 - \tanh^2\left(\frac{\pi}{4}\lambda\right)}{1 + \tanh^2\left(\frac{\pi}{4}\lambda\right)} \cdot \frac{1}{r_a \ln\left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{D}{r_a}\right)} \quad (2-10)$$

を得る。以上の操作は、陽極芯線を一本 ($b = \infty$) とした場合の結果である。次に $E_w(\lambda)$ の一般式を得る為、平板の陽極を考える ($b = 0$)。この場合 $E_w(\lambda)$ は

$$E_w(\lambda) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{da}{D^2} \cdot \left\{ 1 - \tanh^2\left(\frac{\pi}{2}\lambda\right) \right\} \quad (2-11)$$

となる。以上の結果より様々な陽極形状に対する電場の一般式は

$$E_w(\lambda) = \frac{da}{r_a D} \cdot K_1 \cdot \frac{1 - \tanh^2(K_2 \lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2 \lambda)} \quad (2-12)$$

と書ける。ここで K_1, K_2, K_3 は b によって決まる定数で表1にその値を示す。

分割陰極は通常、複数の有限幅の電極から成る為、 $E_w(\lambda)$ は、

$$E_w(\lambda) = \frac{K_1}{2r_a K_2 \sqrt{K_3}} \cdot \left(\arctg \left[\sqrt{K_3} \tanh \left\{ K_2 \left(\lambda + \frac{da}{D} \right) \right\} \right] - \arctg \left[\sqrt{K_3} \tanh \left\{ K_2 \left(\lambda - \frac{da}{D} \right) \right\} \right] \right) \quad (2-13)$$

となる。

以上で分割陰極を有する検出器内の電場が得られた。次に陰極上に発生する誘起電荷を求める為、ウィルキンソンの手法を用いる³⁾。電場 $E_w(\lambda)$ 中を電離の結果生じた総電荷 q_0 の正イオンが、電気力線に沿って陰極方向に移動する時の移動速度は、イオンの移動

度を μ_+ 、ガスの圧力を P とすると

$$\frac{dr_+}{dt} = \frac{\mu_+}{P} E_w(\lambda) \quad (2-14)$$

と書ける。誘起電荷は、陽極近傍での正イオンの移動が支配的であるので $r_+ \sim r_a$ とする。今、 $t=0$ で正イオンが陽極表面にあるとすると

$$r_+^2 = \frac{2\mu_+}{P} \cdot r_a E_w(\lambda) t + r_a^2 \quad (2-15)$$

となり、考えている系から外に電気力線が漏れ出ていないと仮定すると、グリーンの相反定理から誘起電荷 $q(t)$ は、

$$q(t) = - \frac{\ln(r_+/r_a)}{\ln\left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{D}{r_a}\right)} q_0 = - q_0 \frac{1}{2 \ln\left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{D}{r_a}\right)} \cdot \ln\left(\frac{2\mu_+ r_a E_w(\lambda) t}{P r_a^2} + 1\right) \quad (2-16)$$

となる。

これより電流出力 $i(t)$ は、

$$i(t) = - \frac{\mu_+ r_a E_w(\lambda)}{r_a^2 \ln\left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{D}{r_a}\right)} \cdot \left(\frac{2\mu_+ r_a E_w(\lambda) t}{P r_a^2} + 1\right)^{-1} \quad (2-17)$$

となる。

Table 1 Values of K_1, K_2, K_3 ¹⁾

$b = s/D$	K_1	K_2	K_3
0	0.002355	$1/2 \pi$	0
0.2	0.03537	1.299783	0.168587
0.5	0.05650	1.0807	0.414901
1.0	0.06806	0.94096	0.687805
∞	0.07413	$1/4 \pi$	1.0

$D/r_a = 666$

3. 信号処理

読み出し系の信号の流れをみるために、図2(a)に示す様な等価回路を考える。総数 N 個から成る分割陰極を抵抗値 R の抵抗で接続した読み出し系の n 番

目の回路での電圧、電流の関係は、

$$\begin{cases} V_{n-1} = i_n \cdot R + V_n & (3-1) \\ i_{n-1} = i_c + i_n & (3-2) \end{cases}$$

と書ける。ここで $i_c = \partial Q / \partial t = C \cdot \partial V_{n-1} / \partial t$ より (3-2) 式は

$$i_{n-1} = C \frac{\partial V_{n-1}}{\partial t} + i_n \quad (3-3)$$

となる。(3-1) 式と (3-3) 式より

$$V_{n-1} = \left(i_{n-1} - C \frac{\partial V_{n-1}}{\partial t} \right) \cdot R + V_n \quad (3-4)$$

となり、 $V_n - V_{n-1} = \delta V_n$ とすると

$$\delta V_n = \delta V_{n-1} + RC \frac{\partial V_{n-1}}{\partial t} \quad (3-4')$$

よって

$$\delta^2 V_n = RC \frac{\partial V_{n-1}}{\partial t} \quad (3-5)$$

を得る。 i_n についても

$$\delta^2 i_n = RC \frac{\partial i_{n-1}}{\partial t} \quad (3-6)$$

を得る。(3-5) 式 (3-6) 式を $n=0$ で $V=V_0, I=I_0$ とい

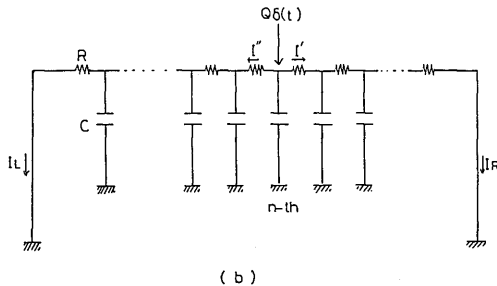
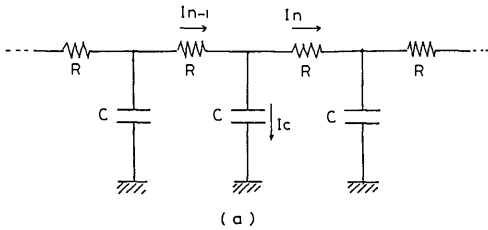


Fig. 2 Equivalent-circuit of the counter

う初期条件を入れて解くと、

$$V = V_0 \cosh(\sqrt{RCs} \cdot n) - \sqrt{\frac{R}{Cs}} I_0 \sinh(\sqrt{RCs} \cdot n) \quad (3-7)$$

$$I = -\sqrt{\frac{Cs}{R}} V_0 \sinh(\sqrt{RCs} \cdot n) + I_0 \cosh(\sqrt{RCs} \cdot n) \quad (3-8)$$

となる。よってインピーダンス Z

$$Z = Z_0 \tanh(\sqrt{RCs} \cdot n) \quad (3-9)$$

を得る。ここで $Z_0 = \sqrt{R/Cs}$ である。

この回路の応答を調べる為に δ 型入力を考える。図 2 (b) に示すように、読み出し系の両端を接地し、 n 番目の分割陰極に $Q \cdot \delta(t)$ の入力があったとすると電流は、

$$I = Q \cdot \frac{\sinh \sqrt{RCs} \cdot (N-n) \cdot \cosh \sqrt{RCs} \cdot n}{\sinh \sqrt{RCs} \cdot N} \quad (3-10)$$

となる。両端接地より、 $V_0 = 0, I_0 = I_R$ であるので (3-8) 式 (3-10) 式より

$$I_R = Q \cdot \frac{\sinh \sqrt{RCs} \cdot (N-n)}{\sinh \sqrt{RCs} \cdot N} \quad (3-11)$$

を得る。(3-11) 式を展開し、ラプラス逆変換を行って

$$I_R(t) = \frac{Q}{RCN^2} \sum_{k=1}^{\infty} 2k\pi \cdot \sin\left(\frac{k\pi n}{N}\right) \exp\left(-\frac{k^2 \pi^2}{RCN^2} t\right) \quad (3-12)$$

となる。

この電流出力を電荷有感型前置増幅器に入れて電圧出力を得る。

$$V_R(t) = \frac{Q}{C_f} \left\{ \left(1 - \frac{n}{N}\right) - \sum_{k=1}^{\infty} \sin\left(\frac{k\pi n}{N}\right) \exp\left(-\frac{k^2 \pi^2}{RCN^2} t\right) \right\} \quad (3-13)$$

ここで C_f は前置増幅器の帰還容量である。

通常、前置増幅器からの電圧出力は、整形処理された後、更に増幅され波高分析器等に入力される。今、整形回路の伝達関数 $H(s)^4$ を

$$H(s) = \frac{s}{(s+1/\tau)(s+1/\tau+i/\tau)(s+1/\tau-i/\tau)} \quad (3-14)$$

とすると (3-13) 式の出力は、ラプラス形に変換して合成積

$$V_{out,R}(s) = V_R(s) * H(s) \quad (3-15)$$

をとり、ラプラス逆変換を行って

$$\begin{aligned} V_{out,R}(t) = & C_1 \tau^2 (1 - \cos(t/\tau)) \exp(-t/\tau) \\ & + C_2 \sum_{m=1}^{\infty} A_m \tau^2 \left[(1 - \cos(t/\tau)) \exp(-t/\tau) \right. \\ & - \tau/\tau_m \left\{ \frac{1}{(1 - \tau/\tau_m)((1 - \tau/\tau_m)^2 + 1)} \right. \\ & \cdot \exp(-t/\tau_m) \\ & - \frac{1}{1 - \tau/\tau_m} \exp(-t/\tau) \\ & + \frac{1 - \tau/\tau_m}{(1 - \tau/\tau_m)^2 + 1} \cos(t/\tau) \exp(-t/\tau) \\ & \left. \left. + \frac{1}{(1 - \tau/\tau_m)^2 + 1} \sin(t/\tau) \exp(-t/\tau) \right\} \right] \end{aligned} \quad (3-16)$$

を得る。ここで τ は整形回路の時定数であり

$$C_1 = Q/C_f \cdot \left(1 - \frac{n}{N}\right), \quad C_2 = -Q/C_f \cdot 2/\pi$$

$$A_m = \frac{1}{m} \sin\left(\frac{m\pi}{N}\right), \quad \tau_m = RCN^2/m^2\pi^2$$

である。

以上で δ 型入力に対する全系に応答が求まった。しかし分割陰極に誘起される電荷は δ 型ではなく (2-16) 式で与えられるものである。そこで、実際の電流出力 (2-17) 式と (3-16) 式の合成積をとって、分割陰極からの出力波形を得る。

$$V'_{out,R}(t) = \int_0^t i(t-t') \cdot V_{out,R}(t') dt' \quad (3-17)$$

これにより一つの分割陰極からの出力が求まった。しかし、分割陰極は複数あり、誘起電荷も空間的に分布するので、それぞれの分割陰極からの出力を重ね合わせたものが我々の求める出力となる。そこで最終的に

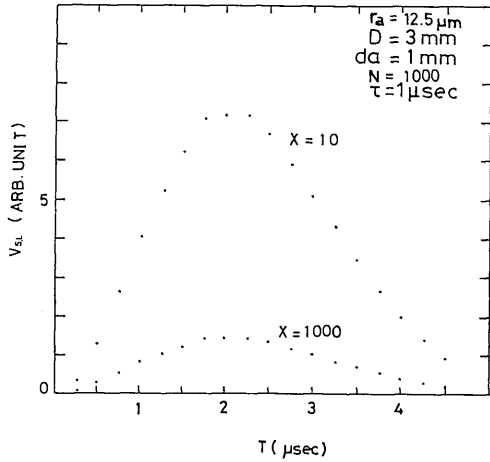


Fig. 3 Filter output pulse (calculation)

得られる出力波形は

$$V_{S,R}(t) = \sum_{n=0}^{N-1} V'_{out,R}(t) \quad (3-18)$$

となる。左側からの出力波形 $V_{S,L}(t)$ も同様にして求まる。

入力 $q(t)$ の位置を変えた場合の $V_{S,R}(t)$ を、マイクロコンピュータを用いて計算した結果を図3に示す。 $V_{S,R}(t)$ には入力 $q(t)$ の位置情報が含まれていることが分る。

4. 位置検出への応用と非線形性

(3-18) 式は、誘起電荷 $q(t)$ の位置情報を有することが確認出来た。そこで

$$\frac{X_{read}}{l} = \frac{V_{S,R}(t_0)}{V_{S,R}(t_0) + V_{S,L}(t_0)} \quad (4-1)$$

を考えると相対的な位置情報を得ることが出来る。ここで l は読み出し長であり、 t_0 は $V_{S,R}(t)$, $V_{S,L}(t)$ の最大値を与える時間である。

位置検出に於いて最も重要な点は、読み出し位置と入射位置との線形性の崩れにある。これを非線形性という。陽極読み出しの場合は、非線形性が非常に小さいことがわかっている。そこで、 $q(t)$ の位置をずらし (4-1) 式を計算した結果を図4、図5に示す。図4は、読み出し長を 25.4 mm とし、陽極と陰極の間隔を

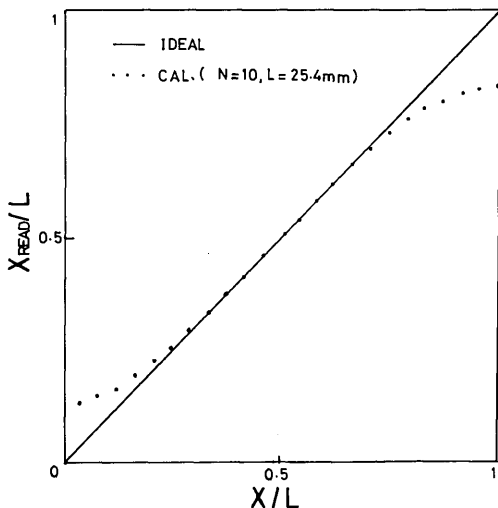


Fig. 4 Non-linearity (cal.)...See text.

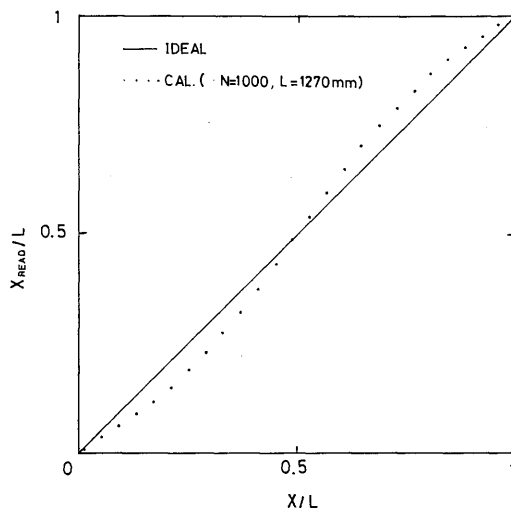


Fig. 5 Non-linearity (cal.)...See text.

3 mmとした場合である。尚、抵抗値は $R=51\Omega$ とし、読み出し系の時定数を $0.25\mu\text{sec}$ 、整形回路の時定数を $1\mu\text{sec}$ としている。また図5は読み出し長を 1270mm とし、陽極と陰極の間隔を 7mm とし、抵抗値は $R=10\Omega$ とし、読み出し系の時定数を $25\mu\text{sec}$ 、整形回路の時定数を $1\mu\text{sec}$ としている。読み出し長が短い場合は、両端付近での線形性の崩れが非常に大きい事が分る。これは誘起電荷の分布が読み出し長と比較してかなり大きく、不感領域にまで拡がった誘起電荷の読み落しの影響が大きいと考えられる。読み出し長が長い場合には、両端の問題は無視出来得るほどのものとなっているが、 $X/L=1/4, 3/4$ 付近での線形性の崩れが多少見られる。これは、読み出し系の時定数が大きく、 $V_{s,R}(t)$ と $V_{s,L}(t)$ のピークが時間的にずれてしまうためと考えられる。分割陰極読み出しは、陽極読み出しに比べ浮遊容量がかなり大きくなる事が予想されるので、非線形性を抑えるためには、浮遊容量を極力減らすことが重要となると考えられる。

5. 結 論

分割陰極を用いた電荷分割法について、信号の発生

から整形処理に至る迄を理論的に取り扱い、以下の結論を得た。

1. 分割陰極を用いた電荷分割法により位置検出が理論的に可能であること。
2. 非線形性は、読み出し長が短い場合、両端付近で非常に大きい。また読み出し長が長く、読み出し時定数が大きくなると $X/L=1/4, 3/4$ 付近での非線形性が見られる。

最後に本研究を遂行するに当り、適切な助言を頂いた工学部の桑折範彦氏および柴武二氏に感謝します。

参 考 文 献

- 1) E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno and P. Semenza: Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 83.
- 2) R. B. Owen and M. L. Awcock: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 290.
- 3) W. J. Price: 放射線計測 (1974, コロナ社).
- 4) M. Matoba and T. Sakae: Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) 160.