チャネル形二次電子増倍管

玉川大学工学部 大庭 弘 一 郎

株式会社 松下電器東京研究所 前田 晴 雄

抵抗体連続ダイノードを用いたチャネル二次電子増倍管の未飽和動作ならびに飽和動作の理論解析および実験報告を、平行平板形チャネルの場合を中心に概観し、それを基に、チャネル二次電子増倍管の設計法を紹介する。さらに、チャネル内の電界が、チャネル軸に対し傾斜した場合、すなわち、傾斜電界形の動作解析にもふれ、それに基づいたトロホ形二次電子増倍管を紹介する。またパルス動作や応用例についても述べる。

1. ま え が き

光電子増倍管などの二次電子増倍部には、代表的な形としてすだれ形 (Venetian Blind Type)、ボックス形 (Box & Grid Type) などがあり、それらは分割されたダイノード (二次電子放出体) を、多いもので十数段組合せた電極系からできている。一方、ダイノードとして単一の抵抗体を用い、電界と直交する磁場を用いた抵抗壁磁界形 (Resistance Strip Magnetic Electron Multiplier) がある。これは L. G. Smith¹⁾による磁界形 (Magnetic Electron Multiplier) の分割ダイノードを抵抗壁で置きかえたもので、Goodrich, Wiley²⁾により 1961 年に報告されている。この抵抗壁磁界形に対して、純静電形というべきものに、本報告で取扱うチャネル形 (Channel Type Secondary Electron Multiplier) がある。

チャネル形二次電子増倍管は、1962 年、Goodrich, Wiley, Hendee³⁾⁴⁾らにより開発されたもので、その動作原理は 図 1 に示すようなものである。まず適当な抵抗値と二次電子放出比をもつ物質で作ったチャネルの両端に高電圧を加え、内部にチャネル軸に平行な電界を作る。チャネルの一端から入射した一次電子により新たに放出された二次電子は、初速度と電界による加速の結果、放物線軌道を描き、再びチャネル壁に衝突し、二次電子を放出する。これが次々と繰返され、電子増倍が行われる。

チャネルの構造は、大別して 図 2 に示すようなパイプ

図 1 チャネル二次電子増倍管の動作原理

図 2 種々のチャネル構造

状のものと、平行平板状のものがあ、さらに、パイプ状のものは、直線形および曲線形に分けられる。平板状のものは電界方向がチャネル軸に一致した、いわゆるチャネル形と、電界方向がチャネル軸に対し傾斜した傾斜電界形、およびこの変形である、1 枚の高抵抗ダイノード板と電界形成電極とを組合せたトロホ形に分けられる。

この種の二次電子増倍管は、従来用いられてきた分割

"Channel Type Secondary Electron Multiplier" by Koichiro Oba (Department of Electronics, Faculty of Engineering, Tamagawa University, Tokyo) and Haruo Maeda (Matsushita Research Institute Tokyo Inc., Kawasaki)

ダイノード形二次電子増倍管と比較すると、いろいろの特徴をもっている。チャンネル自体は非常に簡単な構造をしており、回路的に見ると2端子なので、複雑なダイノードをもつものにとくらべると、取扱いが容易である。チャンネルの大きさは、チャンネルの長さ l と、直径あるいは間隔 d の比 $\alpha_0=(l/d)$ を一定に保ちさえすれば、利得に無関係に小さくできるので、小形軽量化が容易で、また α_0 を大きくとり、印加電圧を高くすることにより、利得のきわめて大きいものを作ることができるなどの長所をもっている。

一方、イオンフィードバックの影響や、チャンネルの抵抗が一般に高く、そのために増倍電流に飽和を生じやすく、また、高分解能が期待できないこと、一次電子の入射に対し、開口面積が小さいなどの短所をもっている。しかし、これらの問題の一部は、チャンネルの形状を種々の形に改良することで解決されつつあり、最近、多くの実際の応用例が見られる。その主なものとしては、光電子増倍管、イオン検出器、非常に細いパイプ状チャンネルを多数束ねた映像増倍プレートなどがあり、また特殊な例として、ランダム信号発生管なども考えられている。

本報告では、筆者らが取扱ってきた、平行平板状チャンネル二次電子増倍管の定常動作についての解析と実験を中心に、最近行なわれた研究について、動作の考え方、チャンネルの形状、チャンネル材料、設計法などを展望し、各種応用例についても簡単に述べることにする。

2. 動作特性

チャンネル二次電子増倍管の動作を特徴づけるものとして、増倍利得特性、電流の飽和特性、イオンフィードバックなどを考えなければならないが、これらはチャンネルの形状により、おのおのその特性に違いがあり、種々の近似モデルに対し解析と実験が行なわれている。

2.1 利得特性

チャンネルの利得を求める最も簡単な考え方は、二次電子の放出方向が放出面に垂直で、かつ二次電子の初速度が単一な値であると仮定するもので、この場合、利得 M はチャンネル全長にわたる衝突回数を n 、チャンネル内壁の二次電子放出比を δ とすると、 δ^n で与えられる。吉田、水野⁵⁾、Adams & Manley⁶⁾により、直線状パイプのチャンネル(平行平板形チャンネルにも適用される)の利得が計算されているが、吉田、水野の結果を示すと次のようである。

$$M = \left\{ \frac{\delta_{m0} V_D^2}{4 V_{m0} \alpha_0^2 V_0} \right\}^4 \frac{V_0 \alpha_0^2}{V_D} \times \exp \left\{ \frac{4 V_0 \alpha_0}{V_D} - \frac{V_D}{V_{m0}} \right\} \quad (1)$$

図3 無限長チャンネルの微小区間 $d\xi$ における増倍過程

ただし V_D : チャンネルに印加した電圧 (V)

V_0 : 二次電子の初速エネルギー (eV)

α_0 : チャンネル長 l と直径 d との比($\alpha_0=l/d$)

δ_{m0} : δ の最大値

V_{m0} : δ_{m0} を与える衝突エネルギー (V)

同様の方法を曲線状パイプチャンネルに適用した例について、Adams & Manley⁶⁾が計算しており、次の結果を得ている。

$$M = \left\{ K \left(\frac{36 V_0 V_D^2}{\beta^2} \right)^{1/3} \right\} (V_D \beta^2 / 36 V_0)^{1/3} \quad (2)$$

ただし β : チャンネル全長 l と、曲率半径 R の比(l/R)

K : $\delta=K V_C$ としたときの係数 (V_C : 衝突エネルギー)

筆者ら³⁾は、さらに計算の近似を良くするために、仮定を二次電子がダイノード面に垂直な方向へ放出されるということだけにとどめ、二次電子の初速エネルギー分布、および δ の一次電子入射角依存性を考慮に入れ計算を行なった。図3に示すような軸方向に一樣な二次電子加速電界 E をもつ、無限長平行平板チャンネルを考え、その中の電子運動の一樣性を考慮し、チャンネル壁の実効二次電子放出比 δ_{ef} および、チャンネル内を流れる図のような空間電子流 $I_s(\xi)$ のチャンネル単位長当りに衝突する割合、すなわち衝突係数 k を導入し、両者の値が、場所によらず一定になるという推定のもとに、チャンネル区間長 ξ に対して利得式、

$$M = \exp(G \xi) \quad (3)$$

ただし $G=k(\delta_{ef}-1)$: 利得係数

$\xi=x/d$: 規格化長 (d : 間隔, x : チャンネル区間長)

を得た。利得係数 G は、チャンネル壁の二次電子放出特性および、軸方向の加速電界が与えられたとき、チャンネル内の二次電子の飛程 y (規格化長)で示される次の積分方程式を、コンピュータを用いて解くことにより求められる。

$$\int_0^\infty \exp(-Gy) N(y) \delta(y) \frac{\bar{V}_D}{4 y^2} dy = 1 \quad (4)$$

ここで、 $N(y)=\sqrt{V_0/\bar{V}_0}^{1.5} \cdot \exp(-1.5 V_0/\bar{V}_0)$: 二次

図4 入射端から単位電子流が放出された場合の空間電子流分布 (Δ は入射端損失を与える)

電子のエネルギー分布

$$\delta(y) = \delta_{m0} / V_{m0} \cdot \sqrt{\cos \varphi} \Delta V \\ \times \exp\{1 - \Delta V \sqrt{\cos \varphi} / V_{m0} + (\alpha X_m)(1 - \cos \varphi)\} :$$

二次電子放出比特性

$V_0 = \bar{V}_D / 4$ y : 二次電子の初速エネルギー

$\Delta V = y \bar{V}_D$: y 進み対向面に衝突するときのエネルギー

$\cos \varphi = 1 / \sqrt{1 + 4y^2}$: 衝突のときの入射角

$\bar{V}_D = Ed$: 規格化加速電界

$\bar{V}_0$: 二次電子の平均初速エネルギー

(αX_m) : 固体内での二次電子の吸収に関する係数

以上の考えを有限長チャネルに適用するには、入射端での利得の $\exp(G\xi)$ からのずれを考慮してやらねばならないが、それには入射端近傍での二次電子増倍の様子を逐次追跡してやる必要がある。入射端より1個の電子が放出されたとして、この計算を行なった結果を図4⁹⁾に示した⁹⁾。入射端の近傍で利得は $\exp(G\xi)$ よりずれており、少し内側に入ると $\exp$ 形で増加していることがわかる。入射端近傍でのずれは、損失 Δ として理解すると都合がよく、その場合、(3)式の総利得は、

$$M = \exp(-\Delta + G\xi) \quad (5)$$

と書きなおされることになる。また先に、 δ_{ef} および k が入射端部を離れた内部では、場所によらず一定であると考えたことが妥当であったことが、これより証明できる。

二次電子の放出方向に対する考慮も含めた、さらにくわしい計算が、直線状パイプチャネルに対し、Якобсон¹⁰⁾により行なわれているが、残念ながら利得式の解析表示を得ておらず、近似的に次の関係を導いているにすぎない。

$$M = \frac{\sqrt{\sigma}}{2(\sqrt{\sigma} - 0.5)} \exp[\xi q(\sqrt{\sigma} - 1)] \quad (6)$$

ただし $p = \bar{V}_D / \bar{V}_0$, $\chi = \sqrt{\delta_{m0} e(\alpha X_m)(\bar{V}_0 / V_{m0})}$

$$\sqrt{\sigma} = 2.5 p^{0.75} \chi, \quad q = 1/2 p$$

図5 利得特性の計算結果と実験結果の比較 (点線が実験結果を示す。計算結果に付記した記号は計算者を示す)

図6 曲線パイプの利得特性⁹⁾

これは筆者らの導いた結果と同様な $\exp$ 形となっている。

以上に述べた計算結果を数値計算し、実験結果と比較したものを図5および図6に示した。図5には、ダイノードとしてGe蒸着膜を用いた平行平板形チャネルの実験結果と、吉田、水野、Якобсон、および筆者らの計算例が比較してある。吉田らの計算では、二次電子の初速度を考慮していないこと、および二次電子放出特性として、一次電子の入射角を考慮しない universal curve⁷⁾を用いている関係で、初速度の大きな二次電子および入射角の大きな電子の増倍への寄与を評価できず、印加電圧の高い場合に、大きなずれを生じている。

一方、初速度分布および入射角を考慮した筆者らの計

算は、かなり実験結果に近づいてはいるが、印加電圧の低い部分でやはりずれが生じており、さらに 3 kV 以上でいくらか利得が減少する。これは初速度分布関数として用いた Maxwell 分布に問題があると思われる。ヤコブソン の近似式 (6) を筆者らと同じ物質定数を用いて数値計算した結果は、計算過程が精密である反面、解析表示に書きなおす段階で近似を行なっているため、実験結果との間に大きなずれを生じている。

図 6 には、Adams らによる曲線状パイプチャンネルに対する計算結果が、実験結果と比較してある。印加電圧の低い未飽和動作領域でよく一致している。粗い近似にもかかわらず、両者がよく一致しているのは、二次電子放出特性の近似式に、 $\delta = KV_c$ の形を用い、高い衝突エネルギーの電子を十分に評価しているためと、曲線状パイプチャンネルの場合、直線状パイプチャンネルに見られるような、衝突なしにチャンネルを通り抜けてしまう電子がなくなるためである。

これまでに報告された代表的な解析結果は以上のものであるが、いずれも完全とはいえない。しかし、後に明らかになるように、利得がチャンネル長に対し $\exp$ 形で増加し、利得係数 G が電界強度 $\bar{V}_D$ できまってくるという筆者らの結果は、チャンネルの他の特性をよく説明することができ、かつ設計を考えるのに都合がよい。

2.2 電流分配特性⁸⁾

出力電子流 I_c は全部チャンネル内壁から放出された二次電子から成っており、この電子流は、図 7 に示すように、チャンネル自体を流れて放出点にもどる。チャンネルの入力端および出力端に入れた電流計 I_{D1} , I_{D2} には、チャンネル抵抗 R_D と V_D できまるダイノード固有電流 I_{D0} と放出点への供給電流の和および差が流れる。規格化された長さ $\xi = \alpha_0$ の平行平板チャンネルについて、利得式 $M = \exp(G\xi)$ を用い、入射端損失および、このような電流分配によって生ずる電界分布の変化がもたらす G の変化を無視して I_{D1} および I_{D2} を求め、 I_{D0} に対する比、すなわち電流分配率として表わすと次のようになる。

図 7 電 流 分 配

図 8 電流分配率および利得の β 依存性 ($\beta < 1$: 未飽和領域, M_s は飽和動作における利得を示す)

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{I_{D1}}{I_{D0}} \doteq 1 + \frac{\beta}{G\alpha_0} \\ \gamma_2 &= \frac{I_{D2}}{I_{D0}} \doteq 1 - \beta + \frac{\beta}{G\alpha_0} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ここで β はダイノード固有電流 I_{D0} に対するコレクタに流れる出力電子流 I_c の比で、出力レベル比といい、

$$\beta = \frac{I_c}{I_{D0}}$$

で与えられる。 β すなわち出力電子流が大きくなるにつれて γ_2 は 1 より小さくなる結果、チャンネルの出口付近の電界は小さくなり、Evans¹¹⁾ および Adams & Manley⁶⁾ が指摘したような、チャンネルの抵抗壁の電位分布のもち上り現象を引き起こす。図 8 に筆者らの計算結果と実験結果を示したが、(7) 式で与えられる部分は $\beta < 1$ の部分で、利得 M は一定値を保っており、この範囲は未飽和領域に相当する。

2.3 電界強度分布および電位分布⁸⁾

電流分配の結果、チャンネル内の電界強度分布と電位分布は、 β が大きくなると直線分布よりずれてくるが、その様子は筆者らの先の結果を用いると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_D(\eta)}{V_D} &\doteq \eta + \frac{\beta}{G\alpha_0}(\eta - M_0^{(\eta-1)}) \\ \frac{\bar{V}_D(\eta)}{\bar{V}_D} &\doteq 1 + \frac{\beta}{G\alpha_0} - \beta M_0^{(\eta-1)} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ただし $\eta = \xi/\alpha_0$, $M_0 = \exp(G\alpha_0)$, $\bar{V}_D = V_D/\alpha_0$

電界強度は、 $\beta \approx 0$ のとき場所によらず $\bar{V}_D$ であるが、 β が大きくなると $\bar{V}_D$ よりずれてくる。その結果、 G は場所により異なった値をとるようになるが、ここでは G として $\beta \approx 0$ のときの値を用い、一定としているので、上記の結果はその前提を満たす β の範囲で用いられねばならない。この範囲は、ほぼ $\beta < 1$ で与えられる。図 9 に電位分布の計算結果と実験結果を比較して示したが、よく一致していることがわかる。

図9 未飽和動作における電位分布

2.4 飽和現象

これまでは β の小さな場合の特性，すなわち未飽和動作について取扱ってきたが，次に飽和動作について述べる．飽和現象とは，入力 I_p と出力 I_c の比例関係がくずれる現象をさし，その原因としては，①電位分布のもち上り現象，②空間電荷効果，③帯電現象などが考えられている．直流定常態の動作では①が支配的であり，パルス動作の場合には②，③が支配的になると考えられる．

Adams & Manley⁶⁾は，パルス動作でも，曲線状パイプチャンネルを短いパルスで用いた場合には，②が支配的になるが，直線状パイプチャンネルを長いパルスで動作させる場合には，①が支配的になるとしている．

筆者らは，直流定常態での飽和を，図10に示すような電位分布のもち上りによるモデルで説明しようと試みた⁸⁾．たとえば β が大きくなり，出口付近で図10に示すように電界が小さくなると，この部分に $G=0$ となるよ

図10 飽和現象の解析に用いた電位分布のもち上りを考慮したモデル (Iが増倍領域を示す)

うな区間IIを生じ，結果的にチャンネルの有効長を短くする．一方，区間Iでは電界は大きくなり，したがって G は G' に変わってゆくため，全体の利得 M は，

$$M = \exp(G'\xi_0) \quad (9)$$

で与えられる．この値が $\beta=0$ のときの利得 $\exp(G\alpha_0)$ より小さくなると利得が低下し，飽和現象が開始されると考える．出口近傍の電界 $\tilde{V}_{DS}$ は，この領域では $G=0$ となり，かつ区間Iで放出された二次電子がチャンネルの外に出ることができるという値で，実験的に求められる量である．区間Iで利得係数 G' は $\tilde{V}_{D'}$ に対し一義的に定まり，その関係は電流分配などの関係から次式のように求まる．

$$\frac{\tilde{V}_{D'}}{\tilde{V}_D} = \frac{\left[1 + v \left\{1 + \frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{\beta}{\alpha_0 G'} - v\right)\right\}\right]}{\frac{1}{\beta} \left\{1 + \frac{1}{G' \alpha_0} \beta - v\right\}} \quad (10)$$

ただし $v = (\tilde{V}_{DS}/\tilde{V}_D)$

(10)式と先に示した(4)式とを連立させて解くことにより， $\tilde{V}_{D'}$ と G' が求まる．図10で，区間IとIIの境界点の位置 ξ_0 は， G' を用いると，

$$\gamma = \frac{\xi_0}{\alpha_0} = \frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{\alpha_0 G'} \beta - v\right) \quad (11)$$

より求められる．電位分布は $\tilde{V}_{DS}$ および ξ_0 を用いて描くことができる．以上の関係は変数 β により記述されており，飽和現象を考えるうえで，出力電子流 I_c ではなく， β が重要なパラメータとなるのがわかる．

飽和の始まる出力レベル比 β_0 は，(11)式で $\gamma=1$ とおけば求められ，

$$\beta_0 = \frac{1-v}{1 - \frac{1}{\alpha_0 G'}} \quad (12)$$

となる．また飽和動作で，チャンネル壁から放出された電子流の供給のために生ずる電流分配を表す電流分配率 γ_{s1} および γ_{s2} は，

$$\gamma_{s1} = \beta + v, \quad \gamma_{s2} = v \quad (13)$$

となり，出口側に流れるチャンネル電流 I_{D2} は一定となり，出力電子流の増加分はすべて入口側より供給されることになる．

図8に飽和動作での電流分配特性および利得特性 M_s を，図11には電位分布を示しておいたが，直流定常態での動作について，求められた実験結果をよく説明していることがわかる．

空間電荷効果による飽和現象は，Bryant & Johnstone¹²⁾により指摘されており，またSchmidt & Hendee¹³⁾によりパルス動作の場合について取扱われている．後者はパイプ状チャンネルの空間部分に広がるような空間電荷

図 11 飽和動作における電位分布. 出口側の傾斜より η がきまる (この場合, $\nu=0.12$ とした)

ρ を仮定し, 放出された二次電子の多くが, この空間電荷のため, 空間電荷のない場合の飛程より手前に衝突するようになり, その結果, 衝突エネルギーが減少し, δ が小さくなるために電流飽和を生ずるとしている.

帯電現象による飽和現象については, Schmidt & Hendee¹³⁾ は, 定性的には二次電子放出によるチャンネル壁の帯電による電位の上昇が, 次回衝突のエネルギーを小さくしてしまうためであるとし, この効果による飽和は, 分布容量の大きなものほど生じ難いという, 分割ダイノード形の場合と同様の結論をしている.

2.5 イオンフィードバック効果

チャンネル内の残留気体分子は, チャンネル内を流れる空間電子流により衝突電離され, チャンネルの入口付近の内壁, フォトマルならば光電面あるいは管内の他の電極などに衝突して, 新たに二次電子を放出する. この現象は, 正のフィードバックに相当し, 出力電子流を増加させる. 増加の割合は, 真空度および出力電子流に依存すると考えられる.

小沼, 山田¹⁴⁾ は, 出口端付近で生じたイオンのみがフィードバックされ, そのイオンの二次電子放出比 δ_i および, イオンにより新たに放出された二次電子の示す利得を一定であると仮定し, タウンゼント形のなだれ増倍を考え, 次に示すような利得 M と圧力 P の関係を得ている.

$$M^{-1} = M_0^{-1}(1 - AP) \quad (14)$$

ただし M_0 : イオンフィードバックのないときの利得

A : δ_i などできまる定数

さらに, 圧力 $P = 10^{-4} \sim 10^{-5}$ Torr, $M = 10^4 \sim 10^5$ の範囲で, $1/M$ と P との直線関係を実験で求め, (14) 式の成立することを示している.

2.6 傾斜電界効果¹⁵⁾

これまで取扱ってきた諸特性は, すべてチャンネル内の電界が, チャンネル軸に平行の場合であった. 次に, 電界がチャンネル軸に対し均一に傾斜している場合, すなわち傾斜電界形とも称すべきチャンネルの特性について述べる. 図12に示したように, 等電位線がチャンネル壁に対し成す角度が θ である平行平板形チャンネルを考えると, チャンネル壁から放出された二次電子の運動は, ①②③の3種類に分類され, a面から放出される二次電子は①の電子によるもの, b面より放出される二次電子は②と③の電子によるものの和となる.

無限長チャンネルを考えると, 区間 ξ の与える利得は, チャンネル形の場合と同様に,

$$M = \exp(G\xi) \quad (15)$$

で与えられる. この場合, 利得係数 G は a 面, b 面の増倍への寄与が異なってくることを考慮して, 両面に対し利得係数 G_a , G_b を定義すると, これらの和になる.

$$G = G_a + G_b \quad (16)$$

図 12 傾斜電界形における増倍機構 (θ は等電位線と b 面とのなす角度, dI_s は空間電子流の区間 $d\xi_0$ での増分を示す)

図 13 傾斜電界形の利得係数と傾斜角の関係 ($\bar{V}_D'$ は電界の軸方向成分である. 点線は実験結果を示し, 上の 2 つは $\alpha=15$ についてのもの, 下の 2 つは $\alpha=22.5$ についてのものである)

図 14 a 面, b 面の増倍への寄与

図 15 放出電子流に対する運動①, ②, ③の寄与の割合 r_1, r_2, r_3

チャンネル形の場合と同様の方法により利得係数が計算されており, その結果が図13に示してある. $\bar{V}_D'$ が 100V のとき G_a, G_b を求めると図14 のようになる. $\theta=90^\circ$ の場合には②の電子はなく, ①③の電子の増倍への寄与はまったく等しいが, θ が小さくなるにつれ, G_a は減少し $\theta \leq 70^\circ$ で零となる. すなわち, $\theta \leq 70^\circ$ では a 面の増倍への寄与がなくなることがわかる. 一方, 微小区間 $d\xi$ を考え, この区間より放出される電子流を①, ②, ③のおおのの電子により放出されるものに分け, おおのの割合を r_1, r_2, r_3 で表わすと, 図15 のようになる. 図14 とくらべると, $\theta \leq 70^\circ$ で G_b は r_2 に対応していることがわかる. すなわち, $\theta \leq 70^\circ$ では増倍は②の電子運動により, 片面 b だけで起こっていることがわかる. この θ の範囲を用いた増倍は, 図13でわかるように, $\theta=90^\circ$ の場合にくらべて利得が大きくなること, および図16に示した利得係数 G と電界 $\bar{V}_D'$ の関係より明らかなように, 利得がダイノード印加電圧に対し飽和せず, exp 形で増加してゆくという興味ある特長をもつことがわかる. なお参考までに, 筆者らが $\alpha_0=22.5$ および $\alpha_0=15.0$ の平行平板形チャンネルについて行なった実験結果を図13に点線で記入しておいた.

図 16 傾斜角を一定にした場合の利得係数特性

この実験に用いたチャンネルは, 入射端面が等電位になっており, 出力端は絶縁され, 片側の電位を他方より少し低くすることにより, 等電位線を傾斜させている. 傾斜角 θ は印加電圧と出力端の両面間の電位差から近似的に計算されるが, 実際には出力端にあるコレクタ電極および入射端の短絡が影響するため, θ は計算値ほどに小さくなり得ない. その結果, ピークは幅広くなっている. また出力端の電位差を零にしても θ は 90° にならず図のようなピークのずれを生じている.

傾斜電界効果の影響の見られる実験は石川, 岩本¹⁶⁾により報告されている. 用いられたダイノードの抵抗分布は, 軸方向に不均一な分布をしているため, 同様であるべき電界にわずかな傾きの分布を生じ, その結果, 実験の範囲内では, 電界を軸に平行にした場合の利得にくらべ, 低い利得しか得られなかったことを述べている. また Goodrich は, チャンネルの出力端の等電位線を傾けることにより, 出口付近の利得を下げ, 低雑音チャンネルとすることを考案している¹⁷⁾.

$\theta \leq 70^\circ$ の動作は, Misso & Karpinski¹⁸⁾ が提案したタイプの二次電子増倍管に対応するもので, 筆者らは後に示すような 1 枚の抵抗体ダイノードと, 金属電極を組合せて, この種の動作による二次電子増倍管を作ったが, その形状からこれをトロホ形 (Trough Type) と呼ぶこととした.

傾斜電界形の直流定常態動作での飽和現象は, やはり電流分配にもとづく電位分布のもち上がりによって説明されるが, この場合, 利得係数 G の変化とともに θ の変化も考えなければならない. これに関して解析は行なわれていないが, 筆者らは特にトロホ形二次電子増倍管について実験を行なっているので, 後にそれについて述べ

る。

3. 設 計 法

チャンネル二次電子増倍管の作製に当り、使用する電圧範囲で所望の利得が得られ、かつ所望の諸特性が実現されるために、チャンネルを構成する材料、形状、抵抗分布、長さなどをどのように定めたらよいかが問題となる。従来種々の形状、材料に対して実験結果が数多く報告されてきたが、これらを比較するための基準量、チャンネルの Figure of Merit とも称すべきものがないために、先の問に答える設計値を引出し難かった。最近、筆者らはこのことに関して考え方をまとめたので、チャンネルの定常動作の諸特性に関連した設計上の要点を以下に述べることにする。

3.1 Figure of Merit

利得を 10^n 、そのときのチャンネルに印加する電圧を V_D としたとき、そのチャンネルのその動作点に対し、

$$F \equiv \frac{n}{V_D} \quad (17)$$

により Figure of Merit (F) を定義する。長さ α_0 のチャンネルの利得は、近似的に $M = \exp(G\alpha_0)$ で表わせるから、 G 、 α_0 を用いて (17) 式を書きかえると、

$$F = \frac{G\alpha_0}{2.3} \cdot \frac{1}{V_D} = \frac{G}{2.3 V_D} \quad (18)$$

となる。筆者らにより平行平板形チャンネルの定常動作について求められた図17に示す G の計算結果⁹⁾を、(18) 式の関係を用いて F と $\bar{V}_D$ の関係に書きかえると、図18のようになる。このように F は $\bar{V}_D$ に対して最大値をもつが、その値を F_c 、そのときの電界を $\bar{V}_{DC}$ で表わす。図から明らかなように、二次電子放出面材料の $\bar{V}_0$ 、 V_{m0} 、 (αX_m) を一定とした場合、 F は δ_{m0} により異なり、 δ_{m0} の

図 17 種々の δ_{m0} に対する利得係数特性 (チャンネル長 α_0 がきまると利得 $[\exp(G\alpha_0)]$ と、電圧 $V_D = (\alpha_0 \bar{V}_D)$ の関係が求まる)

図 18 Figure of Merit

大きなほど F_c は大きくなる。図17, 図18を用いて、次のようにチャンネルの設計を行なうことができる。

定義より、 F_c は所望の利得を得るに要する最低電圧 V_{DC} を与える。逆に F_c は、与えられた電圧 V_{DC} に対し得られる最大利得を与える。 V_{DC} と $\bar{V}_{DC}$ より、そのとき必要なチャンネル長 α_0 が、

$$\alpha_0 = \frac{V_{DC}}{\bar{V}_{DC}} \quad (19)$$

より求められる。この α_0 と図 17 より求まる G を用い、 $M = \exp(G\alpha_0)$ より利得特性を求めることができる。このように、 F_c を用いて設計した場合の動作を Critical Channel Operation (CCO) と呼ぶ。一方、 $F < F_c$ の場合、条件として n をきめると、動作電圧 V_D がきまるが、この値は F_c を用いた CCO のときより高くなり、かつ $\bar{V}_D$ の値は図18より2つきまる。 $\bar{V}_D$ が小さな場合、チャンネルの長さは長くなり、 $\bar{V}_D$ が大きな場合はチャンネルの長さは短くなる。前者の動作を Long Channel Operation (LCO)、後者の動作を Short Channel Operation (SCO) と呼ぶ。

図 19 $\delta_{m0}=2.5$ の材料を用い 10^4 の利得をもつチャンネルの設計結果

$\delta_{m0}=2.5$ の材料を使った場合に、 10^4 の利得を得るためのチャンネル設計を、上の3つの場合について行なった例を次表に、また利得-印加電圧特性を 図19 に示す。

	CCO	LCO	SCO
F	1.36	1.30	1.30
$\bar{V}_D$ (kV)	0.075	0.063	0.085
n	4	4	4
V_D (kV)	2.97	3.08	3.08
α_0	40	49	36

先にも指摘したように、CCO は所望の n を与えるに要する電圧を最低とする設計であるが、LCO および SCO は、電圧がそれより高くなる。一方、図19より明らかなように、LCO の場合には、電圧を上げさえすれば利得は容易に高くできる設計であるが、SCO の場合には、動作点が電圧による飽和領域に設定されているので、電圧を上げてあまり利得の上昇は期待しえないが、電圧変動に対しては有利である。

3.2 抵抗分布

チャンネルの抵抗分布は、それが直接電位分布をきめるという点で非常に大切である。普通、抵抗分布は直線的であることが望ましいが、たとえば、チャンネルを大きな出力電流のもとで動作させる場合には、入口側が低抵抗で出口側が高抵抗となるような、下だるみの抵抗分布にしてやると、飽和開始の出力レベル比 β_0 を数倍大きくすることができ都合がよい。しかし、利得は場合小さくなる。

チャンネルの抵抗値 R_D については、 β_0 が一定値であるから、チャンネルの最大電力損失 $P_m = V_D^2/R_D$ を考えたうえ、できるだけ小さな値にきめたほうが、飽和を考えずにすむので有利である。筆者らの用いているスライドガラス上に蒸着したゲルマニウムの膜については $P_m = 0.04$ W/cm² 程度である。また石川、岩本¹⁶⁾は、スライドガラス上に (Mo+Al₂O₃) 多層膜を作ったものについて $P_m = 0.02$ W/cm² を報告している。動作電圧を 2~3 kV と考えると、抵抗値は上記の例で 50~100 MΩ 位が適当な値となってくる。このとき得られる最大出力電子流は 10μA 程度になる。

3.3 チャンネルの形状

チャンネル形状は、図2に示したような種々のタイプがあるが、たとえば、利得特性に関して同一材料を用い、同一動作電圧を用いたとき、どの形状のものが最も有利かという見方をした場合、これに答えるデータはない。しかし、いくつかの特性については、互いに比較することができる。

イオンフィードバック現象は、直線状チャンネルで起こりやすいので、曲線状チャンネルを使う必要がある。この

場合、チャンネルの曲率半径をどうきめるかという問題は、Evans¹¹⁾がパイプ状チャンネルについて、次式のような関係を与えている。

$$(3R_0d)^{1/2} 10^8 (3R_0d)^{1/2}/L = 0.83 \quad (20)$$

ここで R_0 はチャンネルの曲率半径、 d はパイプの直径、 L はチャンネルの長さである。 d 、 L を与えれば R_0 が求められるが、この R_0 を用いると、真空度 10^{-3} Torr、利得 10^8 の場合でも、利得に対するイオンフィードバックの影響は1%以下におさえられるとしている。

利得特性からすると、筆者らの行なった傾斜電界形チャンネルは、直線状平行平板形チャンネルより利得が大きくなることは、先にも指摘したとおりである。この傾斜電界形は前にも述べた、図20に示すようなトロホ形二次電子増倍管として実際に製作され実験も行なわれており、その特性は図21および図22(a)、(b)に示すようなものである¹⁹⁾²⁰⁾。トロホ形では、長さによる利得の変化がほとんど見られないが、これは G が $\bar{V}_D$ に比例しているため、

$$G\xi \propto Ed \frac{l}{d} \propto V_D \quad (21)$$

となるからである。したがってトロホ形では、チャンネル

図20 トロホ形二次電子増倍管
(左図はトロホ断面を示す)

図21 トロホ形の利得特性

図 22(a) 利得特性

図 22(b) 飽和特性

の長さは設計上、電極構造に都合のよいように選べることになり、かつ、利得は電圧を大きくすれば、いくらでも大きくできることになる。

図中 r は V_d と金属電極に加えた電圧 V_m の比 (V_m/V_d) を表わしており、これは等電位線と、トロホ形ダイノードとの成す角度 θ に関係をもつ量である。図 22(a) は r と利得 M の関係を示したもので、傾斜電界形の場合と同様、 r に対し利得 M は最大値をもつ。図 22(b) は電流飽和特性を示すもので、 r を図 22(a) に矢印で示した 3 点を選んで求めたものである。傾斜電界形の飽和は、チャンネル形と同様、電位分布のもち上りが原因しているが、このもち上りは、まず θ を小さくするという理由で利得を変化させる。 r との関係でいうと、実効的に r を小さくするような変化を生じる。したがって、飽和にともなう動作点の変化は、図 22(a) に示す点線の矢印の方向となる。図 22(b) はこの様子をよく反映している。 $r=0.25$ の場合、利得がピークに達しないのは、電界が弱くなる効果が出始めるためである。なお、図 22(b) でトロホ形では、飽和の始まると考えられる出力レベル比 β_0 の値は 0.1 ぐらいとなり、平行平板形チャンネルの場合よりも小さくなること、および動作点の設定に際しては、利得特性でピークの右側の r の値に選ぶべきことがわかる。

利得の調整を行なう場合、チャンネル形では、電圧 V_d で行なわねばならないが、トロホ形では、金属電極に加えた電圧 V_m の調整でこれができるので、都合のよい場合もあると思われる。

3.4 チャンネル材料

チャンネル材料の選定に当っては、抵抗体としての機能と二次電子放出面としての機能をどう組合せるかという問題とともに、チャンネルの形状、使用状態をもあわせ考える必要がある。

使用状態とは、封止管で用いるか、デマウントブルにするかということ、および出力電流レベルがどの位かということに関係している。封止管で使う場合には、活性化した高い δ をもつ材料、たとえば Sb-Cs などが利用できるが、デマウントブル装置で用いる場合には、たびたび空気にさらしても安定なもので、かつベークの可能なものを選ぶ必要がある。現在までに発表されている研究のほとんどは、デマウントブル装置で行なわれたもので、したがって、それらの材料はこの条件を満たすものとする。出力電流レ

ベルを大きくするには、ダイノード抵抗 R_d を小さくする必要があるが、これには Ge 膜²¹⁾、 $[\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Mo}]$ 多重層膜¹⁶⁾、 $[\text{C-Al}_2\text{O}_3]$ 二重層膜²²⁾などを用いるとよく、いずれも R_d を数十～数百 $\text{M}\Omega$ 程度に作ることが容易である。特殊ガラスそのものをチャンネルに用いたものも外国では製作されているが²³⁾、いまのところ、国内では適当な抵抗値のガラス材料が容易に得難い。高抵抗ガラスチャンネルは一般に R_d が相当高く、低出力電流レベルで高利得のものとして用いられるようである。

次に、チャンネルの形状として、パイプ状とするか、平行平板状とするかで材料に制約を受ける。パイプの場合には PbO 系ガラスなどを水素中で還元して、ガラスの表面抵抗を低下させることができるが²⁴⁾、 R_d が高くなりすぎる難点があるようである。またパイプを用いた場合、その内面に高抵抗層を被覆した例³⁾⁴⁾²⁵⁾²⁶⁾もある。最近、有機半導体を用いた可撓性チャンネル形二次電子増倍管が林、橋本、山元ら²⁷⁾によって報告されている。これはパイプ成形が容易であることはもとより、自由に曲げられるという便利さをもつが、ガラス材料同様、固有抵抗が高いため、低出力高利得のチャンネルとしてはきわめて有力であるが、高出力レベルのものとしては難点があるようである。一方、平行平板形では、平面ガラス板などに高抵抗層二次電子放射面を容易に蒸着で作ることができるので、いろいろの材料が試みられている。たとえば、Ge²¹⁾、 $[\text{Ge-MgO}]$ ²⁸⁾、 $[\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Mo}]$ ²⁹⁾、 $[\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Mo}]$ 多重層膜¹⁶⁾、 $[\text{Ni-Ni Oxide}]$ ³⁰⁾、 $[\text{C-Al}_2\text{O}_3]$ 二重層膜²²⁾などがあげられる。

4. パルス動作

荷電粒子や photon の計数を目的とする分野では、パルス動作が重要となる。ここで問題としなければならない特性は、単発現象に対する出力パルス幅、出力パルス

波高分布, 計数率である。出力パルス幅については, 従来の分割ダイノード形の集束形に比較して, 増倍する電子群の分散を考えると, チャンネル形の場合, その性能が劣ってくるのはやむをえないと考えられる。特にイオンフィードバックの影響が生じやすい直線形では, 出力パルス幅は数 μ s となる。一方, 曲線形では先にも指摘したように, イオンフィードバックの影響がなくなるため, パルス幅は数十~数百 ns まで短くなりうる。図 23(a),

図 23(a) 直線状チャンネルのパルス出力波形⁶⁾
(真空度 4×10^{-6} Torr) ($0.5 \mu\text{s}/\text{div}$, $0.01 \text{ V}/\text{div}$)

図 23(b) 曲線状チャンネルのパルス出力波形⁶⁾
($0.02 \mu\text{s}/\text{div}$, $0.01 \text{ V}/\text{div}$)

図 24(a) パルス波形¹³⁾

図 24(b) パルス波高分布¹³⁾

(b) に, Adams & Manley⁶⁾によって示された出力パルスの波形の様子を示す。

波高分布については Schmidt & Hendee¹³⁾ の詳細な報告がある。印加電圧を変化させた場合のパルス出力波形およびパルス波高分布を, 曲線状パイプチャンネルについて 図 24(a), (b) に示す。図 24(a) の出力波形で, 印加電圧の低い a は未飽和動作領域に相当するもので, パルス波形はクリッピングを受けておらず, 対応する波高分布にピークは見られない。b の場合, 平均利得は 2×10^7 で, 飽和の開始を示し, わずかなクリッピングがパルス波形に見られる。このときの波高分布には明瞭なピークは見られないが, そのきざしが見られる。c の場合は完全な飽和動作に入っており, パルス波形にはクリッピングが見られ, 波高分布はすどいピークをもち, 出力パルス高が非常によくそろっている。一方, 豊田ら³¹⁾ の報告によると, さらに高い印加電圧のもとでは, 曲線状チャンネルにおいても局部的なイオンフィードバックを生じ, 波高分布が広がってくることを示されている。なお, Schmidt & Hendee¹³⁾ は, このような飽和現象は空間電荷効果によると述べている。

チャンネルの絶対計数効率については, 被検出粒子とチャンネルの結合部分の効率が明らかにならないと, 十分な検討はできないわけであるが, Evans¹¹⁾ は ^{35}S からの β 線の検出について, チャンネル端での β 線による δ が 0.35, 系全体の計数効率が約 25% となるので, チャンネルの絶対計数効率としては約 75% 程度になるとしている。結合部分の効率も含めた計数効率の測定に関する報告には, Egidi ら³²⁾ によるプロトン, 電子, Johnson³³⁾, Adams³⁴⁾ による真空紫外および X 線に関するものがあり, 大辻³⁵⁾, Barrous³⁶⁾ は種々の荷電粒子に対する相対計数効率の測定を行なっている。なお, 最高の計数率は, チャンネルの全抵抗によってきまってくるが, その値は現在のところ約 10^5 pulse/sec 程度であることが Adams⁶⁾ らにより指摘されている。

5. 応 用

先に指摘したように, チャンネル形二次電子増倍管は小形, 軽量, かつ取扱いが簡単で, しかも高利得であるという特長をもつので, 種々の分野でその応用が試みられている。

チャンネルを用いた荷電粒子検出器は, ロケットあるいは人工衛星に搭載し, 超高層あるいは宇宙空間の低エネルギー荷電粒子の検出, 分析に应用されている^{37)~41)}。一方, 放射線計測の分野では, Kaiser ら⁴²⁾ による熱中性子の検出への応用が報告されている。その他 He や H_2O 分子流の検出⁴³⁾ やプラズマ測定⁴⁴⁾ への応用なども考えら

れている。荷電粒子の検出と並んで、X線および紫外線の検出にも広い応用分野を開きつつある³⁴⁾⁴⁵⁾⁴⁶⁾。

チャンネルを光電面と組合せて可視光の検出器とした例は、Bendix社の製品⁴⁷⁾および豊田ら⁴⁸⁾の報告に見られる。豊田らの場合、光電面は有効面積 7 mm^2 のSb-Cs光電面を用い、チャンネルには内壁に高抵抗体を設けた、内径 1 mm 、曲率半径 1 cm のスパイラル状のガラスパイプを使っている。チャンネルの利得は $10^7 \sim 10^8$ なので、デスクリミネーターレベルを利得で 5×10^5 に設定すれば、99%のパルスが計数できるとしている。照度に対する直線性も、ほぼ満足できるようであるが、波長感度特性についての詳細な報告はない。

以上の応用例で特に注意を要する点は、被検出体のチャンネル入射端での入射効率である。照射位置はチャンネル全長に対して充分短い区間におさめなければならない。光電子の入射効率の研究は、Адамович⁴⁹⁾、Burroughs⁵⁰⁾および筆者ら⁹⁾により行なわれており、その結果は光電子増倍管、映像増倍管の設計の際、参考になると考える。

映像処理関係への応用としては、Wileyら⁴⁾の可視像の増倍管、Adams, GuestのX線像増倍変換管³⁴⁾⁵¹⁾、TurnerらのField-ion Microscope⁵²⁾への応用研究がある。Wileyらは $0.1\text{ mm}\phi$ のキャピラリーを5,000本束ねたものを光陰極と螢光面の間に置き、イメージインテンシファイヤーを作っており、 4 line pairs/mm の解像度を得ている。Adamsは $0.2\text{ mm}\phi$ のキャピラリーを束ねた $10\text{ cm}\phi$ のチャンネルプレートを作り、X線像の観測に用いている。Guestも同様のプレートを作製しているが、キャピラリーの径は $40\text{ }\mu\text{m}$ で、厚さは 2.4 mm である。TurnerはGuestのチャンネルプレートをField-ion Microscopeに應用しており、光利得として 10^4 程度を得ている。

特殊な応用例としては、山田ら⁵³⁾による熱電子源とチャンネルを組合せ真空管に封じた、ランダムパルス発生管がある。

以上、応用例について概観したわけであるが、最後にチャンネルの疲労の問題にふれておく。これに関してはEgidi³²⁾、Smith⁵⁴⁾、Frank⁵⁵⁾、Timothy⁵⁶⁾、石川¹⁶⁾らの報告があり、その原因として、チャンネルの温度上昇、よごれ、ガス吸着などをあげている。

6. む す び

チャンネル形二次電子増倍管は、古くからある分割ダイノード形二次電子増倍管にくらべ、歴史はごく短いにもかかわらず、そのもつ特長が大きく評価され、広範囲にわたり応用分野を開きつつあるが、チャンネル材料と構成に関しては、その具備しなければならない条件が、分割

ダイノード形にくらべてやや複雑、かつ製造も困難なので、まだ確定的、標準的なものは見出されていないのが現状である。しかし、チャンネル形のもつ特徴を最も発揮できるものとしては、高抵抗ガラス材料、半導体プラスチック、あるいはそれに準ずるものであろうということは、誰もが認めていることであり、今後この方面での研究開発が望まれる。

チャンネルによる増倍の定常状態での動作に関しては、2章の動作特性でだいたい明らかにされたようであるが、単発現象に対するパルス波形の遅延と分散については、少しの実験例を除き、理論的にはまだ手がつけられていない状態である。また飽和現象にしても、空間電荷効果を考慮した場合の利得計算は行なわれておらず、したがって、設計に当たってどのような評価を加えればよいかわからない。これらは今後の重要な研究として活発に取り上げられるべき問題であろう。

最後に、本報告をまとめるに当たって感じたことを一言付記しておく。それは、いろいろの人達の研究報告を見るにつけ、それらを同じ土俵にのせて検討することの困難さである。たとえば、チャンネルの長さ、抵抗値、使用電圧などが皆まちまちのため、相互の比較評価が不可能になっている。筆者らは、抵抗値に関しては β を用い、特性に関しては F -特性あるいは F_c を用いることにより、長さ、使用電圧の相異を克服して、一応定常状態に関しては種々のチャンネル間での比較ができることを示した。今後、パルス動作についても、その本質的な特性や性能を表わす適当なパラメーターを使って、チャンネル形二次電子増倍管の設計、評価が行なえるようになり、研究開発が積極的に促進されることを望む次第である。

(昭和44年12月3日受付)

〔参 考 文 献〕

- 1) L.G. Smith: Magnetic electron multiplier for detection of positive ions, Rev. Sci. Instrum., **32**, 3 (1961) 166-170
- 2) G.W. Goodrich, W.C. Wiley: Resistance strip magnetic electron multiplier, Rev. Sci. Instrum., **32**, 7 (1961) 846-849
- 3) G.W. Goodrich, W.C. Wiley: Continuous channel electron multiplier, Rev. Sci. Instrum., **33** (1962) 761-762
- 4) W.C. Wiley, G.F. Hendee: Electron multipliers utilizing continuous strip surfaces, IRE Trans., **NS-9**, 3 (1962) 103-106
- 5) 吉田重知・水野雄司: パイプ状電子増倍管, 応物, **34**, 11 (1965) 807-812
- 6) J. Adams, B.W. Manley: The mechanism of channel electron multiplication, IEEE Trans., **NS-13** (1966) 88-99
- 7) H. Bruining: Physics and applications of secondary electron emission, Pergamon Press (1954) 78-81, 100-104
- 8) 大庭弘一郎, 前田晴雄: チャンネル二次電子増倍管の研究(1)—平行平板型の動作理論, 信学会電子装置研究会資料, ED 68-53 (1969. 3)
- 9) 大庭弘一郎, 前田晴雄: チャンネル二次電子増倍管の研究(3)—有限長チャンネルの入射端効果, 信学会電子装置研究会資料, ED 69-13 (1969. 8)

- 10) А. М. Якобсон: Оденка Коэффициента Умножения Вторично-Электронного Умножителя (Мультипликатора) С Непрерывным Динодом, Радиотехника И Электроника, 11, 10 (1966) 1813-1825
- 11) D.S. Evans: Low energy charged particle detection using the continuous channel electron multiplier, Rev. Sci. Instrum., 36, 3 (1965) 375-382
- 12) D.A. Bryant, A.D. Johnston: Gain of channel multiplier, Rev. Sci. Instrum., 36 (1965) 1662
- 13) K.C. Schmidt, C.F. Hendee: Continuous channel electron multiplier operated in the pulse saturated mode, IEEE Trans., NS-13 (1966) 100-111
- 14) 小沼忠, 山田準: 磁場を用いない平行平板型二次電子増倍管, 真空, 12, 4 (1969) 130-134
- 15) 大庭弘一郎, 前田晴雄: チャンネル二次電子増倍管の研究(2) — 傾斜電界型の動作理論, 信学会電子装置研究会資料, ED 69-10 (1969. 6)
- 16) 石川和雄, 岩本猛弘: 平行平板型チャンネル二次電子増倍管, 応物, 38, 6 (1969) 546-554
- 17) G.W. Goodrich: Electron multiplier having an inclined field, U.S. Patent No. 3,235,765
- 18) C.E.F. Misso, J.Z. Karpinski: New developments in radiation detectors and electron multipliers, IEEE Trans., NS-11 (1964) 72-75
- 19) 大庭弘一郎: トロホタイプ二次電子増倍管, 信学全大予, 585 (1968)
- 20) 大庭弘一郎: トロホタイプ二次電子増倍管 II, 昭44年電気四学会連大予, 1747
- 21) 大庭弘一郎, 春名勝次: 平行平板ダイノドを用いた二次電子増倍管, 昭43年電気四学会連大予, 1497
- 22) M. Kanayama, T. Konno, S. Kiyono: C-Al parallel plate dynode electron multiplier, Rev. Sci. Instrum., 40, 1 (1969) 129-132
- 23) Г. А. Чуйко, А. М. Якобсон: Основные Характеристики Высоковольного Стекла Как Материала Для Вторично-Электронных Умножителей С Непрерывным Динодом, Радиотехника И Электроника, 11, 9 (1966) 1682-1686
- 24) 西岡直: チャンネル二次電子増倍管, 真空, 11, 3 (1968) 86-87
- 25) 豊田実, 松本治弥, 山口幸郎, 藤谷国治: 固体チャンネル形二次電子増倍管, 昭43年電気四学会連大予, 1498
- 26) 豊田実, 松本治弥, 山口幸郎, 藤谷国治: 薄膜チャンネル形二次電子増倍管, 昭43年電気四学会連大予, 1499
- 27) 林友直, 橋本正之, 山元一正: 可搬性チャンネル型二次電子増倍管, 質量分析, 17, 2 (1969) 639-641
- 28) 山田準, 細野均, 小沼忠, 武田朴, 小林寛: 静電平行板型二次電子増倍管とその特性, 信学全大予, 584 (1968)
- 29) C.A. Spindt, K.R. Shoulders: Stable, distributed-dynode electron multiplier, Rev. Sci. Instrum., 36, 6 (1965) 775-779
- 30) 大庭弘一郎: 平行平板ダイノドを用いた二次電子増倍管, 信学全大予, 468 (1966)
- 31) 豊田実, 松本治弥, 竹村慎男, 藤谷国治, 和田康: 試作曲線チャンネル形二次電子増倍管の諸特性, 昭44年電気四学会連大予, 1748
- 32) A. Egidi, R. Marconero, G. Pizzella, F. Sperli: Channeltron fatigue and efficiency for protons and electrons, Rev. Sci. Instrum., 40, 1 (1969) 88-91
- 33) M.C. Johnson: A secondary standard vacuum ultraviolet detector, Rev. Sci. Instrum., 40, 2 (1969) 311-315
- 34) J. Adams, B.W. Manley: The channel electron multiplier, a new radiation detector, Philips Tech. Rev., 28 (1967) 156-161
- 35) 大辻友雄: チャンネル型二次電子増倍管によるイオン検出, 真空関係協会連合講演会予稿 (1968) 29-39
- 36) C.F. Burrous, A.T. Lieber, V.T. Zaviantsef: Detection efficiency of a continuous channel electron multiplier for positive ions, Rev. Sci. Instrum., 38, 10 (1967) 1477-1481
- 37) M.F. Shea, G.B. Shook, J.B. Reagan, L.F. Smith, T.C. Sanders: Channel multiplier instrumentation for the measurement of low energy auroral particle, IEEE Trans., NS-14, 1 (1967) 96-102
- 38) D.L. Lind, M. McIlwraith: Plasma electron detection using a open electron multiplier, IEEE Trans., NS-13 (1966) 511-514
- 39) Donald J. Williams: The small scientific satellite (S³) program and its first payload, IEEE Trans. NS-16, 1 (1969) 322-335
- 40) R.D. Reed, E.G. Shelley, J.C. Bakke, T.C. Sanders, J.D. McDaniel: A low-energy channel multiplier spectrometer for ATS-E, IEEE Trans., NS-16, 1 (1969) 359-370
- 41) D.S. Evans: Low energy charged particle detection using the continuous channel electron multiplier, IEEE Trans., NS-12 (1965) 34-38
- 42) W.C. Kaiser, W.W. Managan, T.A. Mayer: The channel electron multiplier as an alpha detector, IEEE Trans., NS-15, 1 (1968) 498-502
- 43) Denis P. Donnelly, John C. Pearl, Richard A. Heppner, Jens C. Zorn: Detection of metastable atoms and molecules with continuous channel electron multiplier, Rev. Sci. Instrum., 40 (1969) 1242
- 44) 小沼忠, 山田準, 奥田正敬, 小林寛: 試作二次電子増倍管とその特性, 昭43年電気四学会連大予, 1500
- 45) J. Adams: X-ray detection by channel electron multipliers, Advance in electronics and electron physics, 22 A (1966) 139-152
- 46) T.A. Somer, P.W. Graves: Spiraltron matrices as windowless photon detectors, IEEE Trans., NS-16, 1 (1969) 376-380
- 47) Bendix Catalog: Channeltron photon counter tube
- 48) 豊田実, 松本治弥, 竹村慎男, 藤谷国治, 和田康: 試作チャンネル形光電子増倍管の特性, 昭44年電気四学会連大予, 1749
- 49) М. Ф. Адамович, Н. Ф. Андриужин, В. П. Вулатов, П. К. Ожепков: Коэффициент Собираения Фотоэлектронов В Канальном Электронном Умножителе, Приборы И Техника Эксперимента, No. 2 (1968) 129-133
- 50) E.G. Burroughs: Collection efficiency of continuous dynode electron multiple arrays, Rev. Sci. Instrum., 40, 1 (1969) 35-37
- 51) A. Guest, R.T. Holmshaw, B.W. Manley: Channel multiplier plates for imaging applications, Mullard Tech. Comm., 97 (1969) 210-216
- 52) P.J. Turner, P. Cartwright, M.J. Southon, A. van Oostrom, B.W. Manley: Use of a channelled image intensifier in the field-ion microscope, J. Sci. Instrum. (J. Phys. E.), Series 2, 2, (1969) 731-733
- 53) 山田準, 新村昇, 山本暎正, 小林寛: 平行平板チャンネル型二次電子増倍管を用いた Random 信号発生管, 第7回計測自動制御学会会予稿, 638 (昭43. 9)
- 54) D.G. Smith: Gain variation in some channel multipliers, J. Sci. Instrum., 43 (1966) 270-271
- 55) L.A. Frank, N.K. Henderson, R.L. Swisher: Degradation of continuous-channel electron multipliers in a laboratory operating environment, Rev. Sci. Instrum., 40, 5 (1969) 685-689
- 56) A.F. Timothy, J.G. Timothy: Ultra high vacuum fatigue effects in channel electron multipliers, J. Sci. Instrum., (J. Phys. E.) Series 2, 2 (1969) 825-828