

## はじめに

ここでは、かつて陽子リニアックの高周波源で最も重要視されていた電子管増巾器について述べている。本来、高周波源と言う場合は高周波源全体のシステムを指すものと思われる。このシステムは主発振器に始まり、加速空洞の入口に到るまで、多岐多様な機器で構成されている。これらの機器全てが、何れも欠くことなく重要なものであるが、実際的な重要さとなると、やはり大電力パルス電源と大電力高周波増巾器になる。このパルス電源については、今までに研究論文だけでなく解説的なレポートも、数多く本研究や東大原子核研究から出版されており、実際的な電源を知るにしても不自由することはないと思われる。高周波増巾器については、近年の陽子加速器も使用周波数を上げて、クライストロンを使おうとするのが主流である。従って、クライストロンについてが講義テーマとしてふさわしい訳であるが、昨年のOHOで福田茂樹氏が講義したところである。一方、電子管増巾器は既に過去のものとなりつつあり、供給にも不安のある状況である。しかし、現稼働中の陽子リニアックが全てこの電子管増巾器で動いている。また、電子管増巾器で得る知識は、高周波技術はもとより、ビームと空洞との相互作用全般に通じるところも多いと思われる。このようなことからここでは電子管増巾器を取り上げることにした。

## 第1章 電子ビームと高周波電場との相互作用

電子管内を走行する電子と空洞などの外部回路とのエネルギー授受は、全て間隙 (gap) を介して行われる。走行する電子から見えるのは、間隙内の電場のみであり、その電場によって運動が支配される。一方、外部から見れば、間隙を走行する電子ビームの流れのみが意味を持つものとなる。

### 1.1 誘導電流

低い周波数では、電極に電子が到達して始めて外部回路に電流が流れるとしても、この間の位相が無視出来るので、何んら考え方に支障をきたすものではない。しかし、実際には、周波数にかかわらず、電極間に未だ電子が走行している間も、電極を通して外部回路に

電流が流れている。

ここで、図1で示す様な間隙  $d$  を持ち、インピータンスを持たない線で結ばれた2枚の平行板があるとし、この間隙に一律な分布でその全電荷が  $-q$  である電荷シートが、平板  $a$  から  $b$  へ速度  $v$  で運動している場合を考える。今、この電荷シートが平板  $a$  から  $x$  の距離にある時、両平板にはそれぞれ正の電荷が誘導され、平板との間に電場ができる。平板  $a, b$  の電位を  $V_a, V_b$  とすると、次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} V_b - V_a &= 0 \\ &= -\int_0^d E_x dx \\ &= -E_{x1}x - E_{x2}(d-x) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_a + q_b &= q \\ \epsilon_0 E_{x1} &= q_a \\ \epsilon_0 (-E_{x2}) &= q_b \end{aligned}$$

これらの関係から、それぞれの平板に誘導される電荷は、

$$\begin{aligned} q_a &= q \frac{d-x}{d} \\ q_b &= q \frac{x}{d} \end{aligned}$$

となる。今、この電荷シートが  $v$  で動いているため、それぞれの誘導電荷  $q_a, q_b$  はともに時間的に変化し、その結果として、外部回路に電流が流れることになる。その大きさは、

$$I_a = \frac{dq_a}{dt} = -q \frac{1}{d} \frac{dx}{dt} = -\frac{q}{d} v$$

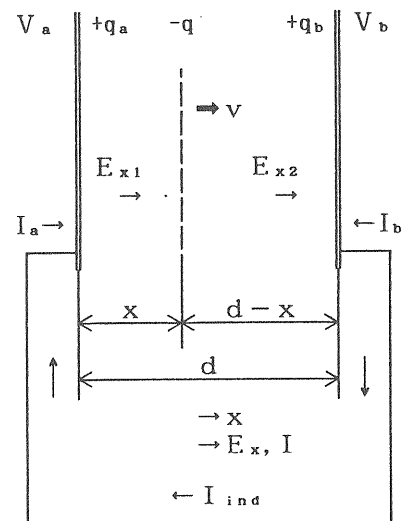


図1 間隙内を走行する電荷  $-q$  による誘導電流

$$I_b = \frac{dq_b}{dt} = \frac{q}{d} v$$

となる。符号が異なるのは、一方の平板(a)から電流が流れ出し、他方(b)に流れ込むことを示している。この電流  $I_a$  が誘導電流と言われるものであり、電子の運動による電流と、外部回路を流れる電流とを関連づける上で重要なものとなる。尚、電流の方向は、間隙内に於ては電荷の運動方向に、外部回路に於ては平板 b (陽極) から平板 a (グリッド) に向う方向に取っている。従って、電子の場合は全て逆になり、負の電流となる。

この誘導電流の一般形は、任意の形状をもつ電極に対して  $\psi$  を二電極間の電位差、電荷  $q$  が  $\bar{u}$  の速度をもつとき、

$$I_{ind} = -q \frac{\bar{E}}{\psi} \cdot \bar{u}$$

と与えられる。また多数の電荷の場合には、電荷密度を  $\rho$  として次の様になる。

$$\begin{aligned} I_{ind} &= -\int_V \rho \frac{\bar{E}}{\psi} \cdot \bar{u} dv \\ &= -\int_V \bar{J} \cdot \frac{\bar{E}}{\psi} dv \end{aligned} \quad (1)$$

ここで  $\bar{J}$  は電流密度である。

## 1.2 全電流

全電流 (total current) とは、変位電流と伝導電流の和を表し、空間及び導体に於ても、その概念が適応される。伝導電流は、電荷移動による電流で空間では、対流電流と呼ばれる。又、導体内では変位電流は無視され、伝導電流のみとなる。

電流密度と電荷密度の関係は連続の方程式で、

$$\nabla \cdot \bar{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

と表わされる。ここで  $\bar{J} = \rho \bar{u}$  であり、(2)式は電荷の運動に対して粒子数の保存則を与えるものである。発散の定理は

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \bar{E} = \rho$$

で与えられ、これを時間微分して(1)式に代入すると、次の式が得られる。

$$\nabla \cdot \left( \epsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{J} \right) = 0$$

この式は、変位電流密度と伝導電流密度の和の発散が零であることを示している。即ち、任意の閉曲面を出入りする全電流の総和は零で、入って来た電流があれば、必ずその値と等しい電流が出ていかなければならない。

この式を今まで考えてきた平行平板に対して 1 次元で表現するならば、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ i(x \cdot t) + A \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial x} E(x \cdot t) \right] = 0$$

となる。ここで  $A$  は平板の面積である。また全電流  $I(t)$  を用いるならば、

$$I(t) = i(x \cdot t) + A \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \quad (3)$$

と表わされ、この  $I(t)$  が  $x$  に関係せず、時間だけの関数であることが示される。

ここで、全電流の概念を前項の平行平板内を移動する電荷に対して適応してみることにする。

図 1 に於て、2 枚の平板をグリッド (a, b) に置き換えて、速度  $v$  の電荷シート ( $-q$ ) が、グリッド a に入射されて、グリッド b を過ぎ去るまでの間について考えてみる。この時、外部回路には、電荷がグリッド a を横切った時間から、グリッド b を通過するまでの間、 $-q v/d$  の誘導電流が流れている。また電荷シートの左右の空間では、電場の時間変化にともなう変位電流が流れており、次のことから電荷シート以外の全空間で同じ値であることが分かる。

$$\begin{aligned} I_{dis} &= \int \epsilon_0 \frac{\partial E_{x1}}{\partial t} ds \\ &= \frac{\partial}{\partial t} q_a \\ &= \int \epsilon_0 \frac{\partial E_{x2}}{\partial t} ds \\ &= \frac{\partial}{\partial t} (-q_b) \\ &= I_{ind} \end{aligned}$$

次に空間の任意の面  $x$  を電荷が通過する時の電束 ( $= \int \epsilon_0 E_x ds$ ) の変化を考える。シートが時間  $\Delta t$  の間に距離  $\Delta x$  だけ移動するとする。最初シートが  $x - \Delta x/2$  の位置のとき、 $x$  面を切る電束は  $q_b (x = x - \Delta x/2)$  であり、シートが  $x$  面を横切って  $x + \Delta x/2$  にあるときの電束は  $q_a (x = x + \Delta x/2)$  となる。

従って、その電束変化は方向が逆転することを考慮すると、

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= q_a + q_b \\ &= q \frac{d - x - \Delta x/2}{d} + q \frac{x - \Delta x/2}{d} \\ &= q \left( 1 - \frac{\Delta x}{d} \right) \end{aligned}$$

となり、変位電流は、

$$I_{dis} = \frac{d\phi}{dt}$$

$$= \frac{q}{dt} - \frac{q}{d} v$$

となる。一方、この間の対流電流  $I_{con}$  は  $-q/dt$  であるので、変位電流と対流電流との和をとると、

$$I_{dis} + I_{con} = -\frac{q}{d} v$$

となる。これらの関係は、図2で示される。

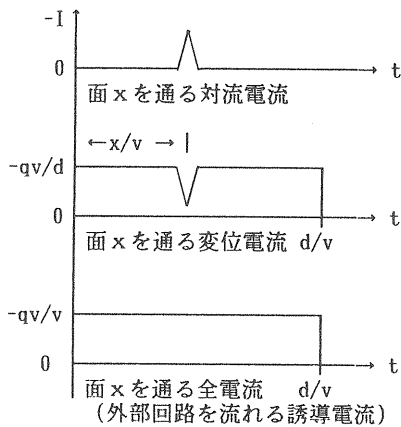


図2 間隙内の任意面 x に於ける対流電流，変位電流，全電流，及び外部回路を流れる誘導電流

この様に、間隙内に一様に分布せず、1ヶ所に集中する様な電子の運動に対する誘導電流を考える場合、全電流と言う概念が非常に有効であった。更にこの電流について考えてみる。

### 1.3 間隙の等価回路

ここで、全電流を表わす(3)式を間隙内で空間平均する。

$$\frac{1}{d} \int_0^d I(t) dx = I_t(t)$$

$$= \frac{1}{d} \int_0^d i(x, t) dx + \frac{A\epsilon_0}{d} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d E_x(x, t) dx$$

$$= \langle i(t) \rangle - C \frac{\partial V(t)}{\partial t}$$

$$\langle i(t) \rangle = I_t(t) + C \frac{\partial V(t)}{\partial t}$$

この結果、時間だけの関数となるため、これらの関係が図3の等価回路で表わすことが出来る。この図から対流電流の間隙に於ける空間平均値と間隙に流れる変位電流とを加えた値が全電流であり、この全電流が外部回路へ流れだす誘導電流を与えている。

ここで注意することは、この全電流は外部からの充

電電流も含まれるので、この場合は、全電流からこの充電電流を差し引いた値が誘導電流になる。また図3で、Cを流れる電流が負となるのは間隙電圧  $V(t)$  を同図で示す方向に取っているためである。

例えば図4のように外部回路にインダクタンス  $L = \frac{1}{\omega^2 C}$  と抵抗  $R$  がつながれており、この共振周波数がビーム電流の変調周波数と一致している場合を考える。且し、ここでは  $R$  が十分小さく、ビームの速度に変化を与えないものとする。ここでの全電流  $I_t$  には、 $L$  の共振電流とビームによる誘導電流が流れている。この誘導電流には直流電流成分と周波数  $\omega$  の高周波成分 ( $\omega$  成分) とがあり、その内の直流成分は直流抵抗を持たない  $L$  をただ流れるだけで電圧  $V_\omega$  への寄与は全くない。

$\omega$  成分は  $L$  と  $C$  の合成リアクタンスが零なので全て

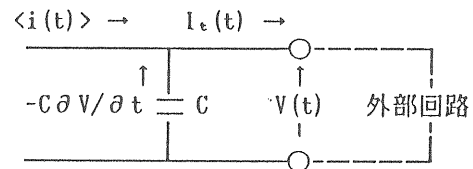


図3 間隙の外からみた等価回路

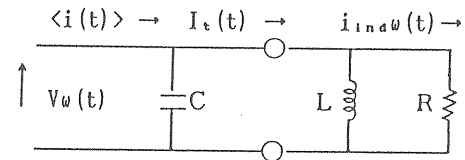


図4 外部回路に  $C$  と共振する  $L$  と負荷  $R$  を接続した場合の等価回路

$R$  に流れ、この電流、即ち誘導電流の  $\omega$  成分が電圧  $V_\omega$  を生じさせている。通常の高周波電力増巾器の場合もその外部回路は等価的な  $LC$  の並列回路が用いられる。この場合をエネルギーの授受の立場で考えると、 $\omega$  成分以外の成分である直流や高周波は意味を持たないものとなる。このため、対流電流や全電流、また誘導電流などを表わす場合は、 $\omega$  成分の振巾のみを用いることになる。

図4を  $\omega$  成分だけで表わすと図5のようになり、これが通常用いられる間隙に於けるビームと外部回路の等価回路である。且し、ビーム自身の運動を考える時は本来ある全成分をそのまま含めておかねばならない。図で示される  $i_\omega$  は

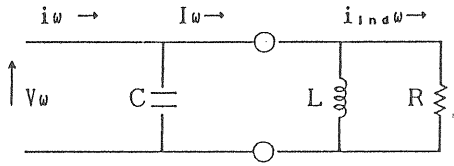


図5 基本波 ( $\omega$ ) 成分による等価回路,  $i_\omega$ ,  $I_\omega$  はそれぞれ  $\langle i(t) \rangle$ ,  $I_t(t)$  の  $\omega$  成分の振巾を示す

$$i_\omega = \frac{1}{d} \int_0^d i_\omega(x) dx$$

であって、対流電流の  $\omega$  成分についての間隙内空間平均を表わし、一般的に駆動電流 (driving current) と呼ばれるもので、等価回路上、最も主要なパラメータとなる。

更に、これ以降の節で取り扱う小信号解析での駆動電流、全電流、誘導電流等の相互関係をここで述べておく。

小信号として取り扱う場合、入射するビームの密度変調が小さいとして、間隙内の電荷密度は一様であるとして取り扱う。この場合、最初の例で述べた集中電荷の運動とは異なり、ビームの走行による間隙内の変位電流はなくなり、間隙内の電流は、もし間隙電圧による2次的効果を考えないとすると、対流電流と外部回路からの充電による変位電流のみとなる。又、間隙内が一様な電荷密度であると言うことは、ある瞬間の間隙内は直流ビームが走行しているようなもので、前節で導入した誘導電流の概念とは結びつきにくいものとなる。むしろ、この場合の誘導電流は対流電流による磁場によって壁面に流れる表面電流で、一般に言われる壁面電流 (wall current) の概念である。またここでの高周波と言う意味は、これらの電流が単に時間的に変化していると言うことにすぎない。

[補足-1]

これまでそれぞれ説明に用いた例は、取り扱いが簡単になるように特別な場合についてであった。しかし、そのことがかえって誘導電流と対流電流、変位電流などの関係、また全電流と間隙容量の充電電流との関係などをまとまりの悪いものとし、解りにくくしている面がある。そこで、より一般的な場合について、今までのことを整理しながら説明することにする。

まず、全電流とは、空間に於ては対流電流と変位電流の和であり、場所によらず一定である。また、この変位電流には外部から電極に加えられる電圧によって空間に流れるものと、空間の電荷分布が一様でないた

めに生ずるものとの2つがある。ここでは、前者を充電変位電流、後者を空間電荷変位電流と呼ぶことにする。

$$\boxed{\text{空間の全電流}} = \boxed{\text{対流電流}} + \boxed{\text{充電変位電流}} + \boxed{\text{空間電荷変位電流}} \quad (1)$$

空間電荷によって空間の電場が一様でない場合の空間電位分布  $V(x)$  を図で示すと、図-補のようになる。

この図で  $V(x)$  を一様電場を与える  $v_{ex}$  とそうでない  $v_{sp}$  とに分ける。(この様に2つの電圧に分けることは、変位電流を(1)式のように分けることに対応している。)  $v_{ex}$  は空間に電荷があるなしに係わらず、外から加えられる電圧によるもので、 $v_{ex}(x=d) = V(d)$  が時間的に変化している。一方、 $v_{sp}$  は空間に分布する電荷による電位で、入射する電荷によって時間的に変化するが、 $x=0$  と  $x=d$  の両端は常に零である。間隙空間がこのような電位分布で、対流電流が  $S\rho u$  の時、全電流  $I_t$  は次のようになる。

$$I_t = S\rho u + \epsilon_0 S \frac{\partial}{\partial t} E(x, t)$$

$$E(x, t) = - \frac{\partial V(x)}{\partial x} = - \frac{\partial v_{ex}}{\partial x} - \frac{\partial v_{sp}}{\partial x}$$

従って、

$$I_t = S\rho u - \epsilon_0 S \frac{\partial^2 v_{ex}}{\partial t \partial x} - \epsilon_0 S \frac{\partial^2 v_{sp}}{\partial t \partial x} \quad (2)$$

また、図-補より  $v_{ex} = V(d) x/d$  なので(2)式は

$$I_t = S\rho u - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial V(d)}{\partial t} - \epsilon_0 S \frac{\partial^2 v_{sp}}{\partial t \partial x} \quad (3)$$

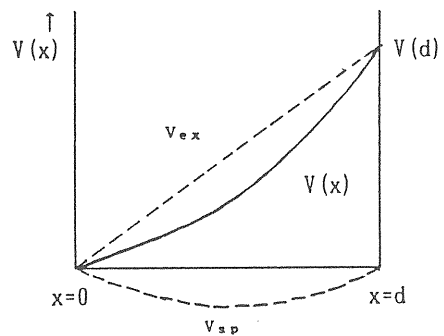


図-補 間隙空間の電圧分布  $V(x)$   
 $v_{ex}$ : 外部回路による電圧  
 $v_{sp}$ : 空間電荷による電圧

と書き改められる。この(3)式が(1)式で示すそれぞれの項に対応するものである。

次に、外部回路を流れる電流について考える。回路を流れる全電流は全て伝導電流であるが、この伝導電流は間隙から流れ出す誘導電流と間隙容量を充放電させる充電電流とに分けられる。

$$\boxed{\text{回路の全電流}} = \boxed{\text{誘導電流}} + \boxed{\text{充電電流}} \quad (4)$$

この充電電流は間隙容量を  $\epsilon_0 S/d$ 、間隙電圧を  $V(d)$  とすると、 $(\epsilon_0 S/d) \partial V(d)/\partial t$  となる。また、回路の全電流を  $I_{tex}$ 、誘導電流を  $i_{ind}$  で表わすと、(4)式は次式の如くなる。(電流と電圧の向きは本文の図3を参照。)

$$I_{tex} = i_{ind} - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial V(d)}{\partial t} \quad (5)$$

ここまでそれぞれ別々に考えてきた空間の全電流と回路の全電流は連続したものでなければならない。即ち、全電流は場所によらず一定なので、(3)式と(5)式の左辺が等しくなり、次式を得る。

$$i_{ind} - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial V(d)}{\partial t} = S \rho u - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial V(d)}{\partial t} - \epsilon_0 S \frac{\partial^2 v_{sp}}{\partial t \partial x}$$

よって

$$i_{ind} = S \rho u - \epsilon_0 S \frac{\partial^2 v_{sp}}{\partial t \partial x} = i_{con} - i_{spdis} \quad (6)$$

となる。即ち、「外部回路を流れる誘導電流は、空間を流れる対流電流と空間電荷の時間的変化による変位電流との和に等しい」。この(6)式は外部回路と間隙内の任意の点との対応を与えるものである。

次に、間隙内の全電流を与える(3)式に戻って、この電流を間隙の外から見える量とするために空間平均を行う。(3)式の両辺に  $1/d$  を掛けて、それぞれの項について積分する。

$$\begin{aligned} \frac{1}{d} \int_0^d dx I_t &= I_t \\ \frac{S}{d} \int_0^d dx \rho u &\equiv \langle i \rangle \\ - \frac{\epsilon_0 S}{d^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d dx V(d) &= - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial V(d)}{\partial t} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d dx \frac{\partial v_{sp}}{\partial x} &= - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial}{\partial t} v_{sp} \Big|_0^d \\ &= 0 \end{aligned}$$

従って、間隙の外から見る空間の全電流は

$$I_t = \langle i \rangle - \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{\partial V(d)}{\partial t} = 0$$

となる。この式で与えられる全電流は外部回路を流れる全電流(5)式と等しくなければならないので、

$$i_{ind} = \langle i \rangle = \left( \frac{\epsilon_0 S}{d} \int_0^d \rho u dx \right) \quad (7)$$

となる。即ち、「外部回路を流れる誘導電流は対流電流の間隙内空間平均値である」。この(7)式は外部回路上での対応関係である。

ここで得られた(6)式、(7)式は本文中で得られたものと全く一致したもので、それ自身混乱するものではないが、全電流と言う場合には、それぞれの式の両辺に間隙容量を充放電する電流、または間隙内を流れる変位電流として加えられている。しかしながら、この電流はビームの通過する間隙と外部回路との相互作用には直接関連のないものである。また、本文中に対流電流の基本波成分を空間平均したものを駆動電流( $i_\omega$ )と定義しているが、この電流  $i_\omega$  は(7)式から分かるように、誘導電流の基本波成分と同じものである。

#### 1.4 ビーム結合係数

いま、入射するビームは周波数  $\omega$  の密度変調のみを有し、ビーム速度は一定で、しかも間隙電圧に比べ十分に高い電圧で加速されているとする。

$$\left. \begin{aligned} i(0, t) &= -I_b + i_\omega \sin \omega t \\ v(0, t) &= v_0 \end{aligned} \right] \quad (4)$$

間隙入口  $x=0$  で入射したビーム電流の位相が丁度(4)式であったとすると、 $x=x$  でのビーム電流は

$$i(x, t) = -I_b + i_\omega \sin \omega \left( t - \frac{x}{v_0} \right) \quad (5)$$

と表わされる。一方、誘導電流は、(1)式の一般形から導びかれ、この式に上式(5)を代入し、計算すると以下となる。

$$\begin{aligned} I_{ind} &= \frac{1}{d} \int_0^d i(x, t) dx \\ &= -I_b + i_\omega \frac{1}{d} \frac{v_0}{\omega} \left[ \cos \omega \left( t - \frac{d}{v_0} \right) - \cos \omega t \right] \end{aligned}$$

$$= -I_b + i_\omega \frac{2v_0}{d\omega} \sin \frac{\omega d}{2v_0} \sin \left( \omega t - \frac{\omega d}{2v_0} \right)$$

ここで間隙  $d$  の走行時間を  $T = d/v_0$ , 走行角を  $\theta = \omega d/v_0$  とおくと次式になる。

$$I_{ind} = -I_b + i_\omega \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}} \sin \omega \left( t - \frac{T}{2} \right)$$

ここで,  $\frac{\sin(\theta/2)}{\theta/2} \equiv M$

とおくと, 結局,  $I_{ind}$  は

$$I_{ind} = -I_b + M i_\omega \sin \omega \left( t - \frac{T}{2} \right) \quad (6)$$

となる。ここで用いた  $M$  は, ビーム結合係数 (beam-coupling coefficient), または間隙係数 (gap coefficient) と呼ばれるものである。この  $M$  を走行角  $\theta$  の関数で図示すると図6のようになる。

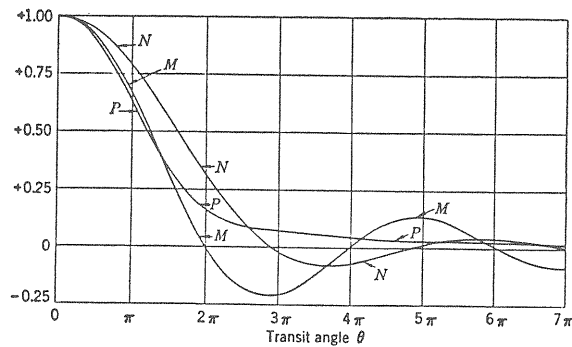


図6 走行角  $\theta$  を関数とするビーム結合係数  $M$ , ビーム負荷係数  $N$

$$M = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2},$$

$$N = \frac{24}{\theta^3} \left( \sin \frac{\theta}{2} - \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \right)$$

(文献(1)より転載)

この  $M$  は有限な間隔を持つ間隙を介してビームと外部回路との相互作用を取り扱う時, 常に現われるものであり, 相互作用の有効性を表わし, 1 より小さい値となる。ここでは, 周波数  $\omega$  の周期に比べ間隙走行時間が無視できない場合, その間に位相が変わってしまうため, その有効性となる振巾に 1 より小さい  $M$  が掛っていると考える。またその位相遅れは(6)式の示す様に走行時間の  $1/2$  であり, 外部回路に流れる誘導電流は走行ビームの位相に対して  $T/2$  の遅れを生じていることが分かる。

ここで前節 1.3 の図5にあるような外部回路が接続されているとすると, ビームから外部に取り出される高周波電力は,

$$P = \frac{1}{2} R i_{ind \omega} \cdot i_{ind \omega}$$

$$= \frac{1}{2} R M^2 i_\omega^2$$

となる。先にビームの速度は間隙電圧に影響されないとしたが, エネルギーの観点からみれば, ビームはこの電力に相当する分のエネルギーを失っており, 誘導電流による電圧  $R i_{ind \omega}$  の減速を受けていることになる。この例では, 計算を簡単にするために, このような取り扱いをしたが, 実際にはこの間隙電圧によって, ビームが速度変調を受け, それが間隙内の走行により, 密度変調になり, 更に  $R$  を通じて電圧に影響を与えたと考えたことが起ってくる。この現象については, 次節で述べることにする。

(6)式で導いた誘導電流は先にも述べたように  $\omega$  成分しか意味を持たないので, 初めから対流電流の  $\omega$  成分の空間平均として定義される駆動電流の方が物理的な意味が明確となる。このため以下については駆動電流を用いた表現とする。

## 1.5 小信号解析

ここでは, 2枚の平行格子(グリッド)からなる間隙を高周波(密度変調及び速度変調された)電子ビームが通過する一般的な場合の現象を考える。この場合についても解析的な取り扱いを容易にするためにいくつかの単純化を行っている。

まず, グリッドはビーム径や間隙に比べ十分に広いとしてフリッジの影響を無視する。次に電子ビームの変調度は, その平均値(直流値)に比べて余り大きくなく, 4次の成分(変調分×変調分)となるような高次が無視出来る程のものとする。又, 電子ビームは高速度(ビームポテンシャルが高い)であり, 間隙内には空間電荷による電場のみだれではなく, 一様な電場 ( $E_x = -V_\omega/d$ ) であるとする。

このような仮定は一般的に行われるもので, それぞれ平行平板による取り扱い, 小信号理論, 高速ギャップ等と言われるものである。しかしながら, これらの仮定は実際的な現象に対して当てはめられない場合がほとんどである。例えば, 電子管のカソード・グリッド間は空間電荷の影響をぬきに考えられないし, また電力管のグリッド・プレート間やクライストロン出力空洞では出来る限りの高周波電力を取り出そうとするため, 間隙電圧もビームポテンシャルと同じ程度となり, 決して小信号としては取り扱うことが出来なくなる。しかし小信号の高次を無視することによって, 一つ一つの現象を分けて考えることが可能となり, 起こる現象の物理的な意味が解かりやすくなる。この物理的な意味の理解が大信号解析の基本となり, 十分に役立つ

ものとなる。

(1) 式の表現

小信号解析での運動方程式やビームの電流、速度等の式による表現をまとめて述べると以下の如くなる。

両グリット間には電圧  $V_{\omega} e^{j\omega t}$  が掛っており間隙内の電場を

$$E(x, t) = -\frac{V_{\omega}}{d} e^{j\omega t} \quad (7)$$

とする。この電場によって電子は  $-eE(x, t)$  の力を受け、その運動は次式で支配される。

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{V_{\omega}}{d} e^{j\omega t} \quad (8)$$

ビームの電流  $i(x, t)$ 、速度  $v(x, t)$  を

$$i(x, t) = -I_0 + i_{\omega}(x) e^{j\omega t} \quad (9)$$

$$v(x, t) = v + v_{\omega}(x) e^{j\omega t} \quad (10)$$

のように表わし、間隙への入射ビーム（入射面を  $x=0$ ）を次式で表わす、

$$i(0, t) = -I_0 + i_{\omega}(0) e^{j\omega t} \quad (11)$$

$$v(0, t) = v + v_{\omega}(0) e^{j\omega t} \quad (12)$$

また、電子ビームの走行時間を  $T(x, t)$  とする。入射面  $x=0$  で  $t=t'$  であった電子が、 $x=x$  面で  $t=t$  になったとすると

$$T(x, t) = t - t' \quad (13)$$

であり、その  $T(x, t)$  を次式の如く置く。

$$T(x, t) = T(x) + T_{\omega}(x) e^{j\omega t} \quad (14)$$

これらの式で、時間  $t$  を含まない  $-I_0$ 、 $v$ 、 $T(x)$  は非変調成分、あるいは直流成分を示すものである。

$-I_0$  : dc beam current

$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = V_0 : \text{beam potential}$$

$I_0/V_0 = G_0$  : beam conductance

$d/v = T(d)$  : dc beam transit time

この直流走行時間および走行角については、後で再び使うことになるので、次の様な記号で簡単化しておく。

$$T(x) = T', \quad T(d) = T, \quad \omega T' = \theta', \quad \omega T = \theta$$

(2) ビーム負荷アドミッタンス (1)

電子ビームと間隙との相互作用を外部回路の立場からみれば、知りたいのは間隙に加えた電圧に対してアドミッタンスがいくらであるかと、電流がいくら外に流れ出してくるかということである。ここで、アドミッタンスがいくらかは加える電圧に対する電流であり、この両者の電流に対し流れ込んだか、流れ出したかなどの区別は出来ない。しかし、電圧に比例する項とそうでない項とに分ければ区別することが出来、おのずとその物理的意味も異なるものとなる。間隙から見れる電流は空間平均値である駆動電流  $i_{\omega}$  であるので、この電流を次の2項に別ける。

$$i_{\omega} = -V_{\omega} Y_B + i_m \quad (15)$$

ここで  $Y_B$  は負号である意味も加えて、ビーム負荷アドミッタンス (beam-loading admittance) と定義する。一方  $i_m$  は間隙電圧に無関係な量で、間隙に入射する以前に Beam が持っていた密度変調に関連した量である。この電流  $i_m$  に寄与するのは、ビーム自身が既に密度変調成分として持っていたそのものと、間隙を走行する間に密度変調成分となるはずの速度変調成分である。この両変調成分は、間隙の入口 ( $x=0$ ) での値で表わされ、外部回路を含む間隙への高周波電流の源となるため、 $i_m$  を励振電流 (exciting current) と呼んでいる。一般的に間隙の間隔は効率を良くするために狭く、走行時間は基本周波数の周期に比べ短く、走行と速度変調によって生じる密度変調は始めにそなえる密度変調に比較すると小さい量である。また、間隙電圧に基づく密度変調成分は、小信号の範囲で考えるならば、更に小さい量であり、既に高次として無視したものと同程度と思われ、量の上では余り意味のないものである。しかし、大信号ではその効果が非常に大きく、重要な物理量となる。例えば、クライストロンの入力空胴は、励振電流は零であり、間隙電圧はビーム加速電圧の1%程度なので十分小信号のはん中となる。この場合、ビームと外部回路 (空胴) との相互作用は、ビーム負荷アドミッタンスによるものだけである。特にクライストロンは大電流のため、その影響は大きく、空胴の結合器を通して入力ラインで見ると、ビームの通過がない場合ほとんど全反射に近いものが、ビームの通過によってほとんど無反射になる程のものである。むろん、この効果を見込んで結合度や離調度を決め、またそれぞれが空胴の壁面損失との比で定まるものなので、その量の大小は一概には言えない。しかし、空胴の整合性への影響は大きく、設計上重要な物理量である。

駆動電流を(15)式の様に表示することにより、ビームと

間隙との等価回路は図5から更に図7の様に書き改められる。

$$\begin{aligned} I_{\omega} &= -V_{\omega} Y_B - j\omega CV_{\omega} + i_m \\ &= -V_{\omega} Y_g + i_m \end{aligned}$$

ここで  $Y_g = j\omega C + Y_B$  は間隙アドミッタンス (gap admittance) と呼ばれる。

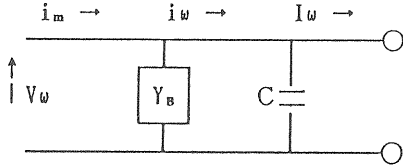


図7 間隙アドミッタンス  $Y_g = j\omega C + Y_B$  による  
間隙の等価回路  
 $i_m$ : 励振電流,  $i_{\omega}$ : 駆動電流,  $I_{\omega}$ : 全電流。

### (3) 速度変調によるビーム電流の変化

間隙電圧による電子の運動方程式を解くまえに、ここではその方程式から求められる結果が、ビーム電流とどのような関係で結びつけられるかを先に述べておく。

電流  $i(x, t)$  は電荷の保存則を用いて以下のようにして求める。ある任意の時刻  $t=t$  に於いて、時間間隔  $dt$  の間に  $x=x$  なる面を通過した電荷量 (電流  $\times$  時間巾) は、時刻  $t=t'$  に於いて、時間間隔  $dt'$  の間に  $x=0$  を通過した電荷量と同じである。  $t=t$  での電流を  $i(x, t)$ ,  $t=t'$  での電流を  $i(0, t')$  とすると、上記の関係は次の式で表わされる。

$$i(x, t) dt = i(0, t') dt'$$

また  $x=0$  から  $x=x$  までの走行時間は、(13)式で示す様に  $t-t' = T(x, t)$  と表わすので

$$\frac{dt'}{dt} = 1 - \frac{\partial T(x, t)}{\partial t}$$

となり、次式を得る。

$$i(x, t) = i(0, t') \left( 1 - \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \right) \quad (16)$$

即ち、間隙の任意の面  $x$  に於ける電流は、間隙入口での電流  $i(0, t')$  に対する走行時間の時間偏差の差し引きで求めることが出来る。このようにして  $i(x, t)$  が求めれば、時間的に変化する項の振巾  $i_{\omega}(x)$  が分かり、その間隙内平均より最終的に目的とする駆動電流  $i_{\omega}$  を求めることが出来る。

### (4) 一様電場中の電子の運動

間隙電圧による電子の運動は(8)式で示されているように、

$$m \frac{d^2 x}{dx^2} = e \frac{V}{d} e^{j\omega t}$$

で与えられ、初期値は(12)式で与えられる間隙入口 ( $x=0, t=t'$ ) での速度  $v(0, t')$  を用いる。上式の積分を実行すると、次の式が得られる。

$$v(x, t) = v(0, t') + \frac{e}{m} \frac{V_{\omega}}{j\omega d} (1 - e^{-j\omega(t-t')}) e^{j\omega t} \quad (17)$$

$$x = v(0, t')(t-t') + \frac{e}{m} \frac{V_{\omega}}{(j\omega)^2 d}$$

$$\left[ 1 - e^{-j\omega(t-t')} - j\omega(t-t') e^{-j\omega(t-t')} \right] e^{j\omega t} \quad (18)$$

ここで求めたいのは  $t-t'$  ( $= T(x, t)$ ) である。しかしながら正確に解くことが困難なので、次の近似を行う。

(18)式の第2項は、大きくない間隙電圧  $V_{\omega} (\ll V_0)$  による走行距離の変調分であるので、第1項に比べて余り大きくない2次の項である。更にこの項に含まれる  $t-t'$  を直流による部分と変調による部分とに分けると

$$\begin{aligned} t-t' &= T(x, t) \\ &= T(x) + T_{\omega}(x) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (19)$$

であり、この式の第2項も2次のオーダーである。従って、(18)式の第2項の中に現われる  $t-t'$  を

$$t-t' \simeq T(x) \equiv T'$$

と近似することが出来る。また、(18)式の  $v(0, t')$  に(12)式を代入した時に現われる4次の項も落とすと、結局、(18)式は次の様に改められる。

$$\begin{aligned} T(x, t) &= \frac{x}{v} \left[ 1 - \frac{v_{\omega}(0)}{v} e^{-j\theta'} e^{j\omega t} \right] \\ &\quad - \frac{eV_{\omega}}{mv(j\omega)^2 d} \left[ 1 - e^{-j\theta'} - j\theta' e^{-j\theta'} \right] e^{j\omega t} \end{aligned}$$

ここでは  $\omega T' = \theta'$  とおいている。上式を(19)式と比較すると

$$T(x) = \frac{x}{v} \equiv T'$$

$$\begin{aligned} T_{\omega}(x) &= -\frac{v_{\omega}(0)}{v} T' e^{-j\theta'} - \frac{V_{\omega}}{2V_0} \frac{1}{T(j\omega)^2} \left[ 1 - \right. \\ &\quad \left. e^{-j\theta'} - j\theta' e^{-j\theta'} \right] \end{aligned} \quad (20)$$

が得られる。ここでは

$$\frac{d}{v} = T(d) = T$$



$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = V_0$$

とれている。更に(20)式の[ ]内は、次のように書きなおしておく。

$$\begin{aligned} & 1 - e^{-j\theta'} - j\theta' e^{-j\theta'} \\ &= e^{-\frac{j\theta'}{2}} \left[ e^{\frac{j\theta'}{2}} - e^{-\frac{j\theta'}{2}} - j\theta' e^{-\frac{j\theta'}{2}} \right] \\ &= e^{-\frac{j\theta'}{2}} \left[ -\theta' \sin \frac{\theta'}{2} + 2j \left( \sin \frac{\theta'}{2} - \frac{\theta'}{2} \cos \frac{\theta'}{2} \right) \right] \\ &= e^{-\frac{j\theta'}{2}} \frac{(j\theta')^2}{2} \left[ \frac{\sin \frac{\theta'}{2}}{\frac{\theta'}{2}} - \frac{j\theta'}{6} \cdot \frac{24}{\theta'^3} \right. \\ & \quad \left. \left( \sin \frac{\theta'}{2} - \frac{\theta'}{2} \cos \frac{\theta'}{2} \right) \right] \\ &= \frac{(j\theta')^2}{2} \left( M' - \frac{j\theta' N'}{6} \right) e^{-\frac{j\theta'}{2}} \end{aligned}$$

ただし、

$$M' = \frac{\sin \frac{\theta'}{2}}{\frac{\theta'}{2}}$$

$$N' = \frac{24}{\theta'^3} \left( \sin \frac{\theta'}{2} - \frac{\theta'}{2} \cos \frac{\theta'}{2} \right)$$

である。これを用いて(20)式の  $T_\omega(x)$  を表わすと

$$\begin{aligned} T_\omega(x) &= -\frac{v_\omega(0)}{v} T' e^{-j\theta'} - \frac{V_\omega}{2V_0} \cdot \frac{1}{T(j\omega)^2} \frac{(j\theta')^2}{2} \\ & \quad \left( M' - \frac{j\theta' N'}{6} \right) e^{-j\theta'} \end{aligned} \quad (21)$$

となる。一方電流  $i(x, t)$  を与える(16)式は、

$$\begin{aligned} i(x, t) &= [-I_0 + i_\omega(0) e^{j\omega t'}] [1 - j\omega T_\omega(x) e^{j\omega t}] \\ &\simeq -I_0 + i_\omega(0) e^{-j\theta'} \cdot e^{j\omega t} \\ & \quad + I_0 j\omega T_\omega(x) e^{j\omega t} + 0 \\ &\equiv -I_0 + i_\omega(x) e^{j\omega t} \end{aligned}$$

なので、(21)式の  $T_\omega(x)$  を代入すると、 $e^{j\omega t}$  に掛かる項として、

$$\begin{aligned} i_\omega(x) &= i_\omega(0) e^{-j\theta'} + v_\omega(0) \left( \frac{-I_0}{v} \right) j\theta' e^{-j\theta'} \\ & \quad - V_\omega \frac{G_0}{2} \frac{1}{j\theta'} \frac{(j\theta')^2}{2} \left( M' - \frac{j\theta' N'}{6} \right) e^{-\frac{j\theta'}{2}} \end{aligned} \quad (22)$$

が得られる。ここで  $I_0/V_0 = G_0$  とおいている。

駆動電流を得るために、上式の間隙内空間平均をとる。

$$i_\omega = \frac{1}{d} \int_0^d dx i_\omega(x)$$

ここで  $x = vT'$ ,  $d = vT$  を用いて  $dx = v/\omega d\theta'$ ,  $d = v/\omega\theta$  と変数変換する。

$$i_\omega = \frac{1}{\theta} \int_0^\theta d\theta' i_\omega(\theta')$$

同様に(22)式の右辺各項の  $\theta'$  についての積分を行う

$$\begin{aligned} \frac{1}{\theta} \int_0^\theta d\theta' e^{j\theta'} &= M e^{-\frac{j\theta}{2}} \\ \frac{1}{\theta} \int_0^\theta d\theta' j\theta' e^{-j\theta'} &= \frac{1}{j\theta} \left[ 1 - e^{j\theta} - j\theta e^{-j\theta} \right] \\ &= \frac{j\theta}{2} \left( M - \frac{j\theta N}{6} \right) e^{-\frac{j\theta}{2}} \\ \frac{1}{\theta} \int_0^\theta d\theta' \frac{(j\theta')^2}{2} \left( M' - \frac{j\theta' N'}{6} \right) e^{-\frac{j\theta'}{2}} \\ &= \frac{1}{\theta} \int_0^\theta d\theta' (1 - e^{-j\theta'} - j\theta' e^{-j\theta'}) \\ &= -\frac{2}{j\theta} \left[ 1 - e^{-j\theta} - j\theta e^{j\theta} \right] + \left( e^{\frac{j\theta}{2}} - e^{-\frac{j\theta}{2}} \right) e^{-\frac{j\theta}{2}} \\ &= -j\theta \left( M - \frac{j\theta N}{6} \right) e^{-\frac{j\theta}{2}} + j\theta M e^{-\frac{j\theta}{2}} \\ &= \frac{(j\theta)^2}{6} N e^{-\frac{j\theta}{2}} \end{aligned}$$

以上の計算により、次のように表わされる駆動電流が得られたことになる。

$$\begin{aligned} i_\omega &= i_\omega(0) M e^{-\frac{j\theta}{2}} + v_\omega(0) \left( \frac{-I_0}{v} \right) \frac{j\theta}{2} \left( M - \frac{j\theta N}{6} \right) \\ & \quad e^{-\frac{j\theta}{2}} - V_\omega \frac{G_0}{2} \frac{j\theta N}{6} e^{-\frac{j\theta}{2}} \end{aligned}$$

上式の第1項、第2項は間隙入口で、入射ビームが持つ電流の変調振巾  $i_\omega(0)$  及び速度の変調振巾  $v_\omega(0)$  による駆動電流であり、既に述べた励振電流と呼ばれるものである。

$$\begin{aligned} i_m &= i_\omega(0) M e^{-\frac{j\theta}{2}} \\ & \quad + v_\omega(0) \left( \frac{-I_0}{v} \right) \frac{j\theta}{2} \left( M - \frac{j\theta N}{6} \right) e^{-\frac{j\theta}{2}} \end{aligned}$$

第3項は、間隙電圧  $V_\omega$  がビーム電流の直流成分に速度変調を与え、走行によって密度変調になったことによるもので、ビーム負荷アドミッタンスと呼ばれるものである。

$$Y_B = \frac{G_0}{2} \frac{j\theta N}{6} e^{-\frac{j\theta}{2}} \quad (23)$$

この  $Y_B$  は小節(2)で概念的な説明をしたが、式で表わされているこのアドミッタンスを更に詳しく検討する。

(5) ビーム負荷アドミッタンス(2)

②式  $Y_B$  に含まれる係数  $N$  は先に定義したように

$$N = \frac{24}{\theta^3} \left( \sin \frac{\theta}{2} - \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \right)$$

と与えられるものである。この  $N$  はビーム負荷係数 (beam-loading coefficient) と呼ばれ、ビーム結合係数  $M$  と同様に走行角  $\theta$  によって定まるものである。 $24/\theta^3$  が掛けられているのは、 $\theta = 0$  のとき  $N = 1$  になるようにするために、そのふるまいは図 6 にビーム結合係数と対比して示されている。

②式の  $Y_B$  を実部と虚部に分けると次のようになる。

$$Y_B = \frac{G_0}{2} \frac{\theta N}{6} \sin \frac{\theta}{2} + j \frac{G_0}{2} \frac{\theta N}{6} \cos \frac{\theta}{2}$$

$$= G_B + jB_B$$

$$G_B = \frac{G_0}{2} \frac{\theta N}{6} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$B_B = \frac{G_0}{2} \frac{\theta N}{6} \cos \frac{\theta}{2}$$

この  $G_B$ ,  $B_B$  はそれぞれビーム負荷コンダクタンス、ビーム負荷サセプタンスと呼ばれている。これらはともにビームコンダクタンス  $G_0 (= I_0/V_0)$  に比例しており、それぞれを  $G_0/2$  で割ったものを、走行角  $\theta$  の関数として図示すると図 8 のようになる。

ビーム負荷アドミッタンス  $Y_B$  は間隙電圧  $V_\omega$  によって負の駆動電流を与えるものとなり、外部回路の負荷となる。間隙電圧の二乗の時間平均  $1/2 V_\omega^2$  にビーム負荷コンダクタンス  $G_B$  を掛けたもの

$$\frac{1}{2} V_\omega^2 \frac{G_0}{2} \frac{\theta N}{6} \sin \frac{\theta}{2}$$

が走行ビームに吸収される電力となる。一方のビーム負荷サセプタンスは、外部回路に対して共振周波数のずれを生じさせるものとなる。

ビーム負荷アドミッタンスの影響は、走行角に大き

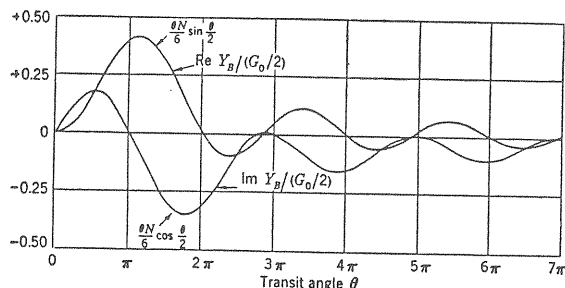


図 8 走行角  $\theta$  を関数とするビーム負荷アドミッタンス  $Y_B$  の実数部 (コンダクタンス) と虚数部 (サセプタンス)  
 $G_0$ : ビームコンダクタンス ( $= I_0/V_0$ )

く依存しており、200 MHz 程度の電子管出力回路においてはほとんど無視される程のものである。クライストロン入力空洞での影響は先に述べたが、線型加速器においてもそのプリバンチャーで現象を見ることができる。バンチされてない、即ち密度変調も速度変調もされてないビームに速度変調を掛ける時、間隙電圧はビームに対して加速及び減速を同じ量だけ加えるので、本来負荷とはならないが、走行角が零でないために僅かではあるがその影響を受けることになる。加速器では常々よく「ビーム負荷効果」と言うが、この場合はここで言うビーム負荷とは全く異なる現象である。加速器でのビーム負荷とは、バンチ (密度変調) されたビームによる誘導電流によるもので、この電流によって生ずる電圧が加速しようとして加えた間隙電圧に対して  $180^\circ$  近く位相が異なるために起る加速電圧の低下や位相ずれ現象を示している。

## 第 2 章 高周波回路

前章に於ては、密度変調された電子ビームが間隙を通過する時に起る現象を、間隙入口でどのように見えるかを調べた。ここでは、電子ビームによって励振される外部回路を考え、実際に有効となる高周波電力をいかにして取り出すかを述べる。

### 2.1 集中定数回路

周波数が比較的低い場合 (例えば 50 MHz 以下の場合) には、間隙の外にある回路 (外部回路) はコンデンサーやコイルといった集中定数回路素子で構成される。陽子線型加速器の運転周波数となる 200 MHz 以上では、電力の大小にかかわらず、外部回路は空洞で構成される。しかし、この空洞を用いる場合も、電子ビームとの相互作用を、その等価回路を用いて集中定数回路として考えることが出来る。従って、低周波での集中定数回路による基本概念が高周波回路に於ても十分に生かされることになる。

ここで用いる電子管増巾器の基本回路が図 1 に示されている。例えば工業的に広く使用されている加熱電源などは、まさにこの様な回路である。且し、実際の加熱器では、発振器であるのでカソードの入力回路は出力回路に結合し、またグリッド接地の必要のない低い周波数では、ヒーター電源の絶縁や、球・ソケット等の構造的なこと、及び高い増巾率を得るために、カソード接地となるのが普通である。低周波か高周波

かで最も大きく異なる現象は、電子の走行時間を考慮する必要があるかないかである。しかし、ここで考えている様な低い周波数（50 MHz 以下）では考慮する必要はほとんどない。

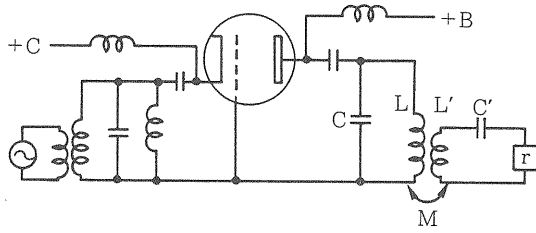


図1 同調型電力増中器

出力回路のコンデンサは低い共振周波数を得るために、電子管の間隙容量だけではならず、またコイルを大きくすると抵抗が大きくなるために必要となるもので、誘電損失の少ない高周波用コンデンサーが使用される。またここでは、この容量の中に間隙容量が含まれていると考える。出力回路損失の多くはコイルの抵抗であり、また負荷との結合が磁気的な場合、その負荷抵抗も共振コイルと直列になる。しかし、共振回路を解析したり、その物理的現象を考えたりする場合、その抵抗がL、Cと並列になっている方が都合が良いことが多い。そのため図2に示すように等価的なLCG並列回路を用いることにする。且し、これらの置き換えには、次のような関係がある。

$$C_2 = \frac{1}{\omega^2 L_2} \text{ のとき } r' = \frac{(\omega M)^2}{r}$$

となり、また

$$\frac{1}{G} = \frac{(\omega L)^2}{r'} \left[ 1 + \left( \frac{r'}{\omega L} \right)^2 \right]$$

$$L = L \left[ 1 + \left( \frac{r'}{\omega L} \right)^2 \right]$$

なので

$$\frac{\omega L}{r'} = Q \gg 1 \text{ のとき } \frac{1}{G} = \frac{(\omega L)^2}{r'}, L = L'$$

と置くことができる。

この出力回路は、直流電圧と絶縁するためのブロッキングコンデンサーを介してプレート電極に接続され

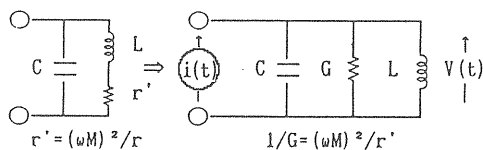


図2 出力回路の等価回路

ている。このコンデンサーは、高周波的にはインピーダンスを持たず、短絡しているとして考える。また、プレート電源は高周回路の負荷とならないようにチョークコイルで絶縁している。従って、この電源には高周波電流は流れず、ただ単に直流バイアスを掛けるためのものであるとする。しかし、電子管を流れる電流は必ず直流成分を持っており、この電流が直流電源から供給されなければならない。従って、むしろこのバイアス電圧でビームを直流的に加速していると考えの方が現象に合っている。電子ビームの高調波成分は共振回路のCに流れインピーダンスが小さいため、電力の発生とはならず、ただ誘導電流として流れるだけである。このような考察のもとに、電子管のビーム電流と出力回路との相互作用を考えると、図2に示すように電子ビームそのものが（基本波成分のみ）定電流源として働くLCG並列回路の強制振動である。即ち電子走行時間を無視することによって、前章で述べたビーム結合係数、ビーム負荷アドミッタンスは、それぞれ  $M = 1$ ,  $Y_B = 0$  となり、誘導電流の  $\omega$  成分と励振電流、また駆動電流とがそれぞれ等しくなる。

図2の回路式は、次のように与えられる。

$$i(t) = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{L} \int V(t) dt + GV(t)$$

この  $i(t)$ ,  $V(t)$  が  $e^{j\omega t}$  で時間変化し、それぞれの振巾を  $i_\omega$ ,  $V_\omega$  とすると、

$$i_\omega = \left( j\omega C + \frac{1}{j\omega L} + G \right) V_\omega$$

となり、 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ ,  $Q_L = \omega_0 C/G$ ,  $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$  として代入し、整理すると

$$\begin{aligned} i_\omega &= \left[ j\omega C \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + G \right] V_\omega \\ &= G \left[ 2jQ_L \frac{\Delta\omega}{\omega_0} + 1 \right] V_\omega \end{aligned}$$

ここで  $\omega = \omega_0$  ( $\Delta\omega = 0$ ) とすると

$$i_\omega = GV_\omega$$

となり、外部回路に流れる誘導電流が、負荷と回路損失を表わすコンダクタンスGに流れ、電圧  $V_\omega$  を出じる。回路損失が少ないとすると、出力電力として

$$P = \frac{1}{2} i_\omega^2 / G$$

が得られる。

ここで電子管の各電極に掛かる電圧、電流を図示すると図3のようになる。電子ビームの流れる位相（流通角）が  $180^\circ$  となるBクラス動作を考えると、 $I_p = i_p/\pi$ ,  $i_\omega = i_p/2$  の関係がある。この図で位相関係を見ると電子ビームの電流が最大の時、プレート電圧が最小

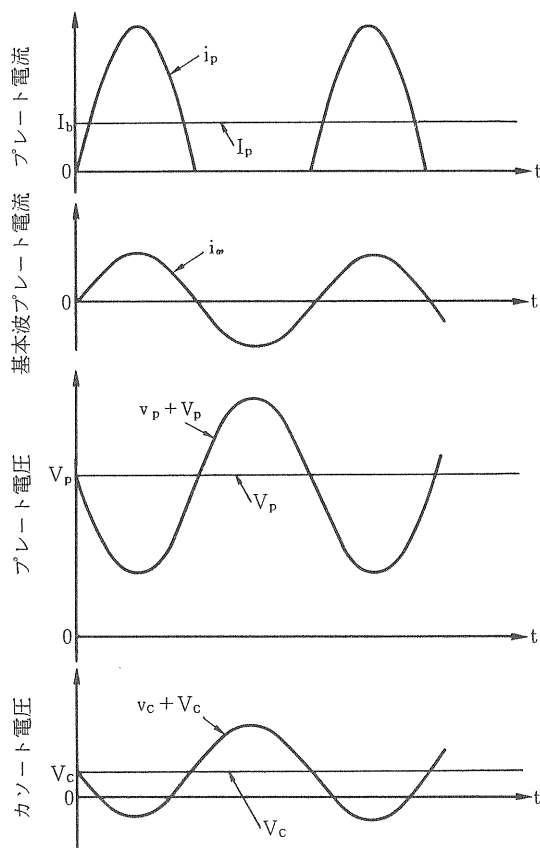


図3 電力増巾器の電圧、電流波形（グリッド接地）  
 $i_p$ ：プレートピーク電流， $I_p$ ：プレート直流電流，  
 $i_\omega$ ：基本波電流， $v_p$ ：プレート高周波電圧，  
 $V_p$ ：プレート直流電圧， $v_c$ ：カソード励振電圧，  
 $V_c$ ：カソードバイアス電圧

となっている。平均的に  $V_p$  の電圧で加速されているとするならば、ビームは最大の減速を受けることになり、その運動エネルギーを外部回路へ与えていると考えることができる。プレートの電圧、電流が逆位相で等価回路で得られた結果に反する様に見えるがプレート電流の向きが等価回路図と逆になっているからであり、電圧、電流は同位相である。

ここで、共振回路の強制振動について物理的意味を考えてみる。用いた等価回路上では、共振周波数で  $L$  と  $C$  がそのリアクタンスを相殺し合って零となり、励振電流から見れば  $G$  だけがあるように見え、回路式で導びかれる過程と一致する。一方、 $L$  と  $C$  に貯った電気エネルギーから見れば、電圧、電流として  $L$  と  $C$  との間を振動する間に、もし外部からの補充がなければ  $G$  で吸収され、減衰するはずのものが、丁度その吸収量だけ外部から供給されて一見  $G$  がないように見え、いつまでも同じ振巾で振動が続き、平衡状態が保たれると解釈することができる。ただこの解釈は用いた等価回路上のことであり、実際に近い回路（図2）の上では、本質的に変らないが、少し違った解釈となる。

並列抵抗の場合は、直接的に励振電流がその損失を償い、共振そのものとは切り離して考えることができた。しかし、 $L$  の中にある抵抗による損失の場合は、共振電流（励振電流の  $Q$  倍）が流れることによる損失であり、また、この共振電流と励振電流とは位相が  $90^\circ$  異っているため、その電流を直接的に償うと考えることができない。この場合は、もし  $L$  に抵抗がなければ、戻って来るはずの電流によって  $C$  が充電されるものが、抵抗の損失により  $C$  が放電した量と同じだけの充電が行われず、徐々に振動が減衰することになる。この減衰を償うのが外部からの励振電流であり、不足した分の  $C$  への充電を担っていると解釈することができる。この解釈は  $LC$  の共振に限らず、一般的に言えることである。またエネルギーを外から与えようとするとき、今の場合は電流と電圧が、電磁場の場合は磁場と電場が時間的に同位相でなければならない。従って、電流で駆動する場合、その電流は振動している電圧と必ず同位相になっている。また、共振周波数がずれ、位相差を生じた場合は、エネルギーの移動効率が低下し、無効電力あるいは反射電力として励振側へ戻ってくることになる。

間隙で発生した電力を外部へループ結合で取り出すとする場合、これを励振側から見ると、先に述べた  $L$  に抵抗がある場合と同じように、間隙部で発生した電力が直接結合器に伝わるのではなく、振動する電流を介して始めて結合し、外部へ取り出すことができる。勿論この場合も、この損失を等価的に間隙と並列になる抵抗で表わし、励振電流の直接的な負荷としても本質的には変らないものとなる。

## 2.2 空洞とその等価回路

電子管電力増巾器用の空洞としては、取り扱う電力や周波数によって、さまざまな型のものがある。VHF の放送器では取り扱う電力があまり大きくないことから、造りやすい四角形をした箱型の空洞が一般的である。また、この箱型では集中定数素子も混在し、周波数の割には小型に出来る。しかし、電力が大きくなると耐圧や損失が問題となるため、集中定数素子が使えなくなる。特に 100 MHz 当りでは波長が 3 m なので、非常に大きな空洞となってしまう。その点、200 MHz になると、電子管の大きさや使用部品の電力密度の上からもちょうど手頃な大きさとなる。200 MHz でもっぱら用いられる空洞は同軸型空洞である。

図4に大電力高周波増巾器で用いられる空洞を示している、この中のリエントラント型は 200 MHz では横方向に大きくなり過ぎるため、使用されることがほと

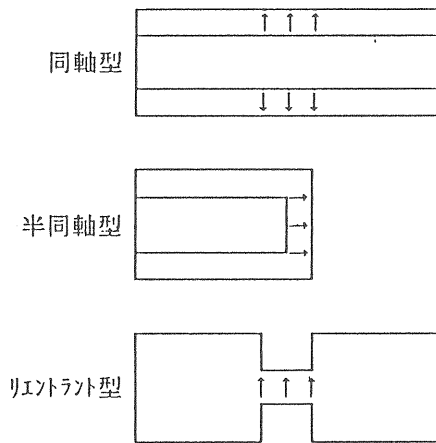


図4 電子管増巾器で用いられる空洞

んどない。またリエントラント型と同軸の中間型もあるが、同軸型が色々な面で優れており、広く使用されている。例えば、短絡面の位置（ショート・プランジヤ）を動かしたり、1/4入モードを3/4入モードに変えたりして、使用周波数範囲を広くすることが出来、また入力空洞を出力空洞の内導体の中に設けて二重構造にすることもできるなど多くの利点がある。

このようなことから、ここでは同軸型を述べることにする。また同軸型は三角関数のみで式が表現でき、計算が簡単になるという有り難さもある。

一般に空洞を特徴づけるパラメーターは、共振周波数 $\omega_0$ 、蓄積エネルギーと損失との関係を示す $Q_0$ 値、及び空洞の形状で定まる $R_0/Q_0$ の三つである。この中で $\omega_0$ と $Q_0$ は空洞のどこで測っても唯一的に定められる。しかし $R_0/Q_0$ は測定する場所によって変わってしまう。ただ電子管やクライストロン、また加速器で空洞を用いる場合、問題とするのは電場の集中する2極間平面、間隙部である。従って $R_0/Q_0$ という場合は、当然その間隙部での値を示している。この $R_0$ は、空洞全体に分布する損失（壁面抵抗損）が間隙部に集中しているとし、そこでの電圧 $V$ を用いて全損失が $1/2 V^2/R_0$ になるとして求めた値である。またこの時、間隙部には磁場はなく、更に電場はすべてこの間隙部にあるとしている。従って、空洞の電場エネルギーを間隙の容量 $C$ と電圧 $V$ を用いて $1/2 CV^2$ と置くことができる。磁場については全て間隙の外にあり、間隙から流れだす放電電流 $I$ を用いて、磁場エネルギーを $1/2 LI^2$ と表わし、その $L$ を用いて間隙から見たインダクタンスとしている。この様にして求めた $C$ 、 $R_0$ 、 $L$ によって、空洞の間隙に於ける等価回路を書くことが出来る。

ここで、空洞のパラメーターをそれぞれ次の様に置くことによって、

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$Q_0 = \omega_0 \frac{\frac{1}{2} CV^2}{\frac{1}{2} \frac{V^2}{R_0}} = \omega_0 CR_0$$

LCG は次の様に関連づけられる。

$$L = \frac{1}{\omega_0} \frac{R_0}{Q_0}$$

$$C = \frac{1}{\omega_0} \frac{Q_0}{R_0}$$

$$G = 1/R_0$$

実際の空洞では、その構造に対応する様々なモードが立ち、高調波に対しても共振がある。従って、1つの等価回路では、空洞のこれらの現象を表わすことはできず、その回路はある特定のモードの、ある限られた狭い範囲の周波数についてのみしか意味を持たないものとなる。ここで定義した $R_0$ （シャント・インピーダンス）は一般的な表現ではあるが、加速器で $R$ という場合、この値の2倍を示している。このことは良く間違いやすいので注意しなければならない。

この様な等価回路を用いるならば、電子管の走行する間隙を空洞の間隙そのものとして、電子ビームの駆動電流によって励振される空洞の現象を等価回路上で評価することができる。ただこの様に取り扱うことのできるのは、空洞内の電場が間隙部に集中している場合であり、リエントラント型のような空洞に対して適応される。一方、電子管で用いる同軸空洞の場合は、電場が軸方向に広く分布している為、この様な等価回路で表現することができなくなってしまふ。ここで具体的な同軸空洞を考えてみる。

同軸伝送ラインの両端が短絡された空洞の基本モードは、長さ $l$ がちょうど波長 $\lambda$ の1/2になるものである。図6に示すように、長さ $l$ の真中で電圧の腹、電流の節となり、両端ではその逆に電圧の節、電流の腹となる完全な定在波が立っている。この空洞を $L$ と $C$ という立場でみてみると、次のように解釈される。電圧によって誘導される電荷は同軸の外導体と内導体の間に、中央で最も密度が高くなるように分布している。

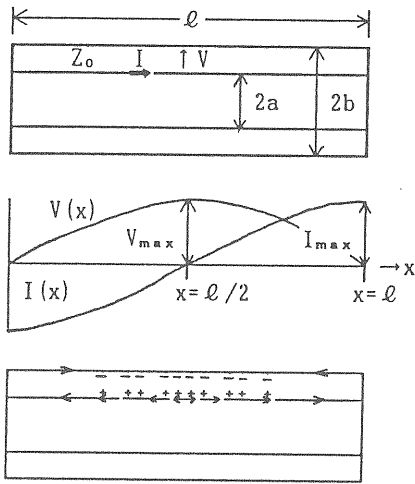


図6 同軸型空洞の電圧、電流分布

これをCが電荷を蓄積するものであるという意味で見れば、この電荷密度に対応した分布容量をもつCが導体間に構成されていると言える。同様にLが磁束を蓄積するものであるという意味で、電流の大きさに比例した分布インダクタンスをもつLとして解釈される。また分布した電荷の放電電流は、中央から左右両端の方向に流れ出すため、その総量が端に行く程大きくなり両端で最大になっている。

この様なL及びCを用いて、空洞全体をある特定の場所とせずに等価回路で表わすことは十分にでき、また空洞のパラメータと結びつけることも可能である。しかしながら、電子ビームと空洞との相互作用を目的とするならば、間隙部（この場合、空洞の中央部）での等価回路であって、このような空洞全体を表わす等価回路は直接的には役に立たないものとなる。逆に電子管で同軸空洞を用いる場合、空洞を一般的に表わすような等価回路が使用できないということになる。間隙に空洞となる同軸を接続することは、単に間隙のCと共振させるためのLをつなぐだけであり、そこでの現象を表わすLとCはその1点での値であり、空洞全体を示すものでないことに注意しなければならない。この時、同軸部は空洞というよりは定在波の立つ伝送ラインと見なす方が、負荷との整合などを考える場合考え易くなる。

いま図6の同軸空洞で  $x=x (< l/2)$  に於て、短絡側 ( $Z_S$ ) 及び中央側 ( $Z_0$ ) のインピーダンスを見るとそれぞれ次のように見える。

$$Z_S = j \tan \beta x = j \omega C \quad (1)$$

$$Z_0 = \frac{1}{j \tan \beta (\ell/2 - x)} = -j \frac{1}{\omega L} \quad (2)$$

ただし、 $\beta = 2\pi/\lambda$  である。ここで、この同軸が  $\ell =$

$\lambda_0/2$  なる波長で共振しているとすると、(2)式は

$$Z_0 = \frac{1}{j \tan \beta (\ell/2 - x)} \\ = -j \tan \beta x$$

となり、

$$Z_S + Z_0 = 0, \text{ または } \frac{1}{Z_S} + \frac{1}{Z_0} = 0$$

が成り立つことによる。これは(1)式、(2)式で置いたLCに対して

$$\omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

なる関係を与えている。

この関係は同軸のいかなる場所でも、 $\ell = \lambda_0/2$  である限り成り立ち、それぞれのLCに対して合成サセプタンスが常に零になるという共振条件を与えている。このCに相当する部分を電子管のグリッド・プレート間隙とみなし、空洞全体に分布する壁面損失や外部へ取り出される電力に相当するものを間隙電圧による等価的な抵抗損失に置き換えれば、少なくとも間隙部に於けるエネルギー授受の関係は正しく評価することが出来る。また、この間隙部の振動現象は空洞全体の現象に対する境界値を与えることになるので、それぞれに関連したつながりができ、本質的に同様な振動現象となる。要するに、ここでのLやCの値は、空洞全体に分布するLやCそのものを表わしているのではなく、その1点から全体を見た時に見える値であるが、先のRとで空洞そのものを完全に特徴づけるものとなる。

ここで、具体的に間隙Cに特性インピーダンス  $Z_0$  の接続した図7を考えてみる。

図7の間隙部に於けるアドミッタンスは

$$Y = G + j\omega C + \frac{1}{jZ_0 \tan \beta \ell}$$

共振するためには

$$\omega_0 C = \frac{1}{Z_0 \tan \beta_0 \ell}$$

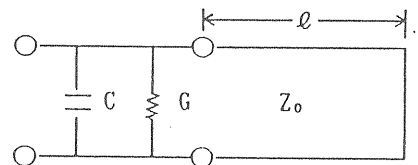


図7 電子管間隙に片面が短絡された同軸伝送ライン（特性インピーダンス  $Z_0$ 、長さ  $l$ ）を接続した場合の回路図。Gは同軸の損失と負荷の抵抗を表わす。

$$\therefore \frac{1}{Z_0} = \omega_0 C \tan \beta_0 l$$

となる条件が求められ、アドミッタンス Y は、

$$Y = G + j \omega_0 C \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\tan \beta_0 l}{\tan \beta l} \right)$$

となる。 $\beta_0 l$ ,  $\beta l$  が  $\pi/2$  に近とすると、結局 Y は

$$Y = G + j \omega_0 C \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$$

となり、このアドミッタンスを電子ビームが励振するとすれば、間隙での現象を評価することが出来る。

### 2.3 半同軸型空洞共振器

一般的に電子管用空洞として用いられるのは図8に示すタイプのものである。これは先に述べた  $1/2 \lambda$  同軸空洞をほぼ半分にして、その端部に間隙を設けた形をしたもので、その長さがほぼ  $1/4 \lambda$  になることから  $1/4$  同軸空洞と呼ばれている。一般に電子管で同軸空洞と呼ばれるのはこのタイプを示すが、半同軸空洞とか容量装荷 (capacitive-loaded) 同軸空洞とか呼ばれている。  $1/4 \lambda$  が基本モードであるが、周波数が高くなると電力の取り出し (プローブ、ループ) やプレート直流電圧の絶縁、また冷却等の構造的な面で  $1/4 \lambda$  にするのが難しくなるため、次のモードとなる  $3/4 \lambda$  も良く用いられている。

この半同軸空洞は図9で示すように考えれば、  $\lambda/4$  の同軸空洞と全く同様なものとなる。この  $\lambda/4$  空洞の開放側の一部を切り取り、その切り取られた容量に相当する量を端面に付け加えたものが半同軸空洞となる。こうすれば、切り取られる前と全く同等なものとなり、この切り取り面でインピーダンスの整合も図られることになる。

次にこれらのことを念頭に置き、具体的な式の取り扱いを行う。ここでは要するに間隙部と同軸部と分けて取り扱い、最後にインピーダンスを整合させた上で接合させることである。ここでの式は非常に一般的なもので、特に説明も加えずに要点のみを記載している。

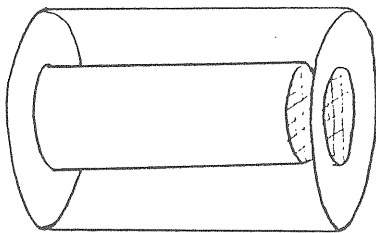


図8 半同軸型空洞

間隙に於ては、その間隙電圧を V として

$$E_x = -\frac{V}{d}, \quad E_r = 0$$

変位電流による磁場はアンペールの法則より次の様に V を用いて表わされる。

$$\pi r^2 \epsilon_0 \frac{dE_x}{dt} = 2 \pi r H_\phi$$

$$\therefore H_\phi = -\epsilon_0 \frac{r}{2d} \frac{dV}{dt} \quad (1)$$

次に同軸部の電場と磁場は、  $h(t)$  を振巾を表わす  $t$  の関数であるとし、  $H_\phi$  を次の様に置き、他の量もこの  $h(t)$  を用いて表わす。

$$H_\phi = \frac{\cos \beta x}{r} h(t)$$

$$E_r = -\frac{\mu_0}{\beta} \frac{\sin \beta x}{r} \frac{dh(t)}{dt} \quad (2)$$

また、  $h(t)$  は次の方程式を満たさなければならない。

$$\frac{d^2 h(t)}{dt^2} + \frac{\beta^2}{\epsilon_0 \mu_0} h(t) = 0 \quad (3)$$

$h(t)$  が  $e^{j\omega t}$  で時間的に変化するとして

$$\beta^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

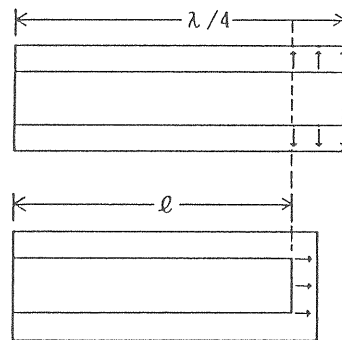


図9  $1/4 \lambda$  の同軸空洞と半同軸空洞

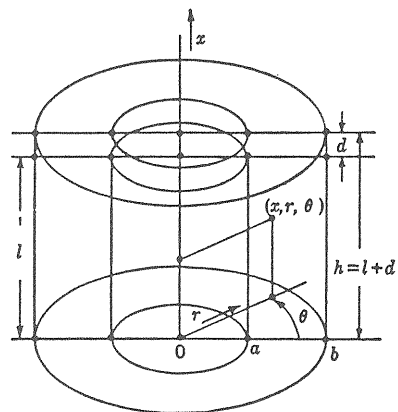


図10 半同軸空洞の座標

となる。

ここで、間隙部分と同軸の部分で  $x = \ell$  の平面でインピーダンスの整合（共振条件）を用いて接続する。まず、間隙中心での電圧（ $V$ ）と、 $x = \ell$  での内導体（ $r = a$ ）の外導体に対する電位を等しいとおく。即ち(2)式を用いて

$$V = - \int_a^b E_r dr = - \frac{\mu_0}{\beta} \sin \beta \ell \ln \frac{b}{a} \frac{dh(t)}{dt} \quad (4)$$

となる。これは図11で示す①から②③…⑤を通り①に戻る閉平面を通る磁束が零であるとする仮定、

$$\int_1^h dx E_x + \int_b^a dr E_r = 0$$

によるものである。物理的な意味としては、この部分の面積  $bd$  が小さく、この面を通過する磁場が弱く両者の積が無視できる程度であるということで、計算の都合上無視している。要するに間隙部は  $C$  成分のみでしがないとし、間隙の入口を  $x = \ell$  平面にしたための近似である。

次に間隙間の変位電流による磁場の  $r = a$  に於ける値と同軸部の磁場の  $x = \ell$ 、 $r = a$  に於ける値とが等しいと置く。

$$\frac{-a \epsilon_0}{2d} \frac{dV}{dt} = \frac{\cos \beta \ell}{a} h(t) \quad (5)$$

この(5)式と(4)式で  $V$  を消却としたものに(3)式の  $h(t)$  の条件式を用いて、結局次の式が導かれる。

$$\beta_0 \frac{a^2}{2d} \tan \beta_0 \ell \ln \frac{b}{a} = 1 \quad (6)$$

ここでは  $\beta$  を  $\beta_0$  と書いている。この式が共振波長を定めるための条件式であり、与えられた同軸空洞の形状寸法を代入することによって、 $\beta_0$  を求めることが出来る。

上記では、与えられた条件を満たす結果として共振波長を導いたが、もし逆に共振波長が与えられているとするならば、ギャップの変位電流による磁場が境界点（ $x = \ell$ 、 $r = a$ ）に於いて、同軸部の共振時の磁場と等しくなる様に、間隙の間隔、即ち容量を合わせれ

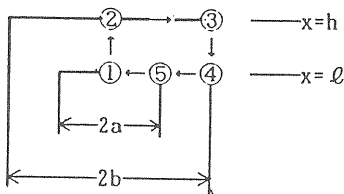


図11 間隙部の線積分路

ば良い。導体上の磁場が等しいと言うことは、その導体に流れる表面電流が等しいと言うことであって、電圧、電流に対する条件は特性インピーダンスの整合を意味している。

[補足-2]

半同軸空洞の  $Q$ -値やシャントインピーダンスの算出は、本文と直接関係しないので参考として補足する。また、同軸空洞についてのこれらの値は、マイクロ波の参考書で必ずと言っていい程取り扱われているので、説明も加えず、本質のみが解る程度のもとする。

$Q$  値及びシャントインピーダンスの算出は、ともに磁場の体積積分、面積積分になるが、得られる結果の式を簡単にするため、積分範囲に於て、次の近似を行う。

まず、間隙部（ $r = 0 \sim a$ 、 $x = \ell \sim h$ ）は  $H_\phi = 0$  とする。次に、内導体の範囲は  $x = 0 \sim \ell$  までであるが、 $\ell \approx h$  とする。座標は図10に与えられているとうりとする。

$Q$ -値]

・蓄積エネルギー（ $W$ ）

$$W = \frac{\mu_0}{2} \int_v |H_\phi|^2 dv, \quad dv = r d\phi dr dx$$

$$H_\phi = \frac{\cos \beta x}{r} h(t)$$

・損失（ $P_l$ ）

$$P_l = \frac{R_m}{2} \int_s |H_\phi|^2 ds,$$

$$ds = 2\pi r dx, \quad 2\pi r dr$$

$$R_m = \frac{1}{\sigma \delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu_0}}$$

・ $Q$

$$Q = \omega \frac{W}{P_l}$$

$$= \frac{2}{\delta} \frac{\int_v |H_\phi|^2 dv}{\int_s |H_\phi|^2 ds}$$

これらの積分を実行する。

$$\int_v |H_\phi|^2 dv = \int_0^{2\pi} \int_a^b \int_0^h |H_\phi|^2 r d\phi dr dx$$

$$= \pi \ln \frac{b}{a} \left( h + \frac{\sin \beta h \cos \beta h}{\beta} \right)$$

$$\int_s |H_\phi|^2 ds = \int_{\text{inner}} + \int_{\text{outer}} + \int_{\text{bottom}} + \int_{\text{top}}$$

$$= \left( \frac{\pi}{a} + \frac{\pi}{b} \right) \left( h + \frac{\sin \beta h \cos \beta h}{\beta} \right)$$

$$(1 + \cos^2 \beta h) 2\pi \ln \frac{b}{a}$$



$$\therefore \frac{1}{Q} = \beta \delta \left[ \frac{1}{2 \ln b/a} \left( \frac{1}{a\beta} + \frac{1}{b\beta} \right) + \frac{1 + \cos^2 \beta h}{\beta h + \sin \beta h \cos \beta h} \right]$$

ここで  $\beta h \simeq \pi/2$  とすると

$$\frac{1}{Q} = \frac{4\delta}{\lambda} \left[ \frac{1}{8 \ln b/a} \left( \frac{\lambda}{a} + \frac{\lambda}{b} \right) + 1 \right]$$

となる。上式では  $\int_{\text{top}}$  の頃が零となり、 $1/4\lambda$  の同軸空洞と全く同じものとなる。

シャントインピーダンス R ]

• 間隙電圧 (V)

$$V = -\mu_0 \frac{d}{dt} \int_{s'} H_{\phi} ds', \quad ds' = dr dx$$

$$= -j\omega \mu_0 \int_{s'} H_{\phi} ds'$$

• R

$$R = \frac{1}{2} \frac{V^2}{P_l}$$

$$= \frac{2\mu_0 \omega}{\delta} \frac{(\int_{s'} H_{\phi} ds')^2}{\int_{s'} |H_{\phi}|^2 ds}$$

積分を実行する

$$\int_{s'} H_{\phi} ds' = \int_a^b \int_0^h H_{\phi} dr dx$$

$$= \frac{1}{\beta} \ln \frac{b}{a} \sin \beta h$$

$$\therefore \frac{1}{R} = \pi \beta \delta \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[ \frac{1}{2 (\ln b/a)^2} \left( \frac{1}{a\beta} + \frac{1}{b\beta} \right) \left( \frac{\beta h}{\sin^2 \beta h} + \frac{1}{\tan \beta h} \right) + \frac{1 + \cos^2 \beta h}{\sin^2 \beta h \ln b/a} \right]$$

ここで  $\beta h \simeq \frac{\pi}{2}$  とすると

$$\frac{1}{R} = \frac{2\pi^2 \delta}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{\ln b/a} \left[ \frac{1}{8 \ln b/a} \left( \frac{\lambda}{a} + \frac{\lambda}{b} \right) + 1 \right]$$

となり、この値も  $1/4\lambda$  の同軸空洞と同じものになる。

## 2.4 電子ビームによる空洞の励振

前節では、間隙を通過する電子ビームのない空の空洞 (empty cavity) について述べた。ここでは、電子ビームが励振するとき、前節で求めた電磁場がどのような関係で関連づけられるかを述べることにする。た

だし、これらの関連づけは、今まで行ってきた等価回路上の取り扱いと全く同様であり、また同じ様なことを繰り返すことになる。しかしここでの同じ繰り返しが、間隙や空洞を電磁場の観点で行われているという違いがある。そうすることはその結果の一致が等価回路の考えを正当化するだけでなく、現象として起っている本質を理解する上で必要なことである。

間隙に電子ビームが入射する時、その空洞は空の場合と異なるものとなり、その電場はかならずしも空間で一定ではない。ただ、ここでの電場は軸方向のみであるとすると

$$V = -\int_1^h dx E_x$$

間隙を流れる対流電流密度と変位電流密度の和は空間にわたって一定であり、その全電流  $I(t)$  は

$$I(t) = \int_A dS \left( \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + J_x \right)$$

$$= \epsilon_0 A \frac{\partial E_x}{\partial t} + A J_x$$

で与えられ、 $A J_x = i_x$  とおいて間隙空間で平均するならば

$$I(t) = \frac{\epsilon_0 A}{d} \frac{\partial}{\partial t} \int_1^h dx E_x + \frac{1}{d} \int_1^h dx i_x \quad (7)$$

となり、全電流  $I(t)$  が  $x$  に依存せずに  $t$  だけの関数で与えられた。この全電流によって、 $r=a$ 、 $x=l$  での磁場  $H_{\phi}$  が励磁される。

$$I(t) = 2\pi a H_{\phi}$$

従って(7)式は

$$i(t) \equiv \frac{1}{d} \int_1^h dx i_x$$

$$= C \frac{dV}{dt} + 2\pi a H_{\phi} \quad (8)$$

となる。

一方、 $x=l$  に於ける同軸部の電圧  $V$  と  $H_{\phi}$  との関係は、

$$V = \frac{\mu_0}{\beta} \sin \beta l \ln \frac{b}{a} \frac{dh}{dt}$$

$$H_{\phi} = \frac{\cos \beta l}{a} h$$

で与えられるので、この2つの式から

$$\frac{\partial H_{\phi}}{\partial t} = \frac{\beta}{a\mu_0} \frac{1}{\tan \beta l} \frac{1}{\ln b/a} V$$

が得られる。この式を(8)式で与えられているビーム電流による磁場  $H_{\phi}$  に代入すると、次の式が求められる。

$$\frac{di(t)}{dt} = C \frac{d^2V}{dt^2} + \frac{\beta}{\mu_0} \frac{2\pi}{\tan\beta\ell \ln b/a} V$$

上式に empty 空胴で得られた(6)式を代入すると

$$\frac{di(t)}{dt} = C \left( \frac{d^2V}{dt^2} + \frac{\omega \omega_0 \tan\beta_0 \ell}{\tan\beta \ell} V \right)$$

が得られる。この式は電流  $i(t)$  による電圧  $V$  の励振を与えるもので、等価回路による回路式と同じものが得られたことになる。この式に減衰項となる  $G dv/dt$  を加え、 $\omega \omega_0 \tan\beta_0 \ell / \tan\beta \ell = \omega_0^2$  であることを用いると、

$$\frac{di(t)}{dt} = C \left( \frac{d^2V}{dt^2} + \omega_0^2 V \right) + G \frac{dV}{dt}$$

が得られる。ここで  $i(t)$  は  $i_\omega e^{j\omega t}$ 、 $V$  は  $V_\omega e^{j\omega t}$  であるとする。最終的に次の式が得られることになる。

$$i_\omega = \left[ j\omega_0 C \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + G \right] V_\omega$$

## 2.5 電力の取り出し

電子管空胴から発生した電力を取り出す場合、一般的に結合器を使用する。空胴に蓄積した磁場と結合させる場合はループによって、また振動する電圧と容量性の結合とする場合はプローブによって行う。間隙を走行する電子ビームから効率よくその電力を負荷へ受け渡すには、ビームと負荷とのインピーダンス整合を図らなければならない。電子管のビームインピーダンス ( $V_0/I_0$ ) は、大電力管の場合数十  $\Omega$  と非常に低い値となっている。従って、間隙に於て等価的に置かれる負荷インピーダンスも同程度となり、その結果、空胴の loaded-Q は非常に低い値となる。このことは、空胴に蓄積されたエネルギーに比べて取り出そうとする電力が大きいことになり、結合器も大きなものとなる。例えば、ループの場合、その面積が空胴のかなりを占めることになり、プローブの場合は電圧の腹に近い所で、面積の大きな板が中心導体に接近することになる。更に、大電力の場合は、空胴の中心導体に直接接続する形となっている。

この様な場合、同軸空胴は空胴というよりは、むしろ間隙で発生した電力を結合点まで運ぶための伝送ラインに近い概念になってくる。

ここでは、一般的なループ結合について、負荷のアドミッタンスが間隙から見て、いくらに見えるかを述べ、また実際的なものとして、BNLでのRCA 7835の設計例を取り上げる。

結合ループは磁場と垂直な平面にあり、その中心の座標を  $(x, r)$  とし、その面積を  $A$  とする。従ってこのループを通過する磁束は、その面積が余り大き

くないとしてその平均磁場を中心の値にとると、 $A\mu_0 H_\phi$  となる。 $H_\phi$  の時間変化によってそのループに誘起される電圧は、

$$V_c = -A\mu_0 \frac{\partial H_\phi}{\partial t} \\ = -A\mu_0 \frac{\cos\beta x}{r} \frac{\partial h(t)}{\partial t}$$

となる。間隙での電圧と  $\partial h(t)/\partial t$  との関係は(4)式で与えられているので、これを用いて振巾関係を消却すると

$$V_c = -\frac{A\beta \cos\beta x}{r \sin\beta x} \frac{1}{\ln b/a} V$$

となる。結局、面積  $A$  をもつループの両端電圧、即ち出力取り出しラインに誘起される電圧が、間隙電圧で表わされたことになる。この出力ラインの特性アドミッタンスを  $G_c$  とし、無反射終端器で終端されているとすると、出力電力は  $G_c \bar{V}_c^2$  になる。

一方、間隙入口でこの負荷を見たアドミッタンスを  $G_L$  とすると、発生する電力は  $G_L \bar{V}^2$  であり、これを  $G_c \bar{V}_c^2$  と等しいと置いて次式を得る。

$$G_L = \left( \frac{A_c \beta \cos\beta x}{r \sin\beta \ell} \frac{1}{\ln b/a} \right)^2 G_c$$

この式がループを通して結合した負荷アドミッタンスが、間隙からみるといくらに見えるかを与えるものである。ループの位置  $(r, x)$  は、通常固定されているが、有効な面積 ( $A_c$ ) は可変であり、その面積の二乗に比例して、ビームに与える負荷アドミッタンスを可変することができる。

次に同軸空胴の内導体に直接取り出しラインを接続して電力を取り出す場合について述べる。ここでは、RCA 7835 空胴の BNL (Brookhaven National Laboratory) に於ける実際の設計例を参考にしている。この BNL での例では、与えられた空胴に対して電力取り出し口の位置 (loading point) をどのようにして定めるか、そして、その時の電圧分布はどのようになるかについてである。他に全般的な空胴の説明や実際の試験結果も報告されているが、ここでは loading point の定め方についてを主に紹介する。

この例では出力がそれぞれ 5 MW, 7 MW, 8 MW の場合について報告されているが、ここで取り上げるのは 8 MW についてのみとする。RCA 7835 の 8 MW 出力時の動作条件は B クラス動作として次の様になっている。

アノードパルス電圧	35 kV
アノードパルス電流	400 A
高周波ピーク電圧	24.9 kV
高周波ピーク電流	628 A

同軸空洞は球をはさんで両側に  $3/4\lambda$  あり、全体で  $3/2\lambda$  の長さになっている。球の間隙は空洞の中央にあり、その間隙が受動的なものであるとするならば、単なる空洞の一部となり、間隙容量は空洞そのものの容量であるとする事ができる。この時、共振条件は、球を中心に両側にある空洞が対称であるとし、その片方の空洞に於て、その接続面が完全な開放面となる  $3/4\lambda$  のモードを考えれば良い。また、外部へ取り出される電力は、この開放面から見た外部負荷の等価的なインピーダンスによって評価することができる。ここでの設計では、球の間隙中心となるこの開放面で、インピーダンスがいくらになるかと言うことでなく、球の最適負荷を  $40\Omega$  にするには、外部負荷  $50\Omega$  を何処につなげれば良いかを与えている。

同軸空洞の特性インピーダンスは図12に示すように球内部のカソードが  $5\Omega$ 、球の碍子部あたりが  $26.8\Omega$  になっており、 $19.3\Omega$  から  $25\Omega$  に変っている所が丁度 DC ブロック (第3章1) の端面と思われる。

この設計例ではスミスチャートを用いて、開放面からスタートしてそれぞれの特性インピーダンスの変化点から見えるインピーダンスを次々に読み取っていく方法である。ここではこれを計算で求める方法について先に説明することにする。

通常、公式的に与えられるのは、負荷 ( $Z_L$ ) を  $l$  だけ離れた電源から見た場合、そのインピーダンス ( $Z(l)$ ) がどう表わされるかである。これは、途中の伝送ラインの特性インピーダンスを  $Z_0$  とすると、次式で与え

られる。

$$Z(l) = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan \beta l}{Z_0 + jZ_L \tan \beta l}$$

これを逆に、電源 (間隙中心) でのインピーダンスが  $Z_G$  になるようにする負荷インピーダンスは

$$Z(l) = Z_0 \frac{Z_G - jZ_0 \tan \beta l}{Z_0 - jZ_G \tan \beta l}$$

で与えられる。伝送ラインによって規格化されたインピーダンスを小文字で表わすと

$$z(l) = \frac{z_G - j \tan \beta l}{1 - j z_G \tan \beta l}$$

となる。ここでこの式を図12に適用させる。

$$z_G = 50/5 = 8 (\Omega)$$

$$\beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 0.05\lambda = 0.1\pi$$

$$z_1 = \frac{8 - j \tan 0.1\pi}{1 - j 8 \tan 0.1\pi} = 1.14 + j 2.64$$

そこでこの  $z_1$  (ポイント①) を  $26.8\Omega$  で規格しなおす。左辺を  $z_2$  (ポイント②) とする。

$$z_2 = 0.213 + j 0.492$$

次にこれを  $0.0612\lambda$  離れたポイント③から見る。

$$z_3 = \frac{(0.213 + j 0.492) - j \tan 0.122\pi}{1 - j (0.213 + j 0.492) \tan 0.122\pi} = \dots$$

更に、 $z_3$  を  $9.5\Omega$  で再規格化する、などと次々に進めて行く。ポイント⑧まで来たら、次にその虚数部、即ち、リアクタンスが零となるような  $\beta l$  を求め、その点を⑨とする。この点は間隙から  $1/2\lambda$  離れ、電圧が最大となる点である。この点から最終的に欲しい loading point では負荷がラインに対して並列に接続されていることを考慮して、インピーダンスからアドミッタンスに変換する。そうすると、その実数部となるコンダクタンスが負荷コンダクタンスと一致する点を求めることによって、loading point が分かる。今、電圧最大点⑨のインピーダンスを例えば  $3.8\Omega$  とする。また負荷は  $50\Omega$  なので規格化すると  $2\Omega$  になる。求めようとする loading point のアドミッタンスを  $y_{11}$  とすると

$$y_{11} = \frac{1/3.8 - j \tan \beta l}{1 - j 1/3.8 \tan \beta l} = 1/2 + jb$$

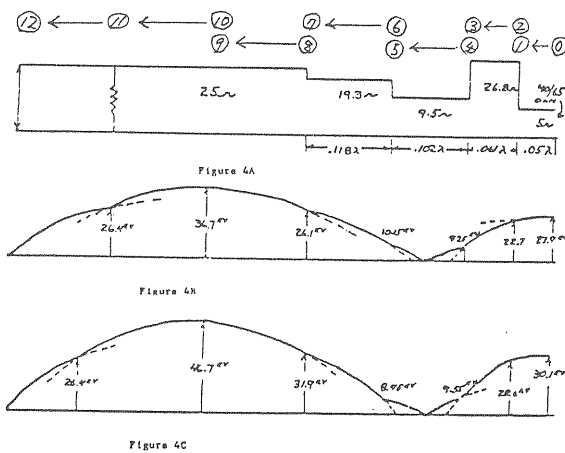


図12 a :  $3/4\lambda$  同軸空洞の特性インピーダンスと長さ

b :  $40\Omega$  負荷の時の電圧分布

c :  $65\Omega$  負荷の時の電圧分布

(文献(4)により転載)

となり、この式の実部、虚部をそれぞれ等しいとおいて、 $l$ と $b$ を求める。

$$l = 0.126 \lambda$$

$$b = -0.884$$

となり、loading point の位置とそのサセプタンスが得られる。

計算によって loading point を求める方法を一応説明したが、途中で計算をはぶいたようにけっこう面倒である。このようなインピーダンス変換は、設計例でも行っているようにスミスチャート、アドミッタンスチャートを使うのが便利である。ここでは、スミスチャートの原理的な説明やこのチャートを用いた具体的な手順については述べないが、本質的には先に行ったものと同じである。

間隙中心の電圧最大面から次の電圧最大面に至る  $1/4 \lambda$  は図13のスミスチャートに、その電圧最大面から loading point 及び短絡面に至る  $1/4 \lambda$  が図14のアドミッタンスチャートにそれぞれ示されている。尚、これらの図は報告されている図が不鮮明であったので、そのまま書き写し、更に解り易いように書き加えたものである。また、ダッシュの付いた数字は、球の最適負荷を  $65 \Omega$  (出力  $7 \text{ MW}$ ) とした場合についてである。スミスチャート上の各点の規格化インピーダンス、アドミッタンスは次のようになっている。

①	$z_0 = 8 + j 0$	} 5 $\Omega$
②	$z_1 = 1.2 + j 2.6$	
③	$z_2 = 0.224 + j 0.485$	} 26.5 $\Omega$
④	$z_3 = 0.18 + j 0.075$	

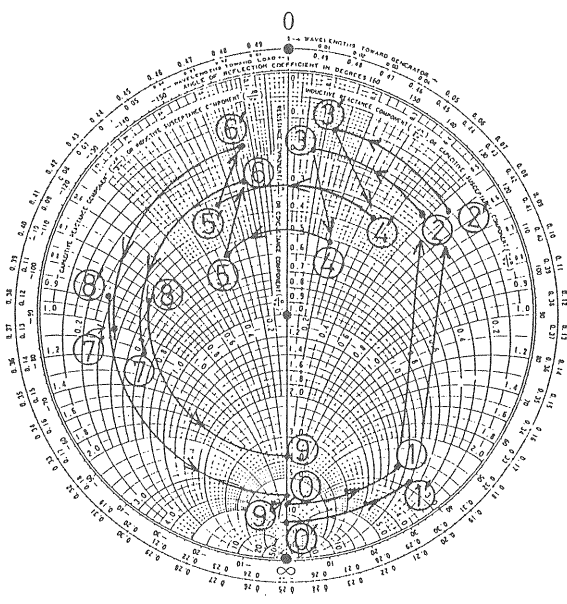


図13 間隙中心(①点)から電圧最大面(⑨点)までのスミスチャート(文献(4)より転載)

④	$z_4 = 0.507 + j 0.211$	} 9.5 $\Omega$
⑤	$z_5 = 0.54 - j 0.3$	
⑥	$z_6 = 0.266 - j 0.148$	} 19.3 $\Omega$
⑦	$z_7 = 0.61 - j 1.06$	
⑧	$z_8 = 0.47 - j 0.82$	} \dots \dots l = 0.13 \lambda
⑨	$z_9 = 3.8$	
⑩	$y_{10} = 0.26$	25 $\Omega$
⑪	$y_{11} = 0.5 - j 0.884$	\dots \dots l = 0.126 \lambda
⑫	$y_{12} = \infty + j \infty$	\dots \dots l = 0.124 \lambda

先に示した図12にあるのは、このスミスチャート上の各点から0点(アドミッタンスチャートではインピーダンス $\infty$ 点)までの距離が、電圧に比例すると言う事を用いて得られた空胴の電圧分布である。これはクランク図による方法と呼ばれるものである。例えば、電圧の分っている電圧最大面上の⑩点から  $R=0$ ,  $X=0$  である0点までの長さ、その0点から①点までの長さとの比によって、①の電圧が求められる。次の②点は①点と同じ電圧であり、これを基準にして③点の電圧が求められる。

図13で分かることは、同軸の特性インピーダンスが変わる所で、ライン長  $\beta l$  が不連続になることである。このことから機械的な長さと電氣的な長さが異なったものとなる。特性インピーダンスが途中で変わるということは、同軸の単位長さ当たりの  $L$  と  $C$  の比が変わることであり、その変化する面での共振条件(合成リアクタンスが零)を成り立たせるために、このような不連続が生じていると解釈することができる。電圧最大面から最小面まで(⑩から④まで)の間で、インピ

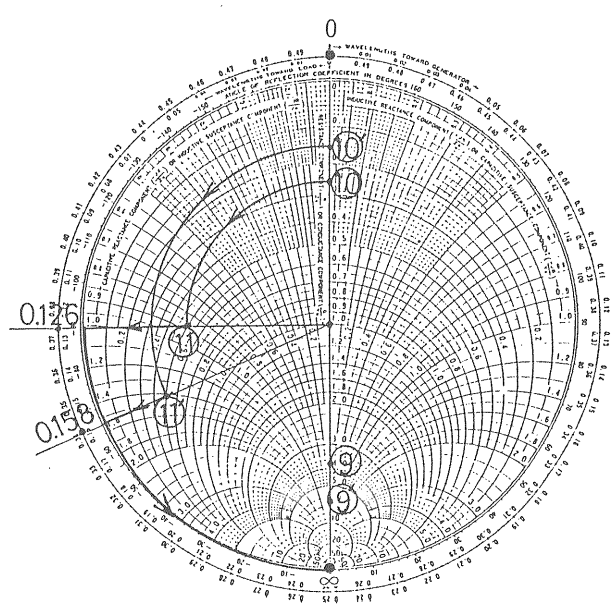


図14 電圧最大面(⑩点)から短絡面までのアドミッタンスチャート(文献(4)より転載)

ーダンスが低い方から高い方へ変わる時は、機械的な長さが  $\lambda/4$  より短くなり、逆の場合は長くなっている。

図14に於て問題となるのは loading pointに残るサセプタンスである。ここで行ったことは、loading point については単にコンダクタンスが0.5となるようにその位置を求め、空洞の共振条件についてはポイント⑩の電圧最大面から短絡面までが  $1/4 \lambda$  になるようにしているだけである。従って、この場合必ずしもその負荷が間隙中心で純抵抗に見えるかどうかは、保証されていないことになる。確かに、loading point に於て、純抵抗とするために欲しいサセプタンス  $-0.884$  と、その point に短絡面から与えられるサセプタンス  $-1.02$  とは異なったものとなっている。その結果、間隙中心にこのサセプタンス分を持ち込むことになり、共振にずれを生じさせることになる。このずれは、最終的には短絡板の位置調整によって共振の同調を取らなければならないことになる。この傾向は、負荷インピーダンス ( $50 \Omega$ ) が電圧最大面⑩で要求されるインピーダンス ( $3.8 \times 25 = 95 \Omega$ ) 比べて更に低くなる時、益々大きくなる。このずれをできるだけ小さくするには、要求抵抗値に近い負荷抵抗によってその loading point が電圧最大面の近傍になるようにすれば良い。しかし、この場合、loading point の位置調整によって球への負荷を重く（負荷抵抗を低く）しようとする方向ができなくなったり、また位置の移動量に比べて負荷の変化量が少ないものになってしまう。このようなことも考慮するならば、ここでの設計例は程良く適した所に loading point が置かれるような設計になっていると言える。

### 第3章 実際の高周波増巾器

ここでは、陽子リニアックの高周波源として世界的に広く用いられている RCA-7835系と TH-516系の空洞増巾器について、発表されている資料に基づいて説明する。始めに断っておくが、増巾器空洞は製造するメーカーにとっては、大きなノーハウの持出しになるため、詳しい資料の発表はほとんどない。また後発の場合は、そのオリジナルをモデルとしているために、これについても発表されることがない。また何んと言っても電子管は古く、過去のものとなりつつある。興味を持つ人も多くなく、発表する一般的な価値が低いためかとも思われる。ただ最初の開発は、加速器研究所がかなりの力を入れ、多くを分担しているため、こ

の時期のものは比較的公開されている。ここで参考にした資料もこのような開発初期のものである。従って、現在使用されているものとは異なる所も多いと思われる。

#### 3.1 RCA 7835 系

実際に高周波増巾器として使用される電子管及び外部回路は、電力が大きくなると、冷却や絶縁のためにかなり複雑なものとなっている。図1は425MHzで8MW出力（パルス巾  $25 \mu s$ ）が得られる RCA-4617 3極管の断面構造を示すものである。米国の陽子リニアックのほとんどで使用されているのは、この球ではなく、RCA-7835（250MHz, 4MW,  $2000 \mu s$ , 6%）と呼ばれる球であるが、内部構造が発表されていないため、ほとんど同一構造とされるこの4617を参考として記載した。

この球は double-ended type と言われるもので、径方向にビームが走る2本の球を、その不要となる頭どうしを合わせて1本にしたものである。従って上下対

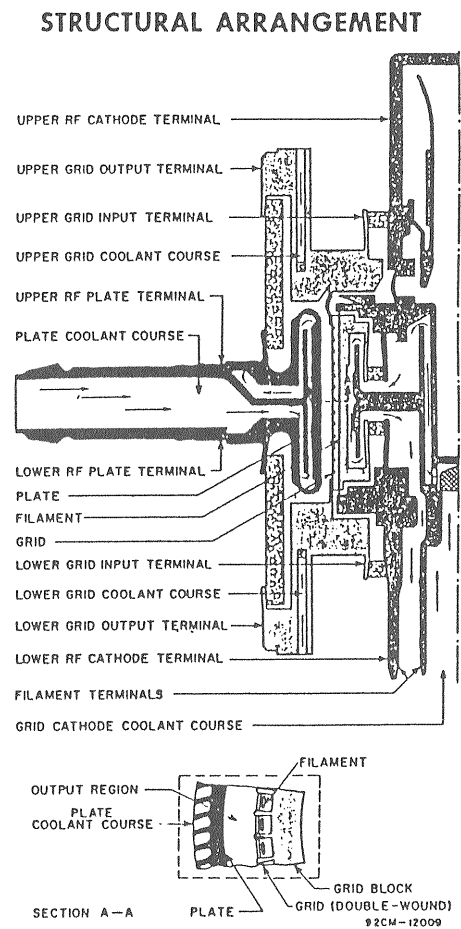


図1 RCA 4617（7835と同系）の内部構造（RCA Technical Data より転載）

称な構造となり、2本分の電力容量を持たせることが出来る。図1の section A-A から解るように、細長い小さな球を円筒状に数多く(96個)並べ、小さく区切ることでその仕切板がグリッドの支えと放熱の役目を果たしている。入力及び出力の空洞は、上下にそれぞれ $3\lambda/4$ の同軸をつないで、全体で $3\lambda/2$ のモードとなる構造がこのタイプの球の標準的使用方法のようである。7835用として実際に使用されている空洞の内部構造は、発表されていないため、知ることが出来ない。しかし7835と同一構造ととれる A 15039 (CW 400kW) を用いた増巾器が発表されており、本質的には7835と変わらないと思われるので、これを用いて説明する。

球及び空洞は、出力空洞の外導体を壁面とするタンク構造となっている。このタンクは、7835の場合は放電を防ぐためにSF<sub>6</sub>の加圧となっているが(プレート電圧35KV ~ 40KV)、この場合CWで電圧が20KV以下と比較的低いため大気使用となっている。球を取り囲むすぐ外側の円筒は、DCブロックと呼ばれるものであり、プレートに限らず直流電圧の掛かる所(この場合グリッド接地なのでカソード電極)には必ず必要になる。その一般的な機能は、直流の掛った電極に対して空洞を高周波的には結合させ、直流的には絶縁をさせるものである。短絡面を持つ空洞を使う限り必要となる。比較的低い電圧に対しては図の入力空洞内導体にあるように導体間に絶縁物(テフロン、カプトン)をはさんで、高周波的に低インピーダンスとしてい

る。一方、このプレート電極用DCブロックは、その端が空洞の短絡面(ショート・プランジャ)から、ちょうど $\lambda/4$ になる所に置かれている。この $\lambda/4$ の場所では軸方向の電流が最少で、径方向の電圧が最大となる開放面である。この開放面が完全であるとする、2つに分かれた外導体間を流れる電流が零となるため、高周波的にも接続する必要のない所となる。また、この導体間の電流が零なので、このDCブロック外面とタンク内面とで構成する同軸部は、高周波で励振されることがなく、導体間の直流電圧に耐えればよいことになる。しかし、この部分はショート・プランジャの位置や負荷インピーダンスによって開放面が動くため、常に電流を零とすることはできない。このためDCブロックの外側にも、いくらかの高周波が重畳することとなる。この高周波がプレート供給ラインや冷却パイプを通して外にもれないようにするため、空洞の導入部はチョークが設けられている。ここでのチョークは、直流に対しては絶縁を取りつつ、高周波的にはタンク内壁面あたりを短絡面とさせるものである。この構造は、一般的にはフローティング・ショート・プランジャと呼ばれるもので、二重同軸構造にして短絡面としたい入口から $\lambda/4$ 離れた所を開放、そこから内側に折り返して $\lambda/4$ の所を機械的な短絡としている。一般にはその間の特性インピーダンスを変えて短絡を強めるようにするが、この図からはそのようなようになっていないよう高圧フローティングが主目的のようである。

上下それぞれに入出力空洞があるが、実際に入力されるのは上側の入力空洞で、電力が取り出される出力空洞は下側となっている。入力はループ結合となっているが、出力は内導体と直結した電圧結合である。特性インピーダンス100Ωの同軸管2本で取り出し、円周方向のゆがみをやわらげている。この取り出し点(loading point)は固定となっているが、これはCWで平均電流が大きく、接触構造が採用できなかったためと思われる。

これらの構造は、7835と大分異なっているようである。大きく異なる所は、7835ではローディングポイントがスライドできるようになっていること、及びプレート電圧の導入口が、空洞の中央から $\lambda/4$ 近く上にある短絡点に設けられていることである。またSF<sub>6</sub>で加圧するかしないかの違いもあり、結局、耐圧的な違いからこれらの違いが生じているものと思われる。

図3でBNLで使用されている7835空洞の外観写真が示されている。

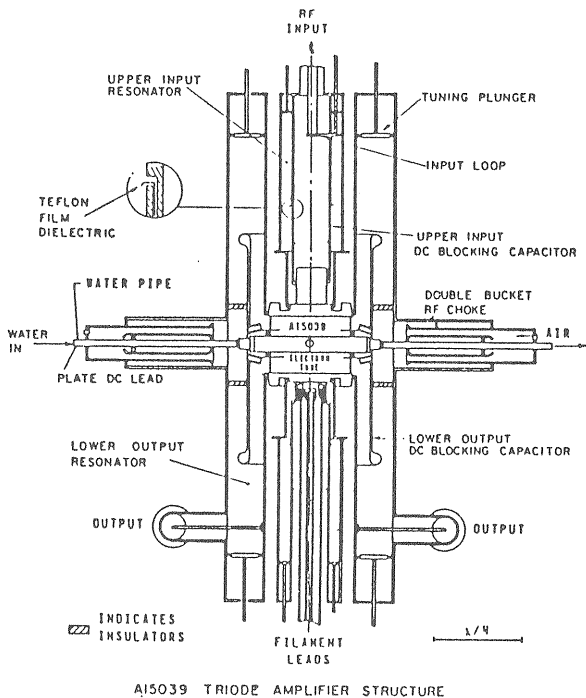


図2 RCA-A 15039 (7835と同系)の空洞構造  
(文献(5)より転載)

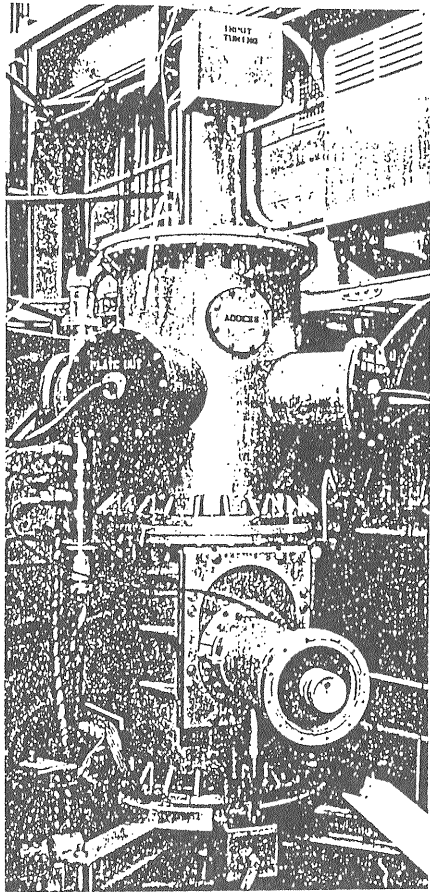


図3 BNL 7835 空洞増巾器  
(文献(4)より転載)

### 3.2 TH-516系

トムソン TH 516 系は世界的に広く使用されており、むしろ米国以外の陽子クリニックは全てこの球を使用しているといえる。RCA 7835 に比べると実際に使用されている尖頭値は、ほぼ半分の 2~3 MW (パルス中に依存する)、平均はほぼ 1/5 の 60 kW 程度である。KEK もこの TH 516 を使用している。世界的に広く用いられる理由は、現存する陽子リニアックのほとんどが、シンクロトロンの入射器専用であって、あまり高いデューティを必要とせず、この球の規格値内に十分納まるということが最も大きいと思われる。さらに球の構造が単純で、価格が安い (RCA 7835 のほぼ 1/4) というのも大きな理由である。冷却は蒸発方式であるため冷却系の負担は軽くなるが、使用するには、結構大変である。

空洞囲りは図 4 に示されている。この空洞は TH 470 用として CERN とトムソンによる共同開発で、現在もトムソン社より供給されていると思われる。KEK で使用中のものもほぼこれと同じ構造であるが、最も

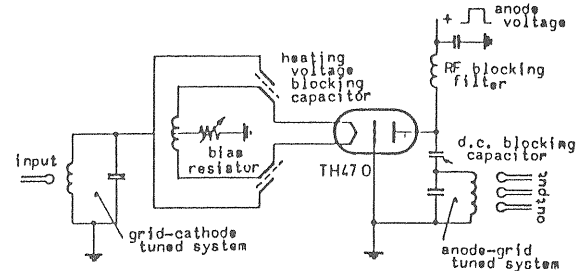
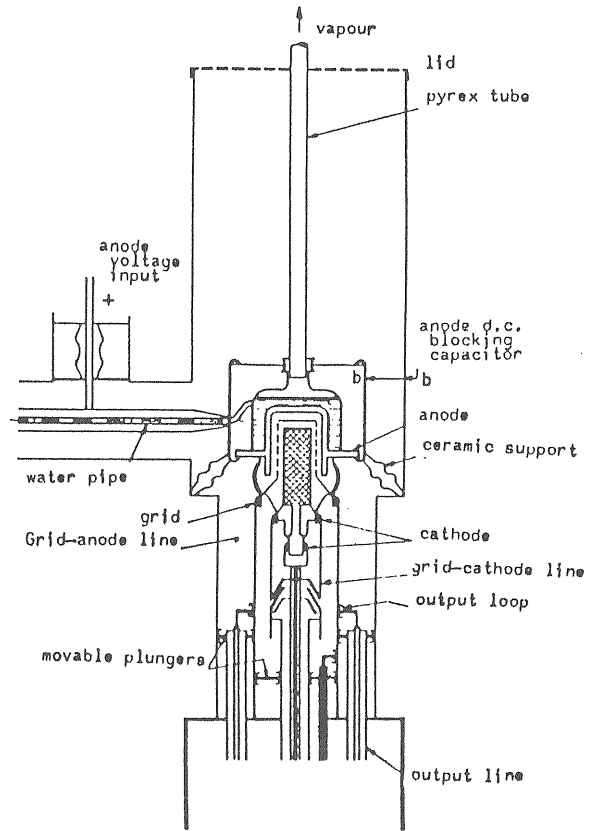


図4 TH 470 (516 と同系) の空洞増巾器  
等価回路と空洞構造 (文献(6)より転載)

大きく異なるのは、入力及び出力のループ結合がプローブ結合に変更され、結合の調整が容易になっている点である。

この空洞の主なところを回路図と構造図で説明すると次のようになる。球は  $\lambda/4$  の長さを持つ円筒の中に納められ、全体がセラミックサポートで支えられている。この円筒は DC ブロックの役をなすもので、上側が  $\lambda/4$  の開放面でセラミックサポートのあたりが短絡面となり、この面で高周波的に外側の外導体に接続されている。この出力空洞は球内部のグリッド・プレート間が電圧の腹、球のガラスを出た近くで節となり、そこから下部の短絡面のショート・プランジャまでが  $\lambda/2$  となり、全体で  $3 \lambda/4$  のモードである。出力は、可動するショート・プランジャに取り付けられ、3本

のループで外に取り出される。同図にはないが、この3本(50Ω)は途中でλ/4のトランスフォーマーによって1つに合成されている。

直流電圧は球からλ/4離れた点(短絡点)から供給される。その短絡点から更にλ/4離れた所が開放端となり、そこから絶縁パイプで外に通じ、冷却水の供給口となっている。出力空洞の内導体は入力空洞の外導体を兼ねている。回路図にもあるように、この球はカソード・ドライブ、グリッド接地で使用されており、入力空洞の外導体内壁面からグリッドまでが接地電位になっている。入力空洞も3λ/4のモードで、入力との結合もやはりループとなっている。この内部体はカソード・バイアス(抵抗による自己バイアス)の絶縁が必要であり、途中で絶縁シートをはさむことによって行われている。

KEKでの経験では、プレート冷却水の水位は非常に微妙である。わずかに水位が低いとプレートの頭が赤熱し、またわずかでも水位が高いと冷却水が突沸し、高い誘電率をもつ水で開放面がみだれ、高周波が不安定となるとともに、場合によってはパイレック・チューブの内壁面で火花放電も起ることもあった。この微妙さはプレート損失が大きくなると益々厳しくなり、デューティの高い使用では、強制循環方式のTH 515を使わなければならない。

ここでは2つの実際例を示したが、電子管外部回路は非常に複雑であり、クライストロンに比べるとかなり使いづらいものである。高圧、大電流に冷却水が同居し、モードによるチョークやブロッキングで耐圧を保っている所がいたる所にあり、わずかな接触不良が、そのものの過熱による金属溶解を起すこともよくあるが、その接触不良がモードをみだして放電を起こしたり、破損させることが多々ある。

これらの実用性をも含む完成度の高い空洞となるには、かなりの試行錯誤が不可欠のようである。最初に開発された空洞が、ほぼ同一構造のまま継承され、またRCA 7835のように唯一のメーカーによる供給となるのも、このような事情によるところである。

### 3.3 電子管の動作特性

電子管を用いて増巾器を実際に動作させようとするには、各電極への供給電圧、電流、また電力効率、利得などを具体的に知らなければならない。これらを知る最も一般的な方法は、メーカーの推奨する使用例(typical operation)に習う方法である。球のカタログには必ず最大定格と使用例が、また一般的には定電流動作特性グラフが記載されている。目的とする性能

が使用例と異なる場合は、動作特性から求めなければならない。しかしこの時、カタログが全ての必要パラメーターを記載している訳ではないので、動作解析を行う前に、使用例とのつき合せを十分行っておく必要がある。また一般的にその使用例についても増巾器として必ずともなる回路損失や、ビーム損失、また不整合分などが十分に含まれていない場合もあるので注意しなければならない。特に使用条件で必要入力電力が変りやすいので、十分な電力を確保しておく必要がある。効率を重んじる場合、プレートの高周波電圧をその直流電圧いっばいに振り込みたくなるが、この時、ビーム走行時間による効率の低下、ビームの損失、過剰なグリッド損失などを引き起こすことになる。これを防ぐためか、例えばRCA 7835のBNLの設計例では、プレート高周波電圧の最低値( $v_p \text{ min}$ )を10 kVに保っている。このようなことはカタログに直接記載されておらず、使用例の中から見い出さなければならない。この $v_p \text{ min}$ をあまり下げずに大きな出力を確保するには、ピーク電流を上げずに出来るだけ多い基本波電流を得ようとする事になり、その結果、Bクラス動作が有利となる。このようなことから、高周波大電管の使用例はほとんどBクラスになっている。

出力電力に対する電子走行時間の考慮は、上記のように $v_p \text{ min}$ をあまり下げない動作によって、実際的设计に対してほとんど無視されているようである。ここで具体的に200 MHzでの走行時間による影響を検討してみる。例えばグリッド・プレート間の間隙が2 cmとし、 $v_p \text{ min}$ を5 kVとしてみると、その走行時間は0.5 nsになる。この時間は200 MHzの位相角36°に当たり、ビーム結合係数Mは0.98、ビーム負荷アドミッタンスの $G_B/G_0$ 、 $B_B/G_0$ はそれぞれ0.02、0.05になる。従って、これらの量は、回路損失や製造の不確かさに比べれば十分小さいといえる。

完全なBクラス動作で、180°の流通角で流れるプレート電流に歪みがないとすると、その電子管の特性を表わす電圧増巾率 $\mu$ と相互コンダクタンス $g_m$ を用いて基本動作特性を解析的に求めることが出来る。ここでは、その手法の全てを取り扱わないが、具体例としてTH 516を取り上げ、その使用例で述べられている主要な値の相関や定電流特性図上でのふるまい等を調べて見る。

表1はTH 516のカタログ上に記載されている動作例である。また表2は特に説明を加えないが、参考としてRCA 7835の動作例を示している。図5はTH 516の定電流特性である。

表1の動作例ではデューティのみでパルス中の値が示されていないが、陽子リニアック用であるので500 μs



表1 TH 516の動作例

Typical Operation	
Pulsed RF power amplifire - Anode modulation	
Frequency	200 MHz
Duty cycle	0.001
Anode voltage	40 KVdc
Grid bias voltage, approx.	-400 Vdc
Average anode current during pulse	210 A
Peak driving power	440 kW
Average anode dissipation	3.8 MW
Peak output power	4.8 MW

表2 RCA 7835の動作例

Typical Operation:		
In a cathode-drive circuit, with rectangular wave shape pulses of 2000 microseconds, a duty factor of 6.0% at a frequency of 250 MHz.		
Peak Positive-Pulse Plate Voltage <sup>d</sup>	30,000	V
Peak Grid Voltage <sup>f</sup>	-100	V
Peak Plate Current	220	A
Peak Cathode Current <sup>g</sup>	350	A
DC Plate Current	13.2	A
DC Cathode Current <sup>g</sup>	21.0	A
Peak Drive Power <sup>d</sup>	150	kW
Useful Power Output (At peak of pulse)	4000	kW

位までは使えるものとする。また、特にBクラスであるとは示されていないが、グリッドバイアス ( $V_g$ ) がアノード電圧 ( $V_p$ ) 40KV で  $-400$  V となっているのは、図5の動作特性で、 $V_p$  を40KVまで延長すると、 $-400$  でほぼカットオフになるので、この動作例がBクラスであると解釈することが出来る。次にアノード電流 ( $I_p$ ) からアノードのピーク電流 ( $i_p = \pi I_p$ ) 及び基本波電流 ( $i_{p0} = \pi/2 I_p$ ) が、それぞれ660 A, 330 Aであることが計算できる。更に出力Pが4.8 Mであるというからアノードの高周波電圧  $v_p$  が求められる。

$$v_p = 2P/i_p \omega$$

$$= 29.1 \text{ (kV)}$$

このことから、アノードの最小電圧  $v_{p \text{ min}}$  ( $=E_p - v_p$ ) が10.9KVであることが分かり、動作特性上に点Pを求めることができる。この点Pからグリッド電圧  $v_g$  とグリッド電流  $i_g$  が、それぞれ1370V, 130 Aであることが読み取られる。更にグリッドの高周波電圧はバイアス電圧を加えると1770 Vとなり、この値と入力電力440 kWからグリッドの抵抗と電流を求めると、それぞれ3.6  $\Omega$ , 500 Aが得られる。この抵抗の逆数が、グリッド・カソード間のビーム負荷アドミッタンスを与えるものであるが、入力電力440 kWの中に回路損失等も含まれているので、真のビーム負荷アドミッタンスを求めることはできない。

以上の計算では、動作例に合わせて説明もカソード接地で表現してきたが、ここでは当然グリッド接地である。またこのことは、表2のRCA 7835に於てもカソード・ドライブと言った上でグリッドにバイアスを与えるような書き方をしているようであり、一般的な表し方と思われる。グリッド接地の場合、入力回路にグリッドを通過するビーム電流による誘導電流が流れるため、カソード接地に比べ非常に大きな電力を必要とする。この電力はビームに与えた電力として出力回路側に加えられることになる。表1の動作例で、アノード電極電源から与える電力が、 $40 \text{ (kV)} \times 210 \text{ (A)} = 8.4 \text{ MW}$  に対して、出力電力4.8 MWとアノード損失3.8 MWを加えたものが8.6 MWとなり、0.2 MW大きくなっている。これが入力電力の一部の加算に相当するものである。動作特性で示されるグリッド電流は、グリッドがカソードに対し正になったときに電子がグリッドに捕獲されて流れる電流を示すものである。従ってこのグリッド電流130 A (流通角180°以下) とグリッド電圧の積の平均にデューティを掛けたものがグリッドの発熱になる。電子管の一般的な使用限界はグリッドの発熱によって決められていると言われてい

CONSTANT-CURRENT CHARACTERISTICS

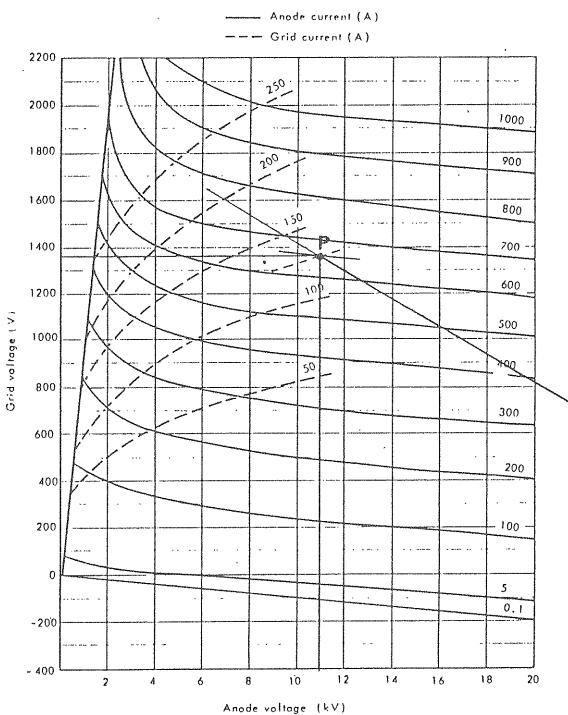


図5 TH 516の定電流特性

る。この電子の運動エネルギーの発熱に加え、出力回路の振動電流による抵抗損失も大きな値となるため、使用例と異なる動作域で使用する場合、特に注意しなければならない。

### 参 考 文 献

電子管についての参考書は、昔から非常に多くあるが、そのほとんどが現在入手できないものとなっている。この稿をまとめるに当たり、筆者自身の教科書としたのが、参考文献に載げた1), 2), 3)である。本稿の構成や式の表現などは、ほとんど文献1)に従っている。文献2)が第1章の内容について文献1)とほとんど同じ扱いになっていることから、これらが電子管の基礎についての標準的なものと思われる。文献3)はこれらよりもっと実際的なもので、いわゆる電子管回路に近いものである。空間電荷を含む小信号解析は、式があまりにも長々となるためこの稿では取り上げなかったが、文献1), 2)ともに詳しく述べられている。

- 1) D. R. Hamilton, J. K. Knipp and J. B. H. Kuper: "Klystrons and Microwave Triodes", McGraw-Hill (1948).
- 2) M. Chodorow and C. Susskind: "Fundamentals of Microwave Electronics", McGraw-Hill (1964).
- 3) 西尾秀彦, 二階堂靖矩, 内丸清: 電子管, 電気学会 (1965)
- 4) J. T. Keane and A. J. McNerney: "Experimental Results on the RCA 7835, and Initial Operating Parameters of the FTH 515", Proc. 1966 Proton Linear Accelerator Conference, pp. 183-190, (1966)
- 5) J. C. Brown and B. G. Chidly: "A High Power RF Supply for the Chalk River 100% Duty Factor Alvarez Linac", Proc. 1976 Proton Linear Accelerator Conference, pp. 296-299, (1976)
- 6) E. Regenstreif: "The CERN Proton Synchrotron", CERN 60-26, (1960)