无线电接收设备 中一

苏联 В. И. 西福罗夫 著

人 民 邮 电 出 版 社

中册目录

第八章　超高頻波段內电子管的特性

1. 电流通过电子管的一般規律

要理解超高頻(СВЧ)波段內接收放大管的基本特性，就必須放弃以前关于这类管子的工作的概念，根据以前的概念来看，电子管的任一电極的外部电路內的电流是以單位时間內落到电極上的电子数目来决定的。而根据現在的概念来看，任何电極的外部电路內的电流，乃由电子管內部电子运动所引起的感应电流和一般的电容电流所組成。

假定在兩个平行的平板电極A和K中間分布有电荷，在这兩电極上加一超高頻交流电压(圖 195)。那么，从电学理論可知，在电極間任何一点上的全电流密度 j 可用下列公式表示

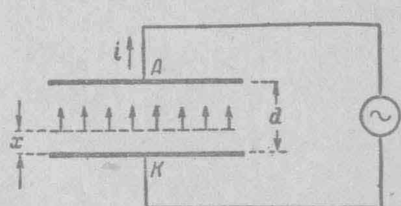

圖 195. 当外加电压作用于兩个平行电極时，电荷运动的情形。

$$j=\rho v+\varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}, \qquad (157)$$

这里j是全电流密度，以安/厘米²表示；

ρ 是單位体积的电荷密度，以庫/厘米³表示；

v 是电荷运动的速度，以厘米/秒表示；

E 是电場强度，以伏/厘米表示；

t 是时間，以秒表示；

ε 是介电系数，在这單位制中为 8.85×10^{-14}。

公式(157)右边部分的第一項，即乘积 ρv，是电荷运动所引起的对流电流密度 $j_к$；第二項 $\varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}$ 是由电場强度E的变化而引起的位移电

流密度。因此，在电極之間任何一点的全电流密度是由对流电流密度和位移电流密度所組成。

根据电学理論又知道

$$\mathrm{div}\, j = 0.$$

因为在这种情况下，全电流密度向量 j 垂直于电極，所以所引用的方程式可写成

$$\frac{\partial j}{\partial x} = 0,$$

这里 x 是从确定电流密度的平面到下边平板的距离。

从上面的关系得出：电極之間的全电流密度 j 与空間坐标 x 無关，而只是时間 t 的函数。

方程式(157)的其他变数（ρ、v 和 E）都是时間 t 和坐标 x 的函数。

沿空間坐标 x 从 0 到 d，也就是从下边平板到上边平板的范圍內积分方程式(157)，同时考虑到数値 j 与 x 無关，并以 d 除等式的兩边后，即得

$$j = \frac{1}{d}\int_0^d \rho v\, dx + \frac{\varepsilon}{d}\int_0^d \frac{\partial E}{\partial t}\, dx,$$

或

$$j = \frac{1}{d}\int_0^d j_{\text{K}}\, dx + \frac{\varepsilon}{d}\frac{\partial}{\partial t}\int_0^d E\, dx,$$

这里 j_{K} 是对流电流的密度。

設

$$\frac{\varepsilon}{d} = C_1$$

并注意到

$$\int_0^d E\, dx = u_{fa},$$

这里 u_{fa} 是电極 K 和 A 之間的交流电压，則得

$$j=\frac{1}{d}\int_0^d j_K\,dx+C_1\frac{\partial u_{fa}}{\partial t}. \tag{158}$$

这里的数值 $C_1=\frac{\varepsilon}{d}$ 是电極之間每平方厘米电極面积上的电容量，以法拉/厘米²表示。

事实上，平板电容器的电容量 C 在靜电單位制中(即以厘米表示)可用下列公式表示

$$C=\frac{A}{4\pi d},$$

这里 A 是每一电極的表面面积，以平方厘米表示；

d 是兩平板間的距离，以厘米表示。

电容密度若以每平方厘米电極面积上所有的厘米数表示时，即为

$$C_1(\text{厘米}/\text{厘米}^2)=\frac{C(\text{厘米})}{A(\text{厘米}^2)}=\frac{1}{4\pi d(\text{厘米})},$$

或以法拉/厘米²表示时

$$C_1(\text{法拉}/\text{厘米}^2)=\frac{1}{9\times10^{11}}\,\frac{1}{4\pi d(\text{厘米})}=\frac{8.85\times10^{-14}}{d(\text{厘米})}.$$

由此可見，C_1实际上是电極間每平方厘米电極面积上的电容量，因为在我們所选擇的單位制内介电系数 $\varepsilon=8.85\times10^{-14}$。

把公式(158)的兩边乘以每一电極的面积 A，得出

$$i=\frac{1}{d}\int_0^d i_K\,dx+C\frac{\partial u_{fa}}{\partial t}, \tag{159}$$

这里 $i=jA$ 是电極間的全电流，等于外部电路中的电流；

$i_K=j_KA$ 是通过所选取的电極間截面的对流电流；

$C=C_1A$ 是电極間的总电容量。

显然，公式(159)右边部分的第二項就是普通的电容电流。当电極間沒有电荷存在时，外部电路的电流將等于此电容电流。因而电極間

电荷运动所引起的第一項电流就是感应电流。

从公式(159)得出：电極間加有交流电压，并在电極間有电荷运动时，外部电路的全电流等于感应电流和电容电流的总和。

2. 由运动电荷感应电流的規律

关于感应电流的基本定理：假如一个点电荷 e 以速度 v 运动于接地电極的系統內(圖 196,а)，則在任一电極 A 的电路內感应电流的瞬时値 i 將为

$$i=E_v ev, \tag{160}$$

这里 E_v 是电場强度在速度方向的分量，这电場是在电荷被移去、电極 A 的电位等于一、而所有其他电極都接地的条件下(圖 196,б)电荷所在

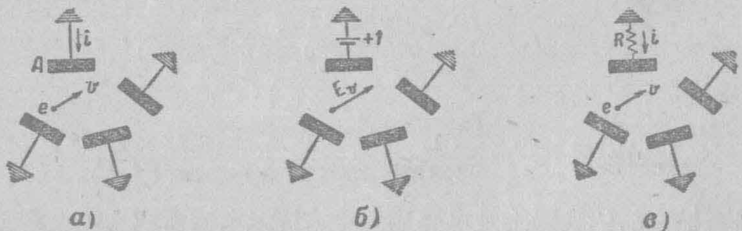

圖 196. 接地电極系統，其間有点电荷在运动。

那一点的电場。換句話說，E_v 就是沿速度方向的电場(电極 A 的电位为 U_A 时，电荷所在那一点的电場)强度分量与电位 U_A (电荷被移去和其他电極都接地的情况下)的比。因此 E_v 的因次为(伏/厘米)/伏，即 1 厘米。

为了証明这个定理，我們把电阻 R (圖 196,в) 接到电極 A 的电路中。那么，这个电極的电位將等于 $-iR$，在这个电荷被移去和所有其他电極都接地的条件下，这电位在該电荷所在点上所产生的沿速度方向的电場强度分量为 $-iRE_v$；作用于电荷 e 上的力等于 $-iRE_ve$，而在單

位时間內此力所作的功(即功率)則等于

$$\frac{-iRE_v e\,ds}{dt},$$

这里 ds 是在时間 dt 內电荷 e 所移动的距离。設 $\frac{ds}{dt}=v$，并改变上式的符号，我們得到电荷运动时所損耗的功率为

$$P=iRE_v ev.$$

因为这功率消耗于电阻 R 上，所以 $P=i^2R$。使得出的兩功率公式相等，并以 iR 除等式的兩边，即得

$$i=E_v ev,$$

这就証明了上面的定理。

我們应用感应电流的定理，来計算兩个平行的平板电極系統內，当电極間有电荷 e 以垂直于电極的速度 v 运动时的电流强度(圖 197, a)。

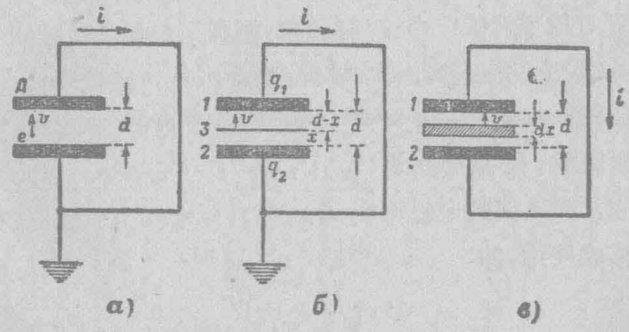

圖 197. 接地的平板电極系統。

把电荷 e 移去，并使上面电極的电位等于1伏，同时假定下面的电極是接地的，則得出沿速度方向的电場强度 E_v 为

$$E_v=-\frac{1}{d}.$$

这里負号是因为速度 v 和电場强度 E_v 的向量方向相反的緣故。假如把圖 197, a 箭头所指的方向当作电流 i 的正方向，則根据上面証明的

定理

$$i=\frac{ev}{d}. \tag{161}$$

假如运动的电荷不是点电荷，而是分布在平行于电極1及2的平面3（圖197,б）上，那么可以把电荷分为許多小單元，并把公式(161)应用于每个單元，则得

$$i=\frac{qv}{d}, \tag{162}$$

这里q是平面3上的总电荷。

公式(161)和(162)表明，当兩个电極之間有电荷运动时，在連結这兩电極的导綫内的电流与这电荷及其运动的速度成正比，而与电極間的距离成反比。

公式(161)和(162)是由感应电流的定理得出来的。

为了更好地了解感应电流現象的物理意义，我們从感应于电極1和2（圖197,б）上的电荷随时間的分配变更現象，来証明公式(162)的正确性。显然，运动电荷q將产生一个垂直于电極的电場。因为电極1和2是短路的，所以电位差U_3-U_1和U_3-U_2相等。因此荷电的平面3与电極1和2間的电場强度，也就是在兩电極上所感应的电荷，与相应的距离成反比，即

$$\frac{q_1}{q_2}=\frac{x}{d-x},$$

这里q_1和q_2是电極1和2上的感应电荷。

假設上述的系統整个不荷电，就是說

$$q+q_1+q_2=0,$$

求上述兩方程式q_1的解，得

$$q_1=-\frac{q}{d}x.$$

因而电流i將为 $$i=-\frac{dq_1}{dt}=\frac{q}{d}\frac{dx}{dt},$$

因为
$$\frac{dx}{dt}=v,$$
所以
$$i=\frac{qv}{d},$$
这又証明了上面的公式。

以上公式(162)的証明說明了感应电流的本質。这电流的产生，乃由于当电荷 q 在电極間运动的时候，因电荷的运动而引起的电場隨时間而發生变化，并引起感应电荷 q_1 和 q_2 在兩电極上的分配变更現象。因而电荷在电子管的电極間运动时，即使这些电荷不落到电極上，也將在这些电極的外部电路中产生电流。

現在假定(就像在实际的二極管里的情形一样)电荷在电極 1 和 2 之間的分布是連續不断的(圖 197,в)。以 ρ 表示單位体积的电荷密度，v 表示电荷运动的速度，A 表示每个电極的表面面积。在一般情况下，ρ 和 v 是坐标 x 和时間 t 的函数。

我們在电極間的空間內取出厚度为 dx 的一層。这一層的电荷將是 $A\rho dx$。根据公式(162)，这一層电荷运动所引起的电流分量
$$di=\frac{A\rho v}{d}dx.$$
因为 $\rho v=j$，这里 j 是电流密度，所以
$$di=\frac{Aj}{d}\,dx.$$
因此，由于电極間所有电荷的运动在导綫內产生的全电流將是
$$i=\frac{1}{d}\int_0^d Aj\,dx$$
或以 $Aj=i_{\text{к}}$ 表示，这里 $i_{\text{к}}$ 是对流电流，即得
$$i=\frac{1}{d}\int_0^d i_{\text{к}}(x,t)\,dx. \tag{163}$$

如果知道电極間的对流电流 $i_{\text{к}}$ 的函数——坐标 x 和时間 t 的函数,用这个公式就能求出連接电極的导綫內的感应电流。这公式表明,在前述的情况下,在任何瞬間外部电路中的感应电流都等于这一瞬間內电極間整个空間中的对流电流的平均值。

在特殊情况下,假設对流电流 $i_{\text{к}}$ 与坐标 x 無关,就像一般二極管在頻率不太高时的情况一样,由公式(163)可得:

$$i=\frac{i_{\text{к}}}{d}\int_{0}^{d}dx=i_{\text{к}}. \tag{164}$$

因而,在这种情况下,二極管外部电路中的感应电流等于其內部的对流电流。

当电子在电極間的过渡时間 τ 小于周期 $T=\frac{1}{f}$ 的情况下,公式(164)才是正确的,这里 f 是电流的工作頻率。假如过渡时間 τ 和周期 T 差不多时,則在电極間的空間的不同断面中对流电流將有不同的数值,也就是說对流电流 $i_{\text{к}}$ 不仅与时間 t 有关,幷且亦与空間坐标 x 有关,这时,外部电路內的感应电流 i 用公式(163)来計算。

公式(163)是工作于超高頻的电子管理論的主要公式之一。假如已知电子管內部的对流电流在时間上和空間中分布的規律,用这个公式就可計算电極外部电路中的感应电流。

应当指出,推导公式(160)—(163)时,沒有考虑因电荷运动所产生的磁場的影响,幷且假定电場的傳播是非常迅速的。如果电荷的运动速度远小于电磁場傳播的速度($v\ll c$),幷且电極間的距离远小于电磁波的波長的話($d\ll\lambda$),那么是可以这样假定的。

同样也必須强調指出,公式(163)尙沒有考虑到由电極上的交流电压所引起的、通过电極間的空間的电容电流。如上面(第1节)已經証明的,任何一个电極的外部电路中的全电流等于感应电流和电容电流的总和。

3. 把放大管当作有源四端網絡

在频率較低时，可以忽略的許多因素在超高頻波段內就必須加以考慮。这些因素如：(1)电子管內电子过渡时間的影响；(2)电子管引綫电感的影响和引綫間互感的影响；(3)电子管極間电容的影响；(4)电子管和諧振电路內介質損耗的存在。所列举的这些因素即使在短波波段內就必須加以考慮，在超高頻波段內它們的影响更为严重。

电子管和諧振电路內的介質損耗随着頻率的增高而迅速增大，因而在超高頻波段內变得很大。不过，若采用近来研究成功的特殊的高頻介質，則介質損耗可以大大減小。

圖 198,a 是应用于長波、中波及短波波段的三極管等效电路。这电

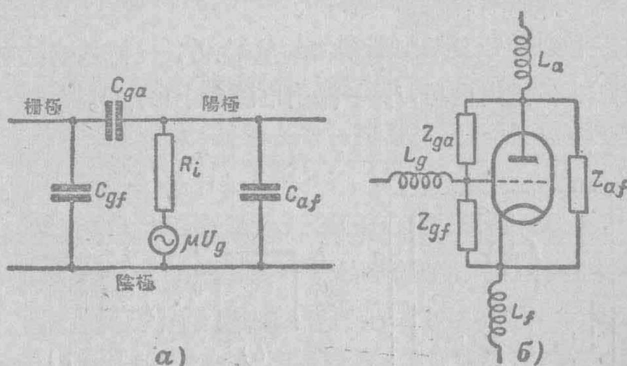

圖 198. 三極管的等效电路：
a. 長、中、短波时的等效电路； *б*. 超高頻时的等效电路。

路由电动势为 μU_g 和內阻为 R_i 的电源以及三个極間电容（柵極—陽極、柵極—陰極与陽極—陰極）所組成。

对超高頻波段来說，这个等效电路就不正确了，因为就是在普通的三極管內，也必須考慮电子管的引綫間的电感和互感以及極間阻抗。所以用于超高頻的三極管等效电路比較复杂得多（圖 198,$б$）。多極管

的等效电路当然还更复杂。

为了作出对任何超高頻放大管都正确的簡單的等效电路，要应用四端網絡的理論。

如所熟知，可以把傳輸电能用的、而輸入及輸出各有兩端的系統看成是一个四端網絡。四端網絡是按兩种特点来分类的。

四端網絡按照有無电源可分为有源的和無源的兩类。第一类是包含电源的，如放大器屬之。第二类是諧振电路、变压器、濾波器和一般不包含电源的电路。此外，四端網絡分为直綫性的和非直綫性的。帶电源的放大管一般說来都是非直綫性的有源四端網絡（圖 199,a）。但是，当輸入电压很小时，可以把电子管工作范圍的特性曲綫看成直綫性的，而把电子管看成有源的直綫性四端網絡，也就是說可以把交流电压和电流之間的关系看成是直綫性的。

我們以下列符号表示四端網絡的数据：$\dot{U}_1$——輸入交流电压，$\dot{I}_1$——輸入电流，$\dot{U}_2$——輸出电压，$\dot{I}_2$——輸出电流（圖 199,$б$）。

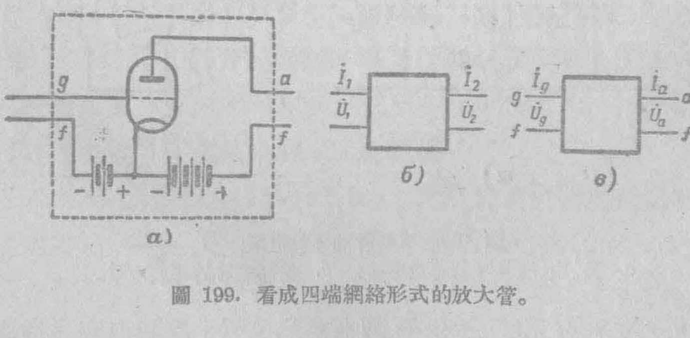

圖 199. 看成四端網絡形式的放大管。

所有这些数値都是复数。根据一般理論可知，对于直綫性四端網絡来說，下边的方程式是正确的：

$$\left.\begin{aligned}\dot{U}_1&=A\dot{U}_2+B\dot{I}_2\\ \dot{I}_1&=C\dot{U}_2+D\dot{I}_2\end{aligned}\right\} \qquad (165)$$

这里 A、B、C 和 D 是四端網絡的参数。如已知这些参数，則可以不去注意四端網絡的內容了，因为上面的方程式可以判断任何一个电路內的四端網絡的性質。

下面所叙述的对超高頻波段內放大管的工作分析是以 Э. В. 捷略赫、В. И. 柯龙連科夫和 В. И. 西福罗夫所研究的有源直綫性四端網絡的一般理論为基础的。

4. 超高頻波段內放大管的参数

由方程式(165)可見，在超高頻波段內，任何一个放大管当交流电压很小时完全可用四个参数 A、B、C 和 D 来說明它的特性。但是，这种参数系統对研究在超高頻波段中工作的电子管的特性是不方便的。比較合理的参数系統是每个参数都有导納的因次，因而用四个导納来說明电子管。

为了确定这些导納，我們参看圖 199,$б$, 在这圖上电子管以四端網絡来代表。我們是把圖 199,a 上的各端看成这四端網絡的輸入端和輸出端的。

以 $\dot{U}_g$ 表示輸入电压；这电压不同于加在柵極与陰極之間的电压，而差一引綫电感上的电压降和一互感的电动势。我們以 $\dot{I}_g$ 表示四端網絡的輸入电流。因为在电路中有电容性的和有功的漏电流，所以这个电流与柵極电流也是不同的。

輸出电压和輸出电流分别以 $\dot{U}_a$ 和 $\dot{I}_a$ 来表示。由于引綫电感的影响、引綫間互感的影响和引綫間的电容及有功漏电流的影响，同样，它們也和陽極电压及陽極电流不同。

現在我們来求放大管的导納。

电子管的回授导納或轉移导納 Y_{ga}. 在輸入端的引綫短路的情形下（圖 200, a），电子管輸入电流 $\dot{I}_g$ 与輸出电压 $\dot{U}_a$ 之比的負值称为回授导納 Y_{ga} 或者称为轉移导納，也就是

$$当\ \dot{U}_g=0\ 时，\quad Y_{ga}=-\frac{\dot{I}_g}{\dot{U}_a}. \tag{166}$$

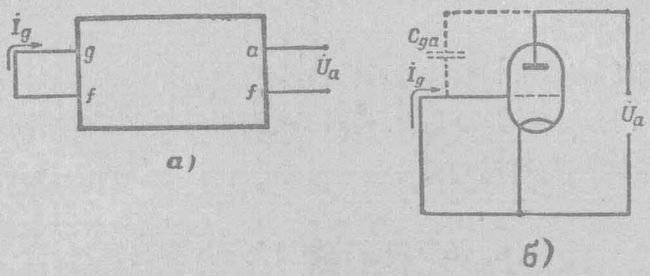

圖 200. 說明回授导納的定义的电路。

$$\dot{I}_g=-j\omega C_{ga}\dot{U}_a,$$

对工作在長波波段的电子管来說，是可以不考慮电子在电極間的过渡时間和引綫电感的影响的(圖 200,б)，所以輸入电流

因而回授导納

$$Y_{ga}=-\frac{\dot{I}_g}{\dot{U}_a}=+j\omega C_{ga},$$

这就是說，回授导納仅由陽極—柵極的电容所产生。回授导納的物理意义可归結为：回授导納代表輸出电压对輸入电流的反作用。

輸入导納 Y_g 在回授导納被补偿的情形下，电子管的輸入电流 $\dot{I}_g$ 与輸入电压 $\dot{U}_g$ 之比称为电子管的輸入导納 Y_g，即

$$当\ Y_{ga}=0\ 时，\quad Y_g=\frac{\dot{I}_g}{\dot{U}_g}. \tag{167}$$

說明輸入导納的定义的电路如圖 201,a 所示。四端網絡为补偿回授导納的导納 $-Y_{ga}$ 所分路。

工作于这种狀态的長波三極管的等效电路如圖 201,б 所示。負电容 $-C_{ga}$ 与極間电容 C_{ga} 的作用相补偿。这样，輸入导納就可不考慮从輸入电路經这电容到陽極电路的电流支路了。当有这补偿电容时，輸入导納

$$Y_g=+j\omega C_{gf}$$

仅仅由柵極—陰極电容的大小来决定。

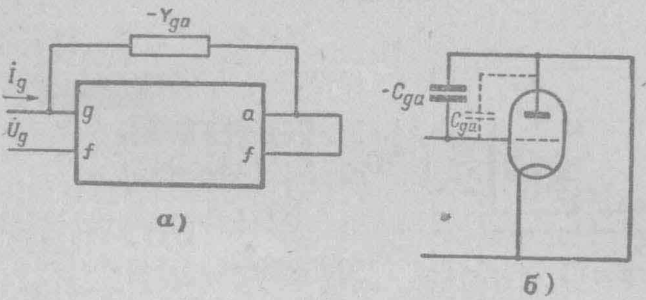

圖 201. 說明輸入导納的定义的电路。

輸出导納 Y_a　回授导納被补偿的情形下，电子管的輸出电流 $\dot{I}_a$ 与輸出电压 $\dot{U}_a$ 之比称为电子管的輸出导納 Y_a，即

$$\text{当 } Y_{ga}=0 \text{ 时，}\quad Y_a=\frac{\dot{I}_a}{\dot{U}_a}. \tag{168}$$

說明輸出导納的定义的电路如圖 202,a 所示。

圖 202,$б$ 为工作于这种狀态中的長波三極管电路。由这电路可見，对这种頻率来說輸出导納

$$Y_a=\frac{\dot{I}_a}{\dot{U}_a}=\frac{1}{R_i}+j\omega C_{af}.$$

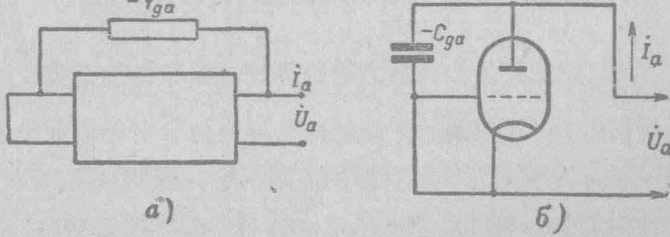

圖 202. 說明輸出导納的定义的电路。

互导 S　在輸出端短路，因之輸出电压 $\dot{U}_a=0$，以及在回授导納被补偿的情形下，輸出电流 $\dot{I}_a$ 与輸入电压 $\dot{U}_g$ 之比就称为互导 S，即

$$\text{当 } \dot{U}_a=0 \text{ 及 } Y_{ga}=0 \text{ 时，} \quad S=\frac{\dot{I}_a}{\dot{U}_g}. \tag{169}$$

說明互导的定义的电路如圖 203 所示。

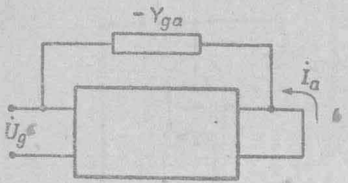

圖 203. 說明互导的定义的电路。

互导也和上面所研究过的各参数一样，具有导納的因次，在一般情况下为复数。互导的复数特性决定于陽極电流和柵極电压之間的相位移。这个相位移是由电子在电極間的过渡时間和其他原因所引起的。

在以上所述的参数系統內，輸入和輸出导納說明了輸入和輸出电路的特性，而电流的支路則由轉移导納来考虑。

以上所研究的系統不是唯一可能的系統。常常还用也是由这一类的参数組成的另外的系統，但这些参数是在轉移导納沒有补償时所确定的参数。这时，輸入和輸出导納的数値就要考虑由輸入电路到輸出电路及由輸出电路到輸入电路的电流支路了。

如果求轉移导納沒有补償时的互导 S，則由于从柵極电路經这导納到陽極电路的电流支路的关系，甚至在"冷管"內互导 S 也不等于零。

因为互导 S 应当說明电子管作为一电子器件时的作用，所以利用这种在"冷管"內等于零的互导的定义是比較自然的。如果在求互导时，把回授导納看作已被补償的导納，就可得到这种情况。

5. 超高頻波段內放大管的等效电路和特性方程式

如所熟知，任何無源的四端網絡都可用由三个导納所組成的 Π 形电路来代替。因为放大管是有源的四端網絡，我們可將"电流源"作为有源元件引进放大管的等效电路中：所謂电流源即这电源的电流与其端电压無关。取这电源的电流等于 $S\dot{U}_g$，即得圖 204 所示的等效电路。

現在我們来証明这电路的正确性。为此，就要証明等效电路上所标出的导納是符合于上述定义的。