反射速调管

納烏敏科 編
李傳信
張克潛 合譯

人民邮电出版社

反 射 速 調 管

納烏敏科　編
李傳信
張克濬　合譯

人民邮电出版社

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

Е. Д. НАУМЕНКО

СОВЕТСКОЕ РАДИО 1954

МОСКВА

内容提要

本書共分七章，專門討論反射速調管，主要內容是有关反射速調管的一般介紹，速調管元件，电子滯后現象的研究，負載影响及調制与噪声等，最后介紹反射速調管的实际应用与結構。这本書是“速調管”一書的繼續，适合大学無綫电系师生參考，也适合从事超高頻無綫电的工程师及研究人員參考閱讀。

反射速調管

編　者：納烏敏科
譯　者：李傳信　張兗潛　合譯
出版者：人民邮电出版社
北京东四6条13号
(北京市書刊出版業營業許可証出字第C四八号)
印刷者：北京市印刷一厂
發行者：新华書店

开本850×1168 1/32　1958年9月北京第一版
印張7插頁數126　1958年9月北京第一次印刷
印刷字數212,000字　統一書号：15045·总785—無204
印數1—2100册　定价：(10)1.35元

目　　录

第一章　反射速調管导論 ………… 1

1．一般特性 ………… 1

2．反射速調管的高型振盪理論 ………… 8

3．反射速調管的实驗特性 ………… 20

4．理論与实驗的定量比較 ………… 23

5．理想速調管的詳密理論 ………… 27

第二章　非理想的反射極 ………… 44

1．电子光学問題 ………… 45

2．电子光学系統的同比定律 ………… 46

3．振盪区域曲綫 ………… 49

4．以（Uотр；λ）为坐标的振盪区域曲綫 ………… 55

5．無空間电荷时凹形反射極的划一特性曲綫 ………… 58

6．在平行平面反射空間，空間电荷对电子渡越时間的影响 ………… 60

7．反射空間电場对电子羣聚的影响 ………… 67

8．渡越时間对有效羣聚时間的关系 ………… 68

9．羣聚与空間电荷 ………… 75

10．有相位畸变的反射場 ………… 76

11．相位畸变与反射場非綫性的比較 ………… 77

第三章　电子滯后現象 ………… 78

1．滯后現象 ………… 78

2．在低型振盪时由于 G_e 随 φ 变化而引起的振盪区域不对称 ………… 79

3．在相位移与 θ_0 無关时，由于相位移对隙縫交流电压有关所引起的滯后 ………… 81

4．电子的多次渡越与羣聚理論 ………… 87

5．多次渡越电子引起的滯后 ………… 91

第四章　負載对于反射速調管工作的影响 ………… 98

1．緒言 ………… 98

2．冷量測的原理 ………… 100

3．冷量測的方法 ………… 103

4．工作情况；理想負載圖 ………… 108

5. 轉变成实际負載圖 …… 116
6. 实驗的負載圖 …… 128
7. 高 Q 負載的影响 …… 131
第五章 反射速調管的調制 …… 137
1. 調制的形式 …… 137
2. 用低頻調制时的静态特性 …… 138
3. 应用静态特性的限制，調制理論中的似穩近似法 …… 140
4. 在小信号的情况下調制的描述 …… 142
5. 在隙縫間电压有調制（过渡过程）存在时的羣聚作用 …… 145
6. 振盪器参量的一次調制效应 …… 149
7. 随时間緩慢变化的高頻电流激励諧振腔 …… 152
8. 过渡过程，振盪的建立 …… 155
9. 用正弦波調制时的普遍关系式 …… 160
10. 电子流和反射空間渡越时間的低頻調制 …… 163
11. 用与 ω 可比拟的頻率調制 G_e 与 θ_0 …… 167
第六章 反射速調管的噪声 …… 167
1. 振盪器噪声的作用 …… 167
2. 量測方法 …… 168
3. 振盪器的总噪声 …… 171
4. 分离边頻帶 …… 173
5. 噪声与負載的关系 …… 175
6. 噪声量測結果的总結和噪声值的估計 …… 177
7. 一些更复杂的效应的研究 …… 181
8. 噪声值的計算 …… 184
9. 反射速調管的噪声理論 …… 189
第七章 实际应用的反射速調管的結構 …… 197
1. 緒言 …… 197
2. 速調管諧振腔的結構 …… 199
3. 調諧方法 …… 202
4. 能量輸出端 …… 206
5. 对于本地振盪器用速調管的要求 …… 207
6. 各种型式的反射速調管 …… 209

第一章　反射速調管导論

反射速調管是具有單諧振腔、利用电子羣聚的原理得到高頻振盪的一种高頻电子器件。从陰極出發的电子流在电子槍部分內加速到几百伏左右（参看圖Ⅰ·1）。在电子流穿过諧振腔隙縫后进入反射空間。在这里电子在拒斥場作用下被逐漸減速并且返回再穿过隙縫。即在拒斥場空間进行羣聚。

1. 一般特性

如在隙縫上有高頻电場，則电子流由于第一次渡越隙縫的結果在离开隙縫时得到了速度調制。由此，在經过反射返回到隙縫时电子流中便有了交变密度分量。密度变化的程度决定于反射空間的性質和起始速度調制的程度。在第二次渡越时，电子流和隙縫电場相互作用。如果电子流交流分量和隙縫上高頻电压的相对相位适合时，电子流將給諧振腔能量。如果这一能量足够抵償損耗及負載，便可保持稳定振盪。振盪頻率將在諧振腔主型振盪頻率的附近，与主型振盪頻率差異的程度决定于諧振腔的性質及电子导納的电納部分，而后者又决定于反射电子流交变分量的相位。

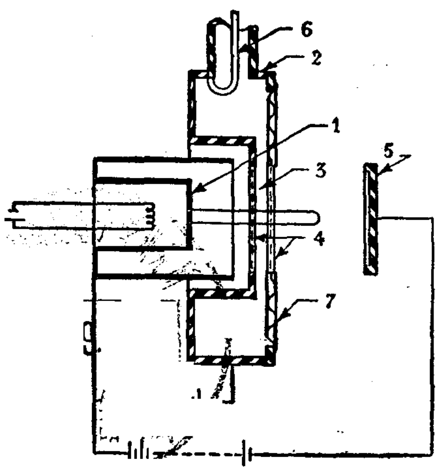

圖 Ⅰ·1　反射速調管示意圖
1.陰極，2.諧振腔，3.工作隙縫，4.柵，5.反射極，6.能量輸出綫，7.調諧膜片。

最佳相位　最佳相位决定于下述条件，即在反射电子流中，电

子羣聚的中心在隙縫电場有最大拒斥作用时穿过隙縫，因为在这一条件下，最大数目的电子在穿过隙縫时失去最多的动量，故可从电子流中取出最多的能量。

在第二次渡越中，作为羣聚叢中心的电子是在第一次渡越中，当电場是从加速場变为拒斥場时穿过隙縫的电子。我們来研究在这一电子前后短的时間內（周期的一小部分）穿过隙縫的电子羣。較快的电子进入反射空間較深，因此比之較慢的电子返回所需的时間要長些。当反射空間为恆定場时，电子返回（隙縫）的时間是与其射入反射空間的速度成比例的。因此，如果在这一羣电子中，較早出發的电子是較快的电子（如果在第一次穿过时，先过的是受到加速的，而后过的是被減速的，这假定就正确），这一条件就正合于形成电子羣的需要，羣聚的中心就是那些穿过隙縫时速度不受影响的电子。

返回相位的最佳值决定于下述情況，即在縫間电場給予返回电子最大拒斥作用时，使羣聚叢的中心通过隙縫。既然羣聚中心第一次渡越时是电場由加速度变为拒斥的这一瞬間，那么电場只少要再过二分之一週期才开始对返回电子有拒斥作用，而拒斥作用的最大值則將在再过 0.75 週期时發生。此后最大拒斥作用將發生在第一次渡越隙縫后的 1.75, 2.75 等週期时。这样，最佳相角为 $\theta_n=2\pi(n+0.75)$，其中 $n=0,1,2,3,\cdots\cdots$。

可能的振盪型　在最佳相位值附近的振盪决定于反射速調管可能的振盪型。不同的型以 n 的値来区別，n 为整週期数，再加 0.75 便是最佳相位。

变更反射極的电位可以改变羣聚电子流与隙縫电压的相对相位。变更反射極电压就改变了电子在反射場中所消耗的平均时間。因此，从一型变到另一型是很簡單的，只要变更反射極电压便可。有一系列的不連續的反射極电压之值，对应于一系列的最佳相位之值，并且反射極的負电压愈小，对应的 n 愈大。自然，管子的結構使实际能获得的相位值受到限制。例如，到反射極的距离就成为具

有一定初速的电子在其中所消耗的全部时間的上限。

小振幅　起始的振盪由噪声起伏所产生，噪声起伏在电子流中和在隙縫电压中是永远存在的。振盪建立的特性决定于所加的电場的特点。在理想情况下，电子羣返回的与隙縫电压的相对相位和隙縫电压的振幅没有任何显著的关系。因此，如果不变更直流电压，当振盪建立时，相位关系差不多没有变化。

为了簡化討論，假設隙縫渡越角很小，以致可以忽略。在縫間渡越角可忽略时，羣聚参数为

$$X=\frac{\theta U}{2U_0}$$

在振盪开始时，由于隙縫电压的振幅值 U 和加速电压 U_0 相比很小，羣聚参数差不多为零。X 随着振盪的增長而增大，一直到达稳定值为止。

第一次渡越隙縫时，由于隙縫电压作用而产生的速度調制的振幅值等于电子平均速度 v_0 乘以因子 $\frac{U}{2U_0}$。如果加速調制非常小，羣聚电子流的振幅就等于速度調制的振幅值与平均电荷密度和 $-j\theta e^{-j\theta}$ 之乘积，如在双腔速調管中的情形一样。这个电流可用来决定在小訊号时的电子导納。它等于

$$Y_e\approx\frac{G_0}{2}j\theta e^{-j\theta} \tag{1}$$

这里 G_0 为在隙縫的电子流电导。如果將 θ 看作一个从零开始的参量，那么由（1）式 Y_e 在复数平面上的軌跡为一螺旋綫，如圖Ⅰ·2所示。这一螺旋綫在原点的斜率为無限大，而且順时針方向旋轉。它在 $\theta_n=2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)$时$(n=0,1,2,\cdots\cdots)$ 与負实軸相交。此时电子导納为純負电导。

羣聚参数　如果隙縫电压增加，則X增大，而羣聚过程也变得复杂化。如已經指出的，相角通常没有变化。从羣聚理論中知道，对电子导納的作用决定于因子 $\frac{2J_1(X)}{X}$。这一因子在$X=0$时等于1，

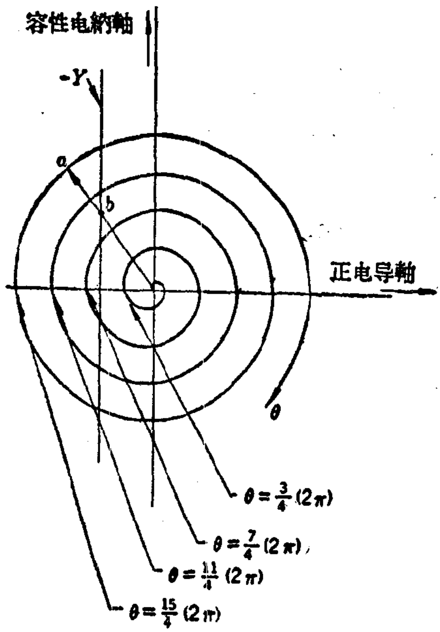

圖 I·2 小訊号时的电子导納

而在 $X=3.83$ 时降至零（圖 I·3）。从此得出，在电子导納的螺旋綫上表示很小振幅的点，在振盪建立时將沿矢量半徑向原点移动。矢量半徑縮短的値由圖 I·3 上 X 的函数的曲綫决定。振盪的起始建立过程將在第五章第 8 节中討論。

稳定振盪 諧振腔和負載可表示为电导 G 与电納 $2jC(\omega-\omega_0)$ 在有效諧振角頻率 ω_0 时它等于零。这样在隙縫处回路的总导納等于

$$Y=G+2jC(\omega-\omega_0)$$

將回路总导納看作 ω 的函数，那么它在导納平面上的軌跡將是和实軸在 G 点相交的一条垂直綫。

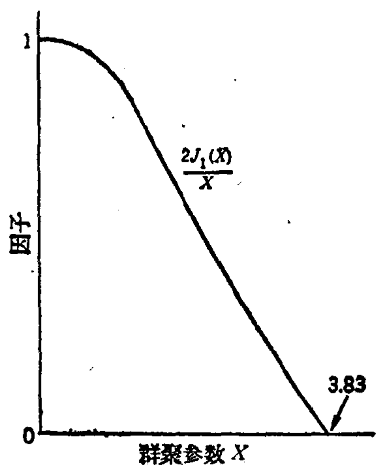

圖 I·3 因子 $\frac{2J_1(X)}{X}$ 的曲綫

稳定振盪的条件可表示为导納之和等于零，即

$$Y+Y_e=0$$

这一关系立即給出了上述縮短过程应該停止的点。在圖 I·2 上导納（$-Y$）为垂直綫。当电子导納的起始値（相当于圖上的 a 点）沿矢量半徑向坐标原点移动到与 b 点相重合时（b 点是这一矢量半徑与 $-Y$ 直綫的相交点），

稳态振盪条件便得到满足。在 b 点即建立了稳态振盪。

只有当螺旋綫上的起始点位于回路恆定电导值的直綫的左方时，上述过程才能發生，否則矢量半徑与此綫不相交，亦只有当导納的值是在此綫左方时才能得到稳态振盪。因此在可能的振盪型中只有这些振盪型才能产生，即在最佳相位时其小振幅的电子导納比回路电导大。在电子流电导值和回路的电导值給定时，在一系列的振盪型中有一个型的 n 值最小，这 n 是对应于此二曲綫的第一次相交点的，此后的 n 都可建立稳定振盪。

点 b 不仅决定隙縫电压的值（这是由圖 I·3 上对 X 的关系决定的），而且还在給定綫路所需的电納以后，决定振盪的頻率。只有当点 a，因此也即当点 b 位于实軸时振盪頻率才等于諧振頻率 ω_0。否則就將和 ω_0 不同，相差多少視 C、G_0、与 θ 不同而異。如在 n 次型振盪时，θ 大于 $2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)$，振盪頻率就小于 ω_0，如 θ 小于 $2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)$則振盪頻率大于 ω_0。

电子調諧 速調管在电子調諧时的情况，其性質可由螺旋綫圖上看到。如点 a 位于实軸的負向并在回路恒定电导綫的左方，則 b 点也在实軸上，管子則在相应振盪型的中心点振盪。如果使反射極电压的負値降低一些，θ 就要增加，a 点沿螺旋綫順时針方向往上移，而点 b 沿垂直綫上升。同时振盪頻率降低，但其降低的程度并不大到足以使頻率与在反射空間的渡越时間的乘积有显著的減小。当 ab 兩点相遇时，縫上电压降至零，振盪即行停止。因此垂直綫与对应于 n 次型振盪的螺旋綫部分相交的兩点决定了振盪的界限和电子調諧的頻帶。振盪型愈高，这兩个極限点之間的距离愈大，調諧的頻帶愈寬。在一定的振盪型时，在頻帶中心随反射極电压的变化在大的負載时变化比小負載时快，因为大負載时点 b 更靠近 a（圖 I·4）。

由于螺旋綫高于和低于中心点的兩部分并不对称，电子調諧的曲綫也不完全对称，而且在低型时不对称会显著。其他不对称的原

因以后將在本章及下一章加以討論。

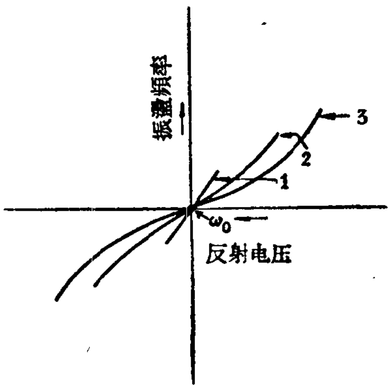

圖 I·4 在一定的振盪型不同負載时的电子調諧曲綫
1、2 与3—大，中，小負載

振盪功率 隙縫中的高頻电流与隙縫电压的关系决定于因子 $J_1(X)$，它的最大值对所有振盪型是相同的，并且在第一个最大值即在 $X=1.84$ 时出現。因为 $X=\dfrac{\theta U}{2U_0}$，振盪型越高 θ 值愈大，因此在高型振盪时，$J_1(X)$ 的最大值是在較小的縫間电压时得到。由此可預料，在較高的振盪型时，高頻功率的最大值將較小，因为电流最大值是在电压值較小时得到的。更准确地說，功率与 $\dfrac{XJ_1(X)}{\theta}$ 成比例；因此，由一振盪型变到另一型时功率將按 $\dfrac{1}{\left(n+\dfrac{3}{4}\right)}$ 下降。$XJ_1(X)$ 的最大值出現在 $X=2.40$。在某一特定的振盪型，回路电导 G 有一个值使羣聚参数在稳定振盪时于調諧范圍的中点到达以上所指出的值。而回路电导大于或小于此值（負載較重或較輕）时所得到的振盪功率就較小。

因为电子流和諧振腔中有損耗，并非全部获得的功率都給予負載。有用功率的百分数决定于諧振腔的效率，它等于負載电导值与回路总电导之比。其余部分的功率則消耗在諧振腔壁与电子流中。

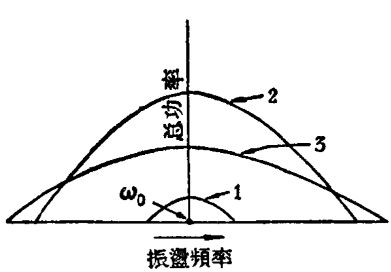

圖 I·5 电子調諧时功率的变化
1、2 与3—大，中，小負載

振盪頻率和反射極电压很容易量得。因为在一定的振盪

型时，在功率和頻率間存在着單值的相互关系，故功率經常是頻率的函数。在圖Ⅰ·5上繪出了这一关系的曲綫。在諧振頻率 ω_0 时，在大負載（b 接近于 a，$X<2.40$）或在小負載时（b 接近于原点，$X>2.40$）的功率均小于最大值。零功率点之間的頻寬在負載愈小时愈大。

隙縫渡越角　因为隙縫渡越角 θ_1 为有限量（不可忽略），因此隙縫电压在产生羣聚时并不全部有效，而且羣聚电流对諧振腔的激励也不是全部有效。第一个現象可用在电子穿过隙縫时电場發生了变化来解釋。因此有效的平均值小于最大值。第二个現象仍然是由于电子穿过隙縫的渡越时間是有限的才使交变电流部分地相互抵消所引起的。每个現象都由电子相互作用系数

$$M=\sin\frac{\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}{\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}$$

所决定。由于第一个現象的作用才在羣聚参数之中引进了系数 M。此外隙縫渡越角还有一个附加的影响，因为对羣聚有效的相角应該从隙縫中点算起。因此，如 $\theta_3=\omega t_3$，t_3为电子在反射空間消耗的平均时間。那么相角 θ 应該等于 $\theta_1+\theta_3$，因此电子从隙縫中心走出再返回的时間，增加了兩項，每項都等于 $\frac{t_1}{2}$ 即电子渡越隙縫时間之半。在羣聚参数里引入的渡越角也受到电子渡越隙縫时間的影响，但是方式不同。在直綫性的反射場中，这一叫作羣聚有效渡越角的 θ_e 等于 θ_3 减去隙縫渡越角，即 $\theta_e=-\theta_1+\theta_3$。

出現負号是因为：由于电子速度調制在隙縫中时間 τ_1 期間的羣聚过程的效应与在無場空間相似。而在無場空間的羣聚作用与在反射場空間的羣聚作用是相反的。在小訊号导納表示式中引入的因子就是这一羣聚有效角 θ_e。在（1）式中它以 θ 表示，这是因为（在綫性反射場情况下）$\theta_1=0$。

考慮到由隙縫渡越角所引起的上述变化，就得到 $X=\frac{\theta_e MU}{2U_0}$。

而电子导納則为

$$Y_e=\frac{G_0}{2}M^2\frac{2J_1(X)}{X}j\theta_e e^{-j\theta} \qquad (2a)$$

$G_{ne}=M^2\theta_{ne}\frac{G_0}{2}$，这里 $\theta_{ne}=\theta_n-2\omega_0t_1$ 为在 n 次振盪型中心的 θ_e 值，G_{ne} 等于小信号时在振盪区域中心电子电导的負值。

在一定振盪型时能获得的最大可能总功率与电子在隙縫的渡越角的关系可用因子 $\frac{\theta}{\theta_e}$ 表示其第一次近似值，因为最佳羣聚参数之值不变。与假定隙縫渡越角为零时相比，現在最佳羣聚参数值發生在 G 小 $\frac{M^2\theta_e}{\theta}$ 倍，而 U 大 $\frac{\theta}{M\theta_e}$ 倍的时候。因为总功率等于 $\frac{1}{2}GU^2$，因此它的最大值增至 $\frac{\theta}{\theta_e}$ 倍。但应該指出，速調管的結構并不时常能得到 G 的最佳値。

2. 反射速調管的高型振盪理論

对速調管，其中包括反射速調管，可以进行足够准确的理論分析，是因为几何形狀簡單，电流密度小，而电子在隙縫中的速度大。电子运动的軌跡，很接近于平行直綫。回路系統是由一个或几个諧振腔組成，如果不考虑耦合裝置，則具有高度的軸对称。諧振腔上通过电子的隙縫，其距离和孔的直徑比較起来总是很小的。当在每个諧振腔的主振盪型时，隙縫电場通常是沿管軸的方向而且在空間为恒定振幅。由于电流密度小和电子速度大，空間电荷給电子流的影响通常可忽略不計。在速度为零的地方如在反射速調管的反射空間，空間电荷的作用可引起散射和去聚而影响渡越时間。在不同工作情况下以不同的程度發生着这类效应，并定量地給电子工作以影响。就定性方面而言，它們很少显著地改变管內过程的特点。由于电子的速度很大，电子流中速度的热零散对管的工作的影响也不显著。

本节叙述反射速調管的初步理論，这一理論基于下述假設：即隙縫电場和反射电場的空間分布是恒定的；这一理論在高次振盪型

的誤差最小。在低次振盪型（n小时），在电子导納中引进的不同的修正項具有重要的意义$\left(\text{它們包括額外的因子}\frac{1}{\theta_e}\right)$。此外，在低次振盪型，为了羣聚，隙縫电压振幅値有时变得如此大，以致有些电子在返回隙縫中时被停止于其中。这一較复杂的情况在高次振盪型时不發生，因为在参数X中羣聚角値很大使在隙縫电压小时就可能得最佳羣聚。

电子导納 因为隙縫电压是表示式$-jUe^{j\omega t}$的实数部分，因此在这一情况下电子导納可写成

$$Y_e=\frac{G}{2}M^2\frac{2J_1(X)}{X}j\theta_e e^{-j\theta} \tag{26}$$

这里$G=\frac{kI_0}{U_0}$为返回隙縫的电子流电导；k为在总电子流中返回部分的百分数。

自激振盪的条件 为了得到稳定振盪，在隙縫上量得的总导納应該等于零。回路导納Y是在隙縫处三个导納分量之和，即負載导納$Y_н$，諧振腔导納Y_p和电子流导納$Y_{эл}$。这样，得到振盪的条件是使

$$Y_н+Y_p+Y_{эл}+Y_e=0$$

而回路导納

$$Y=Y_н+Y_p+Y_{эл.}=G_н+G_{эл.p}+2jC(\omega-\omega_0)$$

这里$G_н$为負載电导，$G_{эл.p}=G_{эл.}+G_p$为电子負載和諧振腔的电导，C为有效电容，ω_0为在区域中心的即当$\theta=\theta_n=2\pi\ (n+\frac{3}{4})$时的振盪頻率。在不同振盪型中取出某一个来研究时，相角的量測以从此区域中心点量起为宜，为此引进符号$\theta=\theta_n+\varphi$。在引进这一新符号并分开实数和虚数部分，就得到振盪所需的条件，以下二式表之

$$\left.\begin{aligned}G&=\frac{G_0}{2}M^2\theta_e\frac{2J_1(X)}{X}\cos\varphi\\2C(\omega-\omega_0)&=-\frac{G_0}{2}M^2\theta_e\frac{2J_1(X)}{X}\sin\varphi\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

这里 $G=G_{п}+G_{э.л.р}$ 为諧振腔的总电导。

可用上述兩个方程决定隙縫电压和振盪頻率。將 φ 看作这样一个参量，它的值位于調諧振的范圍内，幷由它計算 X 与 ω。如果用第一式除第二式，就得到

$$\frac{\omega_0-\omega}{\omega_0}=\frac{1}{2Q}\operatorname{tg}\varphi \tag{4}$$

这里 $Q=\omega_0\frac{C}{G}$ 是諧振腔的負載品質因素。按 θ 与 θ_e 的定义 $\theta_e=\theta_n-2\theta_1+\varphi$。在振盪区域中心的羣聚角之値 $\theta_{ne}=\theta_n-2\omega_0\tau_1$。在区域中心，小訊号的电导值的負数 $G_{ne}=\theta_{ne}M^2\frac{G_0}{2}$。引进电导参数 $\gamma=\frac{G}{G_{ne}}$，則第一式取下述形式

$$\gamma=\frac{2J_1(X)}{X}\cos\varphi \tag{5}$$

在这式里我們把比值 $\frac{\theta_e}{\theta_{ne}}$ 看作等于 1，因为在高次振盪型时这一比值与 φ 的关系可以忽略。

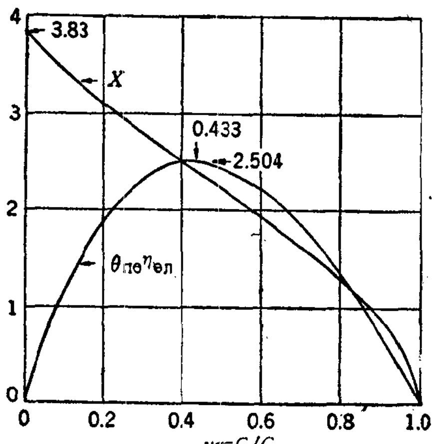

圖 Ⅰ·6　在振盪区域中心时羣聚参数和总电子效率与电导参数的函数关系

$G_{ne}=\theta_{ne}M^2\ G_0/2$　$\theta_{ne}=2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)-2\omega_0\tau_1$

$n=1,2,3,\cdots\cdots$　$\theta_{ne}=\gamma X^2=2XJ_1(X)$

为了在一定的振盪型要产生稳定振盪，必須使此型的电导参数小于 1，这一条件在本章的第一节中叙述过，幷且指出要維持稳定振盪，必須使在此振盪型的小信号电导值大于諧振腔的电导。当 $\varphi=0$ 时，羣聚参数对电导参数的函数关系表示于圖 Ⅰ·6 的曲綫上。

啓振电流　如果应該以电流 I_0 而工作的电子管，当反射極电压調整在某一振盪型的振盪区域的中心时，开始以冷陰極接上，那么在与

通过的电流成比例的 G_{ne} 不大于 G 时，振盪不会發生。逐步提高陰極的温度使电流增加，G_{ne} 就也增加，只有在 G_{ne} 大于 G 时，才可能振盪。G 愈大，啓振电流愈大，換句話說，Q 愈小（这是 G 愈大的結果）啓振电流愈大。啓振电流与工作电流之比为 $\frac{2J_1(X)}{X}$，而在一定的电导值时，此比值决定于 I_0。

效率与輸出功率 全部振盪功率值与輸出功率值分别为 $\frac{1}{2}GU^2$ 与 $\frac{1}{2}G_нU^2$。电子效率 $\eta_{эл}$ 和总效率 η 由下述方程决定

$$\eta_{эл}=\frac{GU^2}{2kI_0U_0} \text{ 与 } \eta=\frac{G_нU^2}{2kI_0U_0} \tag{6}$$

在本节与第 5 节中效率 η 的定义是以返回隙縫的电子流来下的。η 的表示式可重新写出如下

$$\eta_{эл.}=\frac{\gamma X}{\theta_{ne}}=\frac{2XJ_1(X)}{\theta_e}\cos\varphi;\ \eta=\frac{\gamma_нX^2}{\theta_{ne}}=$$

$$=\frac{G_н}{G_н+G_{эл.p}}\cdot\frac{2XJ_1(X)}{\theta_{ne}}\cos\varphi \tag{7}$$

这里以 $\frac{1}{\theta_{ne}}$ 代替了 $\frac{\theta_{ne}}{\theta_e^2}$，而 $\gamma_н=\frac{G_н}{G_{ne}}$ 是負載的电导参数。在区域的中心，关系式 $\theta_{ne}\eta_{эл}=2XJ_1(X)$ 得到滿足，它的曲綫表示在圖 I·6 上。这一乘积的最大値在 $X=2.40$ 时出現，这是在得到最佳能量变換的羣聚参数的最佳値。在这一点 $\gamma=0.433$，而 $2XJ_1(X)=2.504$。因为这一数值对所有的振盪型均一样，因此总电子效率之最大値从一个振盪型变为另一个振盪型时按 $\frac{1}{\theta_{ne}}$ 而变化，或近似地按 $\frac{1}{2\pi}\left(n+\frac{3}{4}\right)$ 而变化。这一效率是不大的，因为即使在 $n=2$ 时，$\left(\frac{\theta_{ne}}{\theta_n}\right)\cdot\eta_{эл}$ 的最大値等于 0.144。

檢驗 $\frac{U}{U_0}<\frac{1}{2}$ 的假設是有意义的。这一假設保証沒有电子会在隙縫中停止。因为 θ_eM^2 小于区域中心的 θ_n，而 $\frac{U}{U_0}>\frac{2X}{\theta_n}$。当

$X=2.4$、而 $n=0$，1,2 时比值 $\frac{2X}{\theta_n}$ 之值分别为1.02;0.44;0.278。因此在最大能量变换的情况下，在零型时上述假設毫無疑問已被破坏。当 $X=3.83$ 时，能量的变换为零；当 $n=0,1,2$ 时，比值 $\frac{2X}{\theta_n}$ 分别为 1.62；0.442。因此我們的假設，对最低的兩个型而言是被破坏了。由此看到，仅仅由于这个原因本节的理論对最低兩型很少有意义，除非 $X<2.4$。这一点在运用公式和曲綫时必須加以注意。但为了完整起見，对 n 的低值和高值均將給出曲綫，虽然这些曲綫只是在高次型时才在一定程度是可信的。

通常內电导（諧振腔电导和电子流电导）是不易調整的。变换成負載能量具有重要意义，而变更負載能量时可变化負載的电导。

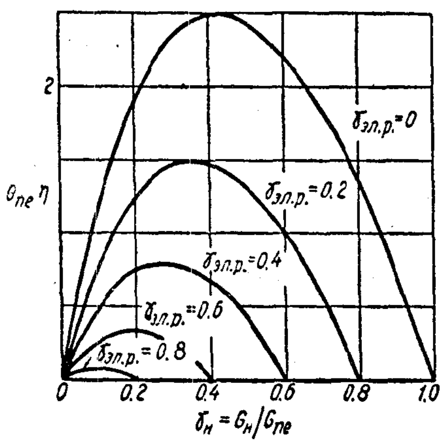

圖 I·7　五个不同的內电导参数时在振盪区域中心点的效率与負載参数的关系

$$\gamma_{эл.р}=\gamma_{эл}+\gamma_p=\frac{(G_{эл}+G_p)}{G_{ne}}$$

因为按現在的簡化理論，变更縫間电压时相角不变，即相角不随X而变，那么負載变化时，速調管原来在振盪区域中心点仍然在該中心点。圖 I·7上，給出了 $\varphi=0$ 时，对于一系列固定的內电导参数 $\gamma_{эл.р}=\frac{G_{эл.}+G_p}{G_{ne}}$ 之值的 $\theta_{ne}\eta$ 乘积。

很容易証明，在最大輸出功率时

$$\gamma_н=J_2(X),$$
$$\gamma_{эл.р}=J_0(X) \quad (8)$$

在圖 I·8 上 $\gamma_н$，γ，与表示諧振腔效率比值的 $\frac{\gamma_н}{\gamma}$ 均作为 $\gamma_{эл.р}$ 的函数給出，并且 $\gamma_н$ 如此选擇，使得在上述 $\gamma_{эл.р}$ 时，在輸出端給出最大功率。輸出功率的最佳条件自然是內电导参数愈小愈好，因为此时內部消耗为最小。在內部消耗增大时，諧振腔的效率迅速降