

高等学校数学用书

諧振系統 与諧振放大器

下 册

A. A. 柯洛索夫著

高等教育出版社

本書系根据苏联国立邮电書籍出版社 (Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио) 1949 年出版的柯洛索夫 (А. А. Колосов) 著的“諧振系統与諧振放大器”(Резонансные системы и резонансные усилители) 譯出的。原書經苏联高等教育部审定为高等工業学校教学参考書。

本書是以無線电接收課程中的材料为基础的。本書的目的是根据現代無線电接收技术最迫切需要解决的問題来研究諧振系統与諧振放大器。同时还談及一些現有書籍中沒有詳細說明的問題。

本書中譯本分上下兩册出版。全書共分八部分，下册包括第五部分至第八部分。第五部分是关于諧振放大器；第六部分叙述寬頻常的中頻調諧放大器；第七部分是陰極接地和柵極接地的超音頻放大器的理論和計算；第八部分叙述在考虑到实际綫路損失的情況下屏蔽迴路和屏蔽迴路的設計。

本書中譯本下册第十九章至第二十一章是关定华翻譯的；第二十一章至二十四章是陈成全翻譯的；第二十五章至第二十九章是彭澤民翻譯的；第三十章至第三十四章是鍾任华翻譯的。全書曾經清华大学常迴教授校訂。

諧振系統与諧振放大器

下 册

A. A. 柯洛索夫 著

关定华 陳成全 彭澤民 鍾任华 譯

高等教育出版社出版 北京琉璃廠 170 号

(北京市書刊出版業營業許可証出字第 054 号)

京华印書局印刷 新华書店总經售

統一書号 15010·550 開本 850×1168 1/32 印張 7 10/16 字數 187,000 印數 0001—2,000

1957 年 11 月第 1 版 1957 年 11 月北京第 1 次印刷 定價 (10) 元 1.20

下 册 目 录

第五部分 沒有反饋的和有反饋的諧振放大器

第十九章 放大电子管	225
19.1. 引言	225
19.2. 基本关系式的推演	225
19.3. 电子的加速度、速度与位置	227
19.4. 恒定电場时的方程式	228
19.5. 电子在二极管中的飞越時間	229
19.6. 二极管的板極电流及其特性曲綫的斜率(二极管的互导)	230
19.7. 三极管的电参数与其結構数据的关系	232
19.8. 多極电子管	236
19.9. 电子管的相似定理	238
19.10. 对放大电子管的要求	239
第二十章 分析放大綫路的一般方法	241
20.1. 引言	241
20.2. 等效的电动势發生器与电流發生器	242
20.3. 用节点电压法推演出特性方程式	245
20.4. 陰極接地放大器的输入阻抗与输入导納	246
20.5. 陰極接地电子管的放大量	249
20.6. 根据有源四端網絡方法对陰極接地放大器的分析	249
20.7. 栅極接地电子管的有源四端網絡的分析	251
第二十一章 單迴路諧振放大器	253
21.1. 引言	253
21.2. 迴路直接接在电子管板極电路中的放大器	253
21.3. 并联谐振的放大器	257
21.4. 自耦变压器耦合的綫路	258
21.5. 板極方面用自耦变压器联接的綫路	260
21.6. 板極与栅極方面都用自耦变压器联接的綫路	261
21.7. 变压器耦合放大器	261
21.8. 变压器耦合放大器中耦合数值的選擇	263
第二十二章 帶有反饋的系統	265
22.1. 引言	265
22.2. 反饋放大器的放大量	266
22.3. 反饋对放大系数变动的影响	267

22.4.	反饋对于諧振放大器選擇性的影响	268
22.5.	反饋放大器中的訊号噪声比	270
22.6.	回归差	273
22.7.	特性方程式的稳定度和根	276
22.8.	古尔維茲准則	277
22.9.	复变函数理論中的一些原理	278
22.10.	有反饋的系統的稳定度	280
22.11.	絕對稳定和有条件的稳定	284
22.12.	絕對稳定的准則	285

第二十三章 多級諧振放大器中的寄生反饋 287

23.1.	引言	287
23.2.	不考虑反饋作用时,多級放大器的放大量、選擇性和通頻帶	287
23.3.	寄生反饋的种类	289
23.4.	經過电容 C_{ag} 的反饋單級放大器的稳定条件	291
23.5.	n 級放大器的特性方程式組的行列式	295
23.6.	多級放大器絕對稳定的条件	297
23.7.	極限的稳定放大系数	300
23.8.	經過公共的供电电源的寄生反饋-三級放大器	303
23.9.	n 級放大器中經過公共供电电源的寄生反饋	307

第二十四章 双迴路中頻頻帶放大器 310

24.1.	引言	310
24.2.	双迴路放大器的綫路圖	310
24.3.	双迴路放大器的基本关系式	311
24.4.	双迴路放大器中的反饋	314
24.5.	多級的双迴路放大器	315

第六部分 寬頻帶放大器

第二十五章 寬頻帶的中頻諧振放大器 317

25.1.	引言	317
25.2.	迴路直接接在板極电路中的寬頻帶放大器	319
25.3.	自耦变压器耦合的綫路圖	322
25.4.	多級放大器	323
25.5.	保証使各級都調諧到諧振的寬頻帶放大器达到最大放大量的最佳級数	325
25.6.	放大器最大可能的通頻帶	327

第二十六章 寬頻帶放大器的振幅-頻率特性曲綫和

相位-頻率特性曲綫 330

26.1.	引言	330
26.2.	單迴路寬頻帶放大器的振幅-頻率特性曲綫	335
26.3.	損耗决定于分路电阻的放大器的振幅-頻率特性曲綫	331
26.4.	損耗决定于依頻率而变的分路的級的振幅-頻率特性曲綫	333

26.5.	通頻帶的寬度	335
26.6.	相位-頻率特性曲綫	336
26.7.	損耗取決於分路電阻的放大器的相位-頻率特性曲綫	337
26.8.	損耗決定於依頻率而變的分路電阻的放大級的相位特性曲綫	338
第二十七章 多級選擇性系統的噪声頻帶		339
27.1.	引言	339
27.2.	n 級單迴路寬頻帶放大器的噪声頻帶	340
27.3.	單迴路窄頻帶放大器的噪声頻帶	341
27.4.	級數無窮多的極限情況	342
27.5.	雙迴路諧振放大器噪声頻帶的原始關係式	343
27.6.	雙迴路寬頻帶放大器在最佳耦合情況下的噪声頻帶的計算結果	344
27.7.	雙迴路寬頻帶放大器當耦合高於臨界值時的噪声頻帶	345
27.8.	雙迴路寬頻帶放大器在最佳耦合情況下的噪声頻帶	345
27.9.	在 n 級單迴路諧振放大器的情況下噪声頻帶關係式的結論	346
第二十八章 通頻帶寬度和其他一些參數在運用情況下的 穩定度·迴路電容量的選擇		352
28.1.	引言	352
28.2.	電子管互導值的不一致對放大器工作的影響	353
28.3.	更換電子管對多級放大器的放大量的影響	354
28.4.	更換電子管對多級放大器通頻帶寬度的影響	359
第二十九章 各級相互失諧的寬頻帶放大器和具有雙迴路 濾波器的放大器		363
29.1.	具有相互失諧的單迴路的放大器	363
29.2.	迴路對稱失諧的放大器的最佳級數和最大可能的通頻帶寬度	368
29.3.	迴路相互失諧的放大器中因更換電子管所能容許的調諧偏移	369
29.4.	迴路相互失諧的放大器與迴路調諧到信號頻率的放大器在放大特性上 的比較	373
29.5.	雙迴路的寬頻帶放大器	376
29.6.	雙迴路寬頻帶放大器的最佳放大級數、最大可能的放大量和最大通頻帶	378
29.7.	電容偏移對雙迴路放大器的通頻帶寬度的變化的影響	378
29.8.	單迴路及雙迴路寬頻帶放大器的放大能力的比較	381
第七部分 超高頻放大器		
第三十章 超音頻放大管的輸入導納		385
30.1.	引言	385
30.2.	在超高頻的波段內電子的情性對電子管輸入導納的影響	385
30.3.	柵極電路中的感應電流的數值	388
30.4.	對流電流	389
30.5.	由電子的情性所引起的電子管的輸入導納的數值	393

30.6. 陰極引入綫电感对电子管的輸入导納的影响	397
30.7. 电子管輸入导納数值的計算	398
第三十一章 超高頻的放大	400
31.1. 引言	400
31.2. 放大器的極限頻率	400
31.3. 在超高頻放大器中应用諧振迴路作为匹配元件	402
31.4. 計算例题	403
31.5. 具有串聯电感的放大器的綫路圖	404
31.6. 推挽的高頻放大綫路圖	407
第三十二章 柵極接地三極管放大器	409
32.1. 引言	409
32.2. 柵極接地放大器的等效綫路圖	409
32.3. 輸入导納	410
32.4. 柵極接地放大級的放大性能	412
32.5. 放大器的串接	413
第八部分 迴路綫圈的设计	
第三十三章 接收机的迴路綫圈	417
33.1. 引言	417
33.2. 电感量	419
33.3. 綫圈的互感量	422
33.4. 綫圈間的耦合系数	427
33.5. 綫圈的固有分布电容	429
33.6. 綫圈导綫中的損耗	432
33.7. 代表趋膚效应的損耗电阻	433
33.8. 單層綫圈的銅耗电阻	434
33.9. 綫圈中的介質損耗	442
33.10. 單層綫圈的相似定理	443
33.11. 迴路的总損耗	443
第三十四章 迴路的屏蔽	446
34.1. 引言	446
34.2. 問題的提出	446
34.3. 屏蔽对电感量的影响	447
34.4. 屏蔽中的綫圈的电感量的計算公式	448
34.5. 屏蔽中的多層綫圈的电感量的計算	449
34.6. 屏蔽对綫圈的損耗电阻的直接影响	449
34.7. 屏蔽对綫圈导綫中的总損耗的影响	450
34.8. 屏蔽直徑与綫圈直徑間的最佳的比例	453
34.9. 具有給定电感量和衰减数值的屏蔽綫圈的设计	454
参考書目	457

第五部分 沒有反饋的和 有反饋的諧振放大器

第十九章 放大电子管

19.1. 引言

电子管是接收設備中的基本元件。电子管与振荡迴路、电阻、电容及电感等配合起来，可以構成無綫电接收設備中的任何一級。在每一級中，电子管都起着决定性的作用。放大是电子管最重要的用途之一。这一部分——第五部分是論述放大設備的，由于上述原因，我們在开始这部分时，先研究一些有关电子管的基本論点。研究在超高頻波段内电子管的工作时(第三十章)我們也必須以本章中的材料作为依据，这也使我們必需先来研究一下电子管的問題。

本章中將要导出能表明电子管工作的一些基本关系式，而且要特別注意确定电子管的結構数据与其电参数之間的关系。这样就能更有根据地来处理对放大管的要求的問題。我們先由二極管这种最簡單的电子管开始，然后再来研究構造比較复杂的电子管。

19.2. 基本关系式的推演

以后有关平行平板結構的电子管的所有分析都將以下列关系式作为根据，这些关系式在一般課程中已經知道：

$$i = \rho \frac{dx}{dt} + \varepsilon \frac{dE}{dt}, \quad (19.1)$$

$$F = eE = km \frac{d^2x}{dt^2}, \quad (19.2)$$

$$\operatorname{div} \varepsilon E = \rho, \quad (19.3)$$

為了便於敘述，我們在這里以及本章以後各部分中都將利用實用單位系統。

第一個方程式利用對流電流 $\rho \frac{dx}{dt}$ 及位移電流 $\epsilon \frac{dE}{dt}$ 來決定全電流密度 i 。第二個方程式相當於牛頓定律，它給出了加速度 $\frac{d^2x}{dt^2}$ 與作用在質量為 m 的电子上的機械力 F 之間的关系。最後，第三個方程式是普阿松方程式。

我們把這些关系式利用在由距離為 d 的 ab 兩平面構成的系統中，並且認為電場 E 與這兩平面相垂直（圖 19.1）。

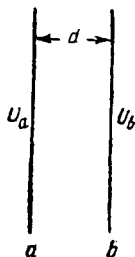


圖 19.1. 在平板式二極管上作用的電壓。

這樣，(19.3) 就成為

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial x} = \rho. \quad (19.3')$$

將 (19.3') 代入 (19.1)，得出全電流的式子如下：

$$i = \epsilon \left[\frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial t} \right] = \epsilon \frac{dE}{dt}. \quad (19.4)$$

其中
$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial t}$$

是電場強度 E 的全微分，因為電場強度既是時間 t 的函數，又是距離 x 的函數。

根據 (19.4) 及 (19.2)，可以寫出^[55, 58]

$$\frac{e}{km\epsilon} i = \frac{d^3x}{dt^3}. \quad (19.5)$$

此處所有數值都是用實用單位系統表示的：

i 是全電流密度，每平方厘米的安培數；

e/m 是电子的電荷與質量的比值，等於每克 1.77×10^8 庫倫；

$k = 10^{-7}$ 是一比例係數，等於每厘米達因與焦耳的比值；

ϵ 是真空的介質常數，在實用單位系統中等於 $\frac{1}{36\pi \cdot 10^{11}} = 8.85 \times 10^{-14}$ 。

上面所得到的很重要的关系式指出：全电流完全取决于电子的加速度的增加率。应该指出，根据全电流的定义，在任一时刻，平面 a 处的电流密度 $\mathbf{i}$ 将完全等于同一时刻穿过平面 b 的全电流密度，因为全电流是位移电流和传导电流的总和。

19.3. 电子的加速度、速度与位置

利用方程式 (19.5)，就可找出表示电子在所研究的兩平面間的空间里运动的基本量。

我們認為，与电流成比例的数值 $\frac{e}{km\varepsilon}\mathbf{i}$ 是由直流分量及交流分量所組成的

$$\frac{e}{km\varepsilon}\mathbf{i} = I_0 + I_1 e^{j\omega t},$$

$$\text{于是} \quad \frac{d^3x}{dt^3} = \frac{e}{km\varepsilon}\mathbf{i} = I_0 + I_1 e^{j\omega t}. \quad (19.6)$$

將这方程式在 t_0 至 t_1 的極限內积分，即可求出距离發射平面 a 为 x 的地方、在电子由放射平面飞出 $\tau = (t - t_0)$ 秒后該电子的加速度

$$\frac{d^2x}{dt^2} = I_0(t - t_0) + \frac{I_1}{j\omega}(e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0}) + \ddot{x}_0. \quad (19.7)$$

这里 $\ddot{x}_0$ 是在 t_0 时电子的加速度。再將(19.7)式积分，即可确定在时刻 t 时电子的运动速度

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{I_0}{2}(t - t_0)^2 + \frac{I_1}{(j\omega)^2}\{e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0} - j\omega(t - t_0)e^{j\omega t_0}\} + \dot{x}_0(t - t_0) + \dot{x}_0 = \\ &= \frac{I_0}{2}\tau^2 + \frac{I_1}{(j\omega)^2}\{e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0} - j\omega\tau e^{j\omega t_0}\} + \dot{x}_0\tau + \dot{x}_0. \end{aligned} \quad (19.8)$$

最后，再积分一次，求出在时间 t_0 由平面 a 飞出的初速 $\dot{x}_0$ 的电子的位置。

$$x = \frac{I_0}{6}\tau^3 + \frac{I_1}{(j\omega)^3}\left\{e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0} - j\omega\tau e^{j\omega t_0} - \frac{(j\omega)^2}{2}\tau^2 e^{j\omega t_0}\right\} + \frac{\dot{x}_0}{2}\tau^2 + \dot{x}_0\tau. \quad (19.9)$$

上面得出的這些確定電子的加速度、速度與位置的表示式都是飛渡時間 τ 、初速度 $\dot{x}_0$ 及初加速度 $\ddot{x}_0$ 的函數。談到電子的速度與加速度時，我們應注意到，如果將平面 a 看作陰極的平面，那就要記住，不是所有的電子的速度和加速度都會一樣的。電子速度的分配是按照近于馬克斯威的分配律的。大部分電子的速度將與平均速度相差很少，但是同時也有一些速度很大的電子和一些速度很小的電子。

計算實際的速度分配的任务是非常複雜的。因此以後談到電子的速度與加速度時，如果不特別說明，我們指的就是速度的平均值。並且，記住我們所作的假定的性質是有好處的。本章推演出的關係式在第三十章中還要再加研究。

19.4. 恒定電場時的方程式

首先看一個最簡單的情況，即沒有交變電壓時的情況，電子管中僅有一恒定電場作用着。

根據(19.7)，(19.8)及(19.9)各式，我們可以寫出

$$\left| \frac{d^2x}{dt^2} \right|_0 = I_0 \tau_0 + \ddot{x}_0; \quad (19.10)$$

$$\left| \frac{dx}{dt} \right|_0 = \frac{I_0}{2} \tau_0^2 + \dot{x}_0 \tau_0 + \dot{x}_0; \quad (19.11)$$

$$|x|_0 = \frac{I_0}{6} \tau_0^3 + \frac{\dot{x}_0}{2} \tau_0^2 + \dot{x}_0 \tau_0. \quad (19.12)$$

在僅有恒定電場存在時，除開這些確定電子加速度、速度與位置的方程式外，我們還可以加上決定電位差的方程式。

如果用 U_a 表示 a 點的電位，用 U_b 表示 b 點的電位，則我們可以借作用於平面間的電場強度 E 來表示電位差：

$$U_b - U_a = \int_a^b E dx, \quad (19.13)$$

但根据(19.2)及(19.10),

$$E = \frac{km}{e} \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{km}{e} (I_0\tau_0 + \ddot{x}_0). \quad (19.14)$$

根据(19.11),微分 dx 将为

$$dx = \left[\frac{I_0\tau_0^2}{2} + \dot{x}_0\tau_0 + \dot{x}_0 \right] dt_0. \quad (19.15)$$

根据后两式,我們可將电位差的关系式改写如下

$$\begin{aligned} \frac{e}{km}(U_b - U_a) &= \int_0^{\tau} (I_0\tau_0 + \ddot{x}_0) \left(\frac{I_0\tau_0^2}{2} + \dot{x}_0\tau_0 + \dot{x}_0 \right) d\tau_0 = \\ &= \frac{I_0^2}{8}\tau_0^4 + \frac{I_0\ddot{x}_0}{2}\tau_0^3 + \left(\frac{I_0}{2}\dot{x}_0 + \frac{x_0^2}{2} \right)\tau_0^2 + \dot{x}_0\dot{x}_0\tau_0. \end{aligned} \quad (19.16)$$

19.5. 电子在二極管中的飞越時間

上面得出的方程式可以用来計算电子只受恒定电场作用时的飞越時間 τ_0 , 及直流电流成分 i_0 。我們这里不多研究一般的解, 因为即使要求一般的解的近似值也是非常繁复的, 我們这里只限于討論这样一个極重要的个别情况, 就是空間电荷饱和的情况。如果在电子管里面有空間电荷, 則陰極附近的电位就降低到这种程度, 以至陰極放射出来的大部电子或者返回到陰極, 或者留在空間电荷層中。在距陰極不远的地方有个电位最低的区域。在这些条件下, 电子由空間电荷層以極近于零的速度和加速度向板極运动。因此, 可以把最低电位面看作是以極小的初速度和小初加速度放射电子的平面。根据以上所述, 我們可以在方程式(19.10)、(19.11)及(19.16)中略去含有 $\dot{x}_0$ 及 $\ddot{x}_0$ 的各项。这时各式就大大地簡化了。

和以前一样, 假設是平板电極, 根据(19.10)、(19.11)、(19.12)及(19.16), 得

$$\left| \frac{d^2x}{dt^2} \right|_0 = I_0\tau_0; \quad \left| \frac{dx}{dt} \right|_0 = \frac{I_0}{2}\tau_0^2; \quad |x|_0 = \frac{I_0}{6}\tau_0^3; \quad (19.17)$$

$$U_b - U_a = \frac{km}{e} \cdot \frac{I_0^2}{8} \tau_0^4. \quad (19.18)$$

將由(19.17)得出的電流 I_0 的式子代入電位差的表示式中，我們得到

$$\tau_0 = x \sqrt{\frac{9}{2} \frac{km}{e} \cdot \frac{1}{(U_b - U_a)^{1/2}}},$$

再考慮到 $k = 10^{-7}$ ，而 $\frac{e}{m} = 1.77 \times 10^{-8}$ 庫倫/克，即可得出

$$\tau_0 = 5 \times 10^{-8} \frac{d_{ak}}{(U_b - U_a)^{1/2}}. \quad (19.19)$$

這裡得到的關係式就是當有空間電荷存在時平板二極管中電子飛渡時間的著名式子。其中 $d_{ak} = x$ 是二極管的陰極與板極間的距離，以厘米來表示。

現在來看另一種正好相反的完全沒有空間電荷的情況。在電流 I_0 很小時沒有空間電荷存在是可能的。如果在方程式(19.10)(19.12)及(19.16)中令 $I_0 = 0$ 及 $\dot{x}_0 = 0$ ，就可求出在這種情況下電子的飛渡時間。

解方程式求 τ_0 ，得

$$\tau_0 = \frac{2}{3} \times 5 \times 10^{-8} \frac{d_{ak}}{(U_b - U_a)^{1/2}}. \quad (19.20)$$

這樣，當陰極與板極間的電子數量小時，飛渡時間將為飽和空間電荷情況時的 $\frac{1}{1.5}$ 。

19.6. 二極管的板極電流及其特性 曲線的斜率(二極管的互導)

現在我們來確定有空間電荷時直流電流分量的表示式。利用式(19.17)及(19.18)，得

$$I_0 = \frac{8e}{mk} \cdot \frac{1}{6x} \cdot \frac{1}{\tau_0} (U_b - U_a).$$

將 τ_0 用它的式子(19.19)代入，得

$$I_0 = \frac{8e \cdot 10^8}{30km} \frac{(U_b - U_a)^{3/2}}{x^2}.$$

I_0 值并不等于直流电流分量 i_0 , 而仅与之成比例, 如式(19.6)所示

$$i_0 = I_0 \frac{km\varepsilon}{e} = \frac{8\varepsilon}{30} \cdot 10^8 \frac{(U_b - U_a)^{3/2}}{x^2}. \quad (19.21)$$

这样, 根据(19.21); 令 $U = U_b - U_a$, 并将 ε 的值用实用单位系统计算, 得

$$i_0 = 2.33 \times 10^{-6} \frac{U^{3/2}}{d_{ak}^2}. \quad (19.22)$$

在所得到的式子中, U 用伏来表示, 阴极与板极间的距离 d_{ak} 用厘米表示, 而 i_0 为每平方厘米表面的电流值, 以安培表示。

应注意到, 我们可以利用基本方程式来研究比上面所得到的方程式更为一般的情况。但是, 这里不

准备去作, 以后我们再来讨论求电子运动的方程式的基本关系式。

可以证明, 在圆柱形电极时, 电流的式子将变成

$$i_0 = 2.33 \times 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta_a^2} U^{3/2}. \quad (19.23)$$

其中 r_a 是半径, $Q_a = 2\pi r_a l_a$ 是板极的面积, 而 $\beta_a = \varphi\left(\frac{r_a}{r_k}\right)$ 是与板极半径和阴极半径之比有关的参数。 β_a^2 的曲线见图 19.2。当 $\frac{r_a}{r_k} > 10$ 时; $\beta_a^2 \approx 1$ 。

我们把电流对电压的一次微分 $S = \frac{di_0}{dU}$ 称为二极管在工作点的互导, 其中 $U = U_b - U_a$ 。

根据(19.23), 得

$$S = 3.5 \times 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta_a^2} U^{1/2}, \quad (19.24)$$

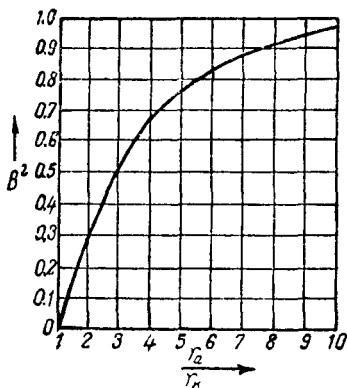


圖 19.2. 系数 β_a^2 的曲线。

或

$$S = 2.2 \times 10^{-5} \frac{l_a}{r_a \beta_a^2} U^{1.2}. \quad (19.25)$$

这样,当板极的长度 l_a 增加,板极的半径 r_a 减小和板极与阴极之间的距离减小时,圆柱形二极管的互导将增加(见图 19.2 的曲线)。注意到 l_a 是板极的有效长度。当灯丝电流增加时,“有效长度”将增加,因为当灯丝电流小时,其两端的放射不大。

在圆柱形二极管的情况下,电子的飞越时间可由下式决定

$$\tau_0 = 17.3 \times 10^{-9} \gamma \frac{r_a}{U_a^{1/2}}. \quad (19.26)$$

式中 $\gamma = \varphi\left(\frac{r_a}{r_k}\right)$ 值可借曲线查出。

19.7. 三极管的电参数与其结构数据的关系

如果用一等效二极管来代替三极管,就可以利用上面所得到的二极管的结果。

先来确定等效的条件。当栅极电压 u_g 及板极电压 u_a 同时作用时,控制电压将等于 u_x 。由渗透系数 D 的定义可知,板极电压 u_a 在阴极附近造成的静电场强度将与栅极上等于 Du_a 的电压所造成的电场强度一样。这样一来,控制电压将与 $u_g + Du_a$ 成比例

$$u_x = \kappa(u_g + Du_a) = \kappa\left(u_g + \frac{u_a}{\mu}\right). \quad (19.27)$$

在引入 u_x 时,我们认为由这个数值所确定的等效二极管的电流与三极管中电压 u_g 与 u_a 同时作用时相同。引入比例系数 κ 是必需的,因为我们把三极管的栅极视为等效二极管的板极,同时又利用相当于实体板极的式子来计算等效二极管。栅极极密时, $\kappa = 1$ 。一般情况下, κ 值可以这样来考虑。阴极的放射电流将由作用于其表面的静电场决定。这个电场又将与在阴极上感应出的电荷量成正比。

如果阴极的电位等于零,而三极管栅极与板极的电位分别等于 u_g

及 u_a , 則在有極間电容 C_{gk} 及 C_{ak} 存在时, 陰極上感应出的电荷將由下式決定

$$q = C_{gk}u_g + C_{ak}u_a. \quad (19.28)$$

另一方面, 如果板極电位等于零(板極与陰極相联結), 而在柵極上有电压 $\left(u_g + \frac{u_a}{\mu}\right)$ 作用着, 則

$$q = C_{gk}\left(u_g + \frac{1}{\mu}u_a\right). \quad (19.29)$$

令上兩式相等, 即得

$$\mu = \frac{C_{gk}}{C_{ak}}. \quad (19.30)$$

設想一个有实体板極的二極管, 板極电位为 κu_g , 則

$$q = C_\theta u_r, \quad (19.31)$$

其中 C_θ ——二極管的电容。

現在回到三極管的关系式(19.28), 我們見到, 如果 $u_a = u_g$, 則柵極与陰極間的电場就不会与將柵極換为实体电極时的电場有显著的差別。在这种情况下, 我們就可以令(19.28)与(19.31)相等, 而 $u_r = u_g$ 。这样一来, 等效二極管的电容

$$C_\theta = C_{gk} + C_{ak}. \quad (19.32)$$

由(19.31)及(19.29)得:

$$C_\theta u_r = C_\theta \kappa \left(\mu_g + \frac{u_a}{\mu}\right) = C_{gk} \left(u_g + \frac{u_a}{\mu}\right),$$

$$\kappa = \frac{C_{gk}}{C_\theta} = \frac{C_{gk}}{C_{gk} + C_{ak}} = \frac{\mu}{\mu + 1}.$$

因此,

$$\kappa = \frac{\mu}{\mu + 1}. \quad (19.33)$$

μ 相当大时, $\kappa = 1$ 。

根据(19.33), 方程式(19.27)又可写成

$$u_r = \frac{\mu}{\mu + 1} \left[\mu_g + \frac{u_a}{\mu} \right] = \frac{\mu u_g + u_a}{\mu + 1}. \quad (19.34)$$

考虑到上面談过的在圓柱形電極的情況下陰極电路中的电流 $i_k = i_a + i_g$ 可根据(19.23)写为

$$i_k = 2.33 \times 10^{-6} \frac{Q_{a2}}{r_g^2 \beta^2} \left[\frac{\mu u_g + u_a}{\mu + 1} \right]^{3/2}. \quad (19.35)$$

其中 $Q_{a2} = 2\pi r_g l_g$ 是等效二極管的板極面积, 也就是柵極的实际側面积, 而

$$\beta = \varphi \left(\frac{r_a}{r_k} \right).$$

β 的数值和以前一样, 可由曲綫查出(圖 19.2)。

柵極电流数值小时, $i_k = i_a$, 这是高频各級常見的現象。这时

$$i_a = 2.33 \times 10^{-6} \frac{Q_{a2}}{r_g^2 \beta^2} \left[\frac{\mu u_g + u_a}{\mu + 1} \right]^{3/2}. \quad (19.36)$$

現在来討論三極管的参数, 由互导 S 开始,

$$S = \frac{di_a}{du_g} = \frac{3}{2} \times 2.33 \times 10^{-6} \frac{Q_{a2} \cdot \mu}{r_g^2 \beta^2} \frac{(\mu u_g + u_a)^{1/2}}{(\mu + 1)^{3/2}}, \quad (19.37)$$

或
$$S = 3.5 \times 10^{-6} \frac{Q_{a2} \cdot \mu}{r_g^2 \beta^2} \frac{\mu(u_g + u_a)^{1/2}}{(\mu + 1)^{3/2}}. \quad (19.38)$$

当 $\mu \gg 1$, 且电子管板極电路中的負荷阻抗又比 R_i 要小, 則对 S 來說有下列簡化表示式:

$$S \approx 3.5 \times 10^{-6} \frac{Q_{a2}}{r_g^2 \beta^2} u_g^{1/2}, \quad (19.39)$$

也就是在选定的工作状态下

$$S \equiv \frac{Q_{a2}}{r_g^2 \beta^2}. \quad (19.40)$$

这样, 在三極管的情况下, 互导与电子管構造数据的关系与在二極管时性質相同, 其不同点只在于这里有决定性意义的是柵極的結構尺寸。由于 $Q_{a2} = 2\pi r_g l_g$, 所以 S 將随柵極長度 l_g 和其半徑 r_g 之比成比例地增加, 此外, 当柵極与陰極間距离减小时, S 也增加

$$S \equiv \frac{l_g}{r_g} \left[\frac{1}{\beta \left(\frac{r_g}{r_k} \right)} \right]. \quad (19.41)$$

电子管的放大系数 μ 与結構数据的关系要更复杂一些。 μ 的数值可以根据在陰極表面附近造成相同的靜電場变化的板極电位的变化 ΔU_a 及柵極电位的变化 ΔU_g 計算求出。由放大系数的定义得出, μ 等于 ΔU_a 与 ΔU_g 之比。解决这个靜电的問題时可以不考虑空間电荷的影响, 因为当 U_a 大时, 靠近陰極的空間电荷將使由柵極电荷所引起的電場和由板極电荷所引起的電場發生同样程度的畸变。在这些条件下, 研究陰極未燒热时靜電場的性質, 就可以确定 μ 的数值。这一类題目常利用保角繪圖法来解决。

柵極充有負电荷时電場的真实情况是相当复杂的。对电子的运动軌迹的研究指出, 电子流經過柵極的綫匝时变窄了, 电子并不射到全部板極表面上, 而只射在它的一部分地方。

如果將一切情况考虑在內, 計算起来就太复杂了, 因此研究这个問題的人都作了各种不同的簡化。因之得出的計算 μ 的公式就有不同程度的准确性。

求 μ 的最簡單的公式就是当柵極導綫半徑 ρ 与導綫間距离比起来很小的情况下导出的公式。

在平板電極的情况下有下列关系:

$$\mu = \frac{2\pi n d_{ga}}{\ln\left(\frac{1}{2\pi n \rho}\right)}. \quad (19.42)$$

对于圓柱形電極,

$$\mu = \frac{2\pi n d_{ga} \cdot \frac{r_g}{r_a}}{\ln\left(\frac{1}{2\pi n \rho}\right)}. \quad (19.43)$$

在这些关系式中, d_{ga} 是柵極与陰極間的距离, 而 n 是單位長度內的柵極導綫数量。

現在我們再举出更准确的不受上述限制的公式。这些公式列在下面: