

超高频接收机噪声系数的计算

[苏联] A. И. 别洛乌兹夫 著

高

煜

译

上海科学技术出版社

內 容 提 要

本书叙述超短波范围的接收机的噪声系数计算理论,导出用来计算能保证获得最大灵敏度(最小噪声系数)的输入电路的公式。为了说明计算方法,书中列举各种数字计算例子;指出在文献中通常介绍的某些近似关系式之所以不能使用的道理。

本书适用于从事设计无线电接收机的工程师以及无线电工程专业的师生。

超高频接收机噪声系数的计算

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА
ШУМА РАДИОПРИЕМНИКОВ

原 著 者 (苏联) А. И. Бетюгова

原出版者 ОБОРОНГИЗ · 1959

译 者 高 煜

*

上海科学技术出版社出版

(上海昆明二路470号)

上海市书刊出版业营业登记证出093号

新华书店上海发行所发行 各地新华书店经售

商务印书馆上海印刷厂印刷

*

开本850×1168 1/32 印张4 16/32 字数118,000

1962年5月第1版 1962年5月第1次印刷

印数1-4,000

7

统一书号 15119 · 166

定 价 (十四) 0.78元

前 言

超短波無線電接收設備要達到最高的灵敏度，主要是依靠正確地設計輸入电路。

极限灵敏度的高低，取决于在接收机輸出端能觉察的最小信号功率。当所接收的信号强度再减小时，就难以把信号从由接收机的内部电路（电阻和电子管）以及由太阳、銀河和“射电星”等的無線电輻射引起的外来干扰（噪声）所造成的本底噪声中分辨出来。

合理設計無線電接收設備，首先是合理設計接收設備的輸入电路，可使制成的接收机能察出比不考虑噪声而获得最强信号的接收机所能察出的信号更微弱得多。应用噪声系数这一概念，就可能建立严密的計算理論，以設計出具有最高灵敏度的接收机。

本书试图把計算噪声系数所需的最重要的关系和定义加以系統化。一些最重要的地方都举例說明，这些例子有的闡明計算方法，有的举出在計算时用到的一些量的参考数值。

书中列举了噪声系数的三种定义（室内噪声系数、实际噪声系数和等效噪声系数），这三种定义，据作者看来，在体系上都是比較鮮明的。这些定义可用来分析四端网络的噪声特性。其中某些推导是严格的（不是近似的），因此，便可消除当閱讀許多教学参考书时所发生的个别怀疑。书中很重視获得最小噪声系数的电路的計算和近似关系的估計。

书中列有某些电子管的噪声参数和輸入阻抗的数据以及一系列的曲綫图（其中一部分是初次发表的），希望本书可供無線电技术专业的高年級学生作为教学参考书之用，也可供有关专业人員在設計具有极限灵敏度的接收机的实际工作中参考。

承 Л. С. 古脫金（Гуткин）和 А. Ю. 勃留姆别尔格（Блюмберг）两位仔細审閱手稿，并提出許多宝贵的意見和指示，作者敬表衷心的感谢。

目 录

前言

1. 导体中的热运动噪声	1
2. 有效电阻的串联和并联·天线的噪声	4
3. 电子管的噪声	8
4. 四端网络的噪声系数	17
5. 阴极接地级的噪声系数·最佳功率耦合和最佳灵敏度耦合	23
6. 四端网络的额定增益和晶体管混频器的噪声系数	32
7. 几个串联起来的四端网络的噪声系数·厘米波段接收机的噪声系数	38
8. 保证中频放大器有最小噪声系数的电路的选择	44
9. 关于在晶体管混频器和行波管的高频电路中匹配的某些结论	49
10. 第一级中频放大管栅极上和检波器输入端的噪声电压的计算	57
11. 中频放大器输入电路概论	61
12. 变压器耦合式双回路输入电路的普遍性	67
13. 关于在实际应用中设计耦合回路的若干注意事项	73
14. 计算双回路变压器电路的公式汇总	75
15. 在 $\xi = Q_1 (C_1 = m_0^2 C_2)$ 的条件下变压器电路的计算	84
16. 在 $\xi = 2Q_1 (C_1 = 0.6m_0^2 C_2)$ 的条件下变压器电路的计算	93
17. 过渡耦合时变压器电路的计算	97
18. 在第一个回路的品质因数比第二个回路的品质因数大一倍 ($Q_2 = 0.5Q_1$) 的情况下变压器电路的计算	100
19. 单回路变压器电路的计算	102
20. 变压器耦合电路和自耦变压器耦合电路的等效性·有关自耦变压器电路的某些结论	104
21. 在预定变压系数 m_0 下具有分布参数的输入电路的计算	111
22. 噪声系数的测量	119
附录	123
参考文献	139

1. 导体中的热运动噪声

納依闊斯特公式

物质的所有质点,包括带电质点,都处于热运动状态。带电质点的这种无序——漲落——运动便引起无序电动势的出现。实际上,漲落运动与外电动势产生的流过导体中的直流电流的大小无关。

电阻 R 上的漲落噪声电动势,可由已知的納依闊斯特公式决定:

$$\overline{dE_m^2} = 4kTRdf, \quad (1.1)$$

式中 $\overline{dE_m^2}$ —在頻帶 df 內噪声电动势有效值(伏特)的平方;

df —計算噪声电动势的頻帶(赫茲);

k —波尔茲曼常数,等于 1.38×10^{-23} 焦耳/度;

T —电阻的绝对温度;

$R = R(f)$ —有效电阻(欧姆)。

如果电阻 R 与频率无关,那末微分 df 可以用有限的频率段 Δf 来代替,而 $\overline{dE_m^2}$ 则可用 $\overline{E_m^2}$ 来代替。

【例1】当 $T = 290^\circ\text{K}$ 和 $\Delta f = 6$ 千赫时,求 $R = 50$ 千欧的电阻上的噪声电动势。

$$\begin{aligned} \text{【解】 } E_m &= \sqrt{4 \times 1.38 \times 10^{-23} \times 290 \times 10^3 \times 6 \times 10^3} \\ &\approx 2.2 \times 10^{-3} \text{ 伏特} = 2.2 \text{ 微伏。} \end{aligned}$$

納依闊斯特公式說,如果电阻 R 与频率无关,那末漲落噪声的能量也与所取的頻帶 df 无关,也就是說,能量是均匀分布在从零到无穷大的整个頻帶上。这个論点沒有物理上的意义,因为漲落运动的总能量不可能等于无穷大,但在实际上,它是均匀分

布在很宽的频率范围内。公式(1.1)只在 $\frac{1}{f}$ 与电子的自由路程的时间^①可以比拟时,才不成立,因此这个公式甚至对于远远超出无线电技术上的频率范围的频率也是准确的。

现在再进而讨论纳依阔斯特公式在复杂电路上的应用。为了避免误解和不正确的使用纳依阔斯特公式,我们来研究电路的个别情况——与电抗 jX 并联的电阻 R (参阅图 1a)。我们要求出 a, b 两端的涨落噪声的有效电压。假若认为所求电压的平方 U_m^2

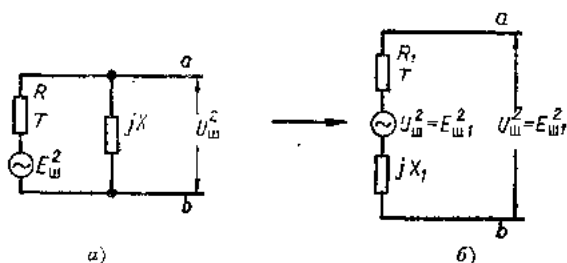


图 1 确定复阻抗上噪声电压的图示

可从公式(1.1)来求出,那就错误了,因为这一公式所确定的不是电压的平方,而是内电阻为 R 的电源电动势的平方。因此,在频率段 df 内,有效电压的平方 dU_m^2 显然可从下列表示式中找出:

$$dU_m^2 = \frac{dE_m^2}{R^2 + X^2} X^2 = \frac{4kTRdf}{R^2 + X^2} X^2. \quad (1.2)$$

这里, X 决定于频率,如果电抗是自感 L , 那末 $X = 2\pi fL$ 。

在所得到的关系中,数值 df 已应看作微分,而为了求出在 f_1 到 $f_2 = f_1 + \Delta f$ 的频带内噪声电压有效值的平方,应求出所有元素的电压平方值之和;因而

$$U_m^2 = \int_{f_1}^{f_2} \frac{4kTRX^2}{R^2 + X^2} df.$$

也可以用另一方法解决这一问题,即用串联阻抗 R_1 和 jX_1 来代替并联阻抗 R 和 jX (参阅图 1b), 其中

① 这一时间估计为 10^{-15} 秒左右。

$$R_1 = R \frac{X^2}{R^2 + X^2}; \quad X_1 = X \frac{R^2}{R^2 + X^2}.$$

阻抗为 $Z_1 = R_1 + jX_1$ 的新网络是开路的, 这里, a, b 两端的开路电压便等于噪声电动势, 就是说

$$dU_m^2 = 4kT \left(R \frac{X^2}{R^2 + X^2} \right) df.$$

这一关系式与表示式(1.2)完全一致。

根据上面所说, 可以得出方便的法则。

为了求出阻抗为 Z 的复杂的复合电路两端的噪声电压, 首先需要把阻抗 Z 表示为阻抗 R_1 和 jX_1 串联的形式, 然后根据公式(1.1), 求出一个有效电阻 R_1 上的噪声电动势。

噪声电流发生器

直到此刻, 我们在有关噪声的计算中一直是利用电动势源的概念, 电动势源两端间的电阻等于零, 而把与电动势源串联的电阻 R 看成它的内电阻。

但是, 图1a的电路可以用图2的电路来代替, 图2中接有噪声电流发生器, 它产生噪声电流

$$dI_m^2 = \frac{dE_m^2}{R^2}, \quad (1.3)$$

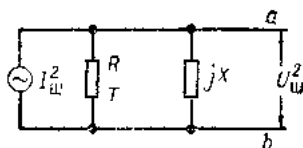


图2 图1的等效电路

并且其两端间具有无穷大的阻抗。这一电流的平方的数值等于电动势为 dE_m 和内电阻为 R 的电源的短路电流的平方, 即

$$dI_m^2 = 4kT \frac{1}{R} df. \quad (1.4)$$

计算时, 可以利用电动势源的概念, 也可以利用电流发生器的概念。在实践中, 当电阻为串联时, 利用电动势源的概念比较方便; 而当电阻为并联时, 则利用电流源的概念较为方便。

这里要注意, 在图1和2中, 涨落源是用发生器来表示的, 因此在这些图中, R 和 R_1 应认为是理想的、不产生噪声的电阻。

2. 有效电阻的串联和并联·天线的噪声

串联电阻的噪声

設想有許多个温度为 $T_1, T_2, \dots$ 的电阻 $R_1, R_2, \dots$ 等串联起来。

显然, 可以求得这一电路两端总的噪声电动势的平方

$$dE_m^2 = \sum_i dE_{im}^2 = 4k \sum_i T_i R_i df,$$

或者

$$dE_m^2 = 4k T_{\text{эфф}} R_{\text{эфф}} df, \quad *$$

其中

$$T_{\text{эфф}} = \frac{\sum T_i R_i}{\sum R_i}, \quad R_{\text{эфф}} = \sum R_i. \quad (2.1)$$

由此可見, 图 3a 所示的网络可以用具有公式 (2.1) 所确定的 $T_{\text{эфф}}$ 和 $R_{\text{эфф}}$ 的网络来代替, 如图 3b 所示。

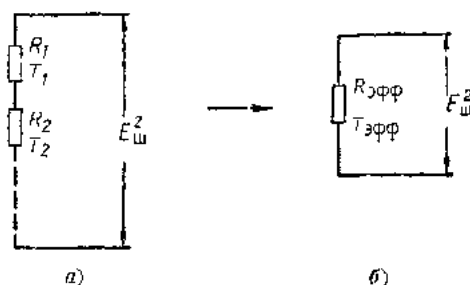


图 3 确定串联电阻的有效噪声温度 $T_{\text{эфф}}$ 的图示

有效噪声电阻 $R_{\text{эфф}}$ 的数值是串联元件 R_1, R_2 等的总电阻。

有效噪声温度 $T_{\text{эфф}}$ 的数值是許多个串联电阻 R_1, R_2 等等的有效电温度, 每一个串联电阻分别具有各自的温度 T_1, T_2 等。

* 角标 эфф 表示有效的意思。——譯者

并联电阻的噪声

再討論一下同样的、但并联着的电阻(参閱图4)。此时

$$dI_m^2 = \sum_i dI_{im}^2 = 4k \sum_i \frac{T_i}{R_i} df,$$

或者

$$dI_m^2 = 4k \frac{T_{\text{эфф}}}{R_{\text{эфф}}} df,$$

其中

$$\frac{1}{R_{\text{эфф}}} = \sum \frac{1}{R_i}, T_{\text{эфф}} = \frac{\sum \frac{T_i}{R_i}}{\sum \frac{1}{R_i}}. \quad (2.2)$$

由此可見,如图4a所示的網絡可以用具有公式(2.2)所确定的 $T_{\text{эфф}}$ 和 $R_{\text{эфф}}$ 的網絡来代替,如图4b所示。

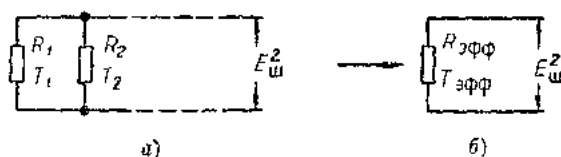


图4 确定并联电阻有效噪声温度 $T_{\text{эфф}}$ 的图示

有效噪声电阻 $R_{\text{эфф}}$ 的数值是并联元件 $R_1, R_2, \dots$ 等的总电阻。

有效噪声温度 $T_{\text{эфф}}$ 的数值是許多个并联电阻 $R_1, R_2, \dots$ 等的有效电温度,每一个并联电阻分别具有各自的温度 $T_1, T_2, \dots$ 等。

如温度都相等,则对串联电阻可得

$$dE_m^2 = 4kT \left(\sum R_i \right) df, \quad (2.3)$$

而对并联电阻:

$$dI_m^2 = 4kT \sum \frac{1}{R_i} df. \quad (2.4)$$

天綫的噪声

在无綫电技术中,会遇到这样的元件,它們所产生的噪声与其

有同样 R 和 T 值的一般电阻不同。也就是说，有某种元件，虽然电阻数值等于 R ，并放在温度为 T 的室内，但是在频段 df 内它的噪声电动势的平方却不决定于公式(1.1)。辐射电阻为 R_a 的天线就可以作为这样的典型例子。

这里将比较详细地讲一下这个例子。把天线放到温度为 T_0 的封闭罩壳内。由于接收了罩壳的辐射，天线中将产生热激噪声电流。壳内也会产生逆辐射场，并且，天线所接收的能量将等于辐射的能量。确实，在平衡状态下，天线所吸收的能量既不可能多于也不可能少于辐射的能量，否则，它的温度就会发生变化。

可以证明^①，在平衡状态下，天线中产生的噪声电压，其平方值决定于下式：

$$dE_m^2 = 4kT_0 R_a df, \quad (2.5)$$

式中 R_a —天线的辐射电阻；

T_0 —恒温器的温度。

工作在可以向宇宙空间辐射的频率范围内的实际的天线，可看作处在与具有较低温度的恒温器内等效的条件下。这是由于天线所辐射出的能量不能返回，因此，对这种天线来说，必须认为

$$dE_m^2 = 4kt_a T_0 R_a df, \quad (2.6)$$

式中 t_a 是表示天线有效温度 T_a 与天线周围的一般温度 T_0 相差多少倍的一个数。这个数值宜称为天线的相对电温度，因为根据定义^②

$$t_a = \frac{T_a}{T_0}. \quad (2.6a)$$

我们原来认为电磁场能进入宇宙空间而一去不返，在这种情况下则 $t_a < 1$ 。如天线产生的电磁场可以进入宇宙空间，而天线本身也可以从宇宙空间得到能量，就有理由认为 t_a 既可大于 1，也可小于 1。

① В. Н. Сифоров, «Радиоприемники сверхвысоких частот», Воениздат, 1955.

② 有时称数值 t_a 为天线的噪声系数。

显然,如果天綫具有很窄的方向图,那末 t_a 的大小将决定于它在空間的取向。当天綫指向天蝎座和金牛座区域的方向时, t_a 将达到相当大的数值。太阳也是电磁辐射源,对接收这种辐射的天綫来说, $T_a = t_a T_0$ 的数值可与 6000°K 相比拟。

天綫的相对电温度 t_a 是一个决定于天綫型式,天綫取向和工作频率 f 的复杂函数。对于工作在高于 300 兆赫频率的方向性尖锐的天綫来说,可以认为 $T_a \approx 10 \sim 30^\circ\text{K}$ ①。

T_a 的数值随频率的增高而下降,对于电视天綫来说

$$T_a \approx \frac{2T_0}{f^3} \times 10^6,$$

式中 T_0 —室温,大约等于 300°K ;

f —频率(兆赫)。

由此可见,在这种情况下

$$t_a \approx \frac{2 \times 10^6}{f^3}. \quad (2.7)$$

图 5 表示不同天綫的相对电温度 t_a 的数值与频率的概略关系。从图上可以看出,当 $f = \text{常数}$ 时, t_a 的数值可以在很大的范围(用阴影綫表示的区域)内变动。这一張图还不能当作很准确的资料,因为 t_a 的可能数值还没有准确地测量过。

就厘米波段的无线电雷达站来说,通常可以认为 t_a 等于 1。根据这样的假定所求得的雷达的有效距离,如第四节中所述,其误差通常是很小的。

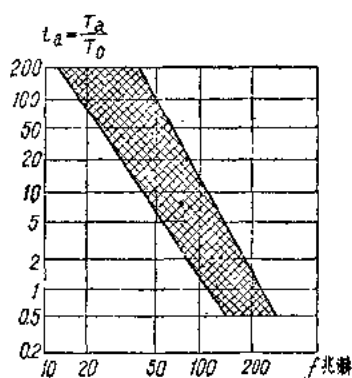


图 5 天綫相对电温度 t_a 的可能数值的图綫

① 这时认为方向图的方向不是沿着地面的。

3. 电子管的噪声

电子管的漲落电流

流过电子管的电流是由阴极飞出的电子流所形成。这些电子具有不同的速度。阴极在每单位時間內放出不同数量的电子。如果用 $\bar{n}_\tau$ 来表示在 τ 時間內流过阴极附近某一表面的平均电子数, 而用 n_τ 表示相当于某一段具体時間 τ 的电子数, 那末

$$(n_\tau - \bar{n}_\tau)^2 \neq 0.$$

这完全是由于在电子管的屏极电路中流过的不是理想直流 I_0 , 而是漲落电流。經過充分放大后, 就会在无綫电接收机的輸出端听到这些漲落象下雨声一般的噪声, 而在某些听者的主觀感觉中, 也象霰彈落到桌子上的声音。依据蕭脫基在 1918 年研究这些漲落时所做的生动說明, 人們把电子管中的噪声效应称为散粒效应。

可以証明, 对三极管來說, 漲落电流平方的平均值 $\bar{I}_a^2$, 可以表示为以下关系式

$$d\bar{I}_a^2 = 4k0.64T_k df \frac{dI_a}{dU_g} \frac{1}{\sigma}, \quad (3.1)$$

式中 T_k —阴极的温度

$\frac{dI_a}{dU_g} = S$ —电子管的跨导;

$\sigma \leq 1$ —与电子管电极的几何形状有关的系数。

屏极电流的漲落值是三极管“譁噪”的量度。

放大用电子管的噪声电阻

电子管的噪声大小通常用另一种稍为不同的方法来表征, 就是认为电子管屏极电流的漲落, 是由接在电子管栅极电路中(參閱图 6)的、假想的电子管噪声电阻 R_n 的噪声电动势造成的。噪声

电阻 R_m 在等效电路中的接法，应对接到栅极上的回路没有分路作用。接有噪声电阻 R_m 时的电子管应看作理想电子管，就是说，在这个电子管中，屏极电流是不产生噪声的。

依据上面所述，可以断定

$$4k0.64T_kdfS\frac{1}{\sigma} = S^24kT_0R_mdf,$$

由此得到

$$R_m = \frac{0.64T_k}{\sigma T_0 S}.$$

如果认为 $T_k=1100^\circ$ 和 $\sigma \approx 0.8 \sim 1$ ，就可发现：噪声电阻 R_m 是与跨导 S 成反比，而比例系数等于 $2.5 \sim 3$ 。

实际测量三极管噪声电阻的数值后，的确测得比例系数等于 $2.5 \sim 3$ 。因此

$$R_m \approx \frac{2.5 \sim 3}{S}. \quad (3.2)$$

当然，在电子管中，不但存在着由上述涨落所造成的噪声，而且还存在着缓慢涨落，这是由于阴极结构的变化和杂质“体”从炽热阴极的深处向表面扩散所形成。但是，这些缓慢涨落的频谱的分布是不均匀的，只在低频范围内才成为显著。

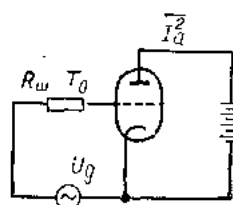


图6 等效电路中没有噪声的理想电子管上噪声电阻的联接

当电子管中再加入带正电位的电极时，屏极电流中将出现额外的涨落，这是从阴极飞出环绕某一平均值涨落的电子中，又有一部分被吸引到新加的电极上去所致。

对五极管来说

$$R_m \approx \left(\frac{2.5}{S} + \frac{20I_a}{S^2} \right) \frac{I_a}{I_a + I_s}. \quad (3.3)$$

这个公式和公式(3.2)一样，对于实际计算是足够准确的。

* I_a 为屏极电流的平均值， I_s 为帘栅极电流的平均值。——译者

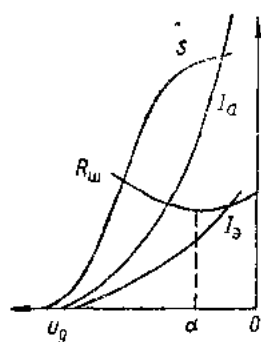


图7 典型的五极管噪声电阻 R_m 与 U_g 的关系
建议偏压取在 $U_g = \alpha$ 点上

当帘栅极电流 I_g 等于零时，公式 (3.3) 就变为公式 (3.2)。

公式 (3.3) 中的附加项是相当大的，故五极管的噪声电阻 R_m 是三极管的 3~5 倍。

表 1 列出某些电子管的噪声电阻 R_m 的数值。

要注意，噪声电阻 R_m 的数值取决于电子管的工作状态，对五极管来说，往往要适宜地选定偏压，使根据公式 (3.3) 和已测出的 S 、 I_a 和 I_g 值所得到的噪声电阻 R_m 成为最小 (图 7)。

表 1

电子管型式	双二极管高频五极管 6Б8С	高频五极管 6Ж1П	高频五极管 6Ж1П 联接成三极管时	模拟型五极管 6Ж1П	高频五极管 6Ж2П	高频四极管 6Ж3П	高频五极管 6Ж4
R_m (欧姆)	4100	1800	380	5300	5200	1600	700

电子管型式	高频五极管 6Ж4 接成三极管时	高频五极管 3Ж15П	高频五极管 6Ж6С	高频五极管 6Ж8	高频五极管 6Ж1П	高频五极管 6Ж3	高频五极管 6Ж4
R_m (欧姆)	230	470	510	6100	13300	11100	3700

电子管型式	低频双三极管 6Н2П	低频双三极管 6Н8С	低频双三极管 6Н9С	高频双三极管 6Н15П	低频五极管 6Н9	高频三极管 6С1П	高频三极管 6С1К
R_m (欧姆)	1600	960	1560	470	1200	1100	1100

电子管型式	高频三极管 6С2П	塔形三极管 6С5А	高频三极管 6С15П	高频五极管 6Ж11П	高频三极管 6С3П 6С4П	高频四极管 6С5П	高频五极管 6Ж9П
R_m (欧姆)	210	410	400	250	200	330	350

电子管在变频工作状态下的噪声电阻

电子管用作混频器时，它的屏极电路中产生与放大电子管相类似的振荡。如果把这些噪声归属于电子管的栅极，并考虑到电子管在混频状态时的增益小于变频状态时的增益，那末混频电子管的假想噪声电阻 $R_{\text{ш}}$ 的数值就大于放大电子管中的数值。这种增大几乎与变频器的增益降低成比例，而 $R_{\text{ш}}$ 的数值可以从下列关系式求出：

对三极管混频器来说，

$$R_{\text{ш}} \approx \frac{4}{S_{\text{np}}} \approx \frac{12 \sim 16}{S_0}, \quad (3.4)$$

式中 $S_{\text{np}} \approx (0.25 \sim 0.3) S_0$ —变频跨导^①；

S_0 —在本机振荡时的最大跨导。

对五极管混频器来说，

$$R_{\text{ш}} = \left(\frac{4}{S_{\text{np}}} + \frac{20I_a}{S_{\text{np}}^2} \right) \frac{I_a}{I_a + I_o}, \quad (3.5)$$

式中 I_a 和 I_o —屏极电流和帘栅极电流的平均值。

公式(3.2)至(3.5)并不是精确的公式，但它们已能提供足够实用需要的近似结果。

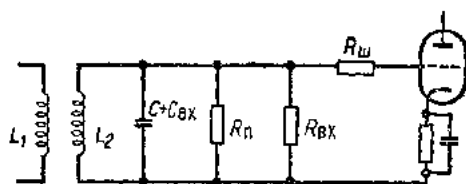


图8 联接元件 $R_{\text{ш}}$, $P_{\text{ш}}$ 和 $C_{\text{ш}}$ 的电路

在电路中电子管是理想的电子管(没有输入电容、输入电阻和噪声)

图8表示电子管的输入电阻 $R_{\text{ш}}$ ，噪声电阻 $R_{\text{ш}}$ 和输入电容 $C_{\text{ш}}$ 的联接情形。

上面曾经指出，电子管的噪声电阻是假想的，并且它不对回

^① $S_{\text{np}} \approx (0.25 \sim 0.3) S_0$ 是对第一类变频和本机振荡电压的截止角约为 $120^\circ \sim 180^\circ$ 的情况来说的。

路起分路作用。在图 8 中, 輸入电阻和輸入电容接在噪声电阻 R_n 的左边, 因此噪声电阻 R_n 的接入不会对振荡回路起分路作用。电阻 R_n 是漏电流所引起的回路损耗电阻。

电子管的輸入电阻

輸入电阻 R_{ix} 就它可以写成

$$R_{ix} = \frac{R_r R_L}{R_r + R_L} \quad (3.6)$$

的形式来说, 它是一个复杂电阻。

由此可見, 輸入电阻 R_{ix} 等于两个并联的电阻: 由电子在栅极和阴极之間的有限渡越时间所造成的电阻 R_r , 以及主要由阴极引綫的自感所形成的电阻 R_L 。这些电阻与频率的平方成反比地减小, 因此

$$R_{ix} = \frac{A}{f^2} \quad (3.7)$$

在下面的表 2 中, 列出了某些电子管在 $f=60$ 兆赫时的輸入电阻 R_{ix} 的数值(千欧)。在其他频率时, 輸入电阻 R_{ix} 的数值可从公式(3.7)求得。

表 2

电 子 管 型 式	高频五 极管 6Д1П	連成三极 管的高频 五极管 6Д1П	楔实型 五极管 6Д1Б	高频五 极管 6Д2П	高频五 极管 6Д3П
60 兆赫频率时的 R_{ix} (千欧)	12~25	12~25	20	10~20	10~17
$\frac{R_r}{R_L} \cdot \frac{10}{S(\text{毫安/伏特})}$	1	0.5~1	1.4	0.7	1.1

电 子 管 型 式	高频五 极管 6Д4	連成三极 管的高频 五极管 6Д4	高频五 极管 6Д5П	高频五 极管 6Д8	高频五 极管 6Д1П	高频五 极管 6Д3
60 兆赫频率时的 R_{ix} (千欧)	2~6	2~6	12	6	7	10
$\frac{R_r}{R_L} \cdot \frac{10}{S(\text{毫安/伏特})}$	0.8	0.65	—	2	0.63	—

(續表)

电子管型式	高频五 极管 6R4	低频双 三极管 6H8C	低频五 极管 6H9	高频三 极管 6C4H	高频三 极管 6C17K	塔形三 极管 6C5A
60兆赫频率时的 R_{BX} (千欧)	3~11	12	0.8	50~100	50~100	56
$\frac{R_r}{R_L} \cdot \frac{10}{S}$ (毫安/伏特)	0.63	—	0.31	1.1	1	—

电子管型式	高频三 极管 6C15H	高频五 极管 6H11H	高频三 极管 6C3H, 6C4H	高频四 极管 6C5H	高频五 极管 6H9H
60兆赫频率时的 R_{BX} (千欧)	2~10	3	7	很小	5
$\frac{R_r}{R_L} \cdot \frac{10}{S}$ (毫安/伏特)	—	—	—	—	—

电阻 R_r 和 R_L 同样都取决于频率, 因此, 要直接单独测量它们是不可能的。它们的数量级可由下式①决定:

$$\left. \begin{aligned} R_L &= \frac{1}{\omega^2 S L_k C_{gk}}, \\ R_r &= \frac{1}{\omega^2 S \tau^2 K}, \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

式中 S —跨导(安培/伏特);

L_k —阴极引线的自感(亨利);

C_{gk} —“栅极-阴极”电容(法拉);

τ —“阴极-栅极”间电子渡越时间(秒);

K —决定于电子管的几何形状和电子管中电子渡越时间的函数。

根据对一般结构(插脚式引线)的电子管所进行的专门实验, 得出下列很近似的关系:

$$\frac{R_r}{R_L} \approx \frac{S(\text{毫安/伏特})}{10}, \quad (3.9)$$

① М. О. Стрелт, Современные многосеточные электронные лампы, Обorongив, 1940.