

光电倍增管

哈特曼、伯恩哈德 著



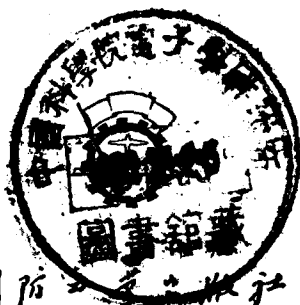
中国科学院原子核研究所委员会编研委员会编刊

73.65
411
1

光电倍增管

哈特曼、伯恩哈德著

华和、梦娇译



103628

內容簡介

本书第一部分討論了光电倍增管工作的物理过程和微弱光流光度学测量的特点，并闡述了激活发射表面的工艺元件和現代光电倍增管的各种結構。

第二部分叙述了各种閃爍计数器及其特性和在物理中应用的基本範圍。

本书可供从事于光电器件設計方面的专家和从事于核粒子和核能譜等研究工作的科学工作者和工程师参考。

В. ГАРТМАНН, Ф. БЕРНГАРД
ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

Перевод с немецкого

А. Г. БЕРКОВСКОГО

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА—1961—ЛЕНИНГРАД

FOTOVERVIELFACHER UND IHRE
ANWENDUNG IN DER KERNPHYSIK
VON WERNER HARTMANN
UND FRITZ BERNHARD

1957

AKADEMIE-VERLAG—BERLIN

光 电 倍 增 管

华和、梦嬌譯

国防工业出版社出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第 074 号

国防工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

787×1092¹/₃₂ 印张 6⁵/₁₆ 133 千字

1963 年 9 月第一版 1963 年 9 月第一次印刷 印数: 0,001—2,000 册

統一书号: 15034·671(代) 定价: (11—6)1.15 元

目 录

俄文版序.....	5
第一部分 光电倍增管及其制造和特性.....	7
第一章 引言.....	7
第二章 光电管和光电倍增管的灵敏度.....	8
2-1 信号大小和噪声电平.....	8
2-2 光电管的电子发射噪声.....	10
2-3 电阻的热噪声.....	13
2-4 放大管中的电子电流噪声.....	14
2-5 带放大器的光电管的信号噪声比.....	16
2-6 接有电子管放大器的光电倍增管的信号噪声比.....	19
2-7 阴极热电子发射的影响.....	21
2-8 联极电子发射的影响.....	23
2-9 放大系数统计起伏的影响.....	24
2-10 光电倍增管的信号噪声比.....	28
2-11 用作脉冲计数器的光电倍增管.....	30
第三章 光阴极.....	33
3-1 外光电效应的规律性.....	33
3-2 $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Cs}, \text{Ag}-\text{Cs}$ 型大块阴极的制备.....	36
3-3 $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}, \text{Cs}-\text{Cs}$ 型半透明阴极的制备.....	46
3-4 $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}, \text{Cs}-\text{Cs}$ 型光阴极的特性.....	48
3-5 $[\text{SbCs}_3]-\text{Cs}$ 型阴极的制备.....	54
3-6 $[\text{SbCs}_3]-\text{Cs}$ 型光阴极的特性.....	57
第四章 联极.....	62
4-1 次级电子发射的一般性质.....	62
4-2 $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}, \text{Cs}$ 型联极.....	65
4-3 $[\text{SbCs}_3]-\text{Cs}$ 型联极.....	66
4-4 含碱金属和碱土金属的其他联极.....	67
4-5 铍合金.....	70
4-6 镁合金.....	72



103628

第五章 联极的设计	76
5-1 概述	76
5-2 动力学倍增管	77
5-3 利用电场和磁场的光电倍增管	78
5-4 利用静电场的光电倍增管	79
第六章 光电倍增管的结构及其特性	89
6-1 光阴极和阴极-第一级联极系统	89
6-2 倍增系统	96
6-3 暗电流	103
附录	113
第二部分 光电倍增管在原子核物理中的应用	129
第七章 引言	129
第八章 闪烁计数器中的物理过程	131
第九章 闪烁体	135
9-1 初始粒子与闪烁体材料的相互作用	138
9-2 最常用的闪烁体的性质和应用范围	142
第十章 光电倍增管的参数对闪烁计数器的能量分辨率和 时间分辨率的影响	148
10-1 能量分辨率	148
10-2 时间分辨本领	153
10-3 在利用高压脉冲电源时光电倍增管的性质	164
10-4 光电倍增管和闪烁体的试验仪器	165
第十一章 光电倍增管在核物理中应用的一些实例	169
11-1 γ 能谱仪	169
11-2 符合线路	173
11-3 其他用途的一些简单实例	180
第十二章 闪烁技术的辅助电子装置	187
12-1 光电倍增管的电源部分	187
12-2 前置放大器	189
12-3 放大器	193
12-4 甄别器	193
参考文献	194

俄文版序

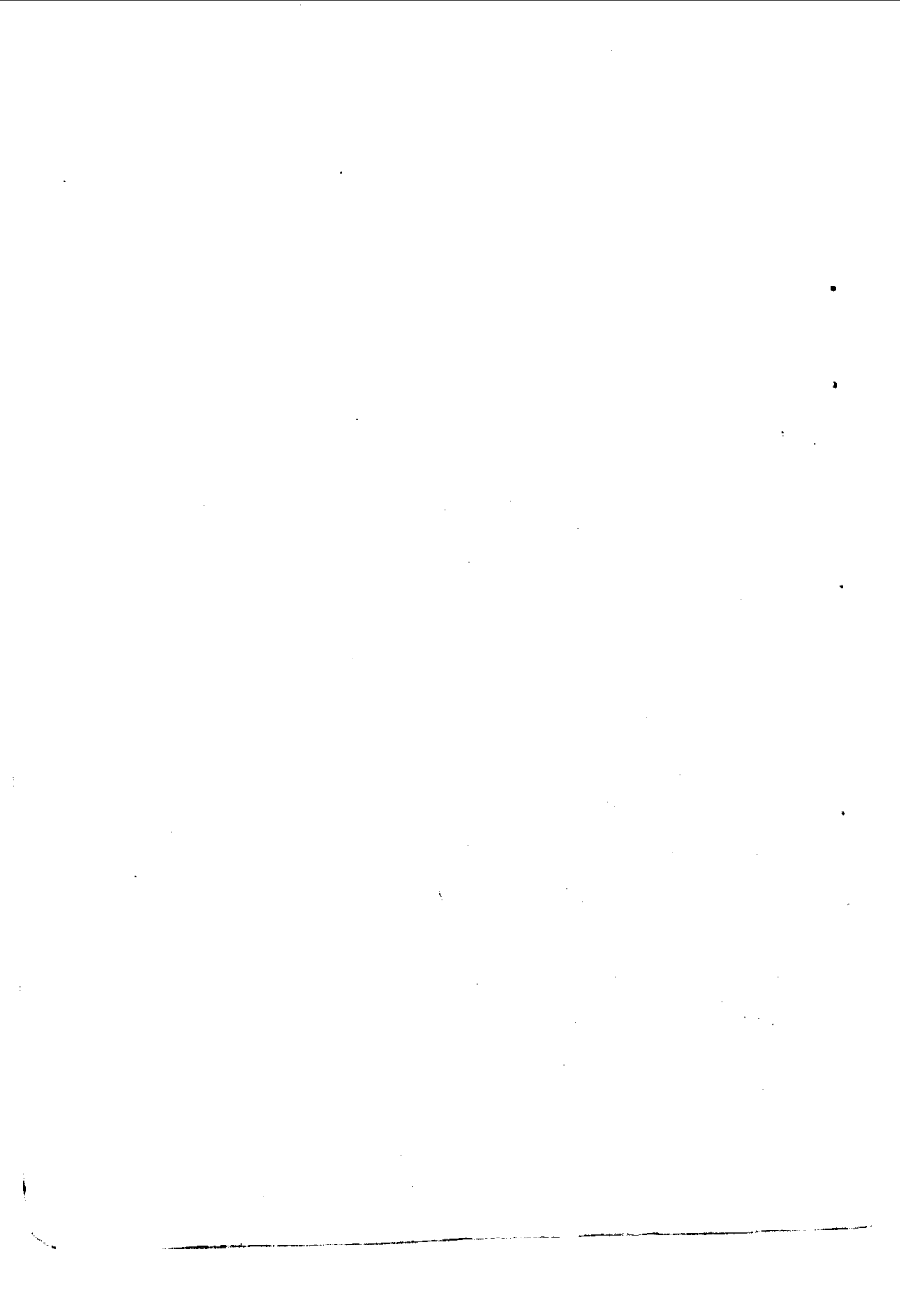
自从閃爍計數器出現以後，在不太長的時間內，一種研究核輻射的新方法已經發展起來，這種新方法的基础是將核輻射能轉變為光輻射，並促使光电倍增管的結構和生產工藝迅速地完善起來。

向讀者推荐的哈特曼(Hartmann)和伯恩哈德(Bernhard)的這本書的譯本，其特点是对材料作了很好的選擇並加以系統整理。書中敘述了光电倍增管作用的物理原理、光电倍增管的設計以及生產工藝問題。同時，還詳盡地討論了現代實驗物理學中研究核輻射的最重要的方法之一——閃爍方法。

哈特曼的這本書與蘇聯作者契奇克(Чечик)、芬什廷(Файнштейн)和利弗希茨(Лифшиц)的長著“电子倍增管”(國立技術出版社，1957年)一書相比，就其廣度而言，它包含了有關各種不同的光阴極和次級电子發射體的激活性質和激活工藝方面的新材料。本書闡述了各種類型的光电倍增管，並列出了有關光电倍增管在物理研究中應用的新數據以及概括了最近數年來發表的其他材料。在闡明閃爍法的各章中，敘述了用於試驗光电倍增管和閃爍體性能的幾種儀器。

本書中的參考材料、國外生產的光电倍增管的參數表和閃爍體一覽表，所有這些對儀器結構工程師和設計師將不是沒有興趣的。在翻譯本書時，也補充了蘇聯生產的光电倍增管的各種數據。

編 者



第一部分 光电倍增管及其 制造和特性

第一章 引言

“光电倍增管”这个术语通常理解为内部装有特殊材料的真空仪器，该材料在光辐射的作用下发射光电子，所产生的光电流则通过特殊电极的次级发射来放大。这些特殊的电极称为联极。联极经过特殊的方法处理，譬如说激活，使得当一个能量足够大的电子打到联极上面时能够产生一个以上的次级电子。

上述电子数的倍增方法，早在三十年前就为斯列宾 (Slepianl)^[1]提出了。然而这个想法在 1934 年才第一次为苏联工程师庫別茲基 (Л. А. Кубецкий)^[2-4]所实现。从那时起光电倍增管得到了很大的改进，而目前它在科学和技术中得到了广泛的应用。

目前已能制造出放大系数为 10^{10} 的光电倍增管。当光阴极的平均灵敏度等于 50 微安/流明时，相应的倍增管的阳极灵敏度为 5×10^5 安培/流明。很显然，仅在特别微弱的光照射阴极时，才能应用这样高的放大率。假若考虑到光电倍增管的输出电流无情性地随入射光流的全部变化（直到频率为数千兆赫兹的数量级）而变化，那么很显然，它的主要应用范围是快速交变弱光流的光度测量。当利用电子管线路来放大前沿陡峭的短时间脉冲时，必然会碰到许多困难，仅在此时才

能相当全面地估价出光电倍增管后一特性的意义。正是由于光电倍增管具有良好的时间特性，所以许多物理问题才能得以顺利解决。

另一方面不能忘记，光电倍增管在使用范围上像其他任何一种器件一样，有着本身的局限性，忽视了这一点就会对这个器件的适用性作出不正确的估计。此外，目前应用的倍增管就其参数和结构形式来说，都远不能满足实际的需要。必须再次强调指出，在测量技术中可能有许多情况是，用光电倍增管代替光电管甚至会导致更低的信号噪声比，在这些情况下适宜采用带放大器的普通光电管。

本书的目的是向广大的科学工作者、工程技术人员介绍光电倍增管的基本结构、制造过程和主要用途及其优缺点。因此本书对一般规律性问题注意的较少，而偏重于讲述光电倍增管所特有的现象和过程。关于一般规律性问题的详细描述，读者可参看有关的教科书和专题论文。

第二章 光电管和光电倍增管的灵敏度

2-1 信号大小和噪声电平

我们在引言中已经指出，光电倍增管的主要应用范围是测量微弱的光流。在一定的测量精确度下，记录最小光强度的下限由灵敏限确定，而灵敏限则由光电倍增管的参数和各种外界条件决定。研究这些因素，就可以确定出光电倍增管的最佳结构和测量其参数的最佳条件。顺便地明确一下对理想倍增管所提出的一些要求。

大家知道，在所有的测量系统（基于机械的、电的或其他

的原理)中,其精确度都由测量仪器本身固有的、或在测量过程中产生的干扰电平所决定。显然,测量精确度将随信号振幅与干扰电平之比值的增大而增高。

干扰可分为两大类。第一类干扰是由于测量仪器的结构不够完善、系统的某些部件选择不当或安装不善所致。在电子管放大器中属于此类的干扰有电子管的颤噪效应(即当电极产生机械振荡时电子管的特性发生变化)和外电磁场等。这类干扰在倍增管中也可见到,这是由于电极的绝缘不良、电极尖端的自电子发射以及因抽气不良而残存的气体形成离子等原因所致。虽然要消除这类干扰常常遇到许多工艺上的困难,但我们在本章中不予讨论,假定光电倍增管中没有此种干扰。

第二类干扰现象引起原则上不可避免的最小干扰电平,这种干扰电平最终也限制着测量的精确度。在光电倍增管和与其相连接的仪器中发生的物理过程所引起的噪声源就属于此类。现在我们来研究这些现象。

为了阐明光电倍增管的主要优点,最好先研究一下利用普通光电管(后面带有电子管放大器)测量光流的过程,然后再讨论用光电倍增管代替光电管的情形。

图1示出了使用光电管的测量线路。光流

Φ 入射到光电管上(Φ 的数值以频率 f 振荡),并引起光电流,其有效值等于 $I = \gamma I_0$,式中 I_0 为通过光电管的平均直流电流,而 γ 为调制系

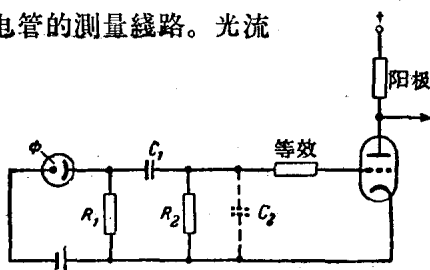


图1 光电管与放大器的连接线路图

数。在负载电阻 R_L 上产生的电压的交流成份加在放大管的栅极上，放大的信号从放大管的阳极电阻 R_{a0} 上输出。 C_2 是包括装配电容在内的放大器的总输入电容； $R_{\text{等效}}$ 是放大管噪声的等效电阻（放大管噪声电平的量度），有关这个问题的更详细的讨论见第二章第四节。我们这样来选择所讨论的线路

的参数，使得当频率 $f = \frac{\omega}{2\pi}$ 时满足下列不等式：

$$R_2 \gg R_1; \omega R_1 C_1 \gg 1; \omega R_1 C_2 \ll 1.$$

于是在栅极上的放大信号值为

$$U = \gamma I_0 R_{a0}. \quad (1)$$

测量的精确度由信号噪声比来决定。假如测量精确度给定，那么这个比值就限制了装置的灵敏度，即决定了以所要求的精确度所能测量的最小光流。首先必须计算出噪声电平 $\sqrt{\Sigma(\Delta u)^2}$ ，然后再确定信号噪声比

$$\eta = \frac{U}{\sqrt{\Sigma(\Delta u)^2}}, \quad (2)$$

$\Sigma(\Delta u)^2$ 是在一定频带内所有噪声电压有效值的平均平方和。

在我们所举的例子中，噪声电平由许多部分构成：光电管的电子发射噪声（散粒效应）、电阻的热噪声（约翰逊效应）和放大管的电子发射噪声（散粒效应）。

2-2 光电管的电子发射噪声

当用严格恒定的光流照射光电管时，由于电流的统计振荡而产生电子发射的噪声。这种振荡（散粒效应）是由于基本电荷（电子）具有有限值而产生的。在每一段短的时间间隔

内,从光阴极射到阳极上的电子数是不一样的,因此在任意一段时间间隔内都观察到光电流的交流成分^[5]。假设每秒内移动电子的平均数为 $\bar{Z}$,则在时间间隔 τ 内其数目平均等于 $\bar{Z}\tau$ 。因而,在时间 τ 内飞过的电子的实际数 z_τ 与平均值的偏离为

$$\Delta z = z_\tau - \bar{Z}\tau.$$

假定光阴极的电子发射与其他电子发射完全无关,而正好发射 z_τ 个电子的几率服从“标准分布”:

$$P_1(\Delta z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{Z}\tau}} \exp\left(-\frac{(\Delta z)^2}{2\bar{Z}\tau}\right), \quad (3)$$

或者当平均数 $\bar{Z}$ 很小时,此几率可由泊松分布来表示:

$$P_2(z_\tau) = e^{-\bar{Z}\tau} \frac{(\bar{Z}\tau)^{z_\tau}}{z_\tau!}. \quad (4)$$

不难证明

$$\overline{(\Delta z)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} (z_\tau - \bar{Z}\tau)^2 P_1 dz_\tau = \bar{Z}\tau,$$

或者假定 $0 \leq z_\tau \leq n$, 而且 n 不应是太小的数,则

$$\overline{(\Delta z)^2} \approx \sum_0^n (z_\tau - \bar{Z}\tau)^2 P_2 = \bar{Z}\tau.$$

考虑到当平均值为 q 的电荷在 T 时间内通过光电管时,流过的电流为 $i = \frac{q}{T}$, 由此便可写出发射电流的均方偏差的表示式:

$$\overline{(\Delta i_\tau)^2} = \frac{e^2}{\tau^2} \overline{(\Delta z)^2} = \frac{e^2}{\tau^2} (\bar{Z}\tau) = \frac{e}{\tau} I_0,$$

式中 $I_0 = Ze$ 为在很大时间间隔内的光电流的平均值。

于是我们求得 η 的公式:

$$\eta = \frac{I_0}{\sqrt{(\Delta i_\tau)^2}} = \sqrt{\frac{\tau}{e}} I_0,$$

即信号噪声比正比于所测光电流和观测持續時間 τ 的平方根。由此可以提出两个主要的要求：为了測量給定的光流，宜于選擇最灵敏的光电管和具有最大容許時間常数的測量儀器。根据散粒效应理論^[5,6]，有效噪声电流的均方值由下式給出

$$(\Delta i_0)^2 = 2eI_0\Delta f. \quad (5)$$

指出如下一点是有意义的，噪声的平均值并不取决于频率的絕對值 f ，而是取决于頻帶 Δf ，也即是散粒效应的噪声以恒定的振幅沿整个頻帶分布。仅在很高频率的情况下，才会由于产生能引起电子束散开的現象（即由于各个电子的飞行時間不同所引起的电子束随時間的扩展），而使噪声降低。

必須特別着重指出， I_0 代表的是饱和电流。在尚未达到饱和，而电子电流受空間电荷限制的情况下，方程式(5)的右端必須引进一个噪声减弱系数 $F^2 < 1$ 。由此可見，空間电荷能限制干扰电平。另一方面，由于只有饱和光电流才正比于入射光流，所以从实际观点来看，受空間电荷限制的光电流在此沒有多大的意义。假定阴极和阳极之間的电位差总是十分大，使得所有发射的光电子都能被收集在阳极上。

不久以前，費尤斯(Furth)和麦克唐納德(Mac Donald)^[7]，所作的試驗证明，上述概念能正确地描述了饱和光电流的振荡。在哈特曼和罗茲(Rothe)^[8]的文章中，曾证实了“噪声电流”的均方值与頻帶的关系是綫性的。

“噪声电流”在光电管电路的工作电阻上引起电压降，此电压降的均方值为

$$\overline{(\Delta u_0)^2} = 2eI_0 R_k^2(f) \Delta f, \quad (6)$$

R_k 为阻抗。注意到前述的情况, 在我们的情况下 $R_k = R_1$, 因而可把(6)式改写为如下形式:

$$\overline{(\Delta u_0)^2} = 2eI_0 R_1^2 \Delta f. \quad (7)$$

这个方程式对于光阴极发射的任何其他电流的起伏无疑地也是正确的。下面将会确定, 甚至在完全黑暗的情况下, 灵敏的光阴极也明显地发射电子。这种发射可由著名的里查逊方程描述:

$$j_{\text{热}} = AT^2 \exp - \frac{e\varphi}{kT}, \quad (8)$$

式中 T 为绝对温度; φ 为光阴极的逸出功; A 为由阴极形状和阴极成份决定的常数。

对于由光阴极的热电流噪声 $I_{\text{热}}$ 引起的噪声电压的均方值, 我们求得如下表示式:

$$\overline{(\Delta u_{\text{热}})^2} = 2eI_{\text{热}} R_1^2 \Delta f. \quad (9)$$

在很低频率范围内 ($\ll 100$ 赫兹), 测得的光电流噪声值比从理论考虑所预料的要大一个数量级^[9]。这是由于光阴极小范围内的结构发生缓慢的变化所引起的“闪烁效应”所决定的, 因而在所研究的光阴极范围内发射电子的几率不是常数。以下我们将不讨论闪烁效应, 它只在专门研究中才显示出来。由于闪烁效应是附加的噪声源, 因此在频率小于 50 赫兹范围内的工作情况就不予以介绍了(参看文献^[186])。

2-3 电阻的热噪声

约翰逊第一个研究了电阻的热噪声^[10], 因此常常把电阻的热噪声称为约翰逊效应。电子在导体中的热运动是产生这

种效应的原因。在导体中电子的密度(在很长的一段时间隔内)平均为一常数,并且在导体各个部分都是一样。但是,由于电子运动的统计特性,而在导体的体积元内产生电子密度的起伏,其表现形式为统计分布的电位差。这种噪声电压随温度升高时电子平均热能的增大而增大。

纳依奎斯特(Nyquist)^[11]证明,在有效电阻等于 $R_a(f)$ 的电阻上,对于频带 Δf 的噪声电压的均方值等于

$$\overline{(\Delta u)^2} = 4kTR(f)\Delta f, \quad (10)$$

式中 T 为绝对温度; k 为玻尔兹曼常数。

在我们的例子中, $\overline{(\Delta u)^2} = 4kTR_i \Delta f$ 。

2-4 放大管中的电子电流噪声

像光电管的电流一样,在恒定的外界条件下,放大管的阳极电流也含有交流成份。由于在正常情况下电子管的阳极电流受阴极区域空间电荷的限制,所以还必须考虑噪声减弱系数 $F < 1$ 。在栅极电位相对于阴极电位为正的电子管中,阳极电流的起伏比普通三极管中的大。屏栅极电流的瞬时增大,导致阳极电流的相应降低。与三极管相比,电流在阳极和屏栅极之间的这种重新分布,使噪声增大。

电子管的噪声源,通常以在栅极电路中的等效噪声电阻 $R_{\text{等效}}$ 来表示。这时,可将电子管视为是无噪声的。换言之,在想像的电阻 $R_{\text{等效}}$ 两端(处于室温下)的噪声电压经电子管放大后,在电子管的阳极电路上引起噪声,它等于由电流引起的噪声。为了得到定量的关系,必须把等效电阻的表示式(10)与量(5)结合起来,那么除了 $\overline{(\Delta i_{\text{栅}})^2} = S^2 \overline{(\Delta u_{\text{栅}})^2}$ 以外,我们得到

$$2eI_{\text{阳}}F^2\Delta f = S^2 4kTR_{\text{等效}}\Delta f; R_{\text{等效}} = \frac{eI_{\text{阳}}F^2}{2kTS^2},$$

式中 S 为电子管的跨导; $I_{\text{阳}}$ 为电子管的阳极电流。

F^2 的值可以计算出, 但更简单地是用十分精确的半经验公式^[12]:

$$F^2 \approx 0.2 \frac{S}{I_{\text{阳}}}.$$

然后我们求得 $R_{\text{等效}} \approx \frac{4 \times 10^3}{S}$, 其中 S 的单位为毫安/伏。

类似的公式也为其他学者得到, 特别是五极管的公式^[6]:

$$R_{\text{等效}} = \frac{I_{\text{阳}}}{I_{\text{阳}} + I_{\text{栅}}} \left[\frac{2.5 \times 10^3}{S} + \frac{2 \times 10^7 I_{\text{栅}}}{S^2} \right],$$

式中 $I_{\text{栅}}$ 为屏栅极电流。

在下表中列出了几种电子管的噪声等效电阻。

电子管型号	$I_{\text{阳}}$ (毫安)	$I_{\text{栅}}$ (毫安)	S (毫安/伏)	$R_{\text{等效}}$ (欧姆)
EF-14	12	1.7	7	850
EF-80	10	2.8	6.8	1200
EF-95	7.7	2.4	5.1	1800
EF-96	7	2	5	1700
6AC7	10	2.5	9	650
6AC7(作三极管)	12.5	—	11	220
ECC91	8.5	—	5.3	470

为了给出关于所期望的噪声电压的数量级的概念, 我们指出, 在室温下 1000 欧姆的电阻在 1 兆赫频带内, 给出的有效噪声电压接近于 5 微伏。

关于在放大管内的闪烁效应, 可与光阴极的闪烁效应作同样的评语。

2-5 带放大器的光电管的信号噪声比

現在我們来建立包括全部噪声源在內的表示式。在建立这个表示式时,必須記住,全部噪声的均方值可表示为各个彼此无关的噪声电压的均方值之总和:

$$\Sigma(\Delta u)^2 = [2e(I_0 + I_{\text{熱}})R_1^2 + 4kT(R_1 + R_{\text{等效}})]\Delta f。$$

应用方程(1),我們便得到信号噪声比

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{U}{\sqrt{\Sigma(\Delta u)^2}} \\ &= \frac{\gamma I_0}{\left\{ 2e\Delta f \left[(I_0 + I_{\text{熱}}) + \frac{2kT}{eR_1} \left(1 + \frac{R_{\text{等效}}}{R_1} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}}。 \quad (11) \end{aligned}$$

当分析这个表示式时,很容易得出一些十分明显的結論。

假如 R_1 足够大, 分母的第二項与第一項相比可能很小。因为光阴极 (例如銻銻阴极) 的热电子发射具有 $I_{\text{熱}} \approx 10^{-15}$ 安培/厘米² 的数量級, 所以在許多情况下 $I_{\text{熱}} \ll I_0$, 因而 $R_{\text{等效}} \ll R_1$, 于是

$$I_0 > \frac{2kT}{eR_1} \text{ 或 } I_0 R_1 > \frac{2kT}{e} \approx 0.05 \text{ 伏。} \quad (12)$$

由此可見, 当这个关系得到滿足时, 分母中的第二項同第一項相比是很小的, 而噪声电平主要由光电流的散粒效应决定。这样, 被測光电流 I_0 在負載电阻上应引起比 50 毫伏大許多倍的电压降。在这种情况下 R_1 的热噪声可以忽略不計, 而且

$$\eta = \gamma \sqrt{\frac{I_0}{2e\Delta f}}。$$

由此得出, 当这个条件得到滿足时利用任何光电倍增管