

真 空 光 电 器 件

A. Γ. 别尔可夫斯基

B. A. 加 瓦 宁 著

И. Н. 札 伊 杰 利

徐 正 卜 译
陈 成 杰

原子能出版社

1 9 8 0

内 容 提 要

本书描述真空光电器件(光电管、光电倍增管和象管)的工作原理、结构、制造工艺、参数及特性。这些器件广泛地应用在自动化设备、科学研究和工业装备中,用来记录和测量可见光、近紫外光及红外光。书中还介绍了工业型光电器件及其连接线路和主要应用领域。

本书可供有关工程师和科技工作者在设计或使用光度仪器、光电设备以及快速物理过程的研究装置时参考;也可作为光电器件生产企业的工程师、研制人员和技术员的参考书。

书末附录部分,译者编制了世界上生产光电倍增管的主要企业和国内厂家的部分产品的基本参数表,以供读者查阅参考。

真空光电器件

A. Г. 别尔可夫斯基

B. A. 加瓦宁 著

H. H. 札伊杰利

徐止卜 陈成杰 译

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

北京印刷一厂印刷

(北京市西便门)

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

14 850×1168^{1/2} 印张 10^{1/4} 字数 271 千字

1980年 9 月第 版 1980年 9 月第一次印刷

印数001—4300 统一书号 15175·205

定 价 1.65元

绪 言

真空光电器件用来测量可见光、近紫外及红外谱区的各种光讯号。研制真空光电器件是正在迅速发展的电子技术的一项任务。真空光电器件包括光电管、光电倍增管和象管。它们在核物理、天文学、医学、超快速摄影、光度测量、自动化以及其它许多科学技术部门中，已经获得了广泛的应用。

这三类管子都具有光阴极，有的还有二次极；它们的制造工艺和结构部件大体相同；应用领域也日趋接近，尤其是在有关弱光辐射过程以及快速过程的研究方面。因此把它们归在一起。

一九六五年出版的光电器件专著（《光电器件》，H. A. 索包列娃、A. Г. 别尔可夫斯基、H. O. 切契克、P. E. 伊里谢夫，科学出版社，莫斯科）包括除了象管以外的真空光电器件和半导体光电器件两部份。该书是根据五十年代到六十年代初期发表的材料撰写而成的。在那本书里当然不可能描述最近几年才发展起来的新型有效光阴极、强流光电管和新型二次电子发射体；也不可能描述新工艺过程以及一九六四年以后出现的新管型。

因此，迫切需要为广大读者出版一本全面阐述上列各种光电器件研制工作及其参数研究的书籍。这就使得《真空光电器件》一书的问世极为必要。

科学技术博士 A. Г. 别尔可夫斯基 (Берковский) 编写本书第一部份第二章和第二部份；科学技术硕士 B. A. 加瓦宁 (Гаванин) 编写第一部份第一章和第三章；科学技术硕士 И. Н. 札伊杰利 (Зайдель) 编写第三部份。Л. Ф. 舒瓦洛夫 (Шувалов) 参与了 § 9-2、§ 12-2、§ 14-1 等章节的准备工作，作者对此表示感谢。

作者

目 录

绪 言

第一部份 光电管	(1)
第一章 光电发射	(1)
§ 1-1 光学辐射	(1)
§ 1-2 光电发射	(9)
第二章 光电阴极	(18)
§ 2-1 光阴极的参数	(18)
§ 2-2 实用光阴极	(22)
第三章 光电管	(31)
§ 3-1 光电管的结构及其工作原理	(31)
§ 3-2 真空光电管的制造工艺	(37)
§ 3-3 真空光电管的特性	(44)
§ 3-4 真空光电管的应用	(67)
§ 3-5 充气光电管	(70)
第二部份 光电倍增管	(72)
第四章 一般知识	(72)
§ 4-1 光电倍增管的工作原理及其基本参数的定义	(72)
§ 4-2 有效二次电子发射体	(74)
第五章 光电倍增管的结构和制造工艺	(80)
§ 5-1 光电倍增管结构的几个部份	(80)
§ 5-2 阴极区	(84)
§ 5-3 分离式打拿极倍增系统	(87)
§ 5-4 连续打拿极倍增系统, 通道管和微道板	(90)
§ 5-5 真空-半导体混合光电倍增管	(93)
§ 5-6 光电倍增管的制造工艺	(97)
第六章 光电倍增管的参数和特性	(100)
§ 6-1 静态参数和特性	(100)

§ 6-2	暗电流、噪声、灵敏阈	(103)
§ 6-3	闪烁计数用光电倍增管的脉冲参数	(110)
§ 6-4	温度特性	(116)
§ 6-5	磁场和辐射场的影响	(119)
§ 6-6	工作稳定性	(123)
§ 6-7	光电倍增管的连接线路	(128)
第 七 章 工业型光电倍增管		(135)
§ 7-1	电子束静电聚焦的光电倍增管	(135)
§ 7-2	百叶窗型光电倍增管	(154)
§ 7-3	其他国家的光电倍增管	(163)
第 八 章 光电倍增管的应用		(174)
§ 8-1	闪烁计数器	(174)
§ 8-2	宇宙研究装置	(181)
§ 8-3	激光技术	(186)
第三部份 象管		(190)
第 九 章 一般知识		(190)
§ 9-1	象管的用途及其工作原理	(190)
§ 9-2	象管的基本特性及其重要参数	(192)
第 十 章 象管的聚焦电子光学系统		(197)
§ 10-1	象管聚焦系统的特性	(197)
§ 10-2	在均匀静电场中电子图象的形成	(200)
§ 10-3	在平行的静电场和磁场中电子图象的形成	(204)
§ 10-4	在不均匀静电场中电子图象的形成	(211)
第十一章 象管的荧光屏		(215)
§ 11-1	象管荧光屏的特性	(215)
§ 11-2	象管荧光屏的制造工艺	(224)
第十二章 增强图象亮度的方法		(228)
§ 12-1	用电子光学系统压缩图象增强亮度的方法	(228)
§ 12-2	用屏与光阴极光学接触增强图象亮度的方法	(229)
§ 12-3	利用“穿透”式二次发射增强电子图象亮度的方法	(232)

§ 12-4 应用纤维光导图片和微道板增强图象亮度的方法	(233)
第十三章 象管的结构和制造工艺	(238)
§ 13-1 均匀静电场象管(平面型象管)	(238)
§ 13-2 单室象管	(242)
§ 13-3 级联放大的象管	(249)
第十四章 象管的应用	(260)
§ 14-1 象管在观察仪器中的应用	(260)
§ 14-2 象管在科学研究中的应用	(267)
§ 14-3 象管在天文学中的应用	(272)
§ 14-4 象管在X光技术中的应用	(274)
附录	(281)
附录 I	
英国伊美公司(EMI)光电倍增管主要产品基本 参数表	(282)
附录 II	
荷兰飞利浦公司(Philips)光电倍增管主要产品 基本参数表	(288)
附录 III	
美国RCA公司光电倍增管主要产品基本参数表	(292)
附录 IV	
日本滨松公司(HTV)光电倍增管主要产品基本 参数表	(300)
附录 V	
北京综合仪器厂光电倍增管部份产品基本 参数表	(306)
参考文献	(308)

第一部份 光 电 管

第一章 光电发射

§ 1-1 光学辐射

波长从10毫微米到340微米范围内的电磁辐射称为光学辐射。光学辐射光谱的短波方面以软X射线为界，而长波方面则以无线电波为界；其中包括不可见的紫外线、红外线以及介于这两者之间的可见光(表1-1)。光学辐射谱区称为光学谱区。在这谱区中，光辐射的产生原理、探测方法、转换方法以及应用方法等均有共同性。大多数类型的辐射源，其辐射是由原子中电子的激发，或者是由分子的振荡和旋转产生的。辐射光子的能量正比于频率：

$$W = h\nu$$

表 1-1 按波长划分的谱区

谱 区	波 长(毫微米)
紫外(YΦ):	10—400
真空紫外	10—185
C段	185—280
B段	280—315
A段	315—400
可见光:	400—750
紫	400—455
蓝	455—485
蓝-绿	485—505
绿	505—550
黄-绿	550—575
黄	575—587
橙	587—610
红	610—750
红外(ИК):	0.75—340 微米
近红外	0.75—2.5 微米
中红外	2.5—50 微米
远红外	50—340 微米

1108808

式中： $h = 6.6 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒——普朗克常数； ν ——辐射频率。红外谱区的光子能量比可见光区和紫外谱区的光子能量小。红外辐射的特征是热效应，也有很弱的光电效应和光化学效应。根据应用特点和观察方法，红外谱区还可分成三段。

可见光直接为人们的眼睛所接受，使人们获得了周围世界形形色色的信息。根据产生的感觉不同，可以把可见光分成从红到紫各种颜色的许多波段。可见光有较强的光电效应和光化学效应。在光学光谱范围内，紫外辐射光子的能量最大。紫外辐射能够产生强烈的光电效应、光化学效应及生物学效应。没有紫外辐射，人和动物就不能正常活动；但是，紫外辐射太强，也会损害人体。大气层的空气能强烈吸收波长短于185毫微米的紫外辐射。若要利用这一谱区，就应将辐射源和接收器均放在真空中。因此，人们就把这类辐射称为真空紫外辐射。C段紫外辐射有杀菌能力；而B段紫外辐射则有红斑效应。

人们往往把光学光谱能量称为辐射能。量度辐射能的单位同量度其它形式能量的单位一样，例如：尔格、焦耳和电子伏。

表 1-2 量度辐射能的主要单位换算表

单 位	量 纲		
	焦 耳	尔 格	电 子 伏
1 焦 耳	1	1×10^7	6.29×10^{18}
1 尔 格	1×10^{-7}	1	6.29×10^{11}
1 电 子 伏	1.59×10^{-19}	1.59×10^{-12}	1

在一个宽度可忽略的很窄的谱区间隔内的辐射称为单色辐射；单色辐射能可用具有能量 $h\nu$ 的量子数 N 量度

$$W(\lambda) = N h \nu$$

通常，量子能量用电子伏表示，并按下式计算：

$$U = \frac{h\nu}{e} = \frac{hc}{e\lambda} = \frac{1236}{\lambda}$$

式中： λ ——波长，毫微米；光速 $c = 2.998 \times 10^8$ 米/秒；电子电

荷 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ 库。辐射功率, 或者在单位时间内传输的辐射能量称为辐射通量。辐射通量的瞬时值等于

$$\Phi_e = dW/dt$$

在时间间隔 t 内, 如果源产生的辐射能量为 W , 则辐射通量的平均值为

$$\Phi_{e \text{ 平均}} = W/t$$

在国际单位制(以后我们将要引用的单位多半属于这一单位制)中, 辐射通量的单位是瓦($1 \text{ 瓦} = 1 \text{ 焦耳} \cdot \text{秒}^{-1}$)。

辐射通量一般是不均匀的, 具有时间、空间和频谱分布特性。在大多数应用场合中, 人们把辐射通量瞬时值的时间分布函数 $\Phi_e(t)$ 理解为辐射通量的时间分布, 而不考虑辐射的量子特性。多数情况下, 单位时间内发出的光子数目相当多(例如, 一支100瓦的白炽灯, 每秒辐射 5×10^{20} 光子^[1]), 上述这种理解是正确的。但是, 在研究光电器件的各种性质(例如, 噪声、灵敏阈和时间特性)时, 就必须考虑辐射的量子特性。

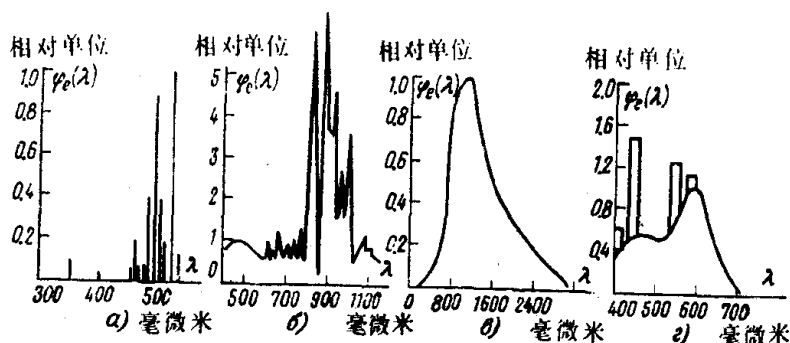


图 1-1 辐射光谱的各种形状

a——线状(氦激光器); b——带状(大功率氙灯);
c——连续(“A”光源); d——混合(发光灯ЛХБ)。

辐射源的光谱有线状、带状、连续的及混合的(图1-1)。线状光谱源的辐射集中在很窄的谱区内(一条线)。实际上, 即使在一条谱线内, 辐射通量的分布也是不均匀的, 不过因为谱线很窄, 所以在多数情况下, 这种不均匀性可忽略。线状光谱源发出的辐射通

量等于每一条谱线的辐射通量 $\Phi_e(\lambda_i)$ 之和

$$\Phi_e = \Phi_e(\lambda_1) + \Phi_e(\lambda_2) + \cdots + \Phi_e(\lambda_i)$$

在惰性气体或金属蒸汽中放电(气体放电灯)的情况下,或者在光学或化学加热(激光器)使介质受激的情况下,都会产生辐射。这类辐射源具有线状光谱。带状光谱源产生的辐射,分布在一个个足够宽的谱区内。每一个谱区由许多彼此靠得很近的谱线合并构成。高压惰性气体或高压金属蒸汽的气体放电灯,在放电时产生带状光谱。各种物体的热辐射和光辐射具有连续光谱特性。不同种类光谱相叠加,产生混合光谱。例如,在荧光灯中,荧光质辐射连续光谱,叠加上气体放电谱线,即得混合光谱。

辐射通量按波长分布可用辐射通量(或辐射功率)的频谱强度 $\varphi_e(\lambda)$ 表示

$$\varphi_e(\lambda) = \frac{d\Phi_e(\lambda)}{d\lambda}$$

式中: $d\Phi_e(\lambda)$ ——宽度为 $d\lambda$ 的谱区间隔内的辐射通量;辐射通量频谱强度的单位是瓦/微米。

辐射通量频谱函数 $\varphi_e(\lambda)$ 是辐射源最重要的特性。由 $\varphi_e(\lambda)$ 不难求得任意谱区内的辐射通量

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) d\lambda$$

式中: λ_1 和 λ_2 分别是这一谱区的上下限波长。

辐射通量的空间密度用辐射强度表示。辐射强度等于辐射通量与其传播范围的立体角之比

$$I_{e\theta} = \frac{d\Phi_e}{d\omega}$$

式中: $I_{e\theta}$ —— θ 方向的辐射强度,瓦/球面度; $d\omega$ ——单元立体角,在此立体角内传播的辐射通量为 $d\Phi_e$ 。

辐射通量 $d\Phi_e$ 与受照表面面积 dS 之比称为辐射照度

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS} \text{ (瓦/米}^2\text{)}$$

上述这些表示辐射能量分布的量都采用通常的能量单位。此外,还有一些量是根据辐射对某种接收器的有效作用确定的。根据辐射对一般人的眼睛的有效作用所建立的光度学量度单位获得了最广泛的应用。人的眼睛是一种具有选择性的辐射接收器,其特性可用相对谱灵敏度,即所谓单色光的相对视度曲线表示。接收器的谱灵敏度与最大灵敏度之比定义为接收器的相对谱灵敏度。白天,人眼对波长 $\lambda = 554$ 毫微米的辐射最灵敏,在光学光谱可见光区的两边,灵敏度逐渐减小。夜间,即当周围物体很暗时,相对视度曲线向短波方向移动(图1-2)。

利用入射辐射通量的频谱函数 $\varphi_e(\lambda)$ 和眼睛的谱灵敏度函数 $v(\lambda)$, 不难求得辐射通量对眼睛的有效作用,即有效辐射通量。根据眼睛对光的感受所确定的光辐射功率称为光通量 Φ_v , 其单位是流明。光通量由下式计算

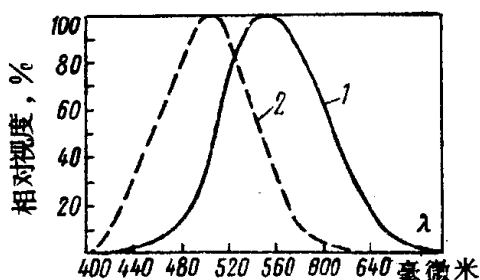


图 1-2 人眼对单色辐射的相对视度

(1) —— 白天; (2) —— 黑夜。

$$\Phi_v = v(\lambda_{\text{最大}}^*) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) v(\lambda) d\lambda$$

式中: λ_1 和 λ_2 —— 入射辐射通量的上下限波长。

实验发现,眼睛的谱灵敏度最大值为 $v(\lambda_{\text{最大}}) = 683$ 流/瓦。

光通量的空间密度称为光强。光强的单位是坎德拉(1坎 = 1 流/球面度)。光强 I_v 定义为

$$I_v = d\Phi_v / d\omega$$

受照表面的光通量密度称为照度。照度单位是勒克司(1勒 = 1 流/米²), 照度由下式确定

* $\lambda_{\text{最大}}$ 是指辐射最大值所对应的波长, 或者指接受体的谱灵敏度最大值所对应的波长。——译者

$$E_v = d\Phi_v / dS$$

随时间变化的辐射，取决于辐射(光)量瞬时值的时间分布，或者取决于辐射脉冲期间辐射量的积分值。辐射量瞬时值的时间分布，通常用脉冲上升时间(从峰值的0.1到0.9的时间)、脉冲宽度 τ_u (通常规定为相对于峰值的某一比值处的宽度，例如：0.1、0.2或0.5处的宽度)以及脉冲的峰值来表示。

如果采用通常的能量单位，那末脉冲期间的辐射量积分值常常用辐射能 W_e (焦)和能量密度 Q_e (瓦·秒/球面度)表示。能量密度等于在光脉冲宽度 τ_u 内辐射强度的时间积分：

$$Q_e = \int_0^{\tau_u} I_e dt$$

在光度学中，脉冲期间的光辐射量积分值采用光量 W_v (流·秒)和光辐射密度 Q_v (坎·秒)表示。这时，光量 W_v 等于光脉冲期间光通量的时间积分，

$$W_v = \int_0^{\tau_u} \Phi_v dt$$

光辐射密度 Q_v 等于在脉冲期间光强 I_v 的积分

$$Q_v = \int_0^{\tau_u} I_v dt$$

光学谱区内的辐射源，就其作用原理来说，可以分成热辐射、电发光和二者兼有的混合辐射。天然的辐射源(太阳、行星、星星)和各种加热的物体(如白炽灯)都是热辐射源。热辐射体具有连续的辐射光谱。热辐射体的辐射理论是以绝对黑体的辐射定律为基础的。能够将入射辐射全部吸收的物体称为绝对黑体。在自然界中，绝对黑体实际上是不存在的。不过，可以用一个空心的、内表面是黑色的物体模型来模拟。辐射穿过一个小孔射到里面，在其中产生多次反射，最后被全部吸收。绝对黑体的能谱分布由普朗克公式决定。此公式表示绝对黑体的辐射本领 $\Phi(\lambda, T)$ (瓦/厘米²)与 λ 和 T 的关系：

$$\Phi(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)^{-1}$$

式中: $C_1 = 0.595 \times 10^{-12}$ 瓦·厘米²; $C_2 = 1.4388$ 厘米·K; T ——温度, K。图1-3用对数坐标表示了在不同温度下绝对黑体辐射能谱密度按波长的分布曲线。由图可见, 随着温度升高, 辐射的最大值增加并向波长较短方向移动。辐射最大值所对应的波长 $\lambda_{\text{最大}}$ 与绝对黑体温度的关系服从维恩(Вин)定律:

$$\lambda_{\text{最大}} T = \text{常数, 或}$$

$$\lambda_{\text{最大}} = 2898/T$$

式中: λ ——波长, 微米。图 1-3 绝对黑体能谱密度分布曲线

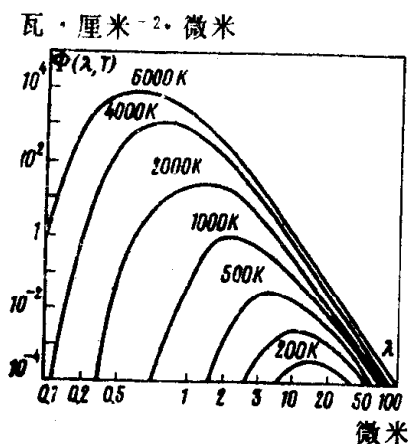
当温度 T 时, 绝对黑体所辐射的全部辐射通量近似地由斯捷潘-玻耳兹曼定律决定,

$$\Phi_e = CT^4$$

式中: $C = S\sigma$; $\sigma = 5.67 \times 10^{-12}$ 瓦·厘米⁻²·K⁻⁴——辐射常数; S ——绝对黑体的面积, 厘米²。对普朗克公式决定的辐射能谱密度进行积分, 可得更准确的结果,

$$\Phi_e = S \int_0^\infty \Phi(\lambda, T) d\lambda = C_1 S \int_0^\infty \lambda^{-5} (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)^{-1} d\lambda$$

事实上, 所有实际热辐射体的吸收能力都不如绝对黑体。就辐射特性而言, 可将非黑体分成选择性辐射体和灰色辐射体两类。灰色辐射体辐射的能谱分布曲线与绝对黑体能谱分布曲线相似, 但是灰色辐射体辐射的最大值较小。两者的辐射计算公式相同, 但需对常数因子加以修正。选择性辐射体(大多数物体都属于此类)的能谱分布曲线与绝对黑体不同。不过, 也可以近似地用绝



对黑体的公式来描述，但需根据波长作相应修正。

热辐射体的能谱分布可用具有另外一种实际温度的绝对黑体辐射定律来描述；对于大多数光电器件的实际计算和测量来说，它已经足够精确了。为了更好地比较绝对黑体的辐射特性与实际物体的辐射特性，我们引入等效亮度温度和等效色温的概念。亮度温度表示绝对黑体的一种温度。在很窄谱区内，该温度时绝对黑体的亮度等于温度 T 时所研究物体的亮度。色温 T_c ——也是绝对黑体的一种温度。该温度时绝对黑体的颜色与温度 T 时所研究

物体的颜色一样^[1]。对金属而言，色温比实际温度 T 高些。

从地球表面观察到的太阳是最重要的天然光源。其色温大约为 5600 K。晴朗的天空，太阳当顶时，在地球表面上产生的照度大约为 10^5 勒；日落以后，减弱到 10^{-3} 勒(图1-4)。

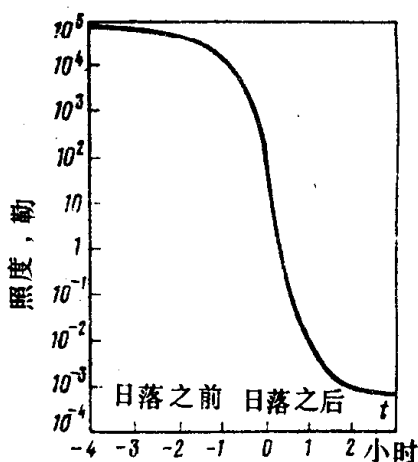


图 1-4 地球表面上的天然照度

表 1-3 若干基本辐射源的亮度

辐 射 源	亮 度, 坎/米 ²
地球表面观察到的太阳(太阳当顶时)	1.5×10^9
地球表面观察到的整个月亮	500
灰青色的天空	$(4-20) \times 10^3$
ИСШ 100-2, ИСШ 100-3 脉冲灯的闪光	1×10^{11}
爆炸以后 0.1 毫秒的原子弹火球(直径 30 米)	2×10^{12}
充气的钨丝灯($T_c = 2854 \text{ K}$)	9×10^6
良好的炭弧的弧坑	1.6×10^8
具有正常负载的发光灯	$(4-8) \times 10^3$

在表1-3中,表示了若干基本辐射源的亮度。白炽灯是最广泛使用的可见光和红外辐射光源。就电发光辐射源来说,最广泛应用的是基于惰性气体或金属蒸汽放电的气体放电灯。此种放电灯当压强较低时产生线状光谱;当压强较高时产生带状光谱。在荧光灯中,放电产生的辐射激发荧光质发出更长波长的光。放电产生的线状光谱和荧光质的连续光谱构成混合光谱(图1-1)。

根据爱因斯坦预言的强制辐射或者感应辐射现象,最近研制成一类新的辐射源——光量子产生器——激光器。这一现象的本质在于,在外部辐射激励下,物体中的原子和分子可能跃迁到较低能态,并放出频率和相位与激励辐射一致的电磁波。为了使物体中输出的辐射功率大于激励功率,必须人为地使物体中的载流子密度反转,也就是使得顶部载流子密度比底部载流子密度大。将外部能量注入激光器的活性物质中,可以实现这种条件。

为了产生更强的光放大,激光器的活性物质应放在光学谐振器中,并使光线多次通过活性物质。

目前已经生产的各类激光器,采用固态、液态或气态活性物质,在0.16—800微米的波长范围内产生许多波长不同的辐射^[6]。

激光辐射具有很好的单色性、方向性以及强大的辐射功率。这些特性是一般光源所达不到的。红宝石脉冲激光器的辐射功率(激光束直径1毫米)在 10^{-11} 秒内可达 10^{11} 瓦,相当于一个巨型发电站的功率。很好的单色性和方向性,使激光束能聚焦到很小的面积上(10^{-7} 厘米²)。与脉冲激光器不同,连续辐射激光器的功率比较小(零点几瓦到几千瓦)。但是,这类辐射的单色性和方向性更佳。因此,可建立有效的激光通信系统。由于激光器的电磁辐射频率很高,所以,激光通信系统能传递的信息量比无线电通信系统大得多^[7]。

§ 1-2 光电发射

在电磁辐射作用下,处于真空或其它介质中的物质产生电子发射的现象称为光电发射或者外光电效应。光电发射服从下列基本定律。

发射的电子数(光电流)与发射表面(光阴极)的照度成正比。

每一种物质在温度 $T = 0 \text{ K}$ 时, 都存在一个可以观察到光电发射的极限波长, 这一波长称为光电效应的长波阈或者红限。实质上, 红限取决于物质的表面状态。

辐射频率增加时, 光电子的最大动能也成正比地增加, 而与辐射强度无关。

光电发射过程包括三个基本阶段: 1) 电子吸收光子以后产生激发, 即得到能量。吸收几率决定于电子热动平衡的状态。2) 得到光子能量的电子(受激电子)从发射体内向真空界面运动(电子传输); 3) 电子通过位垒向真空逸出。

电子激发阶段的情况取决于材料的光学性质。凡是光发射材料, 都应具有光学吸收能力。光学吸收系数应当尽量大, 使得受激电子产生在离表面较近的地方, 也就是说, 激发深度较浅。在固体中, 受激电子向表面运动时, 由于各种相互作用结果, 将损失一部份能量。受激电子的传输能力可用有效逸出深度表示。它是指到达真空界面的受激电子所经过的平均距离。逸出深度与受激深度之比越大, 发射体的效率就越高。

为了完成光电发射, 即电子最终逸入真空, 到达表面的电子的能量应当大于材料的逸出功。逸出功越小, 电子从物体向真空发射的几率就越大。电子从物体发射出去以后, 就由外部电源的电子流来补偿, 这样才能满足光阴极材料的电导率要求。有效光发射体材料都应当具备上述这些物理性质^[8, 9]。

在光学谱区, 金属的光电发射与传导电子吸收光子有关。电子的能量守恒和动量守恒定律排除了自由电子吸收光子的可能性: 真正的自由电子是完全不可能吸收光子的, 因为在电子速度小于光速的条件下, 不可能同时满足电子的能量守恒定律和动量守恒定律。因此, 金属中产生光电发射有两种情况: 一种是在近表面层, 金属外面的电位跃升和电子功函数下降, 使表面层的传导电子受到束缚; 另一种是在金属体中, 传导电子在那里与晶格周期场相互作用而受到束缚。在第一种情况下, 产生的光电发射称为

表面光电发射；在第二种情况下产生的光电发射称为体积光电发射。塔姆(Tamm)和舒宾(Schubin)探讨了表面光电效应和体积光电效应的理论^[10]。

尽管表面场不是周期性的，但是，当光子激发表面电子时，晶体晶格可以接受来自电子的任意动量 P 。这时，吸收光子事实上不受任何限制。表面光电效应的灵敏阈只决定于金属的逸出功 $e\varphi$ 。在晶体体积中，由于周期性位场对电子的作用，传递给晶格的动量只能是量子化的。在这种情况下，

电子跃迁服从量子选择原理，并与吸收光子后电子能量发生很大变化有关。体积光电效应的灵敏阈 $h\nu_{0\text{体}}$ 比表面光电效应的灵敏阈 $h\nu_0$ 落在更高的频率($h\nu_{0\text{体}} > h\nu_0$)处。图 1-5 中描绘了金属的能带图，图中表示了电子能量 W 与决定电子动量 P 的波矢量 k

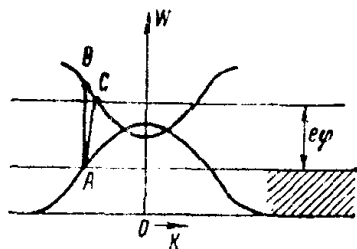


图 1-5 金属的能带图

AB —— 电子垂直跃迁；
AC —— 电子非垂直跃迁。

的关系。只有在金属表面的电子才可能沿 AC ($h\nu_0 = e\varphi$)作非垂直跃迁，在跃迁过程中，电子动量及波矢量 k 均有改变。

按照塔姆和舒宾的理论，对体积光电效应来说，只允许电子沿 AB 垂直跃迁。这时，波矢量 k 和电子动量 P 并无变化。在光电效应长波限(红限)附近，只可能产生表面光电效应，只有当辐射波长较短时才发生体积光电效应。关于金属光学吸收问题更深入的研究表明，对体积光电效应来说，非垂直跃迁的几率倒是更大些。表面光电效应和体积光电效应的红限差别并不大，例如，金属钠： $h\nu_{\text{体}} - h\nu_0 = 0.16$ 电子伏^[11]。可以认为，在整个光学谱区，光电效应都与辐射的体积吸收有关。

量子效率 Y 是光阴极最重要的一个特性。它定义为每一个入射光子引起的光阴极发射光电子的数目。图1-6上提供了金的量子效率谱特性和反射系数 R 对波长 λ 或辐射能量 $h\nu$ 的典型关系。在 λ_0 λ_0' 区间，反射系数很大，只有很少一部份辐射能渗入金属内而被吸收，所以量子效率很低。在波长短于 λ_0 (第二个红限)的区