

高等学校教学用书

电力电子器件

马鹤亭等 编著

浙江大学出版社

内 容 简 介

本书在介绍半导体物理基础知识之后,对各种电力电子器件的机理和特性作了深入全面的分析,为学习和使用电力电子器件提供理论和技术基础。全书共分七章,包括三部分内容:第一部分介绍半导体物理基础知识(第一、二章);第二部分讨论了电力电子器件的机理和特性(第三、四、五、六章);最后介绍器件的基本特性测试方法(第七章)

本书可作为高等工科院校“应用电子技术”专业的“电力电子器件”课的教材,也可供其他专业师生及有关科技人员参考。

电 力 电 子 器 件

马鹤亭等 编 著

责任编辑 陈子饶

浙江大学出版社出版

浙江大学印刷厂印刷

浙江省新华书店发行

开本787×1092 1/16 印张 22 字数500千字

1987年10月第1版 1987年10月第一次印刷

印数: 1 — 3000

ISBN 7-308-00038-9

TN·002 定价: 3.65元

(统一书号, 15337·039)

前 言

根据应用电子技术专业对本科生培养目标的要求,学生必须掌握电力电子技术的有关基础理论和方法,为此在教学计划中设置了电力电子器件、电力电子电路和电力电子装置及系统等有关课程。

浙江大学电机系应用电子技术专业给本科生开设电力电子器件课程已有多数。本书是在该课程讲稿的基础上,根据应用电子技术专业所设电力电子器件课的教学大纲,并经反复修改、补充后编写成的。这本教材既符合教学大纲的要求,又满足了学科发展的需要,并兼顾到教材的系统性,内容比较丰富。书中有些章节标有“*”号,以便讲授过程中供作参考。

该书首先介绍有关的半导体物理基础知识,然后再对典型的电力电子器件的机理和特性作深入、全面的分析。这对于没有系统学习过半导体器件有关基础知识(如量子力学、固体物理、半导体物理等)的学生及有关科技人员来说,使用本教材既能够顺利地进行学习,又能够达到电力电子器件课程的教学要求。为减少正文中繁多的数学推导,部分必要的推导放在每章后面的附录中,可供学习时参考。

全书包括三部分内容:第一部分(第一、二章)介绍半导体物理基础知识;第二部分介绍电力电子器件的机理和工作特性,包括功率晶体管(第三章)、晶闸管(第四章)、特殊晶闸管(第五章)、大功率光电器件(第六章);第三部分介绍典型器件特性的测试。

本书第三章由吕征宇、赵如炎二同志执笔;马鹤亭同志编写其余各章,并为全书统稿。完稿以后,承蒙汪樵生教授为本书稿作了详尽的审核,对书稿修改提出了宝贵意见,在此表示衷心感谢。编写过程中参阅了许多兄弟单位和个人的专著和文献,在此谨致谢忱。

由于水平有限,书中不当之处,请读者批评指正。

编 者

1986年9月于杭州

符 号 表

A	阳极	$i_K(I_K)$	阴极电流
a	载流子复合系数	I_L	擎住电流
a_i	浓度梯度常数	I_0	漏电流
C_0	单位面积结电容	I_{p2}	P_2 区横向电流
C_b	势垒电容	I_{ph}	太阳电池的光生电流
C_d	扩散电容	i_{RR}	反向恢复电流
C_j	PN结结电容	I_s	饱和电流
D	载流子扩散系数	I_{sc}	太阳电池短路电流
D_n^*	平均电子扩散系数	$I_T(AV)$	通态平均电流
D_p^*	平均空穴扩散系数	I_{TM}	通态峰值电流
D_a	双极扩散系数	J	PN结
e	电子电荷量	k	玻耳兹曼常数
E	电场强度	L	载流子扩散长度
E_c	导带底能级	L_a	双极扩散长度
E_F	费米能级	M	雪崩倍增因子
E_F^*	电子准费米能级	m_n^*	电子有效质量
E_F^p	空穴准费米能级	m_p^*	空穴有效质量
E_g	禁带宽度	m_0	电子静质量
E_i	本征费米能级	N	杂质浓度
E_V	价带顶能级	N_A	受主杂质浓度
ΔE_A	受主杂质电离能	N_c	导带底有效能态密度
ΔE_D	施主杂质电离能	N_D	施主杂质浓度
g_m	场效应器件的跨导	N_E	态密度
G	门极(控制极)	N_i	复合中心杂质浓度
G_Q	GTO器件的关断增益	N_V	价带顶有效能态密度
h	普朗克常数	n	电子浓度
i	电流瞬时值	n_0	热平衡电子浓度
I	电流有效值	n_i	本征电子浓度
$i_A(I_A)$	阳极电流	Δn	非平衡电子浓度
I_D	断态直流电流	p	空穴浓度
I_{DM}	断态峰值电流	p_0	热平衡空穴浓度
I_{DR}	断态重复平均电流	p_i	本征空穴浓度
I_G	门极可触发电流	P_{AV}	平均耗散功率
I_{GD}	门极不可触发电流	P_{in}	入射的太阳辐射功率
I_H	维持电流	Δp	非平衡空穴浓度

Q_{dr} 断态恢复电荷	U_{FM} 正向峰值电压
R 复合率	U_G 门极可触发电压
R_a 方块电阻	U_{CD} 门极不可触发电压
R_c 金属与半导体间接触电阻	U_i 结电压
R_{p2} P ₂ 区横向电阻	U_V 二极管基区电压降
R_s 串联电阻	U_{oc} 太阳电池开路电压
R_{sA} 散热器热阻	U_{pT} PN结穿通击穿电压
R_{sh} 分流电阻	U_{R0} 反向击穿电压
r_n 电子俘获率	U_{TM} 通态峰值电压降
r_p 空穴俘获率	U_{T0} 门槛电压
r_{T0} 通态斜率电阻	U_y 横向电压降
S 载流子复合速度	v 运动速度
$S_R(\lambda)$ 对波长为 λ 的光的光谱响应	v_t 电子平均热运动速度
T 绝对温度	w 势垒区(空间电荷区)宽度
T_{jm} 器件额定结温	di/dt 通态电流临界上升率
t_d 门极控制延迟时间	du/dt 断态电压临界上升率
t_{dr} 断态恢复时间	α 电离率
t_{dt} 门极控制开通时间	$\bar{\alpha}$ 直流共基短路电流增益
t_q 电路换向关断时间	$\bar{\alpha}_T$ 基区输运因子
t_r 门极控制上升时间	$\bar{\beta}$ 直流共射短路电流增益
t_{rr} 反向恢复时间	γ PN结注入效率
u 电压瞬时值	η 太阳电池转换太阳能效率
U_{B0} 断态转折电压	λ 波长
U_{BR} PN结雪崩击穿电压	μ 载流子的迁移率
U_D PN结接触电势差	τ 载流子寿命

绪 论

一、电力电子器件的发展

本世纪四十年代半导体理论研究迅速发展。肖克莱 (Schockley) 在1949年发表了 PN 结理论, 后又于1950年成功地制造出结型二极管, 为半导体器件的发展奠定了理论基础, 使大功率器件的发展成为现实。在1954年制造成功锗功率双极型晶体管, 而硅功率管亦相继于1956~1957年间问世, 但功率仅有10瓦左右, 工作频率为几十千赫。直到六十年代, 由于硅平面工艺的出现, 以及半导体材料的性能不断提高, 硅双极型晶体管电压已高达上千伏、电流达300以安上的水平, 而且不断出现一些新型的大功率管, 如大功率场效应晶体管(Power MOSFET)也已达到上千伏、几十安及频率达几兆赫的水平。

与此同时, 在六十年代初期出现了一种包含三个 PN 结的大功率半导体器件(为四层三端结构), 相当于一只可控的电子开关, 称为**硅可控整流器**(Silicon Controlled Rectifier), 缩写为 **SCR**, 在1957年首先由美国贝尔实验室研制成功。它是一种晶体闸流器件, 又叫做晶体闸流管, 简称“**晶闸管**”, 与离子闸流管性能相比, 具有寿命长、功耗小、体积小, 和耐压高(几千伏)、通流能力大(几千安)、开关速度快等优点。晶闸管的出现为大功率半导体器件的发展开创了一条新的途径。自此以后, 大功率半导体器件在世界范围内进行了广泛深入的研究, 在1963年我国也开始了晶闸管的生产。

以巨型晶体管(GTR)和晶闸管为主的电力电子器件包括: 大功率硅整流器, 功率双极型晶体管, 普通晶闸管, 高频晶闸管, 门极关断晶闸管, 门极辅助关断晶闸管, 逆导晶闸管, 双向晶闸管, 场控晶闸管, 光控晶闸管, 以及其他大功率半导体器件(如太阳能电池等等)。80年代初期国内外研制和生产的大功率半导体器件水平如表0-1及表0-2所示。

随着科学技术的发展, 电力电子器件的应用日趋广泛。例如, 静止变频电源是应用较多的一个方面, 它可用于金属熔炼、透热和淬火等感应加热, 国内外发展很快, 单机容量已达到几千千瓦, 较小功率的工作频率亦已达到一百千赫以上, 而且, 由于新型电力电子器件不断出现, 变频电路正在不断改进; 大功率可控整流电源已成功地用于电解、电镀、电焊和发电机的励磁等; 交流电机和直流电机调速采用晶闸管电路进行控制也已获得良好的应用。此外, 还用于直流输电、不停电电源和其他各种特殊用途的电源中, 以及太阳光能发电系统的控制和家用电器的控制等等。目前, 电力电子器件的应用已渗透到电力、机械、冶金、化工、交通、医疗、军工等国民经济各个重要领域。因此, 电力电子器件的工作原理、特性、制造以及新型器件的发展日益受到人们的重视。

随着电力电子器件的迅速发展, 大容量、高频率、大功率半导体器件不断涌现, 必将推动电力电子技术的发展, 为国民经济的高速发展作出贡献。

二、目的要求与内容

电力电子学是电机系及有关系科大学本科生的重要专业课之一, 主要研究电能的变换

表0-1 80年代初期国内电力电子器件的生产和研制水平

品 种	生 产 水 平	研 制 水 平
普 通 整 流 管	1000A 2600V	1000A 3000V
快 速 整 流 管	40A 1000V	—
普 通 晶 闸 管	1000A 2600V	1000A 3000V
快 速 晶 闸 管	500A 1600V 40 μ s	1000A 1200V 30 μ s
门极辅助关断晶闸管	—	200A 1000V 10 μ s
光 控 晶 闸 管	—	500A 2000V
逆 导 晶 闸 管	400A/150A 2000V	400A/150A 2500V
双 向 晶 闸 管	500A 1000V	1000A 1800V
可 关 断 晶 闸 管	50A 1000V	200A 1000
场 控 晶 闸 管	—	—
功 率 晶 体 管	50A 600V	100A 600V

表0-2 80年代初期国外电力电子器件的生产和研制水平

品 种	生 产 水 平	研 制 水 平
普 通 整 流 管	3000V 3500A; 1000V 5000A	3000V 6000A
快 速 整 流 管	3000V 1000A 10kHz	3000V 2500A 300ns
肖特基势垒二极管	40V 60A 0.23 μ s	1000V 800A
普 通 晶 闸 管	4000V 3000A 400 μ s	6500V 3500A; 5000V 4000A
快 速 晶 闸 管	1200V 1500A 20 μ s 5kHz	2500V 1000A 30 μ s; 1200V 400A 4 μ s
门极辅助关断晶闸管	1200V 400A 8 μ s 10kHz	2500V 500A 20 μ s
非 对 称 晶 闸 管	1800V 2400A; 2000V 1900A	2500V 1000A
光 控 晶 闸 管	6000V 1500A	8000V 1200A 450 μ s
逆 导 晶 闸 管	2500V 1000A/400A 30 μ s	—
双 向 晶 闸 管	1000V 300A	1200V 1000A
可 关 断 晶 闸 管	2500V 2000A 30 μ s	4500V 2400A
场 控 晶 闸 管	—	4000V 2500A
双向光控晶闸管	—	800V 200A
功 率 晶 体 管	900V 200A; 80V 1200A	1000V 400A
功率静电感应晶体管	1200V 10A 0.55 μ s	—
功率 MOSFET	500V 10A 0.6 μ s; 1000V 4.7A 0.9 μ s	—

和控制,而电力电子器件则是电力电子学的重要课程之一。通过对本课程的学习,使学生比较深入地掌握电力电子器件的工作机理、特性和测试方法,以便合理地分析、选择和使用各种类型的电力电子器件。

本课程的内容分为三大部份。第一部份(一、二章)为半导体物理基础,介绍微观粒子运动的分析方法和微观粒子的运动规律,以及半导体物理的PN结理论等;第二部份(三、四、五、六章)介绍功率双极型晶体管、Power MOSFET、晶闸管、特殊晶闸管(各种派生器件)以及太阳电池等,该部份主要分析功率晶体管和晶闸管的工作原理、工作特性、主要内部参数(如少子寿命、少子扩散长度、杂质浓度等)及某些工艺参数(如结深、少子寿命控制等)对工作特性的影响;第三部份(七章)介绍器件基本特性的测试方法和太阳电池特性测量。

全部内容侧重于器件的工作原理和外部特性,还包括一定的应用举例。因此,本教材适用于电力电子器件应用方面的有关专业,全部讲授约需要70学时(包括实验9学时),书中带“*”号的章节供教学与学生学习时参考。若删去第一章与第三章的大部份以及某些派生晶闸管和太阳电池的内容,则可减少为50学时左右(包括实验6时)。其他专业可作选修课,内容再作适当压缩。

本教材也可作为有关专业研究生的辅助教材,并供有关科技人员参考。

目 录

绪论	I - III
第一章 半导体物理基础	1
第一节 量子论简述	1
第二节 波函数和薛定谔方程	8
第三节 晶体的能带	19
第四节 平衡载流子浓度计算	32
第五节 非平衡载流子	40
第六节 载流子的运动	49
习题	60
参考文献	62
附录一	63
[A1-1] 电子能量与波矢的关系	63
[A1-2] 波包的运动速度	65
[A1-3] 复合率公式	66
第二章 PN 结	69
第一节 概述	69
第二节 PN 结的伏安特性	75
第三节 PN 结反向击穿	89
第四节 PN 结的电容效应	104
第五节 二极管端部的金属化	110
第六节 二极管的特性分析	114
习题	124
参考文献	125
附录二	126
[A2-1] 缓变结正向电流表达式	126
[A2-2] 线性结的雪崩击穿电压	128
[A2-3] $P^+ - i - N^+$ 二极管 i 区电压降 U_M 的表达式	129
第三章 功率晶体管	132
第一节 概述	132
第二节 晶体管的直流短路电流增益	135
*第三节 晶体管的反向漏电流与击穿电压	146
第四节 大功率晶体管	150
*第五节 晶体管的开关特性	164
第六节 功率 MOS 场效应晶体管	172
习题	184
参考文献	184
附录三	185
[A3-1] 晶体管的低频小信号参数	185

第四章 晶闸管	187
第一节 概述	187
第二节 阻断特性	195
第三节 门极特性	206
第四节 开通特性	211
第五章 关断特性	225
第六节 耗散功率与散热	236
第七节 应用举例	240
习题	250
思考题	250
参考文献	250
附录四	251
(A4-1) 注入效率表达式	251
[A4-2] 基区输运因子表达式	252
[A4-3] dI_A/dI_g 表达式	254
[A4-4] 阴极短路点中心点间的横向电压降 U_y 表达式	255
[A4-5] 温升与散热分析	257
第五章 特殊晶闸管	261
第一节 高频晶闸管	261
第二节 逆导晶闸管	273
第三节 双向晶闸管	278
第四节 场控晶闸管	284
*第五节 其他晶闸管	290
思考题	293
参考文献	293
附录五	294
[A5-1] 挤流速度与蓄积时间	294
[A5-2] 下降时间	297
第六章 大功率光电器件	299
第一节 太阳能电池的发展	299
第二节 太阳光与半导体	300
第三节 常规硅太阳能电池	304
第四节 背面场硅太阳能电池	312
*第五节 聚光硅太阳能电池	313
*第六节 其他太阳能电池	315
习题	317
思考题	317
参考文献	317
附录六	318
[A6-1] 太阳光的聚集	318
第七章 器件特性测试	320

第一节	晶闸管电参数测试.....	320
第二节	基本参数测量.....	325
第三节	太阳能电池特性测试.....	329
参考文献		332
附表		333
附表一	典型半导体材料的本征特性.....	333
附表二	硅和锗半导体材料的性质.....	333
附表三	常用物理常数.....	334
附表四	方块电阻的修正系数.....	335

第一章 半导体物理基础

§1-1 量子论简述

众所周知, 牛顿力学、麦克斯威尔电磁场理论等是描述宏观物体运动的基本理论, 称为**经典理论**, 它能够反映宏观物体运动的基本规律。然而, 它所涉及的只是自然界与物质的根本结构没有直接关系的那些方面。如果用来研究组成物质的基本粒子(原子、质子、电子, ……)的特性时, 就会发现这种理论的局限性。

随着科学技术的飞跃发展, 对宏观世界认识的不断深入, 发现当粒子的运动速度接近光速 C 时, 其特性发生了根本的变化, 有些物理现象不能用以上经典理论来解释。譬如, 黑体辐射能的分布规律用经典理论解释时, 就产生了极大的困难, 遇到所谓“紫外灾难”。1900年首先由普朗克提出了量子假设, 他认为辐射物质的辐射能是由不连续的“谐振子”所组成, 它的能量为 $h\nu$, 是能量的最小单位。从而对黑体辐射现象获得满意的解释, 为量子理论奠定了基础。后来, 经过爱因斯坦、波尔、德布罗意、薛定谔等科学家的努力, 逐渐形成了现代量子理论基础——**量子力学**。

目前, 量子理论已经发挥了巨大威力, 现代物理学的许多分支, 如高能物理, 核物理, 统计物理, 半导体物理, 天体物理, 量子电子学等, 无不以它为理论基础。量子理论的影响已经越出了传统的物理学范畴, 已渗透到许多边缘学科。因此, 对于量子论的学习, 在现代科学理论的学习中是至关重要的。

本节将通过对几个典型实验的分析, 诸如黑体辐射, 光电效应等, 来说明微观粒子的基本属性, 从而建立初步的量子论概念。在此基础上, 进一步学习粒子的波函数和薛定谔方程式, 并利用这些原理来处理势阱、势垒等问题, 从而推导出固体的能带理论等。

一、黑体辐射

任何物体都不停地进行着能量的发射和吸收。物体的能量发射是由于热骚动引起的。当物体的温度逐渐升高时, 其颜色将由暗红色渐渐变为“白炽”状态, 发出白炽光。白炽光是由各种不同波长的电磁波组成的, 而可见光波长只是其中非常小的一段范围(波长为 $0.3\sim 0.7\mu\text{m}$), 见图 1-1。各种波长电磁波的传播速度均为光速, $C=3\times 10^8\text{m/s}$ 。其计

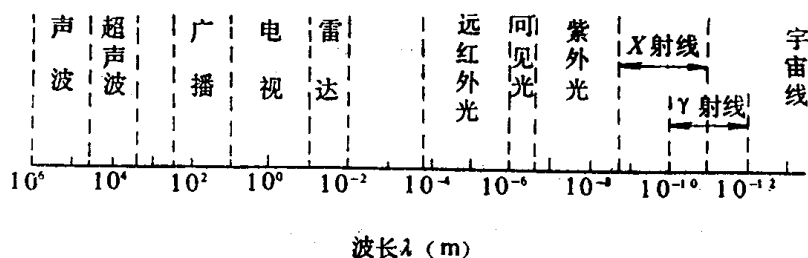


图1-1 热辐射电磁波的频谱^[1]

算公式

$$C = \lambda \nu \quad (1-1)$$

式中： λ 为电磁波波长； ν 为电磁波的频率。

温度为 T 的物体，在单位时间、单位表面内发射的对应于波长为 λ 的能量，称为该物体的发射通量，用 $\varphi(\lambda, T)$ 表示。该物体在相同条件下吸收的能量，称为吸收通量，用 $a(\lambda, T)$ 表示。如果某一物体在任一温度时，对于任何波长的电磁辐射能，其发射通量等于吸收通量， $\varphi(\lambda, T) = a(\lambda, T)$ ，则该物体称为黑体。假若该物体能够把任何波长的电磁波全部吸收的话，则称为**绝对黑体**，其吸收通量等于1($a_0 = 1$)，相应的发射通量用 $\varphi_0(\lambda, T)$ 表示。通常用空腔(即用不透明材料制成并开有小孔的空心容器)来模拟绝对黑体，以观测绝对黑体的辐射特性。实验表明，绝对黑体的发射通量仅与空腔的绝对温度 T 、辐射电磁波的波长 λ 有关，而与构成空腔的材料及它的形状无关。

不同温度 T 时，绝对黑体的发射通量随辐射电磁波波长的不同而变化，如图 1-2 所示。

在一定温度 T 时，黑体总的辐射能

$$Q = \int_0^{\infty} \varphi_0(\lambda, T) d\lambda \quad (1-2)$$

它对应于图 1-2 中每条曲线所包围的面积。此外，由图可知，总辐射能随温度的增加而增加。由实验得到如下关系：

$$Q = \sigma T^4 \quad (1-3)$$

式中 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} (\text{J}/\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{K}^4)$ 。这就是斯忒藩—玻尔兹曼辐射定律。

由图 1-2 还得知，对应一定温度 T ，黑体的发射通量存在一个最大值 $\varphi_{0m}(\lambda_m, T)$ ，相应的波长为 λ_m ，温度升高时 λ_m 向减小的方向移动，其关系

$$T\lambda_m = b \quad (1-4)$$

称为维恩—葛利琴位移定律，其中 $b = 0.2897 \times 10^{-2} (\text{m} \cdot \text{K})$ 。

不少科学家试图从经典理论出发导出该辐射曲线的分析表达式。维恩—葛利琴的关系式为：

$$\varphi_0(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-C_2/\lambda T} \quad (1-5)$$

上式只能解释辐射曲线的短波段，在长波段则与实验相差甚远。而瑞利 (Rayleigh)-琼斯 (Jeans) 公式

$$\varphi_0(\lambda, T) = 8\pi C \lambda^{-4} kT \quad (1-6)$$

只在长波段与实验曲线相吻合，而短波段则出现发散，即所谓“紫外灾难”。因此，无论是维恩—葛利琴关系式或者是瑞利—琼斯公式都是从经典理论出发获得的，均不能对黑

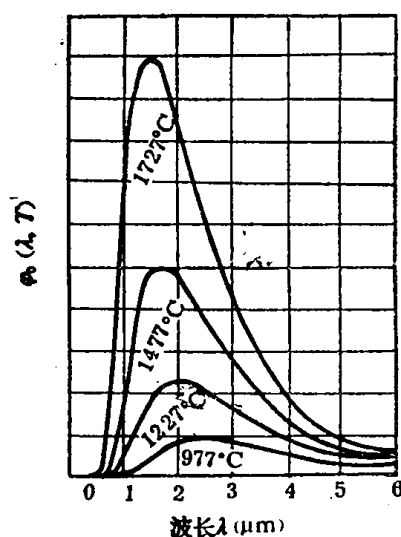


图1-2 黑体发射通量与温度的关系

体辐射获得圆满的解释。

德国物理学家普朗克在1900年提出了关于量子的假设：辐射物质中具有带电的谐振子，它们能够和周围的电磁场交换能量，而这些谐振子处于某些特殊的能量状态，它们的能量是最小能量 $h\nu$ 的整数倍，即

$$h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots nh\nu \quad (n \text{ 为正整数})$$

其中 $h = 6.626 \times 10^{-34} (\text{J}\cdot\text{s})$ ，是一个普适常量，称为**普朗克常数**。当黑体发射或吸收辐射能时，谐振子只能从这些状态中的某一状态，越过中间一些状态跃迁到其他的状态。就是说，谐振子的能量是不连续的。普朗克按照这一假设，导出有名的绝对黑体辐射公式^[3]

$$\varphi_0(\lambda, T) = \frac{8\pi h C^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (1-7)$$

式中 $k = 1.38 \times 10^{-23} (\text{J/K})$ 为玻尔兹曼常数。普朗克公式计算得的结果能准确地与实验相符合，从而对黑体辐射获得了极满意的解释。由普朗克公式能直接导出公式(1-5)与(1-6)。

普朗克对黑体辐射所做的创造性工作为量子理论的诞生奠定了基础。

二、光电效应

自从十九世纪以来，关于光的波动性早已为人们所认识，光具有干涉、衍射等波的特性；光是一种电磁波。然而，对于光具有粒子性的认识只是从普朗克在研究黑体辐射过程中提出了量子假设后才开始的。故普朗克并没有跳出经典理论的范畴，只是在空腔腔壁与电磁波交换能量时，他才将能量作为不连续的谐振子来处理，仍把电磁波的传播视为能量的连续传输过程，并没有确认光的粒子性。

对于光的粒子性最有力的证明之一就是光电效应。众所周知，金属内存在大量的电子。如果光线入射到金属表面之后，其中某些电子获得足够的能量，以致于能够挣脱金属的束缚，逸出到金属体外变为自由电子。逸出的电子叫做**光电子**，这种现象称为**光电效应**。

图1-3(a)为光电效应实验装置示意图。金属极板K和A被封装在密闭而透光的真空室内，让单色光(波长为 λ)直接投射到K的表面(极板K通常为碱金属)，产生光电子发射。如果将K与电源E的负极联接，而A接于正极，则极板间的电场对电子产生加速作用，电子到达极板A后被收集，因而在电路中形成电流 I 。电位差 U 增加到一定值时，电流达到饱和(饱和电流为 I_s)，见图1-3(b)。该光电流的变化曲线表明产生的光电子已全部被极板A收集，即使电场强度再增加，光电流也不会

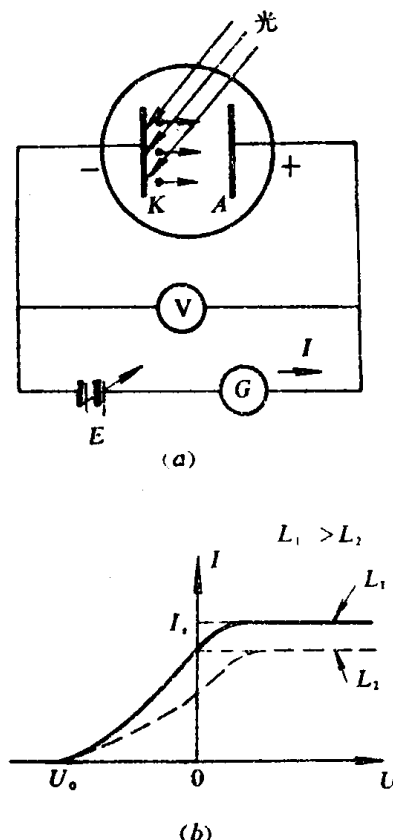


图1-3 (a)光电效应实验装置示意图
(b)光电流的变化

变大。假若在一定电位差 U 时,增加入射光的强度,则光电流将相应增加。

相反,将电源 E 的极性反向,即极板 K 接于电源正极,而 A 接于负极,则光电子受电场作用被驱回到极板 K 。随着电位差的增加,光电流逐渐减小,电位差等于 U_0 时,光电流为零($I=0$)。 U_0 称为遏止电位差。显然,电子初动能应等于遏止电场做功, $\frac{1}{2}m_0v^2 = eU_0$ (m_0 是电子的静质量, v 是电子的初速度)。若改变入射光强 L ,实验表明遏止电位差 U_0 不变,即电子的初动能不变。

改变入射光的波长 λ ,重复以上实验,发现随着波长的增加(频率减小),遏止电位差的值相应减小,亦即光电子的初动能减小。当入射光的波长增加到某一波长 λ_0 时,光电流变为零。不管入射光强如何改变,均不会产生光电子发射。波长 λ_0 (或频率 ν_0)称为红限波长。

实验还发现,当波长小于 λ_0 的入射光投射到金属表面时,在极短时间内即可观察到光电子发射,精确测量表明该时间小于 10^{-9} s。

按照经典理论,光是一种电磁波,当光照射到金属表面时,其中的电子受激励而振动,振动的振幅应该与光波的振幅成比例。因此,由金属逸出的电子初动能应该决定于光的振幅,即决定于光强。只要光强足够大,就能够使金属产生光电子发射。这种解释,显然与实验结果不符。由此表明用经典理论来解释光电效应实验时,将与实验结果相矛盾。

1905年爱因斯坦受普朗克量子假设的启示,大胆地提出:单色光的能量是成包到来的,而每包的能量为 $h\nu$,这就是光量子(简称“光子”)。按照这种光子理论,光电效应得到了完美的解释。当光子入射到金属表面之后,光子能量($h\nu$)被电子吸收,一部分用于克服金属的束缚而做功,称为逸出功,用 A 表示;另一部分变为电子的初动能。从而得到

$$h\nu = \frac{1}{2}m_0v^2 + A \quad (1-8)$$

这就是有名的**爱因斯坦光电方程式**。它描述了光电子的初动能与光子频率之间的联系。只有那些能量大于金属逸出功 A 的光子,才能产生光电子发射。如果二者刚好相等,则光电子的初动能等于零,光电流为零。从而求得红限频率

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad \left(\text{或 } \lambda_0 = \frac{hC}{A} \right) \quad (1-9)$$

由上述试验可知,每个光子具有能量 $h\nu$,光子密度越大,则能量密度也越大,光强愈强,因而光电流密度($e \times$ 单位面积内光子数/秒)相应增加。

由于光子具有运动速度 C 、能量 $E = h\nu$ 和动量 $P = \frac{E}{C} (= \frac{h}{\lambda})$,其中 ν 和 λ 分别为光子的频率和波长。考虑相对论时,光子的质量*

$$m = \frac{E}{C^2} \quad (1-10)$$

所以能够产生光电子发射,从而证明了光的粒子性。

三、*康普顿效应

光由光子组成($h\nu$),那末,光子的运动是否满足能量和动量守恒的规律呢?康普顿实

* 光子的静质量为零。

验进一步证明了光的粒子性。

在1922~1923年间,康普顿用石墨研究X射线($0.01 \sim 10 \text{ \AA}$ 的电磁波)的散射实验时,从获得的散射光谱中发现,在某个方向上出现了比入射X射线的波长长的散射线,其波长为 λ' 。这种长波长散射线的现象称为**康普顿效应**。

康普顿成功地利用光子理论解释了X射线的散射现象。波长为 λ 的高能光子与静止的电子(质量为 m_0)相碰撞后,在与入射线成 γ 角的方向上射出波长为 λ' 的光子。此时,电子受到反冲,其能量和动量分别为 E_e 和 P_e ,见图1-4。

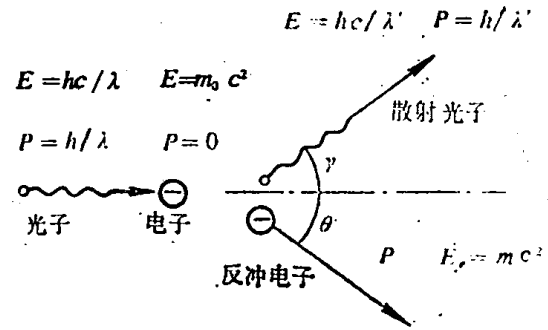


图1-4 康普顿散射运动示意图

假设以上过程发生在两维坐标系内,碰撞前后的系统总能量和总动量守恒,则

$$\frac{hC}{\lambda} - \frac{hC}{\lambda'} = E_k \quad (1-11a)$$

$$\frac{hC}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos \gamma + P_e \cos \theta \quad (\text{X方向}) \quad (1-11b)$$

$$0 = \frac{h}{\lambda'} \sin \gamma + P_e \sin \theta \quad (\text{Y方向}) \quad (1-11c)$$

若电子的运动速度为 v ,其相对论质量

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/C^2}} \quad (1-12)$$

电子的动能^[6]

$$E_k = \frac{m_0 C^2}{\sqrt{1 - v^2/C^2}} - m_0 C^2 \quad (1-13)$$

经变换,求得电子的动量

$$P_e^2 = \frac{E_k^2}{C^2} + 2m_0 E_k \quad (1-14)$$

将式(1-11b)与(1-11c)分别移项并经平方后相加,得

$$P_e^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 - 2\left(\frac{h}{\lambda\lambda'}\right)\cos\gamma + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2 \quad (1-15)$$

上式表明,散射线波长 λ' 与入射线波长 λ 之间的波长差 $\Delta\lambda$,它与散射角 γ 的关系

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\gamma) \quad (1-17)$$

式中 $\lambda_c = \frac{h}{m_0 C} = 0.24 \times 10^{-10} \text{ m}$,为康普顿波长。当 $\gamma = 180^\circ$ 时, $\Delta\lambda = 2\lambda_c$,表明入射光子与电子发生正面碰撞,光子在入射方向上产生散射。

康普顿实验确实证明了 $\Delta\lambda$ 与 γ 有关,正如(1-17)式所示。由此证明了光子的存在,它像运动物体一样,服从能量和动量守恒的普遍规律。从而进一步证明了光的粒子性。

四、德布罗意假说

以上的讨论,使我们对光的认识更加全面,光既具有波动性,又具有粒子性。那末,关于这种双重属性是否为光所独有呢?一个实物粒子(比如一个电子)是否也具有波的特性呢?

1923~1924年间,法国物理学家德布罗意认为:整个20世纪以来,在光学上,与波动的研究方法相比,过于忽略了粒子性的研究,在实物理论上,是否发生了相反的错误呢?是否实物的粒子图象考虑得太多,而过分忽略了实物波的图象?按照这样的设想,在光的波粒二相性启示下,他大胆地提出了粒子波的假设。

德布罗意假设:每一个在整个空间内运动的粒子都有一个波与之相联系,如果粒子的质量为 m ,它具有能量 E 和动量 P ,则相应波的频率和波长分别为 ν 和 λ ,可用普朗克常数用 h 联系起来,即

$$\nu = \frac{E}{h} \quad (1-18)$$

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad (1-19)$$

这样的波称为**德布罗意波**,又叫做**实物粒子波**。实物粒子波的存在已为许多实验所证实,有名的戴维逊—革末电子衍射实验就是其中的一个。

在1927年左右,戴维逊—革末在真空中用低能电子束照射镍单晶的表面,以观察电子衍射图象[实验装置示意图见图1-5(a)],发现在某些方向上电子束被加强,而其他方向则发生减弱。当不同的镍原子到达观察点(接收器 D)的路程差 Δx 为入射电子束波长 λ 的整数倍时,衍射电子束得到加强。当散射角为 θ ,原子间距为 d ,如图1-5(a)所示,则

$$\Delta x = d \sin \theta = n\lambda \quad (1-20)$$

n 为整数。如果 Δx 为半波长的奇数倍时,则衍射电子束减弱。

实验表明,用能量为 45eV 的电子束垂直入射到镍单晶的表面,其原子间距 $d = 2.15 \times 10^{-10}\text{m}$,发现在 $\theta = 50^\circ$ 的方向上电子密度最大。在 $n=1$ 时,由式(1-20)求得波长 $\lambda = 1.65 \times 10^{-10}\text{m}$ 。再按照德布罗意波,由式

(1-19)求得电子的波长 $\lambda = 1.67 \times 10^{-10}\text{m}$ 。可见,两者非常一致,从而证明了电子具有波的衍射特性。

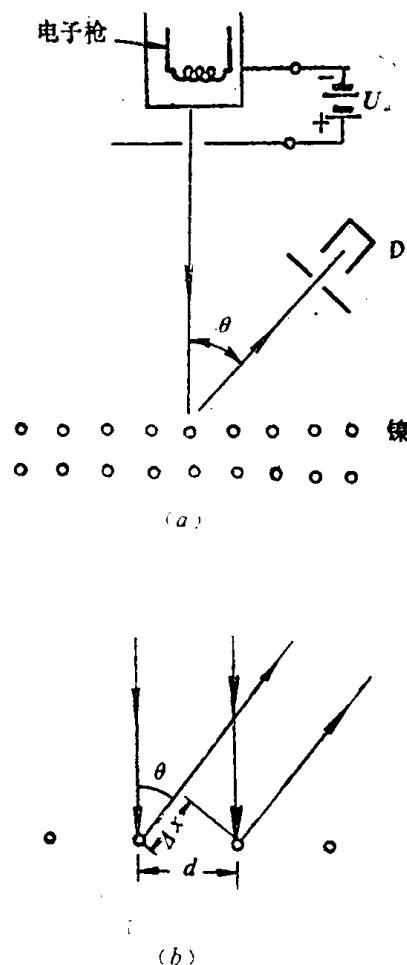


图1-5 (a)镍单晶电子衍射实验装置示意图
(b)电子路径