



高等学校规划教材  
工科电子类

# 电子离子光学

《电子光学》第3版

赵国骏 主编 凌宝京 薛坤兴 编



国防工业出版社

# 电子离子光学

(《电子光学》第3版)

赵国骏主编 凌宝京 薛坤兴编

国防工业出版社

(京)新登字 106 号

图书在版编目(CIP)数据

电子离子光学/赵国骏主编. —3 版. —北京:国防工业出版社,1994

ISBN 7-118-01278-5

I. 电…

II. 赵…

III. ①电子光学:离子光学②离子光学:电子光学

IV. 0463

电子离子光学

(《电子光学》第3版)

赵国骏 主编 凌宝京 薛坤兴 编

责任编辑 马征宇

\*

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路23号)

(邮政编码 100044)

新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 19.5 453 千字

1994年10月第1版 1994年10月北京第1次印刷 印数:1—1000 册

ISBN 7-118-01278-5/O·99 定价: 11.05元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

## 出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作的规定,我们承担了全国高等学校和中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力,有关出版社的紧密配合,从1978~1990年,已编审、出版了三个轮次教材,及时供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要,贯彻国家教委《高等教育“八五”期间教材建设规划纲要》的精神,“以全面提高教材质量水平为中心,保证重点教材,保持教材相对稳定,适当扩大教材品种,逐步完善教材配套”,作为“八五”期间工科电子类专业教材建设工作的指导思想,组织我部所属的八个高等学校教材编审委员会和四个中等专业学校专业教学指导委员会,在总结前三轮教材工作的基础上,根据教育形势的发展和教学改革的需要,制订了1991~1995年的“八五”(第四轮)教材编审出版规划。列入规划的,以主要专业主干课程教材及其辅助教材为主的教材约300余种。这批教材的评选推荐和编审工作,由各编委会或教学指导委员会组织进行。

这批教材的书稿,其一是从通过教学实践、师生反应较好的讲义中经院校推荐,由编审委员会(小组)评选择优产生出来的,其二是在认真遴选主编人的条件下进行约编的,其三是经过质量调查在前几轮组织编写出版的教材中修编的。广大编审者、各编审委员会(小组)、教学指导委员会和有关出版社,为保证教材的出版和提高教材的质量,作出了不懈的努力。

限于水平和经验,这批教材的编审、出版工作还可能有缺点和不足之处,希望使用教材的单位,广大教师和同学积极提出批评和建议,共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

## 前 言

本教材系由电子物理与器件教材编审委员会电子物理与器件编审小组评选审定,并推荐出版。

本教材由东南大学赵国骏担任主编,浙江大学沈庆垓教授担任主审。编审者均是依据电子物理与器件编审小组审定的编写大纲进行编写和审阅的。

本课程的参考教学时数为 80 学时,主要内容为:绪论,第一章轴对称系统,第二章轴对称透镜,第三章轴对称系统的象差,第四章宽电子束聚焦成象,第五章非轴对称电子离子光学系统,第六章空间电荷效应,第七章带电粒子注的成形,第八章电子注的维持,第九章场与轨迹的确定。此外,在书末还附有几个附录,对于在正文中难以编入而又有实用价值的内容如几何象差的各种象差系数均列在其中,供读者参考。为了方便读者学习,每章末附有习题与思考题。

在编写过程中着重基本物理概念的阐述,同时也注意反映近年来电子光学领域的新技术、新内容。鉴于目前电子计算技术的发展,在教材中适当突出了数值计算法。为了使读者进一步提高,教材中编了部分较深的内容,并标以星号,以便各校在教学中自行取舍。为了保证全书的系统性,将场和轨迹的确定这部分内容安排为第九章,何时讲授,请各校根据具体情况自行安排。

编者要特别感谢沈庆垓老师在历次电子光学教材编写过程中给予的细致而具体的指教。

本教材是在第二轮全国统编《电子光学》教材的基础上,去粗存精、充实内容修编而成的,并更名为《电子离子光学》。原教材由南京工学院赵国骏编写绪论和第一、二、三、四、九章及附录,薛坤兴编写第五章;成都电讯工程学院凌宝京编写第六、七、八章,由赵国骏统编全稿。此次修编由东南大学赵国骏修编绪论和第一、二、三、四、九章及附录,第五章由赵国骏与薛坤兴共同讨论修编内容,由赵国骏执笔,成都电子科技大学凌宝京修编六、七、八章。由于编者水平有限,书中难免存在一些不妥和错误之处,殷切希望广大读者不吝指正。

## 内 容 简 介

本书包含弱流电子离子光学和强流电子离子光学两部分内容。

全书分为绪论和轴对称系统、轴对称透镜、轴对称系统的象差、宽电子束聚焦成像、非轴对称电子离子光学系统、空间电荷效应、带电粒子注的成形、电子注的维持以及场与轨迹的确定等九章。

本书编写过程中吸取了国内外电子离子光学书籍的特点,着重基本物理概念的阐述,同时也注意反映近年来电子离子光学领域的新技术、新内容,适用于物理电子与光电子技术专业作为电子离子光学课的教材,也可作为相近专业的教学参考书,并可供工程技术人员参考。

# 目 录

绪论	1
<b>第一章 轴对称系统</b>	10
§ 1.1 轴对称电场	10
§ 1.2 电子在轴对称电场中的运动	15
§ 1.3 轴对称磁场	20
§ 1.4 电子在轴对称磁场和复合场中的运动	23
<b>第二章 轴对称透镜</b>	29
§ 2.1 电子透镜概述	29
§ 2.2 透镜的参量及其基本关系	31
§ 2.3 电子透镜的焦距和主平面	34
§ 2.4 膜孔透镜	45
§ 2.5 浸没透镜	49
§ 2.6 单透镜	52
§ 2.7 浸没物镜	56
§ 2.8 长磁透镜	65
§ 2.9 短磁透镜	67
§ 2.10 强磁透镜——典型钟形磁场的分析	73
§ 2.11 电子透镜在弱流电子枪中的应用	79
<b>第三章 轴对称系统的象差</b>	85
§ 3.1 几何象差	85
§ 3.2 各种几何象差的定义和相应的图形	89
§ 3.3 象差系数的计算	94
§ 3.4 静电透镜和磁透镜的球差	98
§ 3.5 光阑位置对几何象差的影响	105
§ 3.6 色差	107
§ 3.7 其他象差	111
<b>第四章 宽电子束聚焦成象</b>	115
§ 4.1 近轴轨迹方程	115
§ 4.2 近贴聚焦成象	116
§ 4.3 球形电容器聚焦成象	119
§ 4.4 宽束聚焦成象系统中的象差	125
§ 4.5 宽束聚焦系统在象管中的应用	132
<b>第五章 非轴对称电子离子光学系统</b>	135
§ 5.1 扫描偏转系统	135
§ 5.2 静电柱面透镜	159

§ 5.3	四极透镜	161
§ 5.4	聚焦偏转系统	177
<b>第六章</b>	<b>空间电荷效应</b>	<b>199</b>
§ 6.1	空间电荷流	199
§ 6.2	电子注的空间电荷效应	205
<b>第七章</b>	<b>带电粒子注的成形</b>	<b>216</b>
§ 7.1	直线层流电子注的成形	216
§ 7.2	导流系数、阳极孔效应和热初速的影响	221
§ 7.3	曲线层流电子注的成形	226
<b>第八章</b>	<b>电子注的维持</b>	<b>233</b>
§ 8.1	轴对称磁场聚束系统中的电子运动	233
§ 8.2	均匀磁场聚束	235
§ 8.3	周期磁场聚束	248
§ 8.4	静电聚束	255
§ 8.5	复合场聚束	257
<b>第九章</b>	<b>场与轨迹的确定</b>	<b>261</b>
§ 9.1	差分法确定场分布	261
§ 9.2	有限元法确定场分布	272
§ 9.3	边界元法	276
§ 9.4	实验法确定场分布	282
§ 9.5	数值计算法确定电子轨迹	287
附录		296
参考文献		304



## 绪 论

在电子离子光学中,研究如何利用电场和(或)磁场来控制电子离子的运动,并使之聚焦、成象和偏转,或者使之成形和维持。电子离子光学是物理学的一个分支,它形成独立学科仅有 40 多年的历史。由于电子离子在电、磁场中的运动规律与光在光学媒质中传播的规律存在一定的相似性,因此,沿用了“电子光学”这一名词。

当代许多科学技术的重大发展和研究成果几乎无不涉及到利用荷电粒子束,例如在国民经济各部门及人民生活中广泛使用各种电子束器件——示波管,显象管,摄像管,变象管等;在宇宙探索、卫星通信、雷达、导航跟踪中应用的微波电真空器件——行波管,速调管,磁控管等;在基础科学研究中使用的电子显微镜和电子、离子探针,质谱仪,能谱仪;各种电子束加工机——电子束打孔、焊接以及用于超大规模集成电路制版的电子束光刻机,以及高能粒子加速器和受控热核反应中都涉及到成形和聚焦荷电粒子束的问题。

17 世纪费马确立费马原理(光线传播时,光程取极值)。18 世纪莫培督-欧拉创立了最小作用量原理。在数学上,两者具有相同的形式——变分取极值。1834 年,哈密尔顿比较了上述两个原理,发现了力学与光学的相似性,并由此得出如下结论:运动质点(不连续的客体)与某种波动相联系,而光波(连续客体)则与某种运动质点相联系,这样就统一了同一现象的两个方面,成为建立电子光学的前提。当然,在光的量子说和电子的波动说发现之前的哈密尔顿时代,对质点和波动之间的联系是不可能深刻的理解的,直到光的量子说的发现和本世纪 20 年代德布罗意发现电子的波动性以后,人们才进一步认识到电子运动与光波传播本质上的相似性。

下面分别介绍费马原理和最小作用量原理,从而建立几何光学和电子光学相似性的概念。

费马原理指出:光线在两点之间传播,必选择传播时间为极值的路径行进。

在图 0-1 中,设  $P_0, P_1$  为媒质中的两点,两点之间可以由许多曲线相连。按费马原理的规定,当光线由  $P_0$  点向  $P_1$  点传播时,其路径必须满足下式,即

$$\int_{t_0(P_0)}^{t_1(P_1)} dt \rightarrow \text{极值} \quad (0-1)$$

若用变分形式表示则为

$$\delta \int_{t_0(P_0)}^{t_1(P_1)} dt = 0 \quad (0-2)$$

在几何光学中折射率  $n$  与光波传播速度之间的关系为

$$n = \frac{c}{v} \quad (0-3)$$

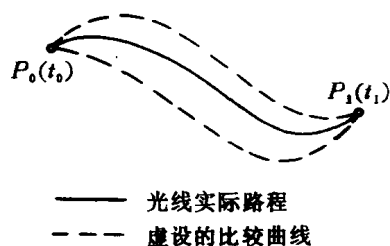


图 0-1 费马原理示意

上式中  $c$  为真空中的光速,  $v$  为任一媒质中的光速,  $n$  为任一光学媒质的折射率。令

$$dt = \frac{ds}{v} \quad (0-4)$$

式中  $ds$  为沿光线的弧元。将式(0-4)代入式(0-2), 则写为

$$\delta \int_{t_0(r_0)}^{t_1(r_1)} dt = \frac{1}{c} \delta \int_{P_0}^{P_1} n ds = 0$$

或

$$\frac{1}{c} \int_{P_0}^{P_1} n ds \rightarrow \text{极值} \quad (0-5)$$

式中  $n ds$  称为光程元。因此, 费马原理可表达为: 光线由  $P_0$  点向  $P_1$  点传播, 按极值光程(通常是最小光程)选取传播路线。

由费马原理可以导出熟知的折射定律, 即斯涅尔定律。

在图 0-2 中, 设  $P_0$  和  $P_1$  为不同媒质中的两点, 通过两点的光线为  $P_0OP_1$ , 光线通过时间为

$$t = \frac{l_1}{v_1} + \frac{l_2}{v_2} \quad (0-6)$$

上式中  $l_1$  和  $l_2$  分别表示光线在媒质  $n_1$  和  $n_2$  中的传播距离。将式(0-3)代入得

$$f = \frac{n_1 l_1 + n_2 l_2}{c} = \frac{l}{c} \quad (0-7)$$

式中  $l$  为光程。于是, 图 0-2 中光程  $l$  可写为

$$l = n_1 l_1 + n_2 l_2 = n_1 \sqrt{a^2 + x^2} + n_2 \sqrt{b^2 + (d-x)^2} \quad (0-8)$$

按费马原理, 两点间光线所经路线应满足光程取极值的条件, 因此, 对式(0-8)求导并令它为零:

$$\frac{dl}{dx} = 0$$

整理后得

$$n_1 \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} = n_2 \frac{d-x}{\sqrt{b^2 + (d-x)^2}}$$

即

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (0-9)$$

上式为熟知的折射定律。

力学中的变分法原理即哈密尔顿原理指出:  $P_0$  和  $P_1$  两点间运动质点所经的路线  $P_0OP_1$  应满足以下积分值:

$$\int_{t_0(r_0)}^{t_1(r_1)} (T - U) dt \rightarrow \text{极值} \quad (0-10)$$

若用变分形式表示则为

$$\delta \int_{t_0(r_0)}^{t_1(r_1)} (T - U) dt = 0 \quad (0-11)$$

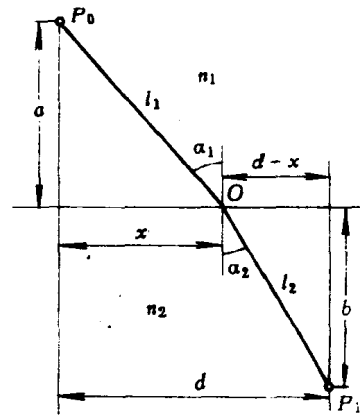


图 0-2 光线折射示意

上式中  $T$  表示运动质点的动能,  $U$  为位能,  $t_0$  和  $t_1$  分别为质点在  $P_0$  和  $P_1$  点的时间, 而  $L = T - U$  在力学中通常称为拉格朗日函数。

从变分学可知, 如果泛函(函数的函数)  $F[y(x)]$  在  $y = y_0(x)$  上达到极值, 则在  $y = y_0(x)$  上有  $\delta \int F dx = 0$ , 具有极值的两点固定的泛函必须满足欧拉方程, 即

$$\frac{\partial F}{\partial y} - \frac{d}{dx} \frac{\partial F}{\partial y'} = 0 \quad (0-12)$$

若用拉格朗日函数  $L$  置换式(0-12)中之  $F$ , 则得力学中的拉格朗日方程:

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3, \dots) \quad (0-13)$$

式中  $q_i$  为广义坐标,  $\dot{q}_i$  则为广义速度。如果用直角坐标  $x, y, z$  和  $T = \frac{1}{2}mv^2, U = -eV$  代入式(0-13), 则得直角坐标系牛顿方程。

在保守场中, 总能量  $W = T + U$  相等,  $\delta W = 0$ , 则得

$$\delta W = \delta(T + U) = \delta T + \delta U = 0 \quad (0-14)$$

这样

$$\delta L = \delta(T - U) = \delta T - \delta U = 2\delta T \quad (0-15)$$

则式(0-14)得最小作用量原理为

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} T dt = 0$$

表达式  $S = 2 \int_{t_0}^{t_1} T dt$  称为作用量函数。最小作用量原理说明, 沿着实际轨迹的积分值  $S$  为极值, 即

$$\delta S = 0 \quad (0-16)$$

如图 0-3 中  $P_0OP_1$  所示。

若仅需确定轨迹而无需研究粒子运动随时间的变化关系, 就应从上述方程中将时间消去, 于是  $S$  可重写为

$$S = \int_{t_0}^{t_1} mv \cdot v dt \quad (0-17)$$

若用轨迹上某固定点量起的沿轨迹的弧长  $s$  来确定电子的位置, 将  $v dt = ds$  代入式(0-16)得

$$\delta S = \delta \int_{P_0}^{P_1} mv(s) ds = 0 \quad (0-18)$$

上式中  $mv(s)$  为动量, 若将式(0-18)与式(0-5)相比, 就会发现两式在形式上极其相似, 只是几何光学中的折射率  $n$  换成了电子在位场中运动的动量。可见, 电子在场中运动的动量相当于几何光学中的折射率。在低速情况下电子的质量可视为常量  $m_0$  即所谓“静止质量”。这样, (0-18)式可写为

$$\delta S = m_0 \delta \int_{P_0}^{P_1} v(s) ds = 0 \quad (0-19)$$

于是得

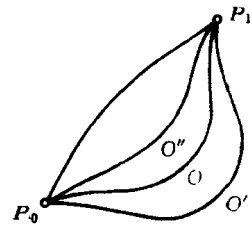


图 0-3 质点在保守场中运动的变分原理

$$\delta \int_{P_0}^{P_1} v(s) ds = 0 \quad (0-20)$$

由(0-20)式可见,在低速情况下,电子在位场中运动的速度正比于几何光学中的折射率。

当电子在静电场或恒定磁场中运动时,位能和动能之和保持不变,即

$$U + T = \text{常数}$$

或 
$$\frac{1}{2}mv^2 - eV = \text{常数} \quad (0-21)$$

设在电子的运动轨迹上任选  $P_1$  和  $P_2$  两点,如图 0-4 所示。若以  $v_1$  和  $v_2$  分别表示  $P_1$  和  $P_2$  点的速度; $V_1$  和  $V_2$  表示相应点上的电位,其能量关系为

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - eV_2 = \frac{1}{2}mv_1^2 - eV_1$$

或 
$$\frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = e(V_2 - V_1) \quad (0-22)$$

实用上,通常以阴极电位为参考,即令  $V_k$  为零。这样, $V_2$  即为  $P_2$  点与阴极之间的电位差,而  $v_1 = v_k$  为电子离开阴极时的速度,并将  $V_2$  和  $v_2$  分别改写为  $V$  和  $v$ ,由式(0-22)得

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_k^2 + eV \quad (0-23)$$

电子离开阴极的热初速度也可以用电子伏特表示,假设

$$\frac{mv_k^2}{2} = e\varepsilon \quad (0-24)$$

那么,将初速计算在内,电子轨迹上电位等于  $V$  的某一点的速度可表示为

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(V + \varepsilon) = eV^* \quad (0-25)$$

式中  $V^* = V + \varepsilon$  称为规范化电位,即认为初速为零处,电位为零。

于是

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}V^*} \quad (0-26)$$

将  $e$  和  $m$  的数值代入上式,则得

$$v = 5.93 \times 10^5 \sqrt{V^*} \quad [\text{m/s}] \quad (0-27)$$

对于正离子,式(0-21)中电荷量及电位均同时变号,公式形式不变。

若将式(0-26)代入式(0-20),则得

$$\delta \int_{P_0}^{P_1} \sqrt{V^*} ds = 0 \quad (0-28)$$

由上式可见,电子在电位等于  $V^*$  的电场中运动,相应点的电位  $V^*$  的平方根  $\sqrt{V^*}$  对应于几何光学中的折射率  $n$ 。这就是说,比较电子在电位等于  $V^*$  的电场中运动的轨迹和光线在折射率为  $n$  的光学媒质中的传播,只要起始条件相同以及各点上  $n$  和  $\sqrt{V^*}$  的数值相应,光线传播路径和电子轨迹就完全一致。因此,在电场情况下称电位平方根  $\sqrt{V^*}$  为电子光学折

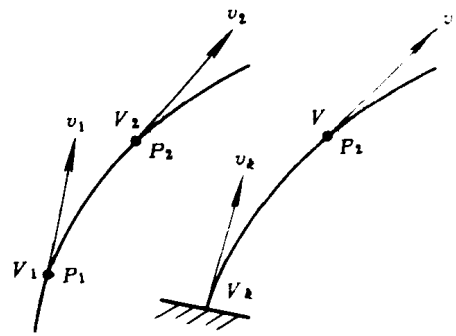


图 0-4 速度和电位的关系

射率。

如果  $v_i = 0$  或者  $eV$  很大,以致  $\frac{1}{2}mv_i^2$  和它相比可以略去不计,那么

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} = 5.93 \times 10^5 \sqrt{V} \quad [\text{m/s}] \quad (0-29)$$

此时电子光学折射率为  $\sqrt{V}$ 。

上述结论可以从简单的例子中得到证明。

设有一电子从电位为  $V_1$  的区域进入电位为  $V_2$  的区域,如图 0-5 所示。两个区域的分

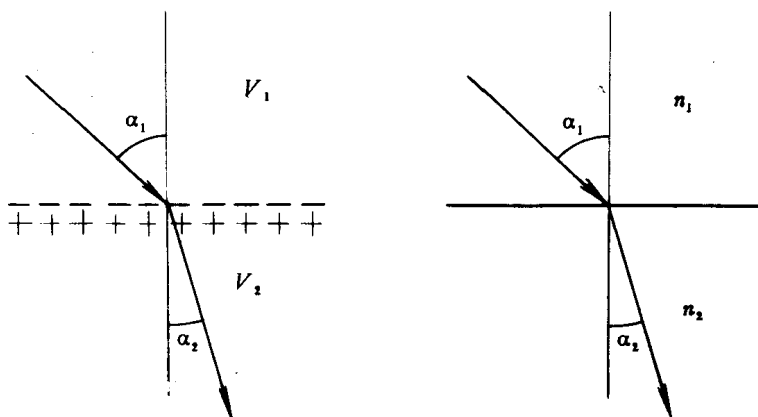


图 0-5 电子在电位分界面上的折射与光线折射对比

界面上有电位跃变。为了实现此种情况,可以对两片大而薄又十分邻近的细密金属网充电。在两个区域中,由于均为等位空间,因此电子轨迹都是直线,其速度分别为

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}mv_1^2 &= eV_1 \\ \frac{1}{2}mv_2^2 &= eV_2 \end{aligned} \right\} \quad (0-30)$$

当电子通过分界面时,只受法向电场加速,其速度的切向分量不变。设轨迹与两分界面法线之夹角分别为  $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ ,则

$$v_1 \sin \alpha_1 = v_2 \sin \alpha_2$$

即  $\sqrt{V_1} \sin \alpha_1 = \sqrt{V_2} \sin \alpha_2 \quad (0-31)$

将上式与式(0-9)相比不难看出,式中  $\sqrt{V}$  与式(0-9)中  $n$  完全对应。因此,纯电场中电子光学中的折射率为

$$n = K \sqrt{V} \quad (0-32a)$$

式中  $K$  为包含量纲在内的比例常数。由于经过两媒质的分界面处的折射,仅取决于两媒质折射率之比值,因此在实践中  $K$  值可以不加考虑。

至于电磁复合场中运动电子的等效折射率可以证明<sup>①</sup> 为

① 参见附录 2。

$$n = \sqrt{V^*} - \sqrt{\frac{e}{2m}} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{S}) \quad (0-32b)$$

式中  $\mathbf{A}$  为实际轨迹各点上的矢量磁位, 而  $\mathbf{S}$  则为轨迹上相应各点的切线方向的单位矢量。显然, 上式等号右方第二项是由磁场引起的, 当运动方向改变时, 该项相应改变符号, 因此, 磁场对电子运动的作用导致电子光学的各向异性, 这和光线通过晶体的情况对应。

当电子速度与光速可以比拟时, 必须考虑电子质量随速度的变化。由狭义相对论可知, 质量随速度的变化关系为

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (0-33)$$

式中  $m_0$  为电子“静止”质量,  $m$  为经狭义相对论修正后的电子质量,  $c$  为光速,  $v$  为电子速度。

在保守场中, 下式成立:

$$U + T = \text{常数} \quad (0-34)$$

其中动能

$$T = \int_0^s F ds \quad (0-35)$$

式中  $F$  为外力, 上式表示外力对物体所作的功等于物体到达这一运动状态所具有的动能, 而作用于物体上的力则等于物体的动量对时间的变化率:

$$F = \frac{d(mv)}{dt} \quad (0-36)$$

于是

$$\begin{aligned} T &= \int_0^s \frac{d(mv)}{dt} ds = \int_0^{mv} v d(mv) \\ &= \int_0^v v d \left( \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right) \end{aligned}$$

经分部积分并整理后得

$$\begin{aligned} T &= mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left( \frac{m}{m_0} - 1 \right) \\ &= m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (0-37)$$

上式中  $mc^2$  为全能量,  $m_0 c^2$  为静止能量。这样

$$W = T + U = m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right] - eV = \text{常数} \quad (0-38)$$

如果  $V$  从阴极算起, 同时  $\varepsilon$  与  $V$  相比可以略去不计, 那么常数为零, 式(0-38)可写为

$$m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right] = eV \quad (0-39)$$

由此可以推得

$$\frac{mv}{m_0c} = \left[ \left( \frac{eV}{m_0c^2} \right)^2 + \frac{2eV}{m_0c^2} \right]^{1/2} \quad (0-40)$$

如果定义  $n_R = mv/(m_0c)$  为考虑狭义相对论修正时电子光学的无量纲折射率, 于是

$$\begin{aligned} n_R &= \left( \frac{2e}{m_0c^2} \right)^{1/2} \left( V + \frac{e}{2m_0c^2} V^2 \right)^{1/2} \\ &= \frac{1}{c} \left( \frac{2e}{m_0} \right)^{1/2} \left( V + \frac{e}{2m_0c^2} V^2 \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (0-41)$$

由上式可见, 如果将质量随速度的变化转换为相对论修正电压, 不难看出, 相对论修正电压为

$$V_R = V \left( 1 + \frac{eV}{2m_0c^2} \right) = V(1 + 0.978 \times 10^{-6}V) \quad (0-42)$$

应用此式可以计算出各种加速电压情况下的电子速度与相应的折射率, 如图 0-6 所示。

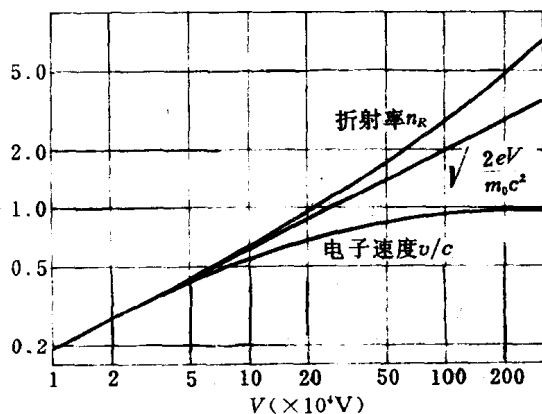


图 0-6 高加速电压时, 电子折射率和电子速度的关系

由图可以看出, 随着加速电压增高, 电子速度的增长率下降, 最后趋近于光速; 相反, 折射率则迅速增加。当加速电压为 10kV 时, 相对论修正和非相对论修正的速度、折射率尚为一致; 而当电压增至 100kV 时, 二者之误差就变得明显。此时需要考虑电子质量的相对论修正。对于电磁复合场同样也存在类似问题。

电子光学折射率和几何光学折射率两者之间也存在一些不同之处, 归纳起来有以下几点:

(1) 在费马原理中, 研究的是光线通过非均匀媒质的折射问题, 折射率是坐标的连续函数。实际上, 光学媒质的折射率也可以是坐标的非连续函数。通常在透镜中, 折射率是常数, 在分界面上折射率突变为透镜周围的媒质(如空气)的折射率数值; 而电子光学的折射率取决于电磁场的分布。电位和矢量磁位  $A$  不可能在电子通过的区域中某点突变, 因而电子光学的折射率是坐标的连续函数。电子轨迹的方向也不能突变。

(2) 由于光学媒质的天然性质, 通常它们之间折射率之比在 1~2.5 范围之内。在电子光学中, 纯电场情况下, 折射率正比于电位的平方根值。只要选择合适的电位, 实际上可以使折射率的比值为任意数。例如, 电子离开阴极时其热初速为 0.1V, 当它被加速到 100kV

时,两者折射率之比可达  $10^3$ 。

(3)在几何光学中,由各种光学媒质制成的透镜系统,当沿对称轴的折射率分布确定后,透镜的表面(折射面)的几何形状可任意改变,以达到减小象差的目的。但电子光学的折射率取决于空间电位和矢量磁位的分布,它必须满足拉普拉斯方程。因此,当沿轴电位和矢量磁位确定以后,空间任意一点的电场、磁场就同时确定了,这就使得电子光学系统不能采用与几何光学系统相似的方法来消除象差。

(4)当存在磁场时,电子光学的折射率和电子运动方向有关。这就表明,此时电子光学的媒质是各向异性的。在几何光学中,晶体的折射率和光线的传播方向有关。但是晶体是均匀的媒质。在一般情况下,电子光学的折射率不但与坐标有关,而且与射线的方向有关。因此,电子光学折射率既是非均匀的,又是各向异性的。

(5)电子光学折射率与电子速度的绝对值有关。在电磁场中,某一定点处的折射率,对于阴极发射初速不同的电子,有着不同的数值,正像光学媒质折射率与光的波长有关一样。

(6)在电子光学系统中,有时要考虑电子之间的排斥力即空间电荷效应,而在几何光学中没有对应的问题存在。

通过以上讨论,给人们以启示:是否可以用几何光学的方法处理带电粒子的聚焦、成像等问题。大量的实践已经证明,人们不但使用几何光学的方法处理了上述问题,制成了大量的电子器件,而且还制成了许多电子离子光学仪器如电子显微镜、质谱仪等。这样就形成了电子离子光学这门学科。

在电子光学系统设计中,常常需要从要求的电子光学特性出发求出合适的电极系统(或者说,从给定的电子轨迹求电极系统),但这样做比较困难,目前能直接解决的还不多。往往只能反过来做,即从给定的电极系统出发,求出电子轨迹及电子光学性能。有时称前一种问题为逆设计,后一种问题为正设计。

本教材前五章即弱流电子光学部分以正设计方法进行研究,后三章即强流部分将涉及逆设计法。讨论电子轨迹方程有轨迹法和光程法两种常用方法,结合工科具体情况,本教材以轨迹法为主。为了使读者对光程法有所了解,本教材第五章采用此法讨论,这些内容对离子光学均有同样意义。本教材采用国际单位制(SI)。

## 习 题

0-1 应用费马原理求证反射定律: $\alpha_1 = \alpha_2$  ( $M$  为平面镜)。

0-2 如图所示,电子自阴极出发(设初速为零)在加速场的作用下,穿过膜孔  $A$ 、 $B$  打向电极  $C$ 。因膜孔很小,可以认为孔中间的电位就等于膜片电位。试求:

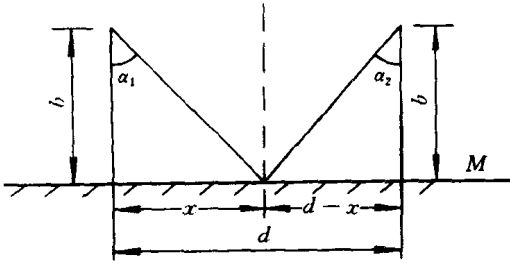
(1)电子穿过膜孔  $A$ 、 $B$  的速度,以及到达  $C$  的速度?

(2)如果电极  $C$  的电位变为  $-100\text{V}$ ,则上述情况怎样?

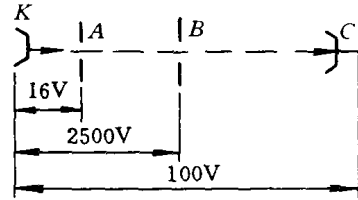
0-3 自阴极  $K$  出发的电子,飞向加速栅网  $g$ ,一部分电子直接穿过栅网到达收集极  $C$ ,一部分电子打到栅网上,激发出二次电子,二次电子在收集极的加速作用下,与来自阴极的电子一起打上收集极。问:

(1)自阴极出发直接打上收集极的电子,到达收集极时,速度为何值?





习图 0-1



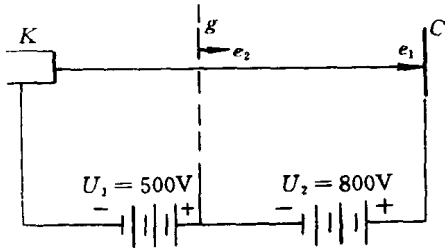
习图 0-2

(2) 栅网被激发的二次电子(略去发射初速不计)到达收集极时,速度是多少?

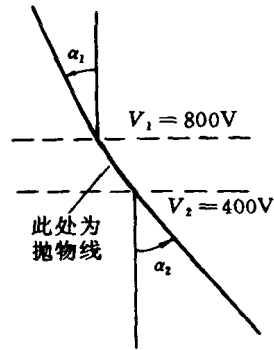
(3) 收集极受到电子轰击,也会发射二次电子,这些二次电子能否打到栅网或阴极?这些二次电子飞向何处?

0-4 一个电子由电位等于 800V 的第一等位区进入 400V 的第二等位区,该电子在第一等位区的速度矢量与等位面法线交角成  $30^\circ$ 。试求:

- (1) 电子进入第二等位区后的运动方向。
- (2) 如果使电子刚好从分界面上返回,则第二等位区电位应为何值?
- (3) 二栅网间距离变化对电子在第二区中的运动速度与方向有否影响。
- (4) 请解释电子在二栅网间的运动轨迹为何是抛物线?



习图 0-3



习图 0-4

0-5 试计算加速电压为 500kV 时,考虑相对论修正和不考虑相对论修正下的电子光学折射率之差异。

0-6 当系统用于离子光学时,荷电粒子为正离子,式(0-21)至式(0-26)的初速推导应如何考虑?