

高等学校教学用书

电真空物理

DIANZHENKONG WULI

魏 楊 編

人民教育出版社

高等学校教学用书



电 真 空 物 理

DIANZHENKONG WULI

魏 楊 編

人 民 教 育 出 版 社

电 真 空 物 理

魏 楊 編

人民教育出版社出版 高 等 学 校 教 学 用 书 理 工 部
北京宣武門內承恩寺7号

(北京市书刊出版业营业登记证出字第2号)

人 民 教 育 印 刷 厂 印 装

新 华 书 店 科 技 发 行 所 发 行

各 地 新 华 书 店 經 售

統一書号 13010·1015 开本 $350 \times 1168 \frac{1}{32}$ 印 张 $7 \frac{8}{16}$

字 数 170,000 印 数 0001—3,500 定 价 (6) 半 0.70

1961 年 9 月 第 1 版 1961 年 9 月 北 京 第 1 次 印 刷

目 录

第一篇 电子运动

第一章 电子运动1

- § 1. 电子在均匀静电场中的运动1
- § 2. 电子在两度非均匀电场中的运动5
- § 3. 极坐标中的运动方程7
- § 4. 电子在徑向电场中的运动8
- § 5. 电子在磁场中所受的力12
- § 6. 电子在均匀的磁场中的运动13
- § 7. 电子在平行的均匀静电场及磁场中的运动15
- § 8. 电子在正交均匀电场和磁场中的运动16
- § 9. 电子在徑向电场及軸向磁场中的运动24
- § 10. 电子在交变电场中的运动27
- § 11. 电子速度的修正30

第二篇 电子发射

第一章 热电子发射32

- § 1. 热电子发射现象32
- § 2. 純金属的热电子发射32
- § 3. 純金属热电子发射公式35
- § 4. 热电子发射常数的测定42
- § 5. 外界加速场对热电子发射的影响44
- § 6. 別种物质的单原子层存在于金属表面时的热电子发射49
- § 7. 加膜阴极的反常蕭特基效应 斑点理論51

- § 8. 氧化物阴极, 它的结构和能級53
- § 9. 氧化物阴极的热电子发射公式59
- § 10. 氧化物阴极热电子发射常数的测定61
- § 11. 氧化物层的导电率和内逸出功65
- § 12. 輸出电流时阴极发射的变化67
- § 13. 作为混合半导体的氧化物阴极72
- § 14. 正离子发射75

第二章 场致发射76

- § 15. 场致发射的现象76
- § 16. 场致发射公式77

第三章 光电子发射81

- § 17. 光电子发射现象 斯托列托夫实验81
- § 18. 光电子发射的量子力学原理82
- § 19. 光电子的速度分布 光电发射閾的确定88
- § 20. 在金属表面上存在其他物质薄膜时的光电子发射92
- § 21. 現代光电子发射理論的实质93
- § 22. 半导体阴极的光电子发射95
- § 23. 内光电效应100

第四章 二次电子发射104

- § 24. 金属的二次电子发射104

§ 25. 半导体阴极的二次电子发射.....108	展过程.....152
§ 26. 反常二次发射.....111	§ 15. 汤生电离系数及斯托列托夫效应.....156
§ 27. 在正离子、受激原子和中性原子轰击下的二次发射.....112	§ 16. 放电发展理论的罗哥夫斯基修正.....160
第三篇 气体放电	§ 17. 巴邢定律.....161
第一章 气体放电的基本物理过程.....116	§ 18. 辉光放电.....164
§ 1. 带电粒子在气体中的热运动.....116	§ 19. 辉光放电阴极位降区的分析.....168
§ 2. 带电粒子与气体分子作弹性碰撞时的能量损失百分数.....119	§ 20. 弧光放电.....176
§ 3. 电子在气体中的迁移.....121	§ 21. 等离子区的量测—探极理论.....181
§ 4. 离子的迁移.....128	§ 22. 等离子区中的电荷、电位分布.....185
§ 5. 带电粒子在气体中的扩散.....132	§ 23. 等离子区振荡.....190
§ 6. 原子的激发和电离.....133	§ 24. 电晕放电.....191
§ 7. 电子在气体中所产生的激发及电离.....136	§ 25. 高频放电.....195
§ 8. 正负离子的激发和电离.....140	附录一 各种电学单位换算表.....201
§ 9. 光子的激发和电离.....142	附录二 某些物质的逸出功和电离电位.....202
§ 10. 亚稳态、逐次电离及第二类非弹性碰撞.....143	附录三 汤致发射公式的推导.....203
§ 11. 气体中的其他电离和激发过程.....145	附录四 否勒光电发射公式的推导.....207
§ 12. 转荷过程.....148	附录五 温泽耳的光电发射公式.....211
§ 13. 带电粒子的复合.....150	附录六 相似关系的推导.....214
第二章 气体放电的各种类型.....152	附录七 汤生放电电流公式的推导.....218
§ 14. 气体放电的特性及放电发展过程.....152	附录八 习题.....221
	I 电子运动.....221
	II 电子发射.....222
	III 气体放电.....223

第一篇 电子运动

第一章 电子运动

§ 1. 电子在均匀静电场中的运动

电子在静电场 E 中所受的力为 $f = -eE$, 式中 $-e$ 为电子电荷, 但 $f = ma$, 故电子在电场中的加速度 a 为

$$a = -\frac{e}{m}E. \quad (1-1)$$

式中 a 及 E 均为矢量。在一般情况下 (非均匀电场) 上式的解答可能很不简单, 甚而根本无法严格解出。现在只考虑最简单的情況, 即均匀静电场中的电子运动。

设电场在 y 方向, 则代表运动的微分方程为:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m}E_y. \quad (1-2)$$

设电子初速为 v_0 , 起点的坐标为 (x_0, y_0) , 则将上式积分两次并代入起始条件, 则得

$$y = y_0 + v_0 t - \frac{eE_y}{2m}t^2. \quad (1-3)$$

可见均匀静电场中电子运动的情况和重力场中质点运动的规律相同。在这里 $-\frac{eE_y}{m}$ 相当于重力加速度 g 。

和电场平行的运动。设电子在均匀静电场中由静止出发, 且起点的 $y=0$, 则在任何时刻 t , 电子的位移及速度为

$$y = -\frac{eE_y}{2m}t^2, \quad (1-4)$$

$$v_y = -\frac{eE_y}{m}t. \quad (1-5)$$

电子在任何时刻的动能 $\frac{1}{2}mv^2$ 则为:

$$\varepsilon = \frac{m}{2} \left(\frac{eE_y}{m} \right)^2 t^2 = -eE_y y. \quad (1-6)$$

但 $E_y y$ 则为电子所经过的电位差 U , 故

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU. \quad (1-7)$$

由上式可得电子速度与所经过的电位差的关系:

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}. \quad (1-8)$$

将电子的荷质比代入上式则

$$v = 5.93 \times 10^7 \sqrt{U} \text{ 厘米/秒}, \quad (1-9)$$

式中 U 以伏为单位。

由上式可见, 电子纵然只经过很小的加速电位差, 也能获得很大的速度。例如只需要大约 $\frac{1}{3}$ 的微伏就可使电子达到声速。

若电子具有初速 v_0 则能量的关系为

$$\frac{m}{2}(v^2 - v_0^2) = e(U - U_0), \quad (1-10)$$

式中 U_0 是在初速为 v_0 之处的电位。

注意速度和电子所经过的电位差的关系, 并不仅适用于均匀电场。对于非均匀的静电场, 它也适用。这是因为运动质点所获得的动能等于它所受的力沿着轨道的线积分, 即

$$\frac{1}{2}mv^2 = \int f \cdot dl, \quad (1-11)$$

但 $f = -eE$, 故

$$\int f \cdot dl = -e \int E \cdot dl = eU. \quad (1-12)$$

所以不管电位分布如何及电子轨道如何,只要是在静电场中,电子动能的变化和所经过的电位差关系式

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU$$

或

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}$$

总是正确的。

和电场垂直的运动。在有些电子管中,电子所受的力和它原始运动的方向垂直。例如图 1-1 所示的示波管中就是这样。若偏

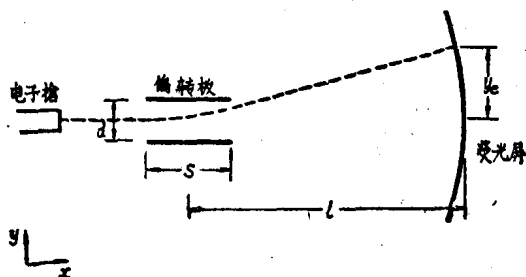


图 1-1 示波管中电子束受偏转板中垂直电场的作用而偏转

转电压 U_d 比之电子原来所经过的加速电压,则 x 方向和 y 方向的运动可以分开考虑,即 x 方向的速度可认为常数;而 y 方向的运动则决定于偏转电压。设偏转板长为 s , 距离为 d , 则电子经过偏转板时在 y 方向的加速度为

$$a = \frac{eU_d}{md} \quad (1-13)$$

电子经过偏转板所需的时间为 $\frac{s}{v_0}$, 故电子离开偏转板后在 y 方向的速度为

$$v_y = \frac{eU_d s}{mdv_0}$$

由于这个分速度, 电子达到荧光屏时的偏转距离为

$$y_l = v_y \frac{l}{v_0} = \frac{eU_d l s}{mdv_0^2},$$

将 $v_0^2 = 2 \frac{e}{m} U_0$ 代入则得

$$y_l = \frac{U_d l s}{2U_0 d}. \quad (1-14)$$

一般情况。一般情况下, 电子初速 v_0 与均匀电场可以成任意角, 例如图 1-2 所示。这时电子所受的加速为 $-\frac{eE_y}{m}$ 。

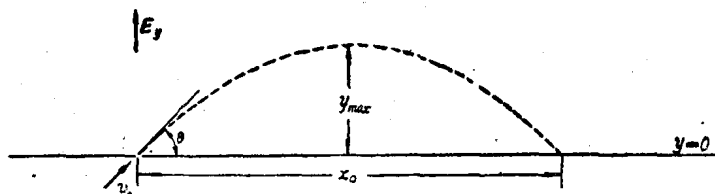


图 1-2 电子在均匀电场中的轨迹一般为抛物线

故运动方程为:

$$v_x = v_0 \cos \theta, \quad (1-15)$$

$$v_y = v_0 \sin \theta - \frac{eE_y}{m} t. \quad (1-16)$$

设电子进入电场之点 $x=0, y=0$, 则将上式积分后得

$$x = v_0 (\cos \theta) t, \quad (1-17)$$

$$y = v_0 (\sin \theta) t - \frac{eE_y}{2m} t^2. \quad (1-18)$$

将上两式消去 t 则得运动轨道为一抛物线, 即

$$y = (\tan \theta) x - \frac{E_y}{4U_0 \cos^2 \theta} x^2. \quad (1-19)$$

当电子达到最高之点, 显然有 $v_y = 0$, 这时

$$t_1 = \sqrt{\frac{2mU_0}{e}} \frac{\sin \theta}{E_y}, \quad (1-20)$$

故得出 y 的极大值为

$$y_{\max} = \frac{U_0}{E_y} \sin^2 \theta. \quad (1-21)$$

当电子回到 $y=0$ 处, $t=2t_1$, 这时电子在水平方向的位移为

$$\begin{aligned} x_0 &= \frac{4U_0}{E_y} \sin \theta \cos \theta \\ &= \frac{2U_0}{E_y} \sin 2\theta. \end{aligned} \quad (1-22)$$

§2. 电子在两度非均匀电场中的运动

在此情况下电子的运动方程为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} E_x, \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} E_y. \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

解此两式, 则得 x 及 y 以 t 为参变量的表达式。消去 t 则得轨迹的方程。不过一般情况下, 上式无法解出。以下只讨论一种有解的特例。

图 1-3 中有两导体平面 $y=x$ 及 $y=-x$, 其电位均为零。解

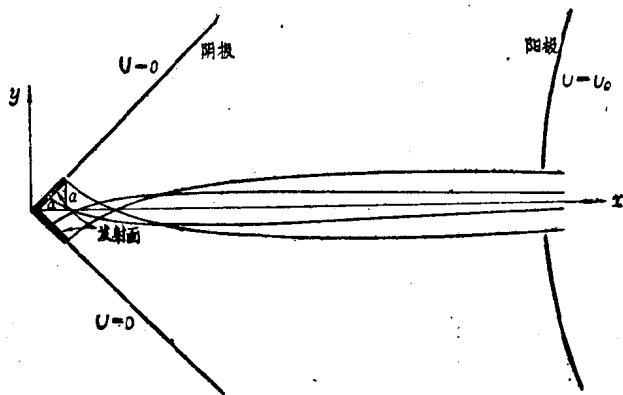


图 1-3 直角平面导体电场中电子轨迹

拉普拉斯方程則得电位分布及电场分布为:

$$U = K(x^2 - y^2), \quad (2-2)$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -\frac{\partial U}{\partial x} = -2Kx, \\ E_y &= -\frac{\partial U}{\partial y} = 2Ky. \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

由此可得电子的运动方程为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= \frac{2eK}{m}x, \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\frac{2eK}{m}y. \end{aligned} \right\} \quad (2-4)$$

此两方程的解为

$$\left. \begin{aligned} x &= A \cosh \omega t + B \sinh \omega t, \\ y &= C \cos \omega t + D \sin \omega t, \end{aligned} \right\} \quad (2-5)$$

式中 $\omega = \left(\frac{2eK}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$, 四个积分常数則需根据初始条件来决定。設有

一电子由导体面出发, 当 $t=0$ 时, 設 $x=y=a$, $\frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} = 0$, 将此条件式代入(2-5)則得

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cosh \omega t, \\ y &= a \cos \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (2-6)$$

这就是 x 及 y 的以 t 为参变量的表达式。消去 t 則結果很复杂, 不必另外求軌道的方程了。

由上式可見电子在 x 方向的速度大致是指数地增大, 而 y 方向的速度則随時間而周期性地变化。电子每周期跨过 x 軸两次, 但跨过 x 軸之点則相距愈来愈远。电子离开 x 軸最大的距离为 a 。

利用这样的电场可以建立帶形的电子束。电子束的厚度虽然不是处处一样, 但始終小于发射面的寬度。

§3. 极坐标中的运动方程

在同轴圆柱形电极(图 1-4) 情况下采用极坐标更为方便。这时建立运动方程必须根据力学上的关系: 运动质点的动量矩随着时间的变化率等于它所受的外力的力矩。

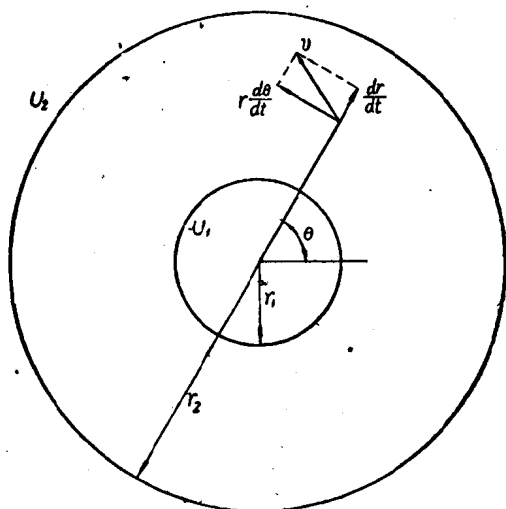


图 1-4 同心圆柱形电极

先考虑径向力。质点所受的径向力有两部分: (1) 由于径向电场 E_r , 及 (2) 质点旋转时所受的离心力。此两力之和应等于电子质量与径向加速度之乘积。即

$$mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - eE_r = m\frac{d^2r}{dt^2}. \quad (3-1)$$

现在再考虑横向的力。此力应等于 $-eE_\theta$ 。根据上述的力学上的关系, 又由于质点的动量矩等于转动惯量 mr^2 与角速度 $\frac{d\theta}{dt}$ 的乘积, 故可写出

$$\frac{d}{dt}\left(mr^2\frac{d\theta}{dt}\right) = -eE_\theta r. \quad (3-2)$$

一般情况下(3-1)及(3-2)两式很难解出,甚而无法解出。但在某些特殊情况下,则很容易解出。例如当 $E_0=0$ 时,则(3-2)式变为

$$mr^2 \frac{d\theta}{dt} = \text{常数}, \quad (3-3)$$

这正是动量矩守恒定律。

在许多情况下不必计算出电子的运动轨迹,但根据动量矩守恒定律及能量守恒定律也可以得出一些重要的结论。

§ 4. 电子在径向电场中的运动

径向电场是两度非均匀电场的一个特例;同时也是应用极坐标运动方程的一个具体实例。

设有两个同轴圆柱,电极内圆柱的半径为 r_1 ,外圆柱的半径为 r_2 ,内外圆柱的电位为 U_1 及 U_2 ,如图 1-4 所示。由静电学可知此两电极之间的电场是径向的;其强度为

$$E_r = \frac{U_1 - U_2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{r}. \quad (4-1)$$

设有一电子以横向速度 v_0 在半径 $r=r_0$ 之处进入此电场。由于电场使电子所受的径向力为 $-eE_r$ 。若在 $r=r_0$ 处此力与惯性离心力 $\frac{mv_0^2}{r_0}$ 大小相等且方向相反,则径向加速度为零,于是电子沿着圆周运动,这时电场强度应为

$$(E_r)_{r=r_0} = \frac{mv_0^2}{er_0}.$$

由于(4-1)故有:

$$E_r = \frac{mv_0^2}{er}. \quad (4-2)$$

若另一电子也在 $r=r_0$ 处进入此电场,但其初速除横向分量

v_0 之外尚具有微小的徑向分量,电子进入电场时的动量矩为 mv_0r_0 ,由于徑向电场的力矩为零,故动量矩守恒。由于电子在徑向的位移,其角速度也随之而变。但此动量矩則始終不变,故得

$$mr^2\frac{d\theta}{dt} = mr_0v_0. \quad (4-3)$$

將(4-2)及(4-3)两式代入(3-1)則得出徑向的运动方程为

$$\frac{r_0^2v_0^2}{r^3} - \frac{v_0^2}{r} = \frac{d^2r}{dt^2}. \quad (4-4)$$

观察此式可得出重要結論:当 $r=r_0$ 时,徑向加速度为零,若 $r>r_0$ 則第二項占优势,于是 $\frac{d^2r}{dt^2}$ 为負。反之若 $r<r_0$ 則第一項占优势,于是 $\frac{d^2r}{dt^2}$ 为正。可見加速度的方向是使电子保持原来的半徑而运动。也就是說 $r=r_0$ 的圓周是个稳定的軌道。

(4-4)式可以近似地解出。設电子离开平衡軌道的距离为 δ ,將 $r=r_0+\delta$ 代入(4-4)式

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d^2\delta}{dt^2} = -v_0^2 \frac{2r_0\delta + \delta^2}{(r_0 + \delta)^3}, \quad (4-5)$$

既然 $\delta \ll r_0$ 上式又可化簡为

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} = -\frac{2v_0^2\delta}{r_0^2}. \quad (4-6)$$

上式的解为 $\sqrt{2}\frac{v_0}{r_0}t$ 的正弦和余弦。即

$$\delta = A\sin\sqrt{2}\frac{v_0}{r_0}t + B\cos\sqrt{2}\frac{v_0}{r_0}t. \quad (4-7)$$

可見只要离开平衡軌道的距离很小,电子运动是由两种方式合成的: (1)角速度为 $\frac{v_0}{r_0}$ 的圓运动及 (2)周期为 $\sqrt{2}\pi\frac{r_0}{v_0}$ 的徑向的簡諧振动。可見初速度除横向分量 v_0 之外尚具有微小徑向分量的电子,在做圓运动的同时还要向外运动。当电子向外运动时其离心力减小,于是电场的徑向力又使电子向着圓心运动。电子回到

半径 $r=r_0$ 处所需的时间为 $\frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{r_0}{v_0}$ 。在此时间内电子所转过的角度为 $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ 或 127° ，不管电子初速度的径向分量大小如何（但比之横向分量 v_0 必须很小）。因此利用径向电场也可以使电子束聚焦如图 1-5 所示。

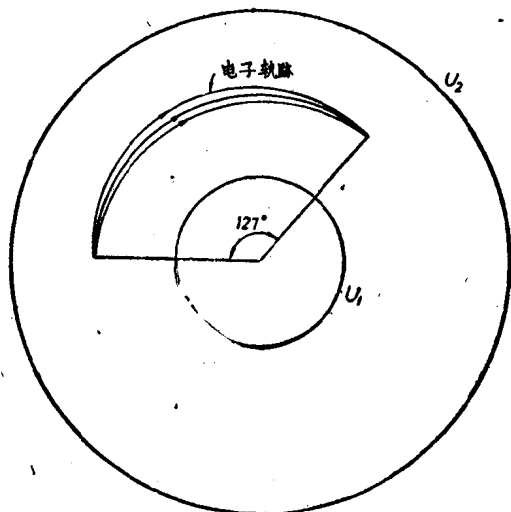


图 1-5 径向电场的聚焦作用

由以上讨论可知，若电子进入电位为 U_1 及 U_2 的同心圆柱电极中时仅具有横向速度 v_0 ，且 v_0 之值为

$$v_0 = \sqrt{\frac{e}{m} \frac{U_1 - U_2}{\ln \frac{r_2}{r_1}}}, \quad (4-8)$$

则电子的轨道为一圆周。若电子除上式所决定的 v_0 之外尚具有微小的径向初速 v_r ，则电子的轨道仍然和圆周近似。以下研究较为普遍的情况，即电子以横向初速 $v_1 \neq v_0$ 进入 $r=r_0$ 处的运动情况。

在此情况下，动量矩 $mr^2 \frac{d\theta}{dt}$ 仍然为常数 $mr_0 v_1$ ，即

$$mr^2 \frac{d\theta}{dt} = mr_0 v_1. \quad (4-9)$$

設 E_r 仍根据(4-2)用 v_0 来表示之, 則徑向运动方程在現在情況下变为

$$\frac{r_0^2 v_1^2}{r^3} - \frac{v_0^2}{r} = \frac{d^2 r}{dt^2}, \quad (4-10)$$

两边各乘以 $2 \frac{dr}{dt}$ 則变为全微分

$$\frac{d}{dt} \left(-\frac{r_0^2 v_1^2}{r^2} - 2v_0^2 \ln r \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2. \quad (4-11)$$

根据初始条件 $\left(\frac{dr}{dt} = 0 \text{ 当 } r = r_0 \right)$ 上式积分后可得

$$\frac{dr}{dt} = \left[v_0^2 \ln \frac{r_0^2}{r^2} + v_1^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4-12)$$

上式又給出重要的結論: 若 $v_1 < v_0$, 則有两个 r 的值使得 $\frac{dr}{dt} = 0$; 其中一个 $r = r_0$, 另一个 $r < r_0$. 例如令 $v_1 = \frac{1}{2} v_0$, 則当 $r = r_0$

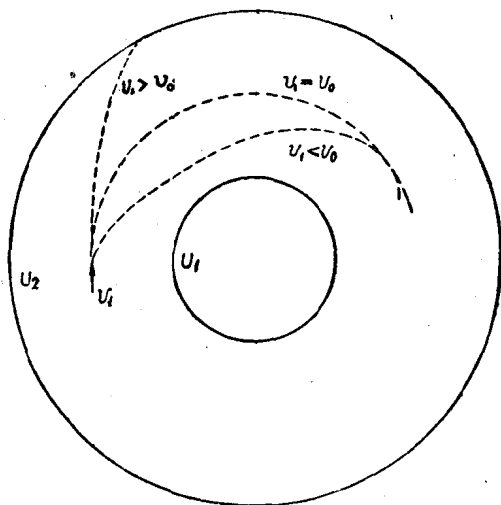


图 1-6 电子在徑向电场中的軌迹

及 $r=0.31r_0$ 时 $\frac{dr}{dt}$ 均为 0。根据式(4-10)可知运动开始时徑向加速度为負,故电子旋轉时向着中心偏轉。到了 r 减小到 $0.31r_0$ 时,則徑向速度变为零,徑向加速度变为正。此后电子旋轉时向外面偏轉直到 r 又回到 r_0 , 总之电子在旋轉的同时,其半徑在 r_0 及 $0.31r_0$ 两极限之間变化如图 1-6 所示。

反过来,若 $v_1 > v_0$, 则当 $\frac{dr}{dt} = 0$ 时, 一个根仍为 $r = r_0$, 另一个根是 $r > r_0$; 这时电子在旋轉的同时,其半徑在 r_0 及此 r 值之間变化。

可見纵然不将运动方程积分,也可得到一些运动軌迹的特点。

§ 5. 电子在磁場中所受的力

电子在磁場中所受的力为

$$F = -evB\sin\theta, \quad (5-1)$$

式中 B 为磁感应密度。若 B 以高斯为单位, e 用电磁单位表示之, v 以厘米/秒为单位, 则 F 的单位为达因。式中 θ 为电子速度 v 与 B 之間的夹角。 F 的方向則与磁場 B 及电子速度 v 均垂直, 并且指向由 v 轉到 B 的右手螺旋前进的相反方向。若以矢量表示之, 則 F 为

$$F = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (5-2)$$

对于任意电荷 q , 它在磁場中所受之力为

$$F = qvB\sin\theta, \quad (5-3)$$

其方向与 v 及 B 垂直, 并且指向由 v 轉到 B 的右手螺旋前进的方向。

磁場对电荷所作用的力与电場迥然不同。只有运动的电荷才受到磁場的作用力; 而且此力与运动的方向始終垂直。由于作用力与运动方向垂直, 所以磁場对电荷并不做功; 因此靜磁場对于运