

微波电子管

岡村总吾著

庄明夫译



人 民 邮 电 出 版 社

マイクロ波真空管

岡村总吾著

共立出版株式会社出版 1955

本書是微波电子管的一个簡要綜述，
前一半是基础理論部分及等效回路，其余
一半介紹現在使用的几种主要微波电子
管。

微波电子管

岡村总吾著 庄明夫譯 吳鴻适校

人民邮电出版社出版

北京茶西区6条胡同13号

(北京市書刊出版業營業許可證出字第048号)

北京市印刷一厂印刷

新华書店發行

*

开本: 787×1092 1/32
印张: 3张 頁數: 52
印刷字數: 73,000 字
印 數: 1—3170 册

1958年4月北京第一版
1958年4月北京第一次印刷
統一書号: 15045.总739—無179
定价: (10)0.50元

73

00

目 录

第 1 章	緒 論	1
第 2 章	电子运动	3
2.1	靜电場中电子的运动	3
2.2	靜磁場中电子的运动	6
2.3	靜电場及靜磁場中电子的运动	7
第 3 章	空間电荷效应	14
3.1	平行平面二極管	14
3.2	圓柱电極二極管	15
3.3	初速的影响	16
3.4	大电子流密度的电子槍	17
第 4 章	随時間变化的电場中的电子运动	21
4.1	平行平面电極間的單个电子的运动	21
4.2	由电子运动产生的电流	22
4.3	由电子流所引起的功率交換	24
4.4	温度限制情形下二極管的电子导納	26
4.5	路威林-皮特生方程式	29
第 5 章	微波电子管的等效电路	38
5.1	平行平面二極管的等效电路	38
5.2	平行平面三極管的等效电路	42
5.3	双腔速調管的等效电路	45
5.4	微波振盪器的等效电路	46
第 6 章	空間电荷波	46
6.1	等离子区振盪	47

6.2	無限扩展的一定速度的电子流的空間电荷波	47
6.3	空間电荷波的一般解	50
6.4	速度調制与聚束作用	52
6.5	空間电荷波的放大作用	55
第 7 章	微波負柵極管	59
7.1	負柵極管在高頻中使用时的困难	59
7.2	縮尺原理	62
7.3	微波負柵極管的实例	64
第 8 章	速調管	66
8.1	双腔速調管的原理	66
8.2	多腔速調管的实例	70
8.3	反射速調管的原理	73
8.4	反射速調管的实例	76
第 9 章	行波管	79
9.1	广义的行波管的分类	79
9.2	行波管的理論	81
9.3	行波管的实例	87
9.4	行波管振盪器和返波管	89
9.5	磁控型行波管及M型返波管	93
第 10 章	磁控管	95
10.1	簡單的振盪理論	95
10.2	振盪頻率	98
10.3	磁控管的实际例子	101

73.66
7421

第 1 章 緒 論

大家知道，微波在現代通信，雷达以及其他方面的应用非常广泛。無疑地，它的發展是同微波电子管的进展分不开的。这种發展是沒有止境的。一直到現在，新型的电子管还不断地出現着。

为此，本書并不打算去詳細討論現有的各种微波电子管，而只是研究这些微波电子管所共有的普遍特性。

到目前为止，我們所知道的主要微波电子管有下面几种：

1)微波二極管、三極管和四極管。

适用于較低頻率的电子管在微波波段工作时，电子的慣性，电極同外部电路的耦合方法都要产生問題。因此在制造这种微波电子管时，特別注意了这些問題。

2)速調管。

在三極管和四極管里，依靠栅極陰極間的电場控制电子流的密度。但由于电子在陰極栅極間的速度慢，电子渡越時間長，因而不能在高頻率使用。这时須用适当的直流电压加速从陰極出来的电子，以便使电子以高速度通过有高频电場的狹隘間隙。

在这种情形下，因为电子速度很大，不能用高频电場的作用使电子返回以达到变化电子流密度的目的，但却能变化电子速度，这就是速度調制。用适当方法使經受速度調制的电子流变换为电流密度变化的电子流，然后与外部电路相耦合，这就是速調管。

3)磁控管。

407857

除了陽極、陰極間的直流電場外，再加一個和它垂直的磁場，由於磁場的作用得到和陽極面平行運動的電子流。依靠這個電子流和裝置在陽極上許多諧振電路的高頻電場的相互作用得到振盪。它的原理和下面的行波管的原理相似。

4) 行波管。

無論三極管或速調管，為了使它能夠在高頻率下工作得很好，電子流必須通過高頻電場很強的狹隘間隙，為了使在狹隘間隙產生強的高頻電場，就得提高綫路的 Q ，這樣就會使頻帶變窄。為了能夠在很寬的頻帶範圍內工作得很好，最好用弱電場，這時必須使電場在長時間內和電子流相互作用，因此可以把電子羣做成長注形狀，並在這電子管內形成具有相速和電子速度相同的電磁場的行波。結果，由於電子流與電磁場的相互作用，電磁場便從電子流取得能量而產生放大作用。這類電子管，除去電子流運動方向和電磁波羣速度的方向相同的普通的行波管外，還有和羣速度相反的返波管或負回授管，以及利用兩個以上速度或密度不等的電子流相互作用的電子波管。

上述微波電子管中共同的問題如下：

- 1) 適當的電子注的形成；
- 2) 電子注與電磁場的相互作用；
- 3) 熱損耗的擴散。

本書將着重討論第二項中電子注與電磁場的相互作用問題。這個理論也完全適用於低頻電子管。只是頻率低時，不必考慮得那樣嚴密。但在微波波段，卻要從本質上來嚴密地進行研究。

第 2 章 电子运动

可以用下面的一些方法来研究微波电子管的作用：研究每一个电子的运动，求出由它在电极上产生的感应电流，然后把所有电子的效果相加；或把电子流看成空间电荷的流动，应用流体力学的方法等。以上两个方法各有利弊。假如采用前者则必须首先讨论电磁场中的电子运动。此外，在形成电子注时也要研究电子运动。本章研究最简单的静电场和静磁场中的电子运动。

2.1 静电场中电子的运动

静电场中的电子运动，可以从下面运动方程式的解求得。

$$\alpha = -\frac{e}{m} E \quad (2,1)$$

式中 α ——表示加速度的矢量，

E ——表示电场强度的矢量，

e ——电子的电荷(1.602×10^{-19} 库)，

m ——电子的质量(9.101×10^{-31} 公斤)。

下面引用一下在微波电子管中会遇到的两、三个例子。

(1) 均匀电场中的运动。

如在图 2.1 中所示，有无限宽的平行平面电极 A、B。电极中的电场是均匀的。在这里面的电子运动，可根据下面方法分析。

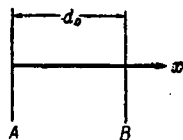


图 2.1

选取 x 轴垂直于电极，则(2,1)式可写为：

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_0 \quad (2,2)$$

式中 E_0 为电极间均匀电场强度。

解上式得：

$$x = x_a + v_a(t - t_1) - \frac{e}{2m} E_0(t - t_1)^2 \quad (2,3)$$

上式中假设了电子在 $t = t_1$ 时，以 v_a 的初速离开电极 A ($x = x_a$)，

当电极 B 的电位低于 A 而电极间电压为 V_0 ，其间隔为 d_0 时：

$$E_0 = \frac{V_0}{d_0} > 0 \quad (2,4)$$

因此电子可能在中途返回电极 A。A 同折返点间的距离 x_{\max} 为

$$x_{\max} = \frac{1}{2} \frac{v_a^2}{\frac{e}{m} \frac{V_0}{d_0}} \quad (2,5)$$

上式说明 $d_0 > x_{\max}$ 时电子会返回 A，但 $d_0 \leq x_{\max}$ 时就会达到 B。在前一种情况下，电子由 A 出发再回到 A 所需的时间 τ 为

$$\tau = \frac{2v_a}{\frac{e}{m} \frac{V_0}{d_0}} \quad (2,6)$$

假如在反射速调管中，由电极 A 出发的电子经受速度调制，以

$$v_a = v_0 + v_1 \sin \omega t_1 \quad (2,7)$$

表示时，返转的电子重新返回电极 A 的时间 t_2 为

$$t_2 = t_1 + \tau = t_1 + \tau_0 \left(1 + \frac{v_1}{v_0} \sin \omega t_1 \right) \quad (2,8)$$

但

$$\tau_0 = \frac{2v_0}{\frac{e}{m} \frac{V}{d_0}} \quad (2,9)$$

(2) 靠近轴的电子运动

在微波电子管中常常要利用长的电子注。这时电子的运动几乎与轴平行。如在圖 2.2 中，以圆柱坐标的 z 轴表示电子的运动方向，所有的物理量都和这个轴对称。假设任意一点的电位为 $V(r, z)$ ，则下面的关系式成立：

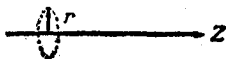


圖 2.2

$$eV = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m \left[\left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right] = \frac{1}{2}m \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right] \quad (2,10)$$

$$m \frac{d^2r}{dt^2} = e \frac{\partial V}{\partial r} \quad (2,11)$$

$$m \frac{d^2z}{dt^2} = e \frac{\partial V}{\partial z} \quad (2,12)$$

又由于

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \frac{d^2r}{dz^2} + \frac{dr}{dz} \frac{d^2z}{dt^2} \quad (2,13)$$

从以上四个式子消去变数 t ，得

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{\left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right]}{2V} \frac{\partial V}{\partial z} \frac{dr}{dz} + \frac{\left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right]}{2V} \frac{\partial V}{\partial r} = 0 \quad (2,14)$$

这是表示电子轨迹的方程式。假如式中的电子在 z 轴近旁，且运动又几乎和轴平行，则：

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 &\cong 0 \\ V(r, z) &\cong V_0(z) - \frac{r^2}{4} V_0''(z) \\ \frac{\partial V(r, z)}{\partial z} &\cong V_0'(z) \\ \frac{\partial V(r, z)}{\partial r} &\cong -\frac{r}{2} V_0''(z) \end{aligned} \right\} \quad (2,15)$$

式中 $V_0(z)$ 表示 z 軸上的电位, 而 V_0' , V_0'' 各表示对 z 的一次和二次微分。

因此, (2,14)式可简化为

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{V_0'(z)}{2V_0(z)} \frac{dr}{dz} + \frac{V_0''(z)}{4V_0(z)} r = 0 \quad (2,16)$$

如果知道軸上的电位分佈后, 解(2,16)式, 就可以求出靠近軸的电子运动。

$$\text{假使軸上的电位是 } V_0(z) = c e^{2kz} \quad (2,17)$$

則得

$$r = A e^{-\frac{k}{2}(1+\sqrt{3}j)z} + B e^{-\frac{k}{2}(1-\sqrt{3}j)z} \quad (2,18)$$

又如果是

$$V_0(z) = c(a+bz)^n \quad (2,19)$$

則得

$$\left. \begin{aligned} r &= A(a+bz)^{m_1} + B(a+bz)^{m_2} \\ m_1 &= \frac{1}{4} [(2-n) + \sqrt{4-3n^2}] \\ m_2 &= \frac{1}{4} [(2-n) - \sqrt{4-3n^2}] \end{aligned} \right\} \quad (2,20)$$

当然以实验方法求出軸上的电位分佈, 再計算电子軌迹也是可能的。

2.2 靜磁場中电子的运动

在均匀靜磁場中运动的电子的运动方程式, 可用下式表示:

$$\mathbf{a} = -\frac{e}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2,21)$$

式中 \mathbf{v} 为速度向量, \mathbf{B} 为表示磁通密度的向量, 如果用 (x, y, z)

的直角座标則:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right) \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right) \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2,22)$$

由于磁場而产生的作用力的方向总是同电子运动方向垂直，因此磁場本身并不能影响电子速度的大小，而只是改变它的方向。

以一定的初速垂直地投射到靜磁場內的电子，因經常受到和运动方向相垂直的具有 evB 的一定大小的作用力，因此它的运动軌跡成圓形。考虑离心力和磁場作用力的平衡，可得曲率半徑 R

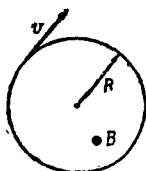


圖 2.3

$$R = \frac{mv}{eB} \quad (2,23)$$

假如这个电子以 V_0 的电压加速后速度变为 v ，那么，

$$R = \sqrt{\frac{2mV_0}{e}} \frac{1}{B} = 3.37 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{V_0}}{B} (\text{m.k.s. 單位}) \quad (2,23a)$$

而旋轉角速度 ω 为

$$\omega = \frac{eB}{m} = 1.76 \times 10^{11} B (\text{m.k.s. 單位}) \quad (2,24)$$

即旋轉角速度和磁通密度 B 成比例，而和电子速度無关。

2.3 靜电場及靜磁場中电子的运动

靜电場与靜磁場同时存在时，电子的运动可用下式表示：

$$\alpha = -\frac{e}{m} [\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \quad (2,25)$$

以 (x, y, z) 的直角坐标表示便为：

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - B_z \frac{dy}{dt} + B_y \frac{dz}{dt} \right) \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial y} - B_x \frac{dz}{dt} + B_z \frac{dx}{dt} \right) \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial z} - B_y \frac{dx}{dt} + B_x \frac{dy}{dt} \right) \end{aligned} \right\} (2,26)$$

以 (r, θ, z) 的圆柱坐标表示則:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= \frac{e}{m} \left[\frac{\partial V}{\partial r} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right) B_z + \left(\frac{dz}{dt} \right) B_\theta \right] \\ 2 \left(\frac{dr}{dt} \right) \left(\frac{d\theta}{dt} \right) + r \left(\frac{d^2\theta}{dt^2} \right) &= \frac{e}{m} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} - \left(\frac{dz}{dt} \right) B_r + \left(\frac{dr}{dt} \right) B_z \right] \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left[\frac{\partial V}{\partial z} - \left(\frac{dr}{dt} \right) B_\theta + r \left(\frac{d\theta}{dt} \right) B_r \right] \end{aligned} \right\} (2,27)$$

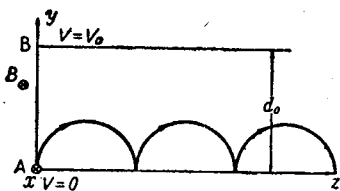


圖 2.4

假設如在圖 2.4 中，在無限大的兩塊板的平行平面電極 AB 間加上 V_0 的电压，同时又加上和電極平行的磁場，它的磁通密度為 B ，求在電極 A 上靜止的电子的运动。

首先应用(2,26)式得

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= 0 \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left(\frac{V_0}{d_0} - B \frac{dz}{dt} \right) \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{e}{m} B \frac{dy}{dt} \end{aligned} \right\} (2,28)$$

求解时考虑起始条件，于是

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{V_0}{\frac{e}{m} d_0 B^2} \left(1 - \cos \frac{eB}{m} t \right) \\ z &= \frac{V_0}{\frac{e}{m} d_0 B^2} \left(\frac{eB}{m} t - \sin \frac{eB}{m} t \right) \end{aligned} \right\} (2,29)$$

上式实际上是圖 2.4 所示的摆綫軌跡。

由于此时 y 方向的最大距离 y_m 为：

$$y_m = 2 \frac{V_0}{\frac{e}{m} d_0 B^2} = 1.138 \times 10^{-11} \frac{V_0}{d_0} \frac{1}{B^2} \text{ (m.k.s. 單位) } (2,30)$$

于是假如临界磁通密度为

$$B_c = \frac{1}{d_0} \sqrt{\frac{2mV_0}{e}} = 3.37 \times 10^{-6} \frac{V_0}{d_0} \text{ (m.k.s. 單位) } (2,31)$$

则当 $B > B_c$ 时， $y_m < d_0$ ，結果电子达不到电極 B ，而沿着同磁場电場垂直的方向前进；而当 $B \leq B_c$ 时因 $y_m > d_0$ ，电子可达到电極 B 。

假設此时向 z 方向投射速度为

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{V_0}{d_0} \frac{1}{B} (2,32)$$

的电子，則从(2,28)式可以看出，这时 y 方向的作用力等于零，因此沒有向該方向的运动。因为这个电子沒有外力作用，它以(2,32)式的速度向 z 方向作等速运动。

下面考虑圖 2.5 所示的在圓柱电極的軸方向上加有均匀磁場的情况。

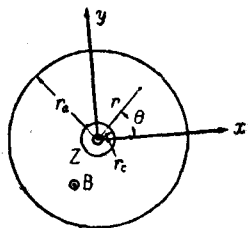


圖 2.5

这时只有 r 方向有电场，而只有 z 方向有磁场，因此 (2,27) 式变成

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= \frac{e}{m} \left[\frac{\partial V}{\partial r} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right) B \right] \\ 2 \left(\frac{dr}{dt} \right) \left(\frac{d\theta}{dt} \right) + r \left(\frac{d^2 \theta}{dt^2} \right) &= \frac{e}{m} B \left(\frac{dr}{dt} \right) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \right\} (2,33)$$

今假设

$$\frac{eB}{2m} = \omega_B \quad (2,34)$$

于是 (2,33) 式的第二式变为

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = 2\omega_B \left(\frac{dr}{dt} \right)$$

因此假设在阴极面 $r=r_c$ 时， $\frac{d\theta}{dt}=0$ ， $\frac{dr}{dt}=0$ ，把上式的两边积分得：

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega_B \left(1 - \frac{r_c^2}{r^2} \right) \quad (2,35)$$

把 (2,35) 式代入 (2,33) 式中的第一式得

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + r\omega_B^2 \left(1 - \frac{r_c^4}{r^4} \right) = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial r} \quad (2,36)$$

解上式便可以求得电子的运动，但除去某些特殊电位分佈的外，很难求出它的一般解。

通常从阴极发射出的电子，当磁场微弱时，由于磁场的作用，它的轨迹如图 2.6 曲线 A 那样被弯曲后达到阳极。磁场逐渐加强到临界磁通密度时，如同图中曲线 B 表示，

电子轨迹和阳极相切。磁场如果再增加，则如同图中曲线 C 表

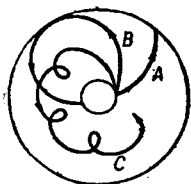


图 2.6

示的，电子达不到陽極，而却在陰極周圍旋轉。

下面讓我們求一求这个临界磁通密度的数值。

由能量的关系，可得

$$\frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] = eV \quad (2,37)$$

若把它代入(2,35)式，可得

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \omega_B^2 \left(1 - \frac{r_c^2}{r^2} \right)^2 = 2 \frac{e}{m} V \quad (2,38)$$

当 $r=r_a$ 时，求出 $\frac{dr}{dt} = 0$ 的条件，这时的磁通密度便是临界磁通密度 B_c 。即

$$r_a^2 \omega_B^2 \left(1 - \frac{r_c^2}{r_a^2} \right)^2 = 2 \frac{e}{m} V_a$$

$$\therefore B_c = \frac{\sqrt{8mV_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_c^2}{r_a^2} \right)} = 6.74 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{V_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_c^2}{r_a^2} \right)} \text{ (m.k.s. 單位)} \quad (2,39)$$

上式表示不管電極电位分佈的情况如何，只要加上陽極电压，临界磁通密度就可以用(2,39)式表示。

通常在磁控管內部存在着一定密度的空間电荷，电位分佈往往和到軸的距离的平方成比例。現在求在

$$\left. \begin{aligned} r_c &\ll r_a \\ V &= \left(\frac{r}{r_a} \right)^2 V_a \\ B &> B_c \end{aligned} \right\} (2,40)$$

情形下的电子的軌跡。这时虽然(2,35)式可以解出，但在这里我們將采取直角座标。并用另外的解法首先求圖 2.5 中 xy 面

内的电子运动，于是(2,26)式变成：

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - B \frac{dy}{dt} \right) \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial y} + B \frac{dx}{dt} \right) \end{aligned} \right\} (2,41)$$

在式中应用 $u \equiv x + jy$, $\bar{u} \equiv x - jy$ 的新的变数，把(2,41)式改写为

$$\frac{d^2u}{dt^2} - j \frac{eB}{m} \frac{du}{dt} = 2 \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial \bar{u}} \quad (2,42)$$

但由于从(2,40)式，

$$V = \frac{V_a}{r_a^2} u \bar{u} \quad (2,43)$$

于是(2,42)式便成为

$$\frac{d^2u}{dt^2} - j \frac{eB}{m} \frac{du}{dt} - 2 \frac{e}{m} \frac{V_a}{r_a^2} u = 0 \quad (2,44)$$

照顾到(2,34)及(2,39)的关系，并假设

$$\omega_c = \frac{eB_c}{2m} \quad (2,45)$$

因此(2,44)式便成为

$$\frac{d^2u}{dt^2} - j2\omega_B \frac{du}{dt} - \omega_c^2 u = 0 \quad (2,46)$$

(2,46)式的解是

$$u = A e^{j\Omega_1 t} + B e^{j\Omega_2 t} \quad (2,47)$$

但

$$\Omega_1 = \omega_B + \sqrt{\omega_B^2 - \omega_c^2} \quad (2,48)$$

$$\Omega_2 = \omega_B - \sqrt{\omega_B^2 - \omega_c^2} \quad (2,49)$$

即

$$\left. \begin{aligned} x &= r_1 \cos(\Omega_1 t + \delta_1) + r_2 \cos(\Omega_2 t + \delta_2) \\ y &= r_1 \sin(\Omega_1 t + \delta_1) + r_2 \sin(\Omega_2 t + \delta_2) \end{aligned} \right\} (2,50)$$

式中 $r_1, r_2, \delta_1, \delta_2$ 是由起始条件所决定的常数，例如若电子以初速 v_0 由陰極的原点出發，則

$$r_1 = r_2 = \frac{v_0}{2 \sqrt{\omega_B^2 - \omega_C^2}} \quad (2,51)$$

圖 2.7 分別表示了 $r_1 < r_2, r_1 = r_2, r_1 > r_2$ 时的电子的軌跡。

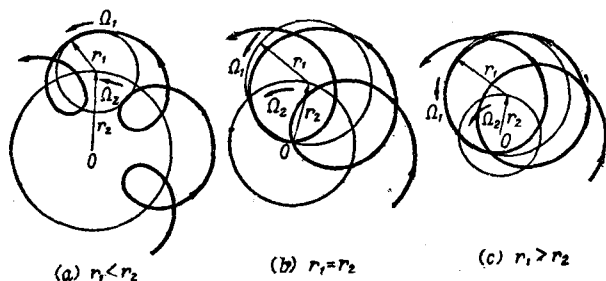


圖 2.7

从这个例子也可以看出电子运动方向同電場及磁場成直角，因此，通常复杂電場和均匀磁場同时垂直存在时，如果磁場很强，电子則大体上在和磁場垂直的面內，沿着等电位綫前进。

假如磁場不与電場直交，則可把電場分解成同磁場平行的与垂直的兩個成分。这样一来，关于垂直面內的运动，就可以应用上述原理。同磁場方向平行运动的电子不受磁場的作用。