

磁控管发射机

磁控管发射机

原
书
缺
页

原书缺页

原
书
缺
页

原书缺页

7366
285

引 言

我国是无綫电的祖国，俄罗斯学者 A. C. 波波夫在 1895 年 5 月 7 日的天才发明奠定了科学技术的新领域——无綫电技术发展的基础。从这个偉大发明之日起，无綫电技术已經历了一段巨大的发展过程。

偉大的十月社会主义革命之后，在我国創造了一切条件，以保証苏联人民創造性活动的全面发展和科学技术的飞跃前进，来促进共产主义建設偉大任务的完成。由于共产党和苏維埃政府的經常关怀和注意，祖国的无綫电事业已經达到了前所未有的繁荣。

在苏联共产党第十九次代表大会关于第五个五年計划的指示中，对苏联的无綫电专家提出了艰巨的任务，要求他們进一步改善无綫电器件，研究重大的科学問題，并把无綫电技术的成就广泛地应用到国民經济的各个领域中。

与发展祖国无綫电技术有密切联系的最重要任务之一，就是研究和設計超高频振蕩器，特别是磁控管振蕩器。

在无綫电广播、无綫电通信在复杂气象条件下对飞机进行导航的設備中，在工业上用的高频淬火及国民經济和技术的其它部門中，超高频振蕩器都有极为广泛的应用。

无綫电台的工作可靠性、通信距离及其它指标在頗大程度上决定于所用的振蕩器，决定于振蕩器的功率、频率稳定性和效率等等。

超高频波段中应用着各种不同类型的振蕩器：普通三极管振蕩器、諧腔四极管、磁控管、調速管和行波管。

在本書中我們所討論的磁控管振蕩器是現代厘米波大功率高频振蕩器的基本类型。厘米波速調管振蕩器由于效率比較低，故主要用在小功率发射机中，或是在接收机中当本机振蕩器使用。

3301996

行波管主要是用作厘米波信号放大器。在分米波段中，从20~30厘米左右开始，为了得到相当大功率的振荡可以用普通的三极管振荡器，或者特制的四极管振荡器——谐振四极管。

在超高频振荡的发生、传输和接收方面，苏联学者和工程师完成了许多重要而新颖的工作，这些工作非常有助于这个波段的顺利掌握。

苏联学者 A. A. 斯鲁茨庚和 Д. С. 斯坦因别尔格在1924年就开始了能够发生超高频振荡的磁控管的早期制造工作。他们成功地获得了功率为1瓦左右的分米波振荡。在1926年这个实验结果公开发表了。

以后，他们又研究出许多磁控管，都能在更短的波段内得到相当大的振荡功率。早在1927年就已经得到了厘米波振荡（7.6厘米）。1930~1937年在 A. A. 斯鲁茨庚领导下研制出在连续振荡状态下功率达25千瓦的磁控管。

1934~1935年在 C. A. 儒斯曼诺夫斯基领导之下创造出分瓣式磁控管，其功率约为1千瓦，工作波长为15厘米。

近代磁控管是多回路振荡器。在大功率振荡器中应用多回路振荡体系的思想最早是由 M. A. 蓬奇·布鲁也维奇提出来的（著作证明书 № 16269, 1929）。他阐述了在反相型（Π-型）振荡状态中，关于类似振荡体系的应用问题。

最早的多腔磁控管是由 Н. Ф. 阿列克谢也夫和 Д. Е. 马里罗夫在1936~1937年制造成功的。这种多腔磁控管可以得到波长为9厘米功率为300瓦及波长为2.6厘米功率为2瓦的振荡。这在当时来说是非常卓越的成就。

近代的多腔磁控管仍然保持了 Н. Ф. 阿列克谢也夫和 Д. Е. 马里罗夫的磁控管的基本构造特点。

在近代多腔磁控管中利用所谓阳极块联接的方法，以保证工作的稳定和提高效率。在多回路振荡器中，这种措施的采用是苏联学者 Г. И. 巴巴特在1942年提出并付诸实施的。

除了目的在于制造厘米波大功率磁控管振荡器的实践工作以

外，苏联专家还进行了大量的理論研究工作，創造了柱形和縫型磁控管的完善的理論。Г. А. 格林別爾格、B. C. 魯科斯科夫、M. T. 格列赫伏依、И. B. 布林涅夫、B. И. 卡里寧等进行了許多具有創造性的研究工作。

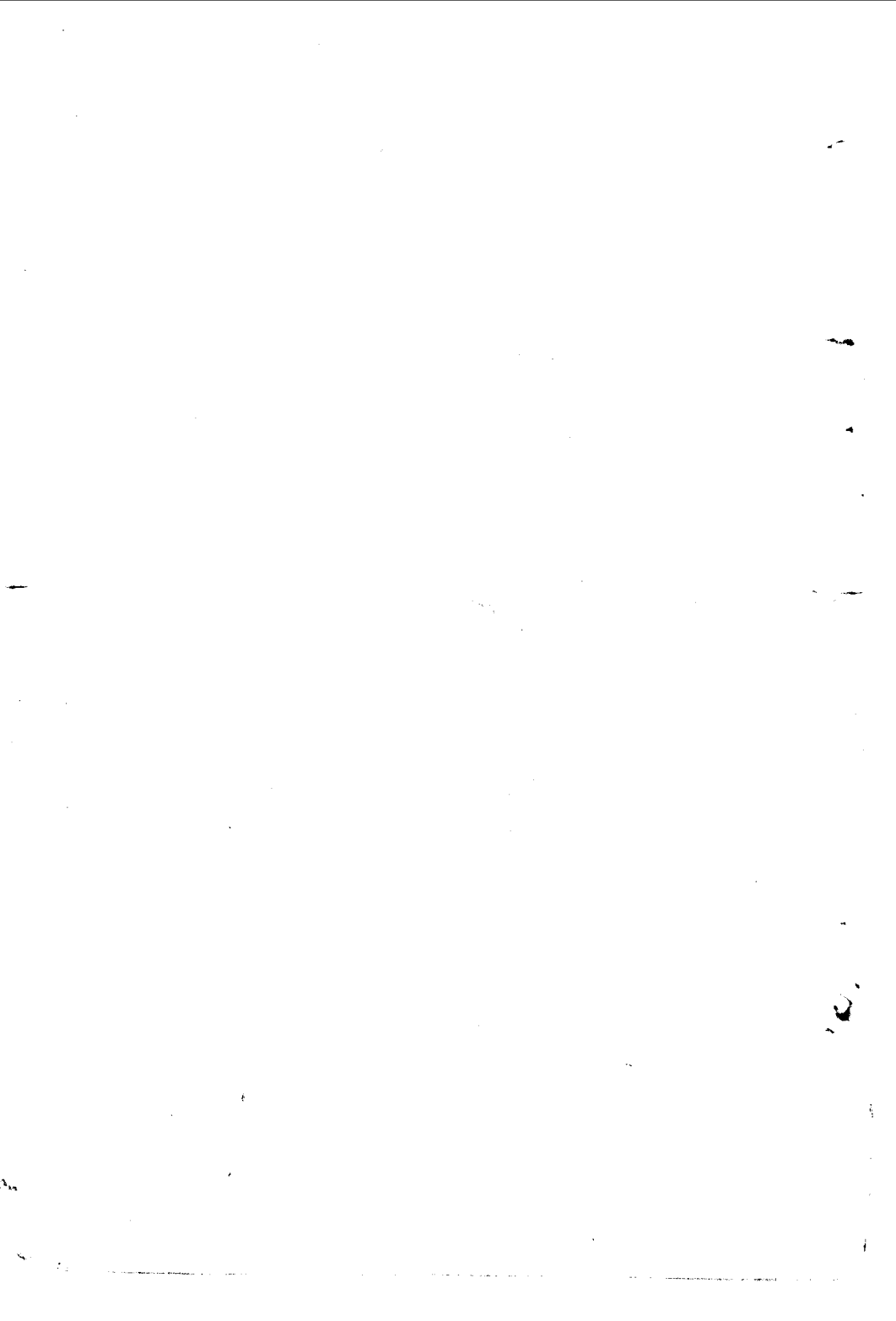
1934年 M. T. 格列赫伏依用极为精密的實驗成功地攝取了电子在分瓣式磁控管中的运动軌迹。苏联科学家 Г. А. 格林別爾格和 B. C. 魯科斯科夫在 1935年 首先作出了在分瓣式磁控管中电子运动軌迹特性問題的精确解答，以此証实了 M. T. 格列赫伏依的實驗結果。

空腔諧振器的實驗和理論方面的研究大大地促进了超高频振蕩技术的急速发展，这种空腔諧振器可用作超高频波段发生器的振蕩体系。

許多新穎的諧振器是由 M. C. 涅依曼在 1937~1938年 提出来的，以后又进行了許多理論和實驗工作。Г. B. 基松科研究出在工程實踐上簡單而又方便的計算不規則諧振器自然頻率的方法，用他的方法也可以計算多腔磁控管的振蕩体系。

超高频技术的发展与脈冲技术的发展有非常密切的联系，譬如：在导航、无綫电通信、特別在雷达技术中都广泛应用脈冲方法，就可以証明这一点。

在 Ю. B. 高布扎列夫领导下建造雷达站以偵測飞机的工作是发展雷达技术并将其付諸实施的重要貢獻，对于超高频振蕩的进一步改善和脈冲技术的发展都有重要的影响。



第一章 磁控管振荡器的工作原理与分类

在各种不同的正弦波振荡器中：如电子管振荡器、速调管和磁控管振荡器等，高频振荡的获得都是电子流与振荡体系交变电场相互作用的结果。电子流是一种能够同交变电场进行能量相互作用的介质。它的作用好像是交变电场与外部直流电源之间的媒介：电子流从外部电源直流电场的能量获得动能，并将动能的一部分付与振荡体系的电场，就使振荡体系维持稳定的振荡过程。

在磁控管内，除去交、直流电场外，还有外部磁铁所产生的固定磁场。以后，我们将要阐明，磁场并不直接影响电子流动能的大小，它的作用仅在于控制电子流。在磁场作用之下，电子流运动的轨迹发生变化，结果使大部分电子流能更有效地同交变电场进行相互作用，以便将自己的动能付与电场。

为了阐明磁控管内高频振荡的激励过程，我们来研究电子流在电场和磁场中运动时的基本特性和振荡体系的某些性质，而振荡体系是与电子流相互作用的交变电场有关。

1. 电子在电场和磁场中的运动

电子在电场中的运动

如所周知，电子在电场中所受的力为：

$$\vec{F}_e = e\vec{E},$$

式中 \vec{E} ——电场强度；

e ——电子的电荷。

因为电子的电荷是负的，因此 \vec{F}_e 的方向总是与电场强度矢量 \vec{E} 的方向相反。

我們研究电子在均匀电场中的运动。假设，矢量 \vec{E} 的方向在 Ox 軸上，在开始一瞬间 ($t=0$)，电子在 $x=0$ 这一点，初速的矢量与矢量 \vec{E} 平行。显然，在給定的情况下，电子将作与 Ox 軸平行的直綫运动。

使質量和加速度的乘积等于作用在电子上的力，則电子的运动方程式为：

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = e\vec{E}, \quad (1.1)$$

式中 m ——电子的質量。

将此方程式积分后，得到下列电子速度方程式：

$$V_x = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} Et + V_0, \quad (1.2)$$

式中 V_0 ——电子沿 Ox 軸运动的初速。

为了求出电子在任何瞬間所在位置的公式，将 (1.2) 式再积分一次：

$$x = \frac{e}{m} E \frac{t^2}{2} + V_0 t + x_0. \quad (1.3)$$

因根据假设，电子是由坐标原点开始运动，故积分常数 $x_0 = 0$ 。

由方程式 (1.2) 和 (1.3) 消去时间 t ，得方程式：

$$\frac{mV_x^2}{2} - \frac{mV_0^2}{2} = exE. \quad (1.4)$$

乘积 xE 决定电子开始位置与最終位置两点之间的电位差 U_x 。

由最后一方程式可看出：电子动能的增量（方程式左边）单值地决定于电子所经历的电位差 U_x 。因此，如果电子的运动方向与作用力相同时（即与矢量 \vec{E} 的方向相反），則电子的速度和动能将在电场能量的影响下增加。如果电子的运动方向与作用力相反，則其运动速度将减低，因为此时电子将自己的动能付与电场。

如电子的初速 $V_0 = 0$ ，则方程式 (1.4) 可变成下式：

$$V_x = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_x} \quad (1.5)$$

(1.5) 式表示电子运动速度与电位差 U_x 的关系。

电子在稳定磁场中的运动

在磁场中运动的电子受到的力，与电子电荷以及速度 \vec{V} 和磁通密度 \vec{B} 的矢量乘积成正比：

$$\vec{F}_m = e(\vec{V} \times \vec{B}) \quad (1.6)$$

如矢量 \vec{V} 与 \vec{B} 之间的夹角为 α ，则作用力的绝对值 $F_m = eVB \sin \alpha$ ，其方向可用“正螺旋”定则来确定：将右螺旋由矢量 \vec{V} 沿最短途径转向矢量 \vec{B} 时，则螺旋沿轴前进的方向就是矢量 \vec{F}_m 的反方向 (e 是负电荷)。

以下讨论几个最简单的例子，说明稳定磁场对电子运动的影响：

1. 电子速度矢量与磁通密度矢量平行，即 $\alpha = 0^\circ$ 或 $\alpha = 180^\circ$ 。这时，力 $F_m = 0$ ，磁场对电子运动没有影响。

2. 电子速度矢量与磁通密度方向垂直， $\alpha = 90^\circ$ (图1, a)。作用于电子的力 $F_m = eVB$ ，其方向与矢量 \vec{V} 、 \vec{B} 的平面垂直。

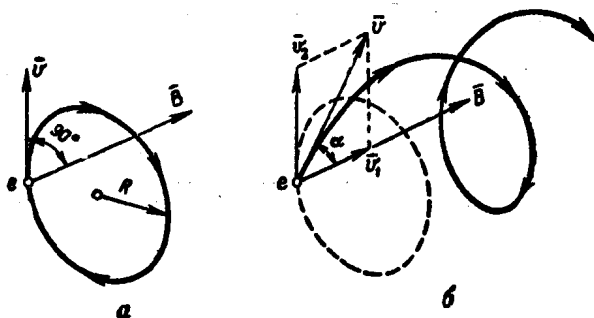


图 1 电子在磁场中的运动轨迹

a—电子速度矢量与磁通密度方向垂直；b—电子速度矢量与磁通密度矢量成 α 角。

这个力在任何瞬間均与速度 \vec{V} 垂直，所以只改变速度的方向，而不影响其大小，电子运动的軌迹为一圓周，半徑 R 可由下列条件决定，因为在每一瞬間，作用力 \vec{F}_m 都与离心力平衡，故：

$$eVB = \frac{mV^2}{R},$$

因此

$$R = \frac{mV}{eB}. \quad (1.7)$$

根据已知的运动速度 V 和半徑 R ，不难求出电子沿圓周回轉的周期和角頻率：

$$T = \frac{2\pi m}{eB}, \quad (1.8)$$

$$\omega = \frac{e}{m} B. \quad (1.9)$$

由既得公式可知，不論回轉周期或角頻率都与电子的运动速度无关，而由磁通密度数值决定。以后就会知道，这个結論对于分析磁控管內的电子过程具有重要意义。

3. 电子速度与磁場方向成任意角度 (图 1, 6)。

这种情形能轉变成以上提过的两种情况，只要将速度矢量 \vec{V} 分解为与磁場方向平行及垂直的两个分量 (\vec{V}_1 与 \vec{V}_2)。这时电子运动的軌迹是一螺旋綫，它的半徑决定于速度 \vec{V}_2 和磁通密度的数值，而螺距则决定于速度 \vec{V}_1 。

由此可知，在任何情况下磁場对电子速度的绝对值都没有影响，亦即恒定磁場对运动电子的作用并不使电子的动能有任何变化。

电子在电場和磁場中的运动

以下討論电子在位于磁場中的平面二极管內的运动 (图 2)。二极管的阳极对阴极而言是正的高电位。

当阳极和阴极的面积比两者之间的距离大得多时，就可以忽略使电场畸变的边缘效应，于是，就可以认为阳极和阴极之间的电场是一个均匀电场。其次假设，阴极附近没有空间电荷，并且电子的初速为零。

如无磁场，则电子逃出阴极之后，就会在电场力的作用下直接向阳极运动，此电场力等于

$$\vec{F}_e = e\vec{E}。$$

电场的方向 \vec{F} 是由阴极指向阳极，即与电场强度矢量相反，因为电子带负电荷。

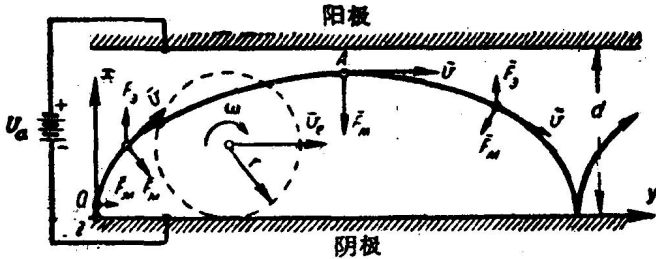


图 2 电子在电场和磁场中的运动轨迹

若除电场之外，在阴极-阳极空间还有一个磁场，那么电子运动的轨迹就不再是直线。假设磁通密度是 \vec{B} ，磁场方向与图面垂直，这时，电子就受到电场和磁场两种外力的作用。

磁场对电子的作用力是：

$$\vec{F}_m = e(\vec{v} \times \vec{B})。$$

在每一瞬间这个力都垂直于磁力线和电子运动速度 \vec{v} 的方向。

以下研究，逸出阴极之后的电子在电场和磁场力的作用下其运动轨迹是如何变化的。

在电子运动的全部过程中，电场力 \vec{F}_e 始终保持不变。但磁场力不但大小要变，而且方向也变。

在开始的瞬间，电子的运动速度还很微小，磁场力 \vec{F}_m 也很微

小(由公式(1.6)可知),电子基本上是在电場力的作用下运动的。事实上可以認為电子速度的方向是沿 Ox 軸的。随着速度的增大,与速度垂直的磁場作用力也增大并使电子偏离直綫 Ox 而运动,由于磁場力 \vec{F}_m 的作用,电子就有了沿 Oy 軸的速度分量,因而运动軌迹发生弯曲。

图 2 給出了在某几个瞬間电子所承受的外力及其速度的方向。由图可知,当电子由 O 点至 A 点运动时,因为电場在这一段軌迹上都有与速度方向重合的分量,故电子受到电場的作用力之后,速度就会不断增加。在电子的全部运动过程中,作用力 \vec{F}_m 的方向总是和速度垂直,而且也是在增加的,但它并不影响速度的大小,仅决定軌迹的曲率。

通过 A 点之后,电子就由阳极折返阴极,这时电場力已成为一制动力,电子在其作用之下,速度开始减小,接近阴极时已非常微小。在运动終了时,电子的动能和开始运动时相等。事实上,这是因为电子能量的变化是由运动始点和終点的电位差所决定,故显而易见,电子在由阴极到阳极的路徑上所获得的全部能量,在返轉运动时,应当消耗淨尽。

現在再更精确地判定电子在电場和磁場中运动的軌迹。

在一般情况下,电場和磁場作用于电子上的力为:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = e[\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})].$$

以矢量形式表示的电子运动方程如下式:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = e[\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})],$$

式中 \vec{r} ——决定电子在空間位置的矢徑。

在直角坐标系中后一矢量方程可变为三个标量方程:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= e \left[E_x + \left(\frac{dy}{dt} B_z - \frac{dz}{dt} B_y \right) \right] \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= e \left[E_y + \left(\frac{dz}{dt} B_x - \frac{dx}{dt} B_z \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e \left[E_z + \left(\frac{dx}{dt} B_y - \frac{dy}{dt} B_x \right) \right]$$

式中 x, y, z ——矢徑 \bar{r} 在座标軸上的投影； $E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$ 是矢量 \bar{E} 和 \bar{B} 在座标軸上相应的投影。

当电场和磁场相互垂直时来分析磁控管中的电子过程具有最实际的意义。

象分析电子在二极管中运动时所假设的一样（图 2），选择磁场方向与垂直纸面的 Oz 轴重合，电场方向与 Ox 轴相反。此时， $B_x = B_y = 0$ ； $E_y = E_z = 0$ ； $E_x = -E$ ； $B_z = B$ ；此外，由方程组（1.10）可见，电子运动的速度矢量总是在纸面上，故 $\frac{dz}{dt} = 0$ 。

于是，微分方程组（1.10）就简化为：

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= e \left(-E + \frac{dy}{dt} B \right) \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -e B \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

解上述方程组，就得到下列测定电子在座标平面上位置的公式：

$$\left. \begin{aligned} x &= r(1 - \cos \omega t) \\ y &= r(\omega t - \sin \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (1.12)$$

式中

$$\omega = \frac{e}{m} B; \quad (1.13)$$

$$r = \frac{m}{e} \cdot \frac{E}{B^2}. \quad (1.14)$$

方程式（1.12）是摆线的解析式，其曲线就是半径为 r 的圆以角速度 ω 作没有滑动的滚动时圆周上一点所形成的轨迹（图 2）。

因此，在所研究的情况中，电子的运动轨迹有摆线的性质。电子平均移动速度 V_e （沿 Oy 轴）与形成摆线的圆的圆心移动速度相等，可由公式 (1.13) 与 (1.14) 求出：

$$V_e = \frac{E}{B} \quad (1.15)$$

现在再阐明：磁通密度的大小如何影响电子运动的轨迹，以及二极管阳极电压恒定时，如何影响阳极电流的大小。为了测量二极管的电流，在外部电源电路中接上一个毫安计（见图3, a）。

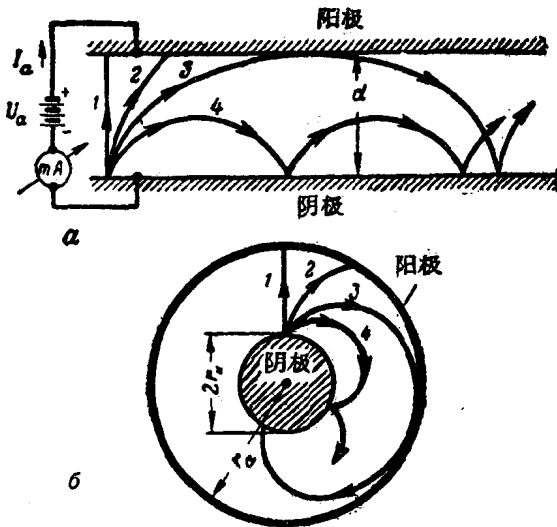


图 3 磁通密度数值不同时电子运动的轨迹
a—在平面二极管中；b—在圆柱形二极管中。

由公式 (1.14) 可见，磁通密度减小时，轨迹的曲率半径就增大，若磁场不存在，逸出阴极的电子以直线的运动轨迹飞向阳极。此时外部回路流通的电流为 I_0 (图4)。

随着磁场强度的增大，电子轨迹开始弯曲，但全部电子还能够打到阳极上，故二极管的电流并不变化。但当磁通密度到达临界值 B_{kp} 的数值之后，绝大部分电子不待抵达阳极即行折返阴