

电子感应加速器

列·馬·阿那尼也夫 著
符·伊·哥尔布諾夫

人民教育出版社



电子感应加速器

列·馬·阿那尼也夫 著

符·伊·哥尔布諾夫

宋鴻国 周寰澄 譯

陈世猷 陈佳洱 校

本书是根据苏联专家列·馬·阿那尼也夫 (Л. М. Апаньев) 和符·伊·哥尔布諾夫 (В. И. Горбунов) 在清华大学講學时的講稿“电子感应加速器” (Бетатрон) 翻譯而成。內容主要是叙述电子感应加速器的工作原理和結構。书中向讀者介紹有关制造各种能量的电子感应加速器的許多具体問題的工程解决办法。

本书可供科学工作者、工程人員及技术物理专业的高年級学生使用。

由于本书叙述上比較深入而淺出，所以对加速器的操縱人員以及在实际工作中利用加速器的各种科学技术領域內的专家也会有所帮助。

电子感应加速器

列·馬·阿那尼也夫 著

符·伊·哥尔布諾夫

宋鴻國 周養澄 譯

人民教育出版社出版 高等學校教材編輯部
北京宣武門內大街27號

(北京市書刊出版業營業許可証出字第2號)

京華印書局印裝 新華書店發行

統一書號 13010·785 開本 850×1168 1/32 印張 10 1/16

字數 237,000 印數 0001—2,000 定價 (6) 50.95

1960年4月第1版 1960年4月北京第1次印刷

序

电子感应加速器是用电磁感应的方法把电子加速到高能量的装置，利用被加速的电子或它所产生的轫致辐射(γ 射线)可以进行很多科学研究工作和国民经济各方面的应用工作。这种加速器目前已经广泛地应用在原子核物理、辐射化学、放射生物、石油勘探和金属探伤等方面。

苏联托姆斯克工学院 (Томский политехнический институт) 是苏联制造电子感应加速器的中心。1958年该校两位加速器专家 И. М. 阿那尼也夫和 В. И. 哥尔布诺夫来中国讲学。为了帮助我国发展原子能事业，专家在总结苏联关于电子感应加速器设计、制造和调整的先进经验的基础上写成这本论述电子感应加速器的专著。我们相信这本书的出版将会对我国加速器工作者有很大的帮助。

清华大学工程物理系

北京大学原子能系

1960年4月21日北京

目 录

序.....	iii
緒論	1
第一章 电子感应加速器的基本工作原理	2
§ 1. 感应加速方法的思想	2
§ 2. 位函数曲线的形状和电子的运动	10
§ 3. 电子感应加速器中电子注入的基本条件, 最大电荷和能量	15
§ 4. 結語	21
第二章 电子感应加速器的电磁铁	25
§ 1. 电子感应加速器电磁铁极間空間参数的确定	26
§ 2. 磁极端面形状的选择及实验选择法	24
§ 3. 电子感应加速器电磁铁的基本技术經濟关系式	41
§ 4. 提高电子感应加速器电磁铁經濟性的几种方法	44
§ 5. 带有槽繞組的电子感应加速器极間空間徑向尺寸的确定	56
§ 6. 电子感应加速器磁导的計算和結構	61
§ 7. 磁导零件的結構計算及制造工艺	73
§ 8. 电子感应加速器电磁铁繞組的計算及結構設計	83
§ 9. 电子感应加速器电磁铁內的能量損耗	92
§ 10. 电子感应加速器电磁铁的发热和冷却	96
§ 11. 电子感应加速器电磁铁零件制造中的缺陷对磁場的影响	105
第三章 电子感应加速器电磁铁的供电电路	112
§ 1. 利用工业頻率或暫頻交变正弦电流的电磁铁繞組的供电电路	114
§ 2. 利用直流励磁的感应加速器的供电电路	124
§ 3. 电子感应加速器电磁铁的脉冲供电	134
§ 4. 脉冲供电线路的設計	148
第四章 感应加速器的电真空系統	154
§ 1. 加速真空盒截面大小的选择	156
§ 2. 加速真空盒的制造	161
§ 3. 加速盒內表面上塗敷导电层	166
§ 4. 电子感应加速器致辐射的强度与加速盒中真空的关系	172
§ 5. 抽气系統与真空測量. 注入器的調节裝置	175

§ 6. 回旋式的电子加速器的注入器	181
§ 7. 电子注入器的阴极	190
第五章 电子感应加速器的电子注入线路	200
§ 1. 对电子注入线路的要求	200
§ 2. 电子注入线路的结构	204
§ 3. 注入线路各元件的计算和设计	212
§ 4. 注入的同步及稳定	229
第六章 偏移电路和由电子感应加速器内引出电子束	243
§ 1. 使电子从电子感应加速器平衡轨道偏移的方法	246
§ 2. 被加速电子偏移绕组与偏移电路的计算	250
§ 3. 由回旋式加速器的加速盒内引出电子束	257
第七章 电子感应加速器调整基础	265
§ 1. 电子感应加速器磁场降落指数的测量及调节方法	266
§ 2. 平衡轨道位置的测量和调节	274
§ 3. 电子感应加速器控制磁场不均匀性的测量	284
§ 4. 电子感应加速器磁场相位不均匀性的修正	298
§ 5. 电子感应加速器的辐射调整	305
参考文献	310

結 論

由于近来原子核物理学蓬勃的发展，要求建造有助于揭示原子和原子核秘密的仪器和设备。

带电粒子加速器就属于这种设备。借助于加速器可把带电粒子、电子、质子、 α 粒子加速到巨大的速度。用经过加速的带电粒子束轰击原子核，根据原子核内所发生的反应的结果可以判断原子核的结构。

带电粒子加速器的应用范围不仅限于原子核物理方面。有几种加速器现在在工业上、医学上、生物学上及其他方面得到了广泛的应用。用感应方法加速电子的一种加速器在工业上用来为巨大的金属部件探伤，在医学上用来治疗癌肿等等。本书就是为讲述这种加速器的设计和构造问题而写的。

第一章 电子感应加速器的 基本工作原理

§ 1. 感应加速方法的思想

用感应法加速电子这一思想是斯列皮安^[1,2]在1922年提出的,这一思想在称为电子感应加速器的加速装置中实际实现是在1940年,当时克尔斯特^[1,2]制造并且开动了第一台电子感应加速器^①。

带电粒子的感应加速原理如下。交变的磁通在其周围空间感生一涡旋电场,电场的力线是闭合的。如果磁场是轴对称的,那么涡旋场的力线就是一些同心圆,同心圆所在的平面与磁场的力线垂直。就是利用这一电场来加速电子。电子的运动轨迹也是用产生加速电场的那同一交变磁场来控制的。这样,在电子感应加速器中,电子沿着与涡旋电场中的一条力线相重合的圆周而运动,而在转过大量圈数时就可以得到很大能量。为此必须保证电子能在某一半径的轨道上做稳定运动。

在由发现加速原理时起,到第一台加速装置制成时止,这个将近二十年的时间内,为证明用涡旋电场加速电子的可能性所进行的尝试不止一次,尝试的结果都失败了。其主要原因是缺乏令人满意的关于电子在电子感应加速器中进行稳定运动的理论。只是在很多研究工作者得出了维持稳定运动所必需的基本要求以后,制造感应式加速器才成为现实。

在最近15—20年间所做的理论工作,基本上是研究电子俘

① 方括号内数字表示书末所附参考文献的号码。

获加速的問題。大量的理論和实验研究工作虽然增加了我們的知識,但是还未能得出一个能够完全描写俘获过程的严格理論。

在已发表的文章中还没有一个理論能够较为滿意地解釋至今所积累的丰富实验材料。很多作者提出的假設不能包括所有問題,有时甚至連定性地与实验符合都做不到,有时甚至与实验相矛盾。

对俘获过程所做的实验研究确定,依在电子感应加速器加速盒內的加速电流大小的不同,会出现性質不同的电子俘获加速机构。加速电流小的俘获机构能相当好地用单电子俘获理論来解釋,这一理論不考虑束內电子間的相互作用。

实验証明,大电流加速粒子束的俘获机构应该考虑被加速电子間的庫倫作用和磁作用以及一些其他因素。

由电子感应加速器的工作原理可以得出,单个电子在电子感应加速器中的运动由随時間交变的磁場及渦旋電場的力决定。电子在任意电磁場中所受的力,(即所謂羅倫次力)由下面公式决定:

$$\mathbf{F} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right). \quad (1.1)$$

这一公式考虑到了以速度 $\mathbf{v}$ 在磁場强度为 $\mathbf{H}$ 的磁場中运动的电子所受的磁場作用力以及場强为 $\mathbf{E}$ 的任意電場对电子的作用力。量 e 和 c 分别表示电子的电荷及光在真空中的速度。

在研究单个电子运动时,假設在加速空間內除了被加速电子外,不存在任何其他电荷或其中存在的电荷的電場很小,可以忽略其影响。这样,在单个电子在电子感应加速器中运动这一情况下 $\mathbf{E}$ 就是渦旋電場强度。

最好是用軸对称的磁場来控制电子的运动。如果这个磁場随時間改变,那么它所感应的渦旋電場的力綫就是一些同心圓,这些圓的軸綫与磁場的对称軸重合。要使电子运动軌迹与電場的一根

力线重合就要求磁场随电子能量的增加而同步地上升,同时磁场应该是轴对称的。

研究电子在坐标轴为 r, z, θ 的柱坐标系中的 θ 方向运动时方程式(1.1)可以通过磁场及涡旋电场的相应分量来表示:

$$F_{\theta} = \frac{d}{dt}(mrv_{\theta}) = -er \left[E + \frac{1}{c} (v_z \cdot H_r - v_r \cdot H_z) \right] \quad (1.2)$$

这个式子所包括的电子质量 m 是相对论性质量,它与电子的静止质量 m_0 的关系由相对论中的已知公式

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

决定,而

$$\begin{aligned} v_{\theta} &= r \frac{\partial \theta}{\partial t} = r\dot{\theta}, & v_z &= \frac{\partial z}{\partial t} = \dot{z}, \\ v_r &= \frac{\partial r}{\partial t} = \dot{r}, & v^2 &= (r\dot{\theta})^2 + \dot{z}^2 + \dot{r}^2 \end{aligned}$$

是电子速度 v 在各坐标轴上的投影。

半径为 r 的力线上的电场强度 E 的大小由这个圆内的磁场随时间的变化速度决定:

$$E = -\frac{r}{2c} \cdot \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial t}, \quad (1.3)$$

其中 $\bar{H}_z = \frac{\bar{B}_z}{\mu} = \frac{\Phi}{\mu \pi r^2}$ 是平均磁场强度。

磁场分量 H_r 及 H_z 可以通过平均磁场强度 $\bar{H}_z$ 来表示,为此利用下式:

$$\operatorname{div} H = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot H_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial H_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial H_r}{\partial z} = 0$$

及

$$\bar{H}_z = \frac{2}{r^2} \int_0^r r H_z dr$$

由此出发经过不很复杂的变换我们得到:

$$H_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial z}, \quad H_z = \bar{H}_z + \frac{r}{2} \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial z}. \quad (1.4)$$

考虑到(1.3)和(1.4)式可将方程(1.2)写成:

$$\frac{d}{dt}(mr^2\dot{\theta}) = \frac{e}{2c} \frac{d}{dt}(r^2\bar{H}_z). \quad (1.5)$$

把得到的这一方程积分求解, 得出的解答可以决定电子速度与平均磁场强度 $\bar{H}_z$ 及电子轨道半径的关系:

$$mr^2\dot{\theta} - \frac{e}{2c} r^2\bar{H}_z = \mathcal{D}_1, \quad (1.6)$$

积分常数 $\mathcal{D}_1$ 是电子在半径为 r 的轨道上运动时电子的动量矩与加速电场给与电子的动量矩之差。当 $\mathcal{D}_1 > 0$ 时电子轨迹的形状是收缩螺旋线, 在 $\mathcal{D}_1 < 0$ 时是扩张螺旋线。如果等式右边等于零 ($\mathcal{D}_1 = 0$), 则电子动量的变化规律与平均磁场强度的变化规律一致, 那么电子轨道半径保持不变。

由(1.6)式可以求出电子切向速度的大小

$$v_\theta = \frac{e}{mc} \left[\frac{r^2\bar{H}_z}{2} + \mathcal{D} \right], \quad (1.7)$$

常数 $\mathcal{D} = \frac{e}{c} \mathcal{D}_1$ 正比于电子的动量矩并且决定于电子运动的初始条件。

电子在电子感应加速器中运动的开始阶段电子的能量还很小, 此时可以不考虑电子的质量与其能量的关系的相对论性效应而可以利用经典力学的方程来计算电子的动能。

采用这些限制并考虑到(1.7)式, 电子的动能 W 可由下式决定:

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{2m} \left[\frac{r^2\bar{H}_z}{2} + \mathcal{D} \right]^2. \quad (1.8)$$

如果一物体处于力場中，也即如在所处空間各点上作用在物体上的力只与物体的位置有关，那么对于这物体，能量守恒定律可以写成如下形式： $W = V_m + h$ 。其中 V_m 是力場中該点处的位能，而 $h = \frac{mv_0^2}{2} + V_{m0}$ 是决定于物体的初始位置和初始速度 v_0 的常数。在特殊情况下当 $v_0 = 0$ 时，如适当选择坐标原点可使 h 等于零。此时 (1.8) 式就是在电子感应加速器中加速的电子的能量守恒定律的表达式，而且这个式子的右边部分确定电子所处的那一力場的位能。最后这句话的講法不完全精确，因为在电子感应加速器中作用在电子上的力不仅与电子的位置有关而且随時間而变化，这一点与力場的定义是矛盾的；不过，在某些条件下力場的概念对电子感应加速器来講也是正确的。

的确，电子在現在的加速器中的运动速度很高，就是在加速开始阶段，电子沿軌道的旋轉時間(轉一圈)也是以十分之几和百分之几微秒計算的。而場和力的变化速度却慢得多，它們的变化速度是以磁場及与磁場相联系的渦旋电場的变化周期来表征的。在大多数工作的电子感应加速器中磁場变化的周期都是百分之几秒，在极限情况下达千分之几秒。因为电子在电子感应加速器中轉一圈甚至几十圈时电磁場的状态改变极小，所以由(1.8)式所定义的力函数是这电磁場的准位函数。

这样，电子在电子感应加速器中是在一个准位場中运动，这一准位場由下面这一函数描写：

$$V_m = \frac{e^2}{2mc^2} \left[\frac{\frac{r^2 \bar{H}_z}{2} + \mathcal{D}}{r} \right]^2. \quad (1.9)$$

由理論力学已知，位場的力在各坐标軸上的投影等于取負号的位能对各相应坐标的偏导数。

普遍說来，被加速电子的質量 m 是相对論性的，就是随电子能

量的增加而改变。但是,在 V_m 是准位函数这一段时间里,电子的质量 m 可以算作常量。

考虑到上面几点,利用(1.9)式,电子的运动在 r 和 z 方向的分量可以表成:

$$F_r = \frac{d}{dt}(m\dot{r}) = -\frac{e^2}{2mc^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\frac{r^2 \bar{H}_z}{2} + \mathcal{D}}{r} \right]^2 \quad (1.10)$$

$$F_z = \frac{d}{dt}(m\dot{z}) = -\frac{e^2}{2mc^2} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\frac{r^2 \bar{H}_z}{2} + \mathcal{D}}{r} \right]^2 \quad (1.11)$$

得出的这两个方程式可帮助我们来分析电子在电子感应加速器中的运动情况并确定电磁场应该满足那些条件才能做到使电子在整个加速周中的运动是稳定的。

首先用准位函数的概念来描写电子感应加速器中所发生的过程的是阿·莱赫曼和切利^[1,3],后来他们研究工作的主要结果在B.H. 罗季莫夫^[1,12]和П.А. 切尔丹采夫^[1,3]及其他人的研究工作中^[1,6]发展了。

求电子稳定运动的条件归结为求在 r 轴方向及 z 轴方向上准位函数(1.9)的最小值。应用叠加法可以把电子在这两个方向上的运动看作是互相独立的,同时注意到在能使准位函数在 r 及 z 方向上有最小值的那一个空间点上,电子在 r 方向及 z 方向上的稳定运动条件应同时满足。

二个变量的函数在某一点存在极小值的条件为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_m}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial^2 V_m}{\partial r^2} > 0; \quad \frac{\partial V_m}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial^2 V_m}{\partial z^2} > 0; \\ \frac{\partial^2 V_m}{\partial r^2} \cdot \frac{\partial^2 V_m}{\partial z^2} - \left(\frac{\partial^2 V_m}{\partial r \partial z} \right)^2 > 0. \end{aligned} \quad (1.12)$$

在 r 轴方向上对位函数进行研究,可以确定这一函数的最小

值位于由下面条件所决定的半径上:

$$H_z - \frac{\bar{H}_z}{2} - \frac{\mathcal{O}}{r^2} = 0. \quad (1.13)$$

此时要求在这一半径区域满足下面形式的不等式:

$$-\frac{r}{H_z} \frac{\partial H_z}{\partial r} < 1. \quad (1.14)$$

当 $\frac{\partial \bar{H}_z}{\partial z} = 0$ 或 $H_r = 0$ 的面满足下面的不等式

$$-\frac{r}{H_z} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z} > 0 \quad (1.15)$$

时, 在 z 轴方向上位函数的最小值就位于这个面 ($\frac{\partial \bar{H}_z}{\partial z} = 0$ 或 $H_r = 0$) 上。

这样, 电子在电子感应加速器中能做稳定运动的位置是在磁场分量 $H_r = 0$ 的面上, 而且这个面应满足下式:

$$0 < -\frac{r}{H_z} \frac{\partial H_z}{\partial r} < 1, \quad (1.16)$$

同时, 做稳定运动时轨道的半径由(1.13)式决定。

我们所得到的这些电子稳定运动的条件基本上是由磁场的空间分布情况决定的, 根据这些条件可以提出对电子感应加速器磁场的要求。

在分析电子在 θ 方向上运动的方程式(1.6)时曾经确定, 只有在 $\mathcal{O} = 0$ 时电子运动的轨迹才会是一个半径不变的圆。

由准位函数 V_m 在 r 轴方向上存在极值的条件(1.14)看出, 此时

$$H_z = \frac{\bar{H}_z}{2}. \quad (1.17)$$

这就是有半径不变的轨道存在的条件, 这个条件最初是由维得洛厄^[1.1]提出的, 后来被称做“电子感应加速器关系式”或“2:1

关系式”，这关系式表示在电子感应加速器中在半径为一常数的轨道上各点处的磁场强度在任何时刻都应该等于轨道内部平均磁场强度的一半。

满足电子感应加速器关系式的轨道称为平衡轨道，而其半径称为平衡轨道半径。

为了使电子能长时间地稳定地在平衡轨道上运动，除 2:1 关系外，还必须满足条件(1.16)，这个条件在引入一个新的量“ n ”以后可以写成如下形式：

$$0 < n = -\frac{r}{H_z} \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\partial \ln H_z}{\partial \ln r} < 1. \quad (1.18)$$

我们来研究平衡轨道附近部分的磁场，当我们把 H_z 和 r 的对数的微分转换为很小的有限增量时，可以得到：

$$H_z = H_{0z} \left(\frac{r_0}{r} \right)^n, \quad (1.19)$$

其中下标“0”表示在平衡轨道上的参量。

这样，为满足位函数极小值存在的条件(1.18)电子感应加速器中的磁场应该随半径加大而减小。(1.18)和(1.19)式所包含的量“ n ”称为“磁场降落指数”或“磁场对数梯度”。

在普遍情况下量 n 是半径的函数，但是对大多数实际计算都假定 n 与半径无关。在我们所研究的磁场区域内与平衡轨道的距离越小，这一假定越准确。

我们可以利用(1.17)及(1.19)式把对电子感应加速器的磁场的要求具体化，这些要求在本节开始时是归结为要求在电子感应加速器中存在一个轴对称的随时间交变的磁场。

如果在电子感应加速器中从 0 到 r_0 磁场按(1.19)的规律随半径而变化，那么在平衡轨道圆周内的平均磁场强度可求出如下：

$$\bar{H}_{0z} = \frac{2}{2-n} H_{0z}.$$

也即平衡轨道内的平均磁场强度与平衡轨道上的磁场强度之比小

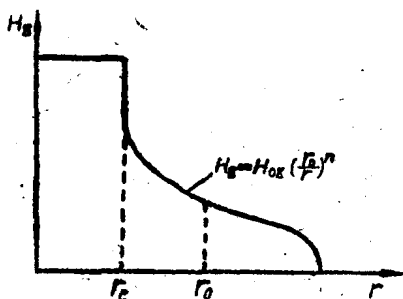


图 1.1

于 2, 因而, 如果磁场如此分布, 那么电子感应加速器关系式就不满足。为了使 2:1 关系能在平衡轨道上成立, 应该假定在半径小于 r_0 的地方磁场按照与我们前面所找到的 (1.19) 式不同的规律变化。

在图 1.1 上画出了磁场沿半径必须如何分布的曲线。

当磁场为沿半径降落的场时磁场力线的形状就自动地使位函数在 z 轴方向上有极小值存在的条件得到满足。

这样, 为了使电子能在电子感应加速器中稳定地运动, 必需有一个随时间交变、轴对称的磁场, 并且这个磁场在加速电子的区域内应该按常数/ r^n 的规律随半径的变化而变化。同时在 $r < r_0$ (r_0 以后再定) 时磁场应该比按公式 (1.19) 所算出的数值大。

§ 2. 位函数曲线的形状和电子的运动

在电子感应加速器中被加速电子的初始能量是在电子枪 (注入器) 中得到的。这一能量主要由常数 φ 的数值决定。

前面已证明, 为了使电子在平衡轨道上运动, 必须使 $\varphi = 0$ 。换句话说, 注入器给予电子的动量矩应该等于一个假想的电子的动量矩, 这个假想电子是由平衡轨道上一点开始运动并且以后不离开平衡轨道而继续加速。很显然, 实际上满足从平衡轨道上一点开始运动这一要求是不可能的, 因为当注入器位于半径 r_0 上时, 电子从枪中飞出转了一圈以后就会碰到枪的背面。因而, 电子源不应该位于平衡轨道上, 而要在平衡轨道旁。如果枪这样安置, 电

子从枪里出来到平衡轨道就必须走过一段路程，这段路程相当于从注入器到平衡轨道的距离，即电子应该具有附加能量。

在电子感应加速器中的位场里能加速的电子数目的大小以及能否加速初始能量不同的各种电子不仅决定于位函数是否有极小值，而且也决定于在位函数附近位能壁垒的高度。位能壁垒越高，就会有数目越多及初始能量相差越大的电子能够处于这一极小值区域内——位阱中。因此，我们不仅要知道位函数极值点的位置，而且要知道曲线变化的全部过程。

图 1.2 表示一个具有既定参数的电子感应加速器在各种 φ 值时的位函数在 r 轴方向上的变化情况。由图上所画的位能函数曲线族可以看出，随着 φ 的绝对值的改变曲线的变化过程，特别是位阱的形状会有很大的变化。随着 φ 的绝对值的增加，位阱越来越平，而且位阱的极小值也沿半径移动。位能壁垒的高度——位函数的“峰”也改变。根据 φ 的符号的不同或者是右垒升高或者是左垒增高。

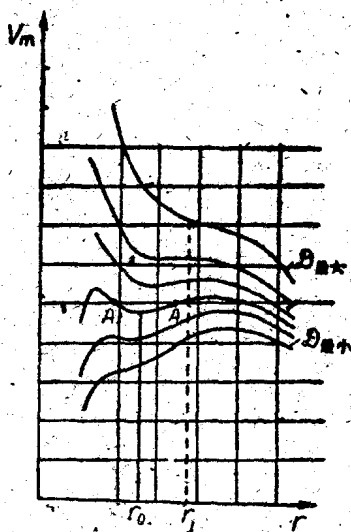


图 1.2

对于 $\varphi = 0$ 的电子位阱形状最为对称。在这条曲线上的极小值处给出平衡轨道的位置。

我们把在这个位函数极小值附近运动而能量不超过位垒高度的电子称为零电子。很明显，对于零电子 $\varphi = 0$ 。

如果位于零位阱中的电子所具有的总能量大于位函数的极小值，但小于任一位垒的高度，那么这样的电子就好像处于一种悬浮