

电子管的理論和 計算基础

下 册

В. И. 格拉瓦涅夫斯基著

林德云譯

張克潛校

人 民 教 育 出 版 社

电子管的理論和計算基础

下 册

3. И. 格拉瓦涅夫斯基著

林 德 云 譯

張 克 潛 校

人 / 民 / 教 育 出 版 社

本书系根据苏联专家 $\Theta.И.$ 格拉瓦涅夫斯基 ($\Theta.И. Граваневский$) 在清华大学讲课所用的讲义翻译而成。

全书分上下册出版。下册除绪论外共分五章，前四章叙述注型超高频管电子学问题，最后一章叙述参量放大器的基本原理。

本书可作为高等学校电真空专业有关课程的教学用书，对从事超高频管工作的科学研究人员及工程技术人员亦有参考价值。

电子管的理论和计算基础

下 册

$\Theta.И.$ 格拉瓦涅夫斯基著

林德云译

张克潜校

北京市书刊出版业营业许可证出字第2号

人民教育出版社出版(北京景山东街)

人民教育印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 K15070·1130 开本 850×1168 $\frac{1}{32}$ 印张 14 $\frac{2}{16}$ 插页 1

字数 320,000 印数 1,801—2,800 定价(7) 1.00

1964年1月第1版 1964年12月北京第2次印刷

下册目录

緒論	1
第一章 超高频器件中电子注的形成	7
§ 1. 电子枪	9
§ 2. 在纵向均匀磁场中电子注的聚焦	28
§ 3. 电子注的周期磁场聚焦	43
§ 4. 在轴对称的电场和磁场中聚焦的各种条件	51
§ 5. 电子枪和漂移空间聚焦场的匹配	61
§ 6. 其他类型的电子注聚焦方法綜論	70
第二章 超高频管的振荡系統	83
§ 1. 諧振腔	83
§ 2. 超高频器件的波导系統	105
§ 3. 鎢式慢波系統	148
§ 4. 用微扰法測量慢波系統的參量	187
§ 5. 慢波系統參量的選擇	195
第三章 速調管的某些理論問題和計算問題	199
§ 1. 双腔速調管中多級群聚时电子电流脉冲的形成,放大速調管的參量	199
§ 2. 大振幅下計算速調管中电子現象的特点	218
第四章 行波管中的現象	227
概述	227
§ 1. 作为傳輸綫的电子注(电子注中电流密度波与速度波)	230
§ 2. 靠近导体表面的电子注	241
§ 3. 电子注和行波場的相互作用	251
§ 4. 行波管方程的研究(小信号放大)	260
§ 5. 螺旋綫型行波管的空間电荷參量和增益參量	274
§ 6. 計算小信号行波管的关系式	284
§ 7. 行波管中非綫性現象的基础	290
§ 8. 电子注中的电起伏和行波管的噪声系数	306
§ 9. 返波管	338
§ 10. 电子波管	353
§ 11. “M”型行波管和返波管	363

DL30/25

§ 12. 利用等离子区放大电子注中的振荡·····	386
第五章 半导体二极管超高频参量放大器·····	404
§ 1. 一般理論問題·····	404
§ 2. 半导体二极管中能量轉換和电容調制的机理·····	407
§ 3. 选择信号频率和泵浦频率之間关系的原则·····	411
§ 4. 参量放大器的各种系統和实验結果·····	415
§ 5. 双迴路参量放大器的放大系数, 通頻带和噪声系数·····	425
§ 6. 行波型参量放大器·····	431
参考书刊·····	439

緒 論

当前无綫电物理中許多技术部門的发展都取决于超高频电子学的发展,属于这些技术部門的如电视、无綫电定位(雷达)、无綫电导航、多路通信、无綫电中继通信以及其他許多应用无綫电技术的重要領域。

只有在技术上掌握超高频频段,特别是在工业上能够制造频率在30兆赫到 3×10^4 兆赫之間的接收放大管和振荡管以后,上述的无綫电技术領域才能順利地发展。

目前正在研究和寻找那些产生和接收毫米波和亚毫米波(即频率在 3×10^4 到 3×10^6 兆赫範圍內的波)的方法。

掌握新的更高频率波段的必要性主要决定于下列原因,即随着波长的縮短,实现具有小尺寸銳定向天綫系統的寬頻帶多路通信的可能性就增加。

超高频频段还可以再分成以下的分段:米波、分米波、厘米波和毫米波波段。目前,用电子管在上述波段所能产生的功率电平,如下表所示。

波 段 (米)	頻率范围(兆赫)	連續功率(千瓦)	脉冲功率(兆瓦)
米波 10—1	30—300	500	10—50
分米波 1—0.3	300—1000	10—50	10—50
厘米波 0.3—0.01	1000— 3×10^4	0.1—10	0.2—30
毫米波和亚毫米波 10^{-2} — 10^{-4}	3×10^4 — 3×10^6	0.1(波长 8—4 毫米)	20×10^{-3} — 200×10^{-3} (波长 8—4 毫米)

大多数获得无綫电波段的电磁振荡的方法是以将直流电能量变换成交变电能量为基础的。实现这种变换的原理,是在空間形成非均匀分布的运动粒子(电子群),并使这种电子群对空間交变电磁场发生作

用。电磁振荡的频率决定于粒子和静止观察者所观察到的场的相互作用过程的周期性。形成电子群相互作用的集中电磁场的谐振系统（或色散系统），其尺寸随波长的缩短而减小。因此随着波长的缩短，制造大功率振荡器就越来越复杂。与此同时，低噪声放大管的制造也越加困难了。

电子器件的理论和计算是以电动力学的以下几个专门部分为基础的。

1. 空间电荷密度大的电子流的电子光学。这里所研究的问题是设计用以形成和维持不同截面形状的长电子流的系统（这种理论应用在电子枪和聚焦系统的设计中）。

2. 电磁空腔系统（谐振腔）和周期结构（如螺旋线、梳形系统等）的电动力学。这里要研究这些系统的谐振特性和色散特性，它们的能量损耗，它们和电源及负载的耦合和匹配问题（这种理论应用在振荡系统和能量输入与输出装置的设计中）。

3. 电子流和谐振腔或周期结构中的电磁场相互作用的理论。这里所研究的是：电子流在恒定场和交变场中的运动问题，电子群的形成以及它们和交变场相互作用的问题（这种理论用来解决有关提高各种超高频器件的效率的问题）。除了上面所指出的在超高频器件的理论和计算中三个新的基本问题以外，在制造超高频器件时，所有在制造普通波段电子管时所碰到的全部技术问题仍然存在。这些一般性问题包括：

- (1) 脉冲状态和连续状态下高效率阴极的制造；
- (2) 高效率的冷却系统的制造；
- (3) 获得具有最佳电流分配的结构；
- (4) 在零件加工和装配中，零件尺寸精确度的保证；
- (5) 提高结构的牢固性和可靠性。

满足这些对电子管提出的一般要求所碰到的困难也是随着激发波

长和接收波长的縮短而增加的，波长縮短的主要原因也在于电子管各部分尺寸的縮小。

在 1940 年以前，用来产生和放大无綫电振蕩的电子管还只有靜电控制阴极前的空間电荷这一种类型（这类电子管已在本书的上册討論过）。属于这类器件的有三极管，四极管，五极管和其他具有控制柵极的管子。

1935 年苏联列宁格勒物理技术研究所的学者阿尔謝也娃 (Арсеньева) 和海尔 (Heil) 提出并闡述了制造以电子的速度調制和随之而来的群聚为基础的現代速調管振蕩器的原理（見 *Zeitschrift für physik* 1935 年, B95, 752 頁）。与控制电子流的新原理发展的同时，在三十年代中应用諧振腔和波导式的新型振蕩系統的技术和理論也开始迅速地发展起来。随之出現了第一批双腔速調管振蕩器和放大器，这些器件兼用了新的电子流控制原理和諧振特性优良（品质因数很高， $Q > 10^3$ ）的諧振腔。第一批渡越式速調管的設計者是美国瓦里昂 (Varian) 兄弟（見 J. A. P. 1939 年, N. 10, 321 頁），苏联薩維里耶夫 (Савельев) 和杰維特柯夫 (Девятков)（見 Ж. Т. Ф. 1940 年和 1941 年 T. 10 和 T. 11）。

第一批双腔速調管（波段为 10—15 厘米）的效率較低（約 10%），功率放大系数約为 10。由于第一批渡越式双腔速調管的調諧比較复杂，且功率不大，效率和增益較低，故其应用受到較大的限制。

在苏联，在邦奇-布魯耶維奇教授領導的實驗室里，研究人員阿列克塞耶夫 (Алексеев) 和瑪里亞罗夫 (Маляров) 首先研究出金屬（銅）阳极块的多腔磁控管（見 Ж. Т. Ф. 1940 年第 1297 頁）。这种类型的振蕩管奠定了已获得在技术上广泛应用的所有現代行波型磁控管的基础，而这些行波磁控管不論是工作在脉冲状态还是工作在連續状态，而且在波长直到毫米波段的情况下都具有高效率和大功率的特点。

四十年代初期，无綫电定位装置获得了迅速的发展，而且在无綫电定位中采用超高频频段有着显著的优点，这就大大促进了对行波型磁

控管构造进行有成效的研究工作。在自激情况下，磁控管振荡器能够在10厘米的厘米波段上且在具有高达60%的较高效率的情况下得到高的脉冲功率(高达10—12兆瓦)。

磁控管的运用比较简单，且在功率和效率方面均具有好的电参量，这就使它获得了广泛的应用，而成为四十年代在厘米波段中唯一的强脉冲振荡管种。

由于对无綫电定位装置中接收设备的研究，单腔反射式速调管获得了广泛的应用，它的作用原理和构造是在1940年由苏联柯瓦连柯(Коваленко)提出的(见Известия АН. СССР серия физич. 1940年T. 4. N. 3)。机械调谐简单和能够用改变电压的方法便利地进行无情性的电子调谐是使这种单腔反射式速调管在很长时期中成为厘米波段接收设备中用作本地振荡器的唯一管种的原因。在厘米波段的接收和发送设备的进一步发展过程中出现了一种新型的、称为行波管的超高频放大管，它是根据电子流连续地和行波场相互作用的原理制成的。行波管是康夫纳尔(Kompfner)在牛津大学首次制出的(见Proc. I. R. E. 1947年2月)。行波管的理论是由美国皮尔斯(Pierce)、苏联洛沙柯夫(Лосаков)和其他学者完成的。行波管可以保证在较宽频带情况下的信号放大。

无綫电定位技术的进一步发展要求能快速调谐接收和发送设备的频率。很自然，最初曾经注意到行波管的宽频带放大器，但是沿外迴路加入反馈后，使得螺旋綫成为具有显著谐振特性的长綫，因而不能实现行波管振荡器宽频带的电子调谐。

在行波器件的进一步发展，找到了利用电子流反馈的方法。这时可以用改变电子流的加速电压的方法实现宽频带的频率调谐。根据以后还要研究的这样的作用原理设计出的管子称为返波管。

在行波管和返波管中都应用磁系统来聚焦电子注，这就大大增加了管子的重量和尺寸。所以目前人们正在注意制造静电聚焦的超高频

器件。在这方面有一系列的工作值得注意，例如苏联学者契尔諾夫 (Чернов) 所謂旋束管的离心靜电聚焦行波管的研究工作 (見 РТЭ N. 11, 1956 年, том 1), 又例如所謂反速調管的电子調諧的振蕩-放大器的研究工作 (見 Pros. of Sympos. of Electronic Waveguide, New-york, 1958 年 4 月) 以及很多其他的研究工作。制造快速电子調諧的功率振蕩在得到滿意的效率方面碰到了困难。

在注意到磁控型高效率功率振蕩器的同时，很自然地也期待当利用电子流在相互垂直的电場和磁場中运动时在返波管系統中能得到高的效率。这类返波管称作“M”型返波管，以別于前面所提到的“O”型返波管。正像所期待的那样，这种管子的效率已經达到 30% 或更高。

应当指出，形成和維持长电子流的系統也使注式結構的“M”型行波管和返波管复杂化。在最近的时期中，美国布朗 (Brown) 所研究出来的称为泊管的放大和振蕩行波型器件，使得这些困难减少了 (見 Proc. I. R. E 1957 年, N. 9, 129 頁)。泊管的結構以及电子流和行波場相互作用的方法与磁控管类似。但是它也具有与磁控管不同的特性。泊管可以用来作为寬頻帶 (頻寬 10%) 放大器，效率为 50—70%，功率增益为 10 分貝。当在泊管的迴路中加入反饋时，它也可以作为自激振蕩器。用外諧振腔来穩頻可以使在自激振蕩器状态下它的頻率稳定性大大超过磁控管。

泊管用来作为放大器称作“增幅管”，作为自激振蕩器时称作穩頻管。

目前超高频电子学的重要任务是制造能产生和放大毫米波段和亚毫米波段的振蕩的器件。目前在这方面有成效的器件是根据縮尺原理制成的，这种器件的振蕩系統必須有小的尺寸和高的精确度，这就使得制造这种器件有巨大的困难。

此外，振蕩系統的尺寸太小，也造成了提高这种类型器件的功率的限制。这一困难在采用柵型空間振蕩系統时是可以克服的，这种系統

的例子之一就是苏联学者西林(Силин)所研究的多列和多层鎢式慢波系統(見 Труды Конференции по Электронике СВЧ, 1959 年)。应用这种慢波系統自然也可以解决在厘米波段提高功率可能性的問題。

苏联学者金斯布尔格(Гинзбург В. Л.)曾經对用契林柯夫效应和加速运动的电子包在波蕩器和加速器中的輻射来产生毫米波的方法进行了理論上的研究(Известия А. Н. 1947 年, том 11, N. 2)。然而所进行的实验工作表明,利用电子直接輻射的能量的效率是极低的。

目前,利用电离的气体,各种固体材料和半导体材料来产生和放大超高频振蕩是一很有前途的新工作方向,应当受到注意。这些問題已越出了通常所理解的超高频电子学范围,在超高频电子学中通常所研究的只是自由电子与各种类型外振蕩系統的相互作用問題。然而,在这方面的某些問題将在本书最后几章中簡短地加以討論。

第一章 超高频器件中电子注的形成

一般問題

对于大多数超高频振荡器件和放大器件来说，形成长度比横截面尺寸大许多倍的电子注的电子光学系统是最重要的结构部件之一。

速调管，“O”型和“M”型行波管和返波管，以及很多其他超高频电子注器件的主要参量，如：输出功率、效率、增益、噪声系数等都与电子注在静电场和恒磁场中的形成条件有关。在设计电子光学系统时，应当考虑到对超高频器件动态参量所提出的要求。如要求超高频振荡管中的电子注具有大的电流密度，而在超高频接收放大管中则要求电子注的噪声起伏电平低。这就使得超高频管的电子注形成的理论和聚焦的方法与一般的电子注器件中的电子光学问题具有很大的差别。在电子注器件中主要的问题是研究各个电子注在静电透镜场和磁透镜场中的运动，这里由于在电子注中电流密度很小，所以空间电荷的影响很小。因此，超高频器件的电子注的理论和计算是超高频电子学普通课程的一个部分。

随着电子注中电荷密度的增大，聚焦的条件和聚焦系统的计算就复杂起来，因为这时电子轨迹不仅与器件的电极所建立的外电场有关，而且还与分布在空间中的自由电荷本身的电场有关。

形成超高频器件电子注的第一个任务是从阴极发射电子到电子枪的加速阳极，形成会聚的电子注。因而有可能保持阴极发射所允许的电流密度并提高电子注中的电流密度。

由于静电斥力的作用，会聚电子注在到达最小截面后便开始发散。

第二个任务是确定最小截面的位置和电子注的发散条件。

在大多数超高频器件中，要求有边界轨迹平行的电子注。因而第三个任务就是决定借助外加恒定磁场或静电场以补偿电子注中的电荷斥力的条件。这些辅助的外加场在很多情况下都沿电子注作周期性的分布。

在要求具有最小的电子注噪声起伏电平的器件中，即在接收机的前级接收放大管中，对电子注的形成还提出了附加的特殊条件。

要解决上述的问题，可以利用本书上册第一章所讲的，在任意形状的电极系统中考虑了空间电荷影响的静电场数字算法。

但由于数字解法的工作量浩大，我们应当利用在同一章中所讲的电解槽法来决定类似的场。与普通只模拟外电极电场的槽的简单装置相反，在必须考虑空间电荷的电场的情况下，电解槽的构造和工作都复杂化了。因此，在很多情况下，宜于采用联合的方法来决定电场，这就是先用电解槽法来确定不考虑空间电荷的电场，然后再用数字解法对空间电荷的影响进行修正。

求出电位分布以后，应当画出电子轨迹和决定聚焦系统的质量。除了数字解法以外，超高频器件的某些形成电子注的系统也可以用解析的方法进行计算。下面将对形成带状和圆柱状电子注的系统进行这种计算。

在漂移空间中使超高频器件的电子注的截面保持不变的问题，可以根据研究考虑空间电荷斥力影响时的电子注边界电子轨迹和确定电子轨迹对给定电子注边界表面的最小偏离条件这二方面来解决。

在下面我们之所以讨论维持电子注形状不变的各种方法，是由于为了维持具有给定参量（速度 v_0 ，电流 I_0 和半径 r ）的电子注的形状，必须选择其重量和尺寸较小而其电源较为经济的聚焦系统的缘故。在很多情况下，必须形成由超高频器件一般结构所决定的特殊形状的电子轨迹和电子注。因此，本章也将扼要介绍形成和维持用于新型超高频器件中的具有复杂轨迹的电子注的一些特殊方法。

§ 1. 电子枪

超高频器件中电子注的电流密度通常超过了阴极表面所允许的电
流密度,因而就必须建立会聚的电子注。但由于电荷间具有静电斥力,
无限制地压缩电子注是不允许的。

在电子注不受加速静电场作用的区域(例如在速调管或返波管的
漂移空间内),在电子注的最小截面之后,由于电荷斥力的作用电子注
产生发散。因为大多数超高频器件都不允许发散的电子注,所以必须
借助于作用在漂移空间的磁的或静电的附加聚焦系统来维持电子注的
截面不变。在某些不需要采用附加聚焦系统的器件中(例如在反射速
调管中),为进行正常设计,也必须确定电子注的发散特性。

所必需的电子注的横截面的形状取决于管子的结构,特别是取决
于和电子注相互作用的高频系统的形式。在大多数情况下,电子注具
有圆形的(圆柱状注),或是矩形的(带状注)横截面。在某些情况下也
采用空心的电子注。

大家知道,通常称为电子枪的各种聚焦系统用来解决得到某一给
定角度(θ)的会聚电子注这个问题。随着空间电荷密度的提高,这些系
统的计算也越复杂了。但是在所有情况下,这一问题都可用以下两个
方法来解决。

1. 已知电场和磁场求电子的轨迹。
2. 为得到给定的电子轨迹,决定所必需的电场和磁场。

第二种方法是由苏联学者 Г. А. 格林贝尔格[1.1]所提出的。它可
以给出有关得到给定形状的会聚电子流问题的直接答复。

皮尔斯枪的理论基础 皮尔斯[1.2]曾经实际应用了直线流通的
方法计算形成带状和圆柱状电子注(空间电荷密度很大)的最简单系
统。他研究了会聚在一共同中心的直线轨迹电子注的聚焦条件。这类

电子轨迹在圆柱形和球形二极管中是确实存在的。

为了阐明如何选择电极形状确保在最大电流密度下实现聚焦，让我们来求出要得到平板形平行电子注所必需的电位分布。这种电子注可认为是从两块无限大的平板间最大密度的电子注（空间电荷限制下的平板形二极管）中取出的一个平板形的带子（图 1.1）。

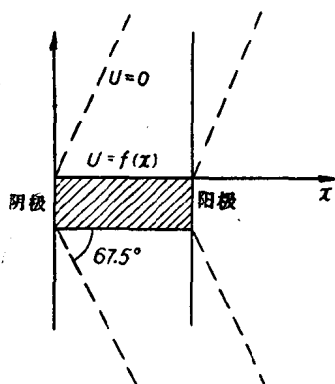


图 1.1

方法)。

在平板形二极管中电子轨迹是垂直于电极表面的，因为当电子注沿 y 轴方向的长度无限大时，横向力被抵消了。但是，如果仍然保持平板形二极管的电极形状，则带状电子注将散开，因为这时横向斥力将不能平衡。要使电子在横向斥力的影响下仍然不发散，必须在电子注的边界外，在拿去电荷的区域内建立起与被拿走的电荷作用相等效的电位分布（用改变二极管电极形状的方法）。

显然，这种电位分布应当满足在拿走电荷前在电子注的边界上所具有的条件，即当 $y=0$ 时，

$$(1) \quad U(x) = Ax^{4/3}; \quad (1.1)$$

$$(2) \quad \frac{\partial U}{\partial y} = 0. \quad (1.2)$$

第一个条件决定了在空间电荷限制的二极管中最大电流情况下的电位分布；第二个条件表示电子轨迹没有横向位移。在图 1.1 上带状电子注的上边界与 $y=0$ 的平面相重合。显然，根据对称条件，对于电子注上边界所必需的电位分布的解答，对于它的下边界也将是正确的。

用选择解析复变函数的方法可以确定带状电子注外的新的电位分布，这一复变函数的实部在 $y=0$ 时满足 (1.1) 和 (1.2) 的条件。

从数学上知道, 复变数 $z = x + jy$ 的解析函数 $W = U(x, y) + jV(x, y)$ 是满足二維的拉普拉斯方程的。即

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = 0, \quad (1.3)$$

这时函数 W 的实部和虚部分别满足这一方程, 并在 z 平面上形成类似等位綫和等电通量綫的正交曲綫族。解析函数 $W(z)$ 的这种性质可以用来解决一系列的静电場問題。

因此, 假如在某一边界上, 例如在 x 軸上給出了电位分布函数 $U(x, 0)$, 那么, 在平面的其他各点上的电位函数 $U(x, y)$ 可以写作:

$$\operatorname{Re} W = U(x, y). \quad (1.4)$$

例如, 解析函数 $W = Ax^{4/3}$ ($z = x + jy$) 满足条件 (1.1), (1.2), 因为 $y=0$ 时

$$\operatorname{Re} W = U(x, 0) = Ax^{4/3}$$

和

$$y=0 \text{ 时 } \frac{\partial U}{\partial y} = 0.$$

这样我們便得到

$$\operatorname{Re} W = U(x, y) = (\sqrt{x^2 + y^2})^{4/3} \cos\left(\frac{4}{3} \arctan \frac{y}{x}\right), \quad (1.5)$$

或者在极坐标中为

$$U(\rho, \theta) = \rho^{4/3} \cos \frac{4}{3} \theta. \quad (1.6)$$

式 (1.6) 加上边界条件 (1.1) (1.2) 就可以决定电子注外的电极形状。这样, 与 $U = \text{常数} = 0$ 的阴极相連的电极形状可根据条件

$$\rho^{4/3} \cos \frac{4}{3} \theta = 0 \quad (1.7)$$

来确定。因而这个电极应当是从坐标原点开始, 与 x 軸成 67.5° 角的平面。

要确定阳极的形状, 就应当在方程 (1.6) 中代入一系列对于給定的

$U_a = \text{常数}$ 的 θ 数值, 并决定相应于每个 θ 的半径 ρ 的大小。所得到的曲线即为阳极的断面。

但是, 上面所讨论的形成平行电子注的方法并不是最有效, 因为根据平板形二极管中电流流通的条件, 在这类电子注中最大电流值将反比于电子注长度的平方 (x^2)。此外, 在这种情况下, 电子注在阴极区域和阳极区域的电流密度是相等的。为了更好地利用阴极, 最好是建立这样一种聚束系统, 在这种系统中, 阴极表面的电流密度虽小, 但经过聚束后却得到较大的电流密度。因此, 人们采用了能使电子注压缩的电极系统。

形成带状电子注的电子枪 为了解决初步聚焦带状电子注的问题,

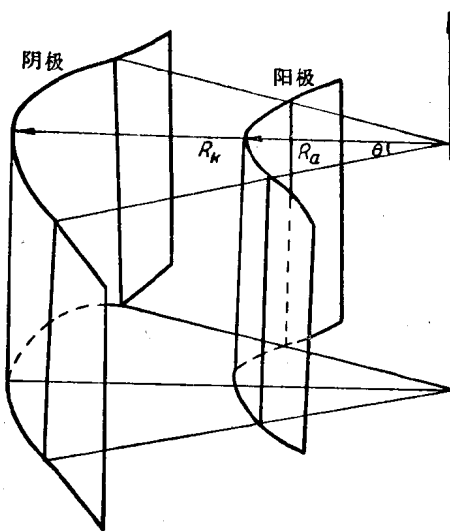


图 1.2

题, 宜于研究一下与圆柱形二极管中电流流通条件类似的电极系统 (图 1.2), 在圆柱形二极管中, 垂直于 z 轴的平面内的轨迹满足径向压缩的条件, 所以在计算时认为电子注沿 z 轴是无限的。

在这种情况下, 同在前面所讨论过的平板二极管一样, 必须改变电子注以外的电极的形状, 使得拿走了扇形角 θ 以外的所有电荷后, 在电子注的边界上仍保持普

通的空間电荷限制下圆柱形二极管沿径向轨迹所具有的条件。

根据圆柱形二极管的二分之三次方定律, 沿 θ 角的边界条件为:

$$(1) \quad U = K\beta^{4/3}R^{2/3}, \quad (1.8)$$

这里 $K = 1700 \left(\frac{I}{l} \right)^{2/3}$, I 是电流 (安培), l 是电子注沿 z 方向的长度。