

林崇文 张富鑫 译校



毫米波亚毫米波准光学器件与系统

电子科技大学出版社

040460

TM12
4420

毫米波 亚毫米波 准光学器件与系统

林崇文 张富鑫 译校



电子科技大学出版社

• 1991 •

毫米波 亚毫米波
准 光 学 器 件 与 系 统

林崇文 张富鑫 译校

•
电子科技大学出版社出版
(中国成都建设北路二段五号)
成都军区军医学院印刷厂印刷
四川省新华书店经销

•
开本 787×1092 1/16 印张17.375 插页2 版面字数 427千字

版次 1991年1月第一版 印次 1991年1月第一次印刷

印数 1—1500册

中国标准书号 ISBN 7-81016-299-3/TN·91

(15452, 141) 定价: 6.50元(压膜)

译 序

本书是国外有关毫米波亚毫米波准光学技术的部分科技论文的译文集。书中内容主要反映了苏联科学院院士П.Л.卡皮查(П.Л.Капица)在国际上领先开辟的现代准光学技术研究方向上,苏、美等国学者所做的部分发展工作;以及苏联乌克兰科学院院士、哈尔科夫大学教授В.П.舍斯托帕洛夫(В.П.Шестопалов)所做的新学科的创建工作。原文主要选自俄文、英文科技刊物,少量为有关丛书和专著个别章节。内容包括:综述、准光学开放腔、准光学系统、准光学电真空器件、准光学固体器件、相对论振荡器等六个部分。其余有关准光学技术在测量技术、天线技术、回旋管和自由电子激光中的应用文章的译文,在本书中则尚未列入。

毫米波亚毫米波准光学技术,是在微波技术与光学技术发展成果的基础上,采用“类似”光学的原理、方法、结构,来解决毫米波亚毫米波开发中电动力学系统出现的困难,提出了一类适合于这一过渡波段所具有的准光学特性的特征性结构——准光学开放腔、开放波导、绕射光栅等。由于该技术既能克服这一波段的元器件与系统,因按微波缩尺模拟法设计而造成工作空间尺寸过分小的困难,又能避免因按光学原理设计而造成的工作空间尺寸过大的困难,因此,近20多年来,已先后成功地设计出了一大类毫米波亚毫米波准光学元器件与系统。

苏联科学院院士Н.Д.杰雅柯夫(Н.Д.Девятков)和М.Б.郭兰特(М.Б.Голант)教授,在1967年发表的“毫米波亚毫米波电子器件的发展途径”一文中,曾科学地论证了准光学技术是一条符合客观规律的发展途径。这条途径起源于苏联科学院物理实验室。60年代初,在院士П.Л.卡皮查领导下,他们将1958年为激光器提出的“开放腔”推广应用至毫米波,展开了“毫米波开放腔及其在毫米波电子学中的应用研究”,用“开放腔”代替“封闭腔”,并用新的物理机理解决“活性媒质”对“开放腔”的耦合激励问题。

毫米波亚毫米波开放腔与光波开放腔之间仅只“类似”,并不“等同”,区别在于前者的工作空间尺寸只是大于波长,而后者则是远远大于波长。因此,前者的场是准平面波,在传播方向上场分量为零,而后者的场则是平面波,传播方向上场分量为零。于是,通常称前者为准光学开放腔(简称准光腔),而后者则称为光学开放腔(简称光腔)。

苏联科学院通信院士Л.А.瓦因什泰恩(Л.А.Вайнштейн)在В.П.贝科夫、Г.Д.波格莫洛夫和Ф.С.鲁辛等人的开放腔实验研究与应用探索的促进下,对开放腔和开放波导做了系统的理论分析工作,撰写有《开放腔与开放波导》专著(1966年),以及他与同事合著的《准光学系统及其在微波电子学中的应用》教材(1983年)。苏科院无线电技术与电子学研究所的Е.И.尼伏约多夫(Е.И.Нефедов)对开放式同轴谐振腔做了深入研究,著有《开放

ЭАВ 14/04

式同轴谐振结构》专著（1982年）。

准光学开放腔自60年代中期开始，成功地应用于真空电子学，分别用直线电子注、曲线电子注、相对论电子注进行激励。至今已开发了O型和M型奥罗管（Оротрон）、绕射辐射振荡器（ГДИ）及其变态结构、绕射辐射放大器与级联放大器、莉达管（Lodatron）、Orotron自由电子激光、相对论奥罗管，以及准光腔回旋管、准光腔自由电子激光等一系列准光学电真空器件。当今用以产生最大功率相干辐射的相对论多波切伦科夫振荡器（ ~ 15 千瓦瓦）所采用的电动力学系统，也是开放式结构。而且今后的应用还将进一步扩大。

准光学开放腔自70年代末开始，成功地推广应用到了半导体电子学，并分别用单只和多只肖特基二极管、崩越二极管、半导体薄膜以及多源元阵列进行“匹配”耦合激励。从而导致了今天如此多种结构的准光学固体振荡器、功率合成器与变频器的产生与迅速发展。

从新技术的发展和新兴学科的形成来看，B.И.舍斯托帕洛夫在苏联乌克兰科学院天线电物理与电子学研究所的研究工作是很特色的，贡献是重大的。他和他所领导的学生们，对准光学开放腔、开放波导、绕射光栅、绕射辐射效应、绕射辐射振荡器、放大器、变态结构（短焦距型、多次渡越型、多电子注型、多反射镜型）等诸方面，都做了大量深入系统的研究工作。他所提出的理论、进行的实验、设计制作的元器件与系统及其应用，都为毫米波亚毫米波准光学技术奠定了坚实的数理基础，扩充了更加丰富的内容。他如此全面的工作，既使得绕射辐射器件发展到达成熟阶段，又使得新的分支学科得以形成。他在这方面的专著有《绕射电子学》（1976年）、《现代绕射理论中的累加方程》（1983年）、《毫米波与亚毫米波技术的物理基础》（两卷集、1985年）。此外，还有他与同事合著的《波在光栅上的绕射》（1973年）、《波的谱散射》（两卷集、1986年），以及他负责编辑的科学论文集《毫米波与亚毫米波电子学》（1988年）。他还明确指出，毫米波亚毫米波技术现在已完全可以由准光学开放式元器件与系统来实现，而就作用的物理过程来讲，绕射辐射振荡器本身就是一个复杂而典型的准光学射频系统。

在文献中，绕射辐射振荡器与奥罗管、莉达管、Orotron自由电子激光，常常是同时列出。其实，它们本质上是完全相同的，只是各个管子的研究者，在独立开展工作中的侧重点有所不同，结构上也略有些差别，发明的时间也有些差异。这一类振荡器是迄今为止被研究得比较全面的准光学电真空器件，它现在已达到的输出功率电平可表示为： $P(\text{瓦}) \approx 0.5\lambda^2$ （毫米）（输入直流功率约为500瓦）；重量约为2~10公斤（采用高密度的薄电子注和小型化的磁系统）。它作为一种高相干性的高质量信号源，已获得了十余年的应用。但是在同其他器件竞争中，也暴露出了它的严重缺点。为此，现已在积极研究新的有效措施，例如，采用“高密度”的“超薄电子注”，以提高输出功率和效率；采用“多根电子注”，以提高功率和效率，降低工作磁场强度；采用“多次渡越”，以提高效率；采用“短焦距”，以便小型化；采用“相位补偿机构”，以消除复合调谐频带内的“断裂”点和“死区”，等等。

苏联的领先研究工作，引起了世界各国的关注，美国、日本和中国等都相应进行了一些研究工作，已有着各自的特色。近十多年来，电子科技大学（原成都电讯工程学院）在学部委员刘盛纲教授的领导下，在李宏福教授、成柯德高级工程师等同志的支持下，笔者及其同事们在国内领先开展了毫米波准光学开放腔的实验研究、理论分析与实际应用的推广；进行了毫米波准光学电真空器件和固体器件的研制；进行了相对论器件的研究。当前工作正在继续深入，有的正向实际应用发展。

为了满足科研与教学工作的需要，十年来，我们已将60年代以来陆陆续续查阅到的有关文献资料，进行了选译并编印成册：《Orotron与绕射辐射电子学》（1981年）、《微波电子振荡器》（1984年）、《准光学技术与毫米波源》（1987年）和《毫米波准光学振荡器与合成器》（1990年）；还举办过短期学习研讨班。现在又经过系统归类整理和新的扩充，选出了一部分既有代表性、又有较大参考价值的文章，汇编成本译文集，以供从事毫米波亚毫米波技术工作的科技工作者、教师、研究生及高年级学生参阅。

本译文集的译校工作由林崇文和张富鑫完成（其中5-9“固体毫米波源准光学功率合成”一文由张瑞兵、于善夫同志译校），张玲人、子秀云等同志参加了文稿整理，黎淑珍等同志参加了部分文献资料收集。因此本书是一项集体劳动成果，同时也是有关领导和校内外众多同志大力支持的结果。最后，感谢电子科技大学出版社的大力支持，使得本书能正式出版，以飨同行读者。

限于水平与时间，书中错误与不妥之处在所难免，欢迎批评指正。

林 崇 文

张 富 鑫

1990年10月

1161
0836

内 容 提 要

本书是国外有关毫米波毫米波准光学技术部分科技论文的译文集。收集编译了现代准光学技术方面,苏联等国学者所做的部分发展工作。内容包括:新型准光学开闭式谐振系统,准光传输系统,准光学电真空器件,准光学固体器件及相对论探测器,在毫米波或厘米波波段,应用准光学技术既能解决按微缩尺寸模拟法设计无器件与系统造成工作空间尺寸过小的困难,又能克服按光学原理设计造成工作空间尺寸过大的困难,因此,近20年来已得到高度重视和广泛应用。

本土集内容丰富广泛,编译时注意了内在联系与系统性,理论与实验研究并重。

本文集是从事电子物理,微波技术,毫米波技术,相对论电子学等方面教学,科研与新产品研制的教师,研究人员与工程技术人员的有益资料,并可作为有关专业高年级学生和研究生的重要参考书。

本

TN12
4420

书 号

登记号

046460

目 录

译 序

第一部分 综 述

- 1-1 开放腔电子振荡器(理论与实验综述)..... (1)
- 1-2 具有准光学谐振系统的固体振荡器..... (20)

第二部分 准光学开放腔

- 2-1 环形开放式谐振腔..... (32)
- 2-2 毫米波半导体振荡器的开放式谐振系统..... (40)
- 2-3 具有可变准光学耦合的开放腔..... (45)
- 2-4 绕射电子学中应用的短焦距开放式谐振腔的研究..... (48)

第三部分 准光学系统

- 准光系统设计..... (57)

第四部分 准光电真空器件

- 4-1 绕射辐射振荡器..... (106)
- 4-2 毫米波源Orotron的问世..... (182)
- 4-3 奥罗管(轴对称三反射镜型)..... (186)
- 4-4 O-型长相互作用反射式振荡器的线性解析理论..... (188)
- 4-5 具有反馈相位补偿机构的绕射辐射振荡器..... (197)

第五部分 准光学固体器件

- 5-1 具有准光学谐振系统的毫米波半导体振荡器..... (199)
- 5-2 具有准光学输出头的半导体振荡器的研究..... (202)
- 5-3 甘氏二极管功率在微波开放腔中合成..... (205)
- 5-4 分布互作用甘氏振荡器..... (208)
- 5-5 具有准光学谐振腔和两只甘氏二极管的振荡器..... (212)
- 5-6 具有准光学谐振腔的甘氏二极管振荡器..... (215)
- 5-7 毫米波甘氏二极管准光学功率合成器..... (218)
- 5-8 准光学甘氏二极管振荡器动力学特性的研究..... (221)
- 5-9 固体毫米波源准光学功率合成..... (227)

第六部分 相对论器件

- 毫米波相对论振荡器..... (236)

第一部分 综 述

1-1 开放腔电子振荡器 (理论与实验综述)

(苏) Л. А. 瓦因什泰恩 等

〔摘要〕 Orottron是一种具有开放式谐振腔和反射光栅的“O”型器件,它作为毫米波与亚毫米波段的高真空振荡器,近十年来吸引了研究工作者的注意,现总共所发表的文献已上百余篇(还有大量的报告),其内容常有重复,还时有互相矛盾,本综述的目的就是想把那些由理论和实验所获得的最本质的结果综合起来,以利于人们去做进一步的发展工作。

前 言

在任何超高频电子器件中,交变电磁场与电子的相互作用是其工作的基础(图1)。在具体器件的详细示意图中,对于电子来说,需要加上发射器,电子光学系统,收集极;对于超高频场来说,则需要加上能提供所需场型的电动力学系统、能量输入器和输出器。

Orottron属于“O”型器件,对“O”型器件,电子光学系统通常是从几种标准型中选用一种,Orottron与其他“O”型器件的区别在于它采用了特殊的电动力学系统——开放式谐振腔,在开放式谐振腔中焦耳热损耗和辐射损耗都与电子无关(它们由相互作用空间以外的场所决定),因此电子与交变场相互作用的整个过程仅表现为一个求和形式。

因此,在超高频电子学中,一旦采用开放式系统代替封闭式电动力学系统,就将得到具有新的本征频谱或波数谱、以及特殊分布交变场的系统。但是电子与场相互作用的机理仍与封闭式系统相同。现在人们已很清楚,就是在经典的谐振型自激振荡器中(速调管、磁控管等),谐振腔也只是在理论上说是“封闭的”,而在实际上则将通过波导向负载辐射。然而在开放式系统中,损耗的含义包括其内部的损耗加上向侧面辐射掉的损耗。这一论点并不是很快就被大家所采纳,虽然所做出的评论都适合于具有开放式系统的所有“O”型器件,不过在本综述范围内所涉及的是Orottron,因为在实际上只有它才被实现了。这是产生毫米波与亚毫米波相干振荡的一种具有开放式谐振腔和反射光栅的“O”型器件(图2)。1966年Ф.С.鲁辛和Г.И.波格莫洛夫取得了这种器件的专利特许证明书〔1〕。

在Orottron中,所利用的是电子在周期结构上运动时产生的绕射辐射(史密斯-伯恩赛尔辐射),但这不是自生辐射〔2〕,而是一种在文献〔4,5〕中指出的(由受激场产生的)感生辐射。在文献〔3~7〕中对Orottron的结构和特性已作了详细的描述,应该指出,Orottron有两种不同的形式:波导能量输出型(用于毫米波)和准光能量输出型(用于亚毫米波)。

这种类似的器件,在哈尔科夫也已进行了研究与制造,并名曰“绕射辐射振荡器”〔8〕,在日本则被称为“具有法卜利-伯乐谐振腔的电子管”和Ledatron〔9,10〕,然而在美国则又仍旧保持原始的名称为Orottron〔11,12〕。

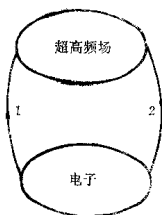


图1 电子注与电磁场相互作用示意图

箭头1—电子对场的作用(已调制的电子注激励交变场)
箭头2—场对电子的作用(电子在交变场中运动,因而受到调制)

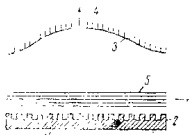


图2 Orotron示意图

1—平面反射镜 2—反射极
3—凹形反射镜 4—能量输出器
5—电子束

1. 谐振式自激振荡器的基本方程

为了使电子器件的高品质因数的振荡系统出现谐振,用来对系统进行激励的电子束中,就应该产生频率接近系统本征频率的脉动(时间同步)。此外,在具有长相互作用的谐振型器件中,还应该满足空间同步条件。在“O”型器件中,具有分布相互作用的单腔速调管,谐振行波管和谐振返波管, Laddetron和Orotron都是属于双同步条件(空间同步和时间同步)的电子管。因此,下面叙述的理论本质上是属于整个一类谐振自激振荡器的理论。

假设电子束中交变电流的密度由下式决定

$$j(t) = \operatorname{Re} \left\{ j(\omega, t) e^{i\omega t} \right\} \quad (1)$$

式中, $j(\omega, t)$ ——电流密度的复振幅,对于非稳定振荡过程来说,(与 $e^{i\omega t}$ 相比较)它是时间 t 的缓变函数。

如果在电流式(1)所占有的频带内,谐振腔仅有一个由场 E_r 、 H_r , 归一化系数为

$$N_r = \int e E_r^2 dv = - \int u H_r^2 dv \quad N_r > 0 \quad (2)$$

以及复频率为

$$\omega_r = \omega_r' + i\omega_r''$$

所描述的本征振荡,那么由电流(1)在(封闭式或开放式)谐振系统中所激励起来的电磁场就可以表为

$$E(t) = \operatorname{Re} \left\{ (C_r E_r + \tilde{E}) e^{i\omega t} \right\} \quad (3)$$

$$H(t) = \operatorname{Re} \left\{ (C_r H_r + \tilde{H}) e^{i\omega t} \right\}$$

被激励起来的这种谐振振荡具有的复振幅，由微分方程

$$-\frac{dC_r}{dt} - i(\omega - \omega_r) C_r = \frac{i}{2N_r} \int j(\omega, t) E_r dv \quad (4)$$

所决定。

在表示式(2)中的场 $\tilde{E}$ 和 $\tilde{H}$ 定义为“非谐振背景”场，它是由空间电荷的准静态场和由非谐振激励所引起的动力学修正量，而在开放式谐振腔中则由辐射场的直接激励所引起的修正量所组成。

在归一化系数的定义(3)中，复导磁率可由频率 ω 得到，而积分则沿场所占据的整个空间进行(文献[3]第2讲)。对于开放式谐振腔来说，与辐射有关的场在归一化系数的值中实际上是没有贡献的，因此在计算 N_r 时只需沿反射镜间的空间积分[3]。

由方程(4)可见，要同时满足两个条件才能发生谐振—— C_r 取最大的值：首先必须是 $\omega = \omega_r$ （时间谐振）；其次是方程(4)右边积分号里的部分应该是坐标的缓变函数（空间谐振）。对于空间谐振来说，谐振腔的本征振荡应该有与电子束同步的缓慢的空间谐波，由此可见：在穿过开放式谐振腔的直线电子束的附近应有周期性结构，它的周期 l 应该满足条件

$$h_e = \frac{\omega}{v_e} \simeq \frac{\omega_r}{v_e} \simeq \frac{2\pi m}{l} \quad (5)$$

式中， v_e —电子束中电子的速度， h_e —电子波数，因此 $j(\omega, t)$ 包含有指数 $e^{ih_e x}$ ，所以谐振腔中本征振荡的场与沿电子束取向的 x 坐标的依赖性不强。因此在式(4)中的积分里只存在负的 m 次空间谐波，它具有 $\exp(i2\pi mx/l)$ 的关系，这就是说，它与电子束逆向传播。沿 y 轴和 z 轴的积分，就是沿电子束的横截面的积分，可以求得平均纵向电场谐振部分的表示式。应该指出，第 m 次空间谐波的场与 y （到光栅的距离）坐标的关系由因子 $\exp(-2\pi|m|y/l)$ 来决定，当光栅满足 $kl < \pi$ 时，第 m 次空间谐波的振幅随着 $|m|$ 的增加而衰减（零次空间谐波的振幅为给定值时）。所以说，使电子束与 -1 次空间谐波同步是有好处的，因为如果利用周期 l 增大一倍的结构中的第二次空间谐波，就会导致电子束与谐振振荡场的耦合减小，这就是说导致式(4)右边部分的值减小。可以设计出这样的周期性结构，使得第二次空间谐波的振幅为最大，但是同时欧姆损耗也要增大（参看文献[8]第215页。在第189页上有着相反的论断，这是不正确的）。

对电子束也有相互作用的非谐振电场，由式(2)中的被加项 $\tilde{E}$ 所决定，非谐振电场具有复杂的形式。通常为简化起见，把场 $\tilde{E}$ 与空间电荷的准静态场（位场）等量齐观，忽略了对它的各种动力学的修正。因为当距离很小，空间电荷的相互作用很强时，准静电场比波占优势（文献[13]，113页）。沿电子束横截面上的平均电场可以写成

$$\bar{E}_x(x, t) = \mathcal{E}(x, t) - \frac{\partial \Phi}{\partial x}(x, t) \quad (6)$$

式中 $\mathcal{E}(x, t)$ —— 谐振场, 这是与电子束同步的谐振振荡的空间谐波场 (沿 x 正向传播, 即沿电子运动方向传播的空间谐波场)。

这样, 具有开放式谐振腔的电子管的理论就与封闭式谐振腔电子管的理论相类似, 其区别仅在于开放式谐振腔的频谱非常稀疏 (因此, 即使腔体体积较大, 波长更短时, 它都能实现单模工作), 以及其特殊分布的场 (与 ω 关系很弱的准平面波场)。

在很多场合下 (其中包括 Orotron 在内), 利用群聚电流只激励起谐振场 $\mathcal{E}(x, t)$ 的方程是很方便的, 而空间电荷场则是通过对群聚电流 $I(x, t)$ 的作用表现出来, 后者就把求解谐振自激励振荡器中物理过程的问题归结为求解自治方程组的问题: 求解谐振腔的激励方程 $\mathcal{E} = LI$ (图 1 中的箭头 1) 和求解电流在谐振场中的群聚方程 $I = M\mathcal{E}$ (图 1 中的箭头 2), 式中 L 和 M —— 微分或积分算子。方程 $I = M\mathcal{E}$ 在线性理论和非线性理论中, 都很方便的用不同方式写出来, 我们将在后面给出。

方程 $\mathcal{E} = LI$ 或它的等效方程 (4) 很容易表为能量的关系, 定义公式

$$C_r = \{C_r\} e^{i\psi_r} \quad (7)$$

为振荡相位 ψ_r 与时间的关系, 将式 (4) 的两边都乘以 $C_r^* N_r$ ($*$ 表示复共轭), 借助于它们的复共轭表示式, 应用 r 次模的能量与时间的关系 $W = (1/2) |C_r|^2 N_r$, 进行简单的变换之后, 我们得到

$$\begin{aligned} W + 2\omega_r'' W &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int j E d v \\ &= -P_{ea} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} 2(\omega + \psi_r - \omega_r') W &= -\frac{1}{2} \operatorname{Im} \int j E d v \\ &= -P_{er} \end{aligned} \quad (9)$$

式中, P_{ea} 和 P_{er} 分别为电子相互作用功率的有功分量和无功分量。关系式 (8) 就是非稳定振荡的能量守恒定律, 电子的有功功率消耗于振荡能量的增加 (W 项) 和复功率 $2\omega_r'' W$ 上, 复功率则被分配于负载和谐振腔的壁上, 而在开放式系统中则还要消耗于辐射上。关系式 (9) 则表示无功功率的平衡关系, 它决定了谐振场的瞬时频率 $\omega + \psi_r$, 式 (9) 的左边部分是谐振振荡的无功功率, 当瞬时频率与固有频率 ω_r' 精确相等时它为零, 而式 (9) 的右边部分是电子的无功功率。

假设 $W = 0$, $\psi_r = 0$, 并利用固有振荡 (有载) 品质因数的定义 $Q_r = \omega_r' / 2\omega_r''$, 从关系式 (8) 和 (9) 得到谐振自激励振荡器稳定振荡的条件为

$$\begin{aligned} \frac{\omega_r'}{Q_r} W &= -P_{ea}, & 2(\omega - \omega_r') W &= -P_{er} \end{aligned} \quad (10)$$

这样，为了决定振荡器的起振特性或是稳定振荡状态的性质，只需算出电子注与振荡系统的高频场的相互作用功率，储存在谐振腔中的能量，知道振荡系统的性质就足够了。

2. Orotron的线性理论

Orotron 线性理论的目的，就是要决定振荡器的起振特性。对于电流的第1次谐波来说，利用熟知的关系式来表征谐振腔中电子束群聚的线性过程是很方便的（参看文献〔14〕第19页）。

$$I(x) = \frac{h_e}{4h_q} \frac{S}{S_e} \frac{I_e}{U_e} \left[e^{-i(h_e - h_q)x} \int_0^x g(s) e^{i(h_e - h_q)s} ds - e^{-i(h_e + h_q)x} \int_0^x g(s) e^{i(h_e + h_q)s} ds \right] \quad (11)$$

式中， S_e ——电子束的横截面，

$$S = \frac{1}{\int \int \psi^2(y, z) dy dz}, \quad \int \int \psi(y, z) dy dz = 1$$

式中， $\psi(y, z)$ ——电子束中电流第1次谐波的横向分布函数， $h_q = \omega_q/v_e$ ， ω_q ——电子束的退化等离子体频率， U_e ——加速电压， I_e ——电子束的恒定电流。解式(11)是两个空间电荷波：快波（第一项）和慢波（第二项），而积分表明正是复振幅 $g(x)$ 的场激励起这两个波。式(10)和(11)给出了Orotron稳定线性理论的自治方程组。

设 $0 < x < L$ 时

$$g(x) = g_0 \left(e^{-ih_0 x} + \rho e^{ih_0 x} \right) \quad (12)$$

$x < 0$ ， $x > L$ 时

$$g(x) = 0$$

因此，把式(12)代入式(11)，并利用条件(10)和引入无量纲参量 $\omega = (h_0 - h_q)L$ 及 $\omega_q = h_q L$ ，当 $\rho = 0$ 时，则得〔4〕

$$\left. \begin{aligned} I_s &= -\frac{8}{Q_r} \frac{W}{|g_0|^2 L^2} \frac{S_h}{S} \frac{\omega_r' U_e}{h_e} \frac{1}{f_{ea}(\varphi, \varphi_q)} \\ \frac{\omega - \omega_r'}{\omega_r'} 2 Q_r &= \frac{f_{er}(\varphi, \varphi_q)}{f_{ea}(\varphi, \varphi_q)} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 I_s ——起振电流, $\rho=0$ 时的函数 f_{ea} 和 f_{er} 由 В. Н. 谢伏契克 (В. Н. Шевчик) 最先引入^[4], 它们绘于图 3。

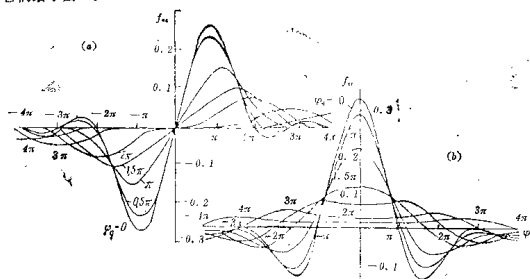


图 3 当空间电荷参量为不同值时, 正比于电子注功率有功分量和无功分量的函数 f_{ea} 、 f_{er} 与相对渡越角 φ 的关系

值得指出的是, 在计算时如果不仅只考虑同向波, 而且还考虑反向波, 即式 (12) 中设 $\rho = 1$, 那么 $\varphi = 0$ 时, 函数 f_{ea} 就不会等于零, 即使电子的速度和同向波的速度精确的同步, 起振电流也为有限值 (参看图 4 和图 5)^[16]。随着 互 作用空间长度 的增长和空间电荷参量的增大, 反向波对起振条件的影响显著地变弱 (图 5)。

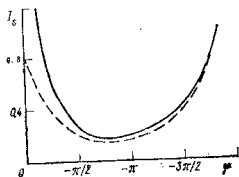


图 4 起振电流与相对渡越角 φ 的关系 ($\rho_q = 0$, $h_e l = 5$)

实线: 由式 (13) 计算得的结果

虚线: 考虑了逆向波的结果即 $\rho = 1$

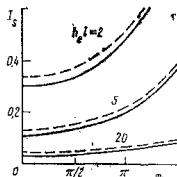


图 5 相互作用空间长度不同时的起振电流与空间电荷参量的关系 ($\varphi = \pi$)

实线: 由式 (13) 计算所得

虚线: 考虑了逆向波的结果即 $\rho = 1$

从式 (13) 的第二个关系式可看到, 为了计算起振频率, 正比于电子相互作用 功率的无功分量的函数 $f_{er}(\varphi, \rho_q)$ (图 3) 是必要的。

得指出的是, 当 $\rho_q = 0$ 和 $\varphi = -\pi$ 时, $-f_{ea} \approx 8\% \pi^2$ 为最大值, 此时公式 (13) 的第一式

给出最小的起振电流值。但是，导致起振电流增大的不为零的每个 φ_0 值，相应都有一个 I_{s0} 的最小值⁽⁴⁾。

电子流与周期性光栅的场相互作用的间断特性^(9,17)，在结构周期比较小的器件中表现更突出，因为在这种情况下，就难说电子是与单一的空间谐波相互作用，出现了电子的级联群聚，换能机构接近于速调管⁽¹⁸⁾。当光栅的周期数是个（少于10的）小数时，起振电流值的计算就要出现数量上的差别。

前面我们认为在互作用区域内（ $0 < x < L$ ），场的振幅是不变的，但是事实上，对于平面反射镜的谐振腔来说，场的振幅是按余弦曲线的规律分布的，对于上反射镜为球形的谐振腔来说，是按高斯规律分布的。这种分布的影响，在文献[19]中利用方程（10）和（11）的数字解进行了讨论。

高斯分布

$$g(x) = g_0 \exp \left[-\frac{[x - (L/2)]^2}{2\tau^2} - i h_0 x \right] \quad (14)$$

是最有实际意义的，因为它所对应的振荡其辐射损耗小到可以忽略，对于与函数 $f_{es}(\varphi, 0)$ 相类似的分布函数 $F(\omega)$ 来说，它与前者有着本质的区别（参看图6）。 $F(\varphi)$ 的最大值至少比 $f_{es}(\varphi, 0)$ 小一个数量级，这就使振荡器的起振电流大大地增加。当 φ 比较大时才出现 $F(\varphi)$ 的最大值。此外， $F(\varphi)$ 曲线仅在 $\varphi=0$ 点上横穿过横坐标；这就是说，当 $\varphi \neq 0$ 时，互作用功率就不会变为零。

带梳子的开放式谐振腔的电动力学理论所得的结论是⁽⁵⁾，梳子的槽沟对周期的最佳比值接近于1/2，而槽沟的最佳深度接近于自由空间波长的四分之一。起振电流随频率而增大完全是由电动力学系统所引起⁽⁴⁾。理论也能对起振电流与光栅周期 g ，互作用空间的长度 L ，镜间距离和电子束的参量等之间的关系进行估算^(4~6)，还能选择最佳工作电压和最佳的结构周期。

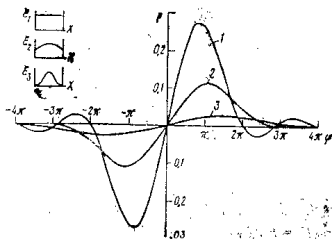


图6 电子的相互作用功率与相对渡越角 φ 的关系

曲线1—场的振幅为均匀分布

曲线2—场的振幅为余弦曲线分布规律

曲线3—场的振幅为高斯型分布

3. Orotron 的非线性理论

在非线形理论中方程 $I = M \mathcal{S}$ 的最简单形式为

$$I_1(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-iu} d\varphi_0$$

$$\frac{2^2 u}{2\xi^2} = - \left(1 + \varepsilon \frac{2u}{2\xi} \right)^3 \left\{ \operatorname{Re} \left[F(\xi) e^{iu} \right] + \mathcal{S} \right\} \quad (15)$$

式中, $I_1(\xi)$ ——群聚电流的第一次谐波的无量纲振幅, 它是通过函数 $u = u(\xi, \varphi_0)$ 来表示的, 根据方程(15)的第二式, u 决定了电子的运动。式中 $\varphi_0 = \omega_0 t$ ——电子飞入时的相位。 $u = \varphi_0 + \theta(\xi, \varphi_0)$ ——电子在波场中的现时相位, θ ——以 φ_0 和电子的初相(交变场引起的)成周期性变化的部分; $F(\xi)$ ——以量 $2e^2 h_e U_e$ 归一化了的场的复振幅, $\xi = eh_e x$ ——缓变坐标; $\mathcal{S}$ ——无量纲的空间电荷力。在最简单情况下, 规定电流的高次谐波及其对 ξ 的导数可求[13], 并设 $\mathcal{S} = \sigma^2 \operatorname{Im} \left[I_1(\xi) e^{iu} \right]$ 则 $\mathcal{S}$ 只需通过电流的第一次空间谐波就可表出, 式中 $\sigma = \omega_0 / \varepsilon \omega$ ——空间电荷参量, ε ——小参量, 对于谐振返波管和谐振行波管来说, 就是皮尔斯增益参量:

$$\sqrt[3]{\frac{KI_e}{4U_e}} \quad (16)$$

式中, $K = |\mathcal{S}_0|^2 / 2h_e^2 P$ ——耦合阻抗, $\mathcal{S}_0$ ——对电子束作用的同步空间谐波的振幅(它存在于 $\rho = 0$ 时的式(12)中), P ——慢波系统中的功率流。

对于 Orotron 来说, 量 K 由类似的方程

$$K = \frac{\mathcal{S}_0^2}{h_e^2 \omega_r C_r^2 N_r} = \frac{|\mathcal{S}_0|^2}{2 h_e^2 \omega_r W} \quad (17)$$

所决定, 而参量 ε , 则由公式(16)所决定。

方程(10)和(15)即组成了分析 Orotron 在稳定的非线性状态下工作的自治方程组。应该指出, 在 Orotron 理论中引进参量 ε 并不是十分必要的(关于这点可参看文献[10])。但是所讨论的问题是涉及到要建立一个包括谐振返波管和谐振行波管在内的谐振自激振荡器统一的理论, 上述方法的意义就在于此。对于函数 $\theta(\xi, \varphi_0)$ 来说, 从线性理论中求出一级近似的表示式作为给定的零级近似, 就可以给出非线性方程的近似解析解^[21, 22]。把这个表示式代入方程(15)中的第一式, 我们就得到群聚电流第一次谐波的振幅, 利用关系式(10)又可以求稳定振荡的振幅 $F_0 = F_0(\xi_{\max}, \xi, \varphi_0)$ 和相应的振荡频率^[21], 式中 $\xi_{\max} = eh_e L$, $\xi = (h_e - h_e) / eh_e$ 。Orotron 的归一化效率 $\eta / \varepsilon = |F_e|^2 / 2(1 + \varepsilon \xi)^2$ 是量 ξ 的非对称的光滑函数(图7)。相互作用功率有功分量(这就是 η / ε)极大值在 ξ 轴上的位置和无功功率的零点(即 Orotron 的振荡频率 ω 与谐振腔固有频率 ω_r 相等的点)与从线性理论所得结果相比, 向相对渡越角绝对值增大的方向移动了。

从时间上来看,首先创立的是Orotron的动力学理论,这是根据谐振摩速调管(无反射极的单腔速调管)的理论模型建立起来的^[23],在此理论中采用逐次逼近法来求解电子的运动方程,之后从电荷守恒定律出发求得群聚电流,算出电子功率的有功分量和无功分量。接着从关系式(10)中求得稳定振荡的振幅和频率,以及Orotron的归一化效率与相对渡越角 $\varphi = (h_0 - h_e)L$ 的关系。同时还表明,如象振荡区的不对称,最佳渡越角向 φ 绝对值增大的方向移动(图7中的虚线所示)等这些Orotron中的基本的非线性效应,都可由这理论很好地导出。

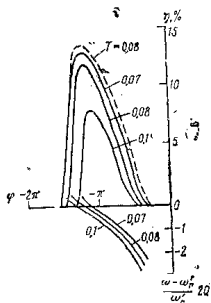


图7 Orotron的效率与振荡频率与相对渡越角的关系($\xi_{\max} = 1$, $\varepsilon = 0.1$, 参量 $T = 1/2Q$ 为不同量值)
实线— $\sigma = 0.5$, 虚线— $\sigma = 0$

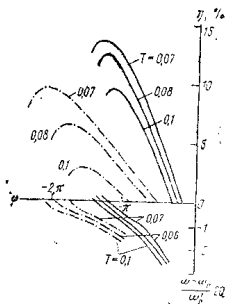


图8 参量 $T = 1/2Q$ 为不同值时Orotron的效率和振荡频率与相对渡越角的关系
实线: 场的振幅(沿相互作用区)为均匀分布
虚线: 场的振幅为高斯分布

文献[20]根据沃夫洛夫-松切夫(Овчаров-Солнчев)非线性方程^[25,26]对Orotron中的物理过程已进行了分析,但是没有引入缓变坐标。对于场的振幅沿光栅为均匀和高斯分布,分析的结果绘于图8。将这些结果与图7中所给出的结果(曲线为 $\varepsilon = 0.1$, $\xi_{\max} = 1$ 即 $\varphi = -\xi$ 时,参量 $T = 1/2Q$ 为不同值时绘出的)进行了比较后,可以指出,其规律性是一致的,对于均匀分布的场来说其曲线实际上完全一样。在物理上这是容易理解的(关于这方面在讨论线性理论时我们已经讲过):因为在群聚电流的幅值达到最大值时的长度上,而场强已开始急剧地下降,就象在返波管中发生的情形一样。在若干文献中基于给定场(沿光栅为均匀分布或是高斯分布)中运动方程(15)的数字解,对Orotron能量特性都作了分析^[60,27~30]。电子效率由下式决定

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{1}{\left(1 - e^{\frac{\partial u}{\partial \varphi}} \right)^2} \right) d\varphi_0 \quad (18)$$