

激光微波管*

赵永翔

(中国科学院电子学研究所, 北京)

摘要 激光微波管 (lasertron) 是 80 年代发展的超大功率微波源, 目前尚处在研究的初期阶段。本文介绍了激光微波管的基本原理, 并进行了一维分析。计算模型比较简单, 但已经可以看出与常规微波管不同的许多特点。数值计算结果显示出了空间电荷影响的严重性。文中最后指出研究激光微波管遇到的一些关键技术问题。

关键词 微波管; 激光微波管; 激光; 光阴极

一、引言

激光微波管 (lasertron) 的产生背景可以从两方面看。一方面是科学的发展需要超大功率的微波源。首先是高能加速器的研究, 在斯坦福大学加速器中心 (SLAC) 计划建立 300 GeV 的直线加速器。目前传统的速调管所达到的最高水平为脉冲功率 150 MW^[1], 仍不能满足客观要求, 因此希望寻找新的原理, 以得到尽可能高的微波功率, 例如大于 1000 MW。另一方面, 在技术上有两项新的突破, 一个是利用锁模技术可得到皮秒量级的激光脉冲, 另一个是光阴极的研究成果, 可以得到非常强的光电发射。在这样的背景下, 1981 年 SLAC 的几位科学家首先设想出激光微波管的方案。1981 年底 SLAC 组成了一个研究小组进行基本原理的探索^[2]。随后日本也有一些科学家开始研究, 1984 年做出了一只功率很小 (1.6 kW) 的激光微波管^[3]。1985 年 SLAC 在研制一只原理论证的样管^[4], 设计输出功率为 35 MW。同时日本也在研制一只 50 MW 的样管^[5]。与此对应, 据 1985 年麻省的热电子公司报道^[6], 光阴极用激光照射可得到大于 200 A/cm² 以上的电流密度。1986 年消息, SLAC 已达到 400 A/cm² 的水平^[7]。看来激光微波管正在引起越来越大的兴趣。

二、基本原理

激光微波管的基本原理是: 一个激光束打在光阴极上, 产生很强的光电流。它在阴极电压的加速场作用下获得极大的能量。如果激光束是经过微波频率调制的梳形脉冲串, 那么打在阳极上的电流就是已经群聚的电子流(图 1 和图 2), 与进入速调管输出腔

* 1987 年 3 月 4 日收到, 1987 年 8 月 10 修改定稿。

1) 系私人通信

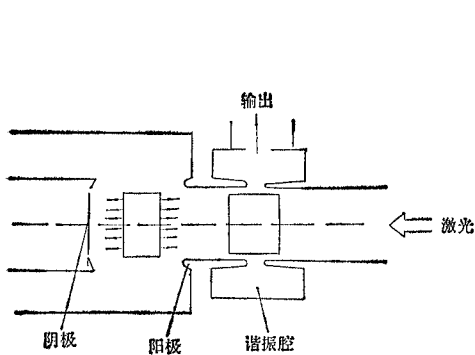


图1 激光微波管示意图

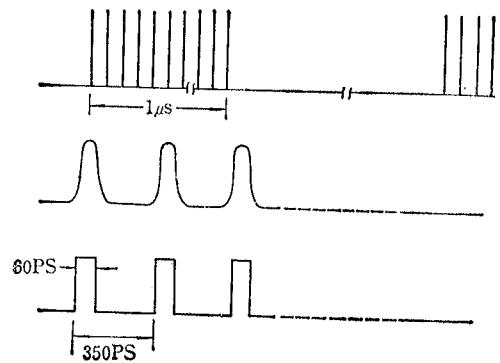


图2 梳状激光脉冲串

的电子流相似。在适当位置上放上谐振腔就可以激起很强的微波输出功率(图1)。

激光微波管除了具有特大功率的潜力以外,它不需要预群聚,只要一个输出腔就够了。省去了速调管的多级群聚腔,从而大大缩短了高频作用区的长度,这又使聚焦系统大为缩短和简化。这是一种很独特的放大器,它没有高频输入端,高频信息是通过光脉冲传入的。光子不带电荷,因而可以传输很远而没有“去群聚效应”,也不存在绝缘问题。又由于从阴极发射出的就是一个个脉冲电子团,这意味着有很高的群聚效率,相似于普通栅控三极管的C类放大,所以可以获得很高的效率。

三、一维分析

通常微波管电子枪的电子光学设计,只考虑直流状态。即使是脉冲运用,电子光学设计原理也和直流是一样的,是“静态分析”。

但是,在激光微波管是从阴极发射出来的电流就已经被微波调制。就是说,在电子枪的加速区电流就已经是纵向不均匀的,束形随时间而变。由于电子团在不断运动,所以空间电荷场不仅是空间的函数,也是时间的函数。这就使问题大大复杂化。这是一个存在高频电流的电子光学问题,或者说要进行“动态分析”。

作为第一步,我们先考虑一维情况,即假定电子束截面很大,忽略其横向的排斥力,考虑一个电子团(bunch)在加速场中的纵向运动。电子除受到阴极的直流加速场以外,处在电子团前沿的电子,由于空间电荷力的作用,将受到正向作用力,使之进一步加速,而处在后沿的电子则受到减速。图3表示出空间电荷场在某一瞬间沿纵向的分布。

空间电荷场可表示为:

$$E_{,cm} = \frac{I\tau}{2\pi r_b^2 \epsilon_0}$$

式中 I 为发射电流峰值, τ 为脉冲宽度, r_b 为电子束半径。

处在电子团前沿的电子从阴极发射出来就受到空间电荷场的加速,身后的电子越来越多,所以其加速场也越来越强。处在前沿稍后一些的电子刚刚离开阴极时,将受到前面电子的减速,随后当它身后的电子比前面的电子更多时总的空间电荷力就使它加速。只

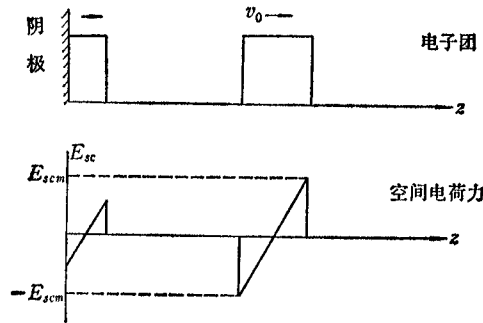


图3 电子团和空间电荷力

有处在后沿的电子将始终受到空间电荷力的减速。图4表示空间电荷场 E_{sc} ，它既是时间的函数，又是它在电子团中的相对位置的函数。后者以 φ_0 表示，前沿的电子 $\varphi_0 = 0$ ，后沿的电子 $\varphi_0 = \omega\tau$ 。数学表示式为下：

$$E_{sc} = \begin{cases} 0, & \omega t < \varphi_0 \\ E_{scm} \left(\frac{\omega t - 2\varphi_0}{\omega\tau} \right), & \varphi_0 \leq \omega t \leq \omega\tau \\ E_{scm} \left(1 - \frac{2\varphi_0}{\omega\tau} \right), & \omega\tau < \omega t \end{cases} \quad (1)$$

上式右边第一式的条件 ($\omega t < \varphi_0$) 表示在时刻 t ，处在 φ_0 相位的电子还没有从阴极发射出来，当然也就没有受到空间电荷的作用力。 φ_0 的变化范围是从 0 到 $\omega\tau$ ，上式表明对 φ_0 的函数关系是线性的，所以只要考虑前后沿的电子 ($\varphi_0 = 0$ 和 $\varphi_0 = \omega\tau$) 就可以了。这两种特殊情况的空间电荷力的公式是： $\varphi_0 = 0$ 时，

$$E_{sc}(\omega t, 0) = \begin{cases} E_{scm} \frac{t}{\tau}, & t \leq \tau \\ E_{scm}, & t > \tau \end{cases} \quad (2)$$

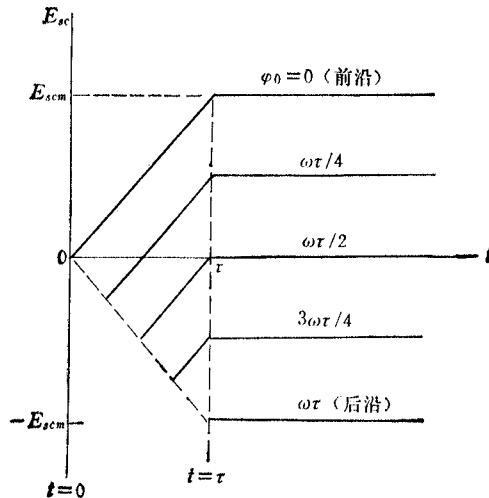


图4 不同时刻发射的电子所受的空间电荷力

$\varphi_0 = \omega\tau$ 时,

$$E_{sc}(\omega t, \omega\tau) = -E_{scm}, \quad t \geq \tau \quad (3)$$

考虑一维情况, 阳极的加速场是均匀场, ($E_0 = \text{const}$), 同时考虑到相对论效应, 电子的运动方程组为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{e}{m_0} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2} E \\ \frac{dz}{dt} &= v \\ E &= E_0 + E_{sc} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 E_0 是阳极的加速场, $E_0 = V_A/d_{AC}$, V_A 是阳极电压, d_{AC} 是阳极与阴极间距离。为了便于计算机计算, 把参数归一化, 转换成以下的无量纲方程组:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_1}{dT_1} &= E_1(1 - V_1^2)^{3/2} \\ \frac{dZ_1}{dT_1} &= V_1 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中 $V_1 = v/c$, $T_1 = ft = \omega t/2\pi$, $Z_1 = z/\lambda$, $E_1 = E_0 \left(1 + \frac{E_{sc}}{E_0}\right)$, $E_{01} = \eta \frac{E_0}{fc} = \eta \frac{1}{fc} \cdot \frac{V_A}{d_{AC}}$, $\eta = e/m_0$.

按以上模型进行的计算机计算结果如表 1 所示。其中选用的频率为 2856MHz, 注半

表 1

峰值电流 (A)	1	2	3	4	5
	1000	2000	3000	1000	2000
阳极电压 (kV)	1000	1000	1000	1000	1000
电子束半径 (cm)	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
脉冲宽度 (ps)	60	60	60	60	60
(°)	61.7	61.7	61.7	61.7	61.7
阳极-阴极间隙 (cm)	5	5	5	10	10
直流场强 (kV/cm)	200	200	200	100	100
空间电荷场强 (kV/cm)	47.9	95.9	144.0	47.9	95.9
渡越时间 (F)* (1/T)	0.655	0.640	0.628	1.262	1.210
(B)**	0.729	0.819	1.025	1.639	4.830
时间发散度 (1/T)	0.073	0.179	0.398	0.377	3.620
到达阳极脉宽 (1/T)	0.245	0.351	0.569	0.548	3.791
到达阳极速度 (F) (1/c)	0.956	0.966	0.973	0.966	0.978
(B)	0.916	0.869	0.764	0.869	0.379
速度差 (1/c)	0.040	0.097	0.208	0.098	0.599
到达阳极能量 (F) (keV)	1229	1458	1685	1473	1945
(B)	760	520	282	520	41.3
能量差 (keV)	469	938	1404	952	1904

* F——前沿电子

** B——后沿电子

径为 1.5cm, 脉宽为 60ps, 近似为周期的 1/6, (相当于 61.7°), 所以平均(视频脉冲)电流约为表列峰值电流的 1/6, 功率也是如此. 图 5 表示电子团的扩散过程. (其中图 5(a)—(c)取阳极阴极间距为 5cm, 场强为 200kV/cm, 而图 5(d)—(e) 取其间距为 10cm, 场强为 100kV/cm.) 从图看出, 尽管激光的脉宽只有高频周期的 1/6, 但电子团到达阳极时, 脉宽已经变宽了. 当阳极距离为 5cm, 阳极电压为 1MV, 光电流峰值为 1000A, 2000A, 3000A 时, 脉宽已分别展宽到 88° , 126° , 205° . 后者的群聚状态已经显著变坏.

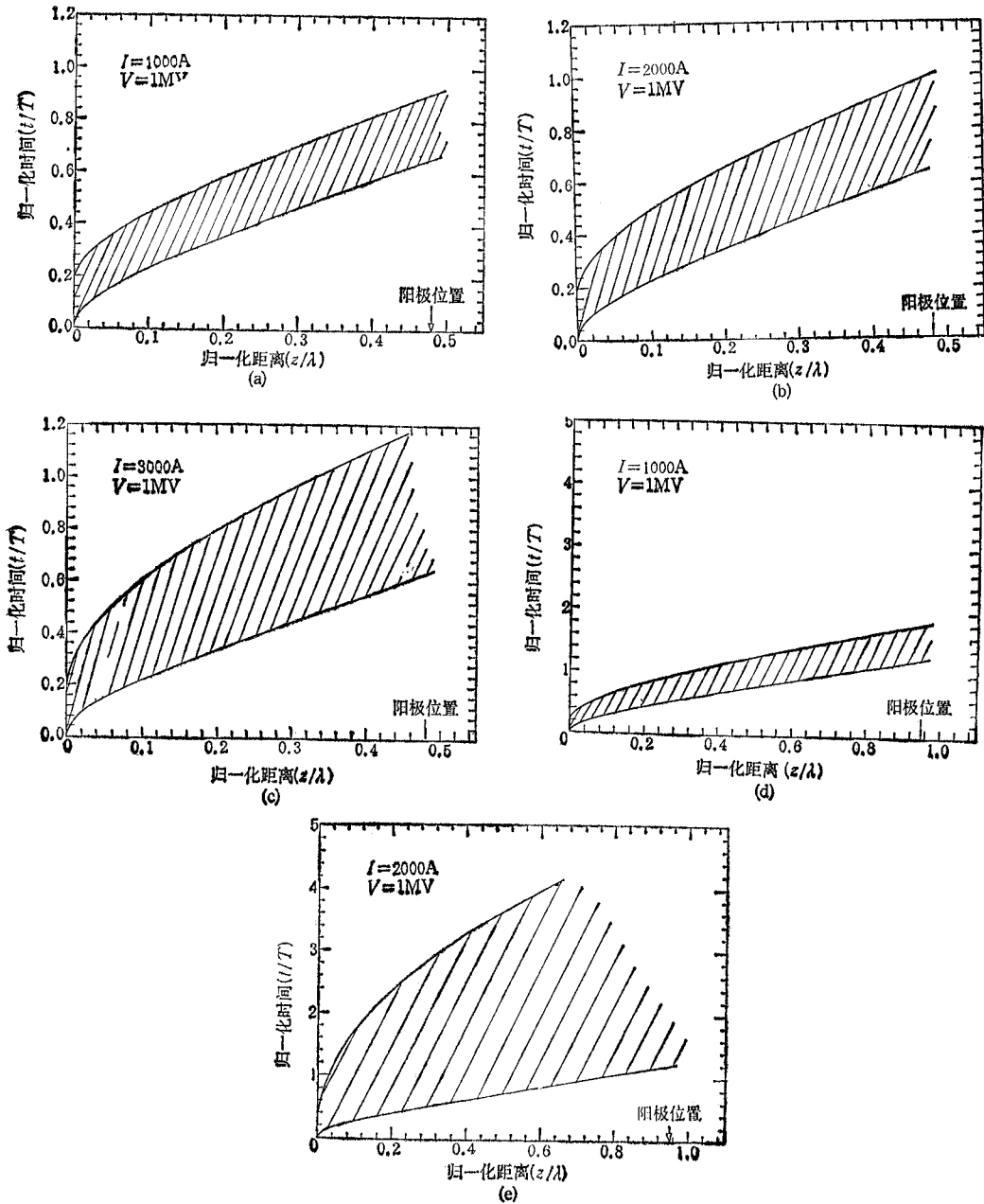


图 5 空间电荷引起的电子束扩散

此外,能量的分散度更为严重.表1中列出五组参量,第1组(电压1000kV,电流1000A)是五组中空间电荷效应较弱的一组,但其能散度也达到1.6比1,(1229keV比760keV)即电子团前沿的电子被加速了229keV,而后沿电子被减速了240keV,可见问题之严重.其他几组数据(见表中“到达阳极能量(F)和(B)”)则更不能接受.上述第1组数据虽勉强可接受,但其电子束的瞬态峰值功率为1000MW,视频脉冲功率只有峰值的1/6,即约170MW,还远未达到期望的超大功率.可见激光微波管虽然从原理上很吸引人,但实现超大功率并非易事.

应该指出,为了获得超大功率,以上选取的导流系数和电流值都太大.如果取值小一些,情况会有所改善.对电流较小的情况进行的类似计算归纳在图6—图8中.在这里,为了更好地估价空间电荷效应,我们选取了三个参量.一是电子团的发散度 $\Delta\theta$,即到达阳极时的脉宽的增量,以度表示(图6).二是能散度,以 E_{\min}/E_{\max} 表示(图7).三是速度的不均匀度,用 v_{\min}/v_{\max} 表示(图8).

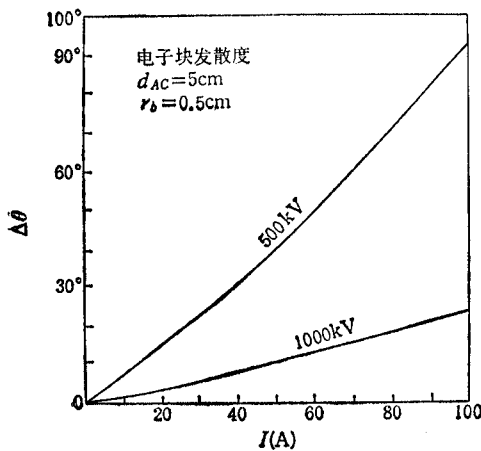


图6 电子团的发散度随电流的变化

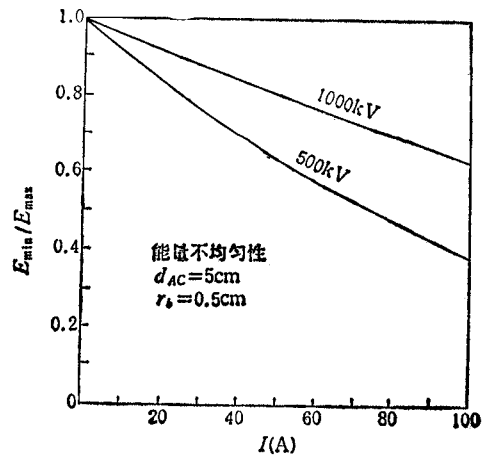


图7 能散度随电流的变化

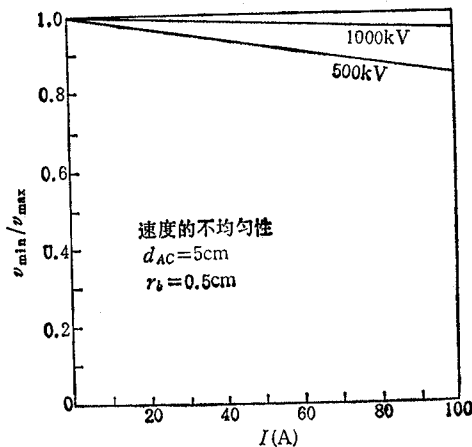


图8 速度的不均匀度随电流的变化

通过以上一维分析,可得出以下结论:

- (1) 阳极电压一定时,不均匀性随电流的增加而变坏。
- (2) 能量的不均匀性强烈依赖于空间电荷场与外加场的比值。
- (3) 与常规的微波电子管相比,空间电荷效应严重得多。例如 $V_A = 1000\text{kV}$, $I_A = 50\text{A}$ 的电子注, 导流系数仅 $0.05\mu\text{P}$, 当电子注到达阳极时,其能散度已达 20%。而普通电子枪能散度是很小的,微波管如果采用这么低的导流系数空间电荷效应是很微弱的。

四、激光微波管的研究方向和问题

激光微波管和传统的速调管原理大不相同,因而对它的研究面临着一系列新的尖端技术需要开发。主要有以下几个方面:

(1) 强流光阴极 希望发射密度达到每平方厘米几百甚至几千安培。问题的难度不仅在于高的发射密度,而且在于足够长的寿命。

(2) 皮秒激光脉冲技术 不仅要求光脉冲宽度为几十皮秒,而且其调制频率在微波波段。

(3) 动态电子束研究 本文的一维分析是不够的,而常规的电子枪程序显然不适用,应开发二维动态电子光学计算机程序。

(4) 激光微波管的总体结构与高频系统 由于电子枪区已经是高频系统的一部分,这就带来许多新问题。例如光阴极能发射的最大电流将不仅受限于阴极本身,而且受限于阳极与阴极间的极间电容。

从目前水平看,离实用尚远,但是对以上课题的研究都可能引伸出一些新的用途或新的学科分支。例如强流光阴极的研究不仅可用于激光微波管,也可以用于加速器和自由电子激光,因为它可以产生能散度较小的电子束(相对于其他方法)。

从激光微波管本身的发展看,为了克服空间电荷效应,又可以做成各种不同的结构形式,如作者曾提出利用与偏调管相似的原理做成回旋激光微波管^[2],有可能实现超大功率。当然这又牵涉到一系列新技术。限于篇幅,本文不拟详述。

参 考 文 献

- [1] G. T. Konrad, High Power RF Klystron for Linear Accelerator, Proc. of the 1984 Linear Accelerator Conference, Seeheim, F. R. Germany, GS1-84-11, Sept. 1984.
- [2] Yong-Xiang Zhao, (赵永翔), A One-Dimensional Analysis of A Laser Photo-Electron Microwave Tube, Jan. 1982; More Information about One-Dimensional Analysis of A Laser Beam Photo-Electron Microwave Tube, Feb. 1982; Some Microwave Structure for A Lasertron, Mar. 1982. (Internal Technical Notes in SLAC, limited distribution.)
- [3] M. Yashioka et al., Laser-Triggered RF Sources for Linacs in TeV Region, Proc. of the 1984 Linear Accelerator Conference, Seeheim, F. R. Germany, GS1-84-11, Sept. 1984, p. 469.
- [4] E. L. Garwin et al., *IEEE Trans. on NS*, **NS-32**(1985), 2906.
- [5] Y. Fukushima et al., *IEEE Trans. on NS*, **NS-32**(1985), 2831.
- [6] C. H. Lec et al., *IEE Trans. on NS*, **NS-32**(1985), 3045.

THE LASERTRON

Zhao Yongxiang

(Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT The lasertron is a kind of superpower microwave source, originated in 1980's. At present the lasertron is still under development. In this paper, the basic principle is introduced and one-dimensional analysis is presented. The computing model is rather simple, while the characteristics and the differences with respect to traditional microwave tubes are figured out. From numerical results the significance of space-charge effect is emphasized. The main problems of lasertron are pointed out at the last part.

KEY WORDS Microwave tube; Lasertron; Laser; Photocathode