

脉冲磁控管的阴极问题*

张恩虬

(中国科学院电子学研究所)

提 要

在脉冲磁控管中,阳极电流可以用两个不同的公式表示。一是属于具体管型的,包含电磁参数和管的几何尺寸,它描述阳极如何从切向迴旋的电子云中提取电子。另一个只与阴极的热发射、回轰系数和次级发射系数有关,它描述阴极向迴旋电子云供应电子的一般方式。二者有紧密的联系,但又是不同的物理过程。我们将这两个公式和相互作用空间中的电子云运动结合起来,便能更好地了解磁控管的工作机制。

为了使磁控管能稳定工作,就要使预振电压低于门槛电压,并且使空间电荷振荡的模式与谐振腔上高频振荡的 π 模同步。在起振之后,阳极电流应近似地由次级发射供应,而回轰电流则近似地由热发射供应。此条件能保证得到较好的工作状态。

引 言

脉冲磁控管具有阳极电压高,从阴极支取电流密度大的特点。这个特点使得管子的工作状态与阴极质量有很密切的关系。在长期实践中,大家都观察到阴极质量对管特性有很大影响。但到底是如何影响的呢?由于磁控管中的电子云运动复杂而多变,而阴极供应电子的方式又没有被明确地认识,上述问题就一直没有弄清楚。这种情况使得磁控管的设计和制造,到目前为止,还是凭经验来进行。虽然有了电子计算机这个得力的工具,但是由于阴极这个边界条件不明确,难以正确地指挥计算机工作。例如热发射电流取多大?次级发射系数取多大?都没有可靠的参考数值。所以自从1965年余士幡等人^[1]的开拓性工作以来,没有什么实质性的工作跟上。

由于没有弄清楚阴极的工作方式,以致在设计、工艺和使用上阴极都不是处在合适的状态。这样当然寿命就短了。一个工作比为千分之一的脉冲磁控管,设其寿命为一千小时,实际上阴极只工作了一小时。为什么“O”型管或连续波磁控管的寿命可以很长,而脉冲磁控管的寿命则特别短呢?这种管子的寿命终了时是由于阴极的哪个方面遭到损坏呢?我们通过长期的实践,并结合文献上的数据加以深入的分析,找出了阴极工作的方式,这些结果无疑地对脉冲磁控管的发展将起促进的作用。下面我们分两部分进行论述。

* 1986年2月25日收到,1987年1月15日修改定稿。

第一部分 阴极电流的性质

1. 温度限制的热发射

过去文献中都认为阴极供应空间电荷限制的电流,或者对这个问题避而不谈。可是在实践中,有很多迹象表明:脉冲磁控管的阴极供应热电子是受温度限制的。现在我们来说明这个问题。衡量阴极供应电子是受空间电荷限制抑或受温度限制,最关键的标准,也是唯一的标准,就是看阴极表面的电场强度。如果阴极表面的电场为零,甚至为负(出现虚阴极),就是处于空间电荷限制;如果阴极表面的电场为正,此时热发射便受温度限制了,因为只要阴极能发射出来电子,都会被表面的正电场拉走。脉冲磁控管的阳极电压一般为数十千伏,而阴阳极间的距离一般为数毫米。这样场强约为 10^5V/cm ,需要很稠密的空间电荷,方能将之屏蔽。为了说明这个问题,我们随意选择几种不同波长的管子,计算其在没有磁场的条件下,在工作电压时所支取的空间电荷限制电流,和支取空间电荷限制电流等于工作电流时所需的阳极电压,其结果分别示如表 1 中的第 5 列和第 7 列。二者之比,示如第 6 列和第 8 列。从这些数字可以看出,如果以工作电压来支取空间电荷限制的

表 1 几种磁控管在工作电压下支取空间电荷限制电流和支取空间电荷限制电流为工作流时的电压

1	2	3	4	5	6	7	8
管型	波长 (cm)	工作电压 (kV)	工作电流 (A)	在工作电压时 支取空间电荷 限制电流的值 (A)	与工作电 流之比	当空间电荷限 制电流等于工 作电流时之电 压 (kV)	与工作电 压之比
HP10V	10.6	47	102	810	7.94	7.72	6.1
2J39	9.06	16	13	88.6	6.8	2.24	7.1
AX9	3.16	29	50	1210	24.2	3.14	9.2
L5047	3.2	13	15	251	16.7	3.54	3.7
3J31	1.25	14.6	11.2	337	30.1	1.94	7.5

电流,则此数值高出工作电流许多倍;如果认为工作电流是空间电荷限制的,则只需很低的阳极电压便够了。此外,在短波长的管子中,例如 3J31,其场强高至使空间电荷限制的电流密度高达 1155A/cm^2 ,这是当前没有阴极能够达到的数值。但事实是:3J31 管用海绵镍阴极便可以很好地工作了^[2]。由此可以推断,脉冲磁控管在工作时阴极表面是有正电场的,也就是说,供应温度限制的热电子。

最能说明阴极表面存在正电场的例子,便是贝凯菲 (Bekefi) 等人^[3,4]所研究的相对论性磁控管。他们所用的阳极电压为 200—600kV,比普通脉冲磁控管高出约一个数量级;而阴阳极间的距离约为 5mm,与普通管子的差不多,有时甚至还小一些。因此,阴极表面的电场强度比普通磁控管高出约一个数量级。在这种情况下,他们已经可以使用场致发射的冷阴极工作。在现有的阴极中,场强至少要到 10^6V/cm 才会有可观的电子发射。由于贝凯菲的管子能够支取强大电流,可以推断,普通磁控管阴极的表面场强也不至于为零。

我们再看一个典型的三厘米波长的管子,它的特性曲线示如图 1。曲线 1 是从管子尺寸按二分之三次方定律计算的伏安特性。曲线 2 是在没有磁场的条件下用脉冲法实测的

伏安特性. 比较曲线 1 和 2, 可以看出这个阴极供应热电子的能力, 在很低的阳极电压时便偏离了二分之三次方定律, 而进入肖特基范围, 即温度限制的电子发射. 曲线 3 是有磁场的实际管子的伏安特性. 曲线 1 和曲线 3 在形状上有相似之处, 这会使人误认磁控管是工作在空间电荷限制的条件下. 事实是曲线 3 在电压轴上位移了约 17kV, 此数值约相当于该管的起振电压 (16—18kV). 曲线 3 上圆圈处为工作点. 可以看出, 如单纯靠热电子, 阴极还不能供应管子所需的阳极电流, 更不用谈空间电荷限制了. 事实上具有这样伏安特性的管子工作得很好, 这是因为阴极还有次级发射可以补充电子的原故.

从另一角度看, 由于磁控管所能提供给阴极的工作环境差, 而阴极面又同时受到电子和离子的轰击, 不易做到或保持在最佳的激活状态. 又由于管子工作时不可避免地有回轰, 使得阴极温度不易控制得准. 如果阴极工作在温度限制

的条件下, 则管子与管子之间, 阳极电流会有可观的零散; 而同一管子在工作过程中也会有较大的变化. 但生产实践表明, 阳极电流的一致性比较好, 而使用时也是稳定的. 举一例说: 一个 QK60 管, 经四十年放置不用之后, 不需要老炼, 马上加足阳压便能很好地工作^[9]. 这是什么原故呢? 我们将在下面进一步弄清楚这个问题.

2. 阳极电流的性质

当脉冲磁控管的阳极电压升至哈特莱-布内曼 (Hartree-Buneman) 的门槛电压时, 由于磁力的作用, 电子云的运动形式便以切向围绕阴极迴旋为主. 如果这电子云是已经群聚的, 便可以在谐振腔上感应出高频电场, 即管子开始振荡. 但要得到可观的输出功率, 则阳极电压 U_a 要比门槛电压 U_t 高出小小的 ΔU , 即

$$U_a = U_t + \Delta U. \quad (1)$$

根据文献[2], 全式可表示为

$$U_a = \frac{1884B(r_a^2 - r_k^2)}{N\lambda} - K \frac{8.08 \times 10^7 r_a^4}{N^2 \lambda^2 \left(1 + \frac{21300}{N\lambda B}\right)^2} + \Delta U, \quad (2)$$

式中修正项

$$K = \frac{\frac{1}{\sigma} - e^{\left(\frac{8}{N}-1\right)}}{\left(1 + \frac{21300}{N\lambda B}\right)}, \quad (3)$$

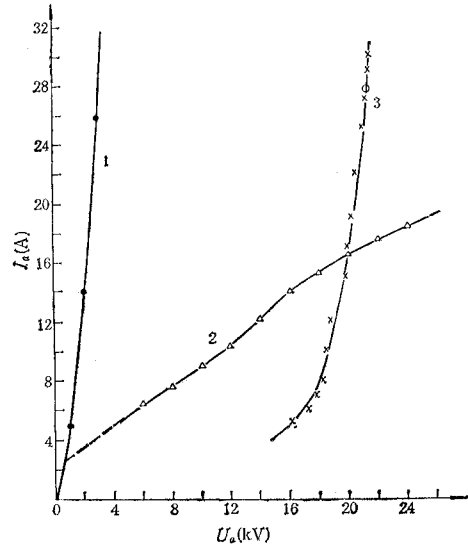


图1 一个X波段磁控管的伏安特性
1——用3/2次方定律计算的理论曲线,
2——没有磁场下脉冲测量,
3——有磁场时的实测特性,圈表示工作点.

$$\text{而} \quad \Delta U = M \left[\frac{2900 I_a N B (r_a - r_k)^4}{\sqrt{U_a} h r_a^2} \right]^{2/3}, \quad (4)$$

式中修正项

$$M = \frac{\pi}{4} \frac{1 + \sigma}{1 + \sigma^2}. \quad (5)$$

$\sigma = r_k/r_a$, N 为谐振腔数, U_a 为阳极电压 (V); B 为磁通密度 (G); λ 为波长, r_k 为阴极半径, r_a 为阳极半径, h 为阳极高度, 单位均为 cm; I_a 为阳极电流 (A)^[2].

从(4)式中可以看到, I_a 和 ΔU 呈二分之三次方的关系, 这就是图 1 中曲线 3 起振后的一支与曲线 1 形状相似. 但不能由此认为阳极电流就是受空间电荷所限制, 因为从物理意义上看, 二者是完全两回事. 当有高频场存在时, 迴旋着的电子云受到高频场的切向分量的加速或减速. 受到加速的电子受磁力弯转大, 将返回阴极; 受到减速的电子受磁力弯转小, 有可能达到阳极, 因而构成阳极电流. 因此可以说, 在磁控管中的阳极电流, 实际上是受磁场限制的. 正因为如此, 即使阴极的活性和温度有变化, 但对阳极电流的影响甚微. 再者, ΔU 是一个很小的数值, 它只作用于阳极附近的电子云, 其电场根本到达不了阴极表面. 以上的论点可以解释, 在生产和使用中尽管阴极的活性和温度并不一致, 但仍然能得到参数较一致的管子. 可是阳极电流总是要从阴极发射出来, 为此, 我们还要研究阴极供应电子的方式.

3. 阴极供应电子的方式

大家都知道, 在磁控管中次级发射十分重要. 我们曾经在分析光筒阳极磁控管的现象中得到阳极电流 I_a , 热发射 I_0 , 次级发射系数 σ , 通过回轰系数 α 而连系起来的式子^[6], 即

$$I_a = I_0 \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\sigma}. \quad (6)$$

在推导上式时并未作任何假定, 因此它是普遍适用的式子. 它描述阴极供应电子的方式, 而没有涉及管子的任何参数. 但当管子稳定工作时, (4) 式中的 I_a 即 (6) 式中的 I_a . 而 (4) 式中的 I_a 则依赖于管子的电磁和几何参数, 它是一个特定的管子在一定阳压和磁场下所得的电流, 而不管阴极用什么方式来供应这些电子.

根据(6)式, 我们以 σ 为参变数, 画 I_a/I_0 与 α 的曲线, 得图 2; 以 α 为参变数, 画 I_a/I_0 与 σ 的曲线, 得图 3. 这两个图是同一物理过程的两种反映. 我们从图 2 和图 3 都可以看到: I_a/I_0 在合适的 α 和 σ 的条件下, 会有很陡的上升. 也就是说, 如果 σ 合适, 即使 I_0 有较大的零散, 只要 α 作小小的改变, 便能够保证管子所需要的 I_a ; 或者说, 如果 α 合适, 只要 σ 有小小的改变, 便可以弥补 I_0 的变化, 而保证 I_a 稳定. 由此可见, 次级发射可以在大范围内补充热发射的不足, 使管子能支取强大的脉冲电流密度. 过去赫尔(Hull)^[7]和沃恩(Vaughan)^[8]都曾假定阴极供应电子的能力为无穷大, 得出能符合实际的伏安特性. 可是当时他们并不知道有(6)式的过程存在, 但正是由于这个电流倍增过程, 使得他们的假定能够成立.

在研究磁控管时, 我们应注意阳极电流存在着两个不同的表达式子, 并且要区分清楚这两个式子所表达的物理过程. 这样便于了解电子云运动的复杂性, 从而选择更合适的

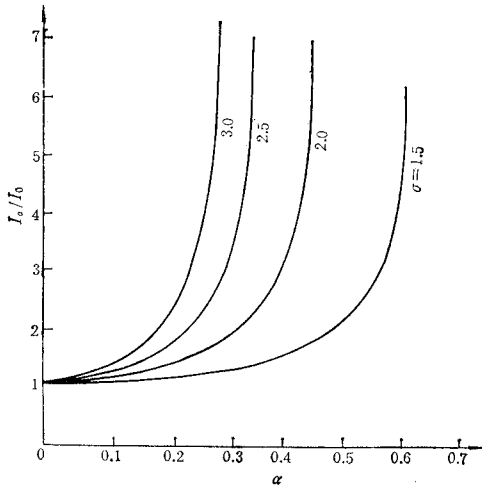


图2 电流倍增因数与回轰系数的关系，以次级发射系数为参变数

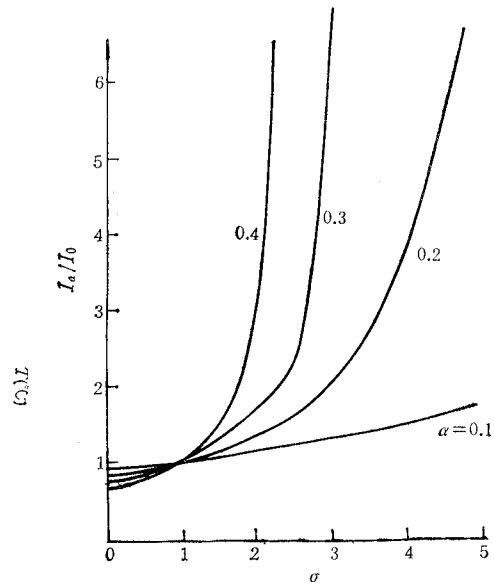


图3 电流倍增因数与次级发射系数的关系，以回轰系数为参变数

参数。但同时也要注意(4)式和(6)式之间的联系，以便全面地认识磁控管中的现象，从而抓住各个阶段的关键。

4. 管子对阴极的要求

在其它类型的管子中，阴极都是，而且仅仅是供应空间电荷限制的电流。脉冲磁控管则不同，它要求阴极在温度限制的条件下供应电子，即 $I_0 < I_a$ 。根据(6)式，此时

$$\left(\frac{1-\alpha}{1-\alpha\sigma}\right) > 1, \quad (7)$$

这就是阴极面产生电子迴旋倍增的条件。只有满足了这个条件，才能在互作用空间产生空间电荷振荡^[6]，否则磁控管便不能工作。例如热发射很充足，使 $I_0 > I_a$ ，则要求

$$\left(\frac{1-\alpha}{1-\alpha\sigma}\right) < 1, \quad (8)$$

实现不了自行放大的迴旋倍增，空间电荷振荡便建立不起来。此时电子云便不能在相邻的阳极头上感应出正负相间的高频电荷来。从物理图象看， I_0 太大了，空间电荷过于稠密，由于同性相斥的原则，电子云便不能很好地群聚，它与次级发射的作用大大地减弱，因而不能产生迴旋倍增的论点是一致的。在热测时偶然发现频谱不好，以为是电子发射不足，便提高阴极温度，结果频谱反而更坏。有时当振荡建立之后，去掉加热电源，发现在阴极温度下降过程中，有一段时间频谱特别好，这就是热发射和次级发射配合得当的原故。

尽管 I_0 和 σ 都允许有一定程度的变化，但阴极的工作温度还是应该注意加以控制。由于磁控管工作时不可避免地要有回轰，而回轰系数 α 又比较活跃多变的，阴极的温度便不是单纯地受热子功率所决定。有些类型的管子，其回轰功率大于加热功率，便要设法

将阴极冷却。根据表面动态发射中心的观点,阴极的电子发射,依赖于表面活性物质的分布。在高温时这些活性物质会升华,受到电子轰击会分解,受到离子轰击会溅散;要靠从阴极内部扩散和徙动而加以补充,形成动态平衡。因此,在选择工作温度时,要照顾到各种因素,使之配合得当,管子才能顺利地工作。

即使温度已经选择得合适,但切断热子电源过慢,回轰已经使温度增加过多,则虽然不加热了,温度仍会过高。因为只要温度瞬时上升, I_0 便过大,空间电荷过于稠密,处于加速场的电子便多,回轰加剧。这是一个恶性循环的过程。这个恶性循环的结果,可使回轰功率大于加热功率。此时即使热子不加热了,管子还是处于不正常的工作状态。在选择起始的热子功率时,如果拿不准,宁可偏低一点。因为热发射低了, σ 可以补充;但是 I_0 高了,则回轰过甚,阴极温度降不下来。

5. 寿命

脉冲磁控管的寿命特别短,主要是对阴极的情况了解不够,不知道磁控管阴极应具有什么特性。现在既然知道了,便应该将所用的阴极检查一下,用得较多的两类阴极示如表2。从表中可以看出,次级发射系数大的,容易发生电火花。因为根据(6)式,当 $\sigma\alpha \rightarrow 1$, $I_a \rightarrow \infty$,这就是发生电火花的条件。但 σ 低的,回旋倍增不够有效,建立空间电荷振荡困难,将导致频谱变坏。氧化物阴极的寿命短,主要是在大密度电流回轰下,碱土氧化物迅速分解。我们曾经根据这个理论,估算了CKM-99和CKM-429的寿命,得到了符合实际的结果^[9]。由表2可见,两类阴极各有优缺点,都不能全面地满足磁控管的要求。因此,要研究专门适用于磁控管的阴极,特别是当发展大功率、短波长、可调的管子时,这个问题就更突出。

表2 磁控管中常用阴极性能的比较

阴极类型	工作温度 (°C)	次级发射系数	电火花	频谱	寿 命
氧化物	650—800	2—5	容易发生	好	短(在大密度电流回轰下)
钨钨	850—1000	1.5—2.5	较少发生	坏	长(处理适当)

磁控管阴极不单纯供应电子,而且要参加起振前空间电荷振荡的形成,否则管子便不能工作。它不但提供热电子,还要提供次级电子,而且二者之间要适当配合。这样复杂的情况,只要有一个环节出岔,便会影响全局。此外,磁控管的另一特点就是电子回轰,我们不希望 α 太大,但太小也不行。从图3可以看到, $\alpha = 0.1$ 的曲线要求 σ 很大才能得到可观的倍增,目前尚没有阴极能满足这个要求。电子回轰会破坏表面的活性物质,使 I_0 和 σ 都改变;它同时也会改变阴极的工作温度,如果使之过高,因而 I_0 过大,这是不利的;但如果温度过低,则虽然阴极内部还有活性物质,但不能通过扩散和徙动补充到表面,也要影响寿命。

总之,问题相当复杂,而且交织在一起。在这种情况下,要求管子设计者和阴极研究者密切合作,才能真正解决问题。

第二部分 阴极特性与磁控管稳定性的关系

1. 磁控管不稳定的根源

脉冲磁控管在每个电压脉冲来到时,都要重新起振一次。由于热发射和次级发射都是随机的,所以每个脉冲便不可能做到完全一样。举例来说,两个电子以同一能量、在同一地点、以同一角度入射到固体中,由于固体内部的电子运动是用几率波来描述的,因此打出来的电子的数目便带有随机性。事实上每个原电子所打出的次级电子都是正整数,而我们用非整数来表示次级发射系数 σ ,是已经进行了统计平均的结果。这样的表示方法符合宏观实际,也便于应用。微观的随机性可以使宏观现象不能完全重复,因而引起不稳定。我们要采取措施抑制微观的随机性,使之在宏观上不表现出来。热发射也有随机性,它表现为散弹噪声和闪烁噪声。但“O”型管中都使阴极工作在空间电荷限制的条件下,稠密的空间电荷可以抑制这些噪声,而使支取的电流稳定。可是在第一部份中曾提出,脉冲磁控管中的阴极的热发射是受温度限制的。这是造成管子不稳定的原因之一。

磁控管是自振荡管,它靠电子云的重入式来自行反馈和放大。在阳极电压上升过程中,电子云的运动形式要经多次的改变^[40]。每次的改变都是有条件的。如果这些条件得不到保证,运动形式的转化便会推迟甚至不能完成。例如当群聚了的电子云与谐振腔上的高频场同步谐振时,阳极电压的些微上升,便会引起电流的急剧增长,因为这是互相促进的猛烈过程。前面介绍过, I_a 是由阴极的热发射与次级发射互相配合来保证的。如果阴极供应电子的能力不足,或配合不适当,都会迫使电子云改变自身的运动状态。除此之外,在起振过程中,还有许有环节能产生不稳定。

电子回轰是磁控管中不可避免的现象。事实上也必须有电子回轰管子才能工作。但电子回轰使阴极表面的活性物质脱键分解,从而改变了热发射和次级发射的能力,使 I_a 得不到保证。此外,还有离子轰击使阴极表面活性物质溅散。这两个过程都可能在很短的时间内完成,因此在数微秒的长脉冲中便可以表现出来,这就是在长脉冲工作下的管子容易产生不稳定的原因。那么短脉冲时为什么也会不稳定呢?这是因为短脉冲时电压前沿上升过快,电子云的运动状态处于不断改变之中。当阳压升到阈值时,电子云尚未群聚好,不能激发出高频场,便表现为停振、或者空间电荷振荡在仓促中形成,其模式与谐振腔上高频场的 π 模不同,这样就迫使高频场改变模式,这就产生跳模。下面将更详细地论述阴极质量与磁控管的稳定性的关系,使管子设计者能明确应该注意些什么地方,而使阴极研究者知道需要解决些什么问题。

2. 预振电压和门槛电压

过去文献中没有提到过预振电压这个名词。它是脉冲磁控管起振过程中的一个关键步骤,它与管子的稳定性关系极大,也是衡量阴极质量的指标之一。过去由于没有认识这个客观存在的物理过程,因而对磁控管的稳定问题便解决不好。所以下面将比较详细地介绍预振电压的定义及其所起的作用。

当阳极电压还低的时候,电子开始从阴极走向阳极,得到速度之后磁力作用因而加大,又使之弯转而回到阴极。这些在阴阳极之间来回运动的电子,受到后来从阴极发射的

热电子的干扰,不能很好地群聚起来.它们从直流场所获得的能量,便转化为热能,表现出高温电子来.高温电子的存在,可清楚地解释违反赫尔(Hull)截止和电子以一定能量回轰阴极的实验事实.随着阳极电压的上升,电子回轰阴极的平均能量也增大.所谓预振电压,就是回轰平均能量高达使次级发射系数 $\sigma > 1$ 时的阳极电压.根据(6)式和(7)式,阳极电流 I_a 可以大于阴极的热发射 I_0 ,即在阴极面上实现电子迴旋倍增.此时在互作用空间中处于有利位相的电子得到放大,而处于不利位相的空间电荷的密度则逐步减弱,使电子在互作用空间中群聚,即所谓空间电荷振荡.因此,预振电压就是磁控管互作用空间中产生电荷振荡的最低电压.

预振电压的存在,可以用光筒阳极的实验加以证明.如果用回轰功率与输入功率之比作为纵坐标,阳极电流作为横坐标,从实验中可以得出图4的曲线.此曲线出现一最大值,而且此值接近于100%;这就是说,大部份的输入功率都用来回轰阴极,没有能量以电磁波的形式辐射出去,说明此时还没有空间电荷振荡^[11].随着 I_a 的增大,回轰功率的百分数很快下降.此时用辐射耦合的方法,或从 I_a 中都可以检出有高频振荡,即输入功率已经表现为阳极损耗、回轰阴极和 高频振荡三个部份,刚刚出现高频振荡时所对应的阳极电压,就是预振电压.

门槛电压(亦称起振电压)就是电子云的运动达到以切向迴旋为主,从而在谐振腔上感应出可观的高频场时的阳极电压.由此可知,磁控管在起振过程中要出现两种振荡.一是空间电荷振荡,一是谐振腔上的高频振荡,我们曾用磁控管的脉冲电压电流波形证明这两种振荡的存在^[12].一个稳定的管子要求到达门槛电压时,空间电荷振荡刚好与谐振腔上的 π 模振荡同步.为此,便要在管子具体参数的要求下,选用次级发射系数合适的阴极,使预振电压低于门槛电压,但又低得不过多.过去不认识这个问题,随便选个阴极,这是造成不稳定的又一原因.

空间电荷振荡存在着许多可能的模式.但是在一定的几何尺寸和电磁参数的条件下,只有一种模式占主导地位.在光筒阳极的研究中,在固定磁场和固定频率的条件下,观察高频输出电平与阳极电压的关系,便可以得到有许多分立的峰值,这就反映出各种模式.如果画阳极电压与振荡频率的关系曲线,即得如图5所示的曲线组,曲线中的参变数 K 即为空间电荷振荡模式.此组曲线可以用经验公式拟合,即

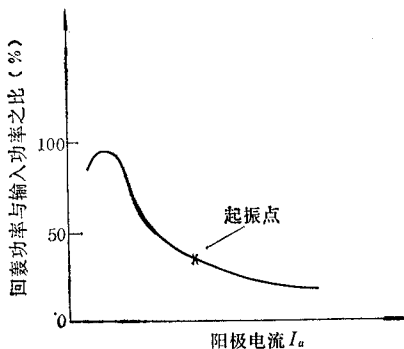


图4 回轰功率与输入功率之比与阳极电流的关系

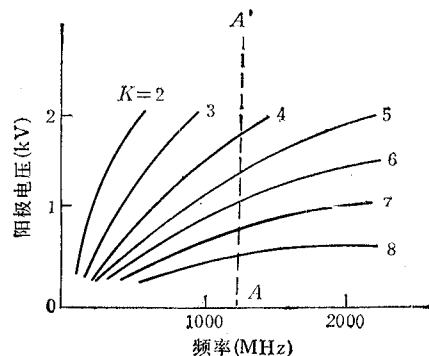


图5 不同空间电荷振荡模式的阳极电压与频率的关系

$$U_a = AB \frac{f}{K} + C \left(\frac{f}{K} \right)^2, \quad (9)$$

式中 A 和 C 是与管子几何尺寸有关的常数, B 为磁场强度, f 为振荡频率^[4]. 此式与哈特莱-布内曼 (Hartree-Buneman) 的起振条件极为相似, 但(9)式中的 U_a 为预振电压, 而不是门槛电压. 我们从谐振腔上 π 模频率处画一竖线, 如图 5 中 AA' 所示. 设谐振腔数为 8, 则与 π 模同步的空间电荷振荡模式 $K = N/2 = 4$. 从图 5 可以看出, 当阳极电压上升时, 一些高模数的振荡会首先被激发. 如果我们能设计管子的几何尺寸, 与阴极的性能配合, 使在对应于高模数的阳压时, 平均的 $\sigma < 1$, 不能产生空间电荷振荡; 而刚到靠近 $K = 4$ 的曲线时, 转化为 $\sigma > 1$, 即预振开始; 但门槛电压仍低于 AA' 与对应于 $K = 3$ 曲线交点的阳压, 使易在 π 模起振; 则管子能稳定工作. 用这种方法, 省却了测量 σ 和回轰能量^[13], 所得的结果更为直观, 能对设计管子或提高其性能给出重要的信息.

3. 热发射和次级发射

(6)式说明由热发射和次级发射共同供应阳极电流, 好象就不必再分彼此了. 其实不然. 热电子是从阴极面均匀地发射出来的. 当阳极头上有了高频场之后, 可能使阴极面的电场产生微小的差异, 但因为肖特基效应影响的电流值很小, 可以忽略不计. 即使将来工作深入, 发现应当考虑高频场引起的差异时, 考虑它的方法也和次级发射不同. 次级电子只是在有原初电子轰击的地方才能发射出来. 当管子已经起振之后, 回轰电流密度对阴极面来说不是完全均匀的, 因为只有受到高频加速的电子才有足够的能量回轰阴极, 产生次级电子, 这些受加速的电子注流不是全面地轰在阴极上, 而是分成 $N/2$ 个束, 分别轰在阴极的局部. 这现象可以从旧管的阴极面上看到有条纹得到证实. 但要说明的是, 条纹数与谐振腔数 N 相等, 这是因为虽然每次只有 $N/2$ 部位遭受轰击, 但下一次又另外 $N/2$ 个部位遭受轰击. 我们所看到的是长期轮流轰击所积累的结果, 因此条纹数为 N . 国外也观察到当管子起振后, 阴极出现亮的条纹, 这些条纹随阳极电压的变化而移动^[14], 这是因为阴极受电子轰击时会发出光束, 即所谓阴极发光.

由上面得知, 分清热电子和次级电子的作用有利于选择合适的阴极. 当管子已设计得差不多, 即阳极电流 I_a 已由(4)式的电磁和几何参数所决定时, 我们应该看看在这 I_a 中热发射 I_0 和次级发射 σI_b 大体上各占多少分量. 根据回轰系数 α 的定义

$$I_b/I_a = \alpha/(1 - \alpha), \quad (10)$$

可得阳极电流与次级发射之比为

$$\sigma I_b/I_a = \sigma\alpha/(1 - \alpha). \quad (11)$$

从(11)式和(6)式, 我们选择比较常用的 α 和 σ , 计算得 $\sigma I_b/I_a$, I_0/I_a 和 I_0/I_b , 列于表 3. 从表中可以看出, 次级发射一般占阳极电流的比重大, 而热发射所占比重小. 单纯次级发射便可以大于 I_a . 这是因为总发射有应该等于总电流的关系, 即

$$I_a + \sigma I_b = I_a + I_b. \quad (12)$$

阴极所发射的电子有一部份回到阴极. 这情况会使人误认为阴极是处在空间电荷限制的条件下工作, 其实不然. 这部份回到阴极的电流完全是磁场使然, 而不是空间电荷密度使然. 因此称为磁场限制的电流更为合适些. 由表 3 可见, 工作于状态 A 时, 次级发射比重过大, 热发射比重太小, 工作点落在图 2 和图 3 曲线很陡的部份, 参数偶然有些变化, 便会

表 3 热发射 I_0 和次级发射 σI_b 各占阴极电流 I_a 和回轰电流 I_b 的分数

工作状态	α	σ	$\sigma I_b / I_a$	I_0 / I_a	I_0 / I_b
A	0.3	3.0	1.3	0.14	0.33
B	0.28	2.5	0.97	0.42	1.07
C	0.33	2.2	1.08	0.41	0.83
D	0.35	2.0	1.07	0.46	0.86
E	0.40	1.8	1.2	0.47	0.70

使 I_a 上升,所以不是稳定的工作点、工作于状态 B 、 C 、 D 的工作点均落在图 2 和图 3 曲线的中部,在这个范围内, I_0 、 α 、 σ 可以互相调整,使得工作稳定. 工作状态 E 虽然也可以稳定,但回轰系数太大,使 $I_b = 0.67I_a$, 阴极面容易受损伤,也不是好的工作点.

在某些条件下,(12)式可以拆成两部份,即 $\sigma I_b = I_a$, 而 $I_0 = I_b$, 这个条件是

$$1 - \alpha = \sigma \alpha. \quad (13)$$

许多有实际意义的 α 与 σ 配合都能满足(13)式. 从表 3 中也可以发现,在能稳定的工作范围内如 B 、 C 、 D ,也接近于(13)式的条件. 由此可见,作为一级近似,假定次级发射供应阳极电流,热发射供应回轰电流,是简单而便于记忆的,也是基本上切实可行的. 为了清楚地说明问题,我们绘出磁控管中的电子云运动轨迹,如图 6 所示. 用影线标示的为次

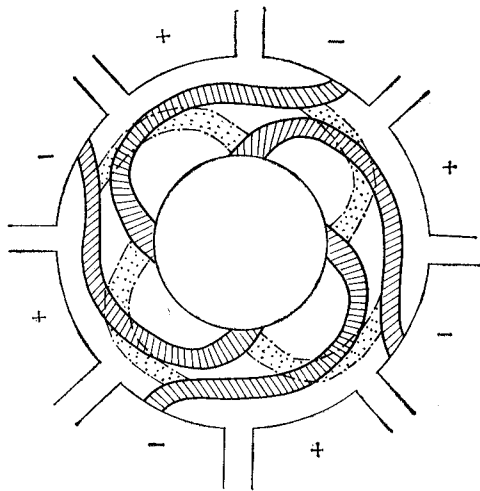


图 6 相互作用空间中电子注流示意图,画影线的为到达阴极的减速流,画点的为回轰阴极的加速流

级电子注流,它构成阳极电流;用点标示的为回轰注流,基本上由热电子所组成. 此图比过去书本中的轮辐状图能更清楚、明确和合乎实际地说明磁控管的工作机理.

从上面的分析可知,管子设计者应根据电参数的要求选用合适的阴极,使 I_0 、 α 、 σ 落在稳定范围之内. 这样它们之间可以互相自行调整,克服一些可以避免的随机变化,使管子稳定. 但不能使工作点过偏,例如表 3 中的状态 A 和 E ,也就是说,不要偏离(13)式的条件过多^[19].

4. 起振前电流

起振前电流的大小及其变化可以提供我们判断管子质量的信息. 所谓振前是指阳极电压低于门槛电压的这一段期间. 此时电流不能用(4)式计算,但(6)式则仍是可用的. 振前电流由三个部份组成:(1)端帽的杂散发射,包括热发射和次级发射;(2)径向电流,由于交换能量中失去速度,磁力不能使之弯回阴极,而能够达到阳极的电子;(3)轴向电流;高温电子产生之后,取得了轴向速度,不受磁力控制的电子. 随着阳极电压的上升,相互作用空间的电子温度增高,电流上升;但到达预振电压,即将电子的无序运动部份地转化为振荡,此时电流下降^[12]. 振前电流大就是热发射太大,可能使工作点偏离表 3 中所说的范围,同时也会使效率下降. 在管子设计过程中,我们应考虑端帽的形状,将轴向电子挡回

去。在制管的过程中,要设法防止阴极的活性物质跑到端帽上去,或降低端帽温度,或采用反发射涂料。

5. 动态老炼

任何阴极都要经过老炼使之发射稳定,然后才可以使用。磁控管阴极要求热发射和次级发射密切配合,老炼尤为重要。由于要求次级发射在回轰后达到稳定,则只有动态老炼才能实现。动态老炼虽要设备多,也费时间,但可以发现不少问题,免除将不合格管子误认为好管,更可避免将好管误判为坏管,是一项很值得进行的工作。老炼时应经常测量预振电压、门槛电压、振前电流、阴极温度、去掉磁场时的 I_0 、高频功率、频谱等参数及其变化、根据上面的讨论,分析这些参数以便将管子逐步引渡到较为合适的工作点。在必要时,可以静态老炼和动态老炼相结合地进行。由于磁控管的参数多,管子刚制好时零散可能比较大,每只管子应按照其初始条件确定老炼规范,不必强求一律,但其目的是达到出厂时参数稳定一致,便于使用。

同轴磁控管稳定性好,但由于起振时外腔要贮存大量的微波能,要求互作用空间的电荷振荡尽快地建立,即要求预振电压较低,而且一致性较好,否则就会发生脉冲前沿抖动。此外,为了抑制竞争模式,在适当位置上应放入微波吸收负载。此负载在工作时受热会放出气体使阴极表面的活性改变。使用动态老炼不断将所放出的气体抽走,使 I_0 和 σ 配合得好,便能明显地降低前沿抖动的时间^[4]。捷变频磁控管是近来发展的主要方向。由于脉间变频,便增大了不稳定的可能性。要在整个频段中电子云都能与高频场有效地交换能量,必须使空间电荷振荡的 $K = N/2$ 模式的主频落在可变频段的中心点。我们虽然在设计时努力加以保证,但在老炼时更要小心地使这个条件得以实现,否则就会在高频端或低频端出现某种不稳定。

结 束 语

脉冲磁控管具有体积小、重量轻、效率高等优点。可惜由于它的电子云运动变化多端,不易捉摸;同时也因为对磁控管阴极的特殊要求没有认真研究过,因而没有搞清楚;致使磁控管的稳定问题长期得不到解决,影响它的应用。现在我们已对这些问题有了初步的认识,如果今后继续努力,定会出现崭新的面貌。

参 考 文 献

- [1] S. P. Yu, G. P. Kooyers and O. Buneman, *J. Appl. Phys.*, **36**(1965), 2550.
- [2] 磁控管设计手册, 国防工业出版社, (1979), 34 页.
- [3] T. J. Orzechowski and G. Bekefi, *Phys. Fluids*, **22**(1979), 978.
- [4] A. Palevsky and G. Bekefi, *ibid.*, **22**(1979), 986.
- [5] W. C. Brown, *IEEE Trans. on ED*, **ED-31**(1984), 1595.
- [6] E. Q. Zhang, *ibid.*, **ED-24**(1980), 1280.
- [7] J. F. Hull, *IRE Trans. on ED*, **ED-8**(1961), 309.
- [8] J. R. M. Vaughan, *IEEE Trans. on ED*, **ED-20**(1973), 818.
- [9] 张恩虬, 电子管技术, 1977 年, 第 6 期, 第 90 页.
- [10] 张恩虬, 科学通报, 1976 年, 第 6 期, 第 252 页.
- [11] E. Okress, *Crossed-Field Microwave Devices*, Vol. 1(1961), Academic Press, New York and London.

- [12] 张恩虬, 电子学通讯, **1**(1979), 1.
- [13] D. Barker, "An Experimental Investigation of the Energy Distribution of Returning Electrons in Magnetron", 8th Int. Conf. Microwave and Optical Generation and Amplification, The Netherlands: Kluwer-Deventer, (1970), 8-7.
- [14] J. R. M. Vaughan, *IEEE Trans. on ED*, **ED-15**(1968), 883.
- [15] E. Q. Zhang, *ibid.*, **ED-33**(1986), 1383.
- [16] 贾学标, "关于磁控管阴极发射与振荡建立问题的讨论——兼论同轴磁控管的前沿抖动问题", 真空电子学第六届学术年会论文摘要汇编, 北京, 1986, 42.

CATHODE PROBLEM IN PULSED MAGNETRONS

Zhang Enqiu

(*Institute of Electronics, Academia Sinica*)

There are two different expressions for anode current of pulsed magnetrons. The one, comprising electric and magnetic parameters as well as tube geometries, describes how the electrons are picked up from the rotating electron stream near anode space; the other, stating the relation between thermal emission, coefficient of back bombardment and coefficient of secondary emission, is a general description of supplying electrons to the rotating stream by the cathode without concern to a particular tube. Each of the above expressions has its own physical significance while they are closely connected to each other through the rotating electron stream. The integration of these expressions with the electron motions in the interaction space leads to better understanding of the mechanism of magnetrons.

For stable operation of the magnetron, the preoscillation voltage should be lower than the threshold voltage, while the mode of this space charge oscillation should be the same as the π mode oscillation on the resonating cavities. After starting of the resonance, that the thermal emission approximately equals the back bombarding current and the secondary emission approximately equals the anode current respectively exhibits condition of good performance.