

第一次全国电真空器件 专业学术会议论文选集



第三部分 阴 极

中国电子学会电真空器件专业委员会 合編
北京市电子学会电真空器件专业組

(内部资料 注意保存)



国防工业出版社

出版者的話

本論文選集是根據 1963 年 7 月由中國電子學會和北京市電子學會在北京聯合召開的電真空器件專業學術報告會上發表的論文編選的。全書分五個部分包括論文 49 篇。

本選集部分地反映了我國電真空器件專業的工程技術工作者近年來的科研成果。對電真空器件專業的工程技術人員全面地瞭解我國電真空器件工業的現代技術水平是有參考價值的。

為了便利讀者並利於交流，還將本書的五個部分分別以分冊形式出版單行本。

第一次全國電真空器件專業學術會議論文選集

第三部分

中國電子學會電真空器件專業委員會 合編
北京市電子學會電真空器件專業組

國防工業出版社出版

北京市書刊出版業營業許可證出字第 074 號

國防工業出版社印刷廠印裝 內部發行

787×1092¹/₁₆ 印張 11¹/₄ 271 千字

1964 年 12 月第一版 1964 年 12 月第一次印刷 印數：001—800 冊

統一書號：N15034·920 定價：（科八-2）2.30 元

目 录

第三部分 阴 极

氧化物阴极脉冲特性的研究.....	張恩虬、由玉新(247)
間热式氧化物阴极温度的量测.....	孟昭英(256)
利用噪声量测鉴定氧化物阴极的激活质量.....	韓丽瑛(268)
低压油气对氧化物阴极的作用.....	吳中权(278)
压制碳酸盐鋇鎢阴极的发射物质及其工作机理的分析.....	李小琼等(291)
氧化物阴极的激活.....	孙大明(302)
鋇酸盐压制阴极的研究.....	吳兆緒等(305)
鋇氧鋇光电阴极的結構观察.....	刘鴻輝(311)
鋇氧鋇光电阴极的暗电导.....	刘治賢(317)
氧化对多碱金属阴极光电发射的影响.....	余永正(327)
控制鋇阴极激活品质的有效方法.....	周其昌(333)
氧化鎂冷阴极一些特性的研究.....	陈德森(342)
氧化鎂冷阴极的制备和某些性能的研究.....	許澤裕等(351)
場致发射的实驗研究.....	陆家和、張 奇(367)
阴极的固溶胶理論.....	吳全德(376)
对量测阴极蒸发速率的 Becker 法的研究.....	王 宁、陈其略(390)
諸模图在阴极电子学中的应用.....	刘卫民(403)

涂层面积为 0.07 平方厘米。基金属镍的成分列入表 1。阳极是厚度为 1 毫米的镍片，其面积为 7.15 平方厘米。阳极和阴极的距离在 0.8~1.0 毫米之间。阴极边缘焊铂镍热偶丝，每管内装两个铂吸气剂，所有金属零件都经氢气处理，玻璃泡经严格清洗。整个装架如图 1 所示。

表 1 基金属的成分

元素	Mn	C	Si	Fe	Ca	Mg	Ni
%	0.025	0.043	0.082	0.016	0.014	0.09	99.73

排气过程是先将试验管抽至 10^{-4} 托。烘箱加热并保持在 360°C 去气，共三小时，取下烘箱，高频加热阳极至 800°C 左右，历时 15 分钟，吸气剂套多次去气，然后在烘箱内加热，加热温度为 360°C ，保持半小时。取下烘箱再高频加热阳极 5 分钟。然后按下列步骤分解阴极：

温度 ($^{\circ}\text{C}$)	100	200	300	400	500	600	700
时间 (分钟)	1	1	3	3	15	30	30

此后将阴极温度升至 850°C ，逐步提高阳极电压使真空度

不低于 4×10^{-6} 托，直至阳极发红，全部支取电流时间约 3 小时。将试验管封下，蒸散吸气剂。再在阴极为 850°C ，阳极电压约 50 伏的条件下，老练 4 小时，然后进行测试。

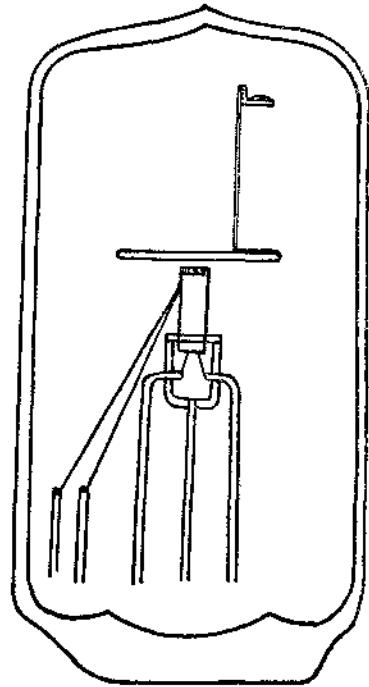


图 1 二极管结构图

三、测得的结果

在脉冲宽度为 1 微秒，重复频率为每秒 50 次的条件下，在示波器上测量二极管的动态伏安特性，大致可得三类形状。多数管子发射稳定如图 2 (a) 所示。有些管子在电流密度大时不稳定，特性曲线呈现迴线，如图 2 (b) 所示。有些则在整个过程中不能复原，如图 2 (c) 所示。在伏安特性上取阳极电压为 2 千伏时的发射（此时所有管都已偏离空间电荷限制区），列入表 2。从表中可以看出，涂层厚度愈厚，发射能力也愈强。这与查廖夫^[5]所得的结果一致，随着脉冲宽度的增加，所观察到的电流波形的不稳定性就愈来愈明显，并且在较低的电流量出现。到宽度为 1 毫秒的单脉冲，在加上矩形电压波形的条件下，电流

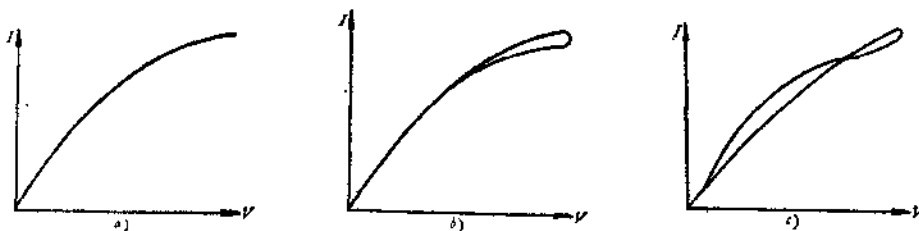


图 2 脉冲宽为一微秒时伏安特性曲线。

波形分别呈现出上升的、衰减的、先上升后衰减的和先衰减后上升的六种典型形状，如图 3 所示，这结果与贝尔图^[6]观察所得的相似。有些试验管在多次测量下，其电流波形从一

表 2 阳极电压为 2 千伏的发射电流密度

发射密度 (a/cm ²) 涂层厚度	阴极温度	750°C		800°C		850°C	
		平 均	最 高	平 均	最 高	平 均	最 高
40~50 μ		5.6	7.7	19.2	27.6	29	51.5
70~80 μ		7.8	11.7	30.1	57.2	34.1	100
100~110 μ		14.2	24.3	37.2	70	60.2	135

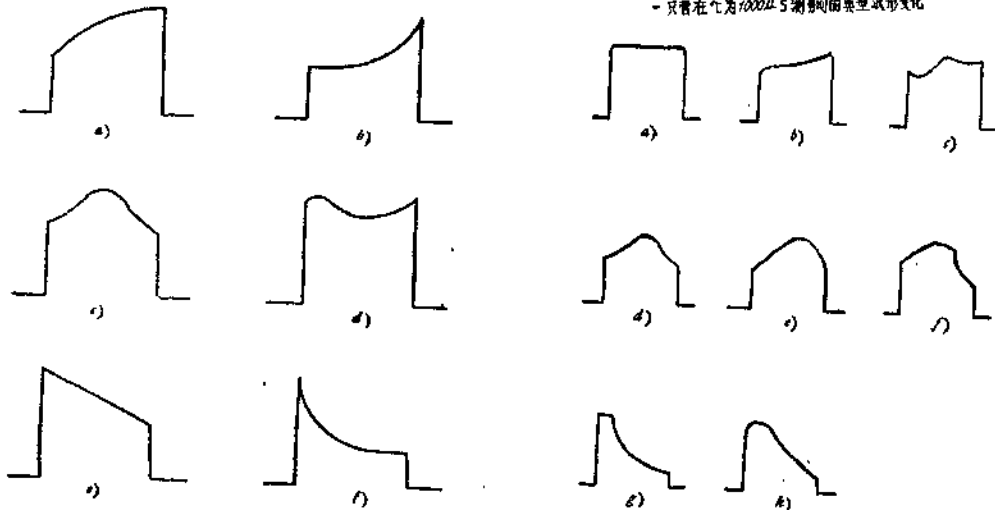


图 3 τ 为 1000 微秒的几种典型脉冲波形。

图 4 一只管在 τ 为 1000 微秒时的典型波形变化。

种形式转化为另一种形式，如图 4 所示，c、e、g、h 是经过打电火花后的波形。

由此可以归结为以下几点事实：

1. 大电流密度下的脉冲发射不稳定性，是由于一个快速的物理过程所产生，即在一微秒内便可以开始表现出来；
2. 但是电流波形的变化是有积累作用的，随着脉冲宽度的增长而加剧，说明这要求一个随时间的增加而发生量变的物理过程；
3. 氧化物阴极在脉冲时不只有电流衰减，而且还存在着复杂的波形变化，并且这种变化可以在同一阴极多次测试下出现；
4. 由于脉冲电流波形的复杂性，说明一个物理过程，可以有完全相反的表现形式，并且可以从一种形式转化为另一种形式；
5. 凡是支取电流密度大时，易出现上升波形，电流密度中等时，易出现衰减波形，而电流密度很小时，则波形平稳。

关于电火花在宽度为 1 微秒、重复频率为每秒 50 次的脉冲下，只有发射特别差的个别管能观察到。随着脉冲宽度的增长，电火花的几率明显地增加，并且在较低的电位值出现。到 1 毫秒的单脉冲，则绝大多数管都打火。我们曾试图找打火时的阳极电压（看强场作用）或阳极消耗功率（看出气中毒作用）与阴极工作温度和涂层厚度的关系，但是从这些数据中看不出什么规律来。如果注意到出现打火时的电流值，则得表 3 的结果。从表中可以看出：

Qwt/154/2

表3 打火电流平均值与阴极温度和涂层厚度的关系 (1000 微秒脉冲)

平均打火电流($\mu\text{A}/\text{cm}^2$)	阴极温度($^{\circ}\text{C}$)	涂层厚度		
		750	800	850
40~50 μA		3.0	4.9	6.0
70~80 μA		6.0	7.6	8.9
100~110 μA		7.9	10.7	12.7
● 250 μA		3.7	4.0	3.7

● 只有两个试验管, 其平均发射水平为:

$^{\circ}\text{C}$	750	800	850
A/cm^2	15	25.4	30.7

温度高时出现打火的电流密度也大, 涂层厚度至 100~110 微米时, 则愈厚愈不易打火, 但再增厚至 250 微米, 则打火电流值又有显著下降, 这与查廖夫⁽⁵⁾的结果一致。与表 2 相比较, 可得到凡是发射能力强的阴极, 一般不易打火的结论。对电火花的观察还可以发现下面几点事实:

1. 打火的阴极喷出辉光, 其颜色青、紫、红、绿都有。以紫色为最多;
2. 打火时在管外能听到清脆的声音;
3. 打火时电流急剧上升, 电压有所下降;
4. 打火前的电流波形一般是上升的, 但也有个别情况, 在电流衰减过程中产生电火花;
5. 打火时, 有些管能从热电偶反映出温度略有上升, 但另一些管又不能从热偶输出电压观察到有温度上升。

四、脉冲电导率试验

由于阴极的工作状态与管内周围环境有着极其密切的联系, 而前人对脉冲电流衰减和电火花, 都曾用阴极的外部作用来解释; 我们为了使问题简化, 分清这种不稳定性是由于阴极涂层的本质抑或由于外界条件的影响, 做了对阴极的试验管, 如图 5 所示。测量脉冲电导率, 就可以免除阳极场强和阳极出气等影响。在 1 微秒、每秒 50 次下的脉冲导电伏安特性, 也呈现半饱和现象, 有些也出现回线, 如图 6 所示。当脉冲宽度增长, 电流波形也更易出现不稳定, 到一毫秒的单脉冲, 也呈现出衰减、上升、先衰减后上升的现象, 如图 7 所示。当电流密度大时, 也经常观察到电火花, 火花的辉光从涂层中往外乱喷, 并无固定的方向, 也能在管外听到声音等等。所有这些现象, 都与观察发射二极管时所看到的极为相似, 只是极间电压较低(数十伏至数百伏)而已。综上所述可以得出几点推断:

1. 在足够大的电流密度下, 脉冲导电性不是欧姆式的, 这是在阴极工作温度下, 以微孔中的电子气导电为主⁽⁷⁾的一个旁证;
2. 脉冲发射和脉冲导电间的一切现象, 都极其相似, 说明二者之间有着密切的联系, 而这联系是通过微孔中的电子气来完成的;
3. 电流波形的不稳定性和电火花现象, 主要决定于阴极涂层的性质, 而外界因素的影响, 虽然不宜绝对排除, 但决不起主要的作用;

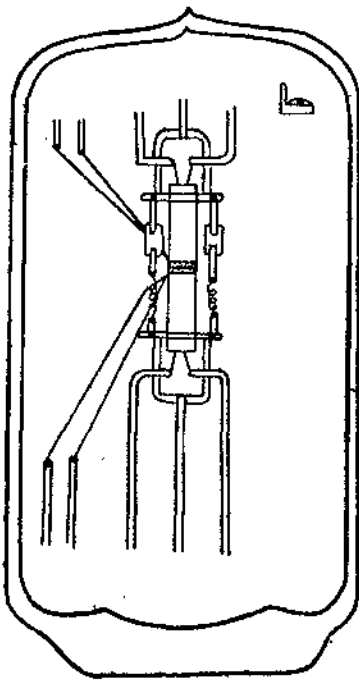


图5 导电率管结构图。

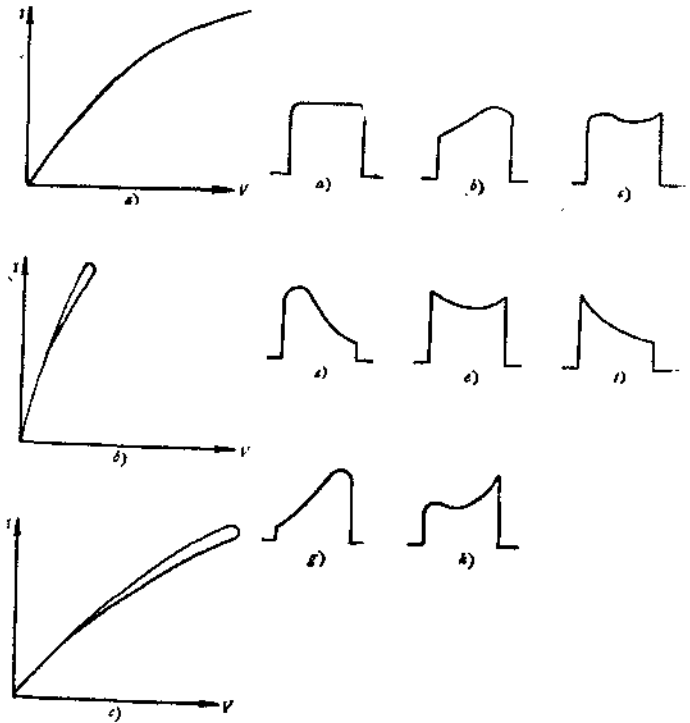


图6 导电率管1微秒时伏安特性波形。

图7 导电率管 τ 为1000微秒时的几种典型脉冲波形。

4. 电流不稳定和电火花虽然是两个不同的现象,但电火花经常是电流不稳的一个猛烈的继续,应该用同一物理过程来加以解释。

五、阴极涂层内部的物理过程

虽然上面所观察到的现象比较复杂,有些从表面上看来好象是互相矛盾的,例如电流波形有上升和衰减。但我们相信,无论在表现形式上多么复杂,而阴极涂层内部只有一个物理过程在起着主要的作用。这个物理过程还应该与文献中已被肯定了的成果相一致的。

氧化物的涂层是一种多孔疏松的结构。在工作温度时,晶粒向微孔中发射电子,直至微孔中的电子密度和晶粒中的自由电子密度成一动态平衡为止。这些空间的电子由于较易运动,便成了导电的主要成分,这已为许多工作所证实^[8]。此外当支取大的脉冲电流密度时,莫古利斯曾用探针法^[9],和任孙等人用电子初速法^[4],证明了在阴极涂层表面有一很大的电压降。根据以上的事实,结合我们所得的数据加以分析,认为阴极涂层内部的物理过程如下所述:

当支取大电流密度时,由于涂层中有一大的电压降,微孔中的电子就叠加上一定向的运动;又由于微孔和晶粒的几何形状都是不规则的,这就使得微孔中的电子以一定的速度轰击前面的晶粒。这种内部电子的轰击,可以产生以下的效果:

1. 弹性反射,保持原有的能量,只改变方向,继续轰击别的晶粒;
2. 导致晶粒的分解,这在数伏的轰击能量下便可发生^[10]。分解出来的粒子,可能是碱金属,也可能是氧,要看被轰击晶粒的表面具体情况而定;

3. 轰击出次级电子, 如果轰击能量足够高 (如 30 伏左右^[11]), 次级发射系数就可以大于 1, 这在涂层内部产生电荷积累和倍增作用;

4. 轰击电子的能量有一部分消耗于晶粒点阵, 使晶粒的温度提高。

再加上氧化物阴极的激活, 是由于适量的超额碱金属所造成, 超额碱金属的量超过一定的数值时, 虽然提供电子的可能性增加, 但对电子的亲合力也增大, 反而使它不易逸出, 因而对发射不利。而这一过程, 在晶粒的表面上表现得更为突出。现在就可以来解释氧化物阴极在脉冲状态下所观察到的现象。

六、短脉冲发射与涂层厚度的关系

首先应该注意到, 微孔中的电子是晶粒发射出来的, 它又与涂层外表面的空间电荷有所连通, 它应对发射电流作出贡献。但另一方面, 微孔是部分地被晶粒所包围, 因此其中的电子, 又负担着导电的任务。其次, 还要正确认识晶粒导电和微孔导电之间的关系。譬如认为微孔电子单纯对发射起作用, 说微孔的存在实际上是增加了阳极的有效发射面积, 因此厚的涂层, 发射能力也大。这种解释初看起来似乎是成立的。但如果考虑到在工作温度时, 晶粒导电远小于微孔导电, 则晶粒中的导电能力是不能够支持这样大的发射的。此外, 如果假设各个晶粒的发射是均匀的话, 这样就通过靠近基金属的晶粒的电流, 一定大于靠近真空表面晶粒的电流, 这样就会使涂层中靠近基金属处的电压降, 大于表面附近的电压降, 这恰好和实验的结果相反。又如果把晶粒的作用不加考虑, 单纯考虑微孔导电, 则短脉冲发射水平应该与涂层厚度没有关系, 这也与实验的结果不符。

我们认为在电流半饱和的情况下, 由于涂层外的空间电荷密度有所减弱, 近表面的微孔中的空间电荷也有所减弱, 这时外表面晶粒的发射, 就要靠晶粒的本身的导电来补充, 但是晶粒的导电性又不良, 所以涂层中就出现电压降。涂层内部有了电压降之后, 微孔中的电子就可以高能量轰击晶粒, 而当能量大至使次级发射系数大于 1 的话, 即在涂层中产生雪崩倍增或某些晶粒的正电荷积累。这种互为因果的作用, 使得涂层内的电位分布, 也就是晶粒与微孔间的电荷密度的分布, 作一重新调整, 其结果大致如图 8 所示。涂层表面晶粒的电位较高, 涂层近表面内的场强大于外部的场强, 电位分布在阴极表面出现一不连续的折点。这是因为表面晶粒所发射的热电子和次级电子, 其速度较慢, 而从较深部分发射而通过微孔直接出来的电子则速度较快, 使真空中的电荷密度, 反而较微孔中的电荷密度为大。离涂层表面较浅处的晶粒所发射出来的慢电子, 则常被表面晶粒的高电位所吸收, 不能构成发射电流, 因此便出现两组速度显然不同的电子, 其速度差相当于数百伏^[12]。

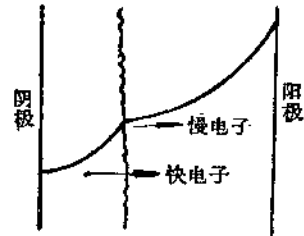


图 8 脉冲状态时的电位分布。

从上面的分析看来, 微孔中的电子是一部分参加发射, 一部分参加导电的。涂层厚的阴极, 晶粒和微孔的数目都多, 在一定阳极电压下, 涂层内所能支持的电压降较大, 能用来参加发射的微孔电子也多, 因此它的短脉冲发射水平也高。这里应该声明, 这种靠晶粒电荷来支持的大发射是不够稳定的, 随着脉冲宽度的增加, 这种不稳定性便显露出来。此外, 上面曾提到, 涂层中可能有电子雪崩倍增作用。虽然骤然看来, 它很有利于用来解释涂层

愈厚发射愈高的事实，但是雪崩倍增要求电流随电压而成指数上升，而实际的伏安特性却呈半饱和状态，发射电流对电压的变化并不十分敏感。同时电流的連續性要求通过晶粒导电来补充大量倍增出来的电子，这又与微孔导电为主的事实相矛盾。因此认为它可能是建立涂层电压降的一种因素，而不是支持大发射的主要原因。

七、对脉冲电流波形的解释

发射电流的变化，无非是施主浓度的变化或晶粒温度的变化引起的，二者都可以由微孔电子从内部轰击晶粒而产生。麦特逊曾证明，在涂层内部分解出来的氧或碱金属，都是以离子状态出现的⁽¹²⁾。设原来的阴极处于过激活状态，施主多于最佳值。当晶粒被电子轰击而分解时，分解出来的碱金属离子受电场的作用飞向内层，而氧离子则飞向外层。内层的碱金属离子增多，使发射略有下降，但增强了晶粒的电导率。飞向外层的氧离子中和了过多的施主，提高了发射，由于外层比内层对发射起更主要的作用，因而总的效应还是使电流上升。沿着这个方向发展下去，外层的施主浓度减少至小于最佳值后，则全部效应都是使发射下降。这样就可以解释先上升后衰减的波形。

设原来阴极的激活程度比较合适，则内部电子的轰击而使晶粒分解后，碱金属离子飞向内层，氧离子飞向外层，两者都是使发射下降，呈现出电流衰减。在涂层电压降不大时常常出现这种单纯的衰减。但如果电流密度相当大时，涂层电压降较高，就以高能电子轰击使晶粒加热的过程为主，这就使发射随时间而上升。当涂层电压降介乎二者之间，开始时，加热现象尚未显著，就先出现衰减，但在后期加热现象表现出来了，就产生先衰减后上升的波形。

现在来计算离子在涂层中运动所需的时间，设微孔的平均长度为10微米，其间的电压降为10伏，运动的离子为铜，则计算得经过一微孔的平均时间为 5×10^{-9} 秒。这就说明在一微秒的脉冲下，已经可以观察到发射不稳定的情况。但是由于分解的几率很小，短时间内所分解出来的离子数目，还不足以对发射产生显著的影响，而要求有一定的时间积累，因此电流波形的变化，在脉冲愈长时，就愈为明显。

这里还应该说明，为什么在脉冲停止后阴极的状态能迅速复原，我们认为通过两种离子的扩散与复合作用，在微孔中直接进行。由于晶粒的表面张力关系，这些多余的离子是呆不牢的。在取消了电场之后就要重新调整而迅速复合，并且在工作温度下，调整至表面能量为最低值为止。这种最佳状态，大致相当于原来的发射水平。但是由于涂层内部的结构复杂，这种复合不是绝对的。事实上有部分的管子，在多次测量下，起始电流有所变化。

八、对电火花的解释

电子从涂层内部轰击晶粒，如果次级发射系数大于一，则晶粒中有正电荷积累，引起更多的电子以更高的能量往上轰。这种恶性循环的后果，就是电火花。打火时阴极有辉光喷出，并有晶粒往外飞散，紫色的辉光相当于铜，绿色的相当于银。打火后管内真空度往往变坏⁽¹³⁾，说明也有气体放出，所听到的声音，也是当时猛烈放气的冲击波造成的。焊在边缘的热偶也曾测出过温升，说明晶粒的飞散是高温分解的结果。麦特逊研究了低温阴

极的电火花^[14]，他认为飞散的粒子是高温分解，以火箭式推进的。并用快速照相法求出粒子在电场作用下的轨迹，与理论计算相符，并且是带正电荷的。他对电火花产生的原因也认为是微孔电子轰击晶粒的结果，与我们的观点完全一致。

文献中常谈到外加电压在阴极表面产生高场强是电火花的原因。通过对阴极电导率的试验，和支取空间电荷限制电流时也可以出现打火的事实，说明外场强不是主要的。但它可以作为引起涂层内电场的-一个外界因素来考虑。至于说到电火花是由于局部发射特别强，致产生电流加热而得到高温。我们同意前半部的解释，但认为在氧化物阴极中，加热的方式是通过电子轰击，比通过晶粒的电流加热更为有效。

电火花虽然是一个局部现象，但是它和总的发射水平也是有一定的联系的。设在工作温度时以微孔中的电子导电为主，则所支取的电流 $I = \rho \bar{v}$ 。式中 ρ 为微孔中的电荷密度， \bar{v} 是电子定向运动的平均速度。假定到达一定的 \bar{v} 时，便可以产生恶性循环而引起打火，则当阴极工作温度高或激活优良时， ρ 值大，因此要达到同样的 \bar{v} ，就可以允许较大的 I ，即不易打火。反之，如温度低或激活不良， ρ 小，出现打火时的 I 值也小。阴极涂层厚薄不同，虽然并不影响 ρ 值，但在厚涂层中，有较大部分的电流是由直接参加发射的微孔电子所组成，这部分电子并不轰击晶粒，因此也要在较大 I 值时才出现打火。至于过厚的涂层，例如 250 微米，由于表面激活不易均匀，局部发射的差异较大，或者是微孔中的高能电子碰到晶粒的几率增加，反而在较低的电流值时出现打火。这就可以解释我们所观察到的现象。

九、结 束 语

从上面的实验和分析，得出氧化物阴极，在支取大电流密度的脉冲状态下，由于涂层的多孔疏松结构的特点，晶粒导电不良而产生内部电场，引起电子轰击晶粒，是电流波形不稳定和电火花的主要原因。这样说并不完全排除外界因素的影响，例如管内残气中毒使涂层结构改变，或离子轰击可能引起电火花等^[15]。这些因素，特别是在整管设计时，还是应该认真考虑的。

根据以上的观点，要解决获得大电流密度的脉冲和发射稳定性之间的矛盾，就要对微孔中的空间电荷充分加以利用，而避免其轰击晶粒所引起的分解或加热等缺点，这就要求在涂层结构方面进行精细的研究。国际上已经采取并且收到实效的办法，就是将镍粉烧结成海绵状，孔中填充碳酸盐的阴极。这样就增强了涂层的导电性和导热性，减少了涂层内的电压降和电子轰击。这种阴极虽然在短脉冲发射水平方面不如普通的氧化物阴极，但它在长脉冲下电流较为稳定，打火的几率也有很大的降低。这些结果，都是与我们的观点相符合的。

本工作的缺点是：为了不致损坏脉冲发生器，我们没有进行阴极的脉冲寿命试验，所以不能提供在实际应用时的参考数据。因为在大电流密度脉冲下，存在着特有的过程，则在直流下所得的数据，不足以作为设计脉冲器件的依据。

本试验的碳酸盐是由北京电子管厂供给。部分参加试验的还有何乃新、陈士辉、陈正友、龙梅英四位同志，参加问题讨论的有刘学慈同志。

参考文献

- [1] L. S. Nergaard, Оксидный катод (Добренкова), 第5頁, Г. Э. И. (1957).
- [2] G. R. Feaster, J. A. P. Vol. 20, p. 415 (1949).
- [3] С. В. 普奇真, 氧化物阴极中的物理现象。第67頁, 科学出版社(1957)。
- [4] C. G. G. Gansen, R. Loosjes, Оксидный катод (Добренкова).第164頁, 第176頁 Г. Э. И. (1957).
- [5] Б. М. Царёв, 内部资料。
- [6] Себен, Берго, Оксидный катод (Царева).第167頁, 第171頁, И. Л. (1957).
- [7] R. Loosjes, H. J. Wink, Philips. Res. Rep. Vol. 4, 第449頁. (1949).
- [8] G. H. Metsen, Эффективный термокатод, Тем I 第37頁 Г. Э. И. (1961).
- [9] Н. Д. Моргулас, 約飞院士七十寿辰论文集 (1951).
- [10] P. Wargo, W. G. Shepherd, Эффективный термокатод том I 第168頁 Г. Э. И (1960).
- [11] I. Woods, D. A. Wright, Эффективный термокатод том I 第174頁 Г. Э. И (1958).
- [12] G. H. Metsen, P. I. E. E. Part C Vol. 107 №12, 第158頁 (1960).
- [13] 于万源, 内部资料。
- [14] G. H. Metsen, P. I. E. E. Part C Vol. 109, №16 第349頁 (1962).

間热式氧化物阴极温度的量測

孟昭英

摘 要

在本工作里用“光照法”測量了氧化物阴极塗层的光譜輻射系数和溫降。研究了热子电阻 R_{H} 与阴极温度 T_k 間的关系，証明在从低温（几十度到約 300°C ，随管子結構的不同而异）到运用温度可以很好地用 $CR_H^x = T_k + a$ 来表示， C 是常数， x 的值在 $0.8 \sim 0.9$ 。适当地选择 x 对一定类型的管子可使 a 为 0。发展了一个簡捷而精密的电子温度測量仪，可以在很短的时间里測得阴极的温度，可重复度达到 2°C 。用它測量了 4 只管子的电子温度 T_e ，同时用温差电偶測量了热力学温度。結果指出在約 800°K 以下二者的差別在量測精度之內，而在高温 T_e 逐漸高于 T_k 时，建議了一个新的測量阴极温度的方法，即在 800°K 以下，同时測量两个以上的电子温度和电阻，利用 $R_H \sim T_k$ 关系求运用情况下的温度。

一、引 言

在間热式氧化物阴极温度的量測里，常用的方法是光学高温計法、温差电偶法和电子温度法。光学高温計只能用于可以从管外窺見阴极的发射面。为了求得阴极的热力学温度必須知道塗层的光譜輻射系数。文献里引用的值差別很大，低的小到 0.15，高的可到 0.6 以上。可是在 $T_k = 820^{\circ}\text{C}$ 时，用 0.30 与 0.35 算得的温度即差 10°C ，因此更精确地測塗层表面的光譜輻射系数和它如何随着温度、噴塗工艺、激活等的变化，对于光学高温計的使用是很重要的。为此我們試用了“光照法”，測得精度可以达到 0.01。

温差电偶法只能用于实验室用的特制管。如偶絲是經過校准的，而在阴极上的焊接和引出方法是正确的，用它可以得到精确的讀数。但是从讀数来求塗层的温度必須加以塗层溫降的修正。为此就須要知道塗层的厚度和其热导率。热导率随塗层的激活度变化。这样，用电偶时所需的修正数是难于确定的。

利用电子速度分配来測定阴极的温度的方法都是假定电子温度等于塗层的热力学温度，即发射的电子的速度分配是 Maxwell 式的。这时当收集极电压 U_a 为負值时，收集极电流 I_a 与 U_a 的关系式如下：

$$\lg \frac{I_a}{I_0} = -\frac{5040}{T_e} U_a。$$

式中 I_0 是零場电流。这式仅能用于平行板电极的二极管。显然从 $\lg I_a$ 对 U_a 直綫的斜率可以定出 T_e 来。

当待測管的电极系統不滿足理想平行板二极管的条件时，上式不再适用， $(\lg I_a \sim U_a)$ 曲綫不是直綫，也就不能利用这方法測量阴极的温度了。为同軸圓柱电极的二极管，可加熟知的 Schottky 修正。当 U_a 的絕對值够大时，这修正可以小到不計。所幸的是大部分商

品管不是屬平行板形的，就是屬於同軸圓柱形的電極系統。如果 $T_e = T_k$ 這關係成立，就可以從測量的 T_e 來定 T_k 。

測量電子溫度可以用以下幾種方法：

1. 直接測量拒斥場下的特性曲線。從其斜率來計算電子溫度。這個方法不但很費時間，而且不易準確。

2. “諧波分量”法^[1]是利用 I_e 對 U_e 的非線性關係。使 U_e 以高頻（一般是用聲頻）圍繞某一定的值改變，測量因非線性特性引起的諧波分量的振幅。改變 U_e 的定值，再測量其振幅。從兩次振幅之比可以計算溫度。這方法比較迅速，且能消除由於光電發射、漏電等引起的誤差。但是，存在高頻測量的困難，從而不易準確。

3. “動態電阻”法^[2]是利用一個平衡電路直接測量 I_e 對 U_e 曲線的斜率。由於這曲線的曲率很大，遠非直線，測量時所用的交變電壓必須非常小。這就限制了它的靈敏度或精確度。這方法也比較迅速，且能消除恒定電流引起的誤差。

把電子溫度法用於多極管須設法創造接近理想二極管的條件。

不論用甚麼具體方法，電子溫度法的最嚴重缺點是電子溫度是否等於熱力學溫度這個前提是否成立至今尚無定論。Koller^[3]，Rothe^[4]，Gandin 和 Champeix^[5]，Ferris^[6]，Bell 等^[7]，Dolman^[8]，Ikehara^[9]，Булыгинский 和 Добрецов^[9]，等都認為 $T_e > T_k$ 。范緒筠^[10]認為一直到 951°K 二者的差別在 5% 以內，洪朝生^[11]認為在低溫（所量最高溫度為 535°K）二者一致到 5°。Sparks 和 Philipp^[12] 和 Coppola^[13] 則認為二者是一致到 ±20°。說 $T_e > T_k$ 的多半是說溫度愈高，二者差別愈大，但也有相反的說法。進一步確定這關係不僅可把此法應用於量測溫度，對於理論和機制也是有意義的。

除上述三種用得較多的方法外亦有用電阻法^[14]，紅內鏡照像法^[15] 和噪聲法的。後二法有其局限性，這裡不再考慮。Hermann 和 Wagener^[14] 說熱子電阻與陰極溫度成線性關係。如果這關係成立，這亦不失為一個方便和準確的方法，特別是為不能用光學高溫計測量和無溫差電偶的管子。沒有疑問，當溫度範圍較窄時，如在 200°C 的範圍內，不僅熱子電阻，其電流或電壓亦都可以與溫度成線性關係。但對於更寬的溫度範圍，這關係則需要進一步精確地証實。

基於以上的考慮，我們實驗室進行了以下的一些實驗：

1. 用“光照”法測量了氧化物陰極塗層的光譜輻射系數和塗層的溫降；
2. 設計並製作了一個簡捷而精確的電子溫度測量儀；
3. 測量了 4 根管子的電子溫度與熱力學溫度的差別；
4. 測量了陰極溫度與熱子電阻的關係；
5. 根據以上的結果，提出了一個新的測量溫度的方法。在現階段，其精確度可以與光學高溫計的精確度相比擬。現報道於下，敬請指正。

二、氧化物塗層表面溫度和光譜輻射系數的測定

1. 實驗準備工作：我們用光譜純銀的凝固點校準了的光學高溫計，讀數精確度達 ±0.2°C。方法見^[16]。

我們選用的溫差電偶材料為鎢和鎳。用水沸點和錫、鋅、鋁的凝固點直接校準並與已

校准了的光学高温计对照得到银点的值。精确度约为 $\pm 1^\circ\text{C}$ 。在 $420\sim 960^\circ\text{C}$ 间，温度 t 可用以下的插入方程

$$E = 2.479 \times 10^{-2}t + 5.866 \times 10^{-7}t^2 + 1.355 \times 10^{-9}t^3.$$

2. 实验管：所用实验管如图1所示（有些管子未装温差电偶）。阴极筒中部内塞有两个小帽，这样形成的空腔上有一小孔，这就是与阴极筒同温度的“黑体”。温差电偶的引线在使用时分别插入貯水的试管，并将它们放入溶冰水槽里。

3. 基金属的温度：在校准了温差电偶以后，基金属温度的量测就很简单了。如果能将钨丝点焊在阴极套筒内部，如范^[10]、洪^[11]等作的那样，电偶的冷却作用就可以完全免除了。但是在很细的套筒，如6II4的阴极，这就不能作到。在辐射系数管上钨丝的冷却作用不超过 3°C 。空腔上的温度最大有约 5°C 的不均匀度。

基金属的温度皆用光学高温计从小孔读出。涂层表面的亮度温度则在黑体（小孔）附近的涂层上读出。从这两个读数计算出来的涂层的光谱系数显然是小的，因为涂层表面的真正温度低于基金属的温度。

为了测量涂层表面的真正温度，我们采用了“光照法”^[17]。这个方法是使光谱辐射系数不同的两种物体处于同一温度下，从外用光照射。在改变照度至二者的亮度相同时，这亮度温度就等于表面的真正温度。

我们采用的办法是在涂层上涂上一些胶态石墨点来得到与涂层不同的辐射系数。为了保证这些点的温度与涂层的温度相同，石墨点必须很薄，但过薄则使辐射系数差别太小，从而降低灵敏度。

由于表面辐射系数的不同，石墨点的温度总要低于涂层表面温度。简单分析指出这温度差最大可以达到涂层温降的几分之一。石墨点的直径愈小，它与其四周涂层的温度亦愈接近。因此这些石墨点愈小和厚薄适宜才好。

改变光照使斑点消失的重复性还是够高的。为得每一数值一般我们都是光照十次的平均，而每次光照都是自暗至亮和自亮至暗的平均，而在每一温度都由两个人分别测过的。

管子泡壳对光吸收的修正值和光学高温计附加镜头的修正值都是经过实际测量得到的。

为了测验上述黑体的质量，我们先把光学高温计调得使灯丝在小孔上消失。增加照射，在我们使用的最高照度下，小孔的亮度温度不改。因此认为这黑体是够“黑”的。

为了测验光照法的精确度我们作了一只未涂复氧化物的光镍管子，上涂小斑点。测量结果是用光照法得到的温度与从黑体测得的读数的差别最大不超过 4°C ，平均值仅差 0.7°C 。如果斑点更好，应当能得到更好的结果。这样测得的镍的光谱辐射系数（ $\lambda = 6620 \text{ \AA}$ ）为 0.43 ± 0.02 。比 Espe^[18]给出的值 0.375 稍大。这当然与镍管的表面情况有关。

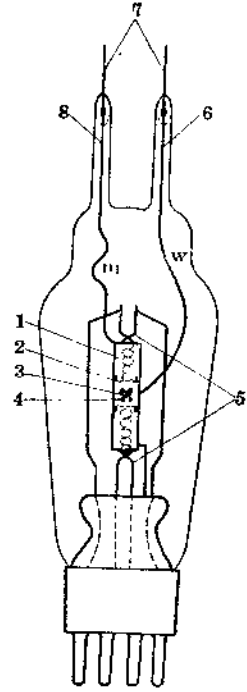


图1 辐射系数管构造。

- 1—镍阴极筒长约30毫米，直径约3毫米；2—氧化物涂层；3—黑体小孔直径约0.3毫米；4—石墨斑点；5—热子；6—热偶钨丝；7—柱美丝；8—热偶镍丝。

測得的氧化物塗層的光譜輻射係數 ($\lambda = 6620 \text{ \AA}$) 介於 0.30 至 0.44 之間。我們測量的溫度範圍是比較窄的, 即在 $800 \sim 950^\circ\text{C}$ 之間。溫度下限是受到亮度溫度在 750°C 以下不易得到好的光學高溫計讀數的限制, 而上限則受到當基金屬高於 1000°C 時蒸發使泡壳交暗的限制。為任何所測的管, ε_λ 的最大偏離值約為 ± 0.04 , 而平均偏離值約為 ± 0.01 。在上述溫度內 ε_λ 隨溫度的變化是觀測不到的。若改進塗石墨點的技術還可以提高精度。

塗層的溫降可由塗層表面溫度與黑體的溫度得出。對塗層厚的管子, 這溫降在高溫可達 70 多度。塗層溫降在上述溫度範圍內約與 T^4 成正比, 即為某一定的管子 $\frac{K}{\varepsilon\sigma T} = \frac{T^4}{\Delta T}$ 近似地是一個常值, 隨溫度有微弱的下降。

若從所測基金屬的黑體溫度和表面的亮度溫度直接計算 ε_λ , 則 ε_λ 將偏低, 塗層愈厚, 偏低愈多, 而且 ε_λ 的值將隨塗層的溫度的上升而下降。文獻上給的偏低值和說它隨溫度變化可能是未加塗層溫降, 或即使加了, 但未考慮它隨溫度較快地上升的原因。

三、熱子電阻與陰極溫度的關係

現代氧化物陰極的運用溫度已低到用光學高溫計來測量它是相當困難的程度上。對於製成管, 利用熱子電阻來測量陰極的溫度是很方便可靠的。即使溫度的絕對值可能有誤差, 用它來確定陰極的相對溫度則可得到很高的精確度和重複性。自然, 用這方法來確定陰極的溫度必須至少要有兩個或最好是兩個以上的校準點, 即用其他的方法確定幾個溫度下的熱子電阻, 然後利用 R_H 與 T_K 間的關係外推或內插從 R_H 求 T_K , 因此我們研究了熱子電阻與陰極溫度的關係。

我們測量了三種結構很不相同的管子。一種是上述測量輻射係數用的, 其結構已敘述於前。另一種是我們實驗用的所謂“理想二極管”的管子的陰極。它是一個直徑約為 3 毫米的鎳筒, 長約 10 毫米, 上有陰極“小帽”。以上二種熱子都是用鎢絲做的。第三種是用工廠 6U4 管的零件做的。熱子是鎢鎢合金做的。這三種管子的 R_H-T_K 關係在圖 2 里是用 R_H 對 T_K 畫出的。所取的 x 的值是 0.885, 有一隻管的結果用兩個不同的 x 畫出。我們之所以取以上的形式畫出 R_H-T_K 關係和為什麼取這樣的 x 值將在下面分析。

從這些曲線可以得出以下的一些結論:

1. 對於這三種結構很不相同, 熱子材料也不同的管子, 從很低的陰極溫度到約 850°C 都是相當好的直線, 最大偏離不過 10°C 。
2. 在低溫段曲線向下彎, 落在直線的下邊。有的管子在約 100°C 以下才偏離開直線, 也有的在約 250°C 就偏離了直線。從這溫度, 一直到室溫。偏離直線的量有的大, 有的小。
3. 在高溫段, 當 $T_K > 850^\circ\text{C}$ 時, 都偏離直線, 落在直線的上邊。偏離的量與所採用的 x 的值有關。用 $x = 0.834$ 的較好。
4. 用不同的 x 值 (從 0.83~0.9), 對 $250 \sim 850^\circ\text{C}$ 一段的直線性沒有嚴重影響。
5. 一切直線段的延長綫都近似地通過絕對零度和 $R_H = 0$ 的點。因此有以下的近似經驗公式:

$$R_H = CT_K \quad (3.1)$$

式中 T_K 是陰極溫度, 用絕對溫表示; C 是常數。

為了說明這個關係的普適性, 即其可以用於任何結構的陰極 (附加條件見下), 我們作

了以下的分析。

首先看一看作为热子的金属丝的电阻与温度的关系。热子一般是用钨或钨钼合金丝做的。Jones 和 Langmuir⁽²⁰⁾ 的实验结果是被普遍引用的。根据他们的实验结果可以把钨丝的电阻 R_H 与它本身的温度写成下式：

$$R_H^x = C' T_H, \quad (3.2)$$

x 近似地是一个常数。在钨丝用作热子时的运用温度范围， x 的值约等于 0.834。 C' 是一个常数。

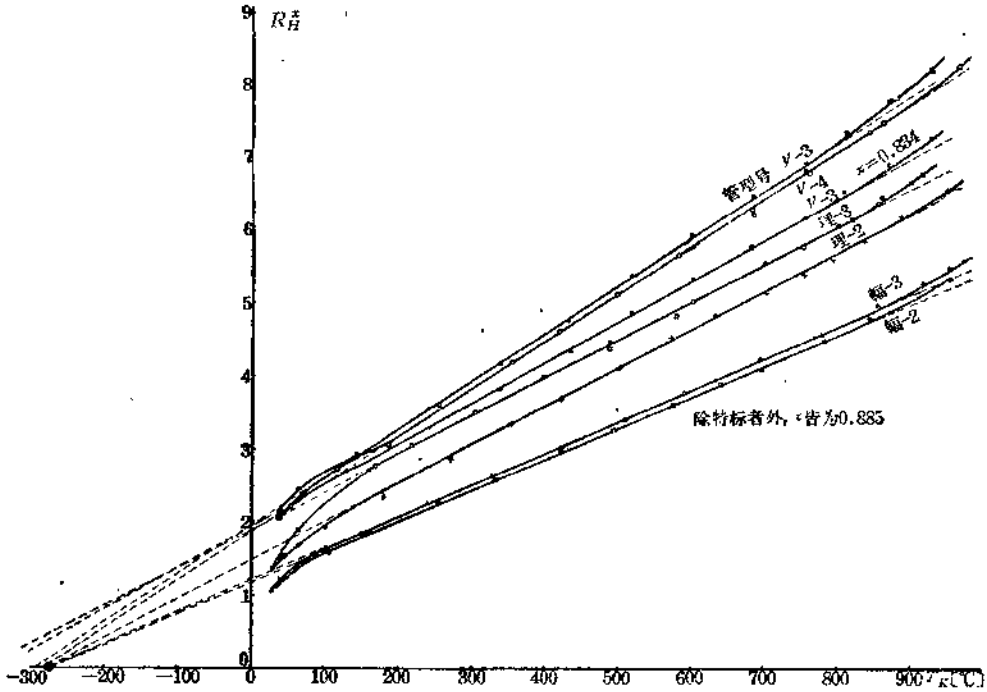


图2 热子电阻与阴极筒温度的关系。

用钨丝做成热子。如果它是处在某一一定的均匀的温度，它的电阻也应当只与这温度和它的几何形状有关。因此式 (3.2) 也可以用于热子。

现在来看热子的温度与阴极筒温度 T_k 间的关系。 T_k 可以直接用热偶测量，而 T_H 则可以从热子的电阻比值求出。Jones 等给出了任何温度下的电阻与室温下的电阻的比值。精确地测量了室温下热子的电阻与在另一温度下的电阻，就可以从这两个电阻的比值计算这温度。这样计算的结果当然是很粗略的，因为热子的温度不是完全均一的，而冷端效应之大小又随温度改变。不过对我们以下的定性分析来说，式 (3.1) 还是可以用的。结果示于图 3，这是实验曲线。

现在再来分析 T_k 与 T_H 的关系。

热子的功率通过辐射和传导的方式传输给阴极套筒。套筒接受的功率则通过以下两种方式失掉：1. 辐射到其四周或空间；2. 通过尾丝传导给引线。套筒上有涂层，所以辐射是一部分面积直接辐射到空间，而另一部分面积则通过涂层辐射出去。这两部分面积的比值，对于某些管，如同轴圆柱型的管，绝大部分是通过涂层辐射出去，而对于另一些管子，

如陰極射綫管的陰極，則絕大部分是從套筒直接輻射出去。

現在分析的目的是從這些簡單的考慮來預計熱子溫度與陰極溫度的關係，並不預備作精確的計算，所以僅取以下的最簡單的情形，即假定套筒全部被塗層所復蓋，而熱子直接輻射到空間的能量可以忽視不計。

先考慮“高溫”的情形，即當輻射的能量遠大於熱子或尾絲及云母支架等傳導的能量時的溫度。用 K 表示陰極的量， H 表示熱子的量。使二者的面積分別為 S_K 和 S_H 。在高溫下近似有

$$\epsilon_K S_K T_k'^4 = \epsilon_H' S_H (T_H^4 - T_k'^4), \quad (3.3)$$

式中， T_k' 是塗層表面的溫度。如塗層表面僅是套筒的很小一部分，則 $T_k' = T_K$ 。 ϵ_H' 是熱子的有效輻射係數， $T_K = T_k' + \Delta T = T_k' \left(1 + \frac{\Delta T}{T_k'}\right)$ 。代入式 (3.3) 并解 T_H ，得

$$T_H = T_k' \sqrt[4]{\frac{\epsilon_K S_K \left(1 + \frac{\Delta T}{T_k'}\right) + \epsilon_H' S_H}{\epsilon_H' S_H}}. \quad (3.4)$$

若不考慮相對的小量 $\frac{\Delta T}{T_k'}$ ， T_H 與 T_K 在高溫是一條直綫，通過絕對零度，其斜率大於 45° 。代入式 (3.2) 就得

$$R_H^2 = \gamma C' T_K^2, \quad (3.5)$$

γ 是式 (3.4) 里的根號項。這式指出在高溫下，如不考慮 γ 里的 $\frac{\Delta T}{T_k'}$ 項， R_H^2 與 T_K^2 亦成直綫關係。這部曲綫的延長還通過 $R_H = 0$ 和 $T_K = 0$ 的原點。

γ 表示式里的 $\frac{\Delta T}{T_k'}$ 的影響是使這曲綫在溫度高的時候向上彎曲，因為按我們以上的結果， $\frac{\Delta T}{T_k'}$ 較近常數。如果 ΔT 隨着 T 的變化更緩慢，則這曲綫的曲率更小一些。總之 $\frac{\Delta T}{T_k'}$ 是一個很小的項，由它發生的曲率不會太大。圖 3 曲綫的高溫直綫段完全符合以上的結論。

現在再看另一極端，即陰極溫度高出其四周的溫度不多，因而輻射的能量遠小於經熱傳導損失的能量的情況。這時熱子對陰極筒的熱傳輸則仍然是主要依靠輻射。這可以從圖 3 看出。熱子溫度很快地高出陰極溫度，在 T_K 為 100°C 時， T_H 已達 175°C ，而在 $T_K = 500^\circ\text{C}$ 時， T_H 不過 630°C 。這是易於了解的。熱子與陰極筒的接觸面積非常小，其中尚有絕熱較好的氧化鋁。在此情況下有

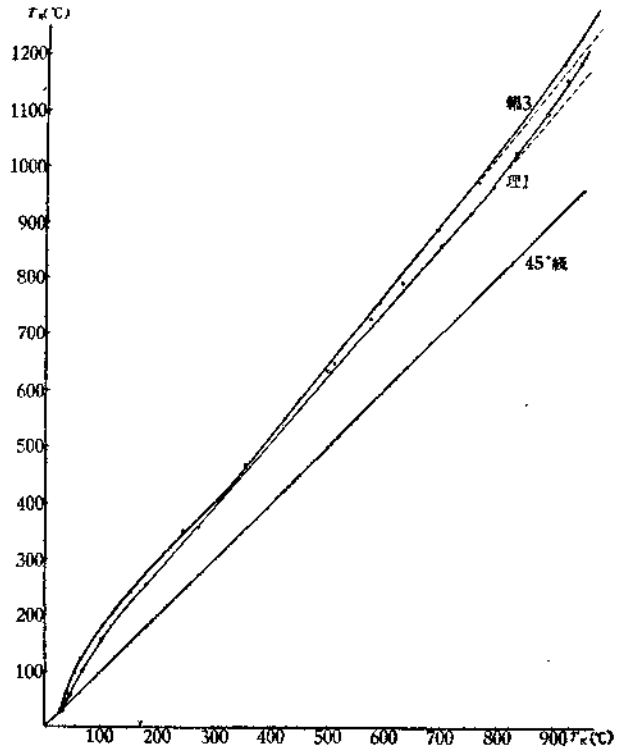


圖 3 熱子溫度與陰極筒溫度間的實驗關係。