

光阴极电子枪中金属光阴极的热发射度研究

何小中¹⁾ 唐传祥 黄文会 林郁正

(清华大学工程物理系 北京 100084)

摘要 对光阴极电子注入器中金属光阴极的热发射度进行了理论研究. 金属光阴极的热发射度由两部分构成. 一方面对于理想平坦的阴极, 光电子穿越表面势垒后有一定的残余动能, 造成一定的热发射度, 这部分前人已经做过一些理论研究. 本文改进已有的模型, 进一步给出了理想平坦光阴极的热发射度. 另一方面, 阴极表面的粗糙度将造成热发射度的增加, 本文首次解析地分析了表面粗糙度对光阴极电子枪热发射度的影响, 得到表面粗糙度造成的热发射度的估计公式. 本文对金刚石车削后的铜、镁的表面形貌进行了测量, 表明粗糙度造成的热发射度大约 $0.4\text{mm}\cdot\text{mrad}$. 本文的热发射度理论能够较好的解释目前国际上铜、镁阴极的热发射度的测量结果.

关键词 光阴极电子枪 热发射度 粗糙度 理论分析

1 引言

自放大自辐射自由电子激光 (SASE FEL) 能够产生超短、超高峰值亮度、高平均亮度的硬 X 射线激光^[1,2]. 这种光源产生的 X 射线具有飞秒级的时间结构, 可以提供超快过程的动力学演变的信息, 是第四代光源的代表^[3]. 目前国际上很多实验室正在预研这种装置中的关键技术. 汤姆逊散射源利用高亮度的相对论电子束与高功率脉冲激光束以一定的角度对撞, 也可以产生超短、高峰值亮度、能量为几十到几百 keV 的硬 X 射线. 相对 SASE FEL 来讲, 汤姆逊散射源只需要几十能量 MeV 的电子束, 投资较小. 近年来, 国际上很多实验室对汤姆逊散射源投入了很大的关注^[4,5]. 清华大学工程物理系与中国工程物理研究院已经开始合作进行汤姆逊散射源的相关研究^[6].

目前为止, 只有光阴极电子注入器 (PHI, photoinjector) 能够产生 SASE FEL 和汤姆逊散射源所需的短束长 (\sim 皮秒)、低发射度 (归一化均方根 $\sim 1\text{mm}\cdot\text{mrad}$)、大电荷量 ($\sim \text{lnC}$) 的电子束. 受 SASE FEL 研究的推动, 光阴极电子注入器成为加速器领

域研究的一个热点. 光阴极电子注入器除了使用比较广泛的光阴极微波电子枪、高压型直流光阴极电子枪外, 近年获得发展的还有加速场高达 1GV/m 的脉冲高压型光阴极电子枪^[7,8].

横向发射度是光阴极电子注入器的最重要的指标之一, 热发射度是构成光阴极电子注入器横向发射度一个重要部分. 金属材料如 Cu, Mg 具有制造维护简单、稳定性好、寿命长、能工作在较高的场强下、不怕大气污染等品质, 使用非常广泛. 汤姆逊散射源运行在较低的重叠频率下, 不需要非常高的量子效率, Cu, Mg 等金属阴极成为首选. 因此, 金属阴极的热发射度的理论研究和测量很有意义.

前人已经从理论上分析过理想平坦光阴极的热发射度^[9-12], 提出了理想平坦光阴极的热发射度计算公式. 近年, 布鲁克海文实验室还测量了 Cu, Mg 阴极的热发射度^[11,12]. 现有的热发射度理论难以同时解释铜阴极、镁阴极的热发射度测量结果.

本文详细阐述光电子从金属表面发射的过程, 提出一个改进模型计算了平坦金属光阴极的热发射度, 解析地分析表面粗糙度对电子束热发射度的贡献. 并且对国际上已经发表的铜阴极、镁阴极热发射度测量结果进行了分析.

2004-03-24 收稿

1) E-mail: hxzh97@mails.tsinghua.edu.cn

2 平坦金属光阴极的热发射度

2.1 金属表面的光电子发射过程

J. E. Clendenin 用一个简单模型描述电子吸收光子后从完全平坦的金属表面发射出来的过程, 并据此计算了热发射度^[9]. 本文对此模型进行改进, 下面详细的阐述改进后的模型.

光子能量为 $h\nu$ 的激光照射在表面势垒为 ϕ_0 金属材料表面, 金属中的自由电子吸收光子, 能量增加 $h\nu$. 金属表面的电场使表面势垒高度降低为 ϕ , ϕ 与金属表面最大场强 E_{rf} 、发射相位 θ_{rf} 、场强增强因子 β_{rf} 关系如下^[9]:

$$\phi = \phi_0 - \sqrt{\frac{e\beta_{rf}E_{rf}\sin\theta_{rf}}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (1)$$

如果电子吸收光子前的能量大于 $E_F + \phi - h\nu$, 吸收光子后电子总能量就大于金属材料表面势垒的能级 ($E_F + \phi$), 那么电子能够从金属中逃逸出来. 吸收光子前金属中电子密度分布如下:

$$n(E) = C \frac{E^{1/2}}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1}. \quad (2)$$

$T \sim 300\text{K}$ 和 $T = 0\text{K}$ 时金属内部电子密度与电子能量的关系如图 1 所示. 两种情形下能够发射出来的电子的状态几乎一样. 温度对光电子的发射过程影响很小. 方便起见, 后面的分析取 $T = 0\text{K}$, $n(E) \propto E^{1/2}$.

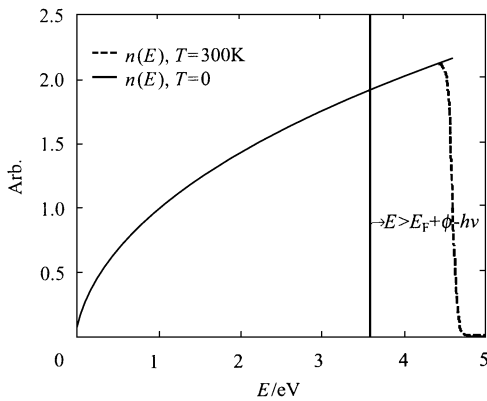


图 1 金属内部电子密度与随电子能量的关系

假设电子吸收光子后的运动各向同性. 光电子运动方向与表面法向夹角为 φ , 光电子垂直表面方向的动能为

$$E_{\text{kin},\perp} = (E + h\nu)\cos^2\varphi. \quad (3)$$

只有 $\varphi < \varphi_{\text{max}}$ 的光电子能够穿过表面势垒, $\varphi >$

φ_{max} 的电子不能穿过表面势垒:

$$\varphi_{\text{max}} = \arccos\sqrt{\frac{E_F + \phi}{E + h\nu}}. \quad (4)$$

不考虑电子受到的散射, 那么穿过势垒后, 电子垂直金属表面方向的动能减小为

$$E_{\text{kin},\perp} = (E + h\nu)\cos^2\varphi - (E_F + \phi). \quad (5)$$

平行金属表面方向的动能为

$$E_{\text{kin},\parallel} = (E + h\nu)\sin^2\varphi. \quad (6)$$

对于 Cu, Mg 阴极, 费米能级 E_F 均为 7eV, 考虑 Schottky 效应后的逸出功 ϕ 约分别为 4.3eV 和 3.3eV. 若采用 266nm 波长的紫外光, $h\nu$ 为 4.6eV. φ_{max} 最大也只有 20°左右. 上面的公式可以如下近似:

$$\varphi_{\text{max}} \approx \sqrt{\frac{\Delta E}{E_F + h\nu}}, \quad (7)$$

其中 $\Delta E = E + h\nu - (E_F + \phi)$.

电子能量 E 在 $[(E_F + \phi) - h\nu, E_F]$, 即 ΔE 在 $[0, h\nu - \phi]$ 范围, 电子都可能穿透表面势垒, 从金属表面发射出来. 同时, 从(7)式可以看出, 能量为 E 的电子吸收光子后能穿透表面势垒的几率和 ΔE 成正比. 而电子密度 $n(E) \propto E^{1/2}$, 一般 $h\nu - \phi$ 要比 E_F 小得多, 可以认为电子密度在 $[(E_F + \phi) - h\nu, E_F]$ 范围内基本不变. 因此, 发射电子能量 ΔE 在 $[0, h\nu - \phi]$ 范围内, 而且发射电子的密度正比于 ΔE .

另外, 电子吸收光子后, 能从金属表面发射出来的总几率和 $(h\nu - \phi)^2$ 成正比, 这一点已经基本为实验所验证^[13].

2.2 热发射度的计算

设 x, p_x 分别为电子的 x 方向坐标和动量, 那么均方根归一化热发射度可以表达如下:

$$\epsilon_{n,\text{rms}} = \frac{1}{m_0 c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2}. \quad (8)$$

如果不考虑 x 和 p_x 的相关性, $\langle x p_x \rangle = 0$, 从而热发射度的计算可以写成下式

$$\epsilon_{n,\text{rms}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \sqrt{\frac{2\langle E_{\text{kin},x} \rangle}{m_0 c^2}}. \quad (9)$$

x, y 方向的平均动能相等, 为平行发射表面方向总动能 $E_{\text{kin},\parallel}$ 的一半. 上式可以写成

$$\epsilon_{n,\text{rms}} = x_{\text{rms}} \cdot \sqrt{\frac{\langle E_{\text{kin},\parallel} \rangle}{m_0 c^2}}. \quad (10)$$

对于理想平坦光阴极, 所有发射电子平行金属表面方向的动能的平均值为

$$\langle E_{\text{kin},\parallel} \rangle_{\text{flat}} = \frac{h\nu - \phi}{3}, \quad (11)$$

这样,对于半径为 R 均匀圆激光束,理想平坦光阴极的热发射度为

$$\epsilon_{n,\text{rms,flat}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{h\nu - \phi}{3m_0c^2}}. \quad (12)$$

如果考虑电子从金属逃逸出来过程中散射导致的能量损失,所有发射电子平行金属表面方向的动能的平均值将小于(11)式的结果,电子束的热发射度将小于(12)式的结果.

已有一些文献发表过类似的公式.J. E. Clendenin 的结果是^[9]

$$\epsilon_{n,\text{rms,flat}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{2(h\nu + E_F)}{m_0c^2}} \times \sqrt{\frac{2 + \cos^3\varphi_{\max} - 3\cos\varphi_{\max}}{6(1 - \cos\varphi_{\max})}}, \quad (13)$$

其中 $\varphi_{\max} = \arccos\sqrt{\frac{E_F + \phi}{E_F + h\nu}}$.

在 $h\nu - \phi \ll E_F$ 近似条件下,上式可以近似为

$$\epsilon_{n,\text{rms,flat}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{h\nu - \phi}{2m_0c^2}}. \quad (14)$$

本文的结果比(14)式小一些,这是因为我们认为金属内部能量在 $[(E_F + \phi) - h\nu, E_F]$ 范围内的电子,吸收光子后都可能发射,而 J. E. Clendenin 的模型认为只有能量为 E_F 的电子吸收光子后才能发射.

D. T. Palmer 假定所有发射电子在 x 方向都具有能量 $h\nu - \phi$, 给出的发射度公式为^[10]

$$\epsilon_{n,\text{rms,flat}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi)}{m_0c^2}}. \quad (15)$$

Lawson 假定电子发射后服从玻尔兹曼分布,等效温度为 T , 电子束的整体速度为 βc , 得到电子束每个方向上散角的均方根值:

$$\sigma_x = kT/m_0\beta^2c^2. \quad (16)$$

这相当于认为每个方向上电子的平均动能为 $kT/2$. 文献[11, 12]以此为基础,并且假定 kT 等于 $h\nu - \phi$, 得到热发射度的计算公式为

$$\epsilon_{n,\text{rms,flat}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{(h\nu - \phi)}{m_0c^2}}. \quad (17)$$

3 表面粗糙度对金属光阴极热发射度的影响

3.1 表面粗糙度引起的电子发射动能转移造成的热发射度

前面计算热发射度假定阴极面是理想平面,实

际上表面是有粗糙度的.表面的起伏对电子束的发射过程有两方面的影响.第一方面的影响是因为电子发射时垂直表面方向的平均残余动能比另外两个平行表面方向上的平均残余动能要大,这样表面的起伏使一部分垂直表面方向的动能转化成另两个方向的动能,增加了一些发射度.假定 3 个方向上电子的平均动能相等,可以得出考虑粗糙度的这种影响后总的热发射度为

$$\epsilon_{n,\text{rms}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{4(h\nu - \phi)}{9m_0c^2}}. \quad (18)$$

考虑粗糙度的这种影响后发射度的估计值仅比(12)式大 15%.一方面,上面所做的假设可能过大的估计了这种影响导致的发射度增长;另一方面,电子从金属中逃逸出来的过程中,部分电子会受到散射从而有一定的能量损失,这会导致热发射度一定程度的降低,因此在后面的分析中忽略粗糙度的这种影响导致的热发射度增长.

3.2 表面粗糙度引起的阴极面附近场畸变造成的热发射度

表面的起伏造成的第二个影响是由于表面的起伏造成金属表面附近的电场发生畸变,电子刚逃逸出表面,马上受到杂乱的很强的横向场的作用. Bradley 等提出一个简单的模型来分析粗糙度对图像增强器件的分辨率的影响:假定金属的表面的起伏可以解析地写为 $z = a \cos(2\pi x/p)$, 其中 a 是起伏的幅度, p 是起伏的横向周期,这样金属表面附近区域的电磁场可以解析近似求解,从而可以解析近似求解电子的横向运动速度^[14]. 本文采用相同的模型来分析粗糙度造成的热发射度.在 $2\pi a/p \ll 1$ 的近似条件下,金属表面附近的电磁场可以解析写成

$$\begin{cases} E_x = E_{\text{rf}} \sin\theta_{\text{f}} \frac{2\pi a}{p} e^{-2\pi z/p} \sin(2\pi x/p) \\ E_z = E_{\text{rf}} \sin\theta_{\text{f}} \left(1 + \frac{2\pi a}{p} e^{-2\pi z/p} \cos(2\pi x/p) \right) \end{cases}. \quad (19)$$

电子在 $x = x_1$ 点发射出来后,可以近似认为电子运动方向就是 z 方向,如图 2. 这样电子受 x 方向的电场的作用最终获得的横向速度为

$$v_e = \frac{2\pi a}{p} \sin(2\pi x_1/p) (eE_{\text{rf}} \sin\theta_{\text{f}} p / 4m_0)^{1/2}. \quad (20)$$

将上式代入到(9)式,可以进一步计算出这种影响导致的热发射度为

$$\epsilon_{n,\text{rms,rough}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi^2 e a^2 E_{\text{rf}} \sin\theta_{\text{f}}}{2m_0c^2 p}}. \quad (21)$$

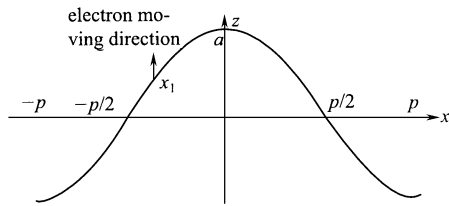


图 2 金属表面起伏造成电子有一定的横向速度

为了进一步分析当 $2\pi a/p \ll 1$ 不成立时粗糙度造成的发射度与 a, p, E_0 的关系是否符合 (21) 式, 用数值方法计算了当 $2\pi a/p \ll 1$ 不成立时, 金属表面附近的电场, 然后模拟计算不同位置发射出来的电子的运动轨迹, 从而计算粗糙度导致的发射度. 模拟计算了当 $p = 500\text{nm}, E_0 = 50\text{MV/m}$ 时粗糙度发射度与 a 的关系, 公式 (21) 计算结果和模拟计算结果如图 3 所示.

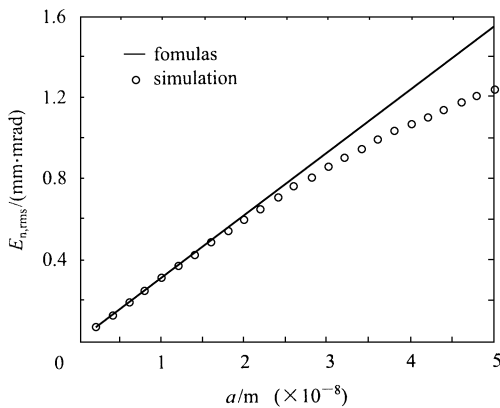


图 3 $p = 500\text{nm}, E_0 = 50\text{MV/m}, R = 2\text{mm}$ 时粗糙度造成的热发射度与 a 的关系

从图中可以看出, 随着 a 的增加, 模拟计算的结果与 (21) 式计算结果差别越来越大. 当 $2\pi a/p = 0.63$ 时, 模拟计算结果比 (21) 式计算结果小 20%.

还模拟计算了不同 a, p 时粗糙度造成的热发射度随 E_0 的变化关系, 如图 4.

在 $a = 5\text{nm}, p = 500\text{nm}$ 和 $a = 50\text{nm}, p = 500\text{nm}$ 两种情形下, 粗糙度造成的热发射度都和 $\sqrt{E_0}$ 保持正比关系. 注意到在 $2\pi a/p \ll 1$ 不成立时, 模拟计算结果和公式计算结果相差并不大, 用 (21) 式估算粗糙度造成的发射度增长也是合适的.

对铜、镁经过金刚石车削后的表面形貌进行了测量, 从而确定 a, p 的数值. 测量了 8 个样品, 观察到样品表面有周期性的起伏, 起伏周期 p 在 $3-8\ \mu\text{m}$

之间变化, 幅度 a 在 $10-80\text{nm}$ 之间变化, 其中有 6 个样品 a 在 $3\ \mu\text{m}$ 左右, p 在 50nm 到 80nm 之间变化; 样品表面除了这种周期性的起伏, 还有幅度较小的杂乱无章的起伏, 这种起伏的幅度比周期性的起伏小得多. 其中的一个典型的表面形貌如图 5.

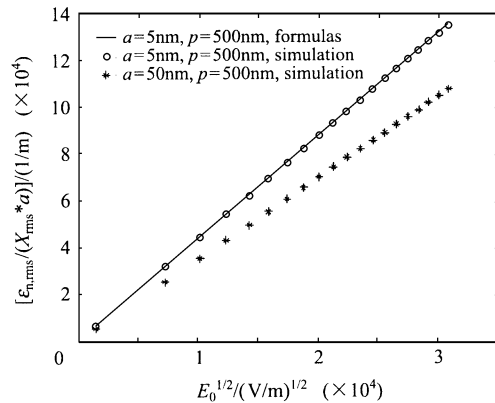


图 4 不同 a, p 时粗糙度造成的热发射度随 E_0 的关系

对于周期性的起伏, 测量结果表明 $2\pi a/p \ll 1$ 的近似条件满足, 可以用 (21) 式计算粗糙度造成的热发射度. 取 $a = 70\text{nm}$ (\sim 粗糙度 11 级), $p = 3\ \mu\text{m}$, 微波场强 $E_{rf} = 100\text{MV/m}$, 微波相位 $\theta_{rf} = 30^\circ$, 激光束半径 $R = 1\text{mm}$, 这时粗糙度造成的热发射度为 $0.44\ \text{mm}\cdot\text{mrad}$. 对于杂乱无章的起伏, 还没有找到合适的仪器进行较精确的测量. 从上面的测量结果看, 金刚石车削后表面粗糙度造成的热发射度有可能成为热发射度的主要来源, 要想得到热发射度极小的电子束, 金刚石切削完毕后应进行抛光. 文献 [9, 10] 对 BNL ATF 装置的无氧铜阴极和镁阴极的抛光过程进行了简单的描述.

从上面的分析中还可以得到粗糙度造成的热发射度的一般规律: 粗糙度造成发射度的增长与表面起伏的高度 a 成正比, 与表面起伏的横向尺度 p 成 $-1/2$ 次方关系, 与加速场强 $E_{rf}\sin\theta_{rf}$ 成 $1/2$ 次方关系. 对于脉冲高压型光阴极注入器, 加速场强达 GV/m 量级, 粗糙度造成的发射度将大大增加, 此时抛光的作用将变得重要.

另外, 金刚石车削后的表面粗糙度主要由进刀的刀纹构成. 车削后表面呈现圆环状, 如果光阴极发射不是处于圆环中央或者车床主轴偏心 (例如发射区域位于图 5 所示的测量位置), 那么粗糙度造成的热发射度增长在垂直刀纹方向 (图 5 中 x 方向) 上是较大的, 而在平行刀纹的方向 (图 5 中 y 方向) 上要小一些. 粗糙度造成的热发射度将具有一定的方

向性.

综合第 2 节和第 3 节, 总的热发射度由理想平坦阴极的热发射度和粗糙度造成的热发射度两部分构成, 总的热发射度表达如下:

$$\epsilon_{n, rms, total} = \sqrt{\epsilon_{n, rms, flat}^2 + \epsilon_{n, rms, rough}^2}, \quad (22)$$

亦即:

$$\epsilon_{n, rms, total} = \frac{R}{2} \cdot$$

$$\sqrt{\frac{\pi^2 e a^2 E_{rf} \sin \theta_{rf}}{2 m_0 c^2 p} + \frac{h\nu - \phi_0 - \sqrt{\frac{e \beta_{rf} E_{rf} \sin \theta_{rf}}{4 \pi \epsilon_0}}}{3 m_0 c^2}}. \quad (23)$$

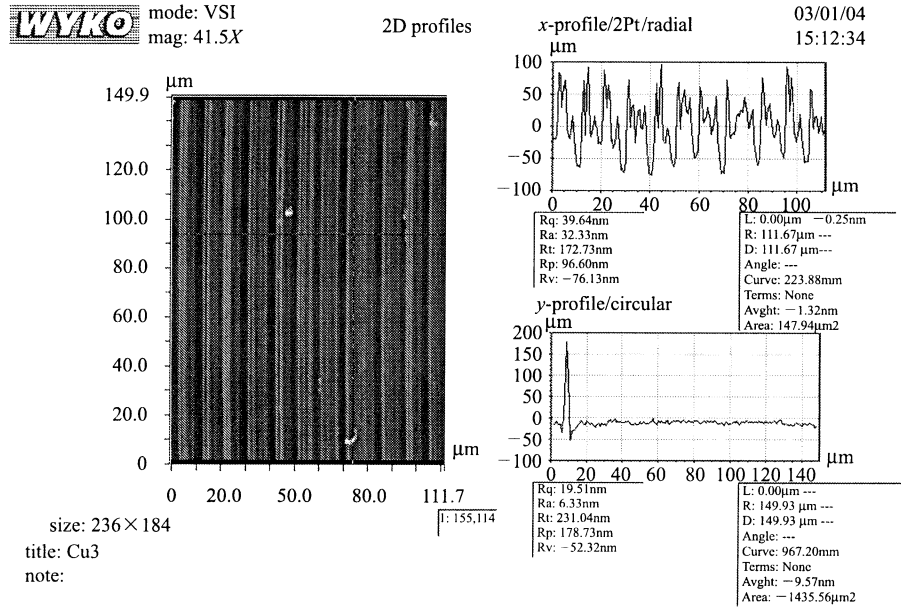


图 5 某个铜样品经金刚石车削后的表面形貌测量结果

4 国际上已经发表的热发射度测量结果

X. J. Wang 和 W. S. Graves 等测量了镁阴极和铜阴极的热发射度^[11,12]. 现将他们测量条件、测量结果以及本文公式(23)式的计算结果列在表 1 中.

表 1 国际上已发表的镁、铜阴极的热发射度测量结果

测量条件	镁阴极		铜阴极	
	E_{rf}	100MV/m	E_{rf}	100MV/m
	θ_{rf}	15°	θ_{rf}	15°
	β_{rf}	≥ 1	β_{rf}	~ 5
测量结果 (23) 式计算结果*	~ 0.5mm·mrad ≥ 0.44mm·mrad		~ 0.5mm·mrad ~ 0.26mm·mrad	

* 由于没有各自阴极的表面形貌参数 a, p , 计算时没有考虑粗糙度导致的发射度增长.

从表 1 中看出, (23) 式计算出的结果比测量结果偏小, 考虑到粗糙度可能造成的影响 (~ 0.4mm·

mrad), 本文给出的公式与测量结果基本吻合. 利用 (14), (15), (17) 式得到的理想平面阴极的热发射度计算结果已经超过或很接近测量结果, 如果考虑粗糙度造成的影响, 这些计算结果较测量结果偏大.

文献[12]的测量结果表明水平方向和垂直方向的热发射度存在微弱的不对称, 但没有找到产生这种不对称的原因. 本文的热发射度理论刚好能够解释热发射度的这种方向性, 表面粗糙度可能正是造成水平和垂直两个方向热发射度不对称的原因.

5 结论

本文改进 Jim Clendenin 的金属阴极发射模型, 更加精细的计算了理想平坦金属阴极的热发射度. 同时还分析了表面粗糙度从两个方面造成的电子束热发射度增长: 一是粗糙度造成电子发射方向变化, 从而造成热发射度的增长, 这种影响较小; 二是粗糙度造成阴极面附近的场有横向场分量, 从而使电子束热发射度增加. 我们还测量了金刚石车削加工后铜、镁的表面形貌, 表明粗糙度造成的热发射度增长

约 $0.4\text{mm}\cdot\text{mrad}$, 可能成为热发射度的主要来源. 用本文提出的热发射度理论较好的解释了铜、镁阴极的热发射度测量结果.

粗糙度造成的发射度增长与加速场强的 $1/2$ 次方成正比, 粗糙度造成的热发射度将是脉冲高压型

光阴极注入器的热发射度的主要来源.

更小尺度上的表面形貌测量、抛光后的表面形貌的测量、不同表面形貌造成的热发射度的增长的测量将是下一步研究的目标.

参考文献 (References)

- 1 Lcls Design Group. Lcls Conceptual Design Report
- 2 TESLA Design Group. TESLA Conceptual Design Report
- 3 Recommendations of Basic Energy Sciences Advisory Committee (BES-AC) Panel on Novel, Coherent Light Sources. <http://www.er.doe.gov/production/bes/BESAC/pubs.html>
- 4 Schoenlein R W et al. Science, 1996, **274**: 236—238
- 5 Yorozu M et al. Jpn. J. Appl. Phys., 2001, **40**: 4228—4232
- 6 HUANG Wen-Hui, HE Xiao-Zhong et al. HEP&NP, 2004, **28**(4): 304 (in Chinese)
(黄文会, 何小中等. 高能物理与核物理, 2004, **28**(4): 304)
- 7 Batchelor K, Farrell J P, Dudnikova G. A High Current, High Gradient, Laser Excited, Pulsed Electron Gun. Proceeding of EPAC 98
- 8 de Loos M J, van der Geer S B, Kiewiet F B et al. A High-Brightness Pre-accelerated RF-photo Injector. Proceeding of EPAC 2002
- 9 Clendenin J E, Mulhollan G A, High Quantum Yield, Low Emittance Electron Sources. SLAC-PUB-7760, 1998
- 10 Palmer D T. The Next Generation Photoinjector. Doctor Thesis, 1998
- 11 Wang X J, Babzien M, Malone R et al. Mg Cathode and Its Thermal Emittance. Proceeding of LINAC 2002
- 12 Graves W S, DiMauro L F, Heese R et al. Thermal Emittance Measurement of Copper Cathode. PAC 2001
- 13 Bluem H, Cole M D, Todd A M M et al. Photocathode Electron Source Development at Advanced Energy Systems. Proceeding of EPAC 2002
- 14 Bradley D J, Allenson M B, Holeman B R. The Transverse Energy of Electrons Emitted from GaAs Photocathodes. J. Phys. D: Appl. Phys., 1997, **10**: 111—125

Researches on Thermal Emittance of Metal Cathode in Photoinjectors

HE Xiao-Zhong¹⁾ TANG Chuan-Xiang HUANG Wen-Hui LIN Yu-Zheng

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract Theoretical analysis of thermal emittance of photoinjectors is presented in this paper. Thermal emittance of metal photo-cathode mainly consists of two parts. One is due to thermal emittance of ideal flat metal cathode, and the other is due to surface roughness. To analyze the former part of the thermal emittance, a new model for the electron distribution emitted from the photocathode is presented, and a formula of the thermal emittance of an idea flat cathode is derived according to this model, which is

$$\epsilon_{n, \text{rms}, \text{flat}} = \frac{R}{2} \cdot \sqrt{\frac{hw - \phi}{3m_0c^2}}.$$

As to the influence on the thermal emittance from the roughness of the cathode, we also give the analytical results with a simplified model. Surface profile measurement of Copper and Magnesium after diamond cutting shows normalized RMS thermal emittance due to surface roughness is about $0.4\text{mm}\cdot\text{mrad}$. Thermal emittance expressions analytical given in this paper can explain some of the existing experimental results very well.

Key words photoinjectors, thermal emittance, surface roughness, theoretical analysis