

加速器束流动力学期刊论文导读 (2024 年 6 月)

受“京师物理”公众号启发，我们几个同好便萌生将加速器领域的代表性期刊 Physical Review Accelerators and Beams (PRAB) 里的论文进行导读。主要 (但不限于) 导读材料选自 PRAB 近期上线的期刊，与部分美国物理学会 (American Physical Society, APS) 旗下的其它期刊或过去 PRST-AB、Elsevier 的核物理与技术 Nuclear Instruments and Methods (NIM) 期刊等可能涉及加速器方面的论文。与超快电子衍射成像动力学相关的论文则不在此限。

预期论文导读将于每个月初收集后发布，在 http://faculty.hust.edu.cn/jcytsai/zh_CN/article/2191806/content/1551.htm#article 可以找到过去的导读文档。限于成员水平，导读仍许多地方有待改进 (正)。任何关于导读内容的指正、建议、意见都欢迎提出、交流，我们期待从交流讨论中激发的可能研究课题。

本期 (2024 年 6 月) 结果统计如下表

成员姓名	导读列表	联系方式
蔡承颖	[1]、[2]、[3]	jcytsai@hust.edu.cn
李嘉鹏	[8]、[9]、[10]、[11]	
余烁淳	[4]、[5]、[6]、[7]	

目录

1	反常趋肤效应与电阻壁热效应 Anomalous skin effect and resistive wall heating	3
2	非线性动力学系统中的隐藏多稳态 [PRL 132] Folding State within a Hysteresis Loop: Hidden Multistability in Nonlinear Physical Systems	5
3	储存环非聚束纵向不稳定性非线性饱和研究 [PRD 36] Nonlinear saturation of the longitudinal modes of the coasting beam in a storage-ring	7
4	L 波段常温微波电子枪的暗电流研究 [NIMA 1010] Dark current studies of an L-band normal conducting RF gun	11
5	连续波模式下的常温高亮度超高频电子枪的暗电流研究 [PRST-AB 18] Dark current studies on a normal-conducting high-brightness very-high-frequency electron gun operating in continuous wave mode	16
6	高梯度光阴极微波电子枪中暗电流发射的原位观测 [PRL 117] In-Situ Observation of Dark Current Emission in a High Gradient rf Photocathode Gun	22
7	单次经过直线加速器中的低能量暗电流准直系统 [PRST-AB 21] Low energy dark current collimation system in single-pass linacs	26
8	超冷电子源 [PRL 95] Ultracold Electron Source	32
9	通过太赫兹调节产生阿秒电子束团 [MOPS62] Generation of attosecond electron bunches through Terahertz regulation	37
10	如何实现均匀的三维椭球形电子束团 [PRL 95] How to Realize Uniform Three-Dimensional Ellipsoidal Electron Bunches	40
11	射频和空间电荷效应在激光驱动的射频电子枪中的影响 [NIMA 275] RF and Space-Charge Effects in Laser-Driven RF Electron Guns	43

1 反常趋肤效应与电阻壁热效应

Anomalous skin effect and resistive wall heating

1.1 基本信息

- 分类：尾场、阻抗计算
- 作者：Weiren Chou (FNAL) and Francesco Ruggiero (CERN)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://cds.cern.ch/record/691905/files/project-note-2.pdf>

1.2 摘要

这篇论文为早期分析反常趋肤效应 (anomalous skin effect, ASE) 与其导致的电阻壁热效应的论文，基于超级超导对撞机 (SSC) 设计中的金属管壁仅有的少数实验数据进行的初步估算。

1.3 贡献或创新点

- 贡献：对寻常趋肤效应 (normal skin effect, NSE)，其趋肤深度有 $\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_0}}$ ，表面阻抗则有 $R_s = \frac{\rho}{\delta} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0\rho}{2}}$ 。对反常趋肤效应，其表面阻抗可写成以下拟合形式，有

$$R_s = R_\infty (1 + 1.157\alpha^{-0.276}), \quad \text{for } \alpha \geq 3$$

其中，

$$\alpha = \frac{3}{2} \left(\frac{\lambda}{\delta} \right)^2 = \frac{3}{4} \omega \mu_0 (\rho \lambda)^2 \rho^{-3}, \quad R_\infty = \left(\frac{\sqrt{3}}{16\pi} \rho \lambda (\omega \mu_0)^2 \right)^{\frac{1}{3}}$$

理论计算与 Los Alamos 实验数据比较可参考下图 Fig. 1。

这篇论文后半部利用以上结果估算当束团经过金属管壁时，由于反常趋肤效应产生的热效应，其热功率有

$$\begin{aligned} P &= \frac{I_{\text{av}}^2}{M f_0} \cdot \frac{c^2}{\pi} \int_0^\infty \tilde{\lambda}^2(\omega) R_{\text{wall}}(\omega) d\omega \\ &= \frac{L}{\pi \ell} \frac{I_{\text{av}}^2}{M f_0} \int_0^\infty \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma_z}{c} \right)^2 \omega^2 \right\} \cdot R_s(\omega) d\omega \end{aligned}$$

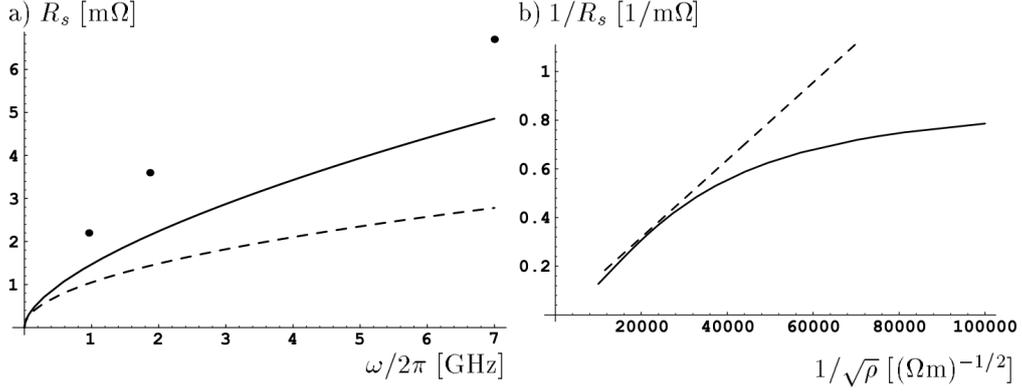


Figure 1: (a) Surface resistance in $m\Omega$: measured (dots) anomalous (solid line) and classical (dashed line) for copper at 4°K ($\text{RRR} = 61$) versus the frequency $f = \omega/2\pi$ in GHz. (b) Inverse of the surface resistance in $m\Omega$: anomalous (solid line) and classical (dashed line) for copper at 1 GHz versus the inverse of the square root of the resistivity ρ in Ωm .

估算其反常效应的相对增加量，有

$$\frac{P_{\text{anom}}}{P_{\text{norm}}} = \frac{\int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{\omega\sigma_z}{c}\right)^2\right] R_s^{\text{anom}}(\omega) d\omega}{\int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{\omega\sigma_z}{c}\right)^2\right] R_s^{\text{norm}}(\omega) d\omega}$$

以 SSC/CERN 参数为例，此论文估算的结论总结如下：

- 考虑反常趋肤效应，忽略强磁场情况的磁阻效应 (magneto-resistance effect)，在 4 K 、 $\text{RRR} = 61$ 时，反常趋肤效应热功率将增加 28%
- 考虑反常趋肤效应，包含强磁场环境可能导致的磁阻效应，在 4 K 、 $\text{RRR} = 30$ 时，反常趋肤效应热功率将增加 11%
- 考虑反常趋肤效应，利用在 Los Alamos 的实验测量值，反常趋肤效应热功率将增加 70%

1.4 其它

在当时，较可靠的实验数据还不具备，因此估算可能存在较大误差，宜留意。

日期：2024/6/2

2 非线性动力学系统中的隐藏多稳态 [PRL 132]

Folding State within a Hysteresis Loop: Hidden Multistability in Nonlinear Physical Systems

2.1 基本信息

- 分类：其它
- 作者：Meng-Xia Bi, Huawei Fan, Xiao-Hong Yan, and Ying-Cheng Lai (主要机构：西安邮电大学)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.132.137201>

以下内容部分取自微信公众号文章<https://mp.weixin.qq.com/s/WEKB2PAFSDtVVqBmaACo8Q>。

2.2 摘要

双稳态和磁滞回线是非线性科学领域中普遍存在的现象，不仅在物理学中出现，还广泛渗透于化学和生物学等多个学科领域。在研究这些双稳态应用的过程中，学者们往往基于一个前提：系统仅存在两个稳定的状态。然而，这种前提可能忽略了一个关键因素，那就是潜在的第三个“隐藏”稳态的可能性。如果这个未被察觉的稳态真的存在，当相关设备在真实环境中运行时，特别是在那些充斥着各种噪声和干扰的现实场景中，这种隐藏的稳态可能会由于噪声的“诱导”作用而被触发。在这种情况下，设备的性能可能会大打折扣，甚至可能引发灾难性的错误或故障。我们不禁要问，自然界中的复杂系统是否也会遇到类似的挑战？如果确实如此，那么我们对于系统的稳定性和可靠性的理解就需要重新审视。在设计和实施各种技术系统时，我们必须更加审慎地进行实验测试，以充分评估隐藏稳态存在的风险。只有这样，我们才能确保所设计和构建的系统能在各种复杂环境中稳定、可靠地运行，避免潜在的性能下降或灾难性错误的发生。这不仅是一个科学问题，更是一个关乎安全和效率的重要实际问题。

2.3 贡献或创新点

- 创新点：为了深入探索非线性动力学系统中的隐藏现象，这篇论文精心设计了一个非线性二元微波腔与磁振子的混合系统。该系统在双稳态的磁滞回线中藏匿了

一个稳定态，即隐藏态。值得注意的是，这个隐藏态无法通过常规的参数扫描模拟实验来发现，这增加了其神秘性和研究的挑战性。由这种隐藏态所导致的非线性行为，被称之为“隐藏多稳态”。为了揭示这一隐藏态，这篇论文中提出了一种简单可行的实验方案，该方案依赖于矩形脉冲控制信号来进行精确的检测。通过深入研究，发现隐藏多稳态并非孤例。在对非线性三元微波腔—磁振子混合系统以及基因调控网络的探索中，也观察到了这种隐藏多稳态的存在，这表明它在各种非线性动力学系统中具有普遍性。更重要的是，隐藏态在磁滞回线内部的产生可能是一个渐变的过程，在常规的模拟实验观测中，这一过程并不显露出任何明显的预兆。因此，研究人员很容易误将系统识别为普通的双稳态，从而忽略了隐藏态的存在。

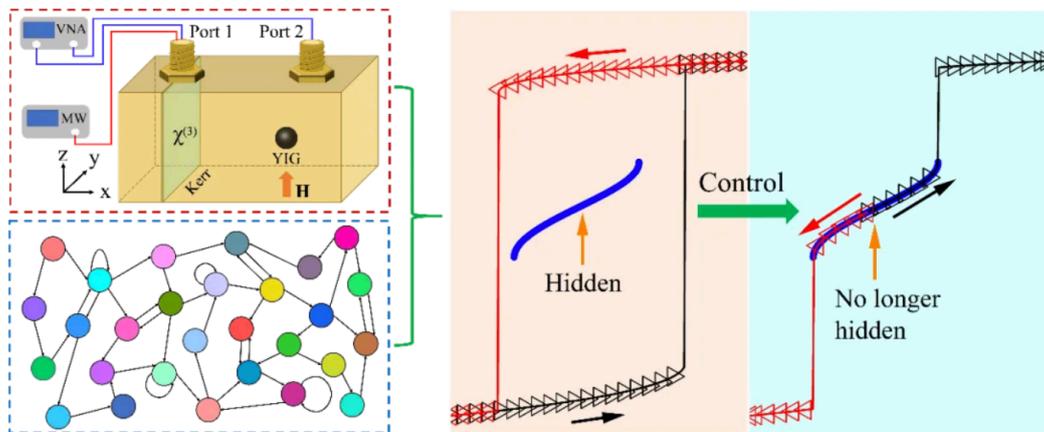


图1.非线性动力学系统中的隐藏态

- 贡献：这篇论文的贡献为提供了一个关键的视角来识别和了解那些逃避了直接实验检测的非线性物理系统中的隐藏状态。在实际应用中，外界的干扰和噪声可能会导致系统陷入这种隐藏态，进而产生难以预测的后果。除了对系统稳定性的重要影响外，隐藏态的不可见性还为其在信息加密领域提供了巨大的潜在应用价值。由于其难以被直接观测或检测，隐藏态可能会成为一种新的、高效的加密手段，为信息安全领域带来新的可能性。

3 储存环非聚束纵向不稳定性非线性饱和研究 [PRD 36]

Nonlinear saturation of the longitudinal modes of the coasting beam in a storage-ring

3.1 基本信息

- 分类：多粒子动力学
- 作者：S.A. Bogacz and K.-Y. Ng (主要机构：Fermilab)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.36.1538>

3.2 摘要

在准线性 Vlasov 方程的框架下，这篇论文构建了一个简单的非线性模型，用于描述考虑储存环阻抗耦合时的非聚束 (coasting beam) 纵向集体不稳定性。这篇论文有别于其它工作，对 Vlasov 方程进行“非微扰解”(non-perturbative analysis) 析处理，使我们能够研究单相干模式的由阻抗驱动的密度方位角谐波和非聚束电子密度分布函数的时间演化。

对于高斯分布束流，该方法可简化为一组运动方程，再结合色散关系，便可完整描述束流集体动力学。进一步的数值处理揭示了模式增长的饱和，饱和时，束团能散增加，通过朗道阻尼，为束团整体分布函数提供了一种稳定机制。基于所提出的方法，这篇论文对 overshoot 现象和相干不稳定性寿命做出了一些预测。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：一般集体效应分析仅考虑线性化 Vlasov 方程，这篇论文将线性区间推广到非线性区间，用来研究饱和和动力学。有别于其它工作一般采用准线性高阶泰勒展开，这篇论文对 Vlasov 方程进行“非微扰解”(non-perturbative analysis) 析处理，使我们能够研究单相干模式的由阻抗驱动的密度方位角谐波和非聚束电子密度分布函数的时间演化。
- 贡献：分析从纵向 Vlasov 方程开始

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\epsilon, \theta, t) + \omega \frac{\partial}{\partial \theta} f(\epsilon, \theta, t) + \dot{\epsilon} \frac{\partial}{\partial \epsilon} f(\epsilon, \theta, t) = 0$$

其中，单粒子运动方程有

$$\dot{\epsilon} = -e\omega_0 \sum_{n \neq 0} Z_n \phi_n(t) e^{i\theta n}$$

$$\phi_n(t) = e\omega_0 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon h_n(\epsilon, t)$$

利用泰勒展开，保留高次项，写成级数和

$$f(\epsilon, \theta, t) = f^0(\epsilon, t) + \sum_{n \neq 0} h_n(\epsilon, t) e^{i\theta n}$$

代入后，拆解为两个方程

$$\frac{\partial}{\partial t} f^0(\epsilon, t) - e\omega_0 \sum_{n \neq 0} Z_n^* \phi_n^*(t) \frac{\partial}{\partial \epsilon} h_n(\epsilon, t) = 0$$

与

$$\frac{\partial}{\partial t} h_n(\epsilon, t) + in(\omega_0 + k_0 \epsilon) h_n(\epsilon, t) - e\omega_0 Z_n \phi_n(t) \frac{\partial}{\partial \epsilon} f^0(\epsilon, t) - e\omega_0 \sum_{m \neq 0} Z_{n-m} \phi_{n-m}(t) \frac{\partial}{\partial \epsilon} h_m(\epsilon, t) = 0$$

根据准线性理论，在发生不稳定附近， f_0 可视为缓变，由此可以得到扰动项 h_n 的色散方程，有

$$1 = (e\omega_0)^2 \frac{N Z_n}{2\pi n k_0} \frac{1}{2\pi i} \int_c d\epsilon \frac{\frac{\partial}{\partial \epsilon} g^0(\epsilon, t)}{\epsilon - \xi_n}$$

保留高次扰动项，但简化起见，先看单个相干模式，则零阶解 $g^0 = 2\pi/N f^0(\epsilon, t)$ 遵循的方程有

$$\frac{\partial}{\partial t} g^0(\epsilon, t) - \frac{2\pi}{N} e\omega_0 2 \operatorname{Re} \left[Z^* \phi^*(t) \frac{\partial}{\partial \epsilon} h(\epsilon, t) \right] = 0$$

留意此方程与寻常的线性化 Vlasov 方程的零阶方程有所不同。

为了系统求解以上零阶方程与色散方程，考虑如下矩量 (moment)，定义为

$$G_k(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon g^0(\epsilon, t) \epsilon^k$$

$$H_k(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon h(\epsilon, t) \epsilon^k$$

于是，上述方程可以化简为

$$\frac{\partial}{\partial t} G_0(t) = 0, \quad G_0 = 1 \quad (\text{normalization})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} G_m(t) + \frac{m}{N} (e\omega_0)^2 2 \operatorname{Re} [Z^* H_0^*(t) H_{m-1}(t)] = 0, \quad m \geq 1$$

留意，上式标注红色为原论文中的符号修正。

上面递回方程可写成

$$\frac{\partial}{\partial t} G_1(t) + 2\pi e\omega_0 I_0 |H_0/N|^2 2 \operatorname{Re}(Z) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} G_2(t) + 4\pi e\omega_0 I_0 |H_0/N|^2 2 \operatorname{Re}(\xi Z^*) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} G_3(t) + 6\pi e\omega_0 I_0 |H_0/N|^2 2 \operatorname{Re}(\xi^2 Z^*) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} G_4(t) + 8\pi e\omega_0 I_0 |H_0/N|^2 2 \operatorname{Re}\left(\xi^3 Z^* - \frac{\xi e\omega_0 I_0 |Z|^2}{2\pi n k_0}\right) = 0$$

...

$$\frac{\partial}{\partial t} G_m(t) + 2m\pi e\omega_0 I_0 |H_0/N|^2 2 \operatorname{Re}\left\{\xi^{m-1} Z^* - \frac{e\omega_0 I_0 |Z|^2}{2\pi n k_0} [\xi^{m-3} + 2\xi^{m-4} G_1(t) + 3\xi^{m-5} G_2(t) + \dots]\right\} = 0$$

根据增长率的定义， $A(t)$ 满足如下方程

$$\frac{\partial}{\partial t} A(t) - 2 \operatorname{Im}[\Omega(t)] A(t) = 0$$

这篇论文后半部即针对以上方程组，在截断至某阶之后求解。计算结果如图 Fig. 3 与 Fig. 4 给出。可以看到，实线部分表征束团能散，随着不稳定性演化过程呈指数增长，然后达到饱和，伴随不稳定性增长率减小。

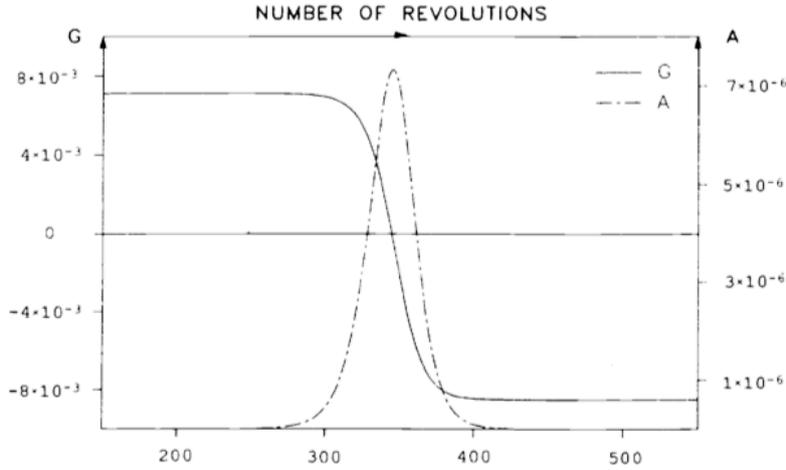


FIG. 3. Nonlinear Landau damping mechanism, single-mode coupling. The growth rate is defined as $G \equiv \operatorname{Im}(\Omega/\omega_0)$.

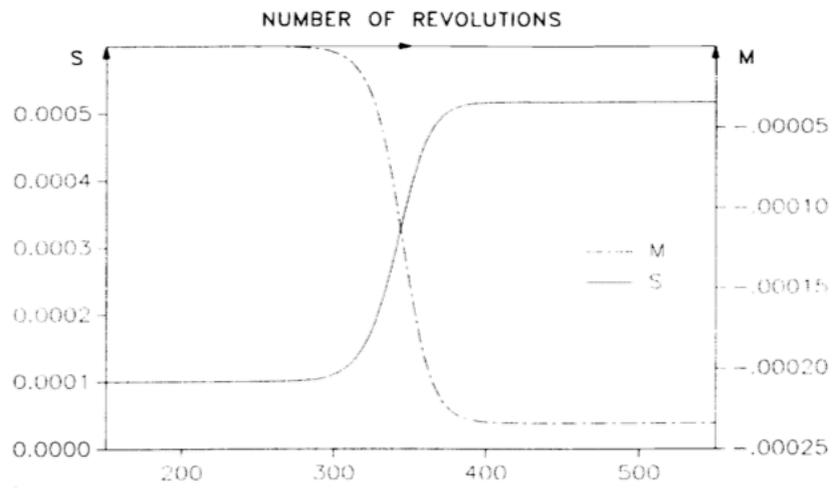


FIG. 4. Saturation of the longitudinal momentum spread and the energy shift caused by nonlinear Landau damping.

4 L 波段常温微波电子枪的暗电流研究 [NIMA 1010]

Dark current studies of an L-band normal conducting RF gun

4.1 基本信息

- 分类: 微波电子枪暗电流
- 作者: G. Shu et al. (主要机构: DESY)
- 类型: 仿真、实验
- 链接: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165546>

4.2 摘要

运行于长脉冲模式与高加速梯度下的 L 波段常温微波电子枪作为高亮度电子源, 安装于 European XFEL(European X-ray Free-Electron Laser) 与 FLASH(Free-electron LASer in Hamburg) 机构。电子枪内部产生的暗电流可能会导致很多严重的问题, 例如组件活化、超导射频 (superconducting radio frequency, SRF) 腔失超 (quench) 和波荡器恶化等。因此, 暗电流的存在限制了电子枪的加速梯度与相关性能的提升。

这篇论文展示了暗电流研究相关的模拟结果, 其中, 包括位于电子枪背板上的阴极头与电子枪铜孔之间的间隙附近的电场分布; 模拟采用不同几何形状的铜孔以及不同阴极插头插入深度情况下暗电流的传输比例变化。暗电流的成像测量实验是基于 PITS 机构 (Photo Injector Test facility at DESY in Zeuthen) 中的 L 波段微波电子枪测得的。通过对比将阴极旋转 180° 前后得到的暗电流成像图, 结果表明, 暗电流主要来源于电子枪铜孔边缘以及阴极 Cs₂Te 薄膜边缘, 与暗电流追踪模拟结果一致。

4.3 贡献和创新点

- 创新点: 基于对电子枪阴极附近的电场的模拟分析, 模拟暗电流传输过程, 并结合实验说明, 暗电流主要来源于电子枪铜孔与阴极边缘的高场强部分; 对电子枪铜孔进行优化设计, 减小了电子枪铜孔边缘电场的大小, 有利于减小暗电流; 探究了阴极插入深度对暗电流的影响, 该探究结果可为阴极暗电流占主导的电子枪减小暗电流的途径提供指导。
- 贡献: 这篇论文对暗电流的形成原因、产生、传输、测量与抑制进行了全面研究, 探究了各种因素对暗电流的影响。

- **L 波段微波电子枪介绍。** 下图 Fig. 2 为 L 波段射频电子枪内部电场分布的示意图。可以看到，高场强区域 (图中红色区域) 主要位于电子枪背板上、半腔与整腔的边缘过渡段、整腔与电子枪出口的边缘过渡段，其中，场强最高的位置是阴极边缘以及电子枪铜孔的边缘，这些位置较易产生场致发射电流。

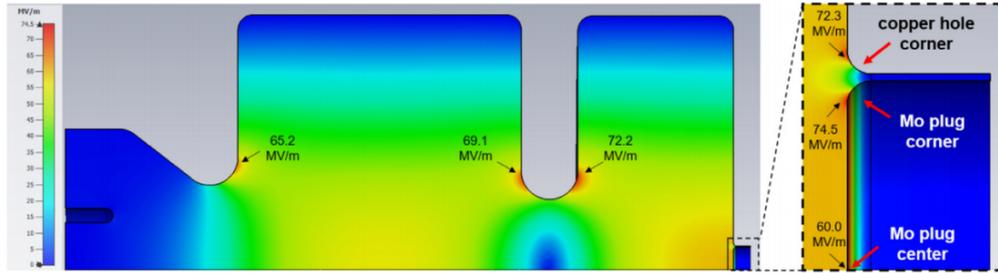


Fig. 2. Cross-sectional electric field distribution simulated by CST MWS, the cathode gradient is normalized to 60 MV/m which is the nominal working point at PITZ. The electric field is enhanced on the plug corner and copper backplane corner.

- **暗电流传输模拟。** 下图 Fig. 8 对电子枪中高场强区域进行了粒子的追踪模拟，结果显示，能够离开电子枪的暗电流基本来源于背板上的阴极与电子枪铜孔。

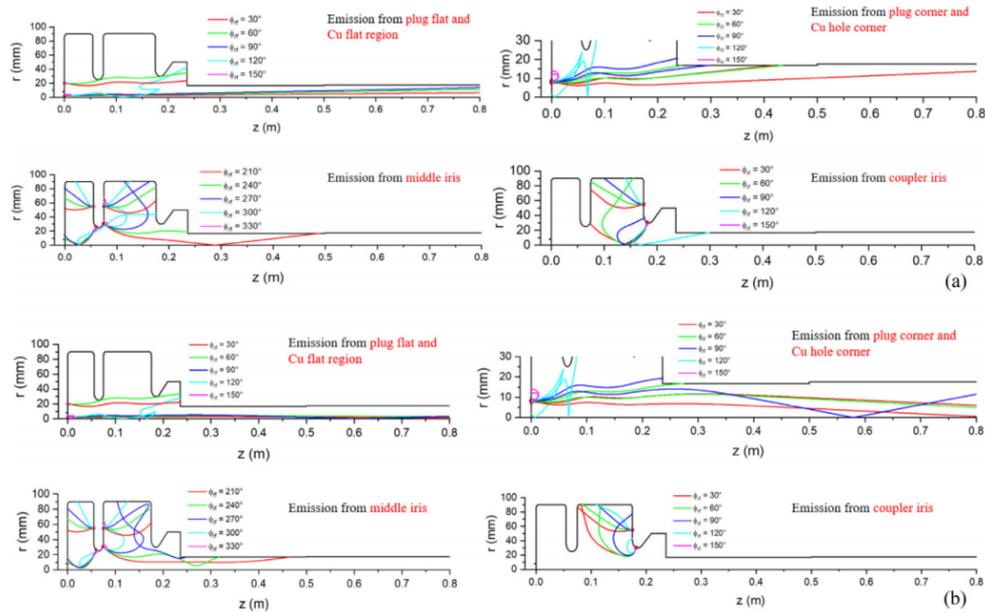


Fig. 8. Emission trajectories at various gun phases simulated by ASTRA. (a) Gun solenoids are switched off. (b) Gun solenoids are switched on, main solenoid current is 370 A ($B_{z,peak} = 0.2143$ T).

- **暗电流成像模拟与测量。** 图 Fig. 10 模拟了电子枪背板上各点发射的暗电流在荧光屏上的成像，图 Fig. 11 则为荧光屏上的实验测量结果，其中，Fig.11 (b) 为将阴极旋转 180° 后的荧光屏成像图，其中，成像位置也发生旋转 180° 的暗电流来自于阴极，而不发生旋转的暗电流来自于电子枪。按此论证，说明能够离开电子枪的暗电流中，来自电子枪铜孔上的暗电流占比较高，因此需减少电子枪铜孔边缘的暗电流。
- **电子枪铜孔边缘形状设计。** 图 Fig. 13 展示了电子枪铜孔边缘形状优化前后

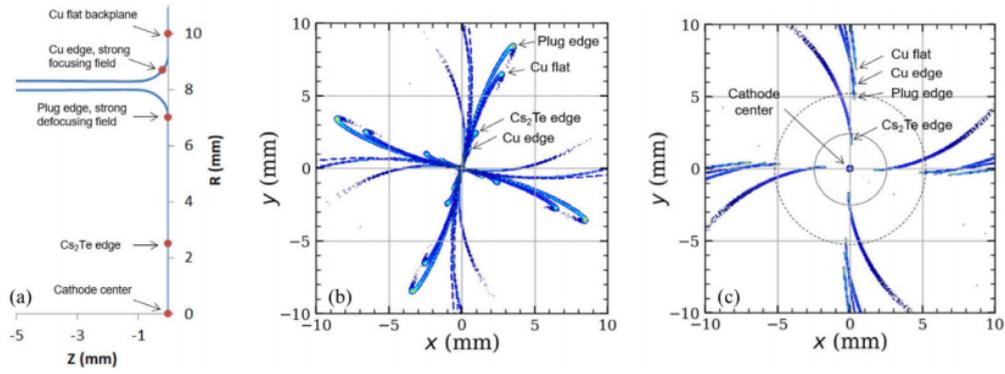


Fig. 10. (a) Typical emitter positions in ASTRA simulations, cathode gradient = 60 MV/m. (b) Dark current imaging from simulations with $I_{\min} = 370$ A. (c) dark current imaging from simulations with $I_{\min} = 480$ A.

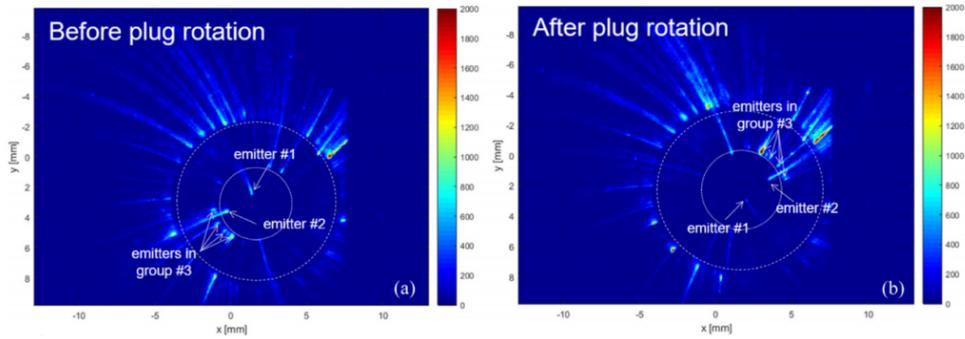


Fig. 11. (a) Dark current imaging of Cs₂Te plug # 678.1 in operation with $I_{\min} = 480$ A, (b) dark current imaging with the plug rotated by 180°, $I_{\min} = 480$ A. Several rotated emitters are marked with numbers in the figures.

该处的场强大小示意图，优化后铜孔边缘处的电场下降了 14%。由于暗电流的大小与电场呈指数关系，因此可大幅度减小该处发射的暗电流。

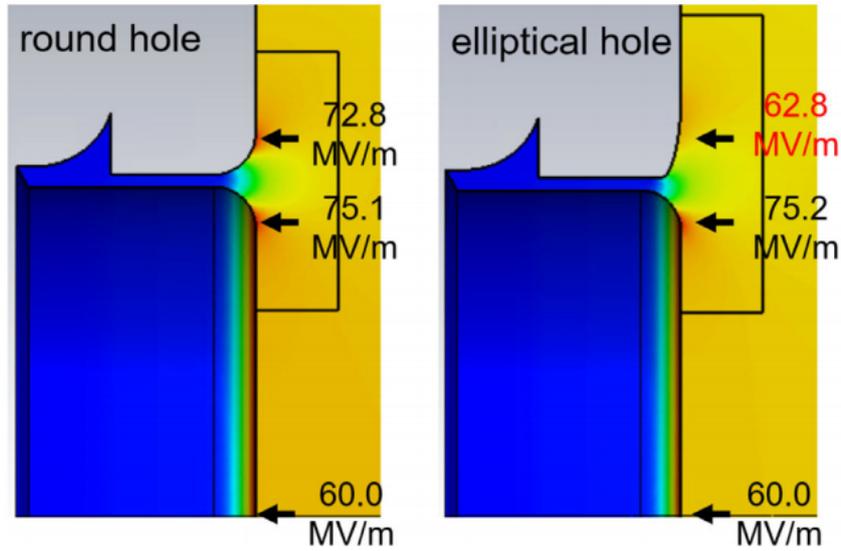


Fig. 13. Surface electric field distributions, left: round copper hole, right: elliptical copper hole.

— 模拟探究阴极插入深度对暗电流传输的影响。以电子运动方向为 z 的正方向，图 Fig. 15 显示将阴极往 $-z$ 方向移动 1 mm 之后，场强分布与暗电流传输比例的结果，结果显示，将阴极向反方向移动有利于减小阴极表面电场，但会增加电子枪铜孔边缘的电场，同时阴极反向移动增强了暗电流的聚焦性，使得暗电流传输比升高。

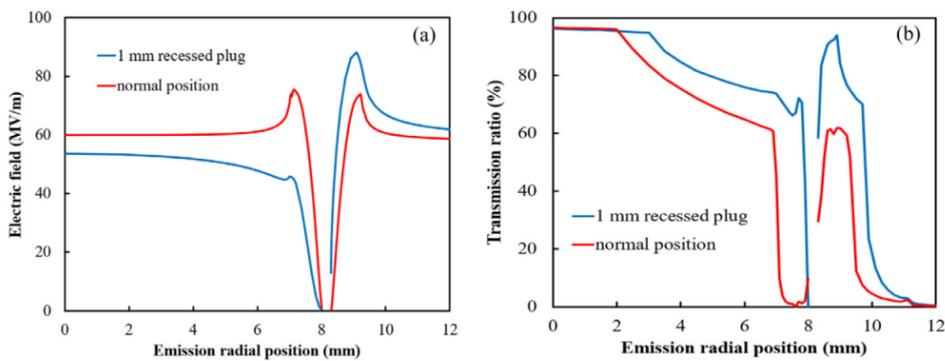


Fig. 15. (a) Surface electric field distribution in cathode vicinity. (b) Dark current transmission ratio of cathode vicinity at $I_{\text{main}} = 370$ A. The plug and copper hole with a round corner were used in simulations.

图 Fig. 16 则显示将阴极往粒子运动 z 的正方向移动 1 mm 的结果，结果显示，将阴极正向移动增强了阴极表面电场，但电子枪铜孔边缘的电场有所减

小，此时阴极正向移动增强了暗电流的散焦性，使得暗电流传输比降低，此时铜孔边缘的暗电流的传输比为 0，暗电流主要来源于阴极。

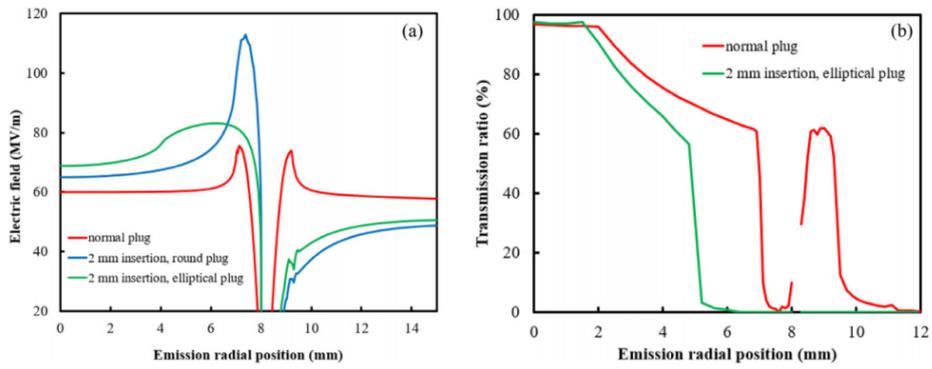


Fig. 16. (a) Surface electric field distribution in cathode vicinity, (b) dark current transmission ratio of cathode vicinity at $I_{\min} = 370$ A. Round copper hole corner was used in simulations.

5 连续波模式下的常温高亮度超高频电子枪的暗电流研究 [PRST-AB 18]

Dark current studies on a normal-conducting high-brightness very-high-frequency electron gun operating in continuous wave mode

5.1 基本信息

- 分类: 微波电子枪暗电流
- 作者: R. Huang et al. (主要机构: 中国科技大学)
- 类型: 仿真、理论、实验
- 链接: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.18.013401>

5.2 摘要

这篇论文针对 LBNL(Lawrence Berkeley National Laboratory) 的超高频 (very-high-frequency, VHF) 电子枪中产生的场致发射电流进行了测量和分析。VHF 电子枪是一种工作在高场连续波 (continuous wave, CW) 模式下的室温微波电子枪。VHF 枪是 LBNL 的 APEX 实验装置 (Advanced Photo-injector Experiment) 的核心部件, 旨在开发用于驱动下一代高平均功率 X 射线自由电子激光的注入器。

电子枪的高亮度性能依赖于阴极处的高加速梯度场, 结合连续波工作模式时, 高加速梯度场会产生大量的场致发射电子, 这些电子沿着加速器下游传输, 形成所谓的“暗电流”。暗电流的增加会导致加速器结构产生的辐射增强, 也会增加下游低温系统的热负荷, 最终限制加速器结构的整体性能和可靠性。这篇论文对暗电流进行了系统性的测量, 确定了 VHF 枪的场致发射特性与主要发射位置, 并制定有效的策略来减少和控制 APEX 的暗电流。此外, 这篇论文还测量了暗电流的能谱, 给出了一种简单的能量分析模型, 从而能够从单一的能量分布测量中提取关于场致发射电流的相关信息。

5.3 贡献和创新点

- 创新点: 确定暗电流的主要来源电子枪铜孔边缘; 在 F-N 公式 (Fowler-Nordheim formula) 拟合中认为功函数是变量从而得到更为合理的 β 与 A_e 的值; 提出暗电流能量分布计算模型; 基于暗电流的特性从多方面提出降低暗电流的措施。

- 贡献：仿真、实验与理论结合，对暗电流进行了系统性的研究，并采用多种策略消除暗电流。

- **F-N 公式**。此公式用来描述暗电流值，适用于直流电子枪、常温射频枪、超导射频枪，有如下经验公式

$$I_{\text{FN}} = \frac{1.54 \times 10^{-6} \times 10^{4.52\phi^{-0.5}} A_e \beta^2 E^2}{\phi} \exp\left(-\frac{6.53 \times 10^9 \phi^{1.5}}{\beta E}\right) \text{ A}$$

其中，

- * E 为外部施加在阴极表面的电场梯度，
- * ϕ 为材料的功函数，
- * A_e 为有效截面积，
- * β 为局部场增强因子 (local field enhancement factor)¹，通过引入 β 表征实际情况，比如：腔体表面不是理想光滑的，有些微突起；材料也不是绝对纯净的，这些因素都将增大场致发射。

一般来说，以上拟合系数的标定是通过测量一系列不同外加电场时的暗电流，利用 $C_1 E^2 \exp(-C_2/E)$ 找出 C_1, C_2 ，再进一步论证而得到上面结果。

- **暗电流来源测量**。下图 Fig. 4 为暗电流在荧光屏上的成像图，可见暗电流强度较高的部分主要分布于外沿 (图中虚线圆圈处)，通过与 ASTRA 仿真对比，确定该处暗电流来自于电子枪铜孔的边缘。
- **边缘处暗电流传输分析**。下图 Fig. 6 绘制了电子枪铜孔边缘处初始横向动量不同的粒子的运动轨迹，由于电子枪出口对暗电流具有较强的散焦作用，因此只有初始横向动量指向阴极的暗电流 (即边缘处的暗电流) 容易离开电子枪。
- **探究功函数 ϕ 与等效发射面积 A_e 、场增强因子 β 的关系**。下图 Fig. 12 显示了功函数 ϕ 与场增强因子 β 的变化关系，由于金属表面的粗糙与破损会导致功函数的变化，因此这篇论文作者认为在拟合的时候应当将功函数视为变量进行拟合，这样有机会得到与实际情况相符的 β 值。
- **暗电流能量分布计算模型**。作者从 F-N 公式出发，推导计算出了暗电流的能谱，下图 Fig. 17 显示了暗电流能谱计算与实验测试的对比图，结果显示计算结果与实验相符合。

¹不要与洛伦兹转换的归一化速度 $\beta = v/c$ 搞混。

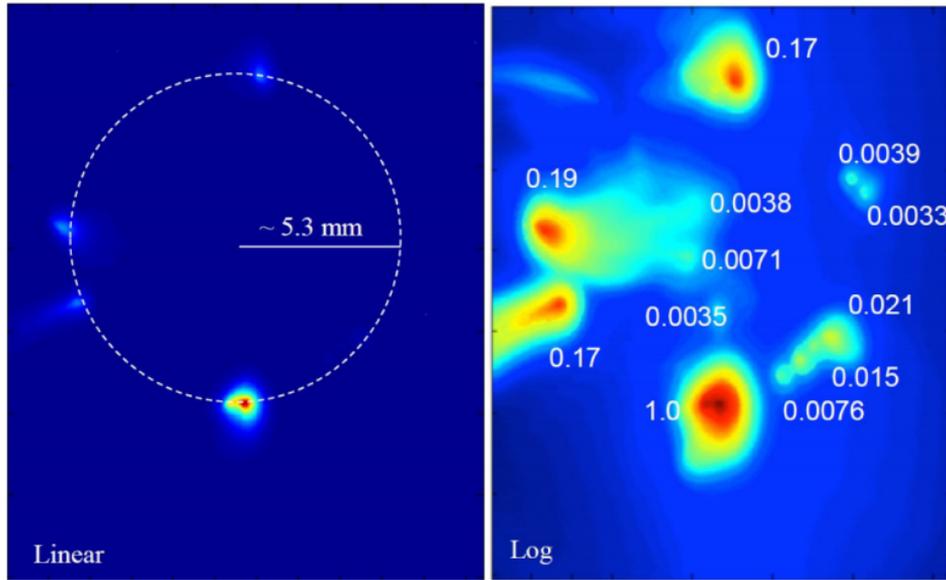


FIG. 4. Left: image of the field emitters in the cathode area. Right: the same image with the intensity plotted in logarithmic scale shows the relative intensity of the peaks.

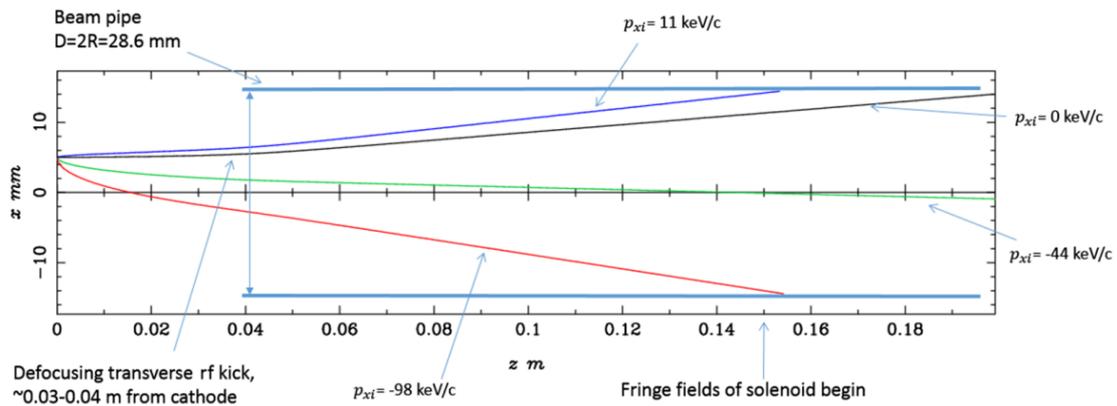


FIG. 6. Single particle tracking (ASTRA) showing the range of radially oriented transverse momenta required for electrons to be transmitted along the downstream beam line.

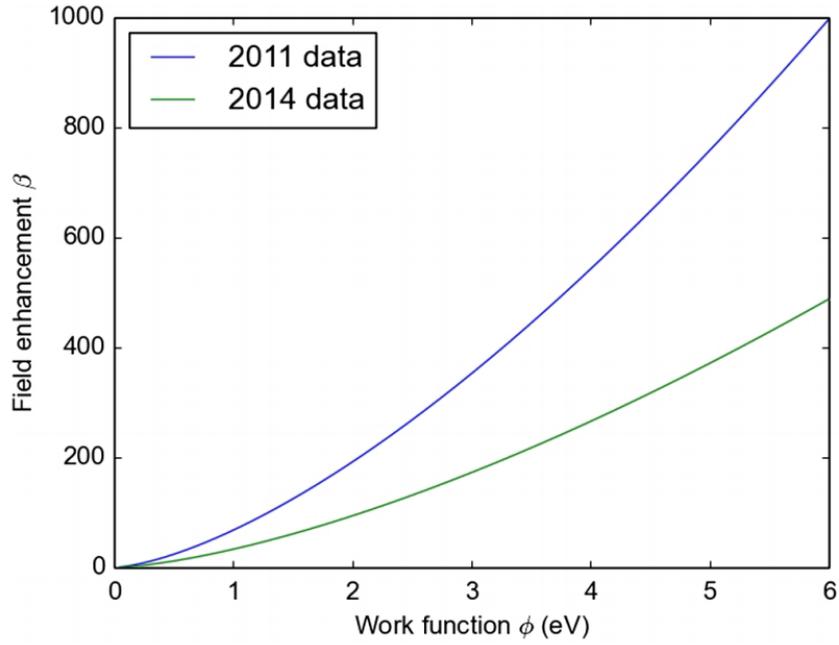


FIG. 12. ϕ vs β plot from fitting the Fowler-Nordheim formula. A measurement of the emitter work function would yield the field enhancement due to the emitter shape and vice versa.

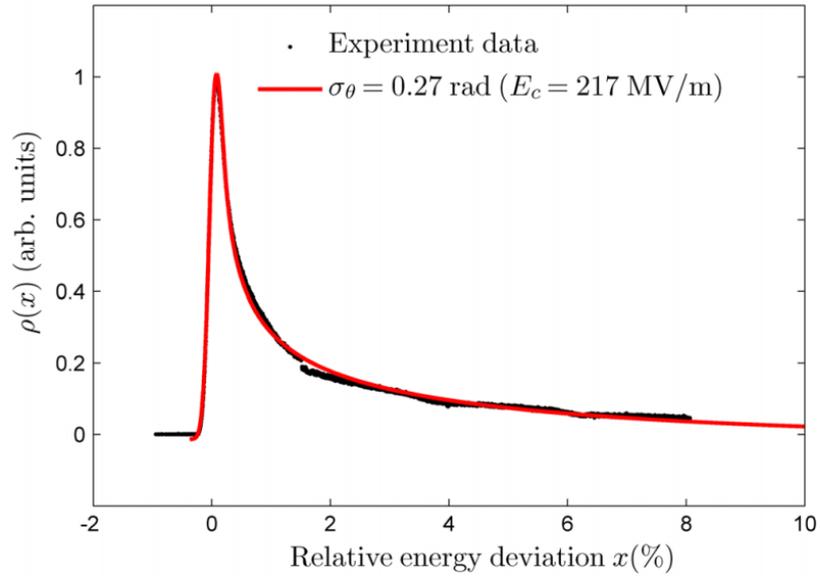


FIG. 17. Least square fit of the measured single emitter energy profile with the model of Eq. (13).

- 准直孔对主束和暗电流的影响。下图 Fig. 19 显示了使用不同准直孔半径的情况下，暗电流的传输比变化以及主电流的损失变化。

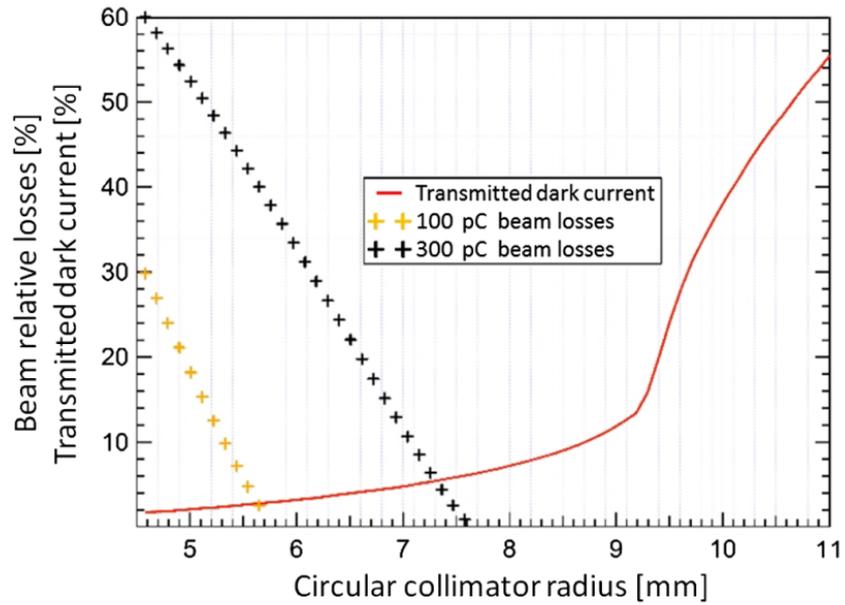


FIG. 19. Beam losses vs circular collimator radius. The collimator used in the simulation has a length of 20 cm and is located inside solenoid 2. It can be seen that, with a radius of ~ 8.3 mm, no losses are generated in the 100 and 300 pC (and in the 20 pC not shown in the figure), while $\sim 90\%$ of the dark current is lost.

- **kicker** 设计。下图 Fig. 20 为 kicker 的模型示意图以及运行模式示意图，其中，kicker 的频率为 0.5 MHz，为主束的一半，因此 kicker 刚好对主束不产生影响，而只对高频率 (186 MHz) 的暗电流产生影响，使用该 kicker 可以主动地消除绝大部分暗电流。

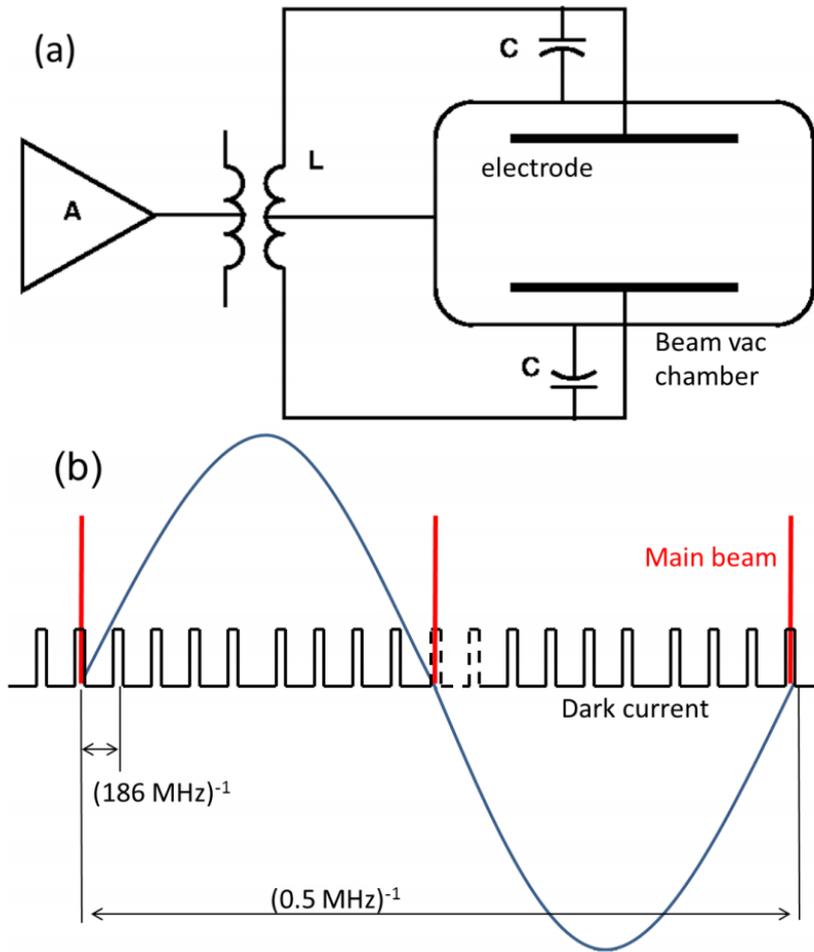


FIG. 20. Schematic diagram of resonant kicker: (a) resonant kicker principle; (b) resonant kicker mode.

6 高梯度光阴极微波电子枪中暗电流发射的原位观测 [PRL 117] In-Situ Observation of Dark Current Emission in a High Gradient rf Photocathode Gun

6.1 基本信息

- 分类: 微波电子枪暗电流
- 作者: Jiahang Shao et al. (主要机构: 清华大学)
- 类型: 实验、理论
- 链接: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.084801>

6.2 摘要

高梯度光阴极微波电子枪中存在的电子场致发射现象 — 即暗电流 (dark current), 会降低主束的束流品质, 也限制了电子枪的加速梯度。为了增加对暗电流发射机制的理解, 这篇论文针对加速梯度为 100 MV/m 的 L 波段光阴极微波枪上进行了高分辨率 ($\sim 100 \mu\text{m}$) 暗电流成像实验。在阴极上, 观察到了分散的强场致发射区域, 这些区域会产生高强度的暗电流。此外, 这篇论文测量了阴极上各区域的场增强因子 β 。通过扫描电子显微镜 (scanning electron microscopy, SEM) 和白光干涉仪 (white light interferometry, WLI) 对阴极表面进行检查, 结果显示, 在荧光屏上观测到的强场致发射区域与阴极表面上的射频击穿区域约有约 75% 的吻合度。

6.3 贡献和创新点

- 创新点: 设计了暗电流成像测量装置; 对场致发射区域进行分区域拟合, 以得到更精确的拟合结果; 使用新的一种理论模型对各场致发射区域进行了分析, 并与 SEM 观测结果对比, 结果显示成像结果与阴极表面扫描结果有 75% 的吻合度。
- 贡献: 促进了对阴极表面场致发射的理解, 有利于发展阴极、微波器件、加速器结构的进一步研究。

– **F-N 公式**。此公式用来描述暗电流值, 适用于直流电子枪、常温射频枪、超导射频枪, 有如下经验公式

$$I_{\text{FN}} = \frac{1.54 \times 10^{-6} \times 10^{4.52\phi^{-0.5}} A_c \beta^2 E^2}{\phi} \exp\left(-\frac{6.53 \times 10^9 \phi^{1.5}}{\beta E}\right) \text{ A}$$

其中， E 为外部施加在阴极表面的电场梯度， ϕ 为材料的功函数， A_e 为有效截面积， β 为局部场增强因子 (local field enhancement factor)²，通过引入 β 表征实际情况，比如：腔体表面不是理想光滑的，有些微突起；材料也不是绝对纯净的，这些因素都将增大场致发射。

- **暗电流测量装置。** 下图 Fig. 1 为暗电流测量装置与原理的示意图，由于螺线管对不同能量的粒子有不同的聚焦效果，因此采用准直孔可以只让特定能量的粒子通过，也就是说，可以认为在准直孔的过滤作用下，在荧光屏上的暗电流具有单一的能量，这解决了由于暗电流束长过长导致其在荧光屏成像较为杂乱而难以分析的问题。

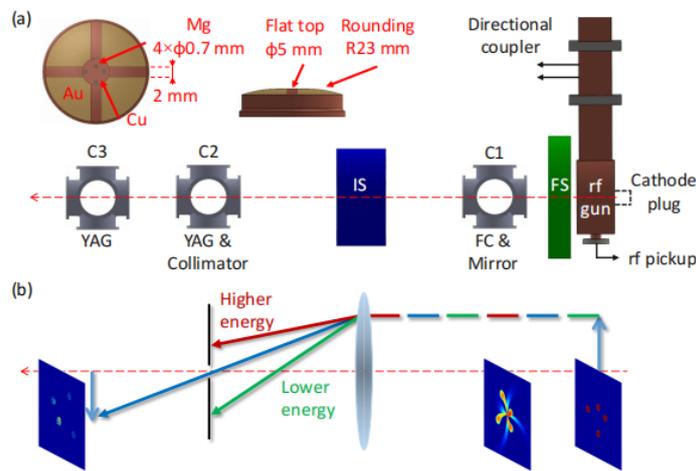


FIG. 1. The dark current imaging system at AWA. (a) The designed cathode with a reference pattern and the beamline layout: FC, Faraday Cup; C, vacuum Cross to house imaging components which were mounted on retractable actuators; FS, Focusing Solenoid; IS, Imaging Solenoid; and YAG, doped Yttrium Aluminum Garnet phosphor screen. Inset: Top and side view of the novel shaped cathode with its sputtering pattern. (b) The equivalent optical imaging system. Insets: ASTRA simulation results for the emission patterns on the cathode, at the gun exit, and in the imaging plane.

- **暗电流分区域拟合。** 下图 Fig. 3 显示了对暗电流的分区域拟合结果，分别对荧光屏上各区域的暗电流进行拟合，可以得到各区域的场强增强因子 β ，结果显示强场致发射区域具有更高的 β 值。

²不要与洛伦兹转换的归一化速度 $\beta = v/c$ 搞混。

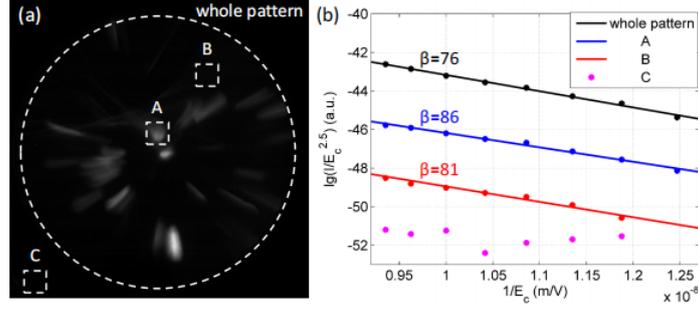


FIG. 3. Field enhancement factor measurement by the dark current imaging system. The white dashed circle indicates the boundary of the YAG screen. (a) Dark current image with the biggest aperture. White dashed squares ($610 \mu\text{m} \times 610 \mu\text{m}$ on the cathode) indicate selected regions for the measurement as shown in (b). A: strong emission area, B: weak emission area, and C: background. A and B both locate on the copper surface by the *ex situ* examination. (b) Fowler-Nordheim plot. Spots and lines are the measured data and linear fitting, respectively.

- **场致发射模型。** 下图 Fig. 4 显示了弱场致发射区域与强场致发射区域的区别，强场致发射区域除了存在诸如弱场致发射区域的粗糙部分外，还存在有一个具有更大的发射面积 A_e 以及场增强因子 β 的强场致发射点，该强场致发射点的电流在强场致发射区域的电流中占主导因素。

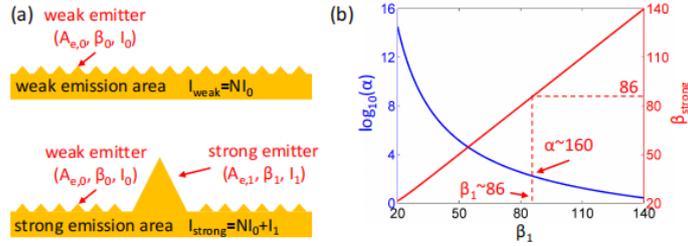


FIG. 4. Comparison between strong and weak emission areas. (a) Model of the strong and weak emission areas. (b) α of the strong emitter (blue) and β_{strong} (red) versus β_1 .

- **阴极扫描结果对比。** 下图 Fig. 5 显示了阴极表面扫描结果与荧光屏上暗电流成像结果的对比，结果表明，荧光屏上约 75% 的暗电流成像点可以在阴极表面找到对应的场致发射点，且暗电流强度与场致发射点的粗糙程度成正比。

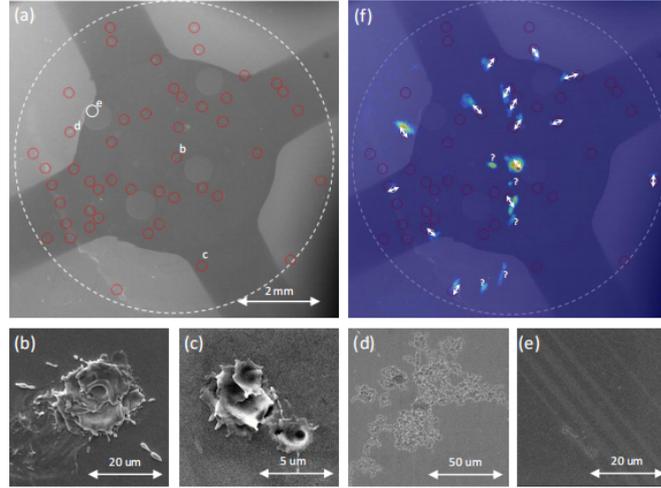


FIG. 5. Overlap of strong dark current emission areas and breakdown spots. (a) Overview of breakdown spots on the cathode. The red circles indicate the areas which contain breakdown spots. The white dash circle indicates the maximum visible range by the dark current imaging system. (b-e) Zoom-in view of circles marked in (a). (b, c) Breakdown spot on Cu which overlaps and does not overlap with a strong dark current emission area, respectively. (d) Breakdown spot on Au which overlaps with a strong dark current emission area. (e) Smooth undamaged surface on Mg. (f) Overlap of the strong dark current emission areas and the breakdown spots. The dark current imaging is in false color for better display. The overlapped strong emission areas and breakdown spots are marked by arrows. The strong emission areas with unknown origin are marked by the question mark.

7 单次经过直线加速器中的低能量暗电流准直系统 [PRST-AB 21]

Low energy dark current collimation system in single-pass linacs

7.1 基本信息

- 分类: 微波电子枪暗电流
- 作者: S. Bettoni, P. Craievich, M. Pedrozzi, M. Schaer, and L. Stingelin (主要机构: Paul Scherrer Institut, 瑞士)
- 类型: 仿真、理论、实验
- 链接: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.21.023401>

7.2 摘要

在射频腔中, 金属表面产生的暗电流如果以不受控制, 可能会对直线加速器组件激活和保护产生严重影响。对于基于光阴极电子注入器的单次经过直线加速器, 这篇论文研究了如何在暗电流沿直线加速器束流元件传输之前, 在低能量 (10 MeV 以下) 情况下, 利用准直器消除大部分的暗电流。

这篇论文开发并实验验证了一个暗电流发射与追踪模型, 利用该模型来研究和优化 SwissFEL 测试设施的暗电流抑制措施。这篇论文还对准直器进行了优化, 有机会使得暗电流在传输到第一个磁压缩器之前减少两个数量级。这篇论文还验证了主电流本身在低能量下通过准直器所激发的尾场效应, 并比较了测量结果与分析模型结果。

7.3 贡献和创新点

- 创新点: 基于实际情况中微波脉冲的上升与下降, 建立暗电流发射计算模型; 暗电流传输过程探究; 探究准直孔对主束的投影、切片发射度的影响。
- 贡献: 建立了基于微波脉冲波形下的暗电流产生模型, 与实验结果可达到良好吻合; 并深入探究准直孔对主束与暗电流影响, 从而正确选择准直孔安装位置与孔径大小。
 - **暗电流计算模型。**考虑了微波脉冲的上升与下降时间, 在暗电流计算公式中加入了与谐振腔特性相关的时间常数, 从而更精准地计算一个微波周期内的

暗电流电荷量。图 Fig.11 显示了一个微波周期内，电子枪阴极表面电场的变化，以及法拉第杯 (Faraday cup) 收集到的电荷信号的时域分布与计算结果对比，结果表明暗电流计算模型可以很好地与实验结果吻合。

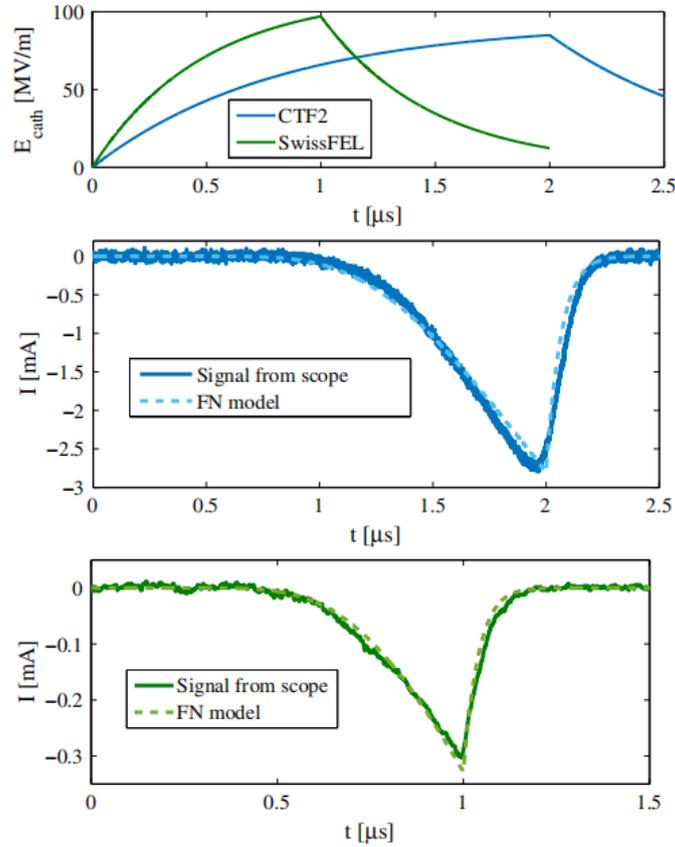


FIG. 11. Rf field amplitude of the SwissFEL and CTF2 gun (top plot), comparison of the FC measured trace and those obtained from the Fowler-Nordheim fit (dashed line) corresponding to the CTF2 (middle plot) and the SwissFEL (bottom plot) gun.

- 暗电流在一个微波脉冲内传输过程研究。图 Fig. 15 展示了暗电流在不同微波脉冲长度下的传输比变化。
- 探究加入准直孔后的主电流的尾场效应。图 Fig. 20 显示了主束流在通过准直孔后切片能散的变化，图 Fig. 21 则显示了不同准直孔对主束流投影发射度与切片发射度的影响，结果显示，通过不同半径的准直孔激发的尾场效应并不会对束流产生过大的影响。
- 准直孔安装误差对主束的影响。图 Fig. 24 显示了准直孔在垂直方向上的安装误差对主束投影发射度的影响，以及用相关公式拟合的结果，从而得到对

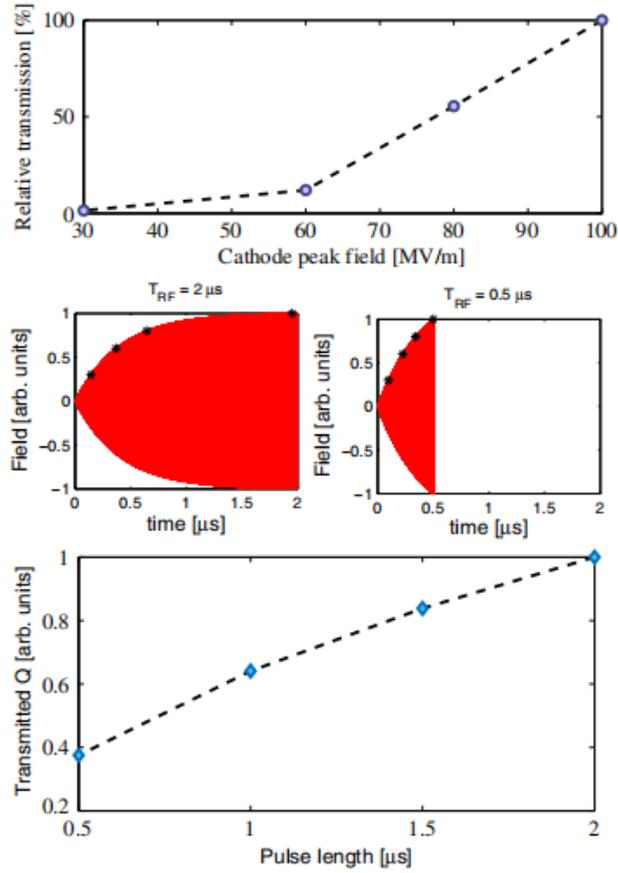


FIG. 15. Top plot: transmission to the end of the second accelerating cavity of the dark current as a function of the gun peak field. Middle plots: rf pulse assumed in the simulations assuming different pulse lengths. The buckets considered are also indicated. Bottom plot: expected transmission of the dark current to the end of the second accelerating cavity as a function of the rf pulse length normalized to the case corresponding to $2 \mu s$ rf pulse length.

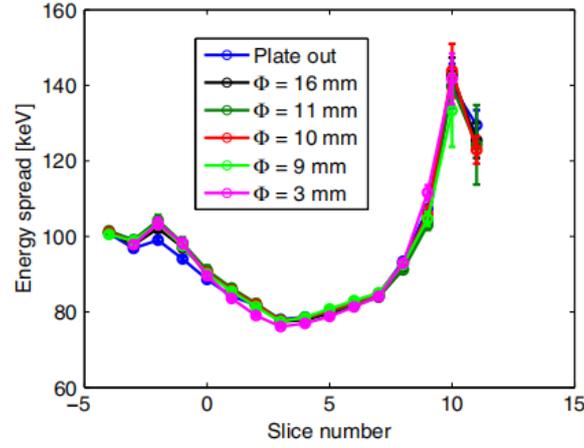


FIG. 20. Measured slice energy spread along the bunch for several collimator apertures compared to the case with the collimator removed from the beam path (“Plate out”). The full bunch length is divided in 15 parts of constant length.

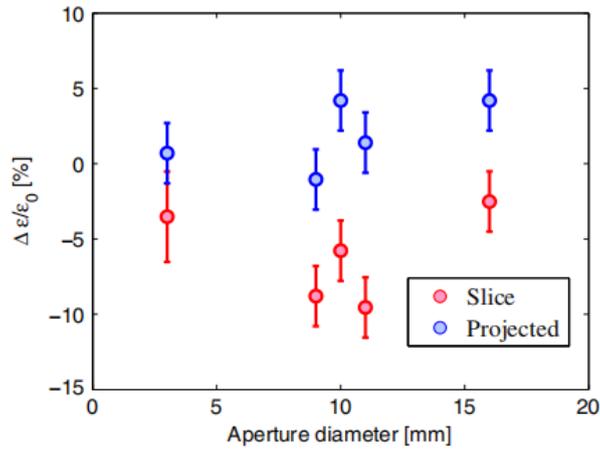


FIG. 21. Measured projected emittance increase versus the hole diameter of the collimator normalized to the case with the collimator removed from the beam path. The slice emittance of the central slice along the longitudinal coordinate of the bunch is reported for comparison to give an idea of the jitter of the machine.

准直孔的安装误差容忍度。

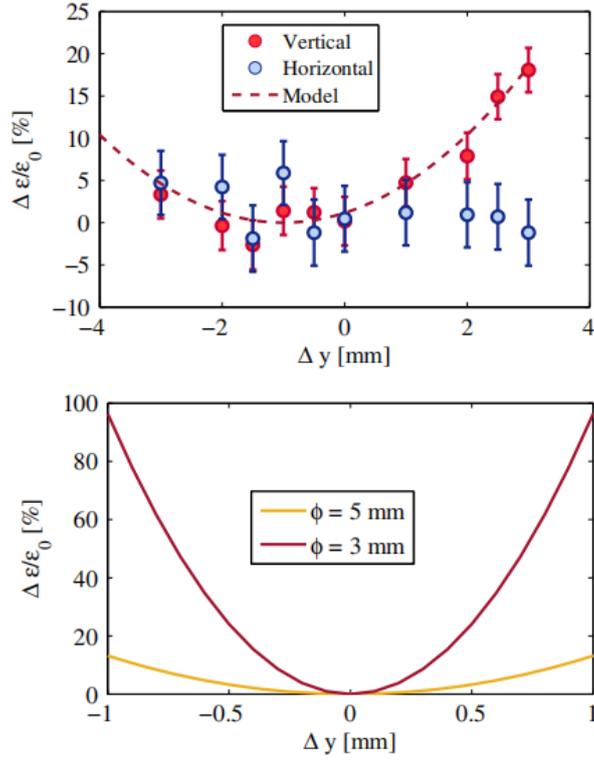


FIG. 24. Measured projected emittances with the 9 mm diameter hole as a function of the collimator offset making the beam passing through the 9 mm diameter hole of the collimator and comparison with Eq. (11) (top plot). Expectations from the model assuming several hole diameters (bottom plot).

– **准直孔对暗电流的抑制。** 图 Fig. 25 探究了不同孔径的准直孔以及不同位置的准直孔对暗电流的抑制效果，从而可选择适当的准直孔安装位置与孔径。

– 表 Table 1 显示了在不同电子枪与不同微波脉冲长度下暗电流 F-N 公式 (Fowler-Nordheim formula) 拟合结果。F-N 公式有

$$I_{\text{FN}}(t) = I_c \times \left(\frac{E(t)}{E_c} \right)^2 \times e^{-\frac{E_c}{E(t)}}$$

其中，

$$E_c \equiv 6.53 \times 10^9 \frac{\phi^{1.5}}{\beta}, \quad I_c \equiv A_e \times 65.67 \times 10^{-6} \times 10^{4.52 \cdot \phi - 0.5} \times \phi^2$$

其中，有效发射截面积 A_e (nm^2)，材料功函数 ϕ (eV)。表 Table 2 显示了在低能段与高能段接收到的暗电流电荷量的测量结果。

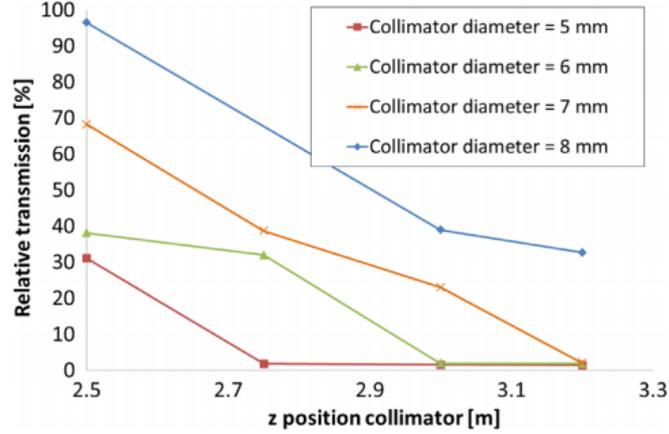


FIG. 25. Simulated transmission of the dark current at the exit of the second S-band structure at SwissFEL. The number of particles is normalized to those at the FC. The first accelerating structure is installed at 3.3 m from the cathode.

TABLE I. Parameters referring to the measurements shown in Fig. 10. I_c and E_c are fitting parameters with 95% confidence bounds also indicated in parenthesis. A_e and β are the emitter area and the field enhancement factor with 95% confidence bounds indicated in parenthesis.

Gun	f (Hz)	Cathode	rf width (μ s)	I_c (kA)	E_c (MV/m)	A_e (μ m ²)	β
CTF2	10	Cu	1.5	17.7 (15.1, 23.0)	773.8 (773.6, 774.1)	0.1 (0.08, 0.13)	84.6 (84.5, 84.6)
CTF2	10	Cu	2.0	17.7 (14.2, 22.1)	780.8 (780.4, 781.3)	0.1 (0.08, 0.12)	83.9 (83.8, 83.9)
CTF2	10	Cu	2.0	17.7 (14.5, 21.6)	780.3 (779.5, 782.1)	0.1 (0.08, 0.12)	83.9 (83.7, 84.0)
SwissFEL	10	Cu	1.0	1.78 (1.47, 2.08)	880.1 (867.4, 893.2)	0.010 (0.008, 0.012)	70.0 (63.5, 76.5)
SwissFEL	100	Cu	1.0	1.27 (0.44, 2.11)	870.6 (825.0, 921.7)	0.007 (0.003, 0.011)	75.2 (71.0, 79.4)
SwissFEL	10	Cs ₂ Te	1.0	0.12 (0.02, 0.23)	774.3 (708.7, 853.4)	0.0006 (0.0001, 0.0012)	84.6 (76.7, 92.4)

TABLE II. Field emitted charge measured at the low energy section of the machine for the CTF2 gun, and that transmitted to the end of the SITF in nominal conditions, but with the bunch compressor straight, assuming different rf pulse lengths. We report also the transmitted charge in the high energy section relative to that at the low energy region, and the ratio of the relative transmitted integrated current for the two considered pulse lengths.

	Q_{low} (pC)	Q_{high} (pC)	Q_{low}/Q_{high}
Pulse length = 1.5 μ s	980 \pm 8	19 \pm 2	1.9% \pm 0.2%
Pulse length = 2.0 μ s	1360 \pm 8	27 \pm 1	1.99% \pm 0.07%
$Q_{1.5\mu s}/Q_{2\mu s}$	72.1% \pm 0.7%	70.4% \pm 0.8%	1.02% \pm 0.01%

8 超冷电子源 [PRL 95]

Ultracold Electron Source

8.1 基本信息

- 分类: 电子源
- 作者: B.J. Claessens, S.B. van der Geer, G. Taban, E.J.D. Vredenburg, and O.J. Luiten (主要机构: TU Eindhoven)
- 类型: 仿真
- 链接: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.164801>

8.2 摘要

这篇论文提出了一种产生超高亮度电子束团的新技术, 可以将最先进的脉冲电子源亮度提升几个数量级。此外, 这项技术也可以在不使用超短激光脉冲或者磁压缩技术的情况下产生飞秒长度的束团。这篇论文提出的电子源是一种具有 10 K 电子温度的超冷等离子体, 这种电子源可以通过稍微超过激光冷却原子云电离阈值的激光激发产生。在这篇论文中使用真实的参数模拟展示了超冷等离子体作为高亮度电子源的巨大潜力。

8.3 贡献和创新点

- 创新点: 提出一种新的产生高亮度电子束团的方法, 使用真实参数仿真验证了结果, 研究表明可以产生束团的亮度在当时最先进电子源的基础上提升一到两个数量级。此外, 数值模拟显示, 可以在不使用飞秒激光技术的情况下产生百飞秒左右的束团长度。
- 贡献: 在这篇论文介绍当时能产生束团亮度最高的是通过碳纳米管场发射 (carbon nanotube, CNT), 最高亮度约 $1 \mu\text{A}/\text{nm}^2$ 。而常规的光阴极枪能达到最高亮度为 $100 \text{ A}/\text{mm}^2$ 转换单位后比 CNT 方式亮度要小 2-3 个数量级。

目前提升束团亮度都采用增加电流密度的策略, 而影响电流密度的重要因素“角散”在所有情况下都只取决于电子源的有效电子温度, 为是一常数, 一般在 $10^3 - 10^4 \text{ K}$ 左右。这篇论文立足于降低电子温度, 从超冷等离子体 (ultracold plasma, UCP) 中产生电子脉冲, 这种等离子体使用激光冷却的中性原子云, 并使用接近光电离

阈值的能量的激光照射产生。等离子体电子温度可以降低到 10 K。这篇论文使用 GPT (general particle tracer) 程序对超冷电子源进行仿真，产生超冷、高电流、亚皮秒电子束团。

- 电子束团的亮度可以使用六维亮度表示，但在实际中多使用横向四维亮度 B_{\perp} 来衡量电子束团的品质：

$$B_{\perp} = \frac{I}{4\pi^2\epsilon_x\epsilon_y}$$

其中， I 为峰值电流， ϵ_x, ϵ_y 为归一化的均方根发射度。

$$\epsilon_x = \frac{1}{mc} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle xp_x \rangle^2}$$

对 y 方向有类似形式。

对于电流密度为 J ，电子温度为 T 的热电子源，横向四维亮度有

$$B_{\perp} = mc^2 J / \pi k T$$

其中， k 为玻尔兹曼常数。

从这个公式中可以看到，降低束团温度能够有效提升亮度。在当时最好性能的束团由射频腔加速得到，布鲁克海文实验室产生的束团亮度达到了 $B_{\perp} = 5 \times 10^{12} \text{ A}/(\text{rad}^2 \text{ m}^2)$ ，相较于热亮度极限低了 1-2 个数量级。这是因为束团的发射度受限于非线性空间电荷力，幸运的是，可以通过激光纵向整形消除非线性空间电荷效应。

- **冷电子源的原理：**如图 Fig.1 所示，包含：

1. 首先产生 $T < 1 \text{ mK}$ 的原子云，并限制在磁光阱 (Magneto-Optical Trap, MOT) 中，电子云体积在几 mm^3 ，密度在 10^{18} m^{-3} 数量级。
2. 使用微秒 (μs) 长度激光脉冲将原子云激发到中间态。
3. 使用与激发激光垂直的光脉冲作用在激发原子中，由此可在 1 mm^3 体积产生 100 pC 电子。其中，通过纳秒长度并且仅超过原子电离阈值小部分的激光产生的电子温度约为 1 mK。后续过程，等离子体内部经历纳秒尺度的加热过程，将温度提升到 10K。
4. 分离电子和离子实际需要电场比分离电子-离子的最小电场再高一个数量级。对于毫米尺寸的 100 pC 束团，需要在 1 cm 的间隙内加 1 MV 的电压。为了减小空间电荷效应影响，电压上升沿要低于 1 ns。

在后续的漂移段中进行速度聚束 (velocity bunching)，束团长度可以压缩到亚皮秒长度，但是距百飞秒长度的目标还有些距离。幸运的是，初始电子密度与重叠区

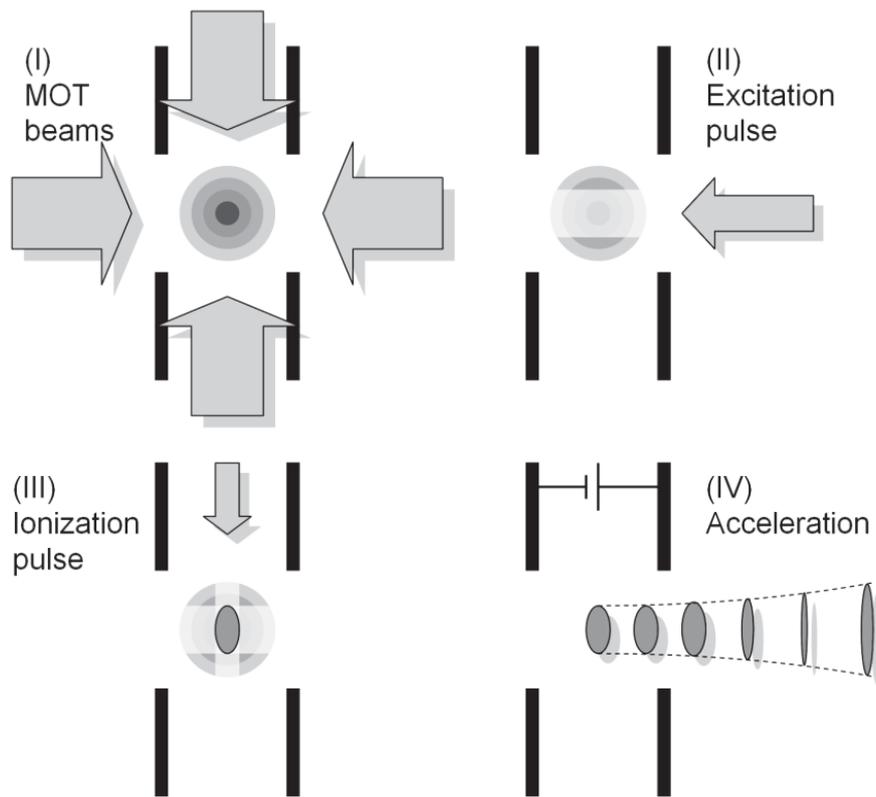


FIG. 1. Schematic of the four-step procedure to realize a pulsed UCP electron source.

域的电离激光强度、激发激光强度成正比，这为控制初始电荷分布提供手段。可采用薄饼状 (pancake) 束团 — 束团长度远小于束团的横向尺寸，电荷在径向呈半圆密度分布，在空间电荷效应下可以演化为三维均匀椭球，这种形状具有完全线性的空间电荷场³。也可以采用雪茄状 (cigar) 束团 — 束团长度远大于束团横向尺寸，电荷在纵向呈抛物型密度分布，在空间电荷效应下也可以演化为椭球状。这种椭球状的束团发射度可以表示为：

$$\epsilon = R\sqrt{kT/5mc^2}$$

其中， R 为束团径向半径。

薄饼型初始分布演化后具有高电荷量和低能散特性，雪茄状束团演化后具有低发射度和高可压缩特性。在 GPT 仿真中，薄饼型使用 2 mm 半径，15 μm 纵向长度，束团能量 470 keV 最终可以实现 150 fs 束团长度和横向亮度 $B_{\perp} = 5 \times 10^{13} \text{ A}/(\text{rad}^2 \text{ m}^2)$ ；雪茄型使用 80 μm 半径，1 mm 纵向长度，束团能量 270 keV 最终实现在目标点 20 fs 束团长度和横向亮度 $B_{\perp} \geq 5 \times 10^{14} \text{ A}/(\text{rad}^2 \text{ m}^2)$ 。

从数据上看，雪茄型似乎要优于薄饼型，但是薄饼型可以在漂移段维持亮度和束团长度，而雪茄型只能在目标点达到最佳参数。部分模拟结果如图 Fig.2 所示。

³可参考 O.J. Luiten et al., How to Realize Uniform Three-Dimensional Ellipsoidal Electron Bunches, Phys. Rev. Lett. 93, 094802 (2004). <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.93.094802>。

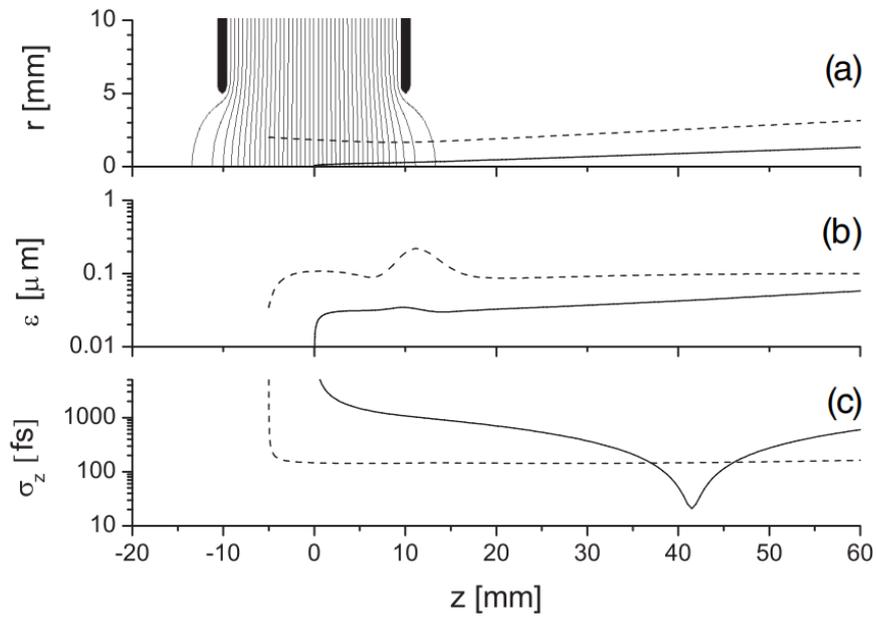


FIG. 2. (a) Field geometry and radial bunch envelope as a function of z ; (b) rms normalized emittance as a function of z ; (c) rms bunch length as a function of z . Solid lines: cigar bunch; dashed lines: pancake bunch.

9 通过太赫兹调节产生阿秒电子束团 [MOPS62]

Generation of attosecond electron bunches through Terahertz regulation

9.1 基本信息

- 分类: 束流动力学
- 作者: Y. Wang, R. Li, Y. Du, Z. Dong, H. Chen (主要机构: 清华大学)
- 类型: 理论、仿真
- 链接: <https://www.jacow.org/ipac2024/pdf/MOPS62.pdf>

9.2 摘要

获得超短电子束团是研究超快科学的关键，二阶或者高阶非线性效应成为限制飞秒量级的束团再进一步压缩的机制。传统射频高阶谐波方法已经可以将束团长度优化到亚飞秒 (sub-fs) 尺度，但是带来的能量损失和射频抖动不能忽略。这篇论文展示了太赫兹脉冲通过介质加载波导 (dielectric-loaded waveguide, DLW) 进行二阶调节。仿真表明，高阶调节可以让几十 fC 的 MeV 电子束团压缩到亚飞秒 (rms) 量级，并且可以补偿二阶失真 (second order distortion)。横向束团尺寸也被优化到小于 20 μm 。此种方法对宽范围的电荷都是可行的。产生的超短束团可以使 UED、UEM 和其它超快时间分辨研究得到更好的时间分辨率。

9.3 贡献和创新点

- 创新点: 通过太赫兹压缩场的二阶调节实现了在 10 fC、3.3 MeV 下阿秒量级的束团长度，并用 ASTRA 和 CST 软件仿真验证方案可行性。
- 贡献: 装置电子束团能量为 3.3 MeV，使用太赫兹中心频率为 0.46 THz。优化介质加载波导 (dielectric-loaded waveguide, DLW) 的厚度，使得太赫兹脉冲的相速可以匹配电子速度，电子看到的太赫兹相速和电场如下图 Fig. 2 所示。

对于束团内单个电子，最终纵向位置 z_f 和初始纵向位置 z_i 可以表示为:

$$z_f = \left(1 - k \frac{L_B}{\beta^2 \gamma^2}\right) z_0 + \frac{L_B}{2\beta^2 \gamma^2} \left(\frac{k_H^2}{n^2} - k_0^2\right) z_0^2 + \frac{L_B}{\beta^2 \gamma^2} \delta_0 + O(\delta_0^2) + O(\delta_0 z_0)$$

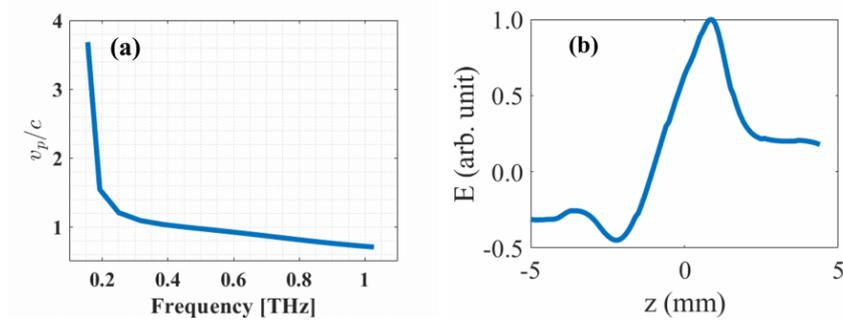


Figure 2: (a) Phase velocity inside the DLW and (b) the electric field seen by the electrons in the structure.

其中， k_B 为聚束器的波数， V_B 为聚束器的等效电压， L_B 为聚束器和样品之间的漂移长度， $k = \frac{eV_B k_B}{E_0}$ ， k_H 为太赫兹中心频率的波数， n 为聚束器场强与太赫兹场强的比例， $O(\delta_0^2)$ 和 $O(\delta_0 z_0)$ 为非线性压缩的贡献。选择合适的 L_B 、 k 以及太赫兹场强度可以使得公式中得第一项和第二项为 0。

这篇论文通过 ASTRA 和 CST 进行仿真，采用 3.3 MeV 束团能量和 10 fC 电荷量，具体参数如 Table1 给出：

Table 1: Main Simulation Parameters

Parameters	Values
Gun field strength E_0	70 MV/m
Gun frequency	2.856 GHz
Gun phase ϕ_0	199.04°
Initial rms bunch size	11.9 μm rms
Initial rms bunch length	0.2 ps rms
Buncher field strength E_k	30 MV/m
Buncher phase ϕ_B	214.36°
THz maximum field strength	0.18 MV/m
Solenoid 1 field	0.141 T
Solenoid 2 field	0.1 T

最终，束团在样品处达到最小的束团横向尺寸和纵向长度，分别为 16 μm (rms) 和 679 as (rms)，有和无太赫兹压缩对比如下图 Fig. 4 所示，有太赫兹压缩情况下束团长度减小了 5 倍。

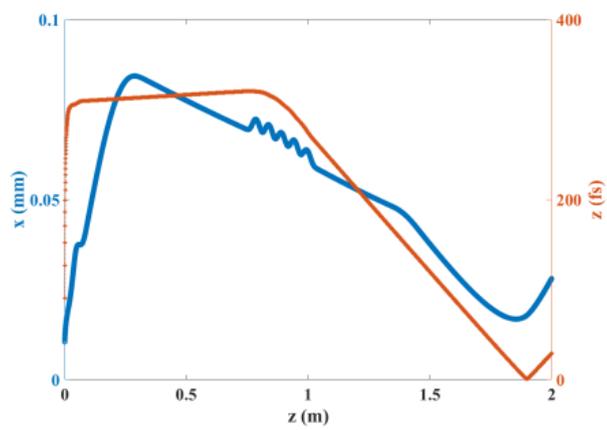


Figure 4: The longitudinal and transverse profile of the beam.

10 如何实现均匀的三维椭球形电子束团 [PRL 95]

How to Realize Uniform Three-Dimensional Ellipsoidal Electron Bunches

10.1 基本信息

- 分类: 束流动力学
- 作者: O. J. Luiten, S. B. van der Geer, M. J. de Loos, F. B. Kiewiet, and M. J. van der Wiel (主要机构: TU Eindhoven)
- 类型: 理论和仿真
- 链接: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.094802>

10.2 摘要

均匀的荷电束团三维椭球分布是加速器物理中带电粒子束的终极目标, 因为这种形态下束团内部具有线性的库仑场。这种束团可以在任何线性传输系统中保持完美、三维的线性“位置-动量”相空间关系。这篇论文展示了一种基于飞秒激光脉冲径向整形的方法来实现电荷三维椭球形分布。

10.3 贡献和创新点

- 创新点: 提出了一种产生径向半圆电荷密度分布的初始束团, 在内部电荷力作用下, 演化为均匀三维的椭球分布, 使用粒子跟踪模拟程序 General Particle Tracer (GPT) 验证结果。
- 贡献: 均匀的三维椭球分布是唯一具有内部力与束团空间位置线性相关的分布。束团在真空漂移过程中, 空间电荷力作用会改变椭球形束团大小, 但是内部力场与束团内空间坐标依旧是线性关系。这样使得空间电荷力贡献的粒子能量或速度改变也会是空间位置的线性函数。使用总电荷归一化的束团六维相空间分布可以表示为

$$\frac{f(\vec{r}, \vec{p})}{\rho_0} = \Theta \left[1 - \left(\frac{x}{A} \right)^2 - \left(\frac{y}{B} \right)^2 - \left(\frac{z}{C} \right)^2 \right] \delta(\vec{p} - \mathbf{D}\vec{r})$$

其中, A、B、C 为三维椭球体的三个主轴, \vec{p} 为动量, $\Theta(x)$ 为 Heaviside 阶跃函数, $\delta(\vec{x})$ 为三维 Dirac delta 函数, \mathbf{D} 为完全由空间电荷力驱动导致束团膨胀的对

角矩阵。

在加速器传输的任意线性过程中，将会向上述 \mathbf{D} 矩阵添加非对角元素，这将会导致椭球体的旋转或变形，但是不会改变椭球体分布的线性特性。

这个方法受到天体物理的启发，三维椭球形星体受到引力坍缩将会转变为三维扁椭圆，其密度分布可以表示为

$$\rho(r, z) = \sigma_0 \sqrt{1 - (r/A)^2} \delta(z)$$

其中， σ_0 为中心处的表面电荷密度， $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。公式表明，一个在径向具有半圆轮廓的表面电荷密度在空间电荷力作用下可以演化为均匀的三维椭球束团。

在实际运用到光阴极中需要注意：

1. 束团初始纵向密度分布由激光的时域密度分布和光电发射过程共同决定，因此，它不同于具有硬边界的三维椭球分布。

分析 \Rightarrow 使用真实的纵向面密度分布函数 $\lambda(r, z)$ 代替上面公式中的 Dirac delta 函数，真实分布关于 $z = 0$ 对称，并且 $\int \lambda(r, z) dz = 1$ ，由高斯定理可以得到，粒子在初始位置 (r, z) 会受到一个纵向的空间电荷场，可写成

$$E_z = \frac{\sigma_0}{2\epsilon_0} \sqrt{1 - (r/A)^2} \int_0^z \lambda(r, z') dz'$$

其中， ϵ_0 为介电常数，束团呈现松饼形状 (pancake) 形态， E_z 近似为一个常数，使用非理想的初始密度分布只会使束团的初始位置偏移。随着“pancake”形态束团膨胀，与理想三维椭球体的偏差仅用软边界表示。

2. 在什么情况下，因为光电发射有限时间产生外部加速场诱导的束团“速度-位置”非线性相关可以忽略？

分析 \Rightarrow 先假设在光阴极表面瞬时 (光电发射时间为零) 产生半径为 A 具有 N 个电子的束团，并在 z 方向上具有均匀电场。在 z 处的束团时间长度 Δt 可以表示为

$$\Delta t(\gamma) = \Delta t(\infty) \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}$$

其中， $\Delta t(\infty) = mc\sigma_0 / e\epsilon_0 E_0^2$ ， γ 为洛伦兹因子， $\sigma_0 = 3Ne / (2\pi A^2)$ 。假设 τ_ℓ 为光电子发射过程需要的时间。当 $\tau_\ell \ll \Delta t(\infty)$ 时，可以认为光电发射过程是瞬时的。

3. 初始位置空间电荷场和镜像电荷场产生不想要的“速度-位置”关系。

分析 \Rightarrow 空间电荷场和镜像电荷场强度由 σ_0/ϵ_0 表示，为了保证任何空间电荷或者镜像电荷相关的“速度-位置”关系可以被忽略，这个值需要远小于 E_0 。与上面 2. 中条件结合可以得到

$$\frac{eE_0\tau_\ell}{mc} \ll \frac{\sigma_0}{\epsilon_0 E_0} \ll 1$$

实际条件中可以获得以下参数， $\tau_\ell = 30$ fs, $E_0 = 100$ MV/m, $Ne = 100$ pC 以及 $A = 1$ mm。可以得到， $eE_0\tau_\ell/mc \approx 0.002$; $\sigma_0/\epsilon_0 E_0 \approx 0.05$ 正好满足上面条件 3.。

在 GPT 中，对平顶型、高斯型、椭球型初始分布进行对比，得到如图 Fig. 3 中图像，椭球形的发射度在初始时刻不会突变，并且可以保持在很低的反射度传输（图中约为 $0.4 \mu\text{m}$ ）。

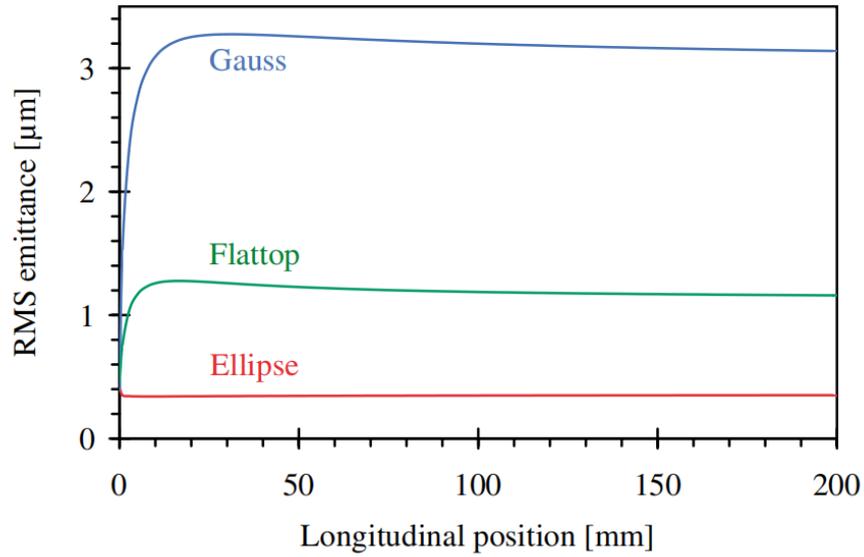


FIG. 3 (color). The rms emittance as a function of z for an ellipsoidal, a flattop, and a Gaussian initial radial profile.

11 射频和空间电荷效应在激光驱动的射频电子枪中的影响 [NIMA 275] RF and Space-Charge Effects in Laser-Driven RF Electron Guns

11.1 基本信息

- 分类: 束流动力学
- 作者: Kwang-Je Kim (主要机构: LBNL)
- 类型: 理论
- 链接: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)90688-8](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)90688-8)

11.2 摘要

激光驱动的光阴极射频电子枪中, 电子束团相空间分布演化需要同时考虑时变的射频场和空间电荷效应。在这篇论文经典论文中, 作者推导了电子枪出口处横向和纵向发射度的解析公式。公式结果与仿真可以较好吻合。

11.3 贡献和创新点

- 创新点: 分析了光阴极射频枪中的束团动力学, 得到了激光驱动的射频枪中束团横向和纵向发射度的简化表达式, 最后与 K.T. McDonald 的数值计算进行比较验证。
- 贡献:

– 射频加速过程: 射频枪内束团洛伦兹因子关于位置的函数可以表示为

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_0}{2mc^2} [\sin(\phi) + \sin(\phi + 2kz)]$$

其中, E_0 为射频枪沿轴电场, m 为电子质量, ϕ 可以表示为

$$\phi = \omega t - kz + \phi_0 = k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz + \phi_0$$

其中， ϕ_0 为初始相位， $k = 2\pi/\lambda$ ， λ 为射频波长， $\omega = ck$ ， c 为光速。可以看到，相位中的积分项在远离阴极表面都是趋近于 0 的，所以可以将洛伦兹因子公式简化为

$$\frac{d\gamma}{dz} \approx \frac{eE_0}{mc^2} \sin \phi_0$$

将近似计算的洛伦兹因子代入上述精确表达式计算，发现与精确计算值相吻合。假设在束团在 $(n + 1/2)$ 射频枪出口处认为是相对论性粒子，可以得到

$$\langle \gamma \rangle + \Delta\gamma = 1 + \alpha[(n + 1/2)\pi \sin(\langle \phi \rangle + \Delta\phi) + \cos(\langle \phi \rangle + \Delta\phi)]$$

其中， $\langle \dots \rangle$ 表示取平均值，设定 $\langle \phi \rangle = 90^\circ$ ，此时横向发射度最小，则公式可以展开为

$$\Delta\gamma = -\alpha\Delta\phi - \frac{1}{2}(\gamma_f - 1)(\Delta\phi)^2 + \frac{\alpha}{3!}(\Delta\phi)^3 + \dots$$

其中， γ_f 为电子枪出口处的 $\langle \gamma \rangle$ 。相论性粒子 $\Delta p \approx \Delta\gamma$ ，所以粒子纵向发射度可以表示为

$$\epsilon_z^{\text{rf}} = \frac{1}{k}(\gamma_f - 1) \sqrt{\langle (\Delta\phi)^4 \rangle \langle (\Delta\phi)^2 \rangle}$$

– 射频场对横向动力学影响:

假设纵向电场只是纵向位置和时间的函数，与横向坐标 θ 无关，由 Maxwell 方程可以得到

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial}{\partial z} E_z, \quad cB_\theta = \frac{r}{2c} \frac{\partial}{\partial t} E_z$$

其中， r 为横向半径。

束团受到的横向力可以表示为:

$$F_r = er \left\{ -\frac{1}{2c} \frac{d}{dt} [E(z) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0)] - \frac{1}{2} \left(\frac{d}{dz} E(z) \right) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0) + \frac{\beta}{2} \left(\frac{d}{dz} E(z) \right) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0) \right\}$$

假设束团的横向尺寸变化很小，可以认为半径 r 不变。公式中第一项是总时间的微分在光阴极表面和射频枪出口处为零，因此其积分也为零。第二项和第三项只在射频枪的出口处不为零。依据 $\frac{dp_r}{dt} = \frac{1}{mc} F_r$ 并假设束团在 $t = 0$ 时 $\beta = 0$ ，在电子枪出口处 $\beta \approx 1$ 。动量可以表示为： $p_r = \alpha kr \sin \phi$ ，其中， $\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2k}$ ， ϕ 为出口处的电场相位。

接着，将得到的动量表达式转换为直角坐标系中，代入束团的归一化发射度中可以得到

$$\epsilon_x^{\text{rf}} = \alpha k \langle x^2 \rangle \sqrt{\left[\langle (\Delta\phi)^2 \rangle - \frac{1}{3} \langle (\Delta\phi)^4 \rangle \right] \cos^2 \langle \phi \rangle + \frac{1}{4} \left[\langle (\Delta\phi)^4 \rangle - \langle (\Delta\phi)^2 \rangle^2 \right] \sin^2 \langle \phi \rangle}$$

可以看到，当 $\langle \dot{\phi} \rangle = 90^\circ$ 时，束团横向发射度最小，此时的横向动量最大。

- **空间电荷效应** 假设束团中粒子以相同速度运动，并且束团电荷是圆柱分布，可以得到在实验室坐标下， x 轴和 z 轴方向的力为

$$\begin{aligned} E_x &= \gamma E'_x \\ B_y &= \gamma \frac{v}{c^2} E'_x \\ E_z &= E'_z \\ F_x &= e(E_x - vB_y) = \frac{e}{\gamma} E'_x \\ F_z &= eE'_z \end{aligned}$$

在实验室坐标下， $A = d_x/d_z$ ，在移动坐标下， $A' = d'_x/d'_z$ ，当 $\gamma \gg A$ 时，空间电荷力可以表示为

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\gamma^2} \mathbf{f}(\gamma)$$

其中， $\mathbf{f}(\gamma)$ 函数数量级约为 1。

由此分析，空间电荷效应导致的束团动量变化可以表示为

$$(p_x, p_y, \Delta p_z) \equiv \mathbf{p} = \frac{1}{mc} \int \mathbf{F} dt = \frac{1}{mc^2} \int \frac{1}{\gamma^2 \beta} \mathbf{f}(\gamma) dz$$

因为积分项中 $1/\gamma^2 \beta$ 随着加速过程迅速降低，函数 $\mathbf{f}(\gamma)$ 可以用 $\mathbf{f}(1)$ 代替，积分后动量可以表示为

$$p = \frac{1}{eE_0 \sin \phi_0} \mathbf{f}(1) \int_1^{\gamma_f} \frac{d\gamma}{\gamma^2 \beta}$$

积分计算后得到动量

$$p = \frac{1}{E_0 \sin \phi_0} \frac{\pi}{2} E^{sc}$$

其中， E^{sc} 为电子的静电场，因此得到束团由空间电荷效应引起的发射度增长可以表示为：

$$\epsilon_i^{sc} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k} \frac{1}{\sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \mu_i(A), \quad i = x \text{ 或 } z$$

其中， I 为峰值电流， $I_A = 4\pi\epsilon_0 mc^3/e \approx 17045$ 为 Alfvén 电流， ϵ_0 为介电常数， $\mu_i(A)$ 为空间电荷因子。

11.4 其它

这篇论文为讨论光阴极射频电子枪空间电荷效应动力学的经典论文，值得琢磨。作者还有一篇关于此论文的辅助笔记，可参考 K.-J. Kim, Note on RF Photo-Cathode Gun, ESG Note-106, LBL-29538 (1990). <https://inspirehep.net/literature/300727>。