

加速器束流动力学期刊论文导读 (2024 年 4 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 4 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]、[4]、[5]	jcytsai@hust.edu.cn
李嘉鹏	[6]、[7]、[8]、[9]、[10]	

目录

1	2021 年诺奖之后的复杂科学：复杂系统研究的未来图景 Complex systems in the spotlight: next steps after the 2021 Nobel Prize in Physics	3
2	非传统 Smith-Purcell 辐射在有限尺寸光子晶体附近的辐射理论 [OE 14] Theory of unconventional Smith-Purcell radiation in finite-size photonic crystals	11
3	一种莫比乌斯加速器 [PRL 74] A proposed Mobius accelerator	13
4	双射频腔储存环的束动力学 Beam dynamics in a double RF system	15
5	双射频系统同步加速器的参数共振研究 [PRE 49] Parametric resonances in synchrotrons with two rf systems	19
6	低温超高场射频电子源产生的下一代高亮度电子束 [PRAB 22] Next generation high brightness electron beams from ultrahigh field cryogenic rf photocathode sources	23
7	简单的电光技术产生时域上的平顶波形 [Opt. Comm. 284] Simple electro-optic technique to generate temporally flat-top laser pulses	31
8	空间电荷效应对飞秒电子束团的相干渡越辐射光谱的影响 [NIMB 402] Influence of space charge effect in femtosecond electron bunch on coherent transition radiation spectrum	34
9	用于光阴极射频电子枪的紫外脉冲整形 [NIMA 637] UV pulse shaping for the photocathode RF gun	38
10	针对未来光源的阴极的研发 [NIMA 622] Cathode R & D for future light sources	41

1 2021 年诺奖之后的复杂科学：复杂系统研究的未来图景

Complex systems in the spotlight: next steps after the 2021 Nobel Prize in Physics

1.1 基本信息

- 分类：其它
- 作者：G. Bianconi et al.
- 类型：综述
- 链接：<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2632-072X/ac7f75>

此导读摘自微信公众号文章<https://mp.weixin.qq.com/s/qJ910nIygyjA94BZXRSSRg>，经部分删减与修改。

1.2 摘要

2021 年诺贝尔物理学奖认可了复杂系统在自然科学中的基础性作用。为了庆祝这一里程碑式的成就，以下内容由该期刊 Journal of Physics: Complexity 的几位编辑对几个选定主题的一系列观点和思考组成，呈现了对复杂科学领域的全方位、多角度的观点。

2021 年诺贝尔物理学奖终于垂青复杂系统研究领域。奖项一半授予 Syukuro Manabe 和 Klaus Hasselmann，另一半授予 Giorgio Parisi，表彰他们“为理解复杂物理系统所做出的开创性贡献”(for groundbreaking contributions to our understanding of complex physical systems)。这些成就深刻地改变了我们看待地球系统和复杂系统的方式。如 2021 年诺贝尔奖的新闻稿所言：“他们奠定了研究地球气候以及人类如何影响气候的基础，同时彻底改变了无序物质和随机过程的理论。”

以下涉及的几个具体问题包含：

1. 定义复杂系统 \Rightarrow 复杂系统的定义在过去一直备受争议：如何定义复杂系统？
2. 未来二十年最大的挑战 \Rightarrow 复杂科学在未来二十年最大的挑战是什么？
3. 2021 年诺贝尔奖的含义 \Rightarrow 2021 年诺贝尔奖对复杂系统研究意味着什么？

4. 复杂系统的鲁棒性与脆弱性 \Rightarrow 复杂系统通常被认为是鲁棒的。然而，从气候变化到理解疾病的起源，复杂科学面临的最紧迫的挑战都涉及到：如何响应严重影响复杂系统功能的扰动？2021 年诺贝尔奖授予识别复杂系统中微扰和涨落作用的研究。能评论复杂系统的鲁棒性和脆弱性之间的相互作用吗？能找到突出这种相互作用的关键科学问题吗？
5. 复杂性的预测 \Rightarrow 复杂科学仍然是最难做预测的学科之一。为什么会这样？我们能从成功案例中学到什么？
6. 交叉学科的优势与挑战 \Rightarrow 复杂科学是一个交叉学科。复杂系统跨学科研究的优势和挑战是什么？
7. 最后评论 \Rightarrow 为庆祝 2021 年复杂系统研究荣获诺贝尔奖，还有什么其它评论？

每位编辑都独立地作出了贡献，且没有阅读其他编辑的观点，故我们能看到不同视角下的复杂系统。因此，在整体上，本文全面地总结了该领域的关键性挑战。即使对于那些在答案上有广泛共识的问题，这篇论文也成功地证明了它们的共识程度，至少在几位期刊编辑中是这样。例如，在这篇论文中，对复杂系统的定义达成了一个重要共识，即：复杂系统是由许多元素组成的表现出涌现现象的系统。这无论如何不应是理所当然的，因为在历史上，复杂系统的定义一直在文献中有着广泛的辩论。在其它重要领域也有广泛的共识，包括网络在编码复杂系统底层结构中的基本作用。从动力学的角度来看，这篇论文也强调了随机性 (stochasticity & randomness) 和非线性的普遍存在。总的来说，这些方面意味着任何对复杂系统动力学状态的预测，都必然具有概率性质。

1.3 几位编辑的观点

此处仅节录“未来二十年最大的挑战”此一议题。

- **Ginestra Bianconi**

复杂科学面临着一些迫切的挑战，关于复杂系统对社会的影响和对人类的紧迫性。诺贝尔奖早就应该授予真锅淑郎 (Syukuro Manabe)、克劳斯·哈塞尔曼 (Klaus Hasselmann) 和乔治·帕里西 (Giorgio Parisi)，以表彰他们对复杂系统的研究，我希望这一诺贝尔奖将有助于社会更广泛地认识到解决气候变化这一紧迫问题的必要性。

显然，气候变化研究是当务之急，其重要性和紧迫性怎么强调都不为过。这一领域正在迅速扩大，需要结合跨学科办法，以应对气温升高后对气候、环境和生态系统的挑战。从社会科学的角度来看，气候变化也很重要。因为了解人类社会如

何应对气候变化，并提出改善全球合作的方法，这对地球的未来极其重要。

复杂科学也是理解和预测大规模流行病演变以及向政策决策者和公众通报流行病传播风险的关键。事实上，网络科学界早在新冠肺炎之前就意识到：利用无标度 (scale-free) 全球运输系统易导致传染病全球化的危险。但不幸的是，新冠的流行仍让大多数国家感到意外，因为大多数国家的应急计划没有真正为新冠肺炎这样规模的流行病做好准备。尽管病毒的生物演变存在许多不确定性，为了监测流行病的演变和任何未来情况，科学家们很可能将大量关于社会流动性的数据与模型预测结合起来，这些模型是监测流行病和向决策者提供信息的关键依据。

在未来二十年里，复杂性和生物学交叉的进展将是精准医疗取得迫切进展的关键。这一巨大的复杂性挑战将需要一种真正的跨学科方法，结合网络科学、机器学习和人工智能与分子生物学和神经科学。事实上，虽然在过去几十年中，生物学一直广泛地使用单分子方法或严重依赖于分子生物学的中心法则，但现在人们已经充分认识到，大多数疾病是复杂的，为了理解这些疾病，重要的是要理解细胞相互作用网络的复杂性和异质性。在神经科学中，脑科学的研究正在蓬勃发展，然而系统的复杂性具有固有的多尺度特性，并且在分子水平上由于相互作用的丰富组合，这就为全面理解大脑功能带来了挑战。

最后，在未来二十年，复杂性将成为奠基量子互联网的关键，这需要将量子信息的进展与我们对经典复杂通信系统 (如当前的互联网) 的理解结合起来。

- Alex Arenas

复杂科学的主要挑战是发展一个闭环的理论来支配复杂系统的涌现行为。我认为这样的理论框架可以通过融合张量代数 (tensorial algebra)、统计和非线性物理学以及光谱理论 (spectral theory) 而达到。

- Jacob Biamonte

你可能会说我有偏见，但我们仍然缺少一个复杂网络的量子理论。这并不是说没有取得有趣的结果。例如，Bianconi-Barabasi 理论 (Bianconi-Barabasi theory) 在 2001 年就已经将网络标度律 (network scaling laws) 与玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensation) 联系起来，许多后续的论文都基于这些发现。量子信息理论逐渐对物理学甚至技术产生广泛影响。2010 年，Perseguers、Lewenstein、Acín 和 Cirac 发现随机网络中的量子效应会产生意想不到的连接子图。尽管量子理论中出现了大量的网络，但网络性质和量子效应之间的关系还没有完全弄清楚。

- Lincoln D. Carr

将复杂科学从一组不同物理系统之间的经验可识别的数学共性，转变为物理复杂

性类别 (physical complexity classes), 可能是个世纪问题。然而, 考虑到计算复杂性分类 (computational complexity classes) 的巨大进步 (与我们在这里讨论的物理复杂性不同) 以及物理复杂性概念和数学标识符的应用范围不断扩大, 我相信我们有望在未来 20 年取得重大进展。我认为物理复杂性包括:

- 非平凡非马尔可夫环境;
- 多尺度层次结构;
- 持久的动力学宏观态;
- 非高斯或“厚尾”统计;
- 分数几何;
- 巨大并且仍然高度结构化的概率空间;
- 多重约束和权衡的存在;
- 多样性;
- 选择原则;
- 复杂网络。

无论这十多个方向复杂性的起源是否如 Thurner、Hanel 和 Klimek 认为的那样是一个单一数学概念, 我们仍旧缺乏来自基础物理学的一组物理假设来产生这样的概念。对我来说, 这就是复杂性的终极问题: 复杂性何以存在?

- Byungnam Kahng

最紧迫的挑战是收集大数据, 量化复杂系统对扰动的响应, 并推断因果关系, 提取有意义和可解释的结论。

- Janos Kertesz

挑战将出现在基础复杂科学及其应用。下面我将列举一些从基本问题到应用问题的例子。

许多真实的、复杂的、远离平衡的系统是独特的, 即, 这样的系统只有一个历史 (和未来), 这就是它的全部。例子包括生物进化、人类历史、经济动力学等。Stuart Kauffman 关于“相邻可能性”(adjacent possible) 的开创性工作是这方面的一个重要发展, 还有更多值得期待的。对于这样的系统, 统计物理学的基本概念“系综”几乎不适用, 甚至关于“自平均”的问题也没有什么意义。所有尺度上的不稳定性和罕见事件导向非常不同的历史, 其中只有一个是相关的。存在与此基本问题相关的概念性挑战。

我们付出了大量精力研究复杂系统功能和拓扑结构的关系，但离系统地理解还差得很远。近年来，网络科学的工具箱有了重大进展，研究范围囊括了多层和高阶网络，这将引发这一方向的进一步研究。同样，在不久的将来，主要的挑战将是在一些形成“物理网络”(如大脑和分子网络)的复杂系统中，识别由连接的物理性及其相关的体积排斥效应所产生的影响。

由于意识在适应性中的作用，涉及人类的复杂系统尤其具有挑战性。然而，人工智能的出现将会带来更高层次的复杂性。为实现可解释性、确保隐私和个人数据的个人控制，人工智能从集中控制到分布式实现的范式变化有着强烈而合理的趋势。在这样一个人类和人工智能的复杂生态系统中，会出现意想不到的涌现现象，对它们的理解和控制可能对平稳运行至关重要。

我们的世界充满了与复杂系统有关的严重问题；战争、流行病、金融危机、气候变化、日益严重的不平等和犯罪，还只是冰山一角。我认为(也希望)复杂科学在决策中的作用不断增加——复杂科学家的理解仍然相当不完整，但在许多情况下，他们仍然是理解最多的人。这方面令人鼓舞的例子有：一些国家对新冠肺炎的处理。复杂科学面临的最大挑战之一，也是复杂科学家的责任之一，即推动这一进程，专注于理解上述和类似的问题，公开结果，并提出可能解决方案的建议和方案。

- Jurgens Kurths

我们迫切需要发展理论和相应的技术，处理在时间和空间上不断演化的大型、耦合、非均质系统，这些系统受到各种扰动的影响，不限于高斯过程和小强度扰动。这需要真正的跨学科方法论，特别是统计物理、图论、随机过程、数理统计、机器学习、非线性动力学和非线性数据分析。这样，我们才能够处理今后 20 年现实世界中的挑战性问题，例如，通过纳入多种自然组成部分以及人类的影响及其所有相互作用对地球系统进行建模，研究网络空间及其与基础设施的关系、疾病传播等。

- 吕琳媛

探索并揭示复杂系统的内在机制是复杂性科学研究的长期挑战。另外，随着数据可获得性的快速提升，处理大规模异构(含噪)数据并将其建模为动态系统，也是复杂性科学未来面临的重要挑战。具体而言，挑战包括：

- 如何超越相关关系，找到复杂系统中的因果关系，是近期复杂性科学领域研究的焦点，最近不断有新的方法提出。
- 大脑是复杂系统最典型的例子之一，如何从复杂性科学的角度理解大脑的功能也是一个重大挑战。这一研究将有助于解决(或者至少推进)脑科学领域诸

多尚未解决的基本问题，如神经回路结构与其功能之间的关系，脑网络结构与疾病和认知之间的关联等。

- 如何超越成对相互作用分析复杂系统，是深入理解复杂系统的关键。与高阶相互作用相关的几个挑战包括：
 - * 从数据中识别、量化和重构高阶相互作用 (和高阶结构)；
 - * 在具有高阶相互作用的系统中，探索复杂动力学涌现的基本原则；
 - * 从高阶相互作用的角度研究复杂系统功能的演化与调控。
- 如何结合网络科学与人工智能，提出更好的理论和方法，以解决实际问题。
- 如何充分利用复杂性科学的理论和方法，将其与大规模的真实数据结合起来，以改善人类生活的各个方面，并为政策制定提供研究支撑。

- Cristina Masoller

我认为，最大的挑战之一是我们社会中的信息传播。我们如何利用社交媒体和复杂科学来对抗虚假信息、阻止假新闻传播、促进合作？社交媒体和复杂科学已经建立了复杂网络中谣言传播的详细模型，我们需要知道这些结果如何应用在实际中。例如，如何利用社交网络 (Facebook、WhatsApp、Instagram、Twitter 等) 促进合作，并阻止那些在我们社会中产生强烈两极分化的假新闻传播 (例如英国脱欧，极右政党的增长，对少数族裔、移民的仇恨等)。

- Adilson E. Motter

挑战，既有科学上的，也有结构上的。科学上一项重大挑战是：从主导许多子领域的简单模型转向可以根据数据验证的现实模型。在每一个科学领域都必须对模型持谨慎态度，在处理复杂系统时尤其如此。因为复杂系统的细节丰富，需要整体方法，而且经常采用粗粒化描述。在这方面，需要克服的障碍包括加强与实验科学的联系和确保所用数据的质量。

复杂科学由于其学科交叉性也面临着结构性挑战。当前许多关于复杂系统的研究都是在许多其他名称下进行的，从系统生物学到计算社会科学。相反地，自我认同的复杂系统研究者经常研究非常遥远的课题，他们可能不熟悉彼此的系统。随着这一领域的成熟，新的挑战是：如何在特定会议、期刊和学会划定的现有领域之外，界定其范围。

- Matjaz Perc

复杂科学无处不在，但也无处存在，因为一旦脱离另一个科学领域的背景，它便很难存在。无论是物理学、化学、生物学、社会学还是经济学，复杂系统的例子在所有这些领域中比比皆是，但作为一个领域本身，复杂科学却非常难以定义。这当然是个挑战 — 如果复杂性科学的存在要取决于其他领域，那么我们如何论证其适

用性、重要性、相关性以及资金需求。最大的挑战可能是真正理解复杂科学的广阔性和首要重要性，一旦我们理解了，就为这个领域的独立发展提供了基础和背景。

- Filippo Radicchi

我认为数据科学和复杂科学之间有紧密的联系。随着越来越多真实复杂系统的数据变得可用，复杂科学面临新的挑战。在这个快速发展的时代，我们很难预测未来 20 年的研究将考虑哪些具体问题。然而，我预计复杂科学的最大贡献将是在复杂的社会技术、生物和气候系统中。

- Ramakrishna Ramaswamy

到目前为止，区分系统是否复杂似乎存在一套范式：复杂系统的例子和不复杂系统的例子。涌现和集体行为的概念很重要，但这些概念需要量化。对复杂性类型进行适当的分类，这一涉及学科特征的分类学问题仍然是一个重大挑战，这将是未来几年我们在复杂系统领域努力攻坚的方向之一。

- Francisco A. Rodrigues

当今复杂系统建模的最大挑战是缺乏精确的数据。例如，我们有很多关于静态网络的数据，比如道路和互联网上路由器之间的连接，但关于时间和多层交互的数据却很少。时效网络 (temporal networks) 对于研究动力学过程必不可少，比如流行病传播，它依赖于人们在一天中的联系。时效网络对于研究物种之间的相互作用、社会联系和遗传网络也必不可少。另一方面，多层网络由相互连接的网络构成。这些网络是理解由几个层次组成的生物过程的基础 — 基因相互作用受蛋白质-蛋白质连接的影响，蛋白质-蛋白质连接由代谢反应决定，反之亦然。因此，复杂科学的一个基本挑战是如何获得关于我们世界的更准确的数据，不仅考虑空间数据，而且考虑实时数据。

- Marta Sales-Pardo

我认为，我们在数据、数据建模以及如何将结果传达给社会和决策者方面，将面临许多挑战。最近的新冠大流行表明，不确定性对整个社会是一个很难理解的概念，我们的挑战将是在各种背景下明确这一概念。对于复杂系统科学，我们的目标将是更好地理解 (如果我们能) 找到方法来驯服或减少不确定性。在这个方向上，我认为人工智能工具，如果以一种有意义的、可控的方式使用，可以非常强大。复杂系统科学家面临的一个挑战将是：利用人工智能工具 (能够处理大量数据) 的力量来理解物理系统。这将需要超越目前我们所知的黑箱预测工具，开发适合我们想要研究的复杂系统性质的新人工智能工具。

- Maxi San Miguel

我将从三个不同的方面出发：

在基础科学层面上，在发展处理多尺度问题的一般方法和确定涌现行为的相关变量方面，仍有许多工作要做：对于全局系统行为来说，哪些细节是重要的？此外，

使用和理解人工智能技术来建立复杂系统行为中的因果关系也是一个挑战。

复杂科学可能产生重要影响的特定挑战领域，我认为是：(i) 健康科学，(ii) 与人类-技术 (包括机器人) 交互相关的集体现象。更一般地说，复杂性工程，即为特定目标设计复杂系统，例如非常规计算，是一个具有挑战性的机会窗口。

至于社会方面，最大的挑战是在沟通和教育：

- 使整个社会认识到，复杂系统方法带来了一场科学复兴，基于一种不同的思维方式，能够通过改变思维方式来改变社会。
- 构建一个新的教育体系，让各个年龄段的学生都能学习认识现实的新方法：跨学科学习，从数据中学习。

- Stefan Thurner

未来二十年最大的挑战是：使主流相信复杂科学的框架可以更好地解决一些问题，并有助于理解复杂系统中宏观“因果关系”挑战所产生的基本极限。

- Taha Yasseri

就研究领域而言，我认为复杂科学在未来 20 年面临的巨大挑战，是理解、预测、设计和控制与生活相关的社会技术系统。由于信息和通信技术、机器人技术、人工智能、G4 和即将到来的 G5 的进步，环境以及我们与之互动的主体的复杂性急剧增加。个人、社会和职业生活现在都嵌入到人机网络中。我们与半智能机器在这些多层网络中的共存自然会导致不可预测的结果，其中一些可能是灾难性的，如：流行病或不可逆转的气候变化，而一些可能是有益的，如：基于互联网的集体智慧、众包倡议和公民科学项目。对于复杂科学来说，识别、研究和理解这些相互关联的社会技术环境的特征是很重要的。

在复杂系统研究的方法论和认识论方面，那些主要挑战还是为复杂系统理论寻找实验证据的日子，已经一去不复返了。我们当今社会的数字化性质自然地导致了前所未有的交易数据的产生，也就是大数据。在过去的二十年里，这些数据一直是复杂系统研究的主要材料。然而，依赖于大数据的观察性研究并没有解决相关性与因果关系这一长期存在的问题。复杂系统研究，特别是社会复杂行为研究的下一个方法论挑战，是如何设计和进行符合伦理、可扩展、同时又能指出因果关系的实验，帮助验证现有理论，并产生适合不断变化的社会技术系统中新观察结果的新理论。这符合除线性回归和 p 值分析之外更严格的统计分析的需要。

2 非传统 Smith-Purcell 辐射在有限尺寸光子晶体附近的辐射理论 [OE 14]

Theory of unconventional Smith-Purcell radiation in finite-size photonic crystals

2.1 基本信息

- 分类: 高频电磁辐射
- 作者: Tetsuyuki Ochiai (National Institute for Materials Science) and Kazuo Ohtaka (Chiba University)
- 类型: 理论、模拟
- 链接: <https://doi.org/10.1364/OE.14.007378>

2.2 摘要

这篇论文介绍一种称为非传统 Smith-Purcell 辐射 (unconventional Smith-Purcell radiation, uSPR) 的异常光子发射现象。此现象发生在一束极端相对论速度的电子束靠近有限尺寸光子晶体时。该现象与传统 Smith-Purcell 辐射的机制无关, 而是由于在极端相对论情况下, 电子产生的空间电荷场形如凋落波 (evanescent light), 具有很小的衰减常数。实际上几乎等效于一个从一端进入光子晶体的平面波探针。这篇论文分析了 uSPR 光谱对电子速度和激发的光子能带简并的依赖性, 并表明对于有限数量柱体构成的光子晶体, uSPR 能体现光子能带结构。

2.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文的主要创新点在于发现并理论解释非传统 Smith-Purcell 辐射现象, 是一种在极端相对论情况下, 由有限尺寸光子晶体导致的新型辐射现象。反过来说, 该工作为利用相对论电子束作为研究光子晶体能带结构提供理论基础。
- 贡献: 这篇论文采用多重散射理论, 又称 Mie 散射理论, 精确处理了有限数量柱体间的多重 Mie 散射, 从而解释当极端相对论电子束通过有限尺寸光子晶体时产生的 uSPR 现象。包含
 - 阐述了 uSPR 和传统 SPR 并存的条件, 如: 电子速度、光子晶体参数等。

- 分析了 uSPR 光谱随各种参数的变化规律，如：电子速度、介电常数、柱体数量、层数、发射角度等。
- 揭示 uSPR 光谱能体现光子晶体的能带结构，尤其是具有宇称 (parity) 的模式。
- 与传统 SPR 相比，uSPR 不受平移不变性的限制，可探测整个频率-动量空间。

3 一种莫比乌斯加速器 [PRL 74]

A proposed Mobius accelerator

3.1 基本信息

- 分类：其它
- 作者：Richard Talman (CESR)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.74.1590>

3.2 摘要

任何现有的环形加速器都可以通过引入一个“缠绕 (twist)”元件而低成本地转换为“莫比乌斯”操作模式，或称莫比乌斯加速器。该元件能够在每一次粒子通过时交换水平和垂直 betatron 振荡。束团需要绕行两次旋转 (而非一次)，才能返回到相应的状态。这种环形加速器展现出与原设计不同的性质，在某些重要方面甚至更胜一筹。这类加速器操作模式在保持大振幅稳定性的同时，还可提高束流亮度。而且在对撞束模式下，圆束团 (round beam) 对于束-束相互作用更稳定可靠。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：利用一个“缠绕 (twist)”元件将传统环形加速器转变为形如“莫比乌斯”拓扑形态的加速器操作模式，从而使束团在水平和垂直方向交替运动，实现提高亮度和对撞稳定性。
- 贡献：这篇论文提出了一种改造现有环形加速器的新方法 — 称“莫比乌斯”操作模式。通过引入一个“缠绕 (twist)”元件，例如：使用斜四极铁 (skew quadrupole)，使粒子在每圈绕行时，其水平和垂直 betatron 振荡交替发生。更准确的说，每绕行两圈后，振荡回到原位置。

这种新拓扑结构加速器操作模式使加速器具有不同于传统加速器的性质：

- 可在保持大振幅稳定性的同时，将电子束宽高比调整为 1，从而提高亮度。
- 对撞模式下，圆束团 (round beam) 相对更稳定可靠，不易受束-束相互作用影响。

- 有效消除部分非线性谐波，增加动力学孔径。
- 只需在一个方向进行色散补偿即可，可降低对六极铁强度的要求。

3.4 其它

这篇论文利用了解析方法对此一新拓扑结构的环形加速器进行初步分析，并给出具体的加速器磁聚焦结构设计方案。

4 双射频腔储存环的束动力学

Beam dynamics in a double RF system

4.1 基本信息

- 分类：非线性动力学
- 作者：A. Hofmann and S. Myers (CERN)
- 类型：理论、计算
- 链接：<https://cds.cern.ch/record/879237/files/CERN-ISR-TH-RF-80-26.pdf>

4.2 摘要

在同步加速器储存环中，在主射频系统基础上增加一个高次谐波射频系统，可控制同步振荡频率、同步振荡频率的展宽以及平衡时的束长。通过调整高次谐波腔，使合成的射频场在束团中心处斜率为零，可获得更长的束长和同步振荡频率展宽。这增强了对纵向束团集体/耦合不稳定性的朗道阻尼 (Landau damping)。

在这篇论文中，利用了数值和通过一些近似的解析方法计算单粒子在这种非线性合成场中的运动，也讨论了同步振荡频率对振荡振幅和 RF bucket 形状的依赖关系。最后，还评估了电子束中不同粒子的同步振荡频率 Q_s 分布。

4.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文算是早期开启研究双射频腔储存环束动力学的经典论文之一。整体描述的物理图像清楚、易懂。
- 贡献：从系统哈密顿量开始

$$\mathcal{H}(\phi, \dot{\phi}) = \left(\frac{\dot{\phi}}{\Omega_0} \right)^2 + \frac{2\Upsilon^2(\phi, \phi_s)}{\cos \phi_s}$$

其中， $(\phi, \dot{\phi})$ 为相空间坐标

$$\Upsilon^2(\phi, \phi_s) = \frac{1}{V_0} \int_0^\phi \{V(\phi) - V_r\} d\phi, \quad V(\phi) = V_0 \{\sin(\phi + \phi_s) + k \sin(n\phi + n\phi_s)\}$$

其中， V_0 为主腔电压， kV_0 为谐波腔电压， n 为谐波腔相对于主腔的谐波数（一般为 2 或 3）， ϕ_s 为相对于主腔的同步相位。考虑同步辐射能量损失， ϕ_s 将稍微偏离 π 。基

于此哈密顿量, 对应的合成 RF 场形、位函数、相空间拓扑结构等, 可参考图 Fig. 1。

对任意 RF 分布函数, 对电子而言, 由于同步辐射效应, 束团能量分布遵循高斯分布, 于是, 纵向相空间分布函数可写成

$$f(\phi, \delta) \propto \exp\left\{-\frac{eV_0\Upsilon^2(\phi, \phi_s)}{2\pi h\eta E_0\sigma_\delta^2}\right\} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma_\delta^2}\right)$$

对 δ 积分后, 有电流分布函数

$$I_b(\phi) \propto 2\pi f_{\text{RF}} \exp\left\{-\frac{eV_0\Upsilon^2(\phi, \phi_s)}{2\pi h\pi E_0\sigma_\delta^2}\right\}$$

由图 Fig. 1 明显可以看到, 适当调整高次谐波腔后, 可以得到展宽、相对平坦的纵向束团分布。

由于束团中不同粒子的同步振幅不同, 其振荡频率将不太一样。通过解析分析, 有

$$\Delta N = f(H) A(H), \quad A(H) = 2 \int_{\phi_{1t}}^{\phi_{2t}} \dot{\phi} d\phi$$

束团的同步振荡频率分布有类似如图 Fig. 3 的结果。

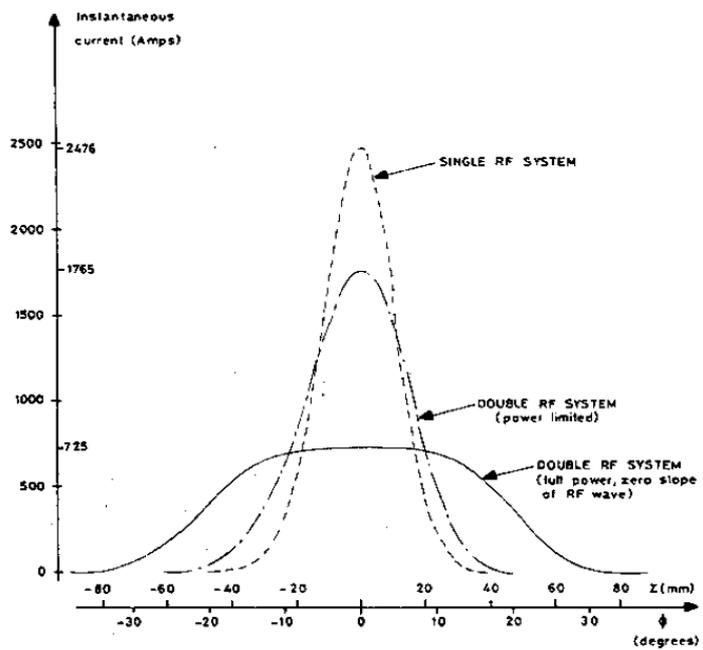
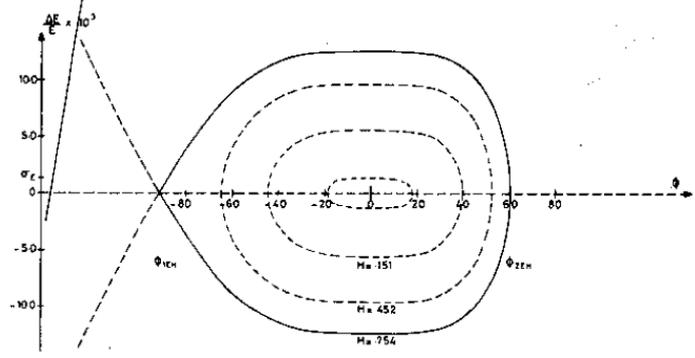
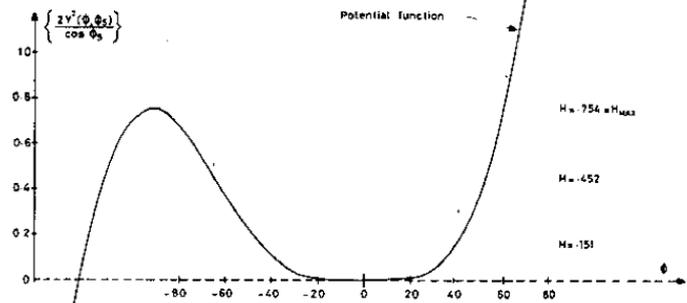
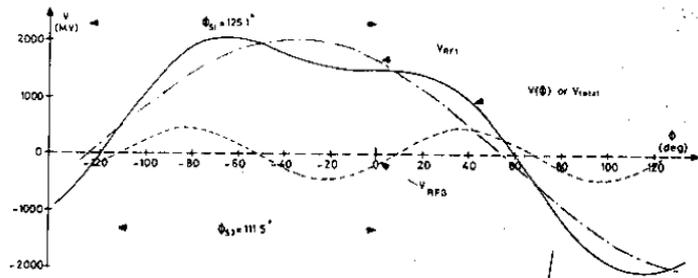
束团拉伸的理想条件即束团占据的 RF 场处于平坦状态, 其约束条件可写成

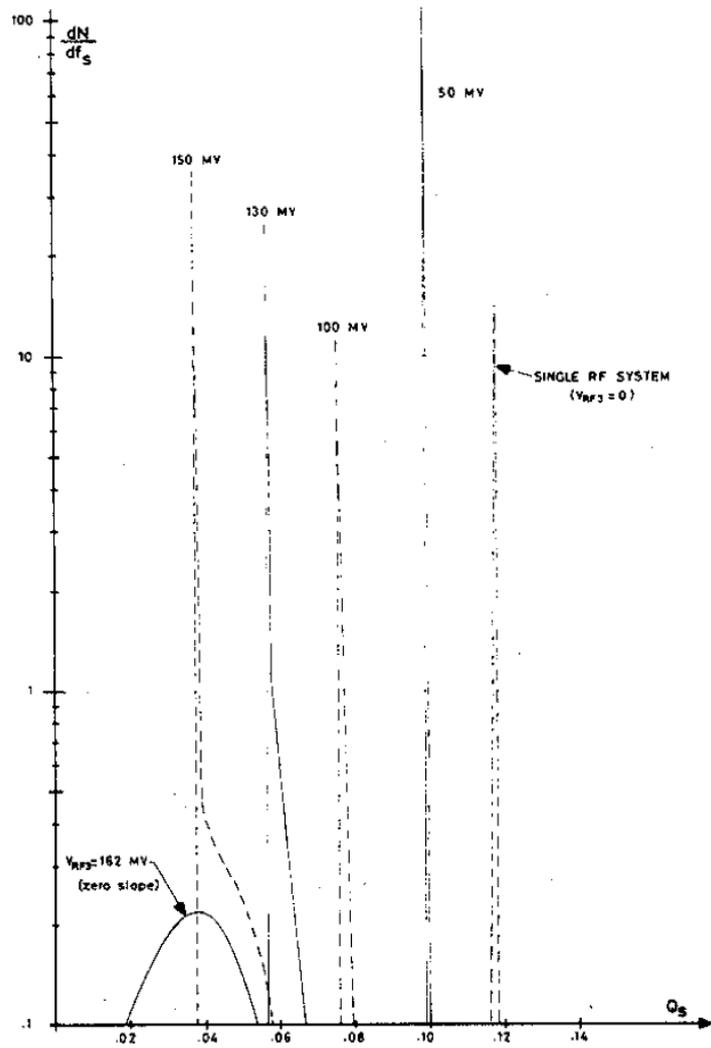
$$\frac{dV}{d\phi} = 0, \quad \frac{d^2V}{d\phi^2} = 0$$

分别对应

$$nk \cos n\phi_n = -\cos \phi_s, \quad n^2 k \sin n\phi_n = -\sin \phi_s$$

这篇论文 Section 5 给出了当束团长度远小于 RF 波长时, 一些物理量的近似解析结果, 包含同步振荡频率 Ω_s 、相空间分布函数与束长、能散的关系、同步振荡频率, 以及束团内同步振荡频率分布函数 $dN/d\Omega_s$ 等。





5 双射频系统同步加速器的参数共振研究 [PRE 49]

Parametric resonances in synchrotrons with two rf systems

5.1 基本信息

- 分类：非线性动力学
- 作者：S.Y. Lee et al. (主要机构：IUB)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.49.5717>

5.2 摘要

当双射频系统受到额外的正弦相位调制时，Poincare 不变环面 (surface of section) 显示出丰富的共振谱。这些共振谱的稳定固定点和不稳定固定点将形成分岔 (bifurcation)，可通过由外部相位调制产生的参数共振解释此现象。这篇论文给出一个半解析方法，用于确定具有一个自由度的自治 (autonomous) 哈密顿量在正弦时间相关扰动下固定点分岔的条件。

5.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文为该论文作者早期系统研究同步加速器储存环中的非线性动力学的经典论文之一。这篇论文考虑了三次谐波腔的相位调制情况，给出了当调制频率低于同步振荡频率时，且调制幅度较小时，粒子相空间非线性动力学的拓扑结构。虽然数学推导没有完整呈现，但关于物理图像的描述准确，值得仔细琢磨。
- 贡献：先从哈密顿量出发，

$$H_0 = \frac{1}{2}\nu_s\delta^2 + V(\phi), \quad V(\phi) = \nu_s \left[(1 - \cos \phi) - \frac{r}{h}(1 - \cos h\phi) \right]$$

对应的单粒子运动方程有

$$\dot{\phi} = \nu_s\delta, \quad \dot{\delta} = -\nu_s(\sin \phi - r \sin h\phi).$$

首先，在相空间中心区域不同距离处，粒子的同步振荡频率不太一样。并且，对不同的三次谐波腔调制频率 (体现在不同 x)，粒子随同步振荡振幅的不同 (体现在不同 E)，也有不同的振荡频率 Q_s ，由图 Fig. 1 给出。按此论文惯例，当 $r = 0$ 时，

即没有谐波腔情况，同步振荡频率记为 ν_s ；当 $r > 0$ 时，即存在谐波腔情况，同步振荡频率记为 Q_s 。

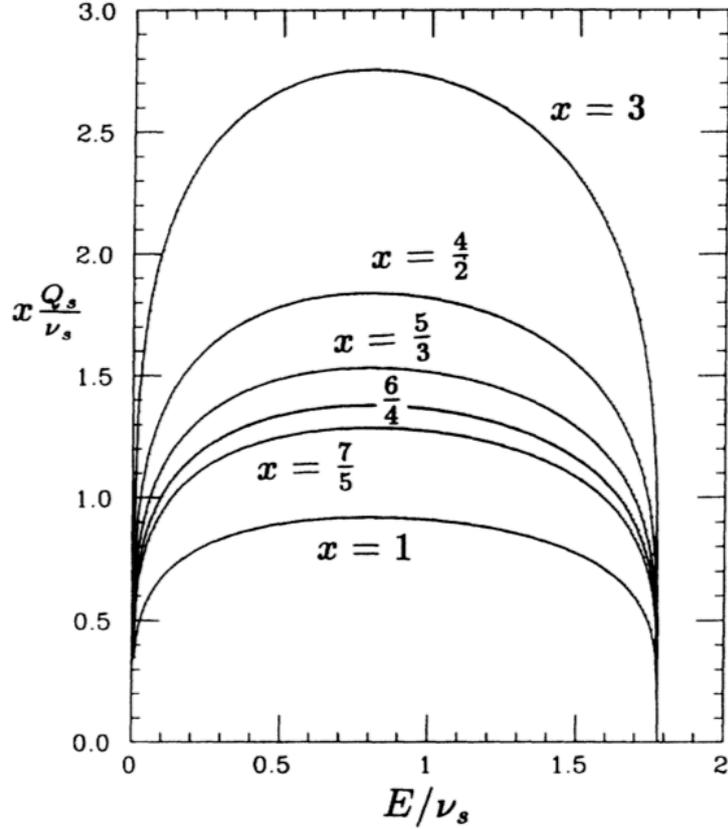


FIG. 1. The synchrotron tune $\frac{Q_s(J)}{\nu_s}$ and some of its rational harmonics for $r = \frac{1}{h}$, $h = 3$ are shown as a function of “energy.”

接着，分析经过两次正则变换 $(\phi, \delta) \rightarrow (\psi, J) \rightarrow (\chi, I)$ 后，与时间无明显依存关系的哈密顿量有

$$H = E(I) - \frac{\nu_m}{n} I + \nu_m a |g_n(I)| \cos(n\chi) + \Delta H(I, \chi, \theta)$$

这篇论文后半部分的讨论基于此哈密顿量展开。

经过变换后的哈密顿量，其固定点由 $\dot{\chi} = 0, \dot{I} = 0$ 决定，有

$$\sin n\chi_{\text{fp}} = 0, \quad nQ_s(I_{\text{fp}}) - \nu_m \pm n\nu_m a |g'_n(I_{\text{fp}})| = 0$$

在稳定固定点 (stable fixed point, SFP) 附近将被许多共振岛 (resonance islands)

包围。共振宽度约有

$$\Delta I \approx 4 \left[\frac{\nu_m a |g_n|}{\left| \frac{\partial Q_e}{\partial I} \right|} \right]_{I=I_{\text{sfp}}}^{1/2}$$

其中, n 为共振阶 (resonance order)。一个 n 阶共振对应 n 个岛, n 个稳定固定点与 n 个不稳定固定点 (unstable fixed point, UFP)。下图 Fig. 2 给出当调制频率为同步振荡频率的一半时 ($\nu_m = 0.5\nu_s$), 且调制幅度较小 (2.5°) 时, 粒子相空间非线性动力学的拓扑结构。当在距离相空间分布中心处较近时, 包含了非常多共振, 粒子在这些共振附近将扩散, 从而拉伸束长。当调制频率 (体现在 x) 改变到接近同步振荡频率分布的平坦区域时, 将发生分岔 (bifurcation)。关于进一步讨论, 细节此处不论。

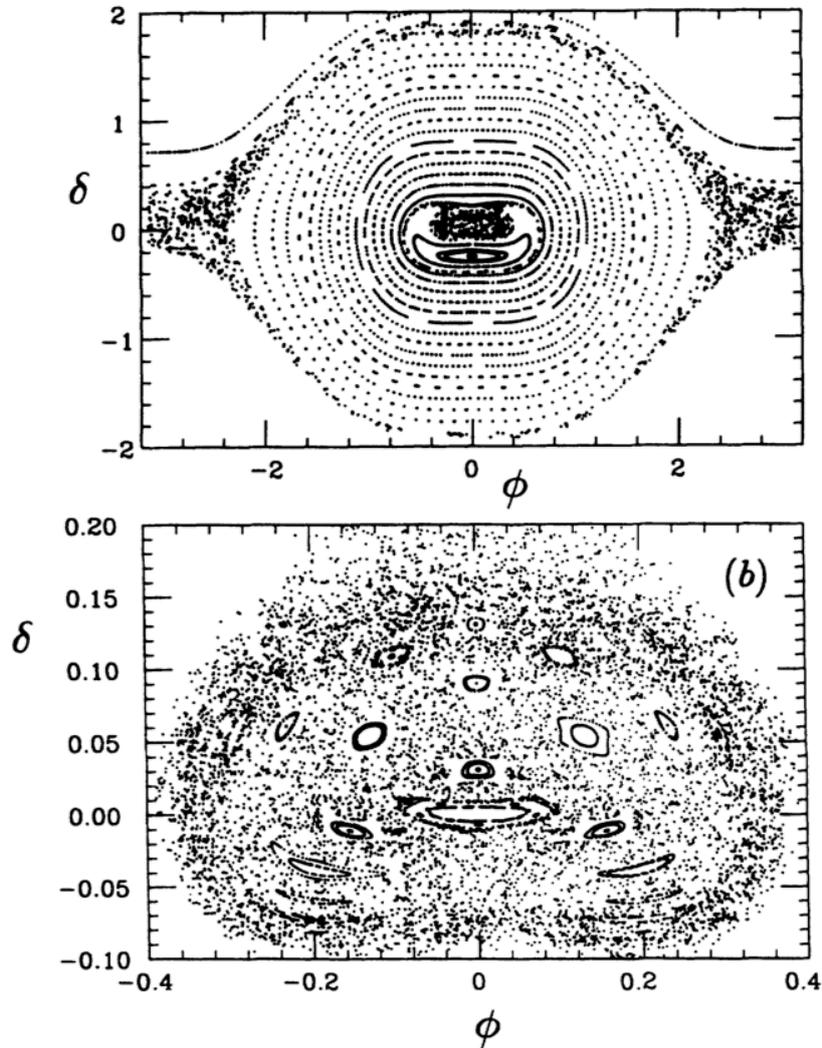


FIG. 2. The upper part of the figure shows the Poincaré surfaces of section obtained numerically with following parameters $\nu_s = 0.0008$, $\nu_m = 0.5\nu_s$, and $a = 2.5^\circ$, where the absolute value of ν_s plays no important dynamical role. The lower part of the figure shows the close up look of the phase space map near the origin. The stochasticity near the origin and the separatrix arises from overlapping resonances. These resonances can be visualized by drawing a horizontal line at $\nu_m = 0.5\nu_s$ on Fig. 1, which cut through many resonances.

6 低温超高场射频电子源产生的下一代高亮度电子束 [PRAB 22]

Next generation high brightness electron beams from ultra-high field cryogenic rf photocathode sources

6.1 基本信息

- 分类: 电子源
- 作者: J. B. Rosenzweig, A. Cahill, V. Dolgashev, C. Emma, A. Fukasawa, R. Li, C. Limborg, J. Maxson, P. Musumeci, A. Nause, R. Pakter, R. Pompili, R. Roussel, B. Spataro, and S. Tantawi (主要机构: UCLA)
- 类型: 理论、综述
- 链接: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.023403>

6.2 摘要

最近研究表明, 射频电子腔在低温下运行时可达到的最大表面电场有显著提升。这篇论文通过这一发展来实现新一代注入器在低温运行下五维亮度的显著提升 (通过提高光阴极的发射场)。通过研究峰值场在 250 MV/m 的 S 波段注入器, 这篇论文展示该系统相关的束流动力学研究。这种注入器在 100-200 pC 电荷下具有 40 nm-rad 范围内的归一化发射度, 适用于基于 LCLS 的硬 X 射线自由电子激光 (x-ray free-electron laser, XFEL)。在这种情况下, 这篇论文通过从头到尾的仿真 (start-to-end simulation) 模拟展示了这种电子源可以使得 XFEL 高效率运行, 同时保证光子能量达到更高的数量级 (超过 80 keV)。这种 XFEL 的亮度需求是通过低源发射度 (source emittance) 和压缩后的高电流实现的。在 XFEL 的分析中, 最终压缩后的束团发射度是通过微束团技术保证的。

此外, 这篇论文还综述了在 pC 电荷下获得极低发射度的方案, 适用于大幅度拓展超快电子衍射 (ultrafast electron diffraction, UED) 和显微 (ultrafast electron microscopy, UEM) 实验的时间分辨率极限。虽然低温光注入器亮度的主要提高是通过场增强提高了阴极处的发射电流密度, 但这篇论文还分析了通过降低阴极固有发射度从而进一步提升性能的可能性。在最后, 这篇论文讨论了工程实际的问题, 包括腔体优化以降低低温散热、外部耦合以及低温冷却系统。这篇论文确定了超高场低温电子注入器的未来方向, 包括提升到更高频率、使用新的射频结构以及实现紧凑型硬 XFEL 等。

6.3 贡献和创新点

- 创新点：这篇论文聚焦于低温下高达 250 MV/m 梯度场下电子注入器的特性，主要研究了类雪茄束 (cigar-beam) 在高场下的束流动力学，以及 S 波段电子枪在低温 (20 K 左右) 达到 250 MV/m 时的射频场特性。分析对于高场以及高频射频系统的发展前景。
- 贡献：最近研究指出，较硬的金属有着更高的击穿电场，在低温下会提升这个效应的影响。其中在 45 K 温度下击穿场强的提升更显著，如下图 Fig. 2 所示。

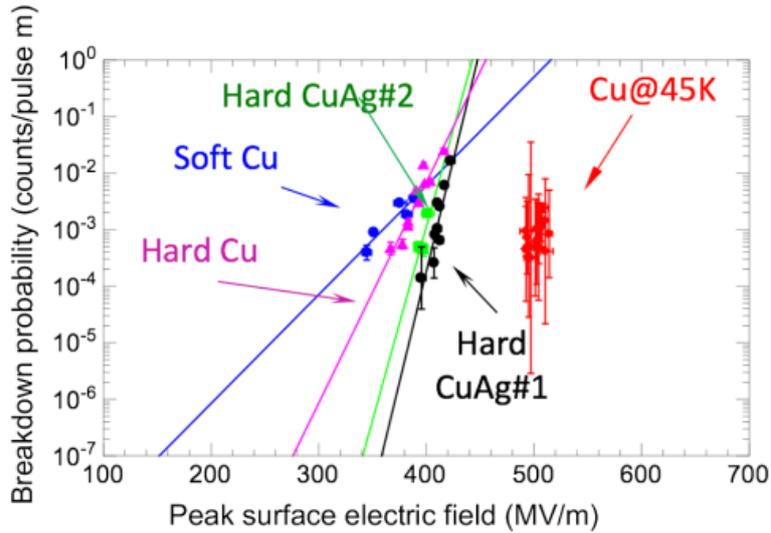


FIG. 2. Breakdown probability in per pulse meter of structure length as a function of peak surface electric field in single cell X-band accelerating structure tests. The introduction of a harder alloy (CuAg, two different samples, indicated as #1 and #2) improves the breakdown as predicted; the effect of operation at 45 deg K is more dramatic, permitting surface electric fields to a threshold at 500 MV/m (from Ref. [31]).

在空间电荷效应主宰 (又称 blowout) 状态下，对于横向径向均匀分布，从光阴极提取的最大电荷有 $Q_{b,max} = \epsilon_0 E_0 \sin \phi_0 \cdot \pi R^2$ ，其中， E_0 为电场峰值振幅， ϕ_0 为注入相位， R 为束团的横向半径。由此可得，束团电流极限 $Q_{b,max} = I/(\gamma'c)$ ；为了得到均匀的电流分布，一般取 $Q_b < 0.2Q_{b,max}$ 。

这篇论文后半通过 GPT (General Particle Tracer) 程序进行粒子跟踪模拟，在 250 MV/m 的高梯度场下，LCLS 装置的电子腔出口处束团能量为原来的两倍。具体运行参数如下 Table I 给出。

TABLE I. Parameters for blowout regime beam dynamics simulation.

Laser pulse length	35 fs FWHM
Laser spot size (cut transverse Gaussian)	Hard edge at $262 \mu\text{m}$, 1.6σ ($120 \mu\text{m}$ rms)
rf gun format	1.45 cell π -mode standing wave
Peak cathode electric field	250 MV/m
Launch phase	82 degrees
Focusing solenoid (SPARC-type) field	5.4 kG
Postacceleration linac average field	20 MV/m

- 在采用高场电子枪在加速到 160 MeV 后出口处的峰值电流为 100 A，和初始的 LCLS 设计值一致，但束团的发射度则低于 LCLS 要求的 1.1 mm-mrad。而且在数值仿真，束流动力学还没有优化：
 - 电子腔出口处束团能量是原来两倍，但加速和聚焦方案没有改变。
 - 电子腔出口处的能散很大，将增加补偿后的发射度。

进行束流动力学优化后，束团亮度可以进一步提升。束团的纵向分布和横向发射度变化如下图 Fig. 4 给出。

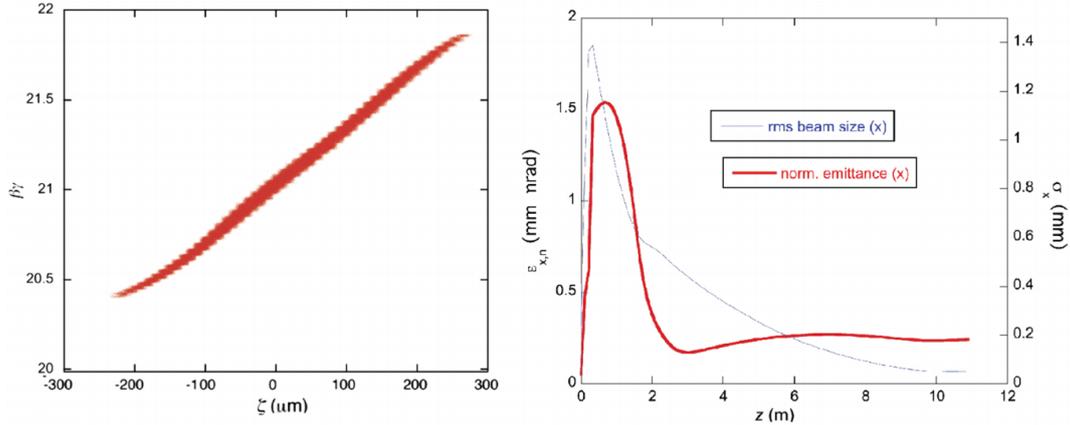


FIG. 4. (left) Longitudinal phase space for 125 pC beam distribution shown in Fig. 3, after 250 MV/m rf photoinjector. (right) Associated transverse rms beam envelope and normalized emittance evolution.

Blowout 状态下，束团展为理想的椭球形，但是也会产生很大的能散。考虑使用雪茄状束团 (cigar beam) 代替 ($L_z \gg R$)，在一些情况下，雪茄状束团峰值电流亮度

方面会有优势。雪茄状束团和 blowout 状态的束团按其峰值电流比，可以写为

$$\frac{I_c}{I_b} = \frac{4}{9} \left[\frac{2}{\gamma'R} \right]^{1/2} \simeq \frac{0.63}{(\gamma'R)^{1/2}}$$

在足够大的梯度场和束团尺寸下，blowout 状态束团的初始电流更大，但在小场和束团尺寸下，雪茄场的峰值电流更大。为了说明雪茄形束团的优势，讨论低电荷和极低发射度的雪茄形束团，使用上述相同参数，束长为 2 ps，横向硬半径边界为 $20\mu\text{m}$ 。通过 GPT 得到光阴极后 2.2m 处，峰值电流 $I = 1.3\text{ A}$ ，发射度 $\epsilon_n = 5\text{ nm} - \text{mrad}$ ，束团亮度相对于已具有相似参数的 UED 装置提升了 50 倍。

发射度补偿：发射度补偿的优化一直是人们感兴趣的课题。结合计算机领域的发展，采用遗传优化算法，对峰值电流和发射度之间进行平衡，优化电子枪后的漂移长度。 $E_0 = 120\text{ MV/m}$ ，束团长度为 10 ps。电荷量从 1 nC 变为 0.2 nC。优化后的峰值电流降低了 5 倍，但是发射度降低了一个数量级。优化后最显著的变化是将加速腔的位置从 $z = 1.5\text{ m}$ 变为 $z = 2.2\text{ m}$ 。这是因为电荷量减小，束团从介于 blowout 和雪茄束极限的情况变为准雪茄束的情况。

将 LCLS 的 S 波段扩展到 C 波段射频频率，选择 $E = 240\text{ MV/m}$ 作为工作场强（与低温下 S 波段的场强相同）。这种情况下，需要将聚焦场扩展到原来的 2 倍，束团尺寸和电荷量也需要按照射频缩放，同时发射度也按照射频缩放。在使用与 1.6-cell S 波段内部形状相同但缩放在 C 波段的射频枪中使用 100 pC 束团，加速段位于 $z = 1.1\text{ m}$ 处。峰值电流为 20 A 的情况下发射度为 55 nm-rad。与上述优化加速位置的方案相比，C 波段方案的亮度提升了 4 倍。在这篇论文以下的讨论，将准雪茄束方案和低电荷情况拓展到 S 波段 1.45-cell 超高亮度束团。参数表如下，在高斯分布 1σ 处刮去束团。

Name	Value	Unit
Sband	1.45-cell	
峰值电场	250	MV/m
电荷量	200	pC
束团长度	10	ps
束团横向尺寸	82(rms)	μm
热发射度	43	nm-rad

- 传输、压缩和加速过程的目的是在保证发射度的条件下提升电流从而增加亮度。集体效应 (collective effects) 是通过压缩提升亮度过程中面临的最大挑战。在电子注入器出口处和 FEL 的波荡器中，纵向空间电荷 (longitudinal space charge, LSC)

不稳定性和相干同步辐射 (coherent synchrotron radiation, CSR) 这两个效应是限制亮度的主要因素。通过激光加热 (laser heating) 将束团中的局部能量提升到几个 keV 的量级可以有效的减轻 LSC 和 CSR 效应的影响。当压缩 100 pC 束团的纵向相空间时, 激光加热无法抑制宏观 CSR 导致的能散增加, 所以这对于超高亮度光源的开发仍是一个挑战。不仅是因为能散的增加, 还有色散导致的发射度增加。虽然已有的色散管理改善了 CSR 效应, 但所采用的两级压缩方案的发射度在 1 kA 附近出现了巨大的增长。在满足能散以达到所需的电流限制的同时, 也要避免 CSR 引起的发射度增长。由此, 提出了一种避免压缩整个束团的方案, 是一种采用 ESASE (enhanced SASE) 的概念, 通过基于逆自由电子激光 (inverse FEL) 的微束团聚束, 诱导产生 μm 尺度的微束团。这种方案产生了如下图 Fig. 9 所示的峰值电流曲线 (接近 10 kA 的纵向电流曲线), 同时能散约为 1.3 MeV, 低于原先与 LCLS 的波荡器所需实现 FEL 增益所需的能散。

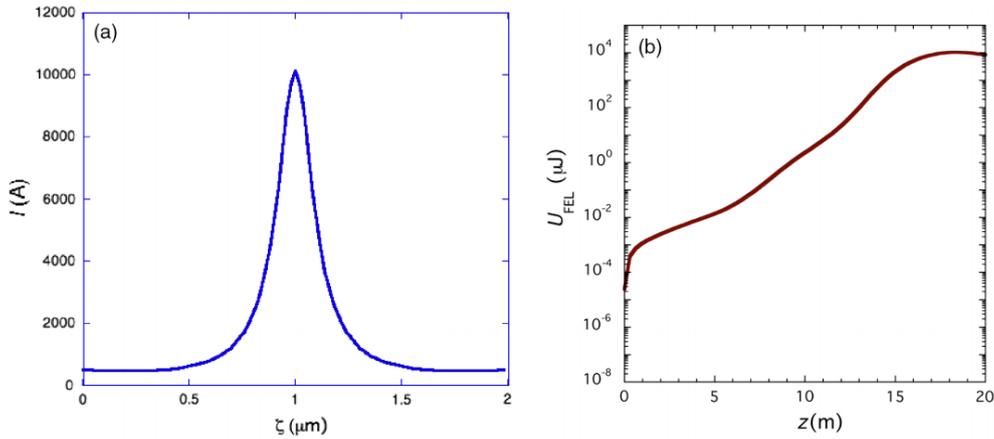


FIG. 9. (a) Current profile after microbunching section in ESASE scheme for LCLS parameters. (b) FEL energy for full beam having microbunch current as in (a), with central wavelength 1.41 \AA (8.8 keV photons).

由于亮度的明显提高, 可以看到低温高场电子注入器产生的束团极大增强了相关效率。同时由于 ESASE 的方案很好地保留了低发射度, 同时提供探索 XFEL 的短波长前沿应用。在获得短波长的过程中, 保持低发射度是关键, 要求发射度 $\epsilon_n \leq \lambda_r \gamma / 4\pi$ 。这对于即将运行的 42 keV 的 MaRIE 来说有很大的余量。这样的束团亮度为紧凑型 X 射线 FEL 提供了增益。

低温下的光阴极发射: 低温对光阴极的发射以及超冷电子束发射有重要作用。在金属阴极中, 可以通过调整激光能量, 使其刚好高于阴极的功函数来调节平均横向动能 (mean transverse energy, MTE)。当温度在 300 K 时, 光子能量接近金属阴极的功函数时, 发射温度 $k_b T_c$ 约等于 26 meV, 远小于光子能量远大于功函数时的 100 meV-1 eV; 当工作温度在 30 K 时, 发射温度将会更低, 数据如图 Fig. 11 给出。虽然提升了发射度, 但是光子能量接近于金属阴极功函数时, 阴极的量子

子效率 (quantum efficiency, QE) 将会减小。

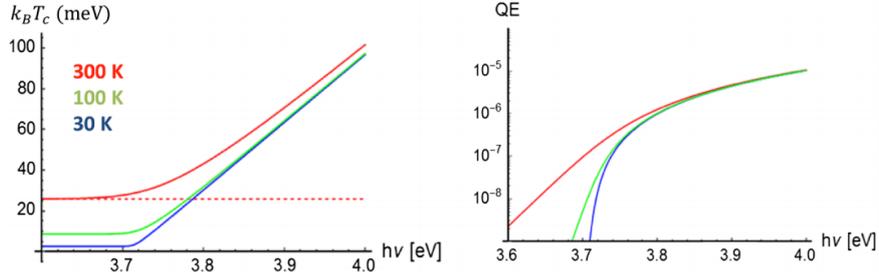


FIG. 11. Photoemission temperature $k_B T_c$ (left) and quantum efficiency (QE) (right) as a function of photon energy, for atomically clean Cu [55] according to the relations given in [57,58], using an applied field of 250 MV/m. The scale of the quantum efficiency curve is such that at zero field, 270 nm photons produce a quantum efficiency of 10^{-5} , near what was attained in [90]. The energy at 300 K is shown by the dotted red line.

在低温、高梯度场环境下，要实现更低发射温度，首先要减小肖特基效应 (会导致功函数的降低) 的影响，其功函数改变量有 $\Delta\phi_{\text{eff}} [\text{eV}] = 0.038\sqrt{eE_t[\text{MV/m}]}$ ，其中， E_t 代表总的纵向电场 (包括空间电荷效应)。在这篇论文中，肖特基效应导致的 $\Delta\phi_{\text{eff}}$ 较大，约为 0.59 eV，可以通过增加激光波长来解决。除此之外，还要考虑阴极中激光加热导致接近金属的损伤阈值，这对于超短脉冲非常重要，而且还要考虑多光子发射的情况。这两个效应将会使得 MTE 限制在 100 meV 以上。由于使用傅立叶变换极限为 8 fs 的脉冲，带宽为 300 nm，通过展宽将脉冲变为 2 ps，此时的光子能量和发射时间具有线性相关性，这种性质可以用来补偿空间电荷导致的肖特基效应。

射频腔的表面电阻和品质因数：在低温和 MHz 频率下，金属的电导率需要使用反常趋肤效应 (anomalous skin effect, ASE) 来预测。在不同频率下，铜的反常趋肤效应阻抗对比如下图 Fig. 12 给出。

在低温和高温下，电子的平均自由程增加，并且随着温度降低趋肤深度将会与平均自由程趋近相等。欧姆定律要求电场不随平均自由程变化，但在足够低的温度下这个假设不成立。此时通过对反常趋肤效应，在低温下的表面阻抗可以写为

$$Z_s(\omega) = Z_0 \left[\frac{\sqrt{3}\nu_f}{16\pi c} \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} (1 - \sqrt{3}i)$$

其中， ω 为频率； ω_p 为等离子体频率； ν_f 为碰撞频率。可以看到，表面阻抗和 $\omega^{2/3}$ 成正比。使用如下表参数对射频腔的耦合系统进行分析。

通过使用 0.85, 0.9, 0.95, 1.0 μs 射频脉冲长度分析，当射频脉冲长度为 0.9 μs 时， $\beta = 9$ 时可以容易达到 250 MV/m 的场强。使用这个参数设计时，在 120 Hz 操作

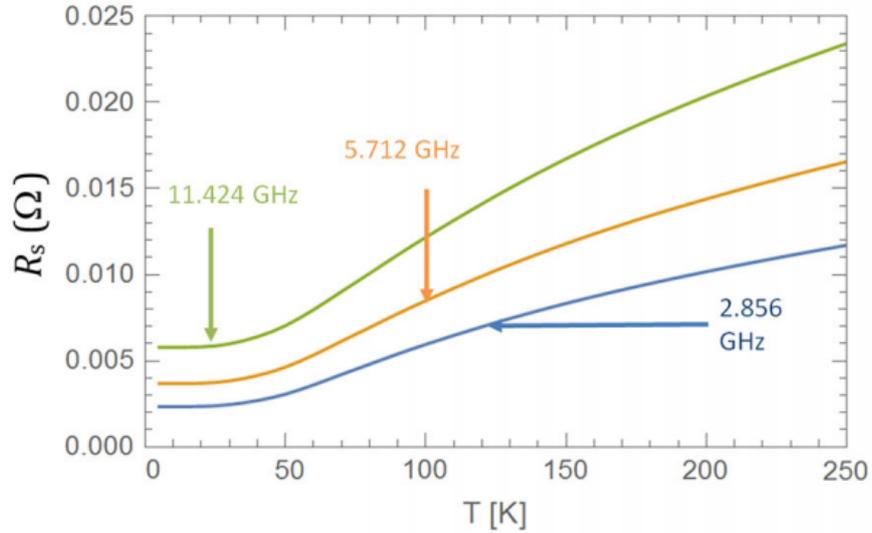


FIG. 12. Comparison of the anomalous skin effect surface resistance in $RRR = 400$ Cu at 2.856, 5.712, and 11.424 GHz.

TABLE II. Parameters of rf gun and feed system for study in Fig. 19. The last two entries assume $\beta = 9$ and $\tau = 0.9 \mu\text{sec}$.

Internal quality factor Q_0 (300 °K)	13 483
Internal quality factor Q_0 (27 °K)	62 425
Input power	50 MW
Normalized shunt impedance R/Q	136 Ω
Peak field at end of rf fill	250 MV/m
Fill time ($\beta_c = 9$)	0.9 μsec
Energy dissipated/pulse ($\tau = 0.9 \mu\text{s}$)	3.04 (365 W at 120 Hz)

的低温温度负荷为 365 W。

更高场和更高频率射频系统的前景：使用高场显而易见的好处是极大的降低了发射度从而提升了亮度。先前通过增加射频腔的频率来实现高场，现在则通过低温来提升射频腔的电场。但是，高场带来的射频脉冲长度增加将会导致暗电流 (dark current) 的增加从而影响品质因数，这可以通过在铜阴极表面镀其它材料缓解，或通过在电子枪外只留下几 ns 的束线解决。

7 简单的电光技术产生时域上的平顶波形 [Opt. Comm. 284]

Simple electro-optic technique to generate temporally flat-top laser pulses

7.1 基本信息

- 分类: 激光脉冲整形
- 作者: A.K. Sharma, R.K. Patidar, M. Raghuramaiah, P.A. Naik, and P.D. Gupta (主要机构: Raja Ramanna Centre for Advanced Technology, 印度)
- 类型: 实验
- 链接: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.05.061>

7.2 摘要

这篇论文展示了使用电光调制器 — 或称普克尔盒 (Pockels cell) — 产生时域上平顶 (flat-top) 激光脉冲的方法。这种方法包括将输入激光脉冲分为两个具有相同强度的脉冲, 再改变时间上的延迟来产生平顶的激光脉冲。同样也可以通过改变两个脉冲的相对强度、延迟和相位产生其它形状的波形分布。这篇论文演示时域上 9 ns 的平顶激光脉冲通过 7 ns 脉宽的激光脉冲产生, 方法是利用闪光灯泵浦高亮度 Q 开关 Nd: 玻璃激光振荡器 (flash lamp pumped Q-switched Nd:glass laser oscillator)。激光脉冲的上升沿和下降沿由电光转换速度 (即普克尔盒) 决定, 这篇论文中转换速度极限为 2 ns。

7.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文介绍了一种在 ns 时间上产生平顶激光脉冲的简单方式, 同时也可以改变脉冲的上升和下降沿改变脉冲的形状形成类似三角形的时域脉冲形状。
- 贡献: 首先, 由一线性偏振的激光脉冲经过 Pockels cell, 假设入射激光脉冲的强度为 $I(t)$, 在分光器的出口处两个脉冲的强度分别为 $I_1(t)$ 和 $I_2(t)$, 其中

$$I_1(t) = I(t)T(t)$$

$$I_2(t) = I(t)[1 - T(t)]T(t) = T_0 \sin^2 \left(\frac{\pi V(t)}{2 V_{\lambda/2}} \right)$$

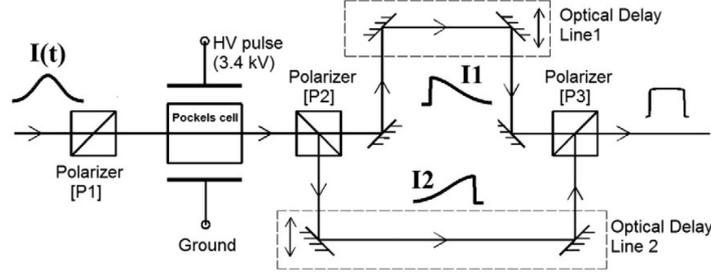


Fig. 1. Schematic of an electro-optic temporal pulse splitter and passive pulse stacker. An additional polarizer (not shown) oriented at 45° with respect to either polarization, is kept at the output to achieve uniform polarization of the shaped pulse.

其中， T_0 是装置的无源传输函数 (passive transmission)， $V(t)$ 是施加在装置上的时变电压， $V_{\lambda/2}$ 是相对于 $V(t)$ 的半波电压。实验装置如下图 Fig. 1 所示。

通过时间延时装置，将两个脉冲之间延时改为 τ ，脉冲之间的强度比值定义为 k ——可以通过加入偏振片等方式改变，由此可以得到整形后激光脉冲的时域轮廓为

$$I_{\text{shaped}}(t) = I_1(t - \tau/2) + kI_2(t + \tau/2) + p\sqrt{kI_1(t - \tau/2)I_2(t + \tau/2)} \cos\{\Delta\varphi(t)\}$$

其中， $\Delta\varphi(t)$ 为两个脉冲的相位差。由于两脉冲为正交极化，所以不存在干涉现象。输入高斯激光脉冲的脉宽为 7 ns (半高全宽)，改变两个脉冲的时间延迟得到叠加后的波形如下图 Fig. 2 所示，其中，b、c、d 的时间延迟分别为 2.8 ns、6.3 ns 和 8.4 ns。

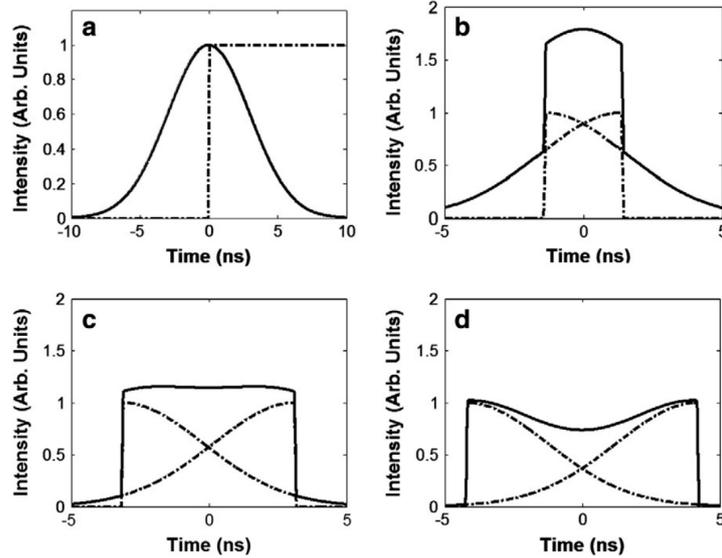


Fig. 2. a) Input Gaussian pulse with FWHM pulse width (t_p) of 7 ns (solid line) and switching half wave step voltage (dash-dot line). The shaped laser pulses for different temporal delays (τ) between the two equal halves of the input pulse: b) $\tau = 2.8$ ns ($0.4 t_p$); c) $\tau = 6.3$ ns ($0.9 t_p$); and d) $\tau = 8.4$ ns ($1.2 t_p$). The two halves of the input pulse are also depicted by dash-dotted lines in Fig. 2b, c and d.

平顶波的上升和下降时间将由施加高压阶跃脉冲的上升时间和 Pockels cell 的响应时间决定。改变装置类型将正交极化的两个脉冲改为相同极化方向，脉冲的相对

相位会对波形产生影响，脉冲的叠加结果如下图 Fig. 5 给出。

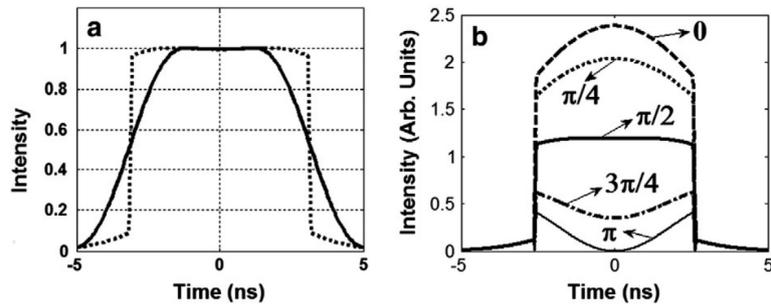


Fig. 5. a) High voltage step pulse with rise of 100 ps (dotted line) and 3 ns (solid line); b) The shaped output pulses corresponding to a phase of $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ and π between two equal halves of the pulses with identical polarization, at a temporal delay of 6.3 ns.

使用快速响应的光电二极管和 1 GHz 的示波器，最终得到激光脉冲的轮廓如图 Fig. 6 所示。

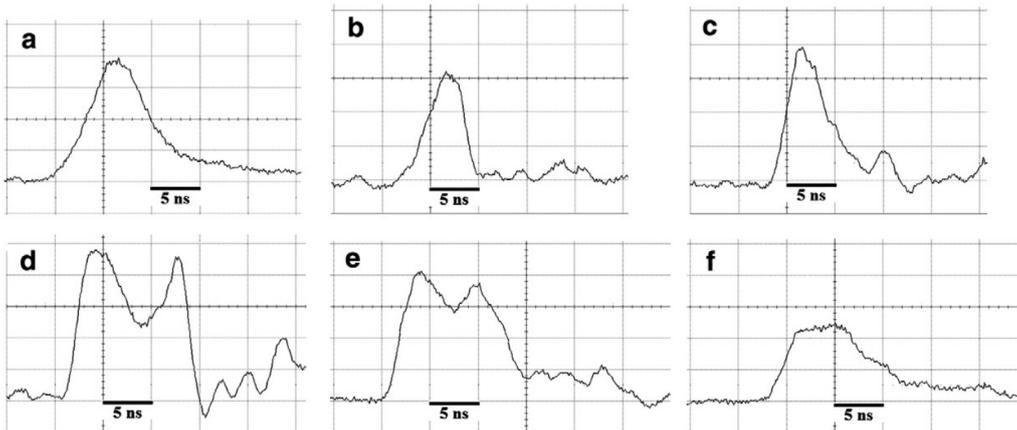


Fig. 6. Experimentally recorded laser pulse shapes: a) input pulse of ~ 7 ns duration; b) and c) depict two halves of the input pulse after electro-optic pulse splitter; d), e), and f) depict the temporal profiles of the stacked laser pulse for temporal delays of 9 ns, 8 ns and 6 ns, respectively.

8 空间电荷效应对飞秒电子束团的相干渡越辐射光谱的影响 [NIMB 402]

Influence of space charge effect in femtosecond electron bunch on coherent transition radiation spectrum

8.1 基本信息

- 分类: 束流动力学
- 作者: M. Shevelev, A. Aryshev, Y. Honda, N. Terunuma, and J. Urakawa (主要机构: KEK)
- 类型: 模拟和实验
- 链接: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.074>

8.2 摘要

这篇论文通过数值模拟和实验测量证明了空间电荷力 (space charge force) 在相干渡越辐射 (coherent transition radiation, CTR) 中对飞秒电子束的影响。为了估计并优化从 KEK LUCS RF 枪中产生的短电子束团的尺寸, 使用 ASTRA 软件进行分析。结果表明修改飞秒 UV 激光脉冲的横向轮廓可以减小空间电荷力的影响。仿真结果通过实验结果很好的验证。

8.3 贡献或创新点

- 创新点: 通过数值仿真和实验验证激光脉冲尺寸对空间电荷力的影响, 并分析空间电荷力对 CTR 的影响。
- 贡献:
 - **数值模拟:** 首先, 这篇论文使用 ASTRA 软件对 KEK LUCX 装置进行仿真, 装置使用 266 nm 激光, 出口处的电子束团能量为 10 MeV。具体的仿真参数如表一所示。

通过仿真得到的结论: 在电荷量增加的情况下, 导致电子束团横向尺寸和纵向长度大幅度增加。为减小这种影响, 修改电子束团的初始分布 (做最简单的

Table 1

Parameters of LUCX RF gun and solenoid magnet used for ASTRA simulation.

Parameter	Value range
Electric field strength on the cathode, E_z	80 MV/m
Maximum magnetic field in solenoid, B_z	0.2 – 0.24 T
RF gun phase	30 deg
Bunch charge, Q	0 – 200 pC
UV laser spot size on the cathode, $\sigma_x^L \times \sigma_y^L$	from $350 \times 350 \mu\text{m}^2$
UV laser pulse duration, σ_z^L	40 – 200 fs

假设，即电子束团的初始分布等于激光脉冲的分布)，当激光脉冲长度增加到 200 fs 时，并不会显著增加束团长度，具体的仿真结果如下图 Fig. 3 所示。如预期，电子束团纵向长度随初始激光横向尺寸的减小而增加。通过修改激光脉冲的横向轮廓能够有效抑制空间电荷力，从而保证电子束团长度。

- **实验部分：**为了确认数值模拟的正确性，在 KEK 的 LUCX 装置上采用相干渡越辐射 CTR(coherent transition radiation) 对上述结论进行验证。实验采用干涉仪接收 CTR，并用零偏肖特基二极管 (zero bias Schottky diode) 来测量辐射功率。为了精准得到打在光阴极上的束团尺寸，采用虚拟阴极的方式对打在光阴极上的束团横向尺寸进行测量，最终得到束斑尺寸最小和最大在 12 mm 和 13.5 mm 处，分别为 $345 \times 420 \mu\text{m}$ 和 $730 \times 760 \mu\text{m}$ 。相干渡越辐射的功率可以由如下表示

$$\frac{d^2 W_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} = [N + N(N-1)F(\mathbf{k})] \frac{d^2 W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega}$$

其中， k 为波矢， N 为电子个数， $\frac{d^2 W_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega}$ 是单个电子的光谱分布。对于三维的高斯束团分布，形状因子可以表示为

$$F(\mathbf{k}) = F(\lambda, \theta, \eta, \phi) = \exp \left[-\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \left((\sigma_x^E)^2 \times \left(\frac{\tan \theta}{\beta} - \cos \phi (\cos \eta \tan \theta + \sin \eta) \right)^2 + (\sigma_y^E)^2 \sin^2 \phi \cos^2(\eta - \theta) + \frac{(\sigma_z^E)^2}{\beta^2} \right) \right]$$

其中， λ 为波长， θ 为入射角， η 为观测角， ϕ 为方位角。CTR 的光谱由束团的横向和纵向尺寸决定，也是电荷量的隐函数。实验数据拟合得到 CTR 功率与电荷量的函数为 $y = a + bx^c$ ，在这个实验中 c 小于 1，表明 CTR 的光谱由形状因子主导。分别对激光尺寸最大和最小的情况进行对比，得到实验数据和数值仿真数据并进行拟合，结果如图 Fig. 6，图 Fig. 7 所示。

- **实验部分：**

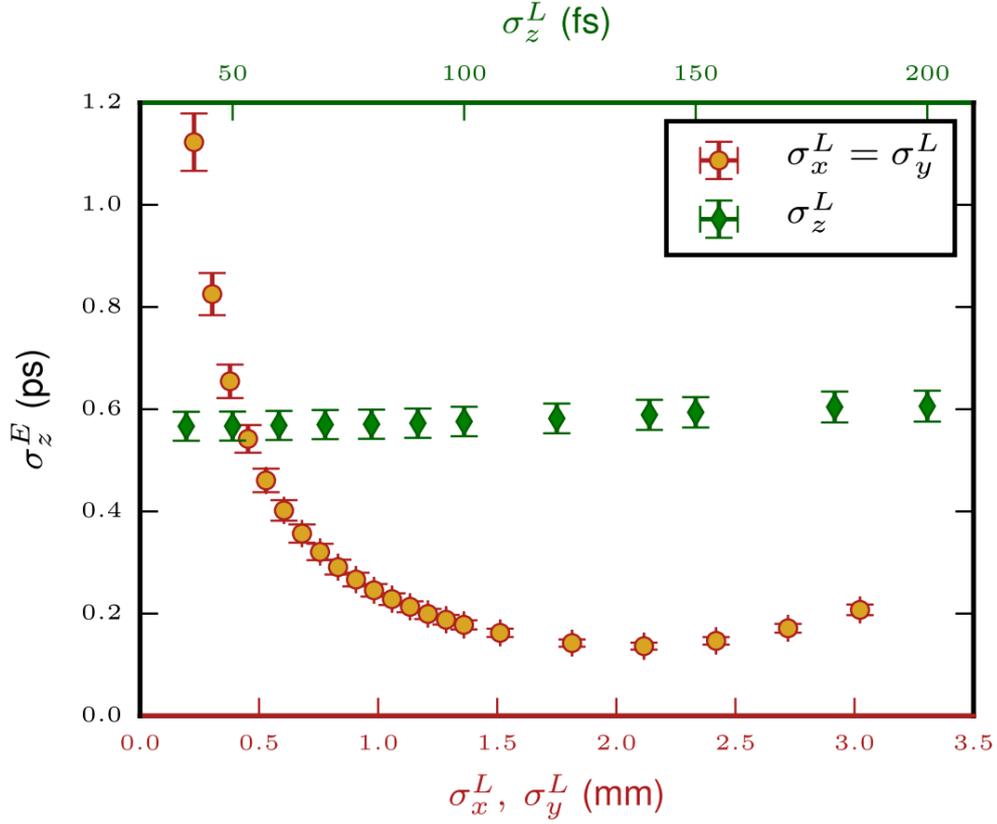


Fig. 3. Longitudinal bunch size as a function of a laser spot size on the cathode (circle) and a laser pulse duration (diamond) simulated with ASTRA for a case of the LUCX beam line. Simulation parameters are $Q = 25$ pC, $B_z = 0.233$ T, $E_z = 80$ MV/m, RF gun phase = 30 deg., $z = 1.31$ m, $\sigma_z^L = 100$ fs for case of the dependence on a laser spot size on the cathode and $\sigma_x^L = \sigma_y^L = 0.45$ mm for the dependence on a laser pulse duration.

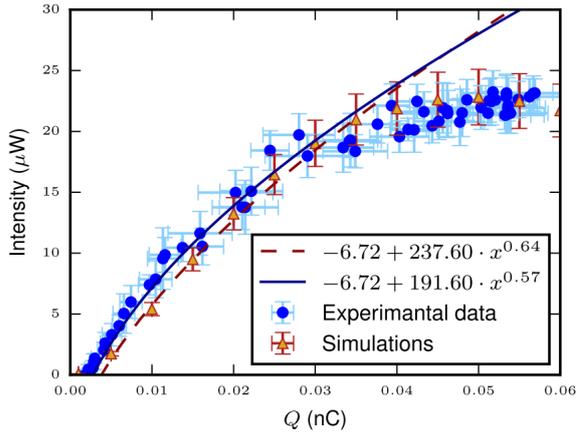


Fig. 6. Dependence of CTR power on a bunch charge for the UV telescope lens relative position 12 mm. The blue circles and red triangles correspond respectively to measured data and simulation results. Similarly, the blue solid and red dashed curves correspond to the fit of the experimental and simulation data. Simulation parameters are $B_z = 0.2335$ T, $\sigma_z^L = 100$ fs, $\sigma_x^L = 344.91$ μ m, $\sigma_y^L = 420.50$ μ m, $E_z = 80$ MV/m, RF gun phase = 30 deg., $z = 1.31$ m. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

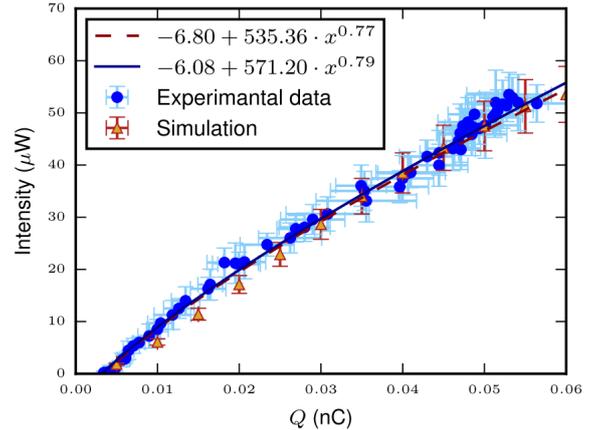


Fig. 7. Dependence of CTR power on a bunch charge for the UV telescope lens relative position 13.5 mm. The blue circles and red triangles correspond respectively to measured data and simulation results. Similarly, the blue solid and red dashed curves correspond to the fit of the experimental and simulation data. Simulation parameters are $B_z = 0.228$ T, $\sigma_z^L = 100$ fs, $\sigma_x^L = 727.42$ μ m, $\sigma_y^L = 757.21$ μ m, $E_z = 80$ MV/m, RF gun phase = 30 deg., $z = 1.31$ m. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

- * 调整激光的轮廓可以有效降低电子枪产生的空间电荷力，初始束团分布对 CTR 有很大影响。
- * 数值模拟和实验拟合结果相近并表明对于产生 CTR 要精准的控制电荷量。

9 用于光阴极射频电子枪的紫外脉冲整形 [NIMA 637] UV pulse shaping for the photocathode RF gun

9.1 基本信息

- 分类: 激光整形
- 作者: Lixin Yan, Qiang Du, Yingchao Du, Jianfei Hua, Wenhui Huang, Chuanxiang Tang (主要机构: 清华大学)
- 类型: 仿真和实验
- 链接: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.038>

9.2 摘要

近期, 操控驱动激光在通过光阴极产生高亮度电子束团的过程中扮演重要角色。这篇论文讨论光阴极驱动激光的时域整形。通过双折射晶体 (birefringent crystal) 对脉冲进行堆叠来对紫外激光脉冲进行整形。利用四片 α -BBO 晶体可以让合适长度的紫外脉冲变为 16 个子脉冲从而产生适用于相干 THz 辐射的皮秒电子脉冲串。整形过程仔细考虑了群延迟色散 (group delay dispersion), 为了避免长距离传输的脉冲衰减, 使用中继 (relay) 成像¹对整形后脉冲进行传输。

9.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文利用四片 α -BBO 晶体可以让合适长度的紫外脉冲变为 16 个子脉冲从而产生适用于相干 THz 辐射的皮秒电子脉冲串。
- 贡献: 为了产生时域上的平顶波形分布, 近年发展了许多超短脉冲的整形方法, 例如: 频域整形器, 如基于液晶 (liquid crystal)、声光晶体 (acousto-optical crystals) 等。但是, 这些方法多用于红外光且低辐射脉冲能量情况。

这篇论文介绍了通过 α -BBO 双折射晶体对紫外光的整形。这种晶体具有 190 到 3500 nm 的透光范围, 可以通过切割使得其非寻常光轴 (extraordinary axis) 可以位

¹成像中继技术 (imaging relay technique) 为将成像信号从一端传递或转接到另一端的光学元件或系统。在激光物理和光学领域, 通常指成像光路中用于改变光束尺寸或校正像差的透镜组件。

于表面并垂直于入射光脉冲。这种晶体对寻常光 (n_0) 和非寻常光 (n_e) 的 Sellmeier 方程可写为

$$n_0(\lambda) = \sqrt{2.7471 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2}$$

$$n_e(\lambda) = \sqrt{2.3174 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2}$$

其中, λ 为波长。两种光的延迟距离可写为 $l = ct/(n_0 - n_e)$, 对 266 nm 脉冲使用厚度约为 2 mm 的双折射晶体可以使得延迟为 1 ps。通过使用相对于非寻常轴 45° 极化的光脉冲, 可以得到两个延迟为 1 ps 的脉冲。采用四片分别为 16、8、4、2 mm 厚度的晶体可以产生 16 个距离为 1 ps 的脉冲。如果初始脉冲的间距为 0.5 ps, 则堆叠后的脉冲如下图所示

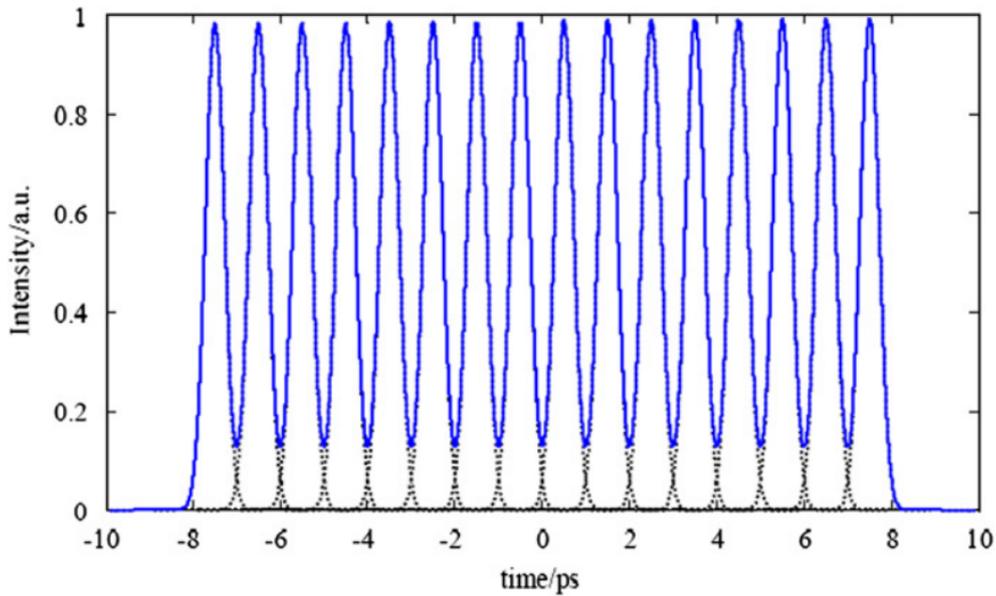


Fig. 4. THz-rep-rate pulse train formation with 0.5 ps initial pulse by (16, 8, 4, 2) mm crystal serials.

由于脉冲作为寻常光和非寻常光走过的光程不一样, 计算 16 种情况下脉冲引入的色散结果如下表 Table 1 给出

为了在传输 20 m 的过程中, 减小辐射场在光路上的衍射和能量衰减, 采用了成像中继 (imaging relay) 技术, 使用 10 块透镜进行传输。光阴极上的束斑大小可以通过改变光圈直径 (iris diameter) 控制。

Table 1Parameters of sub-pulses through α -BBO crystals.

Sub-pulse index	GDD (10^4 fs^2)	Broadening (%)
oooo	1.62	1.60
oooe	1.58	1.53
ooeo	1.54	1.45
oeee	1.51	1.39
oeoo	1.47	1.32
oeoe	1.43	1.25
oeeo	1.39	1.19
oeee	1.36	1.13
eo oo	1.32	1.06
eo oe	1.28	1.01
eo eo	1.24	0.95
eo ee	1.21	0.89
ee oo	1.17	0.84
ee oe	1.13	0.78
ee eo	1.09	0.73
ee ee	1.06	0.68

10 针对未来光源的阴极的研发 [NIMA 622] Cathode R & D for future light sources

10.1 基本信息

- 分类: 阴极
- 作者: D.H. Dowell, I. Bazarov, B. Dunham, K. Harkay, C. Hernandez-Garcia, R. Legg, H. Padmore, T. Rao, J. Smedley, and W. Wan (主要机构: SLAC)
- 类型: 综述
- 链接: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.104>

10.2 摘要

这篇论文回顾、综述了应用于粒子加速器的阴极需求以及发展现状, 并为进一步阴极发展给出了可能的计划。作为电子源, 加速器的阴极需要有长工作寿命并产生低发射度的电子束团。

这篇论文考虑热发射 (thermal emission) 和光电发射 (photoemission) 两种发射方式, 并细分为金属阴极和半导体阴极 (这里暂时不考虑场致发射阴极), 推导了热发射公式, 对比并给出了不同阴极材料的公式。到目前为止, 还没有阴极可以完全满足未来光源的所有需求, 所以这篇论文提出了具有三部分的发展计划来发展未来光源的阴极。

10.3 贡献和创新点

- 创新点: 对电子源阴极的未来发展研究方向做了总结, 综述了现有电子发射的物理模型并指出不足。
- 贡献: 包含以下几点
 - **驱动激光和阴极需求:** 注入器和激光系统可以根据工作范围分为三类: $< 1 \mu\text{A}$ 、 $1 \mu\text{A} \sim 1 \text{mA}$ 、 $> 1 \text{mA}$ 。为了得到高峰值电流, 需要激光系统和阴极系统的共同发展。对光阴极来说, 驱动激光的波长越短越好, 但是相较于常用的红外激光, 紫外激光的整形会更加困难。用于红外激光的各种整形方式在紫外激光的效果可能不是很好。同时, 由于过高的激光能量密度会导致反射镜等光学元件的涂层损坏, 也会导致红外转换为紫外的倍频装置中双折射晶体的损

坏。目前，对于驱动激光的需求除了高能量之外，主要还有：亚皮秒 (sub-ps) 量级的稳定性，微米 (μm) 水平的位置稳定，标准的横向或纵向分布。

目前主要的困难是在短波长 (例如：紫外) 激光脉冲的时域整形以及三维整形。对于阴极，除了高量子效率 (quantum efficiency, QE) 和在电子枪中的工作环境要求外，还需要达到在低电荷量下的低暗电流 (dark current)。目前限制亮度的主要因素为光阴极的热发射度 (又称固有发射度)，主要由于阴极表面的量子效率的不均匀性，表面粗糙度 (surface roughness) 以及结晶度 (crystallinity) 决定。由多个因素决定的发射过程复杂难以建立物理模型，同时 LCLS 测得的热发射度比理论值大了 2 倍并且还不清楚导致此结果的具体原因。

– 在这篇论文中，将光阴极的发展计划分别三部分，分别为：

1. 研究阴极的生产和发射特性。
2. 对阴极的物理过程以及阴极附近电子动力学的建模。
3. 在枪或注入器系统中进行验证。

– **阴极技术：现况为**

1. 对半导体阴极，在之前多关注的是量子效率、可靠性、低暗电流、光谱响应、响应时间等特性，对于高亮度束团的发射分布和发射度没有进行优化。
2. 热阴极能较可靠地产生几千库仑的电荷量，同时使用直流高压来增加阴极产生束团的电荷量。
3. 金属阴极多用高梯度射频场产生束团，它产生的束团具有低发射度的优点并且金属阴极可以在大气中操作而不用在真空中。但是，金属阴极的量子效率较低，并且需要紫外激光照射。金属阴极多用于产生平均电流 1 mA 左右的束团。

– **材料科学以及阴极模型：主要分为**

1. 分析阴极结构。
2. 分析阴极化学组成。
3. 性能评估。

首先，可以通过扫描电镜 (scanning electron microscopy, SEM) 以及电子衍射来观测阴极的表面结构；可以通过 X 射线光电发射光谱 (X-ray photoemission spectroscopy, XPS) 等观测阴极生长过程和吸附污染物；使用电子发射显微镜 (photoemission electron microscopy, PEEM) 或角分辨光电子能谱 (angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES) 得到束团的角分布从而得到初

始相空间体积并得到热发射度。

目前求解固体表面电子结构主要使用密度泛函理论 (density functional theory, DFT)。DFT 可以计算金属晶格的功函数, 和实验的一致性在 10% 以内。模型给出了费米能级以下的最高能带, 在这个能带中, 激光能量决定了光发射部分。三步模型 (three-step model) 用来计算量子效率, 但是有误差, 例如: 阴极实际上是多晶结构 (计算看作单晶)。相同情况下, 铜阴极 $\langle 111 \rangle$ 型织构 (texture) 比 $\langle 110 \rangle$ 型织构的发射数量少 30 倍, 同时, 如果使用 P 偏振可以看到更多的误差。

- **热发射公式:** 束团的热发射度定义为单位束团尺寸内的归一化热发射度, 和发射位置无关, 单位 $\mu\text{m}/\text{mm}(\text{rms})$, 可写成

$$\frac{\epsilon_n}{\sigma_x} = \frac{\sqrt{\langle p_x^2 \rangle}}{mc}$$

其中, σ_x 和 p_x 为 rms 横向束团尺寸和动量。

热发射阴极电子分布: 热发射的电子分布由 Maxwell-Boltzman 分布给出, 有

$$\frac{\epsilon_{\text{th},n}}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{k_B T}{mc^2}}$$

金属阴极电子分布: 由光子能量和有效功函数 (effective work function) 给出。有效功函数包括肖特基效应导致的功函数下降, 可写成

$$\frac{\epsilon_{\text{pe},n}}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{\hbar\omega - \phi_{\text{eff}}}{3mc^2}}$$

对于半导体阴极, 必须区分立刻 (prompt emission) 发射和延迟发射 (delayed emission)。在立刻发射中, 发射度取决于真空中电子的过剩能量, 半导体中的过剩能量为

$$E_{\text{excess,semi}} = \hbar\omega - E_G - E_A.$$

其中, E_G 和 E_A 分别为带隙能量 (band gap energy) 和电子亲和势能 (electron affinity)。 $E_G + E_A$ 对应金属中的有效功函数, 因此, 半导体阴极的发射度可写为

$$\frac{\epsilon_{\text{semi},n}}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{\hbar\omega - E_G - E_A}{3mc^2}}$$

对于延迟发射, 利用与晶格环境温度对应的热电子发射发射度公式, 有

$$\frac{\epsilon_{\text{GaAs},n}}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{k_B T}{mc^2}}.$$

留意，上述公式只适用于低能光子，例如：对应于波长 880 nm 附近的激光脉冲。对于高能光子，需要以上两个公式混用，但是现在尚不清楚混合形式。所以在半导体中，为了保持一致，一般都使用利用光子能量计算的发射度公式。

— **阴极性能的描述**：对热阴极，固定电荷量的束团长度可写为

$$t_{\text{bunch}} = \frac{Q}{4\pi\sigma_x^2 J_{\text{thermal}}} = \frac{Q}{\pi R_c^2 J_{\text{thermal}}}$$

关于热阴极的更多参数，可参考如下 Table 1。

Table 1
Properties of the SCSS thermionic cathode.

Thermionic cathodes	Typical temperature, T (°K), $k_B T$ (eV)	Emission radius (mm)	Surface current density (A/cm ²)	Work function, ϕ_w (eV)	Thermal emittance (microns/mm(rms))
CeB ₆ Single crystal	1723 K, 0.15 eV	1.5	42	2.3	0.54

对金属阴极，常用于高梯度高频枪，虽然不能产生高峰值电流，但满足了低电荷下的高亮度需求。同时，金属阴极可以在高梯度场中正常工作数年。在金属阴极表面涂上 CsBr 可使得铜的量子效率提升 50 多倍，铌的量子效率提升 350 多倍，将大大简化常温阴极和低温电子枪的结构。同时，这样的阴极已经满足连续波模式射频腔的低电荷测试需求。详细信息如下表 Table 2 所示。

Table 2
Properties of metal photocathodes.

Metal cathodes	Wavelength & energy: λ_{opr} (nm), $h\nu$ (eV)	Quantum efficiency (electrons per photon)	Vacuum for 1000 h operation (Torr)	Work function, ϕ_w (eV)	Thermal emittance (microns/mm(rms))	
					Eq. (3)	Expt.
Bare metal						
Cu	250, 4.96	1.4×10^{-4}	10^{-9}	4.6 [34]	0.5	1.0 ± 0.1 [39] 1.2 ± 0.2 [40] 0.9 ± 0.05 [3] 0.4 ± 0.1 [41]
Mg	266, 4.66	6.4×10^{-4}	10^{-10}	3.6 [41]	0.8	?
Pb	250, 4.96	6.9×10^{-4}	10^{-9}	4.0 [34]	0.8	?
Nb	250, 4.96	$\sim 2 \times 10^{-5}$	10^{-10}	4.38 [34]	0.6	?
Coated metal						
CsBr:Cu	250, 4.96	7×10^{-3}	10^{-9}	~ 2.5	?	?
CsBr:Nb	250, 4.96	7×10^{-3}	10^{-9}	~ 2.5	?	?

The thermal emittances are computed using the listed photon and work function energies in Eq. (3) and expresses the thermal emittance as the normalized rms emittance in microns per rms laser size in mm. The known experimental emittances are given with references.

对半导体阴极，下表 Table 3 列出了已知的半导体阴极的特性。理想的半导体光阴极除了具备良好的量子效率和低的热发射度外，还需要有较低的热电子发射，金属的热功函数与光功函数相同，半导体的热功函数为： $(E_G + E_A)/2$ 。

特殊阴极设计：

1. 通过使用热发射和光电发射共同发射。
2. 通过在 K₂CsSb 加上间隙为 1 mm 的金刚石薄膜，在间隙中有几 kV 的高压，激光照射阴极产生一次电子，一次电子撞击金刚石产生二次电子，实验测得电子数增加了 40 倍。

Table 3
Properties of semiconductor cathodes.

Cathode type	Cathode	Typical wavelength & energy, λ_{opt} (nm), (eV)	Quantum efficiency (electrons per photon)	Vacuum for 1000 h (Torr)	Gap energy+ electron affinity, E_G+E_A (eV)	Thermal emittance (microns/mm(rms))	
						Eq. (7)	Expt.
PEA: mono-alkali	Cs ₂ Te	211, 5.88	0.1	10 ⁻⁹	3.5 [42]	1.2	0.5 ± 0.1 [35]
		264, 4.70	-	-	"	0.9	0.7 ± 0.1 [35]
		262, 4.73	-	-	"	0.9	1.2 ± 0.1 [43]
	Cs ₃ Sb	432, 2.87	0.15	?	1.6+0.45 [42]	0.7	?
		400, 3.10	0.07	?	1.1+1.6 [42]	0.5	?
		Na ₃ Sb	330, 3.76	0.02	?	1.1+2.44 [42]	0.4
PEA: multi-alkali	Li ₃ Sb	295, 4.20	0.0001	?	?	?	?
		Na ₂ KsB	330, 3.76	0.1	10 ⁻¹⁰	1+1 [42]	1.1
	(Cs)Na ₃ KsB	390, 3.18	0.2	10 ⁻¹⁰	1+0.55 [42]	1.5	?
		K ₂ CsSb	543, 2.28	0.1	10 ⁻¹⁰	1+1.1 [42]	0.4
	K ₂ CsSb(O)	543, 2.28	0.1	10 ⁻¹⁰	1+ < 1.1[42]	~0.4	?
		GaAs(Cs,F)	532, 2.33	0.1	?	1.4 ± 0.1[42]	0.8
NEA	GaN(Cs)	860, 1.44	0.1	?	?	0.2	0.22 ± 0.01[44]
		260, 4.77	0.1	?	1.96+?[44]	1.35	1.35 ± 0.1[45]
	GaAs(1-x)Px x ~ 0.45 (Cs,F)	532, 2.33	0.1	?	1.96+?[44]	0.49	0.44 ± 0.1[44]
		Ag-O-Cs	900, 1.38	0.01	?	0.7[42]	0.7

The thermal emittances are computed using the listed photon, gap and electron affinity energies in Eq. (7) and expresses the thermal emittance as the normalized rms emittance in microns per rms laser size in mm.

- 总结：基于电子加速器的光阴极研发主要有两个方面挑战：一、低重复频率下继续提升束团的峰值亮度；二、开发连续波模型、具有高重频电流和高平均功率的阴极。