

加速器束流动力学期刊论文导读 (2021 年 1 月)

受“京师物理”公众号启发，我们几个¹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) 旗下的其它期刊里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。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 (2021 年 1 月) 导读成员负责结果统计如下表

成员姓名	导读列表	联系方式
蔡承颖	[4]、[5]、[6]、[8]、[9]、[11] [12]、[13]、[14]、[15]、[16] [17]、[18]、[19]、[20]、[21] [22]	jcytsai@hust.edu.cn
秦伟伦	[??]	qinweilun1991@gmail.com
宋怡方	[1]、[2]、[3]、[10]、[7]	yifangsong@hust.edu.cn
雷健	[??]	aaron_lei@hust.edu.cn
范子钰	[??]	m202071684@hust.edu.cn
袁怡	[??]	verayy@hust.edu.cn

¹目前导读成员有蔡承颖 (华中科技大学)、秦伟伦 (Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY)、宋怡方 (华中科技大学, 博士研究生)、雷健 (华中科技大学, 博士研究生)、范子钰 (华中科技大学, 硕士研究生)、袁怡 (华中科技大学, 硕士研究生)。

目录

1	布许定理的量子力学表述 [PRA 102] Quantum mechanical formulation of the Busch theorem	4
2	通过相干渡越辐射实现单发强太赫兹脉冲电场的时空测量 [PRAB 23-10] Single-shot spatial-temporal electric field measurement of intense terahertz pulses from coherent transition radiation	6
3	基于太赫兹的亚飞秒相对论性电子束测量学 [PRAB 22-01] Terahertz-based subfemtosecond metrology of relativistic electron beams	9
4	短波长与长波长激光引致的电子发射: 等离激元光阴极设计 [JAP 124] Electron emission by long and short wavelength lasers: Essentials for the design of plasmonic photocathodes	12
5	利用投影法对束团横向二次矩的单发量测 [PRAB 24-01] Single-shot measurement of transverse second moments using the projection method	14
6	单发、非破坏性、飞秒分辨率的纵向亚皮秒电子束密度分布测量 [PRAB 24-02] Single shot, nondestructive monitor for longitudinal subpicosecond bunch profile measurements with femtosecond resolution	17
7	具有飞秒级分辨率的单发、非破坏性亚皮秒束团纵向轮廓测量 Single shot, nondestructive monitor for longitudinal subpicosecond bunch profile measurements with femtosecond resolution	22
8	利用魏格纳函数描述部分相干辐射场的传播 [PRAB 24-01] Propagation of partially coherent radiation using Wigner functions	24
9	太赫兹驱动分裂环谐振波荡器 [PRAB 24-01] THz-driven split ring resonator undulator	27
10	太赫兹驱动分裂环波荡器 [PRAB 24-01] THz-driven split ring resonator undulator	30
11	利用调制激光表征超低发射度电子束 [PRAB 24-01] Characterizing ultralow emittance electron beams using structured light fields	32
12	双模光阴极电子枪的模拟研究 [PRAB 24-02] Simulation study of first and second harmonic photocathode bimodal gun	35

13	微波可调波荡器的验证实验 [PRL 112] Experimental Demonstration of a Tunable Microwave Undulator	38
14	束内运动 [PRAB 24-01] Intrabunch motion	41
15	相对论电子束的辐射尾场与空间电荷力计算 [PRAB 24-02] Calculation of the wake due to radiation and space charge forces in relativistic beams	45
16	电子束注入等离子体加速器前引致的相干同步辐射发射度增长的抑制研究 [PRAB 24-02] Suppression of coherent synchrotron radiation induced emittance growth during electron-beam injection into plasma wakefields	47
17	魏格纳函数在辛映射下的转换 [arXiv 1998] How Wigner Functions Transform Under Symplectic Maps	51
18	适用于桌上型计算机的并行 Vlasov-Fokker-Planck 求解程序 [PRAB 20-03] Parallelized Vlasov-Fokker-Planck solver for desktop personal computers	53
19	利用跨越耦合共振实现电子增能环的发射度交换 [PRAB 23-02] Emittance exchange in electron booster synchrotron by coupling resonance crossing	56
20	非高斯电子能散对外种子自由电子激光效能的影响 [PRL 112] Impact of Non-Gaussian Electron Energy Heating upon the Performance of a Seeded Free-Electron Laser	60
21	高亮度微束团电子集体与束内散射动力学的半解析分析 [Phys. Plasmas 28] Semi-analytical analysis of high-brightness microbunched beam dynamics with collective and intrabeam scattering effects	64
22	利用较低功率的太赫兹激光引致电子密度调制以产生太赫兹波荡器辐射 [PRAB 22-06] Strong electron density modulation with a low-power THz source for generating THz superradiant undulator radiation	67

1 布许定理的量子力学表述 [PRA 102]

Quantum mechanical formulation of the Busch theorem

1.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: K. Floettmann (DESY), D. Karlovets (Tomsk State University)
- 类型: 理论
- 链接: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.102.043517>

1.2 摘要

由于正则角动量 (canonical angular momentum) 守恒, 在螺线管场中产生的带电粒子束在螺线管场外获得动能角动量 (kinetic angular momentum)。运动轨道角动量与阴极磁场强度和束流尺寸的关系称为布许定理 (Busch theorem)。本文建立了量子力学形式的布许定理, 并讨论了量子化涡旋束流 (quantized vortex beam) 的产生, 即带有量子化轨道角动量的束流。将阴极浸入螺线管场中是产生涡旋电子束有效且灵活的方法。此外, 通过将电荷剥离箔 (charge stripping foil) 浸入螺线管场中, 可以产生涡旋离子束。这两种技术都在加速器上用于产生非量子化涡旋束流。本文还以电子显微镜作为一个相关的示例, 详细讨论了从浸入式 (immersed) 阴极产生量子化涡旋束流的条件, 并指出了基于这种技术产生其他带电粒子涡旋束的可能性。

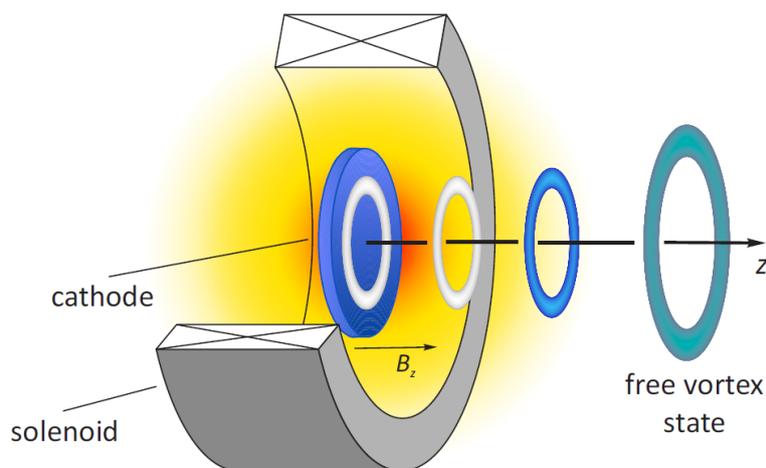


图 1: 浸入式光阴极示意图

1.3 贡献或创新点

- 创新点：通过布许定理得到浸入式光阴极产生的束流在离开螺线管场后的角动量 rp_θ 与光阴极上磁通量 Φ 的关系，进而将该角动量量子化得到量子化的布许定理的基础公式。
- 贡献：量子化涡旋束流在手性 (chiral) 或磁性结构的研究中有很好的应用，本文给出了通过浸入式光阴极或电荷剥离箔产生量子化角动量涡旋束流的理论公式，并详细讨论了产生量子化涡旋电子束和离子束方案的可行性。

1.4 公式

根据布许定理，浸没于螺线管场中的束流在离开磁场区后的角动量为：

$$rp_\theta = \frac{q\Phi}{2\pi} \quad (1)$$

将该角动量通过一个整数 ℓ 量子化，得到：

$$\tilde{L} = \ell\hbar = \frac{q}{2}B_{z,0}\langle r^2 \rangle = \frac{q\langle \Phi \rangle}{2\pi} \quad (2)$$

其中 $\langle \Phi \rangle$ 为平均磁通量，即：

$$\langle \Phi \rangle = \left\langle \oint \mathbf{A} d\mathbf{l} \right\rangle = \frac{4\pi}{|q|} \hbar \frac{\langle r^2 \rangle}{r_H^2} \quad (3)$$

其中 $\langle \dots \rangle$ 表示量子力学平均，而 $r_H^2 = 4\hbar/|q|B_{z,0}$ 。粒子的波函数由 Aharonov-Bohm 相位给出，即：

$$\Psi = \Psi \exp \left\{ i\theta \frac{q}{2\pi\hbar} \left\langle \oint \mathbf{A} d\mathbf{l} \right\rangle \right\} = \Psi e^{i\ell\theta} \quad (4)$$

2 通过相干渡越辐射实现单发强太赫兹脉冲电场的时空测量 [PRAB 23-10]

Single-shot spatial-temporal electric field measurement of intense terahertz pulses from coherent transition radiation

2.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: Qili Tian (THU), Yingchao Du (THU) *et al.*
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.102802>

2.2 摘要

相干渡越辐射 (coherent transition radiation, CTR) 是加速器科学技术中得到广泛应用的一种测量电子束的方法。高效、灵活且紧凑的 CTR 测量手段在自由电子激光、电子储存环和其他相关的科学研究中有着广泛的需求。在这篇文章中, 作者报告了使用对单发电光 (electro-optic, EO) 信号空间解码方法进行 CTR 电场时空测量的实验。测量了峰值场强约为 42 MV/m 的太赫兹脉冲的准半周期时间波形。结果表明, 横向中心的场分布是对称的, 焦平面附近的 CTR 太赫兹脉冲波前是畸变的。此外, 利用该方法还可以监测超短电子束的到达时间抖动, 精度达到数十飞秒 (fs)。这一方法同时提供了太赫兹场的时间波形和一维空间成像, 显示了它具有诊断单发超短电子束的潜力。

2.3 贡献或创新点

- 创新点: 常见的测量 CTR 的方法主要是干涉仪 (如: Martin-Puplett 和 Michelson 干涉仪) 和电光晶体采样法。前者测量自相关曲线 (autocorrelation curve) 而不是时域波形, 后者则需要通过多发 (multi-shot) 测量扫描电光晶体中的太赫兹脉冲, 使得这一方法受到 shot-to-shot 不稳定性的影响。本文展示了一种单发 (single-shot) 电光晶体测量方法 (见下图), 可以同时获得太赫兹频段 CTR 的时域波形和一维的空间分布。基于这一方法, 还可以得到产生 CTR 的电子束与探测激光之间的相对抖动, 精度可以达到飞秒 (fs) 量级。

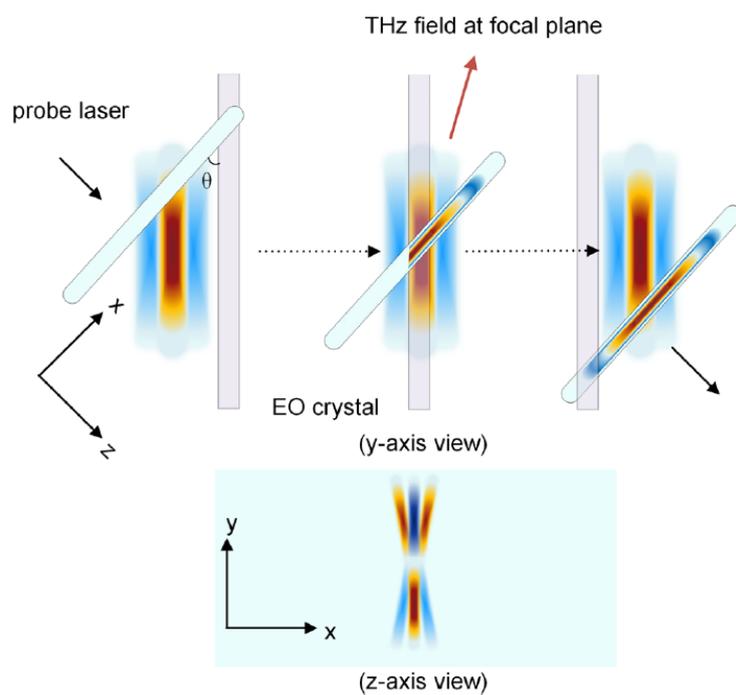


图 2: EO 空间解码方法的示意性描述。 y 轴视图显示测量过程中的三个瞬间。淡紫色对象代表 EO 晶体。彩色代表焦平面上的太赫兹电场分布。浅绿色表示穿过 EO 晶体的探测激光脉冲，其角度 θ 相对于太赫兹脉冲的传播方向。因此，探测激光的不同截面被太赫兹场以不同的到达时间调制在电光晶体中。 z 轴视图显示了探测激光调制后的横向空间轮廓。

- 贡献：给出了其单发电光信号空间解码方案的理论模型和实验方法。详细描述了实验方法。包括电光信号空间解码和时域映射关系矫正，并深入分析了实验结果(实验结果之一见下图)。在文章最后，作者还展示了该方法在电子束到达时间抖动测量方面的应用。

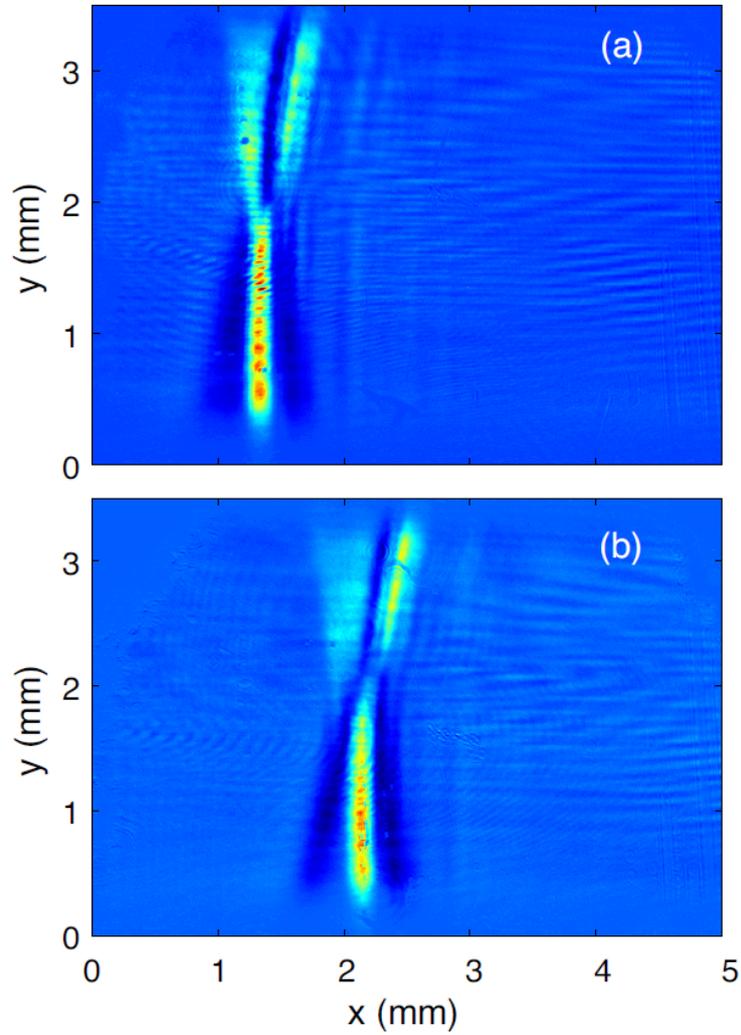


图 3: 太赫兹脉冲焦平面附近单发电光信号空间解码法的典型测量结果。(a) 太赫兹脉冲与探测激光的同步; (b) 太赫兹脉冲与探测激光之间的 2 ps 延迟。

3 基于太赫兹的亚飞秒相对论性电子束测量学 [PRAB 22-01] Terahertz-based subfemtosecond metrology of relativistic electron beams

3.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: R. K. Li, M. C. Hoffmann (SLAC) *et al.* (主要机构: SLAC)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.012803>

3.2 摘要

本文中, 作者展示了一种基于单周期太赫兹 (single-cycle THz) 场条纹法测量了单发相对论性电子束时域特性的方法。由金属狭缝组成的横向偏转结构实现了 THz 场和电子束有效耦合。同时, 该方法固有的条纹场-束流同步性以及高电场梯度的特性可以同时实现单飞秒量级的束团长度测量以及亚飞秒量级的到达时间抖动测量, 为超快电子衍射以及其它相关加速器科技带来了新的机遇。

3.3 贡献或创新点

- 创新点: 本工作主要针对相对论性的电子束 (约数个 MeV) 的时域测量, 此前的基于太赫兹技术的电子束测量集中在 keV 量级。MeV 量级的电子束由于更高的动量和接近光速导致的磁场力对于电场的抵消作用, 使得偏转更加困难, 给时域测量带来了挑战。本文是目前已知的几个使用 THz 场进行 MeV 量级电子束测量的工作之一。与其它工作不同的是, 如上海交通大学 [1] 和 UCLA [2], 该工作使用平行板波导 (parallel plate waveguide, PPWG) 结构产生非谐振的 THz 场, 该场在横向均匀分布并具有较大的束流接受度 (acceptance)。
- 贡献: 实现 MeV 量级 THz 条纹测量的几个实验之一, 为非谐振性 THz 场的束流时域测量提供了一种可行的方案, 该方案的扫描速度 ($7.4 \mu\text{rad}/\text{fs}$) 和其它方案在同一量级甚至更高, 但使用的激光脉冲能量相比谐振性 THz 方案也更高 (约 $20 \mu\text{J}$)。

3.4 实验原理与结果

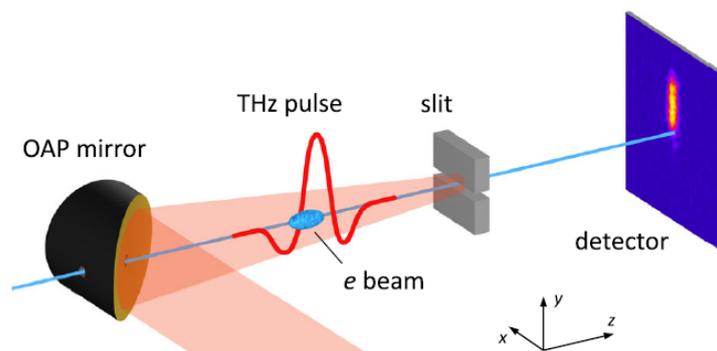


图 4: 实验方案示意图

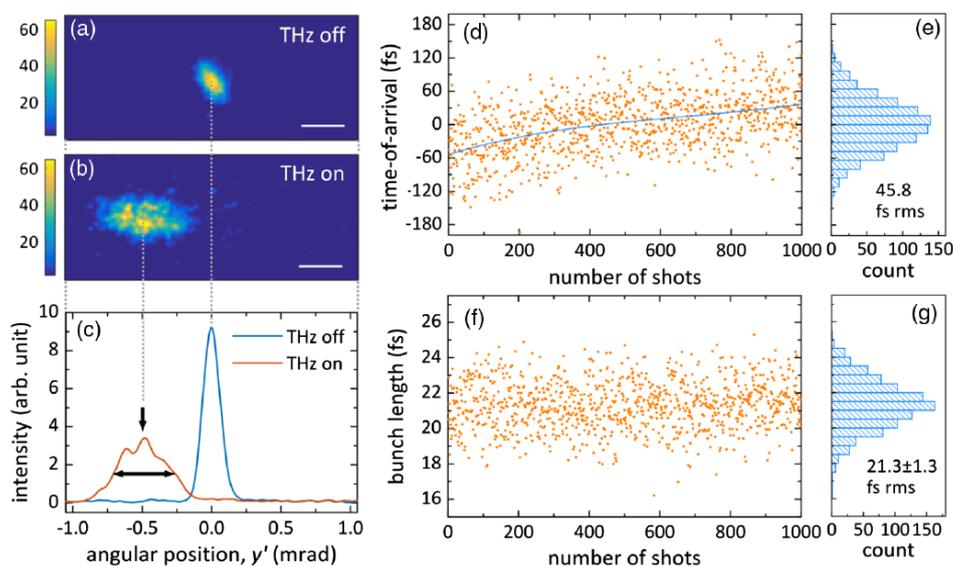


图 5: 由单次太赫兹条纹图像确定的与激光时间抖动和电子束束长相关的实验数据。(a)-(c) 展示了 THz 场开和关的情况下单发电子束纵向包络, 同时通过包络中心可以确定每个电子脉冲的相对到达时间, (a)-(c) 具有相同的水平轴。(d)-(e) 显示 1000 个电子枪的到达时间, 消除慢定时漂移后, 时间稳定度为 45.8 fs (rms)。(f)-(g) 显示反卷积后 1000 发电子束的束长为 21.3 ± 1.3 fs (rms)。

参考文献

- [1] L. Zhao, Z. Wang, C. Lu *et al.*, Terahertz streaking of few-femtosecond relativistic electron beams. *Physical Review X*, 2018.

- [2] X. L. Shen, E. C. Snively, J. Giner Navarro *et al.*, A THz driven split-ring resonator based ultrafast relativistic electron streak camera. *AIP advances*, 9(8):085209, 2019.

4 短波长与长波长激光引致的电子发射：等离激元光阴极设计 [JAP 124]

Electron emission by long and short wavelength lasers: Essentials for the design of plasmonic photocathodes

4.1 基本信息

- 分类：电子源
- 作者：Ebrahim Forati and Dan Sievenpiper (主要机构：Applied Materials Inc.)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5031882>

4.2 摘要

这篇论文研究在长波长 (红外光波段, infrared, IR) 照射下, 金属光阴极表面电子发射的理论模型。在这个情况下, 光子能量低于光阴极材料的功函数 (work function), 因此, 电子只能通过穿隧效应 (tunneling) 越过势垒 (potential barrier) 自表面发射。IR 波段可能发生光谐振效应 (optical resonance effect), 如等离激元谐振 (plasmonic resonance), 使光阴极表面²电场有一增强效应, 也在这篇论文中讨论。

4.3 贡献或创新点

- 贡献：一般装置产生自由电子源的方式有三, 在阴极附近可能涉及以下效应
 1. 热发射 (thermal emission), 一般需要 $T > 1000$ K 高温环境, \Rightarrow Richardson-Laue-Dushman 模型
 2. 场发射 (field emission), 通过外加直流电场改变势垒 \Rightarrow Fowler-Nordheim 模型
 3. 光发射 (photoemission), 通过光电效应 \Rightarrow Fowler-Dubridge 模型

这篇论文先回顾前两种情况各自的理论模型, 分别给出电流 (体) 密度公式 J_{RLD} [论文中 Eq. (7)] 与 J_{FN} [论文中 Eq. (8)]³。接着说明, 在这两种模型情况下, 前者

²此时的表面又称 meta-surface。

³其中给出一个初步估算, 即, 相比于第三种光阴极电子发射而言, 热发射电子的贡献大约只有 3.8% 左右。

假设无外加场，后者假设环境处于绝对零度。该论文介绍了同时结合这两种情况的一般理论，称 GTF (general thermal field theory)，在该论文的 Ref. [20] 有更详细的介绍。

关于第三种情况，即光电效应引致的电子发射，这篇论文先回顾了目前普遍使用、基于 Fowler-Dubridge 的三步模型 (three-step model)，其中，电子在材料内穿过表面发射的过程假设了电子能量高于功函数。这个假设对于短波长激光 (如，UV) 是合理的假设。但是，对于长波长 (如，IR) 而言，电子能量低于功函数，因此，发射过程涉及穿隧效应。作者基于短波长的三步模型中，计算电子穿透几率时修改积分下限，因此，多了一积分项 [论文的 Eq. (42)]。另外，这些模型都假设单光子吸收 (single-photon absorption)，对于多光子吸收 (multi-photon absorption) 情况，在论文的 Sec. VI 有简短讨论。一般激光强度在 MW/cm^2 情况下，仅需考虑单光子吸收；对于激光强度高于 $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ ，则需考虑多光子吸收。

- 创新点：

1. 针对 GTF 理论，这篇论文在 Sec. III 介绍了如何通过利用商业软件 COMSOL 计算光阴极材料与几何的相关参数，然后利用 GTF 理论的相关公式进行估算。论文附录有更详细的 GTF 理论计算公式。
2. 这篇论文讨论了场发射与外加红外激光的情况，研究在阴极表面的场增强 (field enhancement) 效应。忽略多光子吸收，将表面材料用谐振结构的品质因数 (quality factor, Q) 量化。在 IR 激发的等离激元谐振情况下，贵重合金金属 (noble metal) 材料的表面场增强可以达到 10-100 倍，可以拉出的电子、电流就更多。

4.4 其它

光阴极材料还分：

1. 金属光阴极材料，其量子效率 (quantum efficiency, QE) 小，大约 $< 0.1\%$ ，但较耐用，反响时间短，适合做 pulse shaping。但是，这类材料的电子发射需要 UV 激光激发，而这类波长的激光需要从更长波长的激光 (如，1064 nm 的 Nd:YAG 激光) 经过非线性转换得到，转换效率是必要的代价。一般要求真空约 10^{-9} Torr。
2. 半导体光阴极材料，其量子效率 (quantum efficiency, QE) 高，有些可到 1，但活性也高，故不耐用，反响时间长 (几十个 ps)，要求更高的真空。

5 利用投影法对束团横向二次矩的单发量测 [PRAB 24-01]

Single-shot measurement of transverse second moments using the projection method

5.1 基本信息

- 分类：束测
- 作者：Gwanghui Ha, John G. Power, Eric E. Wisniewski, Wanming Liu, and Manoel Conde (主要机构：Argonne National Laboratory, ANL)
- 类型：数值模拟、实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.012802>

5.2 摘要

这篇论文介绍了一种利用投影法 (projection method)，测量束团横向相空间分布 (transverse phase space, TPS) 与横向二阶矩 (beam transverse second moments) 的方案。此方案为单发成像。束线包含一个水平方向狭缝 (slit)⁴、45° 偏斜四极铁 (skew quadrupole)、一般四极铁 (normal quadrupole)、荧光屏，见下图。束测束线的总体效应是将束团的横向相空间分布 (x, x') 在荧光屏处映射成 (x, y) ⁵。粒子跟踪模拟结果与 Argonne Wakefield Accelerator (AWA) 装置上实验量测对比得到的结果一致。

5.3 贡献或创新点

- 贡献：目前普遍测量束团横向特性的方案为“分别”测量，如：荧光屏侧束斑 (beam spot size)，渡越辐射 (optical transition radiation, OTR) 测束团横向散角 (beam divergence)。横向相空间量测较少，目前使用的方案大致可以分为两类：

1. 胡椒瓶 (pepper pot or multi-slit mask) \Rightarrow 单发，测得的是离散子束团，需要理论模型重建或反推完整的束团相空间分布，无法得知束晕 (beam halo) 分布。如下图 (上排)。

⁴对于 flat beam ($\epsilon_x \gg \epsilon_y$)，狭缝未必需要。

⁵假设初始相空间分布为 (x_0, x'_0, y_0, y'_0) ，最终相空间分布为 (x_f, x'_f, y_f, y'_f) 。偏斜四极铁将 x_0 与 y_f 关联起来，一般四极铁则是连结 x_0 与 x'_0 ，真空漂移段将 x_f 与 x'_0 关联起来。细节描述见该论文 Sec. II.A。

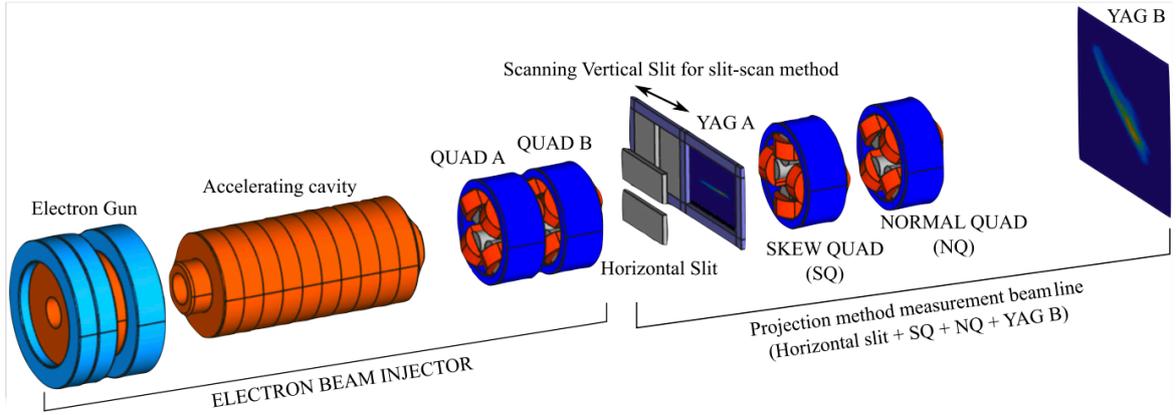


FIG. 2. Beam line configuration at the AWA facility used to demonstrate the *projection-based diagnostic*. The electron beam injector (electron gun to quad B) generates a variety of different beam conditions for the demonstration. The beam line for this diagnostic consists of a horizontal slit, skew and normal quads, and YAG B. The vertical slit and YAG A are not part of the projection method beam line but were added to benchmark the new method with the *slit-scan method*.

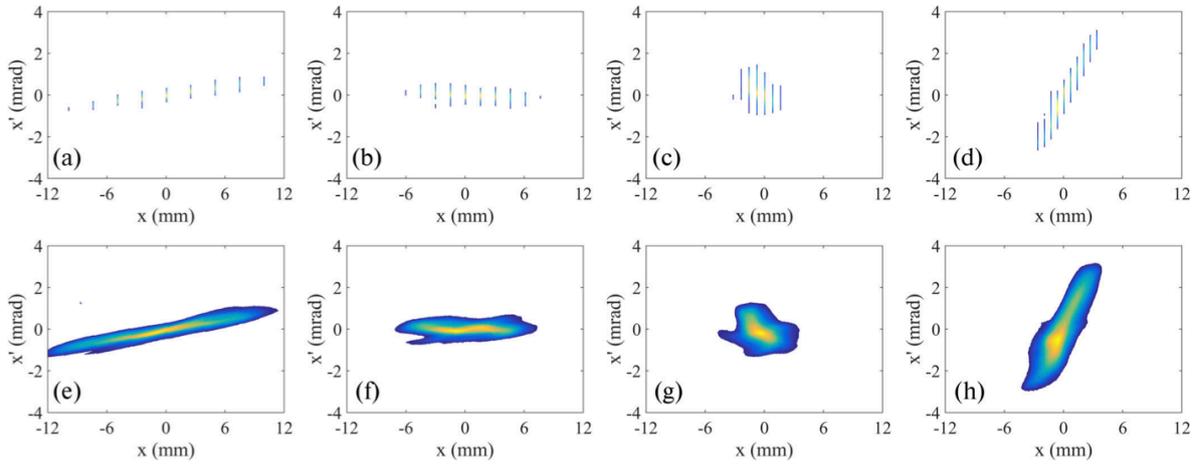


FIG. 5. Comparison of projection-based and slit-scan diagnostics. The top and bottom rows show experimentally measured TPSs using the slit-scan and projection methods, respectively. Slit scan measured the second moments of the horizontally sliced beam, and the projection beam line projects this sliced beam for the measurement. From left to right, the columns correspond to quad A gradient settings of 0.28, 0.36, 0.50, and 0.61 T/m. The quad B gradient is -0.41 T/m.

2. 层析 (tomographic) 成像 \Rightarrow 多发, 能得到完整的束团相空间分布, 但测量过程慢, 且只能得到多发平均的结果, 可以观测到束晕。如上图 (下排)。

这篇论文采取投影束测法, 单发成像, 搭配一个或数个狭缝 (slit), 误差在 10%(二阶矩测量) 至 50%(发射度测量) 左右。但误差为系统误差, 能够修正。限制是束团不能为磁化束 (magnetized beam), 即, x 与 y 方向不能耦合。对于磁化束, 仍建议采胡椒瓶法, 直接截取横向四维相空间信息。

- 创新点: 应用投影法, 利用狭缝与一组四极铁 (skew quad 与 normal quad), 形成一个测量束团横向相空间分布的诊断束线。

5.4 其它

这篇论文后半部介绍了三个基于投影束测法的应用, 包含

1. 线上即时优化: 单发成像特点。
2. 抖动源侦测: 大数据, 结合机器学习。根据 AWA 量测结果, 初步排除由于激光抖动 (laser profile jitter) 造成的可能误差源。
3. 纵向切片的横向发射度量测: 上游传输段需结合偏转腔或二极铁。

6 单发、非破坏性、飞秒分辨率的纵向亚皮秒电子束密度分布测量 [PRAB 24-02]

Single shot, nondestructive monitor for longitudinal subpicosecond bunch profile measurements with femtosecond resolution

6.1 基本信息

- 分类：束测、电磁辐射
- 作者：I. V. Konoplev, G. Doucas, H. Harrison, A. J. Lancaster, and H. Zhang (主要机构：John Adams Institute (JAI), 英国)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.022801>

6.2 摘要

对于尾场加速器、康普顿光源、X 射线自由电子激光与太赫兹辐射源，准确获知电子束团的纵向分布是极其重要的。然而，要以非破坏性方式获取亚皮秒以下或飞秒分辨率的微束团结构等信息至今仍面临诸多挑战。理想情况下，我们希望从束流量测过程获取束团的尽可能多的信息并达到以下目标：

1. 单发量测 (single-shot)
2. 非破坏性 (non-destructive)
3. 非侵入式 (non-invasive)
4. 足够高的重复频率 (high repetition rate) 与分辨率
5. 紧凑 (small footprint)
6. 高效益 (cost efficiency)
7. 结果可靠 (reliability)

这篇论文提出的纵向密度分布量测方案为单发、非破坏性、非侵入式、飞秒分辨率的量测方案，利用的原理为相干 Smith-Purcell 辐射 (coherent Smith-Purcell radiation, cSPr)。实验设计使用了三种不同周期的光栅，用来构建电子束频谱 (bunch spectrum)。还用了一个没有凹槽的光栅 (即, blank target)，用来获得减去背景辐射的纯 cSPr 频谱。频率取样的总点数 (frequency sampling points) 即为探测器 (optical channels) 的总数，将影响电子束纵向密度分布重建的不确定性⁶。将量测到的总辐射频谱与背景辐射频谱分开的过程则是基于 cSPr 的极化特性。

6.3 贡献或创新点

- 贡献: 飞秒量级的单发束长测量除了在超快电子衍射装置 (ultrafast electron diffraction, UED) 至关重要外，在等离子体尾场加速器更是扮演关键角色，因为不同脉冲间的稳定性较传统加速器产生的脉冲束团差。一般测量束团纵向分布大概基于以下四种方法：
 1. 条纹相机 (streak camera)，分辨率大概可以到 200 fs
 2. 电光采样 (electro-optical sampling)，分辨率大概可以到 60 fs
 3. 相干辐射场的谱分析
 4. 气体游离法 (gas-jet technique)

这篇论文属于第三种方法。除了 cPRr，采用相干辐射场的谱分析包含衍射辐射、渡越辐射、同步辐射、Cherenkov 辐射与自由电子激光 (free electron laser, FEL) 法，各有优缺点。

利用 cSPr 作为亚皮秒束长的束测方案，首要挑战是如何将量测到的频谱与背景频谱分离。背景频谱的贡献可能来自孔径 (aperture) 产生的衍射辐射、光栅支架、其它可能暴露在电子经过轨迹的器件造成的尾场等。这篇论文详细阐述真空腔体的影响、探测器、信号收集、极化分析仪 (用来分离背景辐射) 与输出通道设计等。

此外，这篇论文末尾还讨论了利用 cSPr 作为飞秒分辨率束长量测方案时的建议，由于束团中心位置、横向尺寸与横向发射度都可能影响辐射场，因此，应该在真空腔体合适的位置安装束团位置探测元件 (beam position monitor, BPM, 用来确定电子束与光栅间距)、束流电荷探测元件 (charge monitor, CM)、衍射辐射探测器 (coherent diffraction radiation monitor, CDr) 等。另外，还简短讨论了由频谱反推电子束纵向分布时，相位重构 (phase reconstruction) 的问题，有 phase-constrained iterative algorithm 或 Kramers-Kronig 法。

⁶这篇论文的装置使用 33 个探测器，数据采样后重构的不确定性约 25%。

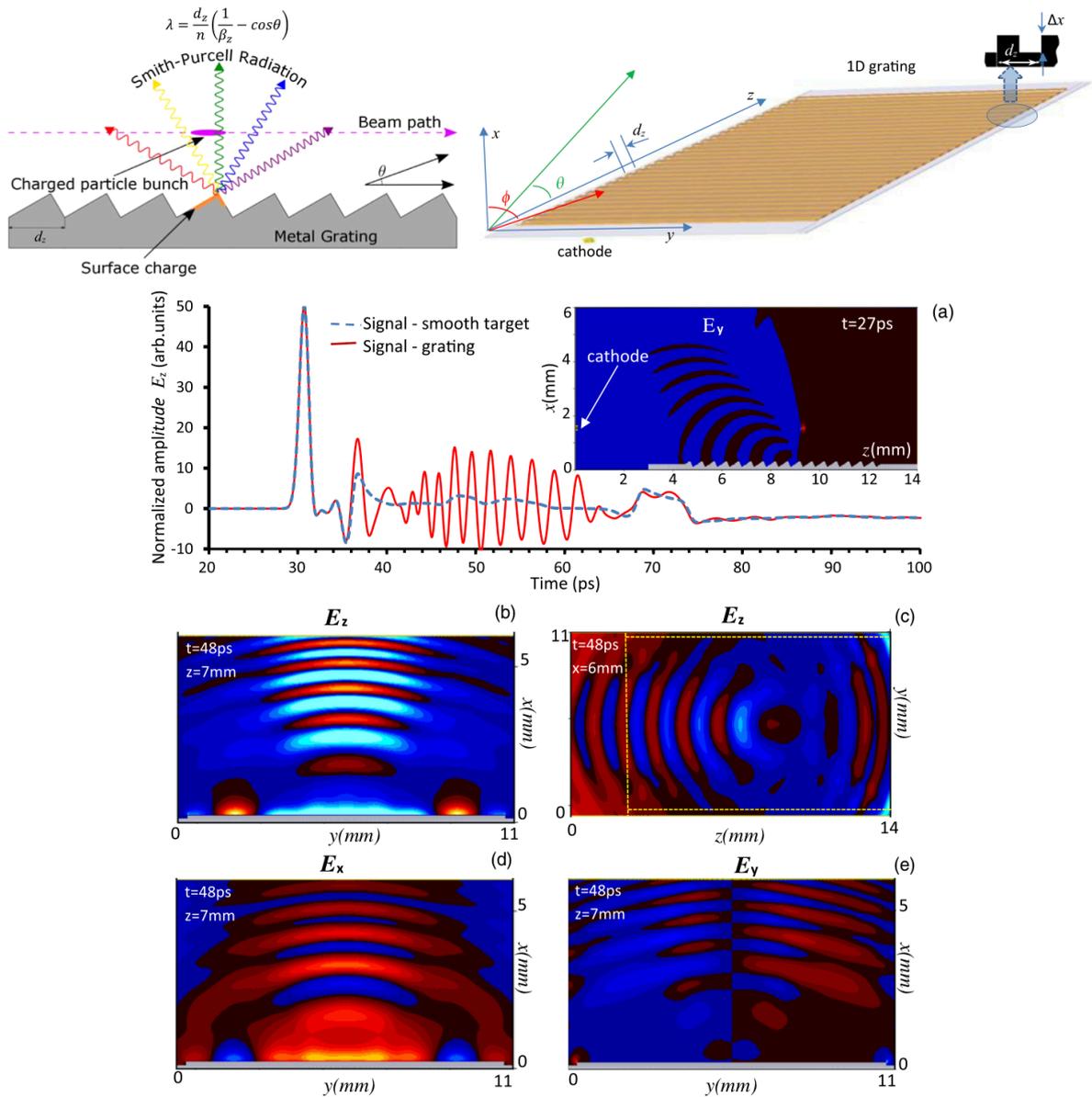


FIG. 2. The results of the numerical studies of the cSPR using 3D PIC code MAGIC showing: (a) the amplitude of the waveforms of the signals (E_z field component) generated by one-dimensional grating of 0.6 mm period (solid line) and smooth metal plate (dashed line) of the same geometry (blank target). The inset shows the grating and the contour plot of E_y field component at $t = 27$ ps; (b)–(d) the contour plots of the electric field components ($E_{z,x,y}$) showing the radiating field of cSPR generated by the 0.6 mm grating at $t = 50$ ps. The contour plots (b), (d) and (e) are observed for the (x, y) cross section at $z = 7$ mm (middle of the grating). The formation of the side lobes (field variation along y coordinate) is shown in parts (b) and (d). Part (c) shows the contour plot in the (y, z) plane, i.e., view from the top. The dashed line on (c) shows the borders of the target.

图 6: 注意, smooth target 即平滑光栅的情况, 模拟背景辐射。背景辐射峰值处与电子进入与离开光栅时, 在边缘产生的衍射辐射有关。电子束掠过光栅所花时间约为 50 fs。cSPR 的主要贡献发生在 $t = 40 \sim 65$ fs 左右。由图可以看出 cSPR 的指向性与频率啁啾 (chirp)。

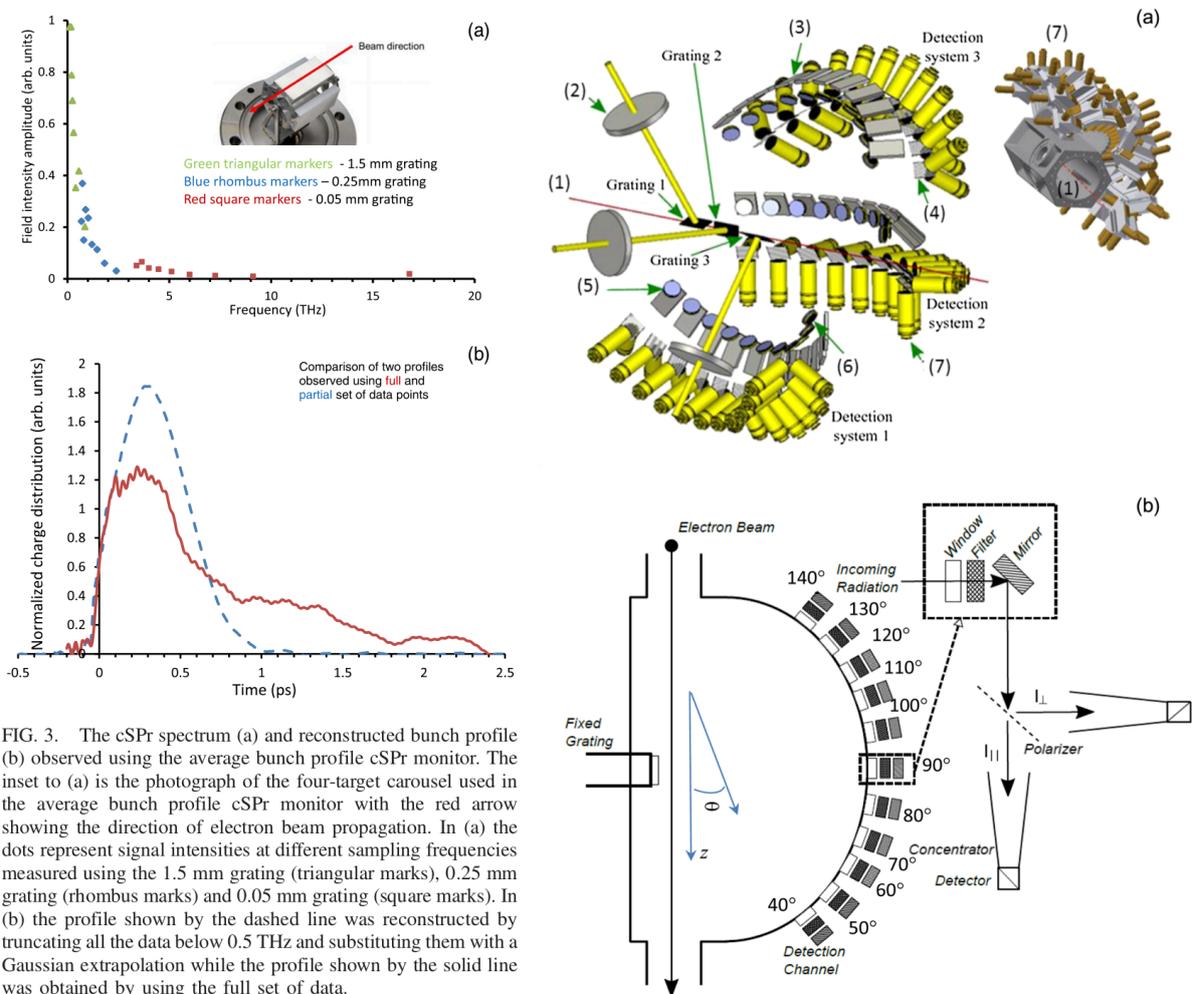


FIG. 3. The cSPr spectrum (a) and reconstructed bunch profile (b) observed using the average bunch profile cSPr monitor. The inset to (a) is the photograph of the four-target carousel used in the average bunch profile cSPr monitor with the red arrow showing the direction of electron beam propagation. In (a) the dots represent signal intensities at different sampling frequencies measured using the 1.5 mm grating (triangular marks), 0.25 mm grating (rhombus marks) and 0.05 mm grating (square marks). In (b) the profile shown by the dashed line was reconstructed by truncating all the data below 0.5 THz and substituting them with a Gaussian extrapolation while the profile shown by the solid line was obtained by using the full set of data.

图 7: 由左图可以看到, 利用三种不同周期的光栅构建束团频谱。右图则是 cSPr 束探测器部件分解图。

这篇论文举的两个例子，其电子能量分别为 23 GeV 与 8 MeV，是否能够延伸到 3 MeV 附近，值得进一步探究。

6.4 其它

电子束掠过导体周期结构表面附近产生的 cSPr 的物理机制可大致描述如下。首先，运动的电子束在导体表面形成表面电流与衰减波，合称等离激元 (plasmon)。一旦表面具有局部微扰 (如，周期凹槽结构)，则局部将导致表面电流的散射或减速，产生向远处传播的辐射场 (远场)。每个周期结构产生的辐射场可能叠加，根据惠更斯原理，就有以下共振或色散关系

$$\lambda(\theta) = \frac{d_z}{n} \left(\frac{1}{\beta_z} - \cos \theta \right)$$

其中， $1/\beta_z$ 项是由于电子与辐射场运动速度的微小 (但重要) 差异造成的。

7 具有飞秒级分辨率的单发、非破坏性亚皮秒束团纵向轮廓测量

Single shot, nondestructive monitor for longitudinal subpicosecond bunch profile measurements with femtosecond resolution

7.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: I. V. Konoplev (University of Oxford), G. Doucas (University of Oxford) *et al.*
- 类型: 设计
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.022801>

7.2 摘要

在尾场加速器、康普顿光源、X 射线 SASE 自由电子激光和 THz 辐射源的研究中, 对带电粒子团纵向 (时间) 分布的准确认识是非常重要的。然而, 对于具有飞秒 (fs) 分辨率的亚皮秒束团和微束团, 要非破坏性的方式获得这些信息仍然是一个挑战。本文设计了一种纵向束团轮廓监测器, 通过相干 Smith-Purcell 辐射 (cSPr) 的光谱分析, 可以非破坏性地、一次性地以飞秒分辨率测定带电粒子束团轮廓。它是基于同时部署三个不同周期的光栅, 每个光栅具有单独的一组探测器, 频率采样点的个数等于光通道的个数。根据相干 Smith-Purcell 辐射的偏振特性与背景辐射的不同, 可以去除背景辐射的影响。本文还详细介绍了该方案设计指标的选择标准, 讨论了确定频率采样点数量的问题, 并在最后讨论了该监测仪今后可能的发展方向。

7.3 贡献或创新点

- 创新点: 本文提出使用相干 Smith-Purcell 辐射进行纵向束团轮廓测量, 相干 Smith-Purcell 辐射可以实现非破坏性测量, 且通过作者的环绕束流部署三个不同周期光栅的设计 (见下图), 该方案可以实现单发测量, 这是相比其它相干辐射光谱分析 (如: 衍射辐射、渡越辐射、同步辐射等) 的优势。

- 贡献: 本文详细讨论了实现单发 cSPr 纵向束团测量的难点, 其中主要问题在于背景信号与 cSPr 的强度相当, 因此准确的束团纵向轮廓重建就需要将探测信号中的背景信号部分除去。为此作者详细分析了利用 cSPr 的极化特性区分 cSPr 和背景信号的方法的可行性, 并为此设计了三个子系统用于信号收集与传导, 信号极化分离, 以及信号探测。作者还讨论了进行 cSPr 纵向束团测量实验的一些实际考虑, 例如需要为该系统搭配束流位置监测器 (BPMs) 和电荷监测器等。

7.4 cSPr 检测器设计

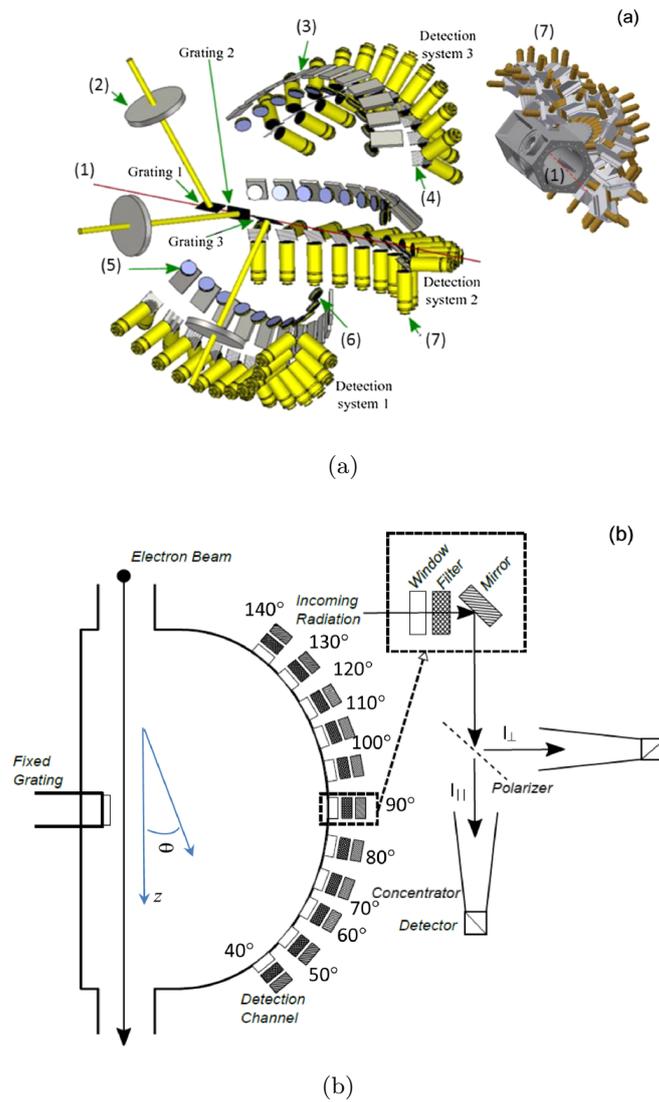


图 8: (a) 3 光栅监测仪的 3D 视图, 电子束的轨迹用直线 (1) 表示, 真空凸缘 (2) 支撑用于调整光栅位置的可移动杆, 反射镜 (3) 将信号从目标重定向到偏振分配器 (4), 辐射通过硅窗 (5) 而出, 窄带滤波器 (6) 可用于滤除不需要的频率, 信号由探测器 (7) 和温斯顿锥 (8) 组成的探测系统测量。(b) cSPr 监视器的原理图, 背景信号和 cSPr 信号通过偏振测量分离。

8 利用魏格纳函数描述部分相干辐射场的传播 [PRAB 24-01]

Propagation of partially coherent radiation using Wigner functions

8.1 基本信息

- 分类：电磁辐射传输计算、X 射线光学
- 作者：Boaz Nash, Nicholas Goldring, Jonathan Edelen, Stephen Webb, and Rafael Celestre (主要机构：RadiaSoft, 美国)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.010702>

8.2 摘要

电子加速器产生的同步辐射光源或波荡器辐射都必须经过一段传输段才能从源到达样品。这些部分相干辐射场 (光子束) 可以通过相空间利用魏格纳函数描述, 传输过程则可以利用与带电粒子束传输类似的技巧描述。这篇论文描述相干辐射场在线性元件与狭缝元件的 1:1 成像动力学过程, 数学上则对应线性变换与卷积 (convolution) 操作。相干辐射场 (光子束) 考虑了理想化的高斯辐射场 (Gaussian radiation, GR) 与波荡器辐射场 (undulator radiation, UR), 其中, 前者有解析公式, 后者的电场由 SRW (Synchrotron Radiation Workshop) 数值计算程序求得⁷。这篇论文提出的利用魏格纳函数描述部分相干辐射场的传播是一种创新的、统一的描述方法, 亦适用于全相干辐射场。

8.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文介绍利用魏格纳函数描述部分相干辐射场的传播, 颇具教学特性, 对于已学过带电粒子单粒子线性矩阵传输但是对魏格纳函数不是很熟悉的情况, 阅读期间能找到不少对应。论文处理的是部分相干辐射场的线性传输, 示意图如下, 其中, t_j 表示第 j 个狭缝 (aperture 或 slit) 其中, 狭缝可以用矩形函数

⁷见该论文的 Fig. 8。

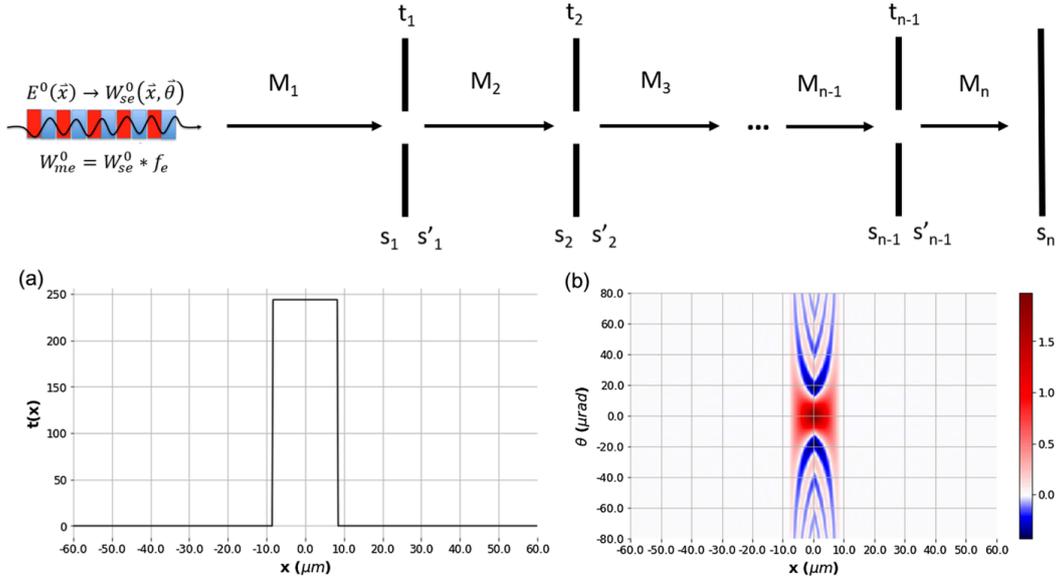


FIG. 3. Single slit aperture (a) transmission function and (b) corresponding Wigner filter function.

(rectangular function) 表示

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & |x| < \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}, & |x| = \frac{1}{2} \\ 0, & |x| > \frac{1}{2} \end{cases}$$

这类函数在一些特定辐射场形式下存在魏格纳函数分布 (Wigner function distribution, WFD) 的解析解, 见该论文 Appendix D 与 E。

- 贡献: 对于理想化的高斯辐射场 (GR), 作者给出了线性传输过程的 WFD 解析解, 通过解析解的特性, 能更容易掌握魏格纳函数的一些传播特性, 如论文 Fig. 4 与 5。注意, 目前理论假设横向 x, y 方向辐射场没有耦合 [见论文 Eq. (4)], 适用于线极化场。

8.4 其它

此论文内文有些笔误, 部分如下列表:

- Eq. (21) 似乎有误, 应为 $W_f(\vec{z}) = W_i(M^{-1}\vec{z})$ 。连同 Eq. (22), 文中出现的 U_M 也许应修正为 $U_{M^{-1}}$ 。
- Section II.C 末尾的 WDF 定义为 Wigner distribution function, 应为 WFD, 即 Wigner function distribution。Section III 开始皆使用 WFD。
- Eq. (38) 与 (39) 间的 Appendix D 应为 Appendix E。

- Section IV.A 最末段对 Fig. 9 的描述似乎与论文的 Fig. 9 不符。
- Eq. (A7) 下面一行 f and i represent initial and final, 应为 i and f represent initial and final。

面向加速器社群, 对于同步辐射部分相干场的描述的文献相对较少, 近期几篇相关文献包含

- I. V. Bazarov, Synchrotron radiation representation in phase space, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15**, 050703 (2012), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.15.050703>
- C. Ferrero, D.-M. Smilgies, C. Riekel, G. Gatta, and P. Daly, Extending the possibilities in phase space analysis of synchrotron radiation x-ray optics, Appl. Opt. **47**, E116 (2008), <https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-47-22-e116>
- T. Tanaka, Numerical methods for characterization of synchrotron radiation based on the Wigner function method, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17**, 060702 (2014), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.17.060702>
- I. A. Vartanyants and A. Singer, Coherence properties of hard x-ray synchrotron sources and x-ray free-electron lasers, New J. Phys. **12**, 035004 (2010), <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/12/3/035004/meta>

9 太赫兹驱动的分裂环谐振波荡器 [PRAB 24-01]

THz-driven split ring resonator undulator

9.1 基本信息

- 分类：太赫兹、X 射线光学
- 作者：D. Rohrbach, Z. Ollmann, M. Hayati, C. B. Schroeder, W. P. Leemans, and T. Feurer (主要机构：University of Bern, 德国)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.010703>

9.2 摘要

这篇论文提出利用太赫兹驱动分裂环谐振结构 (THz-driven split ring resonator, SRR) 作为短周期 (约 mm 等级) 波荡器的可行性研究。利用简化的理论模型分析了电子经过这类波荡器后的辐射特性。数值模拟结果表明, 对于 100 MeV 5 pC 的电子束, 经过 100 mm 长的周期 1 mm SRR 波荡器, 可以辐射 83 eV 的光子, 峰值亮度 (peak brightness) 约为 10^9 photons/(sec-mrad²mm² 0.1% BW)。

9.3 贡献或创新点

- 创新点：提出使用太赫兹驱动分裂环谐振结构作为紧凑型波荡器的方案, 结构如下图所示, 其中, 在 gap 处的场增强效应可以作为电子的偏转场, 类似 undulator/wiggler 的偏转场。
- 贡献：这篇论文主要利用商用数值软件 COMSOL [THz SRR undulator 的电磁场] 与 CST [THz SRR 一个周期的尾场] 模拟了元件设计与束流动力学特性的几个关键物理量, 讨论了对于中能 (100 MeV) 与高能 (1 GeV) 电子束经过 THz SRR undulator 产生的 (非相干) 辐射光的特性。除此之外, 论文提出一个简化模型, 分析了 THz 激发 SRR 场的场增强效应 (field enhancement), 值得借鉴。

9.4 其它

除了这篇论文介绍的太赫兹驱动分裂环谐振结构波荡器外, 几种新型的波荡器实现方案有如: 介质光栅 (dielectric grating) [Ref. [16]]、激光驱动电磁波荡器 [Ref. [17]]、

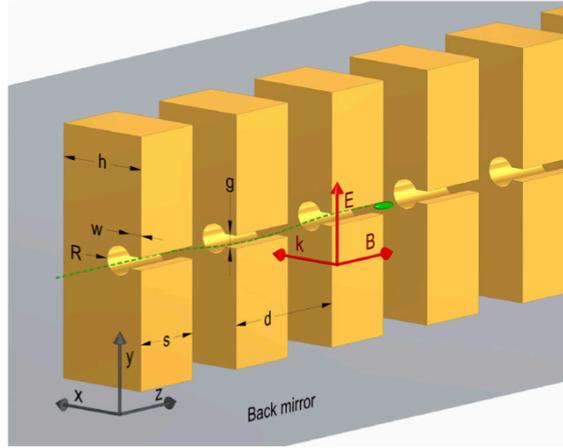


FIG. 1. Schematic of the THz-driven undulator: The electric field of the TDP (shown by red arrows) is enhanced inside the gap of the C-shaped SRRs. An electron bunch (green) propagating in positive z -direction, as indicated by the green dashed curve, is periodically deflected in $\pm y$ -direction and as a result emits linearly polarized radiation.

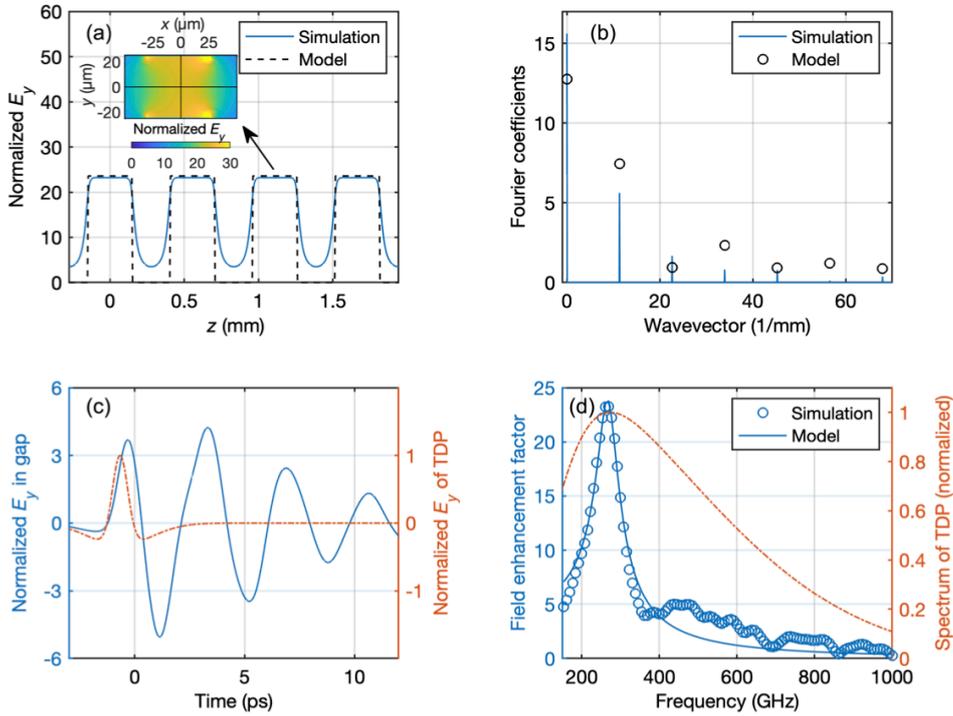


FIG. 2. (a) Simulated y -component of the electric field at the middle of the SRR gap as a function of the longitudinal position. The field is normalized to the electric field strength of the TDP and the time is fixed for the maximum field strength. The SRR thickness s is $300 \mu\text{m}$ and distance d is $555 \mu\text{m}$. The black dashed curve corresponds to the assumption used in the analytic model Eq. (5). The inset shows the y -component of the electric field in a xy -slice at the longitudinal position of the gap middle. (b) Fourier spectrum of the longitudinally varying electric field together with the Fourier components from the analytic model Eq. (6). (c) Simulated time-dependent field inside the SRR gap exited by a specific TDP. (d) Spectrum of the TDP and the frequency dependent enhancement factor. The solid curve corresponds to a fit based on Eq. (2).

微波波荡器 [Ref. [18]]、等离子体波荡器 [Refs. [19-21]]、表面等离激元波荡器 [Refs. [22-24]] 等。

这篇论文的分析尚无考虑高增益情况的电子与场的动力学，即目前限于 incoherent radiation，结构也还不是最终优化的结果。

10 太赫兹驱动分裂环波荡器 [PRAB 24-01]

THz-driven split ring resonator undulator

10.1 基本信息

- 分类: 同步辐射与自由电子激光
- 作者: D. Rohrbach, Z. Ollmann *et al.* (主要机构: University of Bern, 德国)
- 类型: 数值模拟
- 链接: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.010703>

10.2 摘要

本文提出了一种基于太赫兹驱动分裂环谐振器中电磁场的短周期波荡器, 并建立了用以评估波荡器的关键性能参数和辐射光谱的解析模型。通过数值模拟, 作者们对不同的几何构型的分裂环进行了详细的比较, 并展示了 100 MeV, 5 pC 的电子束, 通过 100 mm 长的波荡器 (周期为 1 mm) 时, 可发射出 83 eV 的窄带光子脉冲, 峰值亮度约为 10^{19} photons/(s mrad² mm² 0.1%)。

10.3 贡献或创新点

- 创新点: 本文首次提出了使用 THz 驱动分裂环提供周期性的偏转电场替代传统波荡器中的周期性静磁场。作者基于分裂环间隙中的电场推导了波荡器 K 值的表达式, 并根据分裂环的周期和厚度推导了发射光子的频率以及给定能散下的带宽。作者通过单粒子动力学仿真得到束流偏转轨道, 并以此计算了每频率间隔每立体角 (solid angle) 下的远场辐射强度。
- 贡献: 详细讨论了分裂环波荡器的可行性并从理论和仿真两方面估计了辐射性能。作者推导的解析模型可以作为设计分裂环谐振器的设计依据。此外, 本文也比较了一些关键尺寸, 例如: 分裂环的厚度和场强, 对于辐射参数的影响, 同时作者也讨论了分裂环作为波荡器可能产生的尾场和一些实际应用限制。

10.4 分裂环设计与部分结果

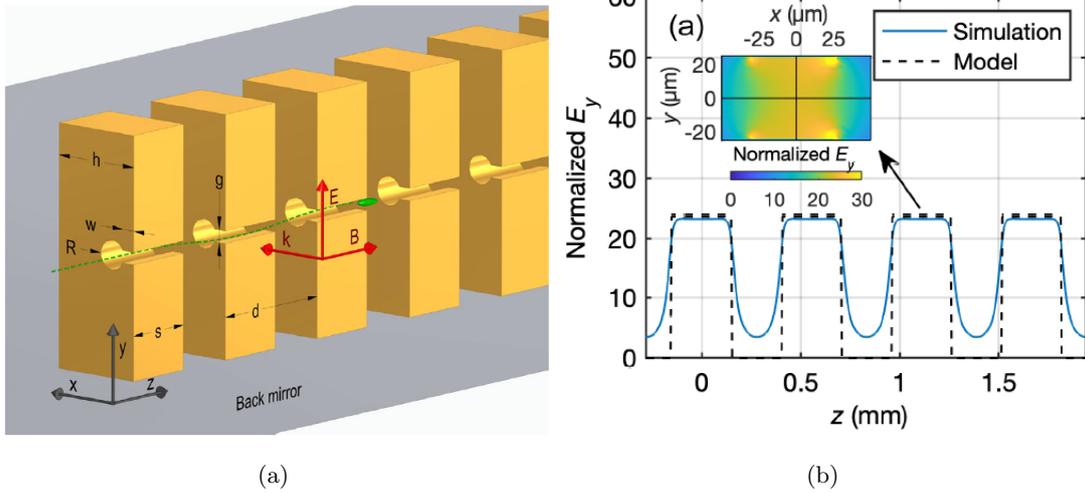


图 9: 太赫兹驱动波荡器示意图 (a) 以及轴上 y 方向偏转电场分布 (b)。

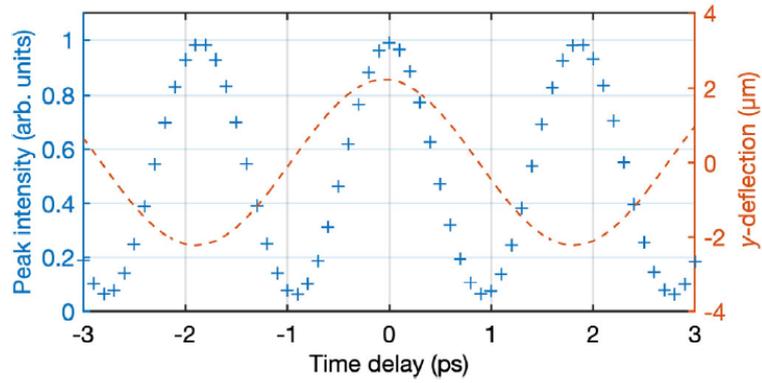


图 10: 波荡器出口处辐射强度以及束团偏转随电子束注入时间的变化

11 利用调制激光表征超低发射度电子束 [PRAB 24-01]

Characterizing ultralow emittance electron beams using structured light fields

11.1 基本信息

- 分类：束测方案的模拟计算
- 作者：Andreas Seidel, Jens Osterhoff, and Matt Zepf (主要机构：Friedrich-Schiller-Universität, 德国)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.012803>

11.2 摘要

近年来，一些开展超低发射度电子束⁸的创新方案催生了具有高品质、适合未来对撞机或下一代自由电子激光的紧凑粒子源。目前几种常见的束团发射度量测方案，如，胡椒瓶法 (pepperpot measurement) 或是利用四极铁或螺线管的焦点扫描法 (focus scanning)，大概只能达到归一化发射度 0.1 mm-mrad 的分辨率。这篇论文提出一种量测束团发射度的创新方案，基于两道交错干涉的 800-nm 激光束 (interfering laser beams)，形成类似光栅的结构，其非均匀性导致的 ponderomotive force 对电子束的横向相空间产生调制，从而能够对束腰 (beam waist) 与发射度进行单发 (single-shot) 量测，并且分辨率能够达到归一化发射度 0.01 至 0.1 mm-mrad 范围。

11.3 贡献或创新点

- 创新点：过去普遍使用的胡椒瓶法即将电子束穿过类似光栅结构，提取完整束团的局部子束团 (beamlet)，利用从子束团获得的信息 (如， $\langle x_j \rangle, \langle x'_j \rangle$ 与 $\sigma_x^j, \sigma_{x'}^j$ ，其中， j 是 beamlet index)，反推完整束团的发射度。这篇论文创新地利用两道激光的干涉，形成类似光栅的结构，电子束经过此一结构时，在不同横向位置将接收到大小不一的 divergence kick $\Delta x'$ 或 Δp_x ，经过下游传输段时 (R_{12})，将反映出横

⁸这里指的能达到的超低发射度与束团总电荷量有关。以归一化发射度参数度量，对于 10 个电子左右的电子束，目前能够产生 0.002 mm-mrad 的发射度；对于 2 pC 电子束，目前能够产生 0.1 mm-mrad 的发射度；对于 1 nC 电子束，目前能够产生 0.89 mm-mrad 的发射度。

向密度调制。只要能够明确定位激光光栅上的每个“点”，就能按类似胡椒瓶法的步骤反推束团发射度。可以预期，当电子能量越高，则对激光强度的要求也就越高⁹。原理示意图如下。

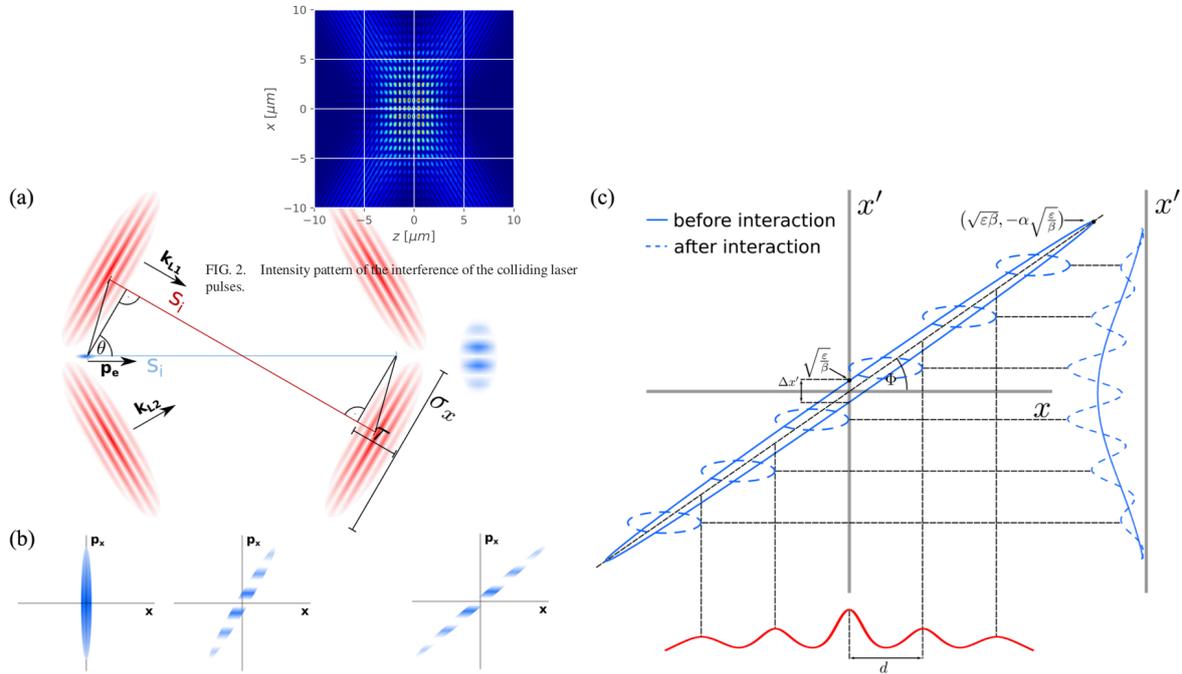


FIG. 1. (a) Schematic of the measurement setup showing two laser beams crossing under an angle $2 \cdot (90 - \theta)$ to form an interference pattern in the interaction region (Fig. 2). After the laser-electron interaction the imparted momentum modulation evolves into a transverse density modulation that can be observed on a downstream beam monitor screen and allows the e-beam waist size to be determined. Inclusion of a magnet behind interaction allows the emittance of monochromatic beam slices to be measured even for beams with a large projected energy spread. (b) Schematic of the beam momentum distribution at the waist, the interaction point and after free space propagation (from left to right). (c) Transverse electron phase space before (solid) and after laser-electron interaction (dashed). The red line indicates the intensity profile of the two interfering laser beams at the corresponding transverse position x at the interaction point. The ponderomotive force shifts the transverse momentum of the electrons. For an optimum laser intensity the momentum transfer is matched to the gradient of the phase space and shifts particles from regions of high laser intensity to regions of low intensity highlighted by the dashed ellipses.

11.4 其它

论文中 Introduction 末尾处提到一个采用类似的，即两道交错干涉的激光，用来量测束团横向尺寸的方案，称 Shintake monitor。介绍可以参考 Ref. [1] 的 §7.4.3。

这篇论文还没有实验量测结果，仅有数值模拟与初步理论模型的探讨。其中，数值模拟使用 EPOCH 程序 (参考该论文的 Ref. [18])，为 Python particle-in-cell (PIC) 程序，可以在 <https://github.com/Michael-Gong/visualization-script-for-LPI> 获得。猜测需要消耗一定的计算时间，如果能有解析或半解析模型，将能更有效应用这篇论文提出的束测方案。

⁹目前可及的激光强度足以量测 GeV 量级的电子束。如果激光能量或强度不够，那么，这篇论文提出的方案可以略作修改，将激光光栅“局部”扫描横向电子束，全部扫描后再后处理反推完整束团的发射度。此时，也面临其它使用类似扫描方案的指向抖动 (pointing jitter) 问题。

参考文献

- [1] A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, and F. Zimmermann, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, 2nd ed., World Scientific (2013)

12 双模光阴极电子枪的模拟研究 [PRAB 24-02]

Simulation study of first and second harmonic photocathode bimodal gun

12.1 基本信息

- 分类：电子源
- 作者：Lin Wang, Yong Jiang, Wencheng Fang, Zhentang Zhao, Sergey V. Shchelkunov, and Jay L. Hirshfield (主要机构：上海应用物理研究所、耶鲁大学)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.020401>

12.2 摘要

对高品质电子束与应用在超快电子衍射 (ultrafast electron diffraction, UED) 与超快电子显微 (ultrafast electron microscopy, UEM) 装置中对时间抖动的要求，催生对这些相关注入器电子源研究的投入。一个可能的方案是利用双模 (bimodal)¹⁰ 光阴极微波电子枪。这篇论文探讨 S-band 基模 (2856 MHz) 与 C-band 二次模 (5712 MHz) 电子枪的分析与设计，包含 directional coupler 与 mode launcher 的设计，这些设计具有良好的穿透率、低反射干扰 (crosstalk)，方案允许多次迭代改进。这个双模光阴极微波电子枪设计方案使 RF 发射度¹¹ 与投影能散有效降低，也能减小由于注入相位不同而导致的飞行时间差¹²。

12.3 贡献或创新点

- 贡献：相较于先前耶鲁大学研究群做的初步工作，这篇论文更全面地探讨双模光阴极微波电子枪的可行性，除原理外 (Sec. II)，还包含 1.6-cell RF 腔的整体设计与馈入微波的波导、耦合元件等。

¹⁰基模与锁相高阶模。

¹¹发射度主要由三个因素贡献，有 thermal emittance、space charge emittance 与 RF emittance。

¹²RF amplitude jitter 可以通过在下游处的设置的 double-bend achromat (DBA) 消除，但 RF phase jitter 仍存在。双模电子枪的 RF 波形比起单模波形更接近“直流”形式，因此能减小这类抖动。

- 创新点：这篇论文面向 UED¹³与 UEM¹⁴应用，分别在 Sec. IV.A 与 Sec. IV.B 介绍了双模光阴极微波电子枪在这两种装置中的束流动力学表现。下图为针对 UEM 应用的模拟，其中，基模 S-band 相位是 230°、峰值场 120 MV/m，二次模 C-band 相位是 10°、峰值场 50 MV/m。影响 UED 时间分辨率的两个参数有束长与飞行

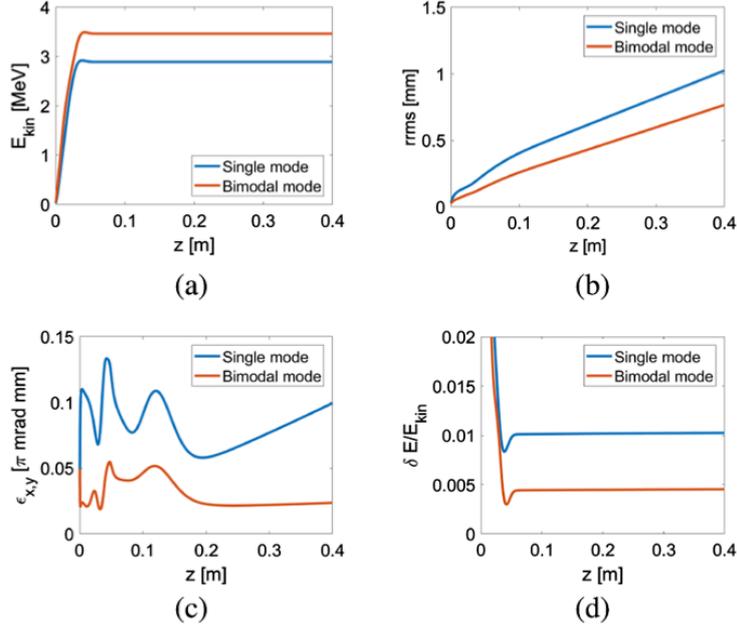


FIG. 6. Emittance compensation solenoid and beam dynamic performance along the z axis. (a) Energy gain evolution (b) Bunch size evolution (c) Transverse emittance evolution (d) RMS Energy spread evolution.

时间抖动。对于后者，双模光阴极微波电子枪的效能如下图，其中，基模 S-band 相位是 200°、峰值场 120 MV/m，二次模 C-band 相位是 50°、峰值场 40 MV/m。注意， $dt/d\phi_{10}$ 越接近 0，表示由于不同相位导致的飞行时间差越小，即维持时间分辨率。

¹³初始参数假设 $Q = 200$ fC, $\sigma_{\perp} = 0.04$ mm, $\sigma_{t,\text{FWHM}} = 100$ fs。

¹⁴初始参数假设 $Q = 6$ pC, $\sigma_{\perp} = 20$ μm , $\sigma_{t,\text{FWHM}} = 10$ ps。

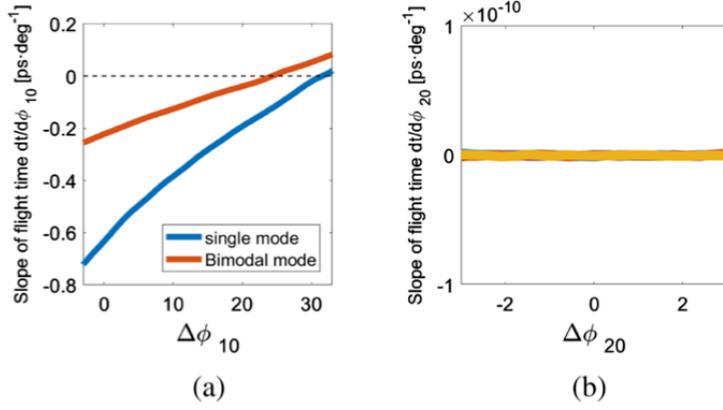


FIG. 7. Slope of flight time as function of injection phases at the gun exit. (a) The slope of flight time as function of fundamental mode injection phase $dt/d\phi_{10}$. $\Delta\phi_{10}^{\circ} = 0$ represents the phase of maximum energy gain. (b) The slope of flight time as function of harmonic mode injection phase $dt/d\phi_{20}$. $\Delta\phi_{20}^{\circ} = 0$ represents the phase of maximum energy gain.

13 微波可调波荡器的验证实验 [PRL 112]

Experimental Demonstration of a Tunable Microwave Undulator

13.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Sami Tantawi, Muhammad Shumail, Jeffery Neilson, Gordon Bowden, Chao Chang, Erik Hemsing, and Michael Dunning (主要机构：SLAC)
- 类型：数值模拟、实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.112.164802>

13.2 摘要

传统静磁场波荡器用来产生 X 射线光源的一个根本局限性在于较难达到短周期 (短于 1 mm) 与辐射波长的快速动态调控 (从控制磁极面间距改变磁场较慢, 受制于磁滞效应)。为了克服这些限制, 这篇论文提出一种创新的短周期、微波波荡器 (microwave undulator, MU), 本质上而言是一种汤姆生散射 (Thomson scattering) 装置, 能够产生自发辐射或种子相干辐射。这种装置的等效周期约为 13.9 mm, 对应的等效磁场强度为 0.65 T, 可以作为下一代短周期、紧凑、仍保有较大的束流孔径、具有快速波长调控的光源。

13.3 贡献或创新点

过去为突破传统静磁场波荡器用来产生自由电子相干辐射的尝试有

1. 1983, T. Shintake(日本 KEK), 限于束流孔径太小, S-band 微波泵浦, 波荡器的峰值场强集中于波导表面¹⁵, 等效磁场强度为 0.45 kG。
 2. 2005, Reutova 等人 (俄国科学院), 利用返波波导, 产生 TE₁₁ 模, 利用 300 keV 强流电子束, 限于波荡器长度仅有 20 cm, 但较难确保波荡器场强均匀性。
- 贡献：微波波荡器 (MU) 整体设计与微波馈入后激发的电场分布如下图 MU 的等效 K 值 (又称 FEL parameter 或 K parameter) 可以通过在 MU 中的功率或能量

¹⁵理想情况希望波荡器的峰值场强集中于电子束通过的中心轴。

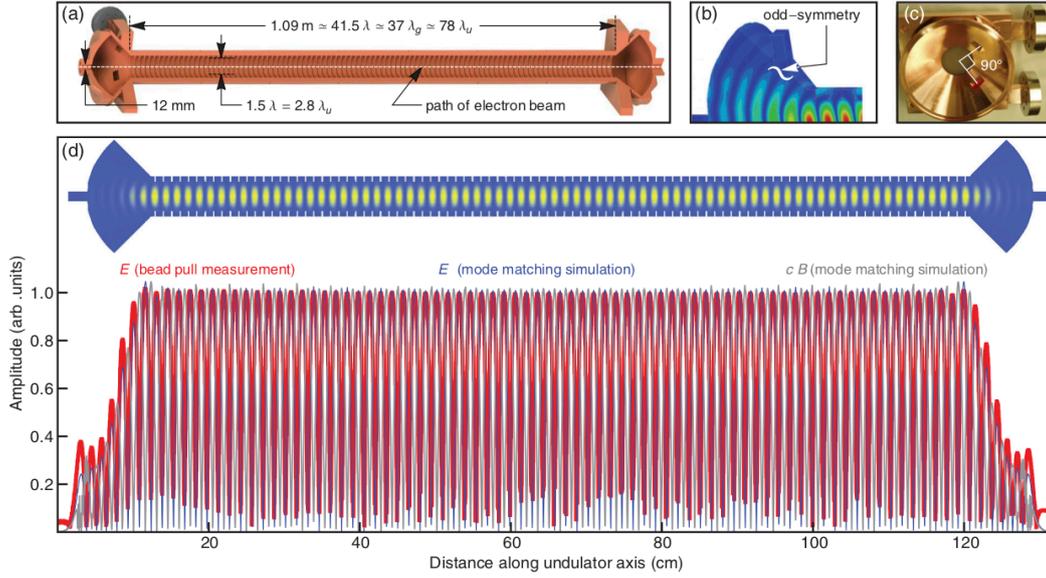


FIG. 1 (color). Design of the undulator with simulated and measured field profiles. (a) Cut-away view of the undulator cavity. (b) Field distribution near a coupling port (simulation with HFSS®, a commercial electromagnetic solver by Ansoft). (c) Implementation of two orthogonal coupling ports. (d) Measured and simulated profiles of the on-axis fields. The inset shows the density plot of the magnitude of the electric field.

分布反推得到，有 $U(\text{焦耳}) = 65K^2$ ，如下图，可以看到，因为在 MU 中的场随时间改变， K 值也随时间改变。改变电子束注入的时间可以调整波荡器辐射的波长。这篇论文从实验上演示了两个情况：1) 调整 K 值，改变波荡器辐射频谱，如下左

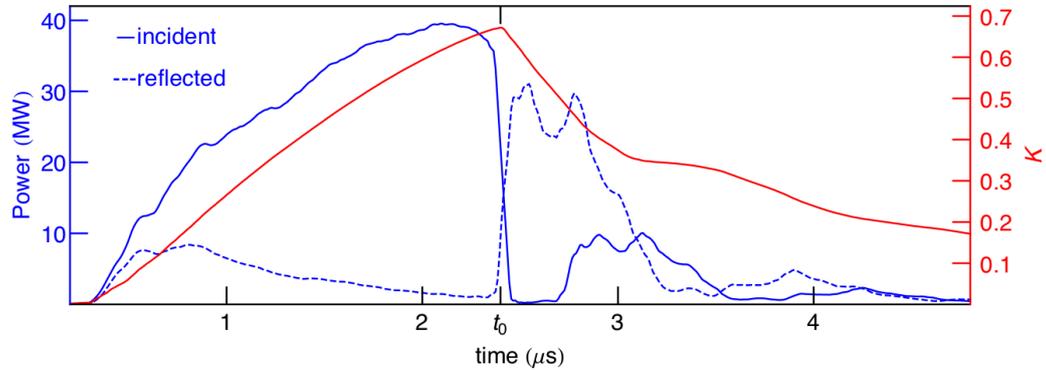


FIG. S1. Profiles of RF pulses, incident to and reflected from the undulator, and that of K calculated from these measurements.

图；2) 利用种子相干辐射 (seeded coherent harmonic generation, SCHG)，如下右图¹⁶。这些操作模式在利用传统静磁场波荡器用来产生相干辐射源都是极难实现的。

- 创新点：基于当时在 SLAC 对于 X-band RF 系统的进展，能够提供 0.5 GW 且较长时间的脉冲长度。这篇论文的设计基于具有 (纵向) 凹槽的圆形波导，操作在

¹⁶这是利用 $2.4\text{-}\mu\text{m}$ 的激光作为种子。这篇论文的附件 2 中还演示了利用 800 nm 的 Ti:sapphire 激光作为种子。

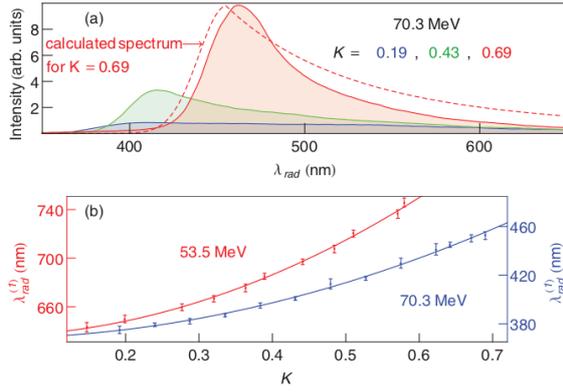


FIG. 3 (color). Demonstration of tunable undulator operation. (a) Spectra for various K . (b) Fundamental wavelength of on-axis radiation vs K for two beam energies. Each point with an error bar indicates a mean and standard deviation obtained from 10 to 100 data snapshots. The solid lines are plots obtained from Eq. (4) where $n = 1$ and $\theta = 0$.

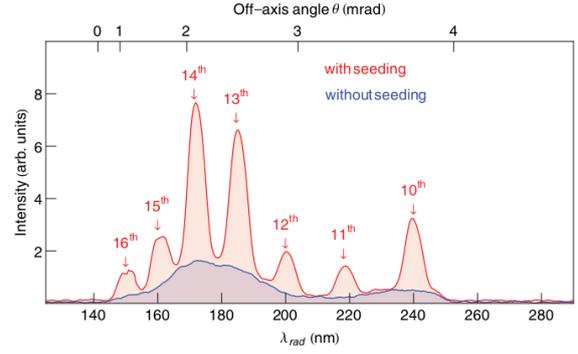


FIG. 4 (color). SCHG. The spectra with and without seeding are shown as red and blue plots, respectively. The location of various harmonics of $2.4\text{-}\mu\text{m}$ bunching are indicated with arrows (beam energy = 120 MeV, $K_{\text{SU}} = 2.76$, $\lambda_{\text{SU}} = 5.5$ cm, $K_{\text{MU}} = 0.49$, $\lambda_{\text{MU}} = 1.39$ cm).

HE₁₁ 模。比起 TE₁₁ 模，对于相同的 K 与 λ_u ，HE₁₁ 模能够允许较少的微波馈入功率、较高的品质因数、在 MU 表面较小的场。

13.4 其它

这篇论文提出的 MU 装置，其全长约 1.2 m，大约只有 2 个 FEL 增益长度 (for 70 MeV, $K = 0.6$ ，以一维模型估算)，因此还不足以观测到形成激光的过程 (lasing)。

14 束内运动 [PRAB 24-01]

Intrabunch motion

14.1 基本信息

- 分类：束流不稳定性
- 作者：E. Metral (主要机构：CERN, 瑞士)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.014401>

14.2 摘要

由阻抗或尾场驱动的相干 (或集体) 束流不稳定性通常可以通过线性化 Vlasov 方程分析, 选择完整基底进行模式分解后, 形成一特征系统 (eigen-system), 化简求解其特征值与特征基底, 特征值一般为束流强度的函数。特征值为复数, 实部表征模式振荡频率相对于零电流情况下的偏移; 虚部表示模式振荡的指数增长率 (或衰减率, 视正负号而定。虚部为零表示单纯振荡。)。一般在束流强度较低时, 不同振荡模式之间视为互相独立。但是, 当束流强度较高时, 或考虑高阶振荡模时, 或是加速器具有非线性 (如, 色品) 时, 或是具有 tune spread 时, 分析较为复杂, 并且实验上不容易直接测量或粒子跟踪程序不容易模拟。

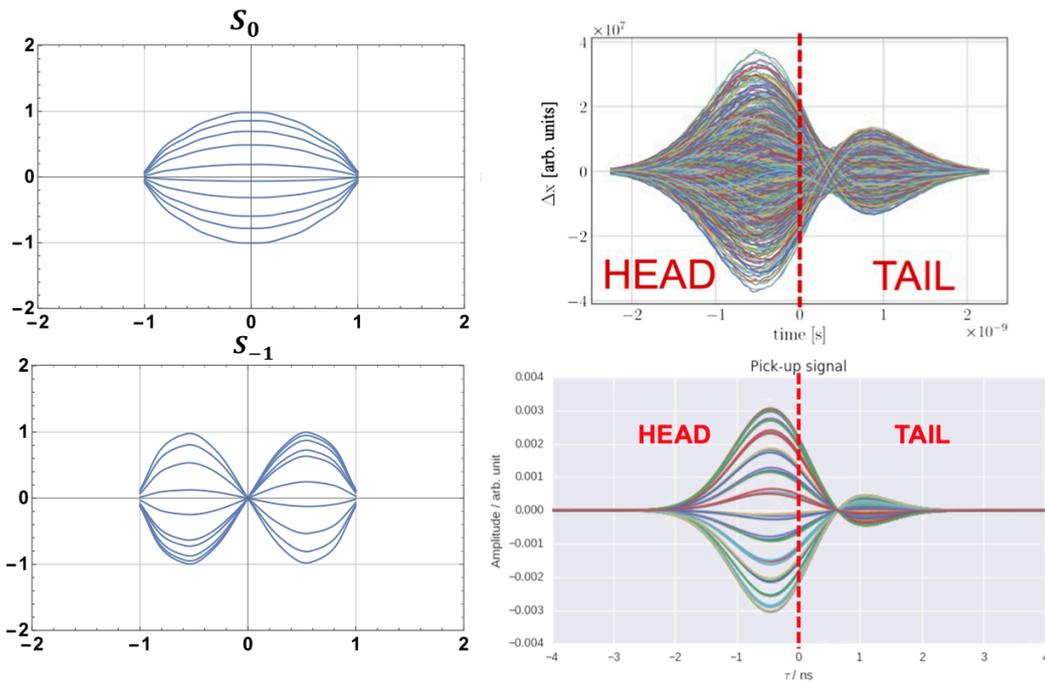
一个能表征单束团不稳定性的的重要参量是束团的束内运动, 可以通过 Vlasov 求解获得的特征值与特征基底解析分析。目前为止, 关于这类束内运动的分析仅考虑当束流强度较低时的情况。目前还没有同时考虑两个模式 (最简单的模式耦合情况) 时的束内运动的动力学。这篇论文尝试讨论两个模式互相作用时, 并且在不同束流强度区间下的动力学, 以横向模式耦合不稳定性机制 (transverse mode coupling instability, TMCI) 为例, 考虑的区域有

1. below TMCI threshold
2. at TMCI threshold
3. above TMCI threshold
4. after mode decoupling (一个近年开始引起关注的区间)

只有当能够更清楚了解一个不稳定性的物理机制后，才更能找到合适的抑制方案，并进一步推进加速器的效能。

14.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文清楚的介绍 TMCI 的物理图像，篇幅不长，但是点出一个新的、与过去教科书上不同的分析 TMCI 的观点。
- 贡献：这篇论文一开始花了些篇幅铺垫，说明目前利用 Vlasov 方法解出在束流强度较低时的特征基底为左右对称的正弦函数形式 (如下左图)，但是实验上或是粒子跟踪模拟给出的纵向束流密度分布则具有左右不对称 (如下右图)。什么机制造成这个现象？论文作者将这种现象归因于 (至少) 两个振荡模式间的耦合导致。



个别振荡模式为驻波 (standing wave)，两个带有不同相位的驻波叠加则形成行波 (traveling wave)。振荡模式的特征值与特性基底元素为复数，与当下的束流强度有关，在不同束流强度下，叠加后的波则有不同形式，如下图

14.4 其它

束内运动的分析近年在 CERN 有不少相关研究。这篇论文末尾处提出了几个这个模型可能的进一步延伸，如

1. 在强空间电荷效应情况下，能否用这个模型解释 TMCI 相关的实验或模拟结果。如果可行，应如何应用？

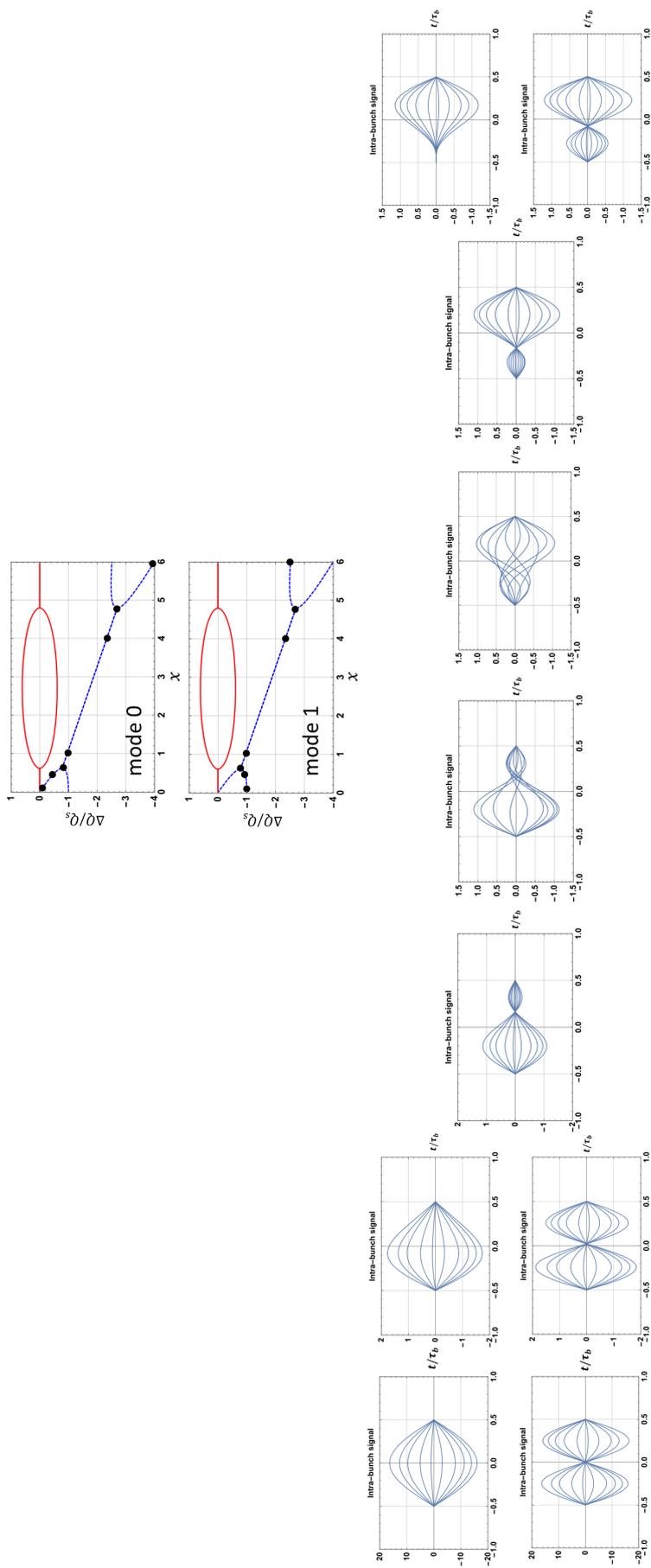


图 11: 图中上方为特征值 $\frac{\Delta Q}{Q_s}$ (其中, Q_s 为 synchrotron tune), 蓝色虚线为实部, 红色实线为虚部。七个黑点表示七个不同的束流强度, 其对应的两个振荡模式叠加的形式如下排图所示 (由左至右)。可以看到, 在低于阈值 $x = 0.61$ 前与模式解耦合 $x = 4.8$ 后, 存在固定点 (fixed point)。

2. 在考虑电子云 (electron cloud) 效应情况下, 能否用这个模型解释 TMC1 相关的实验或模拟结果。如果可行, 应如何应用?

15 相对论电子束的辐射尾场与空间电荷力计算 [PRAB 24-02]

Calculation of the wake due to radiation and space charge forces in relativistic beams

15.1 基本信息

- 分类：尾场与阻抗
- 作者：Gennady Stupakov and Jingyi Tang (主要机构：SLAC)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.020701>

15.2 摘要

一般计算相对论性电子束团的反作用力，又称相干辐射场 (coherent synchrotron radiation, CSR)，都是采用一维线电荷分布模型。尽管这个一维模型一般情况下作为快速估算是好用的，在某些情况下其精确性则不够。另外，这个一维模型还忽略了所谓的压缩效应 (compression effect)，即，当束团经历压缩时 (无论是纵向或横向压缩)，其库伦场的电磁能量 (electromagnetic energy) 的改变将影响粒子动能的效应¹⁷。目前既有的三维 CSR 计算模型考虑了这个压缩效应，但是数值计算需要的时间非常长，因此不具实用性。这篇论文提出一个新的、能考虑上述压缩效应的计算方法，基于推迟势的积分形式 (integrals for the retarded potentials)。原则上，这个积分式能够计算三维电子束团，为了简单起见，这篇论文仅演示二维情况。

15.3 贡献或创新点

- 创新点：利用推迟势 Eq. (2)，化简推导得到了积分形式的 CSR 尾场公式，即 Eq. (10) 与 Eq. (11)。计算与束团分布相关的积分时，利用了 method of characteristics。这个技巧背后假设 CSR 场对束团动力学的影响仅为微扰效应 (比较 G. Bassi 的 Refs. [17, 18])。

¹⁷这个过程与 CSR 效应不同，是可逆的。也与空间电荷效应不同，因为空间电荷力与 γ^2 成反比，但是压缩效应则非如此。

- 贡献：对于二维电子高斯分布情况，进一步给出了 Eq. (11) 的简化形式，有 Eq. (29, 34, 36)。对于二维分布的 CSR 尾场，下图是沿着束团 $x - z$ 椭圆分布的主轴 (main axis) 画的。这个例子假设 $R = 1, \beta_i = 8 \text{ m}, \alpha_i = 0, \epsilon = 5 \text{ nm}, \sigma_\eta = 10^{-4}, \sigma_{z0} = 1 \text{ mm}, \sigma_{x0} = 0.2 \text{ mm}$ 。注意，这里束团在 $s = 0.85$ 时发生过压缩 (over-compression)。虽然这里的公式适用于高斯分布的电子束，对于一般分布形式，从

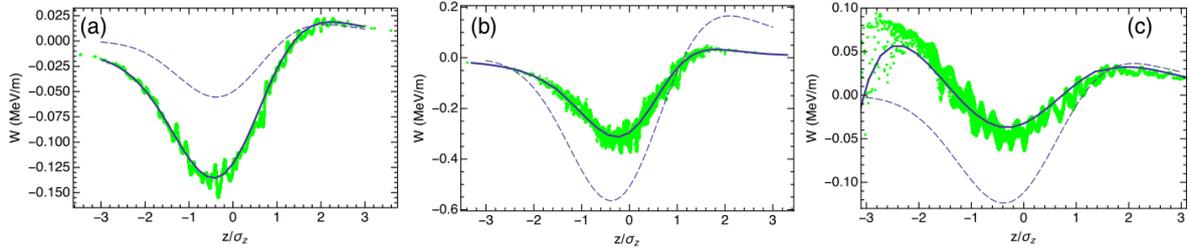


FIG. 3. Plots of the CSR wake along the semi major-axis of the beam, $x = z \tan \xi$, at three locations, (a) $s = 0.6 \text{ m}$, (b) $s = 0.8 \text{ m}$ and (c) $s = 0.99 \text{ m}$, shown by solid lines; for comparison also shown by dashed lines is the CSR wake calculated using the 1D CSR model with a local value of σ_z . The green dots show the CSR wakefield calculated with CSRTRACK. In each case the longitudinal coordinate z is normalized to the local value of σ_z .

数值上而言还是可以利用几个高斯分布叠加操作，类似的技巧在 E. Saldin 一书中使用过。

15.4 其它

这篇论文标题虽有 space charge，但全篇着墨不多，并且在 Section II 末尾处假设了 $\beta = 1$ 。另外，这篇论文在 Section VII 结论倒数第四行的 of cause 应为 of course。

16 电子束注入等离子体加速器前引致的相干同步辐射发射度增长的抑制研究 [PRAB 24-02]

Suppression of coherent synchrotron radiation induced emittance growth during electron-beam injection into plasma wakefields

16.1 基本信息

- 分类：束流光学、等离子体加速
- 作者：S.-Y. Kim, M. Chung, S. Doebert, and E. S. Yoon (主要机构：Ulsan National Institute of Science and Technology, 韩国)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.021301>

16.2 摘要

相干同步辐射 (coherent synchrotron radiation, CSR) 是一个主要发生在电子束偏转时的集体效应。这个效应会使纵向切片的电子横向相空间错位 (或扭曲), 造成 (投影) 发射度增长。因此, 电子束传输过程应该抑制该效应, 使其免于 CSR 引致的发射度增长。过去对于线性传输过程, CSR 引致的发射度增加可以通过调整 Twiss 参数获得有效抑制。由于传输段的一些硬件限制等因素, 在这篇论文中, 其高阶光学传输效应未必能用六极铁修正。在没有使用六极铁的情况下, 这篇论文先勾勒出线性光学传输主导的区间, 然后应用既有的抑制 CSR 发射度增长的条件。对于电子束注入等离子体加速器前的传输段, 这么做有其重要性; 如果注入等离子体加速器前的电子束受到 CSR 效应等没有适当调试而导致注入失配 (mismatch), 将导致额外的发射度增加。经过等离子体加速器前端的传输段 (即, dogleg) 后, 这篇论文利用 particle in cell 程序模拟电子束在离子体加速过程的动力学, 发现如果没有合适注入, CSR 效应可能最终导致 11%-32% 的投影发射度增长, 并且 20%-40% 的切片发射度增长。注入如果恰当, 则在电子束经历离子体加速后, 其相空间分布与不考虑 CSR 效应相差无几。

16.3 贡献或创新点

这篇论文讨论 CSR 的束流动力学时，使用 ELEGANT 程序。当电子束经历等离子体加速阶段，使用 Fourier-Bessel Particle-in-Cell (FBPIC) 程序。

- 贡献：这篇论文结合先前由焦毅等人 [1] 提出的抑制 CSR 发射度增长方案 (point-kick model)，针对等离子体加速前段的电子束注入过程 (见下图)，其经过 dogleg 时的投影发射度演变进行研讨与优化。这篇论文还考虑当 dogleg 传输段包含二阶非线性光学传输¹⁸情况时，结合抑制 CSR 发射度增长方案，讨论其提出的 CSR 发射度抑制条件有效性等。由于注入电子的能散较大，通过调整二阶 (或高阶) 非线性光学传输项是必要的，而当这些高阶项不处于主导地位时，过去提出的抑制 CSR 发射度增长方案仍有效。

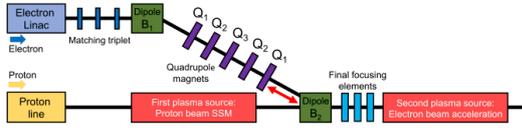


FIG. 1. Schematic view of an electron-beam transfer line with two plasma sources (not to scale). Note that the transfer line in this schematic view is not the AWAKE baseline design but a simplified generic variation to study CSR effects.

TABLE I. Electron beam parameters.

Parameter	Value
Energy, E	165 MeV
Energy spread, σ_δ	0.1%
Charge, Q	100 pC
Bunch length, σ_z	60 μm (200 fs)
Normalized emittance, ϵ_n	2 mm mrad

- 创新点：有三

1. 讨论并比较: 1) 仅考虑 CSR 与线性传输过程与 2) 考虑 CSR 且包含二阶非线性光学传输情况，对电子束经过 dogleg 后，CSR 发射度增长的情况。分别对应下表 Table II 与 Table III。其中，Table II 与先前 Ref. [1] 提出的抑制方案的结论一致，但是当非线性传输主导时，即 Table III 中的 Twiss α 或 Twiss β 较大时¹⁹，发射度增长趋势与先前基于线性传输模型得到的理论不一致。
2. 分析高阶传输影响时，引入了色品振幅函数 (chromatic amplitude, W)²⁰

$$W = \sqrt{\left(\frac{\partial\alpha}{\partial\delta} - \frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial\beta}{\partial\delta}\right)^2 + \left(\frac{1}{\beta} \frac{\partial\beta}{\partial\delta}\right)^2}$$

这个函数能有效表征束团中不同 (相对) 能量时，其 Twiss 参量与参考能量间的差异。 W 越小，表示束团内不同能量的切片，其 Twiss 参量差异不大。这篇论文根据其 dogleg 设计，如下图演示 ϵ_{nx} , W (可以看到其相似性) 与 Twiss β 间的关系。

¹⁸ T_{ijk} 矩阵。

¹⁹由该论文的 Fig. 6 中的 T_{111} 、 T_{216} 在“角落”处发散的趋势可以看出，当 Twiss α 或 Twiss β 很大时，非线性将占主导地位。

²⁰最初由 B. Montague 提出。

TABLE II. Final normalized emittance from the achromatic dog-leg transfer line. Before entering the dog-leg transfer line, the initial beam emittance was 1.936 mm mrad.

Twiss β (m)	0.1	0.1	0.1	0.1	3.0	5.0
Twiss α (rad)	-3.0	0.0	1.0	4.0	0.0	0.0
Final ϵ_{nx} (mm mrad)	1.936	1.942	1.947	1.966	2.093	2.170
Growth ratio (%)	0.00	0.31	0.57	1.55	8.11	12.09

TABLE III. Final normalized emittance from the achromatic dog-leg transfer line. Before entering the dog-leg transfer line, the initial beam emittance was 1.936 mm mrad. Growth ratio was calculated with respect to the initial emittance.

Twiss β (m)	0.1	0.1	0.1	0.1	3.0	5.0
Twiss α (rad)	-3.0	0.0	1.0	4.0	0.0	0.0
Final ϵ_{nx} (mm mrad)	2.478	1.958	1.955	3.099	2.094	2.172
Growth ratio (%)	28.00	1.14	0.98	60.07	8.16	12.19

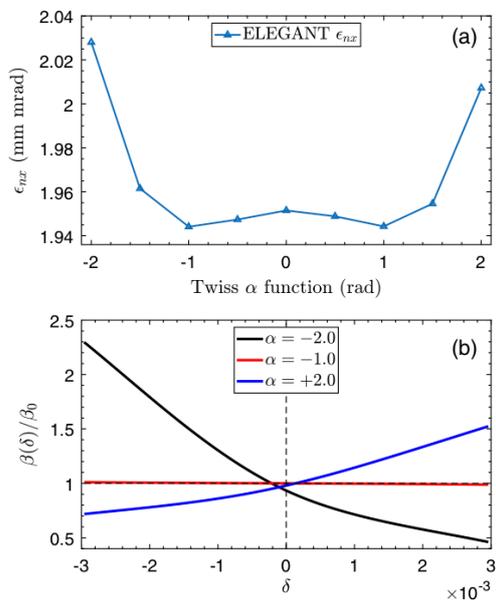


FIG. 7. Normalized emittance from the achromatic dog-leg transfer line (a) and slice Twiss parameters according to the energy distribution (b) obtained using particle tracking. The Twiss initial β function is fixed at 0.1 m.

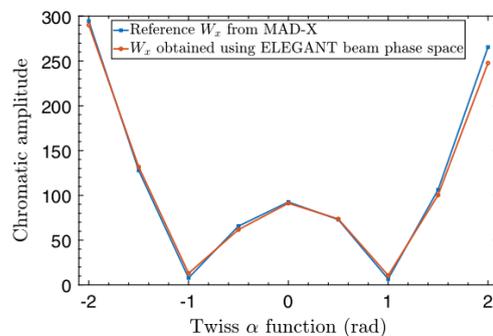


FIG. 8. Chromatic amplitude calculated using Eq. (4) with the phase space obtained from the ELEGANT simulation. The chromatic amplitude evaluated for $\delta = 0$ is plotted in this figure. For comparison with the ELEGANT result, the chromatic amplitude was also computed using MAD-X [37] code.

3. 这篇论文在 Section IV.E 利用 concatenated transfer map 技巧分析“同时”包含高阶光学传输项与 CSR 效应引起的横向 (x, x') 相空间发射度增长, 见该论文 Eqs. (7-9)。其中, $M_{n,ijkl}$ 表示第 n 个传输元件, i, j, k, ℓ 分别表示 $x_0^i, x_0^j, \delta_0^k, \delta_{CSR}^\ell$ 的阶数, δ_{CSR} 是 CSR energy kick [1]。

16.4 其它

这篇论文在几处提及了使用 sector dipole 与 rectangular dipole, 其抑制 CSR 发射度增长的条件没有不同²¹。一定程度上似乎意味着对应 sector dipole 或 rectangular dipole 形成的传输段, 其 CSR 发射度增加量应该差不多。但是, 更确切的结论可能需要再进一步探讨。

参考文献

- [1] Y. Jiao, X. Cui, X. Huang, and G. Xu, Generic conditions for suppressing the coherent synchrotron radiation induced emittance growth in a two-dipole achromat, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17**, 060701 (2014), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.17.060701>

²¹按 Section IV.D 末尾处, the edge focusing of rectangular bending magnet does not contribute to determining the suppression condition。

17 魏格纳函数在辛映射下的转换 [arXiv 1998]

How Wigner Functions Transform Under Symplectic Maps

17.1 基本信息

- 分类：单粒子传输
- 作者：Alex J. Dragt and Salman Habib (主要机构：University of Maryland)
- 类型：理论
- 链接：<https://arxiv.org/abs/quant-ph/9806056>

17.2 摘要

魏格纳函数 (Wigner function) 与刘维尔函数 (Liouville function) 在线性辛映射下的转换是一样的，即，对于线性 (linear) 传输而言，以下关系成立

$$w^f(z) = w^i(\mathcal{M}^{-1}z), W^f(z) = W^i(\mathcal{U}^{-1}z)$$

其中， w 为刘维尔函数， W 为魏格纳函数 [定义于该论文 Eq. (3.10)]。

但是，在一般非线性转换情况下²²是否成立？结论是， $W^f(z) = W^i(\mathcal{U}^{-1}z)$ 在一般非线性传输情况下不再成立，其演化方程如下总结。此外，量子修正项在 $\hbar \rightarrow 0$ 极限情况下可能变得复杂。这篇论文 (笔记) 给了几个例子，并说明魏格纳函数在 $\hbar \rightarrow 0$ 极限时，多大程度上重现其对应的刘维尔函数。

17.3 贡献或创新点

这篇 1998 年的论文没有正式发表，而是放在 arXiv 上，但内容仍有一定的学习价值。特别是，这篇论文 Section II 给出一段关于李代数 (Lie algebra) 的简洁介绍。以下总结几个相关物理量的定义与性质

$$\begin{aligned} :f: &\equiv \sum_i \frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} - \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q_i} \\ (:f:)^0 g &= g, (:f:)^1 g = [f, g], (:f:)^2 g = [f, [f, g]] \\ e^{:f:} &\equiv \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{(:f:)^{\ell}}{\ell!} \end{aligned}$$

²²此问题由 K.-J. Kim 首次提出。

任何一个有 $\mathcal{M} = e^{i f}$ 形式的变换必定是辛映射。任何一个辛映射 \mathcal{M} 总是可以写成李变换 (Lie transformation) 形式。

Section III 给出关于魏格纳函数的介绍，并且与刘维尔函数一定程度上能够互相对应。以下总结几个相关物理量的对应

$$z \leftrightarrow |\psi\rangle \quad \text{相空间坐标、状态坐标}$$

$$\mathcal{M} \leftrightarrow \mathcal{U} \quad \text{传输矩阵、映射}$$

$$w \leftrightarrow W \quad \text{相空间分布函数}$$

$$\Sigma \leftrightarrow \hat{\rho} \quad \text{束矩阵、密度算子}$$

$$\Sigma \equiv \langle z^T z \rangle \leftrightarrow \hat{\rho} \equiv \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |\psi_j\rangle \langle \psi_j| \quad \text{定义}$$

$$z^f = M z^i \leftrightarrow |\psi_j^f\rangle = \mathcal{U} |\psi_j^i\rangle \quad \text{相空间坐标、状态坐标传输}$$

$$\Sigma' = M \Sigma M^T \leftrightarrow \hat{\rho}' = \mathcal{U} \hat{\rho} \mathcal{U}^{-1} \quad \text{束矩阵、密度算子传输}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -[w, H] \quad \text{刘维尔函数演化方程}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -[W, H] - \frac{\hbar^2}{24} \left[\left(\frac{\partial}{\partial q} \right)^3 H \right] \left[\left(\frac{\partial}{\partial p} \right)^3 W \right] + \dots \quad \text{魏格纳函数演化方程}$$

17.4 其它

对于魏格纳函数的基础介绍，可以参考 Ref. [1]。

参考文献

- [1] William B. Case, Wigner functions and Weyl transforms for pedestrians, Am. J. Phys. **76** (10), October 2008. http://www.stat.physik.uni-potsdam.de/~pikovsky/teaching/stud_seminar/Wigner_function.pdf

18 适用于桌上型计算机的并行 Vlasov-Fokker-Planck 求解程序 [PRAB 20-03]

Parallelized Vlasov-Fokker-Planck solver for desktop personal computers

18.1 基本信息

- 分类：束流不稳定性
- 作者：Patrik Schonfeldt, Miriam Brosi, Markus Schwarz, Johannes L. Steinmann, and Anke-Susanne Müller (主要机构：Karlsruhe Institute of Technology, KIT)
- 类型：数值模拟、实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.030704>

18.2 摘要

Vlasov-Fokker-Planck 的 (一维) 数值解已经是一个用来模拟电子束在储存环中集体动力学的方法。这篇论文作者们展示了最近开发的程序 Inovesa (C/C++), 一个利用 OPENCL 大规模并行方案, 且可模块化扩展的程序。Inovesa 允许在桌上型计算机在数十分钟内进行准确的、可靠的计算。这篇论文讨论了相关的数值稳定性议题, 并将数值计算结果与 ANKA 加速器装置上的短束团操作模式下, 由相干同步辐射导致 (coherent synchrotron radiation, CSR) 的微束团不稳定性相关实验结果比较。计算结果表明, 平行板 CSR 阻抗模型不仅能够用来描述储存环 CSR 不稳定性阈值, 也预测了阈值以上的不同辐射频谱特性的区间。

18.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文详细阐述了数值求解 VFP 方程时的数值不准确性 (inaccuracy) 与数值计算引起的非物理效应 (artifacts)。前者是由于设定的网格 (纵向相空间网格 $\Delta q, \Delta p$ 与演化时间 θ, β) 不同导致; 后者则是由于插值 (interpolation) 或数值微分 (differentiation) 造成。下图 (上排) 比较了不同插值算法的差异, 结论是比起 quadratic interpolation, 更建议使用 cubic interpolation。上图 (下排) 则是根据 ANKA 电子储存环参数的模拟结果 (左) 与实验结果 (右) 的比较。

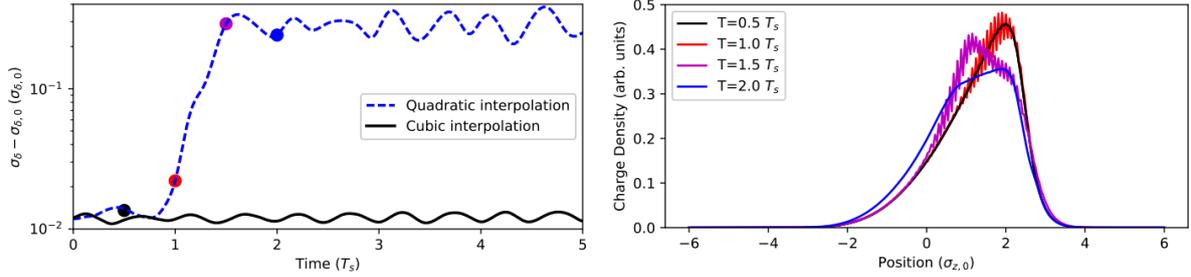


FIG. 5. Evolution of the energy spread over time (left) and bunch profiles of the simulation run using quadratic interpolation (right) at the points in time marked by the disks. For the case where cubic interpolation is used (left, solid black line), the energy spread stays at $\sigma_E \approx 1.01 \sigma_{E,0}$. When using quadratic interpolation (left, dashed blue line), an increase in energy spread can be observed at $T = 1 T_s$. The right-hand side reveals that this increase is a numerical artifact. The bunch profiles computed during the initial increase of the energy spread show large ripples with a period length of two grid cells. The earlier and later profiles do not show such structures. This implies that the increase of energy spread is driven by a numerical instability.

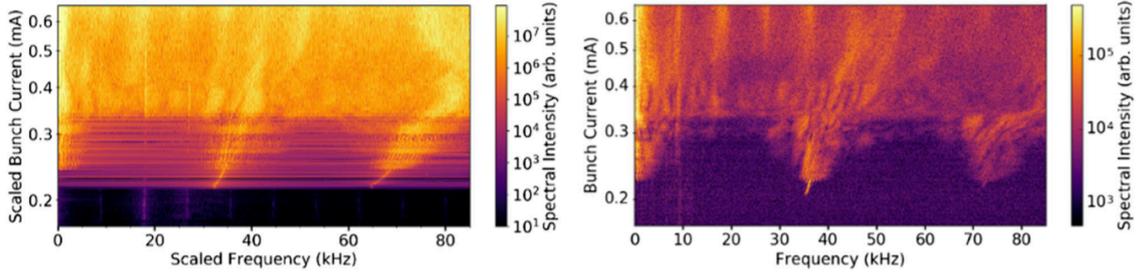


FIG. 6. Example for a simulated (left) and a measured (right) bursting spectrogram. For the simulated spectrogram the axis is scaled with a factor of $2\pi R/C$ to correct the mismatch due to the isomagnetic approximation. There are small differences, e.g. in the threshold current and in the frequencies. However, keeping in mind the very simple model, the general structure of the spectrograms matches quite well: There is an isolated finger pointing down (at $f \approx 3$ kHz); the fingertip ($I \approx 0.21$ mA) marks the instability threshold. For slightly higher currents, fluctuations in the lower frequency range ($f < 10$ kHz) start and the finger broadens. For the highest currents displayed here, there is a regime showing parallel frequency lines that stay approximately constant with changing current.

- 创新点：作者编写的 Inovesa 代码利用了 OPENCL 并行化方法，可以更有效模拟加速器中基于 VFP 方程的粒子二维相空间分布求解。

18.4 其它

Inovesa 的源代码可以在<https://github.com/Inovesa/Inovesa>下载。其运行输入文档范例可以参考论文 Appendix B。全数值求解 VFP 方程的原理可以参考论文的 Ref. [21] (SLAC-PUB-8404)。

19 利用跨越耦合共振实现电子增能环的发射度交换 [PRAB 23-02] Emittance exchange in electron booster synchrotron by coupling resonance crossing

19.1 基本信息

- 分类：束流注入引出
- 作者：J. Kallestrup and M. Aiba (主要机构：Paul Scherrer Institut, PSI, 瑞士)
- 类型：粒子跟踪模拟、实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.020701>

19.2 摘要

新一代的储存环同步辐射光源由于较小的动力学孔径，为离轴注入 (off-axis injection) 方案带来许多挑战。在目前许多既有同步光源的升级方案中，希望装置以最少的更动重复使用增能环，包含 SLS (Swiss Light Source) Upgrade 项目，尽管目前这些加速器的发射度还不适合升级要求。注入器的电子束发射度如果能有所降低，将能减少注入过程时对器件与机器孔径 (machine aperture) 的要求。由于在电子同步加速器中，横向 y 方向的发射度比横向 x 方向发射度小很多，因此，可以通过穿越耦合 (差) 共振 (difference resonance crossing) 交换 x, y 方向的发射度，使减小 x 方向的发射度。通过引入一标度参数 (scaling parameter) 用来表征耦合强度 (coupling strength) 与穿越速度 (crossing speed)，这篇论文探讨发射度交换的品质随着各种参数的影响。利用粒子跟踪模拟，这篇论文还讨论了辐射效应，包含辐射阻尼 (radiation damping) 与量子激发 (quantum excitation)，对其影响。最后，这篇论文展示从 SLS 增能环实验演示横向 x, y 的发射度交换。

19.3 贡献或创新点

- 创新点：圆束团 (round beam) 操作模式在新一代 (又称四代) 同步辐射光源是一个近年来获得关注的一种操作模式。主要动机源于新一代同步辐射光源的电子束发射度比起第三代光源小了一至二个数量级，其束内散射 (intrabeam scattering, IBS) 变强且 Touschek 寿命 (Touschek lifetime) 短了许多。以往三代光源的电子束为平束 (flat beam, $\epsilon_x \gg \epsilon_y$)，如今提出使用圆束团操作模式 (round beam, $\epsilon_x \approx \epsilon_y$)，

由于电子束团横向面积大了些，可以有效降低 IBS，也延长了 Touschek 寿命。但是，圆束团操作模式为新的操作模式，除了如何有效产生圆束团，也给磁聚焦结构设计、轨道修正、束团诊断等带来许多新的挑战。

一般产生圆束团有以下四种方法：

1. 利用螺线管 (solenoid)、径向阻尼摇摆器 (radial damping wiggler)，在储存环局部产生圆束团。
 2. 在横向 y 方向引入色散，将 x, y 方向运动直接耦合。
 3. Mobius 方案。
 4. 发射度共享 (emittance sharing) 或耦合共振，属于弱耦合、差共振模式 \Rightarrow 目前普遍认为较具实际可行性的方案。
- 贡献：这篇论文探讨利用离轴注入，结合以上第四个方案。离轴注入方案有二：
 1. 传统 kicker-bump 注入
 2. 多极磁铁 kicker 注入，首次由 KEK-PF 提出，需要较高的工艺技术制作特殊六极铁

第一个注入方案示意图如下。这篇论文主要通过粒子跟踪模拟先分别分析了不同效应对发射度交换的影响，如：跨越差共振时的速度 (crossing speed)，与耦合强度 C 及与共振距离 Δ 相关。定义了一个标度参数 (scaling parameter) \mathcal{S}

$$\mathcal{S} = \frac{\mathcal{V}}{|C|} = \frac{\Delta}{|C|^2}$$

其中， $\Delta = Q_x - Q_y - N$ 为共振距离 ($N \in \mathbb{N}$)， $\mathcal{V} = \frac{\dot{Q}_y}{|C|}$ 为归一化穿越速度 (normalized crossing speed)。定义耦合强度 (coupling strength) 为

$$C = -\frac{1}{2\pi} \oint K_s \sqrt{\beta_x(s)\beta_y(s)} e^{-i[\phi_x(s) - \phi_y(s) + \frac{s}{R}\Delta]} ds$$

另外，为了量化发射度交换的品质，定义以下参量 R

$$R = 1 - \frac{\epsilon_{x,\text{end}} - \epsilon_{y,0}}{\epsilon_{x,0} - \epsilon_{y,0}} = \frac{\epsilon_{x,0} - \epsilon_{x,\text{end}}}{\epsilon_{x,0} - \epsilon_{y,0}}$$

下图由左至右分别考虑了穿越速度、辐射效应与横向阻尼时间常数对 R 的影响。

19.4 其它

论文最后总结了三个能够达到较好品质的发射度交换的条件：(1) $\mathcal{S} < 3$; (2) $A > 2.1$ ，其中， A 为 $\Delta_{\text{end}}/|C|$; (3) $\frac{\tau_x \mathcal{V}}{A} > 30$ ，其中， τ_x 为辐射阻尼时间常数。

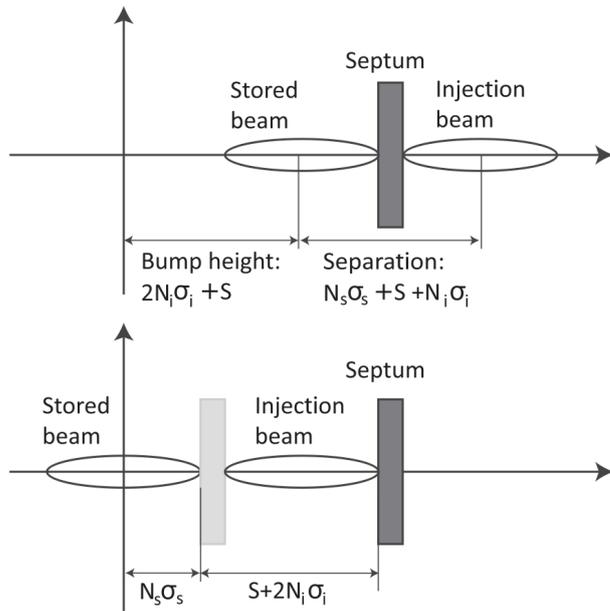


FIG. 1. Schematic showing the setup for the traditional horizontal off-axis injection. (a) Kicker bump on during injection. (b) Kicker bump off after injection. The required horizontal dynamic aperture is given by Eq. (1). Minimizing the horizontal emittance of the injected beam will greatly reduce the required aperture. In this figure, the orbit bump height is minimal: it can be higher if the kicker bump is stronger but not lower.

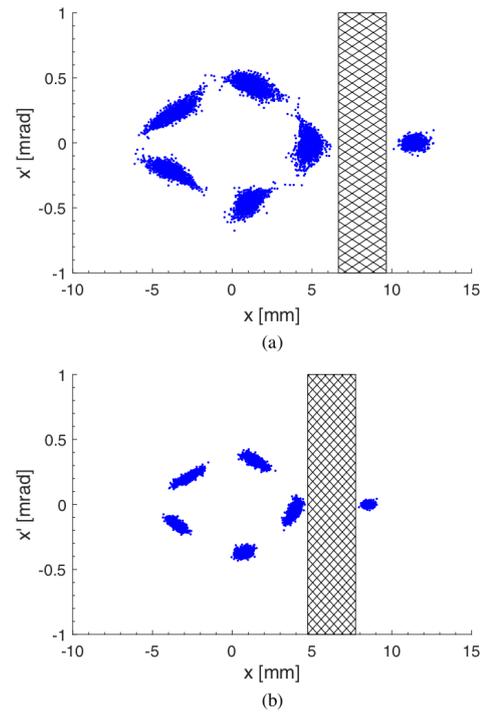


FIG. 2. Example of horizontal kicker bump injection into the SLS 2.0 storage ring. The first 10 turns in the machine is included. (a) $\epsilon_x = 10$ nmrad without emittance exchange. (b) $\epsilon_x = 2$ nmrad with emittance exchange. The required aperture is significantly decreased because the injected beam can be brought closer to the stored beam.

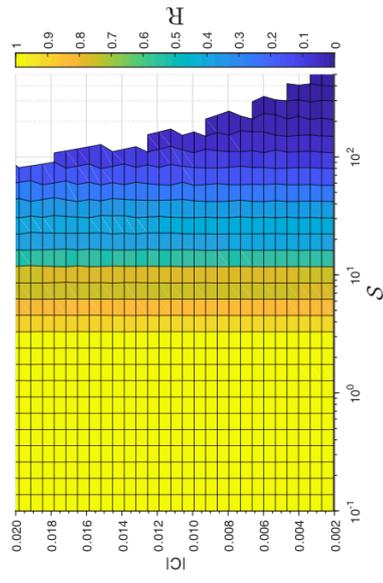


FIG. 4. Quality of emittance exchange as a function of the scaling parameter for the SLS booster lattice.

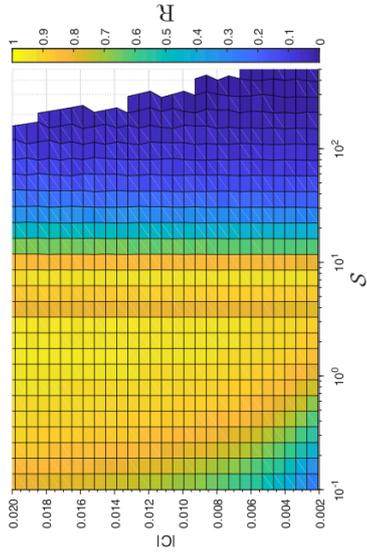


FIG. 6. Quality of emittance exchange as a function of the scaling parameter for the SLS booster lattice including radiative effects. Extraction happens for $\Delta_{\text{ext}} = 2.1|C|$.

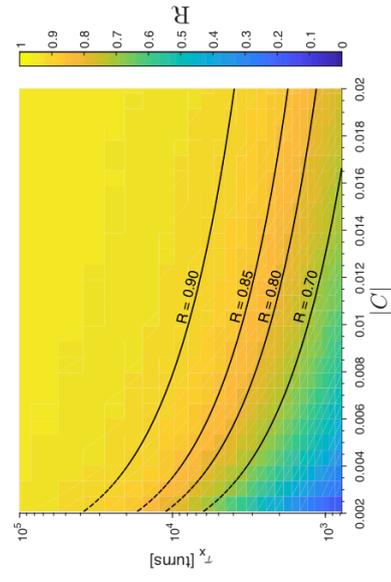


FIG. 7. Quality of emittance exchange for various values of the horizontal damping time and coupling for a fixed value of $S = 1$ and $\Delta_{\text{ext}} = 2.1|C|$.

20 非高斯电子能散对外种子自由电子激光效能的影响 [PRL 112]

Impact of Non-Gaussian Electron Energy Heating upon the Performance of a Seeded Free-Electron Laser

20.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：E. Ferrari, E. Allaria, W. Fawley, L. Giannessi, Z. Huang, G. Penco, and S. Spampinati (主要机构：FERMI Elettra-Sincrotrone Trieste, 意大利)
- 类型：实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.112.114802>

20.2 摘要

激光加热器 (laser heater) 系统在高增益自由电子激光 (high gain free electron laser) 装置中是一个重要部件。激光加热器通过引入可控的电子束切片能散，能够抑制纵向微束团不稳定性。对于横向均匀加热 (transverse uniform heating) 情况，引致的电子束能散分布严格上来说并不是高斯 (non-Gaussian) 分布。除了抑制微束团不稳定性，这篇论文从实验上探讨激光加热器导致的电子束能散分布对高增益谐波 (high gain harmonic generation, HGHG) 自由电子激光 (HGFG FEL) 效能的影响，特别聚焦在软 X 射线波段。具体而言，对于非高斯分布情况下，实验量测到的 FEL 强度随着不同激光加热器能量出现振荡行为，不同于传统假设高斯分布能散的预测。这些结果给出对于单极 (single stage) 非集联情况下，HGFG FEL 能够 (一定程度上) 产生即使 $m \geq 25$ 次谐波²³的功率，达到 100 eV 的光子能量。

20.3 贡献或创新点

- 贡献：不同于 LCLS, FERMI FEL 的激光加热器操作在低得多的能量，约 $0.6 \mu\text{J}$ ²⁴，即可有效抑制微束团不稳定性，并得到在 32.5 nm 的最大 FEL intensity 输出。上图的理论模型是基于 [1] 中，对于非高斯能散分布情况下 m 次谐波的群聚因子 b_m

²³对于 1.2 GeV 电子束能量，FERMI 的 nominal operation 在 $m \leq 8$ 。

²⁴LCLS 大约需要 $6 \mu\text{J}$ 可以达到在 1.5 Å 的最大 FEL intensity 输出。

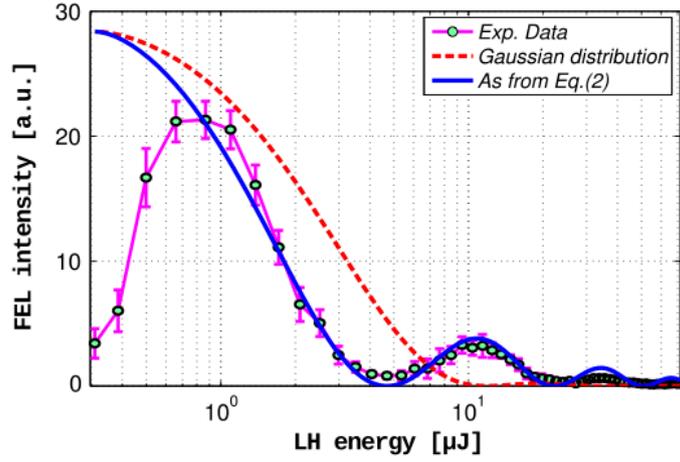


FIG. 4 (color online). Comparison between experimental data (dots) at $\lambda = 32.5$ nm ($m = 8$) and theoretical predictions of the FEL intensity as a function of the laser heater energy. In order to reduce total FEL gain, only three radiators were used; in this condition, the FEL emitted energy is almost proportional to the square of the bunching b_m^2 . The dashed curve shows the standard prediction, Eq. (1) for b_m^2 that assumes a Gaussian energy spread at undulator entrance, while the filled curve was obtained using Eq. (2) for b_m^2 and includes non-Gaussian LH heating effects. The machine parameters during the experiments are summarized in Table I.

表示式的结果

$$b_m = e^{-\frac{1}{2}m^2C^2\sigma_H^2D^2} J_m(m\Delta\gamma_S D) S_H \left(mC\Delta\gamma_H D, \frac{\sigma_r}{\sigma_x} \right)$$

其中, m 为谐波阶数, C 为压缩因子, σ_H 为进入 LH 前的切片能散, $\Delta\gamma_H$ 为 LH 导致的能量调制振幅, $\Delta\gamma_S$ 为下游外种子激光导致的能量调制振幅, $D = \frac{2\pi R_{56}}{\gamma\lambda}$, λ 为辐射波长, σ_r 为 LH 激光半径, σ_x 为在 LH 中的电子束半径, S_H 为超几何 (hypergeometric) 函数, 这里细节先不论。由上图的实验结果可以看出, 理论模型与实验结果在 LH energy 较大时一致, 但是当 LH 较小时则不完全契合。因为上式没有考虑集体效应对束团的影响。

20.4 其它

这篇论文最后一段的评论或许发人深省, 提到调整 LH 对电子束能散的大小能够有效抑制微束团不稳定性或 FEL 输出效能。但这未必是 LH 对电子束调控的唯一方案, 从这篇论文的讨论可以看到, 调整 LH 对电子束能散的分布形式也能一定程度上抑制微束团不稳定性或 FEL 输出效能。如果能成功结合或是对 LH 的更进一步认识, 则产生更短波长或许不是一定需要借助于其它如 EEHG 方案等更复杂的系统。

关于系列实验相关结果的更多讨论, 如 FERMI laser heater setup 的细节描述, 可以参考 Ref. [2]。下图为扫描 LH 增加的 (切片) 能散与直线加速器末端切片能散的关系。

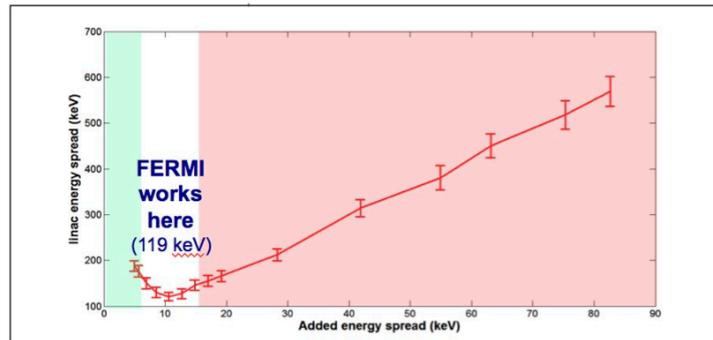


Figure 6. Slice energy spread as function of the energy spread added by the LH: at low heating, the instability dominates and the electron beam energy spread remains large; at large heating, the longitudinal Landau damping dominates and the final energy spread is proportional to the LH-induced energy spread (each data point is the average over 7 discrete measurements with the plotted error bars calculated as the standard deviation).

参考文献

- [1] Z. Huang, M. Borland, P. Emma, J. Wu, C. Limborg, G. Stupakov, and J. Welch, Suppression of microbunching instability in the linac coherent light source, Phys.

Rev. ST Accel. Beams **7**, 074401 (2004), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.7.074401>

- [2] L. Badano *et al.*, Experimental characterization of the FERMI laser heater and its impact on the FEL operations, Advances in X-ray Free-Electron Lasers Instrumentation III, edited by Sandra G. Biedron Proc. of SPIE Vol. 9512, 951217 (2015), <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9512/1/Experimental-characterization-of-the-FERMI-laser-heater-and-its-impact/10.1117/12.2182475.short>

21 高亮度微束团电子集体与束内散射动力学的半解析分析 [Phys. Plasmas 28]

Semi-analytical analysis of high-brightness microbunched beam dynamics with collective and intrabeam scattering effects

21.1 基本信息

- 分类：多粒子束流动力学
- 作者：Cheng-Ying Tsai (蔡承颖, 华中科技大学) and Weilun Qin (秦伟伦, 瑞典隆德大学、德国 DESY)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0038246>

21.2 摘要

非相干单粒子效应与相干多粒子效应的研究在加速器束流动力学中一般是分开讨论的，因为它们涉及的动力学时间尺度截然不同。最近在意大利 FERMI 的实验结果表明，在一些参数区间电子束团内部的小角度、多次散射效应可能对微束团有显著的影响。这篇论文应用最近开发的半解析动理学分析 (kinetic analysis) 方法用来探究同时考虑高亮度微束团集体与束内散射的动力学效应。其中特别着重于束团切片能散的分析与量化。这篇论文构建了一个理想模型，线性磁聚焦结构包含两段直线段，其间穿插两个压缩器结构。除了半解析分析结果与粒子跟踪模拟结果一致，这篇论文得出能够预测非相干单粒子效应与相干多粒子效应相抗衡时的阈值电流必须满足的方程。在阈值电流附近，电子束能够最大程度上利用非相干单粒子效应抑制微束团集体效应。这篇论文的结论或许能够针对短波长自由电子激光效能的精确评估有些指导作用。

21.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文接续 [1] 的结果，利用一个玩具模型演示作为非相干单粒子效应 (此处考虑束内散射效应, intrabeam scattering, IBS) 与相干多粒子效应 (此处考虑纵向空间电荷效应导致的微束团不稳定性) 的综合动力学表现。发现在束团电流较低的情况下，束内散射单纯地加热电子束，导致切片能散增加。此时，束团的切片能散还不够达到提供有效的朗道阻尼，因此，微束团集体不稳定性引起的切片能散增加仍然主导电子纵向束流动力学。在束团电流较高时，束内散射引致的切片能

散则能够提供足够的朗道阻尼以抑制微束团不稳定性，从而使微束团不稳定性导致的能散增长减小。由此可以预期，存在一阈值电流，能使束内散射效应能够最大程度上帮助抑制集体不稳定性导致的切片能散增长。这篇论文便是量化这个阈值附近的动力学行为。下图演示在低电流与高电流情况下截然不同的微束团动力学随 s 的演进。

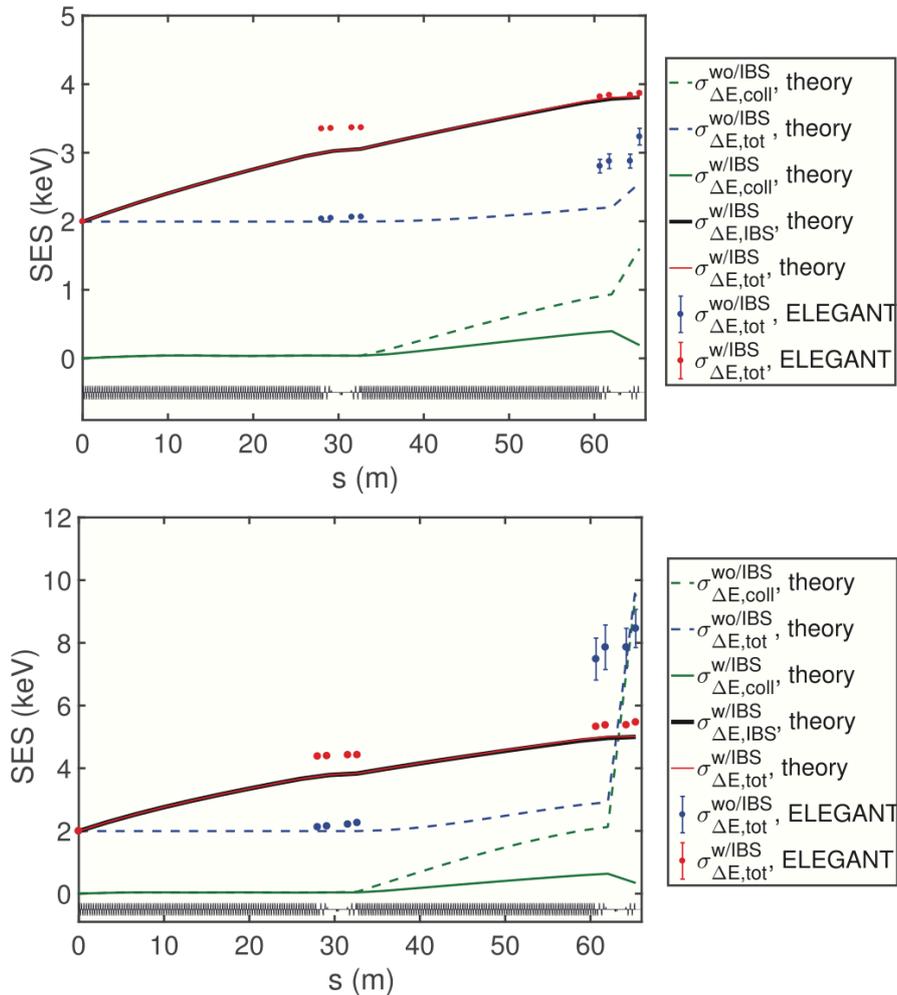


图 12: 上图为初始电流 20 A 的情况；下图为初始电流 40 A。注意两种情况中，红色点或实线与蓝色点或虚线在接近出口处 ($s > 60$ m) 的区别。

- 创新点：针对玩具模型 FODO-BC-FODO-BC (其中，FODO 表示 focusing-drift-defocusing-drift, BC 表示 bunch compressor)，这篇论文首次给出阈值电流应该满足的超越方程。利用图解法，可以很快地找到在相应参数下的阈值电流的粗略值。如下左图的彩色区域与虚线为利用 `volterra` 计算程序得到的结果， \otimes 与 \circ 则是利用粒子跟踪模拟程序 `elegant` 获得的结果。下面右图则是由超越方程的数值解得到的结果。

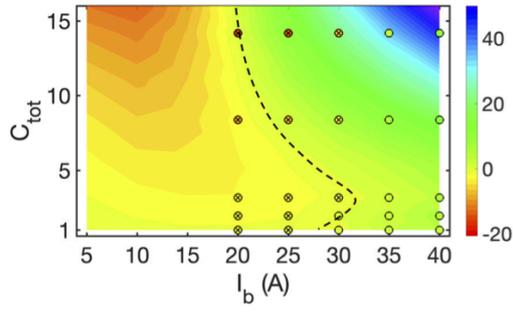


FIG. 11. The difference of SES without and with IBS, $\sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{wo/IBS}} - \sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{w/IBS}}$ on the initial bunch current. The colorbar is in the unit of keV. Both the background contour plot (from semi-analytical calculation) and the dots (from ELEGANT tracking simulation) share the same color code. The circle with cross \otimes denotes $\sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{wo/IBS}} - \sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{w/IBS}} < 0$ and \circ $\sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{wo/IBS}} - \sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{w/IBS}} > 0$. The dashed line is drawn by $\sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{wo/IBS}} = \sigma_{\Delta E, \text{tot}}^{\text{w/IBS}}$.

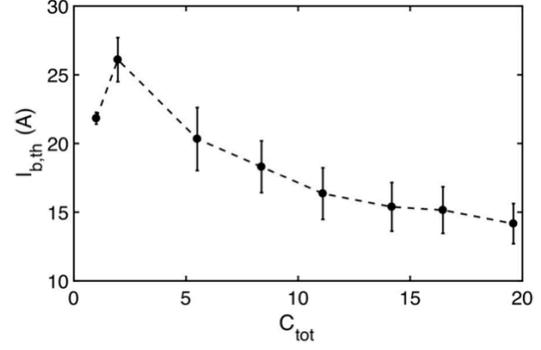


FIG. 13. Dependence of the threshold current on the total bunch compression factor. For each C_{tot} , the threshold currents are calculated using the obtained $G_f(\lambda, s)$ from eight differential initial beam currents from 5 to 40 A at the interval of 5 A. Each dot and the full length of error bar are the average and the standard deviation of the obtained results. The dashed lines between the dots are added for visualization.

参考文献

- [1] Cheng-Ying Tsai, Weilun Qin, Kuanjun Fan, Xiaofan Wang, Juhao Wu, and Guanqun Zhou, Theoretical formulation of phase space microbunching instability in the presence of intrabeam scattering for single-pass or recirculation accelerators, *Phys. Rev. Accel. Beams* **23**, 124401 (2020), <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.124401>

日期：2021/2/27

22 利用较低功率的太赫兹激光引致电子密度调制以产生太赫兹波荡器辐射 [PRAB 22-06]

Strong electron density modulation with a low-power THz source for generating THz superradiant undulator radiation

22.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Gang Zhao, Sheng Zhao, Senlin Huang, and Kexin Liu (主要机构：北京大学)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.060701>

22.2 摘要

这篇论文提出一个创新方案，利用较低功率 (≤ 100 kW) 的太赫兹 (THz) 激光作为种子 (seed)，用来调制低发射度 (low emittance)、低角度发散 (small angular divergence) 的电子束。在这个方案中，调制器 (energy modulator) 前端的 matching section 用来引入可调的角色散 (angular dispersion) 与适当聚焦，使电子束团在调制器出口处形成“能量层”切片，并一定程度上抵消由于束团本身 (非相干) 能散对能量调制的影响。这篇论文利用数值模拟 (ELEGANT 与 GENESIS) 与解析分析演示这个方案的可行性。结果指出，在不超过 1 kW 太赫兹激光功率，1 至 6 THz 频率范围内 (或中心波长 50 至 300 μm)，可以达到群聚因子约 0.4 的电子密度调制。这个微束团电子束可以用来产生几 10 MW 输出峰值功率的相干波荡器辐射。

22.3 贡献或创新点

- 创新点：过去激光调制电子束的方案中，由于其多半应用集中在产生 EUV 或 X 射线辐射，激光波长集中在较短波段 (≤ 1 μm)。这篇论文聚焦在产生太赫兹波段，调制激光也在太赫兹波段。这个方案的束线设计能够抵消束团本身 (非相干) 能散

对能量调制的影响，因此不需要太高的激光功率即可达到要求的调制振幅²⁵。

- 贡献：这篇论文利用解析方法分析了电子束在传输段各段（见下图）的群聚因子（bunching factor）的变化，清楚阐明与相关参数的依存关系。通过 GENESIS 模拟，解析结果与数值模拟得到一致结果，说明在纯光学分析方法在这里足够准确。另外，这篇论文后半部分分析了这个方案对束团品质变化的稳定性与不同调制激光功率与频率的可调性（tunability），在束团发射度增加两倍情况下，或是调制激光功率减小 40% 情况下，或是调制激光频率 1 至 6 THz 范围内（电子能量根据相应共振关系改变），群聚因子仍维持在 0.3~0.4 间。

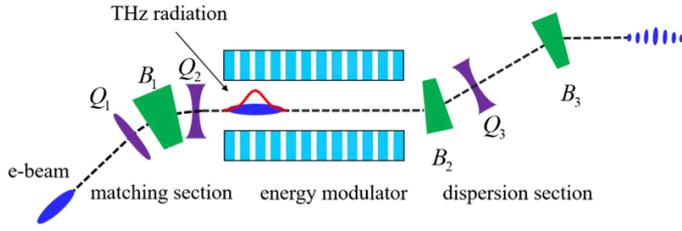


FIG. 1. An electron modulation scheme to generate strong subpicosecond density modulation in relativistic electron beams with low-power THz seed radiation. B_1 , B_2 , and B_3 are sector dipole magnets; Q_1 , Q_2 , and Q_3 are quadrupole magnets.

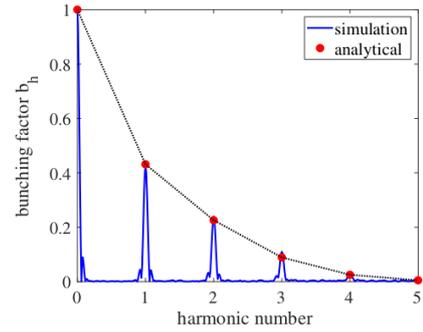


FIG. 2. Comparison of the bunching factors obtained via simulation and analytical formula.

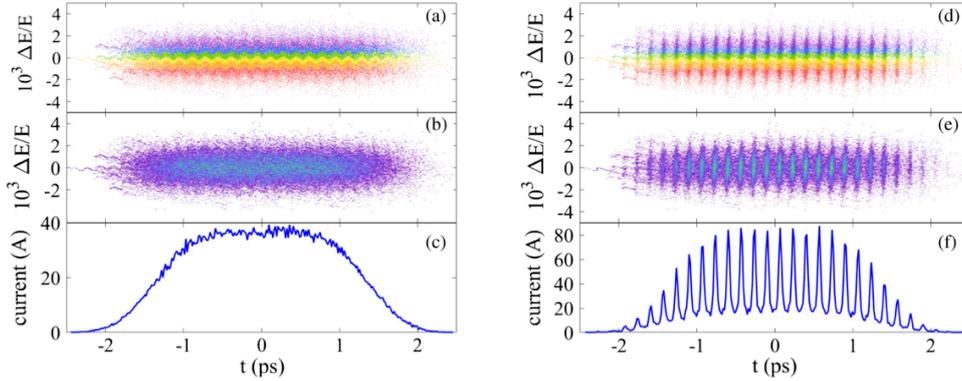


FIG. 3. Longitudinal phase space distribution of the electron beam at the exit of energy modulator (a–c) and dispersion section (d–f). In (a) and (d), the electrons are grouped into 6 “layers” according to their angular divergence x' at the entrance of energy modulator, and electrons in each layer are represented in a different color. (b) and (d) are pseudocolor plots of electron density distribution, while (c) and (f) are current profiles.

²⁵能量调制的相对振幅与激光功率的关系为

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} = \frac{a_u [\text{JJ}]}{\gamma_0^2} \frac{L_u}{\kappa w_0} \sqrt{\frac{P_s [\text{GW}]}{4.35}}$$

，见论文 Eq. (17)。