

加速器束流动力学期刊论文导读 (2024 年 5 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 5 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]	
漆鸿	[11]	
徐阳	[12]、[13]	

目录

1	双射频系统储存环的粒子运动解析解 Analytic Solution of Particle Motion in A Double RF System	4
2	准周期调制电子束的辐射特性 Radiation from a quasi-periodically modulated electron beam	8
3	基于双折射晶体相干脉冲堆栈的皮秒激光脉冲串产生 [OE 27] Generation of picosecond pulses with variable temporal profiles and linear polarization by coherent pulse stacking in a birefringent crystal shaper	10
4	基于条纹相机对可调太赫兹激光脉冲串的测量 [OC 501] Measurement of tunable terahertz drive laser pulse train generation using streak camera	15
5	皮秒激光脉冲被动时空整形的理论及实验研究 [PRST-AB 12] Theoretical and experimental study of passive spatiotemporal shaping of picosecond laser pulses	19
6	低温 C 波段射频枪的设计和低功率射频测试 [NIMA 1010] Design and low-power RF test of a C-band cryogenic RF gun	23
7	兆电子伏特束团衍射的超快时间分辨率 [NIMA 1010] Ultrafast time-resolved electron diffraction with megavolt electron beams	29
8	SLAC 国家加速器实验室的兆电子伏特超快电子衍射 [RSI 86] Mega-electron-volt ultrafast electron diffraction at SLAC National Accelerator Laboratory	32
9	使用光阴极 RF 电子枪产生的相对论性电子进行飞秒电子衍射的可能 [JKPS 48] MPotential of Femtosecond Electron Diffraction Using Near-Relativistic Electrons from a Photocathode RF Electron Gun	37
10	基于冷原子的高相干皮秒电子束团 [Nat. Comm. 4] High-coherence picosecond electron bunches from cold atoms	42
11	借助电介质基底从金属光栅中逃逸出的太赫兹表面波的观测 Observation of THz surface waves escaping from metal gratings through a dielectric substrate	45
12	太赫兹在结构化金属中的局部场增强 [IEEE TTST 6]	

Local Enhancement of Terahertz Waves in Structured Metals 48

13 利用太赫兹驱动谐振器操控与诊断飞秒相对论电子束
Manipulation and diagnosis of femtosecond relativistic electron bunch using
terahertz-driven resonators 52

1 双射频系统储存环的粒子运动解析解

Analytic Solution of Particle Motion in A Double RF System

1.1 基本信息

- 分类：非线性动力学
- 作者：J.Y. Liu et al., (主要机构：IUB)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://cds.cern.ch/record/1120213/files/p221.pdf>

1.2 摘要

这篇论文给出包含主腔与二次谐波腔组成的双射频系统中粒子运动的解析解，研究了射频相位调制和电压调制对于束流动力学的影响。这篇论文采用无扰动哈密顿量的作用量-角度变换，分析由弱扰动引起的参数共振 (parametric resonances)，推导了“共振强度”(resonance strength) 的求和规则。这篇论文分析结果说明，这些参数共振的分叉 (bifurcation) 规律遵循无扰动哈密顿量的特征曲线。此外，还通过数值模拟探讨了耗散效应对双射频系统的动力学。

1.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文同样是加速器中，早期研究单粒子非线性动力学使用解析方法的经典论文之一。尽管这篇论文只针对包含主腔与二次谐波腔组成的双射频系统，其分析方法与思路具有一般性。
- 贡献：这篇论文从哈密顿量开始，Section 2 考虑包含主腔与二次谐波腔组成的双射频系统，但先不考虑谐振腔的相位或电压调制。由于这篇论文以解析方法为主，在 Section 2.1、2.2 先给出纵向相空间的基本特性，包含作用量 (action)、synchrotron tune¹、相空间宽、高等。Section 2.3 则给出当束团仅占据相空间很小范围时小振幅振荡近似的简化结果。

¹留意，这篇论文采用的惯例： ν_s 为无谐波腔时的 tune， Q_s 为包含谐波腔时的 tune。

这篇论文从 Section 3 开始考虑谐振腔调制的纵向束流动力学，先从相位调制开始。

$$H = \frac{1}{2}\nu_s\delta^2 + \nu_s \left[(1 - \cos\phi) - \frac{r}{2}(1 - \cos 2\phi) \right] + a\nu_m\delta \cos\nu_m\theta$$

将能量偏差坐标按作用量-角度变换 $(\phi, \delta) \rightarrow (\psi, J)$ 展开，有

$$H = E(J) + a\nu_m \sum_{n \geq 0} |g_n(J)| [\cos(n\psi - \nu_m\theta + \chi_n) + \cos(n\psi + \nu_m\theta + \chi_n)] \quad (1)$$

其中， g_n 为“共振强度”(resonance strength) 函数。

再引入一组缓变的作用量-角度正则变量 $(\psi, J) \rightarrow (\gamma, I)$ ，则哈密顿量可拆为与时间无关的项

$$\langle \mathcal{H} \rangle = E(I) - \frac{\nu_m}{n}I + a\nu_m |g_n(I)| \cos n\gamma$$

以及与时间相关的项

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{H} = & a\nu_m |g_n| \cos(n\gamma + 2\nu_m\theta) + a\nu_m \sum_{\ell \neq n, \ell \geq 1} |g_\ell| \left\{ \cos \left[\ell\gamma + \left(\frac{\ell}{n} - 1 \right) \nu_m\theta \right. \right. \\ & \left. \left. + \chi_\ell - \frac{\ell}{n}\chi_n \right] + \cos \left[\ell\gamma + \left(\frac{\ell}{n} + 1 \right) \nu_m\theta + \chi_\ell - \frac{\ell}{n}\chi_n \right] \right\} \end{aligned}$$

接着，先找出固定点，要求满足如下固定点条件：

$$\begin{aligned} \dot{I} = \frac{\partial \langle \mathcal{H} \rangle}{\partial \gamma} = 0 & \Rightarrow n\gamma_{\text{FP}} = l\pi, \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \\ \dot{\gamma} = -\frac{\partial \langle \mathcal{H} \rangle}{\partial I} = 0 & \Rightarrow Q_s(I_{\text{FP}}) - \frac{\nu_m}{n} \pm a\nu_m |g'_n(I_{\text{FP}})| = 0 \end{aligned}$$

局部共振区域 (共振岛) 的面积可大致估算为

$$\Delta I \approx 4 \left[\frac{\nu_m a |g_n(I)|}{\left| \frac{\partial Q_s}{\partial I} \right|} \right]_{I=I_r}^{1/2}$$

有了以上结果，就可以开始估算由于相位调制导致的参数共振时的束团在相空间的特性。Section 3.2 给出共振强度的解析表示式，有

$$g_{2l+1} = i \frac{4Q_s}{\nu_s} \frac{(-)^l q^{l+1/2}}{1 + q^{2l+1}} \cos \left[(2l+1) \frac{\pi u_0}{2K(k)} \right]$$

Section 3.3 给出作用量 J 以共振强度展开的形式，有

$$J = \frac{\nu_s}{2\pi Q_s} \int_{-\pi}^{\pi} \delta^2 d\psi = \frac{\nu_s}{Q_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |g_n|^2 = \frac{32Q_s}{\nu_s} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{q^{2\ell+1}}{(1 + q^{2\ell+1})^2} \cos^2 \left[(2\ell+1) \frac{\pi u_0}{2K} \right]$$

Section 3.4 则是通过数值计算，将对单粒子逐圈映射的结果在相空间以 Poincare 不变环面形式呈现，细节此处不论。

$$\begin{aligned}\phi_{n+1} &= \phi_n + 2\pi\delta_n + 2\pi\nu_m a \cos 2\pi n\nu_m \\ \delta_{n+1} &= \delta_n - 2\pi\nu_s (\sin \phi_{n+1} - r \sin 2\phi_{n+1}) - \lambda\delta_n\end{aligned}$$

Section 3.5 讨论了一种由高阶共振导致的次级参数共振 (secondary parametric resonances)。篇幅不多，但值得琢磨。

Section 4 讨论二次谐波腔的电压调制，系统哈密顿量可写成

$$\begin{aligned}H &= \frac{1}{2}\nu_s\delta^2 + \nu_s(1 + \epsilon \sin \nu_m\theta) \left[(1 - \cos \phi) - \frac{r}{2}(1 - \cos 2\phi) \right] \\ &= (1 + \epsilon \cos \nu_m\theta) E - \frac{1}{2}\epsilon\nu_s\delta^2 \cos \nu_m\theta\end{aligned}$$

按类似分析，这篇论文给出了共振强度解析表示式，有

$$\begin{aligned}G_n(J) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \delta^2 e^{-in\psi} d\psi = \sum_{l=-\infty}^{\infty} g_l(J) g_{n-l}(J) \\ &= \frac{4KQ_s^2}{\pi\nu_s^2} \frac{q^{n/2}}{1-q^n} \left[\sqrt{2} \frac{\sin \frac{n\pi u_0}{2K}}{\sin \frac{\phi}{2}} + \frac{n\pi}{K} \cos \left(\frac{n\pi u_0}{2K} \right) \right] \cos \frac{n\pi}{2}\end{aligned}$$

分析还是一样，Section 4.2 由 (ψ, J) 转到 (γ, I) ，有

$$\mathcal{H} = E - \frac{\nu_m}{n} I - \frac{1}{2}\epsilon\nu_s |G_n| \cos n\gamma + \Delta\mathcal{H}(I, \gamma, \theta)$$

上式等式右边前三项与时间 θ 无明显关系，最后一项时间相关项有

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{H} &= \epsilon [E(I) - Q_s I] \cos \nu_m\theta - \frac{1}{2}\epsilon\nu_s |G_n| \cos (n\gamma + 2\nu_m\theta) \\ &\quad - \frac{1}{2}\epsilon\nu_s \sum_{\ell \geq 2, \ell \neq n} |G_\ell| \left[\cos \left[\ell\gamma + \left(\frac{\ell}{n} - 1 \right) \nu_m\theta + \chi_\ell - \frac{\ell}{n}\chi_n \right] \right. \\ &\quad \left. + \cos \left[\ell\gamma + \left(\frac{\ell}{n} + 1 \right) \nu_m\theta + \chi_\ell - \frac{\ell}{n}\chi_n \right] \right]\end{aligned}$$

按类似思路，先定位固定点，应满足如下条件

$$\begin{aligned}n\gamma_{\text{FP}} &= l\pi, \quad (l = 0, 1, 2, 3 \dots) \\ Q_s(I_{\text{FP}}) - \frac{\nu_m}{n} \pm \frac{1}{2}\epsilon\nu_s |G'_n(I_{\text{FP}})| &= 0\end{aligned}$$

最后，Section 4.3 则是通过数值计算，将对单粒子逐圈映射的结果在相空间以 Poincare 不变环面形式呈现，细节此处不论。

$$\begin{aligned}\phi_{n+1} &= \phi_n + 2\pi\nu_s\delta_n \\ \delta_{n+1} &= \delta_n - 2\pi\nu_s(1 + \epsilon \sin 2\pi n\nu_m) [\sin \phi_{n+1} - r \sin 2\phi_{n+1}] - \lambda\delta_n\end{aligned}$$

1.4 其它

这篇论文针对包含主腔与谐波腔组成的双射频系统，其分析方法与思路具有一般性，值得琢磨。

2 准周期调制电子束的辐射特性

Radiation from a quasi-periodically modulated electron beam

2.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：M. G. Kong and A. Vourdas (University of Liverpool)
- 类型：理论
- 链接：<https://iopscience.iop.org/article/10.1209/epl/i1997-00530-3/pdf>

2.2 摘要

这篇论文使用数论方法研究一束准周期调制的电子束的辐射特性。该准周期调制由两种不同的正弦信号组成，频率分别为 ω_1 和 ω_2 。具有这种调制的电子束会辐射出第三个频率 $\omega_0 \neq \omega_1 \neq \omega_2$ 。结果表明，这种调制后的电子辐射主要来自这三个频率之间的相互作用，且辐射频率可以不是调制频率的任何整数倍。

2.3 贡献或创新点

- 创新点：虽不是首次提出，这篇论文讨论当电子束调制不再是理想的单频情况下，其辐射频谱特性可能的结果。作者假设讨论的电子应为相对低能粒子，采用速度变量 β ，而不是能量偏差变量，但不影响结论。
- 贡献：假设两段波荡器，中间存在一漂移段。第一段仅能量调制，中间漂移段将能量调制转为密度调制，第二段波荡器将产生辐射。这篇论文从列写单粒子的速度与时间坐标开始，在第二段波荡器之前有

$$\begin{aligned}\beta_z &= \beta_{z0} - \sum_{m=1}^2 \kappa_m \sin(\omega_m t + \phi_m) \\ t_d &= t_0 + \frac{D}{\beta_{z0} c} + \sum_{m=1}^2 \frac{\kappa_m D}{\beta_{z0}^2 c} \sin(\omega_m t_0 + \phi_m)\end{aligned}\tag{2}$$

经过第二段波荡器后，单电子能量损失有

$$\Delta\gamma = -\frac{\omega_0 a_w a_s \sin(\Delta k L / 2)}{\gamma_0 \beta_{z0} c \Delta k} \sin\left[\omega_0 t_d + \frac{\Delta k L}{2}\right]$$

束团整体能量损失可写成

$$\langle \Delta\gamma \rangle = -\frac{a_w a_s}{\gamma_0 \beta_{z0}} \left(\frac{\omega L}{2c} \right) \frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} f(\omega_0 t_d)$$

其中，熟悉的群聚因子有

$$f(\omega_0 t_d) \equiv \lim_{T_b \rightarrow \infty} \frac{1}{T_b} \int_{-T_b/2}^{T_b/2} \text{Im}(\mathcal{F}) dt_0$$

其中，

$$\mathcal{F} = \exp[i(\omega_0 t_d + \Delta k L/2)] = \exp \left[i \left(\omega_0 t_0 + \theta_0 + \sum_{m=1}^2 A_m \sin(\omega_m t + \phi_m) \right) \right]$$

至此为止，这篇论文得到了基本结果。这篇论文后半部使用数论方法研究一束准周期调制的电子束的辐射特性，即 \mathcal{F} 特性。当同时存在调制正弦信号频率分别为 ω_1 和 ω_2 时，具有这种调制的电子束会辐射出第三个频率 $\omega_0 \neq \omega_1 \neq \omega_2$ 。结果表明，这种调制后的电子辐射主要来自这三个频率之间的相互作用，且辐射频率可以不是调制频率的任何整数倍。关于更详细的讨论，可参考原始论文，此处不论。

3 基于双折射晶体相干脉冲堆栈的皮秒激光脉冲串产生 [OE 27]

Generation of picosecond pulses with variable temporal profiles and linear polarization by coherent pulse stacking in a birefringent crystal shaper

3.1 基本信息

- 分类：激光技术
- 作者：Fangming Liu, Senlin Huang, Shangyu Si, Gang Zhao, Kexin Liu, and Shukui Zhang (主要机构：北京大学)
- 类型：模拟、实验
- 链接：<https://doi.org/10.1364/OE.27.001467>

3.2 摘要

这篇论文提出并演示了一种利用激光脉冲整形系统产生线极化的飞秒激光脉冲串，具有可变时间分布的方案。这里的可变时间分布可产生对称的强度分布，以及各种应用所需的非对称强度分布。研究发现，当通过精确控制晶体温度，并将晶体设置在特定相位延迟时，可以同时实现脉冲整形的高透射率和高稳定性。

尽管过去部分研究使用不同配置的多晶体堆栈产生平顶脉冲，但这篇论文提出的新方案为许多潜在应用开辟新的机会，比如，可应用于更大范围的激光波长、脉冲重复频率、时间结构和功率水平等。这篇论文还提出了一种实用的双通道时间整形 (double-pass temporal shaping)，该方案可大大减少所需的晶体数量。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文提出了一种新的激光脉冲整形系统 (参考下图 Fig. 1)，能够生成具有线性极化的皮秒激光脉冲串，其纵向时间分布可以根据需求进行定制，具有潜在应用价值。此外，通过精确控制晶体温度与特定相位延迟，能够实现整形脉冲的高透射率和高稳定性。这篇论文提出的方案相比既有其它方案为适用于更大的激光波长范围、脉冲重复频率、时间结构和功率水平。最后，这篇论文提出了一个实用的双通道时间整形配置 (参考下图 Fig. 6)，减少了两倍所需晶体的数量，从而降低了整形系统的结构复杂性和成本。

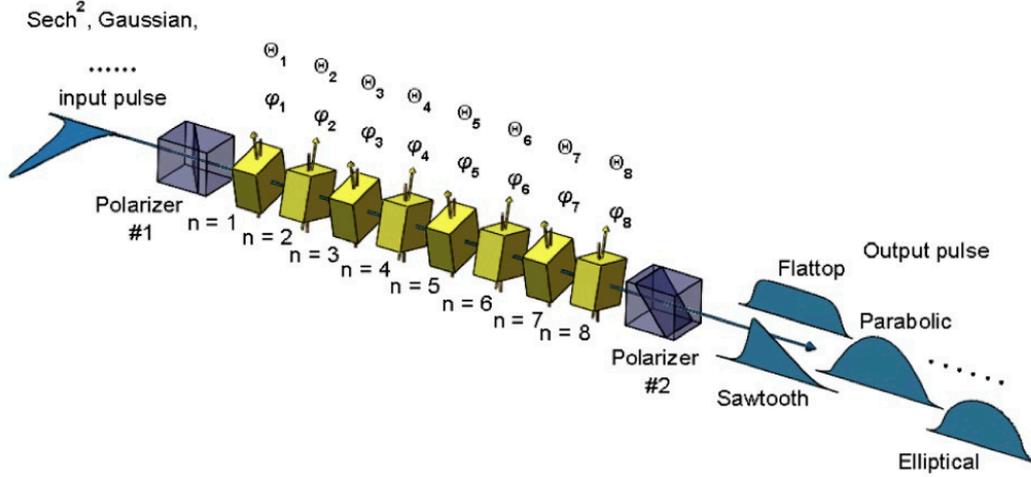


Fig. 1. The optical layout of the multiple birefringent crystal shaper used for pulse shaping in this paper. Θ_n is the angle between the optical axis of the n -th crystal and the polarization direction of the input polarizer #1. ϕ_n is the crystal phase delay of the n -th crystal.

- 贡献：这篇论文利用 8 个 YVO_4 晶体调整 532 nm 激光脉冲，每个晶体厚度约为 3.3 mm。通过调整每个晶体的温度，从而控制其相位延迟。下图 Fig. 2 为光学系统设置，其中，互相关仪用来测激光纵向分布。

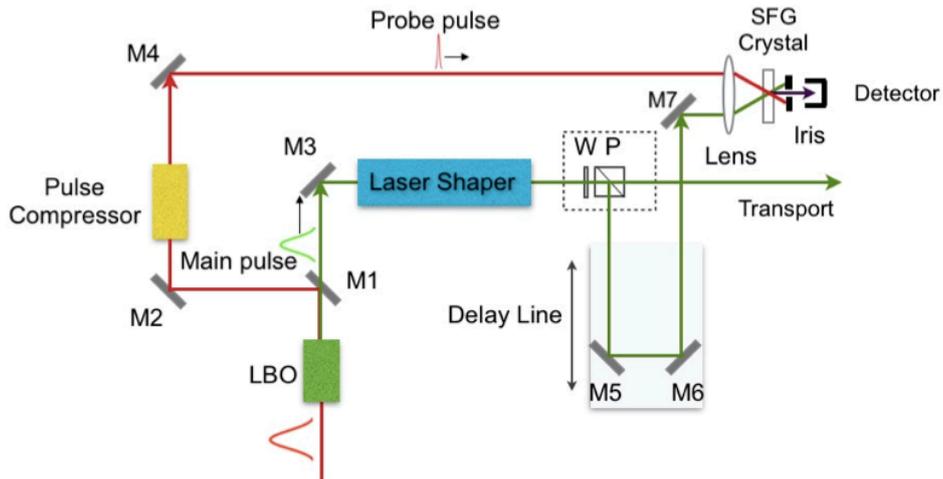


Fig. 2. Optical layout of the experimental setup including a cross correlator for pulse temporal profile measurement. M1: dichroic mirror, M2~M7:high reflectors, W: half-wave plate, P: polarizer (a variable beam splitter is formed by the combination of W and P).

这篇论文的主要贡献包含：

- 成功生成了多种脉冲形状，包括抛物线 (Parabolic)、平顶 (Flattop)、椭圆形 (Elliptical)、三角形 (Triangular) 和锯齿形 (Sawtooth-I, Sawtooth-II)，实验结果与理论计算结果基本相符。8 个不同晶体的旋转角度由 Table 1 给出。

Table 1. Calculated crystal rotation angle corrections $\Delta\Theta_n$ for different output pulse shapes, where $\Delta\Theta_n = \Theta_{n,needed} - [(-1)^n \frac{45^\circ}{N} + 90^\circ]$. All the crystals in the shaper are a-cut YVO₄ with identical thickness of 3.3mm and phase delay set to π rad. The input pulse profile is a Sech² distribution, with 6.5ps FWHM pulse width and 532nm wavelength.

Crystal sequence number $\Delta\Theta_n$ (Deg)	1	2	3	4	5	6	7	8
Parabolic	1.8	-2.05	1.05	-0.75	0.75	-1.05	2.05	-1.8
Flattop	-1	0.4	-4.05	5.45	-5.45	4.05	-0.4	1
Elliptical	1.65	-2.1	2	-1.52	1.52	-2	2.1	-1.65
Triangular	0.4	-1.7	-1.3	3.2	-3.2	1.3	1.7	-0.4
Sawtooth-I	1.4	-4.4	-1.2	-2.7	-2.5	-1	-1.3	2.2
Sawtooth-II	-2.2	1.3	1	2.5	2.7	1.2	4.4	-1.4

实验测量结果参考下图 Fig. 3。

- 实现了高达约 20% 的光学透射率。
- 晶体温度控制精度为 0.1°C，可精确调整晶体相位延迟至约 0.0056π 。
- 对 532 nm 的激光，需要晶体 (YVO₄) 温度变化约 36° C 才能使晶体相位延迟变化 2π 。

在这篇论文的最后，提出了双通道整形器 (double pass shaper)，与最初的方案相比，现在激光为双次通过晶体，因此减少了需要的晶体数量，降低系统的复杂性和成本。方案示意图可参考下图 Fig. 6。

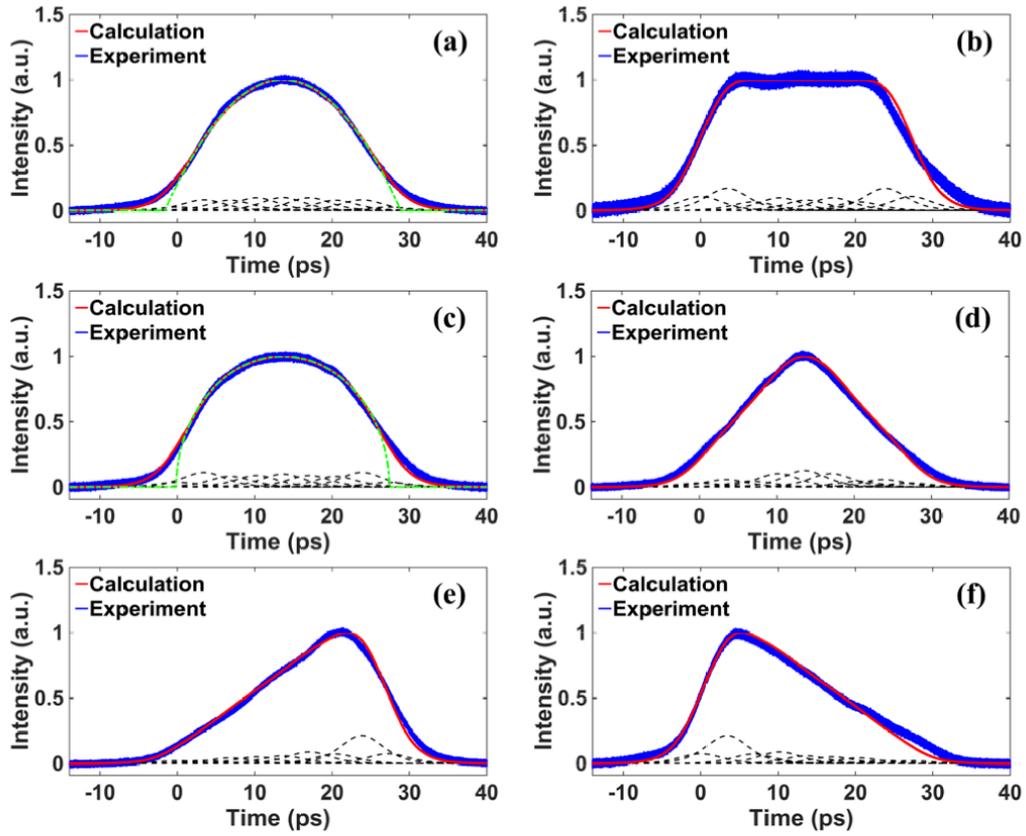


Fig. 3. Results of both the measured (blue lines) and the calculated (red solid lines, corresponding crystal rotation angle corrections are listed in Table 1) pulse profiles after the shaper, (a) Parabolic, (b) Flattop, (c) Elliptical, (d) Triangular, (e) Sawtooth-I, (f) Sawtooth-II. Black dashed curves are theoretically calculated 8 + 1 replica pulses. Green dash-dotted lines are the ideal parabolic and elliptical shapes. Birefringent elements in the shaper are identical. See detailed description in the text.

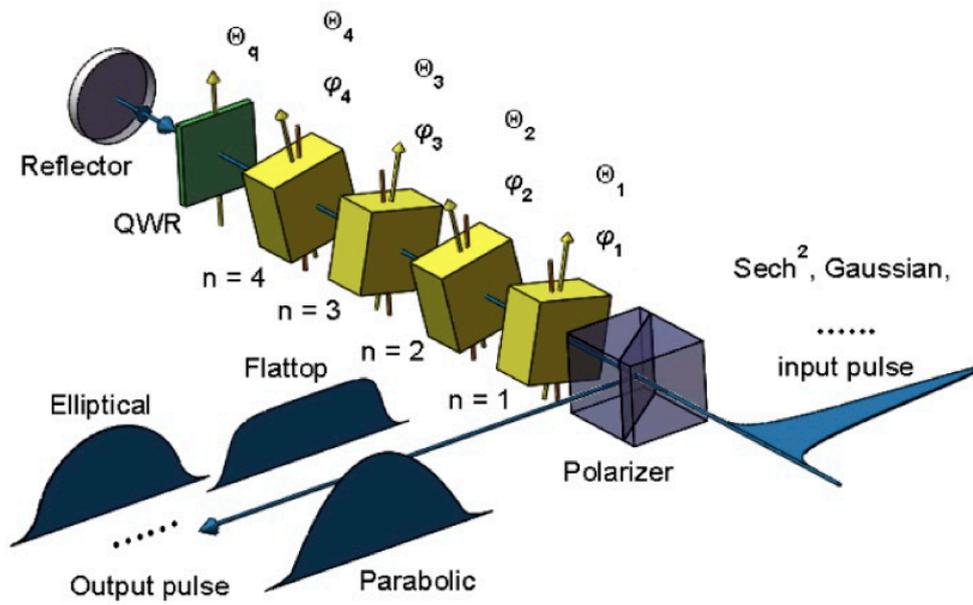


Fig. 6. The optical layout of an efficient double pass birefringent crystal shaper. Θ_n is the angle between the optical axis of the n -th crystal and the polarization direction of the input polarizer. φ_n is the crystal phase delay of the n -th crystal. Θ_q , representing the angle between the fast or slow axis of the QWR and the polarization direction of the input polarizer, is 0° for this double pass shaper.

4 基于条纹相机对可调太赫兹激光脉冲串的测量 [OC 501]

Measurement of tunable terahertz drive laser pulse train generation using streak camera

4.1 基本信息

- 分类：激光技术
- 作者：Yunkun Zhao, Cheng Li, Jigang Wang, Zhigang He, and Baogen Sun (主要机构：中国科技大学国家同步辐射实验室)
- 类型：实验
- 链接：<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127365>

4.2 摘要

可调谐太赫兹 (terahertz, THz, 10^{12} Hz) 重复频率的激光脉冲串可用于驱动光阴极射频 (RF) 电子枪，从而产生电子微束团串。这是激发高强度窄带 THz 辐射的关键。这篇论文通过三级基于偏振束分光器 (3-stage polarization-beam-splitter) 的脉冲堆叠和条纹相机，分别从实验中获得并测量了 8 个激光微脉冲组成的脉冲串。另外，这篇论文测量了具有 12.0、9.8 和 6.3 皮秒 (picosecond, ps, 10^{-12} s) 间隔的可调谐 THz 脉冲串的产生，相应的调制重复频率分别为 0.089、0.103 和 0.148 THz。初步实验证实，基于偏振束分光器脉冲堆叠系统和条纹相机测量系统产生可调谐 THz 激光脉冲串是可行和可应用的。

4.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文提出基于三级偏振束分光器的脉冲堆叠来生成可调谐的 THz 激光脉冲串，这种方法在当前工程需求下具有优越的特性和良好的组合，为 THz 激光脉冲串的生成提供了一种新的选择。
- 贡献：三级偏振束分光器脉冲堆叠方案如图 Fig. 2 给出。

实验测量系统示意图则如图 Fig. 5 给出。

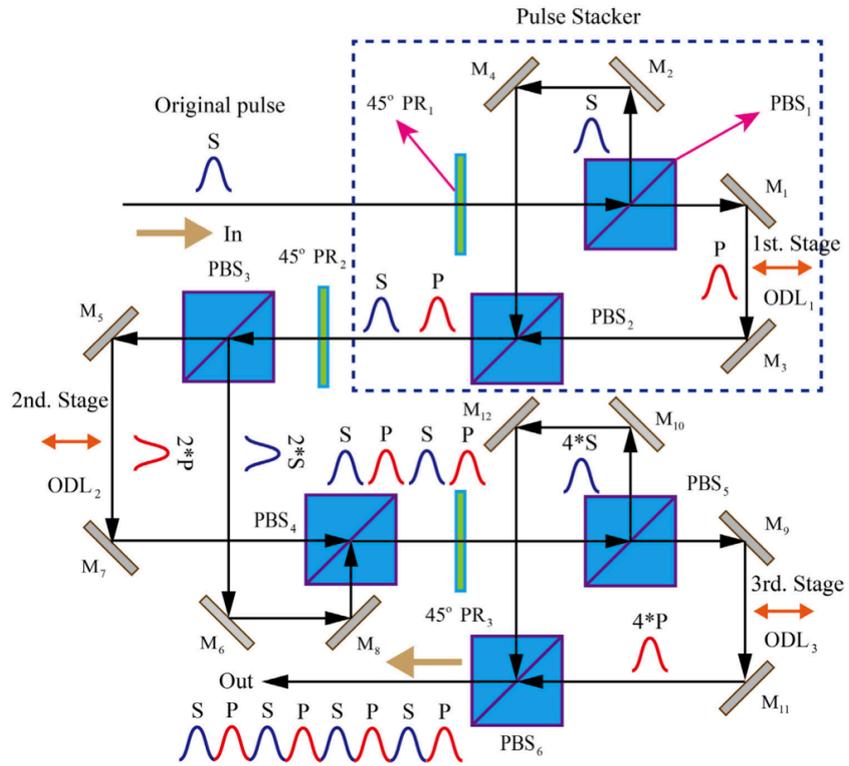


Fig. 2. Principle configuration of the 3-stage pulse-stacking optical system ($M_1 \sim M_{12}$: reflectors; $PBS_1 \sim PBS_6$: polarization beam splitters; $PR_1 \sim PR_3$: polarization rotators; $ODL_1 \sim ODL_3$: optical delay lines).

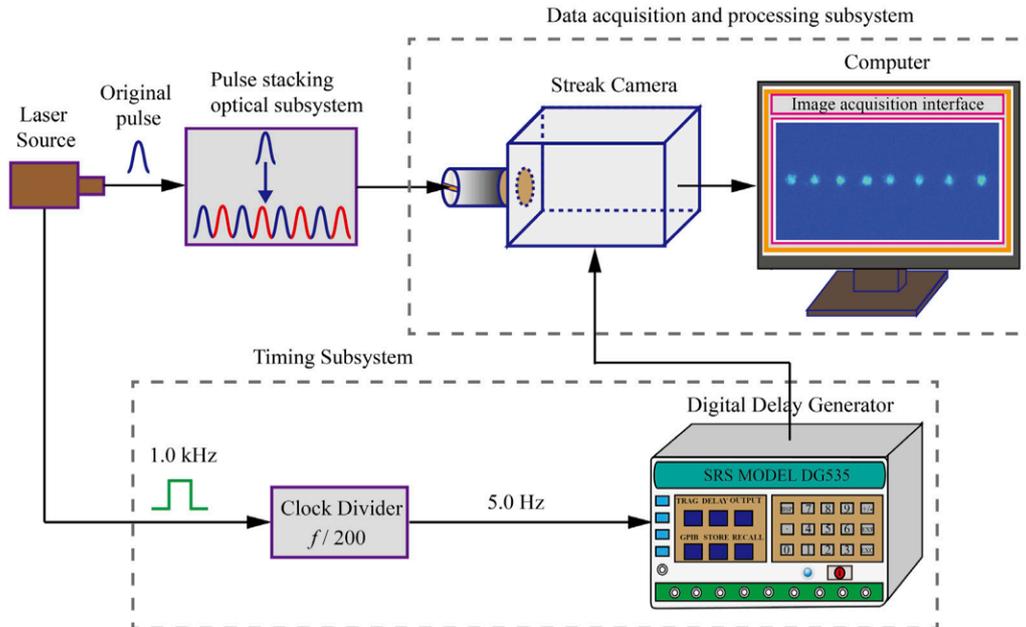


Fig. 5. Experimental measurement system for tunable THz pulse-train generation.

这篇论文从实验上成功生成了可调谐的 THz 激光脉冲串的生成，包括了 8 个激光微脉冲，参考下图 Fig. 8。此外，在实验中测得了不同脉冲间隔下的叠加激光微脉冲的时间分布和示踪图像，参考图 Fig. 9。由测量结果能够估算不同脉冲间隔对应的调制重复频率，比如：12.0 ps 间隔对应 0.089 THz 重复频率，9.8 ps 对应 0.103 THz，6.3 ps 对应 0.148 THz，为进一步优化和调节太赫兹脉冲列的重复频率提供了重要数据。

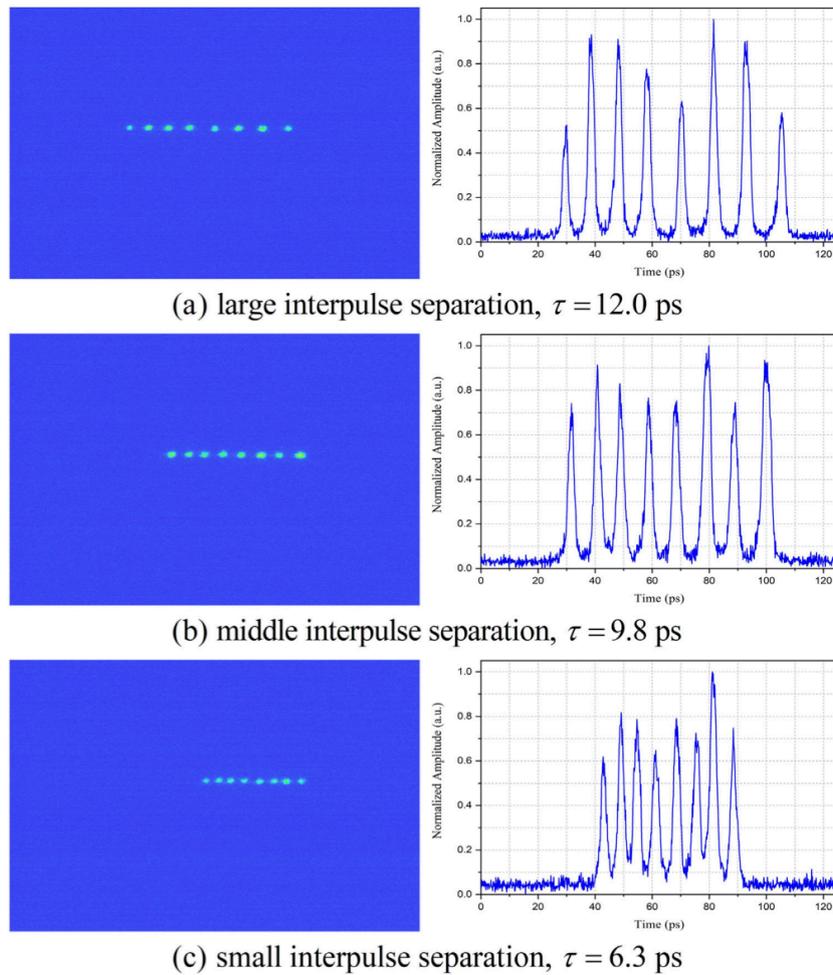


Fig. 8. Generation of THz laser pulse trains under different time intervals ((a) 12.0 ps of large interpulse separation; (b) 9.8 ps of middle interpulse separation; (c) 6.3 ps of small interpulse separation).

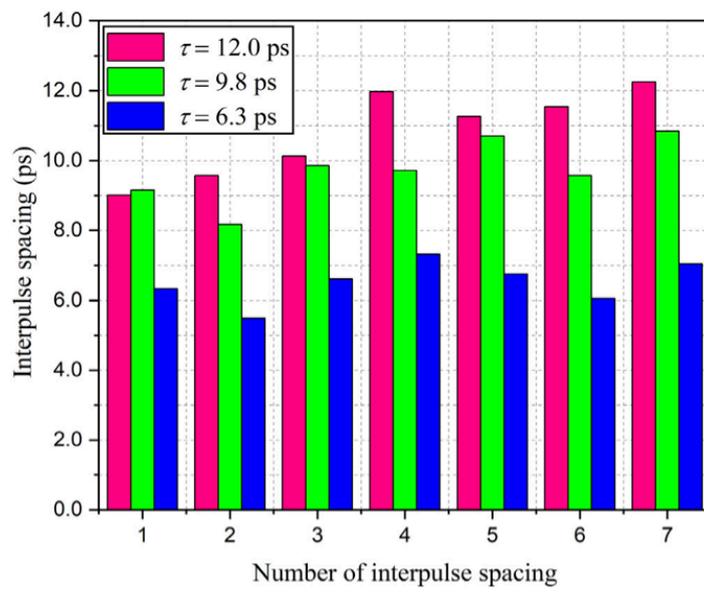


Fig. 9. Data-analysis of the experimental results at different interpulse spacings.

5 皮秒激光脉冲被动时空整形的理论实验研究 [PRST-AB 12]

Theoretical and experimental study of passive spatiotemporal shaping of picosecond laser pulses

5.1 基本信息

- 分类：激光技术
- 作者：A. K. Sharma, T. Tsang, and T. Rao (主要机构：BNL)
- 类型：理论、实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.12.033501>

5.2 摘要

这篇论文从理论和实验探讨了连续波 (continuous-wave, CW) 锁模飞秒激光脉冲的被动时空整形结果，用以驱动高亮度、高电流能量回收直线加速器 (energy recovery linear accelerator, ERL) 的光阴极。方案使用双折射晶体 (birefringent crystal) 调整电子束时间脉冲形状，同时采用折射光学系统产生平顶空间分布的束团。设计并实现了一个光学传输系统，将平顶激光脉冲传送到 9 米远的光阴极。这篇论文从理论设计和实验量测上研究了束团整形和时间脉冲堆栈的对准容限。实验结果与理论仿真吻合良好。

5.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文提出了一种对激光脉冲的被动时空整形技术，特别针对连续波模式锁定的皮秒激光脉冲进行整形。通过使用双折射晶体来调制激光脉冲的时间形状，同时使用折射光学系统产生平顶激光分布，为一种简单且稳定的脉冲整形方式。将两组被动时空整形“级联”后，能够实现生成三维平顶光束。
- 基本原理：双折射晶体具有两个不同的折射率，意味着当光穿过此种晶体时，光波中的不同成分将以不同的速度传播，称为双折射。在双折射晶体中，存在两个特殊的轴，称寻常光轴 (o-ray 或 ordinary ray) 与非寻常光轴 (e-ray 或 extraordinary ray)，它们定义了晶体的光学特性。
 - 寻常光轴：当线偏振光的电场矢量与这个轴平行时，它将以寻常光轴的折射率 n_o 在晶体中传播。对于 o 光，光的传播方向不会改变，即它不会发生偏折。

- 非寻常光轴：当线偏振光的电场矢量与 e 轴不平行，那么它将以非寻常光轴的折射率 n_e 在晶体中传播。 e 光的传播方向会因为晶体的双折射特性而发生偏折，这种现象称为“走离”(walk-off)。

在双折射晶体中，当线偏振光以某个角度入射到晶体上时，可以分解为两个垂直的分量：一个与 o 轴平行，另一个与 e 轴平行。这两个分量将以不同的速度传播，从而导致它们之间的相位差，这种相位差随时间变化，可以用来控制光脉冲的形状。

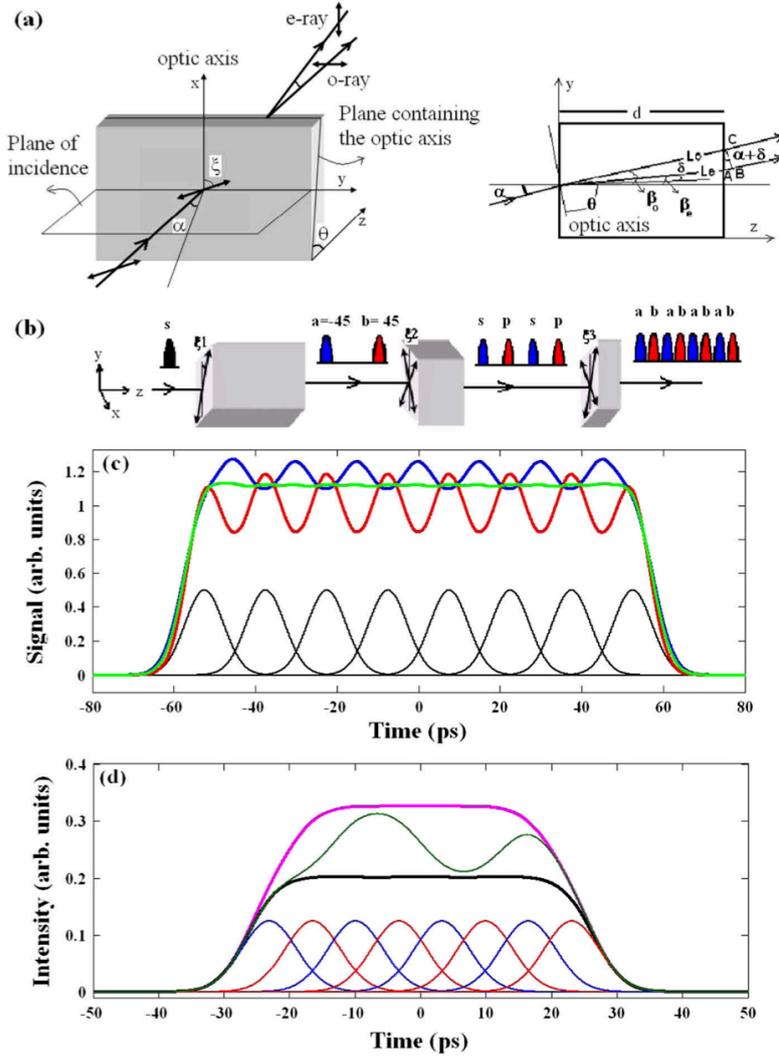


FIG. 1. (Color) (a) Left: Schematic diagram illustrating input and output pulse polarization and right: schematic diagram illustrating relevant angles, path length L_o and L_e for o and e rays for θ -cut birefringent crystal. (b) Schematic depicting a sequence of eight replica pulses with alternate orthogonal polarizations. The optic axis is shown by thin lines on the surface of each crystal. The polarization of the laser pulse is depicted by the double arrow shown in each crystal. The notation S, P represents s -polarization and p -polarization, respectively. Polarizations a and b depict the linear polarizations oriented at $+45^\circ$, and -45° relative to the y axis of the Cartesian coordinate system. (c) Simulated temporal pulse shapes from eight replica pulses of identical polarization with zero chirp (red line), linear chirp with a spectral phase of $17.5 \text{ ps}^2/\text{rad}^2$ (green line), and $22 \text{ ps}^2/\text{rad}^2$ (blue line). All replica pulses are separated by a temporal delay of 15 ps. The intensity of eight replica pulses (scaled by half for clarity) is also depicted (black line). (d) Simulated temporal pulse and the intensity of eight replica pulses. The differential static phase between interfering pulses is set at 0 (magenta line), $\pi/2$ (black line), 0 and $\pi/2$ at alternate positions (green line).

图 Fig. 1 给出此论文基于双折射晶体调整电子束时间脉冲形状，同时采用折射光学系统产生平顶空间分布束团的示意图。

- 贡献：实验中使用的激光振荡器产生的脉冲宽度为 10 ps (FWHM)，经过时间整形后，生成的平顶激光脉冲的 FWHM 持续时间为约 53 ps，上升和下降时间为约 10 ps。平顶脉冲在平顶区域的强度调制为约 9% (rms)，表明整形后的脉冲具有很好的平坦度和稳定性。使用了三片 YVO_4 双折射晶体，厚度分别为 24 mm、12 mm、6 mm，这些晶体的双折射引起的脉冲延迟为 1.1 ps/mm。通过调整晶体的倾斜角度，可以实现脉冲之间的静态相位差，从而控制最终脉冲形状。光束整形器在 532 nm 激光中心波长下操作，通过两个非球面透镜产生平顶光束轮廓，整形后的光束直径为 6.5 mm (FWHM)。在 10 cm 处测量整形后的光束强度调制为约 7% (rms)，参考下图 Fig. 6。而在 9 m 处测量的强度调制为约 10% (rms)，参考下图 Fig. 7。

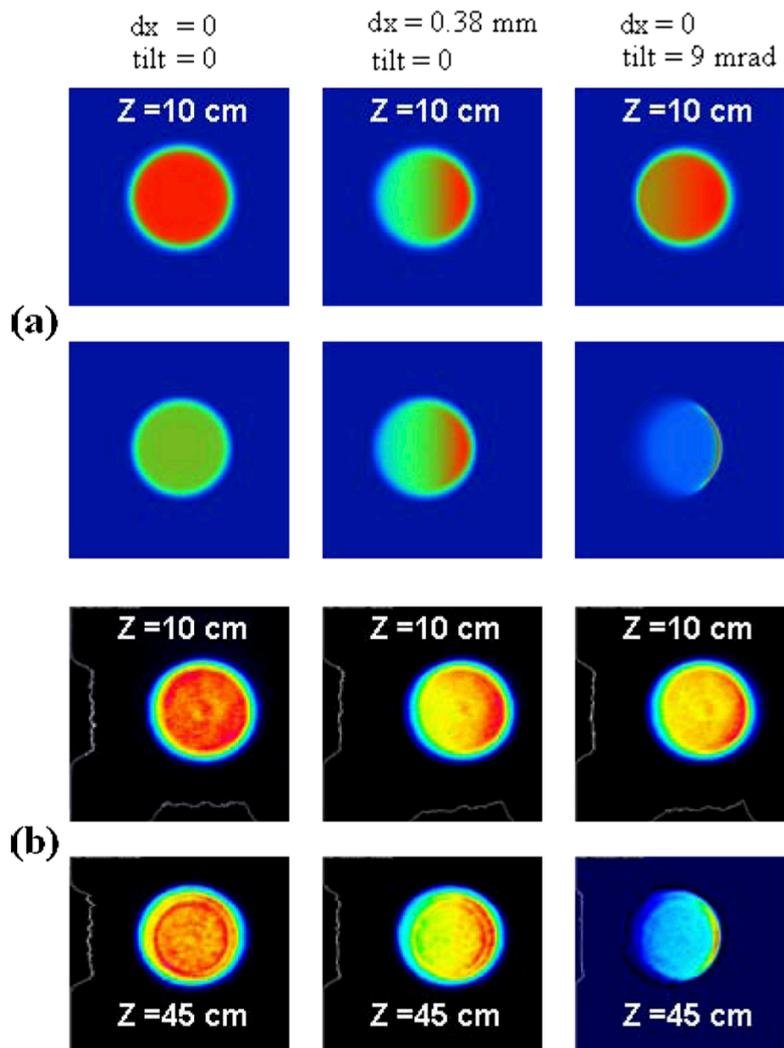


FIG. 6. (Color) Spatial beam profile at 10 and 45 cm away from the π shaper at different alignment conditions: (a) ZEMAX simulation; (b) corresponding experimental profiles.

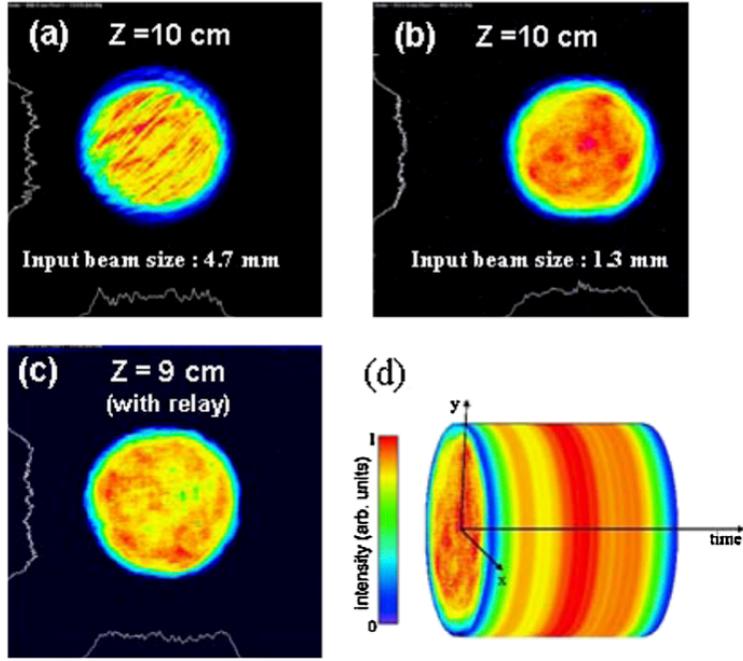


FIG. 7. (Color) Spatial beam profiles at 10 cm away from the π shaper with beam expander positioned: (a) before the pulse stacker; (b) after the pulse stacker; (c) same as (b) but image relayed to ~ 9 m; (d) reconstructed beam envelope of the spatiotemporal shaped beer-can light pulse profile.

关于对齐容差 (misalignment), 根据测量结果, 晶体的对齐容差被估算为晶体倾斜角度 ± 9 mrad 和光束横向偏移 ± 0.38 mm。输入光束直径的容差为 ± 60 μm , 决定了输入激光束的指向误差。环境温度变化导致的光束指向误差为每度变化 ± 25 μrad 。

6 低温 C 波段射频枪的设计和 low-power RF test of a C-band cryogenic RF gun

6.1 基本信息

- 分类: 电子源
- 作者: Cheng Wang, Jianhao Tan, Zihan Zhu, Xiaoxia Huang, Lin Wang, Wencheng Fang, Zhentang Zhao (主要机构: 上海应用物理所)
- 类型: 仿真、实验
- 链接: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165488>

6.2 摘要

正在研发用于先进加速器设备的下一代高亮度光电注入器, 例如自由电子激光 (free-electron laser, FEL), 超快电子衍射 (ultrafast electron diffraction, UED) 和超快电子显微 (ultrafast electron microscopy, UEM) 等。基于高梯度加速技术的电子枪是一种可行并且有前景的产生高质量电子束团方式。在 20 K 温度下, C 波段射频枪在光阴极附近的梯度场可以达到约 200 MV/m。这篇论文给出一个低温 C 波段光阴极电子枪设计方案, 优化了束流动力学和射频腔设计, 并且建造了一个 3-cell 原型的实验测试平台进行初步实验。低温下的射频参数与设计 and 仿真一致, 这一工作为低温电子枪的实际操作和其它低温结构的设计提供指导。

6.3 贡献和创新点

- 创新点: 给出低温下 (20 K)、C 波段电子枪的仿真分析和设计, 并在电子枪低能量射频信号时对参数进行了实验验证。
- 贡献: 包含
 - 低温 C 波段光电注入器的束流动力学。理想的低温 C 波段电子源要求低发射度、低横向束团尺寸、短束长以及低能散。采用基于 ASTRA 的多目标遗传算法, 可以平衡束长和横向发射度, 平衡的结果如图 Fig. 2 所示:

在射频电子源中, 要求束长要小于射频周期的 10° , 在 C 波段 (5712 MHz) 中, 束团长度要小于 5 ps。对于“松饼状”束团 (即纵向空间电荷效应主导的束团),

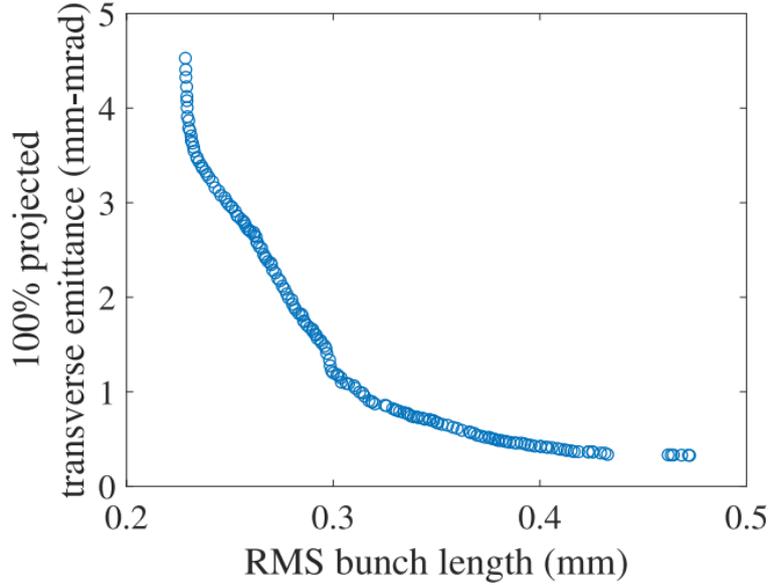


Fig. 2. Optimal solution of transverse emittance and bunch length from the cryogenic injector in which the driven laser is 5 ps with a population of 150 in the 100th generation.

束团极限尺寸由 $Q_{\text{pancake}} = \pi\epsilon_0 R^2 E_0$ 给出，其中， E_0 为发射时的电场。如果使用小于 5 ps 的驱动激光，例如 3 ps 和 2 ps，通过对比发现在 2 ps 时获得和 3 ps 一样的横向发射度，但有更短的束团长度，如图 Fig. 4 所示。但是，根据切片的参数看，2 ps 驱动激光的脉冲相对于 3 ps 时并没有显著地增加峰值电流，而且切片的横向发射度变得更不均匀。

- **射频电子源的设计。** 射频腔是在常温下设计的，在低温下许多参数都会发生改变，比如：频率偏移，而频率又决定腔长。频率随着温度线性变化，大约 100 kHz/K。但是，温度降低导致的形变对频率的影响是非线性的。同时，温度降低将会导致耦合系数 (coupling coefficient)、能量损耗、品质因数、分路阻抗 (shunt impedance) 等变化，而且在极低温时将会引起反常趋肤效应 (anomalous skin effect, ASE)。

利用 CST 进行仿真分析，可以发现随着温度降低从 293 K 到 20 K，膨胀系数由原来的 17×10^{-6} 降低到 12.2×10^{-6} ，仿真结果如图 Fig. 7 所示。经过仿真，在室温下设计的电子枪频率为 5692.9 MHz。

对于电子枪的场分析，主要关心模态分离和场平整度 (flatness)，主要由相邻模态的幅值比 (adjacent mode amplitude, AMA) 和电场分布 (峰值电场与阴极上的梯度比) 衡量。电子枪的通孔直径决定 AMA，长轴和短轴比则决定电场分布。示意图与结果如下图 Fig. 8 所示，优化后的参数如表 Table 2 所示。

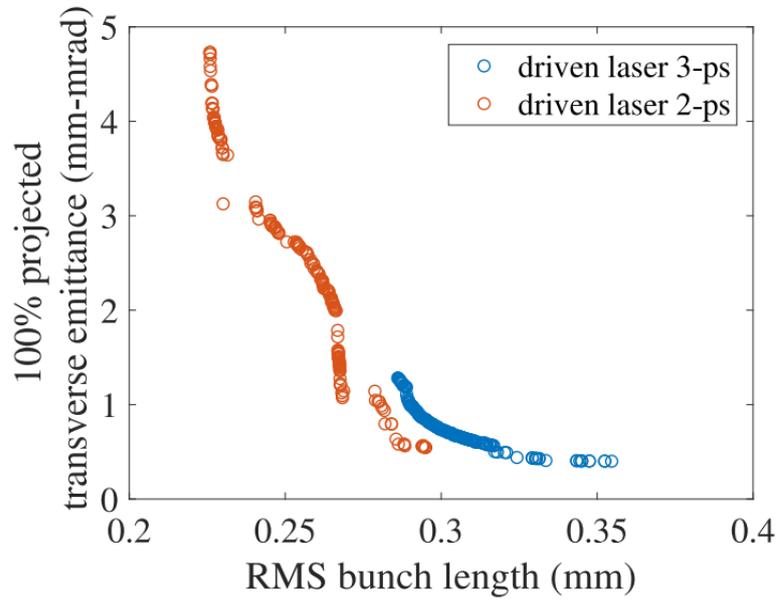


Fig. 4. Optimal solution of transverse emittance and bunch length from the cryogenic injector in which the driven laser is 2~ 3 ps with a population of 150 in the 100th generation.

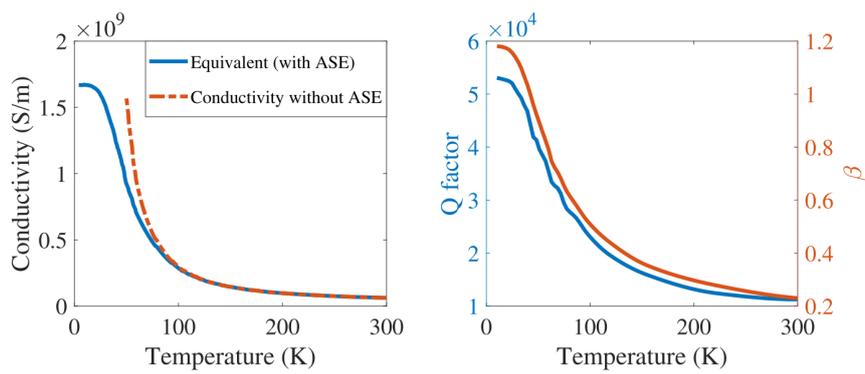
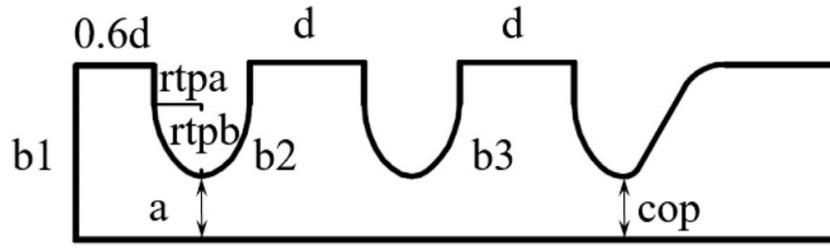
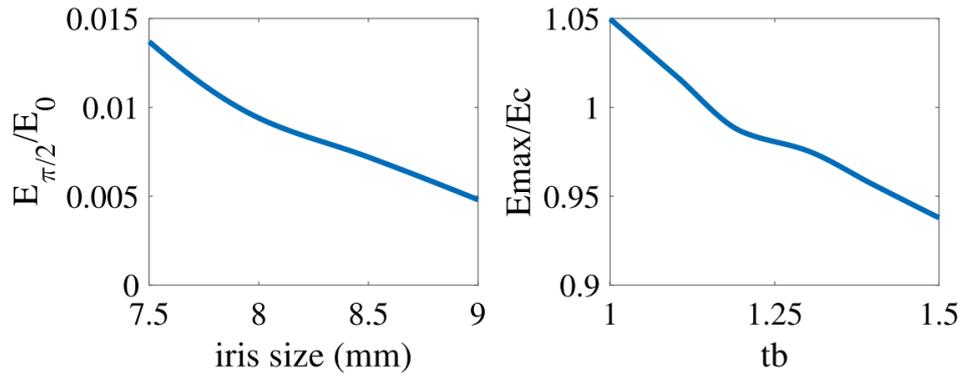


Fig. 7. Variation in the RF properties with temperature, simulated by CST. The equivalent conductivity (with ASE) and the ideal conductivity (without ASE) are shown on the left. The Q factor and coupling efficient calculated with the equivalent conductivity (with ASE) are presented on the right.



(a) cross section of the 2.6-cell gun



(b) Variation in the mode separation and maximum electric field on the wall with the iris size. Both the iris size and tb should be enlarged

Fig. 8. Optimization of the RF gun.

— 其它:

1. 下表 Table 1 给出束流动力学仿真参数
2. 下表 Table 2 总结优化后的电子枪参数
3. 下图 Fig. 12 低温低能量下实验和仿真对比

Table 1

Parameters for beam dynamics optimization.

Drive laser pulse	≤ 5 ps
Bunch charge	500 pC
Thermal emittance	0.5 $\mu\text{m}/\text{mm}$
Gun phase ^a	$-40^\circ \sim 10^\circ$
TW section 1 entrance phase ^a	$-30^\circ \sim 30^\circ$
TW section 1 entrance position	0.4 m \sim 2 m
TW section 2 entrance phase ^a	$-30^\circ \sim 30^\circ$
Distance between TW sections	1.9 m \sim 2.3 m
Solenoid strength	0 T \sim 0.4 T

^aWith respect to maximum energy gain.**Table 2**

Optimized 2.6 cell gun.

Condition	Room	Cryogenic
F_0	5,692.9 MHz	5712 MHz
E_{max}/E_c		0.917
Q_0	9850	54,000
Shunt impedance	6.285 M Ω	34.455 M Ω
AMA (cathode cell)	0.0289	0.0094
AMA (full cell 1)	0.0074	0.0024
AMA (full cell 2)	0.0226	0.0073

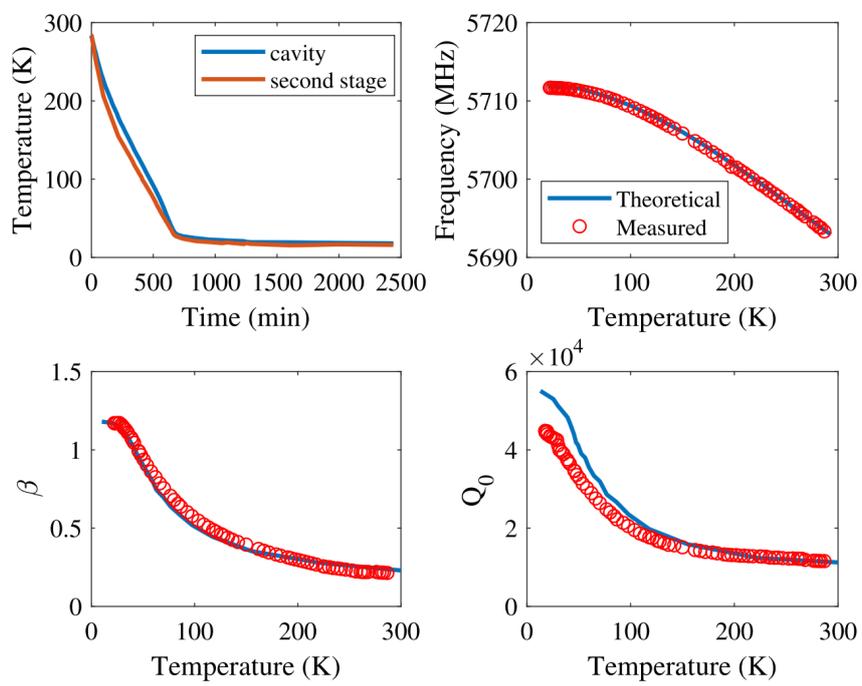


Fig. 12. Variation in the RF properties with temperature. The second-stage cooling head reaches a steady state at 870 min. The frequency increases to 5711.68 MHz, β rises to 1.17, and Q_0 significantly increases.

7 兆电子伏特束团衍射的超快时间分辨率 [NIMA 1010]

Ultrafast time-resolved electron diffraction with megavolt electron beams

7.1 基本信息

- 分类: 超快电子衍射装置
- 作者: J.B. Hastings, F.M. Rudakov, D.H. Dowell, J.F. Schmerge, J.D. Cardoza, J.M. Castro, S.M. Gierman, H. Loos, and P.M. Weber (主要机构: SLAC)
- 类型: 实验
- 链接: <https://doi.org/10.1063/1.2372697>

7.2 摘要

这篇论文为早期兆伏电子能量、亚皮秒超快电子衍射 (ultrafast electron diffraction, UED) 进展的经典论文之一, 使用一个射频光阴极电子枪作为电子源, 进行超快时间分辨率的激光泵浦-电子探针的衍射实验。这篇论文展示了对 160 nm 铝薄膜 (Al foil) 进行单发的衍射图样, 这个图样是通过基于 SLAC 直线加速器产生的 5.4 MeV 电子束团得到的。数值仿真和实验结果的一致性表明了单发衍射成像可以达到 100 fs 的时间分辨率。

7.3 贡献和创新点

- 创新点: 使用 S 波段射频电子枪产生 MeV 能量电子束团, 并达到约 500 fs (rms) 的亚皮秒束团长度, 由此可推断超快电子衍射 100 fs 的时间分辨率是可以实现的。
- 贡献: 对于传统的 30 keV 电子束团进行的超快电子成像实验, 空间电荷效应和初始的动能分布限制了束团长度的进一步减小, 使得它很难低于 1 ps。为了减短束长, 让每个束团有更少的电子 (即更低电荷量) 来缓解空间电荷效应, 但是这将会导致需要更长时间采集数据以获得满足需求信噪比的图像。

为了减小束团的飞行时间, 让束团在自由漂移段时的纵向分布展宽更小, 使用 GHz 射频光阴极电子枪产生 MeV 电子束团。优点有:

1. 束团能量很容易到达 5-6 MeV。

2. 电场可达到 100 MV/m，这意味着束团加速到相对论速度只需要几毫米。
3. 选用适当时间产生电子束团，可以让产生的束团长度短于激光脉宽。

实验所用的电子腔类型为 1.6-cell，频率为 2.856 GHz，加速梯度为 104 MV/m，电子腔出口处的束团能量为 5.4 MeV。使用的激光波长为 263 nm，脉宽为 2 ps (FWHM)。超快电子衍射实验的 5.4 MeV 束团参数是由基于原来加速腔的 30 MeV 束团测量数据推测得到而不是直接测量 5.4 MeV 得到，反推后的具体参数如表 Table 1 所示：

TABLE I. Estimated electron beam parameters from an S-band photocathode rf gun used in the experiment.

Parameter	Value	Units
Charge	2.9	pC
Energy	5.4	MeV
rms energy spread	6	keV
rms pulse length	560	fs
Longitudinal emittance	2.5	keV ps
Normalized emittance	0.85	μm
Geometric emittance	0.075	μm
Minimum rms divergence	45	μrad
Solenoid field	1.7	kG
Gun gradient	104	MV/m
Laser gun phase	40	degrees

使用荧光屏观测电子束，并使用模拟相机 (Pulnix TM7EX analog camera) 进行数据采集，探测到的量子效率约为 0.01-0.1。使用粒子跟踪模拟程序 GPT 对全部系统进行仿真，追踪了足够多的粒子轨迹进行模拟仿真实验，实验和模拟的结果如图 Fig. 2 所示。

实验和模拟的误差主要因为两者的电子束团相空间分布不同，误差主要来源于射频相位不一致、磁场误差、激光照射阴极不均匀等。散射的电子数量会随着样品的厚度变化，同时，为了获得时间分辨图像，样品厚度要和典型激光的穿透深度匹配。总体来说，使用 500 fs 的电子束团并保证电荷量进行单发成像是可行的。并且，通过电子腔进行束团压缩用以抵消纵向时间分布的展宽效应，从而达到 100 fs 的时间分辨率也是可以实现的。

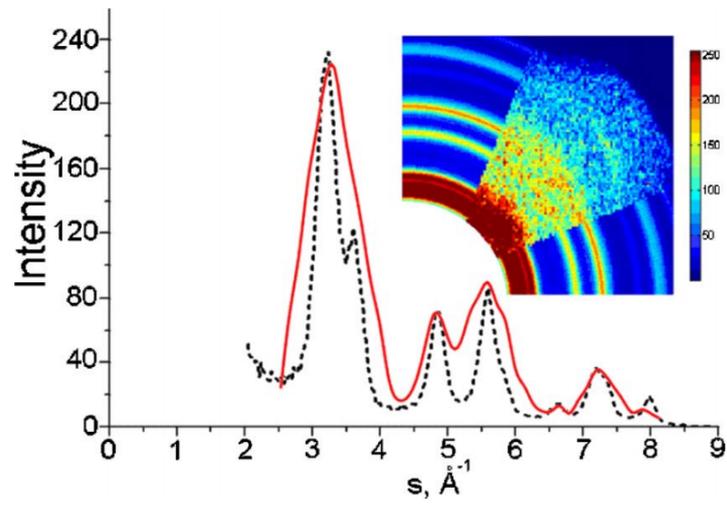


FIG. 2. (Color online) Diffraction pattern of 160 nm aluminum foil observed with single electron pulse of ≈ 500 fs rms duration and beam energy of 5.4 MeV (solid line) and simulated pattern (dashed line). Inset: Pie slices of the observed and simulated patterns.

8 SLAC 国家加速器实验室的兆电子伏特超快电子衍射 [RSI 86] Mega-electron-volt ultrafast electron diffraction at SLAC National Accelerator Laboratory

8.1 基本信息

- 分类: 超快电子衍射装置
- 作者: S.P. Weathersby et al. (主要机构: SLAC)
- 类型: 实验
- 链接: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4926994>

8.2 摘要

超快电子探针是一种应用于研究材料科学、化学、生物科学结构分析的有力工具, 与 X 射线自由电子激光 (x-ray free-electron laser) 成为互补工具。具有飞秒脉宽的高亮度相对论性电子束团可以揭示原子时间和空间尺度内动态过程的细节。为了发展下一代超快电子衍射装置, 美国 SLAC 国家加速器实验室开展超快电子衍射 (Ultrafast Electron Diffraction, UED) 和显微 (Ultrafast Electron Microscopy, UEM) 的研究。

作为第一阶段, 建设了兆电子伏特 UED 系统来满足超快科学实验和装置研究的需求。系统在 120 Hz 重复频率有卓越的表现。这篇论文介绍了 SLAC MeV UED 系统和它的性能, 包括倒易空间分辨率 (reciprocal space resolution)、时间分辨率以及工作稳定性。

8.3 贡献和创新点

- 创新点: 展示了接近 100 fs 的 MeV UED 构成, 对装置的时间分辨率和倒易空间分辨率进行了分析。
- 贡献: 为了实现 100 sub-fs 的分辨率, 开发了先进的射频系统和精确的激光时序同步系统。建设的 UED 可以在 120 Hz 的重复频率下工作, 得到满足观测信噪比需求的图片。

– **SLAC-UED 介绍。** SLAC 建设的 UED 如图 Fig. 1 所示, 其中, 射频系统的幅值、相位、激光与射频系统同步抖动如图 Fig. 2 所示。使用的激光系统

为重复频率 kHz，能量为 5 mJ，使用红外激光波长能量的 10% 产生紫外波长激光脉冲；激光指向稳定性和束团的位置稳定性结果如图 Fig. 3 所示。束团在传输过程中，经过螺线管旋转了约 86°。如果泵浦激光没有使用脉冲前倾矫正，在小入射角下，打在光阴极上束斑大小约为 400 μm 的激光将引入约 20 fs (rms) 的纵向时间展宽，从而导致初始电子束长增加。

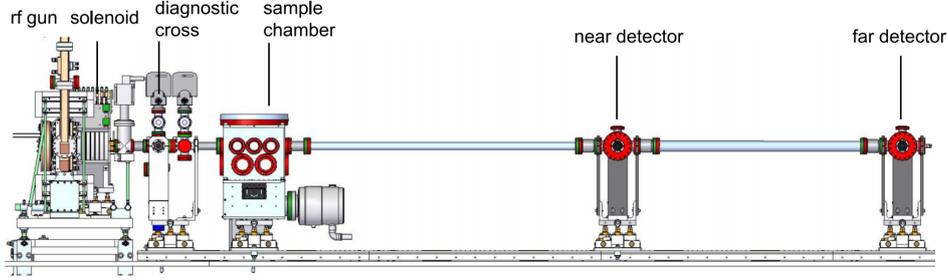


FIG. 1. Schematic of the MeV UED beam line at SLAC's ASTA facility.

- **倒易空间分辨率。**高倒易空间分辨率 — 又称 s 分辨率 — 可以使衍射样斑更加清晰，进而可以更轻易看到强度的变化。动量传递可以用公式 $s = 2\pi \frac{\theta}{\lambda}$ 定义，其中， θ 为样品的的散射角， λ 为探针电子的德布罗意波长。

忽略散射后的空间电荷效应导致的衍射环增大，当电子聚焦在探测器时， s 分辨率可以定义为

$$\Delta s = \frac{2\pi \epsilon_n}{\lambda_e \sigma_x}$$

其中， λ_e 为电子的康普顿波长， ϵ_n 为束团归一化发射度， σ_x 为样品处的 rms 束团尺寸。使用不同的准直器后的束团参数和 s 分辨率如表 Table 2 所示。

- **时间分辨率。**UED 的时间分辨率可以定义为

$$\tau = \sqrt{\tau_e^2 + \tau_{ph}^2 + \tau_{TOA}^2 + \tau_{VM}^2}$$

其中， τ_e 是探针激光的脉宽， τ_{ph} 是泵浦激光的脉宽， τ_{TOA} 为泵浦和探针脉冲的到达时间抖动， τ_{VM} 为速度失配项。根据射频幅值的抖动以及激光射频同步误差，将会导致不高于 50 fs 的飞行时间抖动。根据实验拟合计算，可以得到装置的时间分辨率为 105 ± 27 fs。后期将会安装偏转腔进行束团压缩，并采用类似 X 射线时间戳的方式来表征飞行时间。

- **气相样品观测。**气相样品观测的主要难点在于样品处的真空度和电子枪的真空度不一致，使用 SiN 薄膜进行隔离，通过分析得到穿越薄膜不发生散射的电子可以满足衍射的需求。

- 下表 Table 1 总结了 SLAC-UED 的机器参数。图 Fig. 7 则给出基于此实验参数和对应的衍射图样。

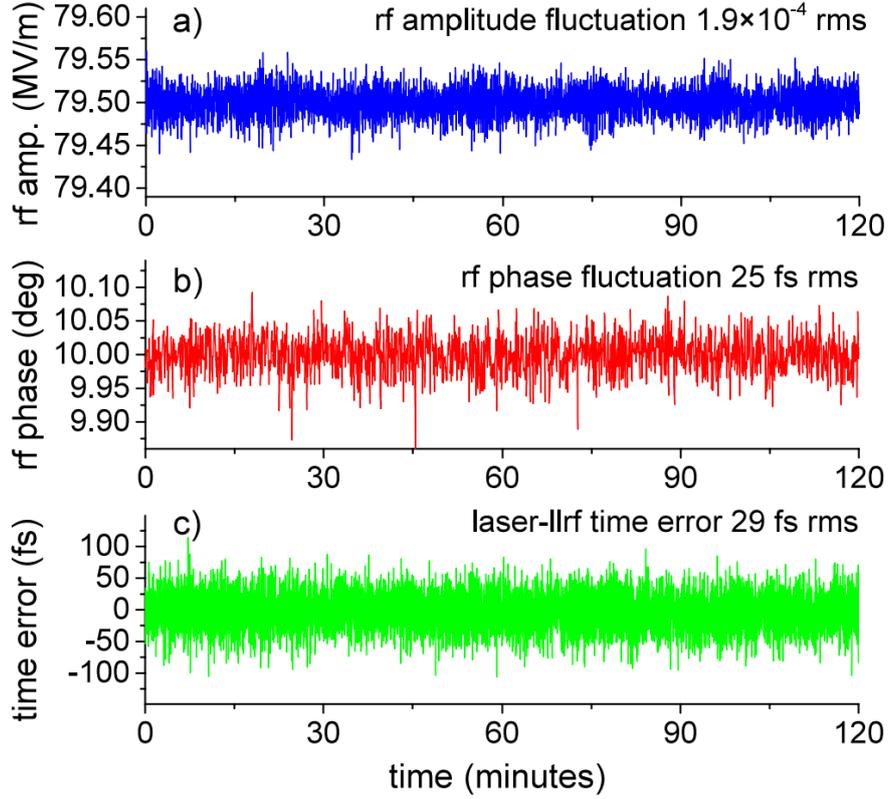


FIG. 2. The (a) amplitude and (b) phase fluctuations of the rf field in the gun, and (c) the time error between the laser and the low-level rf system.

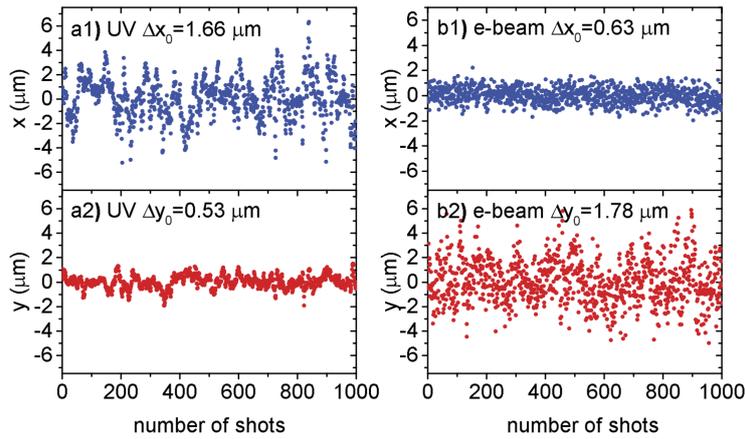


FIG. 3. ((a1) and (a2)) Centroid stabilities of the UV laser on the virtual cathode screen are $1.66 \mu\text{m}$ rms and $0.53 \mu\text{m}$ rms, corresponding to 4.2% and 1.4% of the rms spot size in x and y directions, respectively. ((b1) and (b2)) Centroid stabilities of the electron beam on the diagnostic screen ($z = 55.8 \text{ cm}$) are $0.63 \mu\text{m}$ rms and $1.78 \mu\text{m}$ rms, corresponding to 1.1% and 3.0% of the rms spot size in x and y directions, respectively.

TABLE II. The bunch charge Q , probe size σ_x , normalized beam emittance ϵ_n , and s -resolution Δs with different collimator sizes.

Collimator diameter (μm)	Q (fC)	σ_x (μm)	ϵ_n (nm-rad)	Δs (\AA^{-1})
500	61	86	18	0.054
200	11	47	7.1	0.039
100	1.4	29	2.1	0.019

TABLE I. Typical machine and beam parameters of the MeV UED system.

Parameters	Values
Repetition rate	120 Hz
Gun gradient	79.5 MV/m
Launching phase	10°
Solenoid strength	0.314 kG-m
UV spot size, rms	$40 \mu\text{m}$
UV pulse duration, FWHM	60 fs
UV energy stability, rms	2.5%
Initial beam charge	75 fC
Intrinsic emittance	0.5 mrad
Collimator diameter ($z = 55.8$ cm)	$500 \mu\text{m}$
At the sample ($z = 1.16$ m)	
Beam charge	60 fC
Beam size (diameter)	$400 \mu\text{m}$
Normalized emittance	18 nm-rad
Bunch length, rms	102 fs
Kinetic beam energy	3.68 MeV
Relative energy spread, rms	6.6×10^{-4}
IR pump spot size (diameter)	1.5 mm
IR pump pulse duration, FWHM	60 fs

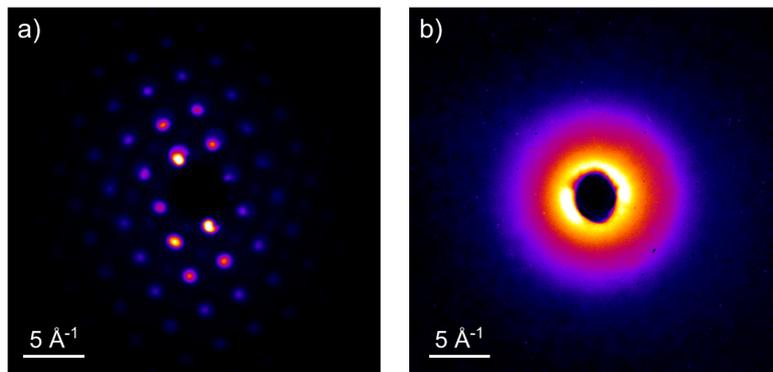


FIG. 7. Diffraction patterns of (a) single crystal gold and (b) N_2 samples recorded in the gas phase MeV UED configuration.

9 使用光阴极 RF 电子枪产生的相对论性电子进行飞秒电子衍射的可能 [JKPS 48]

MPotential of Femtosecond Electron Diffraction Using Near-Relativistic Electrons from a Photocathode RF Electron Gun

9.1 基本信息

- 分类: 超快电子衍射装置
- 作者: X.J. Wang, D. Xiang, T.K. Kim, and H. Ihee (主要机构: Brookhaven National Laboratory)
- 类型: 实验
- 链接: <https://inspirehep.net/literature/740965>

9.2 摘要

射频 (RF) 光阴极电子枪通常被用来驱动自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 产生从红外波段到 X 射线的相干辐射。这篇论文提出利用 RF 光阴极电子枪产生的电子束团可以用作散射粒子, 产生随时间变化的衍射信号, 其中包含飞秒时间分辨率的物质结构信息。在此基础上这篇论文进一步阐明实现飞秒时间尺度电子衍射的重要实际因素。与典型的直流电子枪相比, 在阴极具有更高加速梯度场的射频 RF 枪可以产生更大电荷量和更短时间长度的电子束团, 这是因为空间电荷效应对束团的影响显著降低。并且, 束团接近相对论性速度可以有效减小和泵浦激光速度不匹配, 从而提高整体的时间分辨率。然而, 能量为 2 MeV 的相对论性电子, 对应的电子德布罗意波长 (de Broglie wavelength) 比典型直流电子枪 30 keV 的电子德布罗意波长短一个数量级。因此, 衍射的布拉格角 (Bragg angle) 也会小一个数量级, 并且与束团的本征角散 (intrinsic divergence) 相当, 这将会导致衍射图样的明显模糊。这篇论文模拟表明, 从观测到的模糊衍射图样中恢复理想的衍射图样是可以实现的, 因此, 使用光阴极射频 RF 电子枪进行超快电子衍射是一种实用的工具。此外, 利用衍射图样对电子束团角散的高敏感性这个特性可以用来反推得到束团角散。

9.3 贡献和创新点

- 创新点: 这篇论文为早期开展 MeV 超快电子衍射的经典论文之一, 分析了 MeV 超快电子衍射的电子散射特性, 展示影响衍射的主要因素, 并对衍射图样的有效

性进行讨论。

- 贡献：汤姆孙散射 (Thompson scattering) 截面是 X 射线衍射的主导因素，卢瑟福散射 (Rutherford scattering) 截面则是电子衍射的主要因素。两种散射的散射算子 L 可以表示为：

– X 射线衍射

$$L_x = \sum_i e^{isr_i},$$

– 电子衍射

$$L_e = \sum_j Z_j e^{isR_j} - \sum_i e^{isr_i}$$

其中， $s = |\mathbf{s}|$ 为动量传递 (momentum transfer) 函数， Z_j 为原子 j 的原子核数， R_j 与 r_i 分别为原子核和电子的距离。

X 射线衍射信号可以看作分子内电子密度的傅里叶变换，电子衍射信号则可以看作原子核和电子电荷分布的傅里叶变换。对于气相分子的电荷密度分布表征，更多的是使用电子衍射，因为它的散射截面比 X 射线要高六个数量级。此外，对于获得相同的信息量，电子衍射可以更加紧凑，对样品的破坏较小。

超快电子衍射的时间分辨率主要由激光脉宽、电子束团长度、速度失配项以及泵浦激光和探针电子束的时间抖动决定。可以同时减小速度失配项并提升衍射图样信噪比的方法，是增加电子束的速度，对于激光和电子束团平行配置以及 $200 \mu\text{m}$ 量级的样品尺寸，如果电子束的能量从 30 keV 增加到 1 MeV 以上，速度失配项可以低至 100 fs 以内。

使用光阴极射频枪进行超快电子衍射不仅可以产生低于 100 fs 的电子束团长度，而且产生的高能量电子束团还可以穿透更深的样品，大大提升了样品的种类和可用度，同时，使用射频系统不需要加速部件，这减小了建造和维护成本。

对于实际的衍射实验中， 2 MeV 电子比 30 keV 电子的德布罗意波长减小了 10 倍，散射的强度减小了 100 倍。但是， 2 MeV 电子的数量远大于 30 keV 电子数量，从而弥补了这一缺陷。此外， 2 MeV 的衍射图样也会收缩到很小的范围，但幸运的是，可以通过增加探测器到样品的距离来恢复。然而，距离的增加导致束团发射度的影响显著，这将会导致衍射图样变得模糊，因此，需要针对模糊图样进行恢复。记录衍射图样为 (recorded diffraction pattern) RDP；理想衍射图样为 (ideal diffraction pattern) IDP。在讨论之前进行以下假设：

1. 超快电子与样品的相互作用与电子的入射角无关。

2. 不同方向入射到样品上的电子不相干。
3. 当样品不存在时，RDP 是单个电子和束团分布卷积的 IDP。

基于以上假设，电子衍射环的半径可以写为

$$r = \lambda (k^2 + \ell^2 + m^2)^{1/2} L/a_0$$

其中， a_0 为样品晶格距离， L 为样品和探测器距离， λ 为电子的德布罗意波长， k, m, ℓ 为 Miller 指数。下图 Fig. 4 为衍射样斑的图片

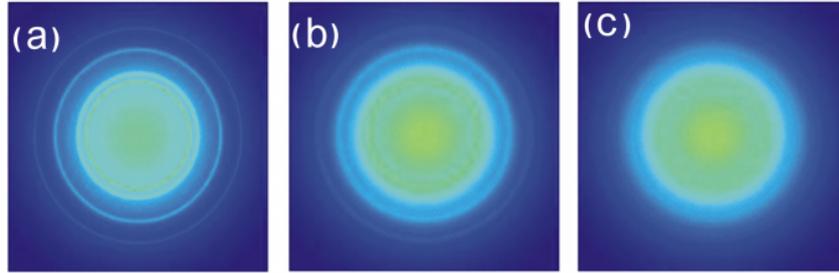


Fig. 4. (a) IDP of polycrystalline Al and the RDP for rms beam divergence of (b) 0.05 mrad and (c) 0.1 mrad.

得到 IDP 之前需要对 RDP 进行解卷积，这篇论文采用了 Richardson-Lucy 算法对 RDP 进行了解卷积。这里为了抑制噪声，没有使用线性反演算法。对图 Fig. 4 的 (c) 进行 100 次和 10000 次迭代，结果如下图 Fig. 5 所示，Fig. 5 是 100 次和 10000 次迭代后的 IDP 结果的对比，一维曲线是动量传递函数。结果符合预期，与理想曲线的差异主要是由于测量数据是有限离散采样导致的。

使用 MeV 光阴极电子枪除了会导致衍射图像模糊外，还有一些挑战，比如：横向不一致性 (lateral incoherence)、色度不一致性 (chromatic incoherence)、时间抖动 (timing jitter) 等问题。

- 横向不一致性：由于电子束的有限横向尺寸，使用 2 MeV 电子保持 13 cm 的相机长度，那么 $100 \mu\text{m}$ 的电子束团尺寸相当于 0.96 \AA^{-1} 。观测到衍射图像是所有束团中心在 0.96 \AA^{-1} 范围内的电子衍射图样的叠加。最终将会导致衍射强度降低和相位的偏移。

另一个因素是电子源的有限尺寸造成的横向不相干，这种效应引起的动量传递的变化可以用 $\Delta s = (4\pi/\lambda) \sin(a/2) \approx 2\pi a/\lambda$ 表示，其中， a 为电子源和传输段上第一个孔决定的角度， λ 为德布罗意波长。这个值的倒数对应于横向相干长度，横向相干长度估计了可以产生的可见衍射图案的最大核间距离。

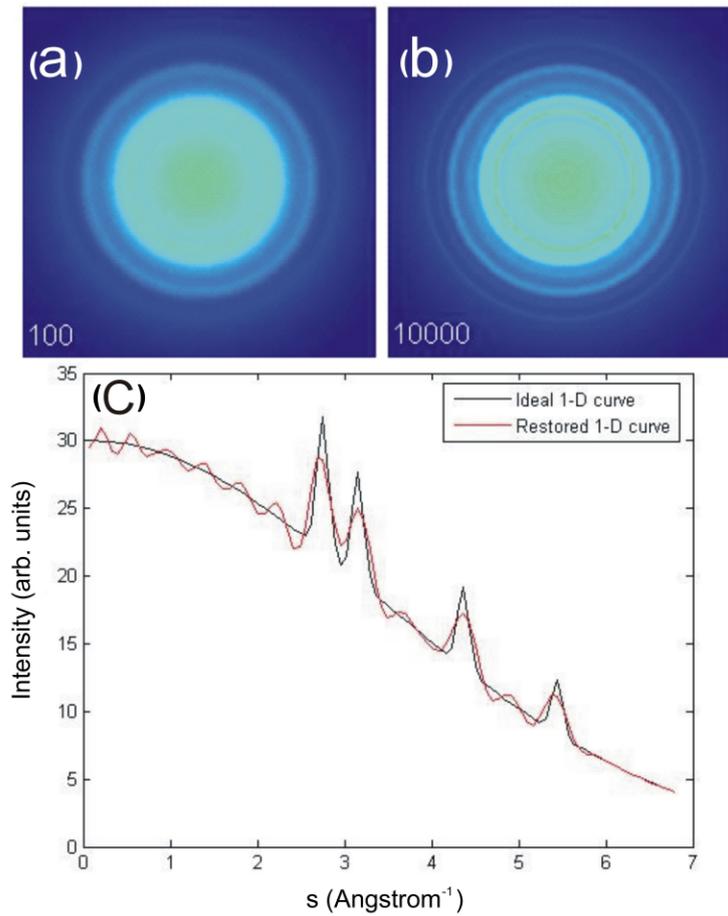


Fig. 5. Restored IDP (a) after 100 iterations, (b) after 10000 iterations. (c) a comparison of the 1-D curve between the IDP and that restored after 10000 iterations.

- 色度不一致性：由于电子有限的光谱宽度引起。色度相干长度 (chromatic coherence length, X_C) 定义为光谱宽度为 $\Delta\lambda$ 的辐射、相位偏离 π 弧度的传播距离。能带为 Δn 的色度相干长度为

$$X_C = n_e / (2 \cdot \Delta n) = (\lambda/2) \cdot (\lambda/\Delta\lambda) = (\lambda/2) \cdot (E/\Delta E)$$

其中， n_e 为电子的速度。色度相干长度将会导致观测到的衍射图样是宽频带的衍射图案叠加，如果要减小这种效应就要减小电子束团能散。

- 时间抖动：对于超快电子衍射激光泵浦-探针实验中，时间抖动可以转化为电子到达的时间抖动，进而转化为电子束团的速度抖动或能量抖动。能量抖动主要来源于激光射频系统之间的时序抖动以及射频枪中的幅值抖动。如果电子束团的速度接近光速，时间抖动可以表示为

$$\Delta t_{jit} \approx \frac{\ell}{c\gamma^2} \left(\frac{\Delta E}{E} \right)$$

其中， γ 为相对论因子， ℓ 为光阴极到样品的距离， $\frac{\Delta E}{E}$ 为相对能量抖动幅值。

10 基于冷原子的高相干皮秒电子束团 [Nat. Comm. 4]

High-coherence picosecond electron bunches from cold atoms

10.1 基本信息

- 分类: 超快电子衍射装置
- 作者: A.J. McCulloch, D.V. Sheludko, M. Junker, and R.E. Scholten (主要机构: University of Melbourne)
- 类型: 理论、实验
- 链接: <https://doi.org/10.1038/ncomms2699>

10.2 摘要

超快电子衍射 (ultrafast electron diffraction, UED) 可以在亚皮秒时间尺度上以原子分辨率研究分子结构动力学, 在固态物理学和药物设计中具有许多应用前景。高电流电子源横向相干的有限性制约了超快电子衍射的进展。激光冷却原子的光电离可以产生本质上高相干性的电子, 但是这个产生电子的过程对于超快电子衍射实验来说太慢, 需要耗费的时间过长。

使用飞秒激光进行电离原则上应该会缩短电子脉冲持续时间, 但短激光脉冲固有的高带宽预期会破坏横向相干性。这篇论文提出使用飞秒激发纳秒光电离的双色过程可以产生具有高横向相干性的皮秒电子束。研究表明, 冷原子电子源超快电离过程、高相干性和三维束团整形能力的结合可能可以满足结晶生物样本单发电子衍射的亮度和相干性要求。

10.3 贡献和创新点

- 创新点: 使用冷原子双色光电离产生高相干、百 ps 量级 (约 150 ps) 的电子束团。
- 贡献: 现有电子源的亮度和相干性制约了超快电子衍射的发展。光阴极电子枪产生的束团横向相干长度较小, 通过束流传输及束流孔径扩大可以有效增加相干长度。但是, 为了减小角散 (angular spread), 需要降低电流而牺牲束团亮度。这篇论文提出基于冷原子电子源 (cold atom electron sources, CAESs), 使用激光冷却原子的光电离过程产生电子, 在电子源处相干长度可以达到 10 nm, 电子束电荷量

可以达到约几 pC，但是电子束团的束长仍太长，无法满足 ps 以下的需求。

冷原子光电离过程分两步骤：(参考下图 Fig. 1b)

1. 飞秒激光激发到中间原子态，
2. 纳秒激光激发原子产生电离过程。

原则上，使用短电离激光脉冲可以产生短电子束，但是随着脉冲持续时间的缩短，脉冲的频谱宽度将会增加，直观认为电离脉冲的能量不确定性会转换为电子能散而导致横向相干长度的减小。但是，这篇论文提出先使用飞秒激光激发冷原子，再用纳秒激光进行光电离，可以产生既短又相干的电子脉冲。在这篇论文的实验中，使用重复频率为 10 Hz 的激光冷却铷 (rubidium, Rb) 原子，使用 800 nm 的 35 fs 激光激发和 480 nm 的 5 ns 激光电离，最终产生 160 ps 持续时间的电子束团，基于此“双色”过程产生电子源的示意图如图 Fig. 1 所示。

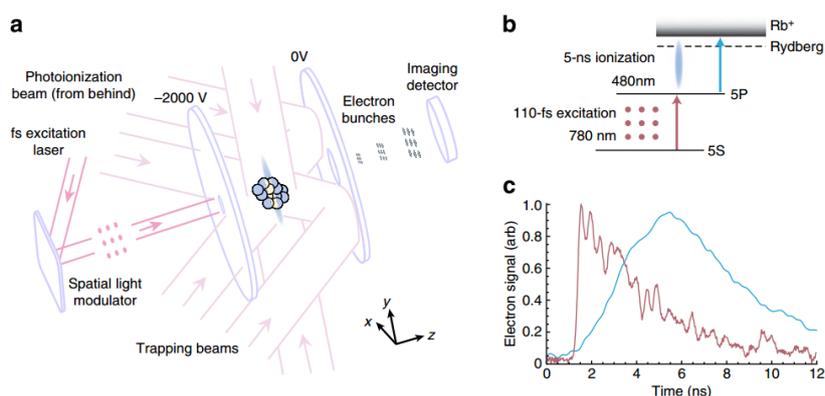


Figure 1 | CAES. (a) Schematic representation of the experimental setup¹¹. A shaped 110-fs laser pulse is used to excite a pepper-pot distribution of atoms in the x-y plane, which are subsequently photoionized by a 5-ns laser pulse focused using a cylindrical lens to select a source plane. The electrons are accelerated for 2.5 cm by a 40 kV m^{-1} electric field, expand under free propagation for 21.5 cm and are imaged using a phosphor-coupled microchannel plate (MCP) detector. (b) Simplified energy-level structure of rubidium. (c) MCP voltage (front ground plane) as electron pulses are detected, for femtosecond excitation (red) $\tau_{\text{rise}}^{\text{fs}} = 260 \text{ ps}$ and for microsecond excitation (blue) $\tau_{\text{rise}}^{\text{ms}} = 3.7 \text{ ns}$.

实验测量和分析表明双色飞秒电离的过程仍可产生高横向相干长度和高束团质量的电子束。这两个指标可以使用束团的横向发射度量。实验中使用胡椒瓶法进行测量 (pepper-pot measurement)。冷原子电子源的束团发射度主要由电离和萃取的热过程以及电离激光的过剩能量决定，发射度作为过剩能量的函数如图 Fig. 4 所示。

在 Fig. 4 中，发射度在低于无场阈值 (field-free threshold) 时，即 Fig. 4 中的 i 区域，过剩能量提升导致电离效率提高，从而使得空间电荷效应加剧。在高于无场

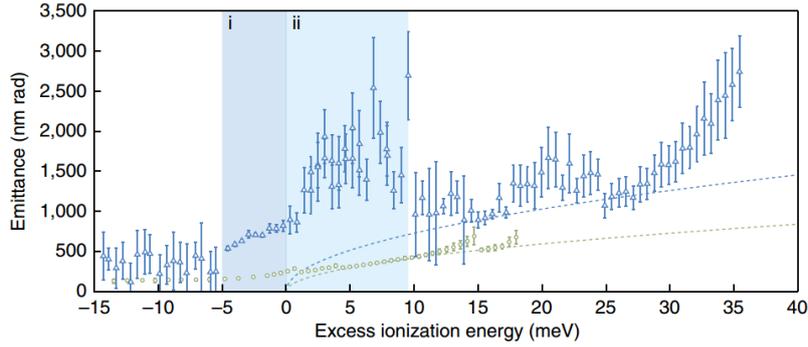


Figure 4 | Measured CAES emittance. The radial emittance is plotted as a function of excess ionization energy (given by equation (1)), beginning with the onset of electron production at the saddle-point energy $E_{sp} = -15.2\text{meV}$, for picosecond (blue) and nanosecond (green) bunches. Each point represents the mean of 50 single-shot measurements with one s.d. error bars combined from the statistical deviation of the 50 shots and systematic uncertainties. Below -5meV , the ionization efficiency is poor, reflected in the large error bars. In region i, the atoms are excited to a Rydberg state and field ionized. In region ii, just above the field-free threshold, we see rapid growth in emittance for femtosecond excitation. The dashed lines are theoretical emittance plots calculated from equation (6) (see Methods).

阈值后，纳秒激光激发的发射度与以下公式基本一致

$$\epsilon_r = \sigma_r \sqrt{\frac{k_B T}{m_e c^2}}.$$

其中， σ_r 为束团横向尺寸， k_B 为玻尔兹曼常数， m_e 为电子质量， T 为电子温度。飞秒激光激发导致的束团发射度显著提升，如图 Fig. 4 的 ii 区域。

除此之外，还可以通过激发激光的空间调制对电子束进行三维整形，可以产生均匀电荷密度分布的椭球形束团 (ellipsoidal bunch)，椭球形束团内部的空间电荷场为线性场，因此其束团的相空间分布在传输中得以保持线性，也就意味着库仑场导致的膨胀可以使用线性光学传输技术修正，而不破坏相干性。

作为总结，通过电子束团的三维整形和双色光电离过程，可以产生 sub-260 fs 分布理想的电子脉冲，并且束团的发射度上限可以控制在 $\epsilon_r = 538 \pm 26\text{ nm}$ ，对应横向相干长度 $L_c = 4.0 \pm 0.2\text{ nm}$ ，满足对纳米晶体的成像。

11 借助电介质基底从金属光栅中逃逸出的太赫兹表面波的观测

Observation of THz surface waves escaping from metal gratings through a dielectric substrate

11.1 基本信息

- 分类: 基于超快电子束团的 THz 辐射
- 作者: Hong Qi, Jinfeng Yang et al. (主要机构: 华中科技大学)
- 类型: 理论、模拟和实验

11.2 摘要

针对利用史密斯-珀塞尔 (Smith-Purcell) 辐射产生太赫兹波的研究已广泛开展。尽管如此, 电子束与光栅相互作用时, 部分能量被限制在金属光栅表面, 从而影响太赫兹辐射的功率。这篇论文通过实验观察到, 用相对论飞秒电子束激发具有电介质基底的金属光栅, 能够高效地辐射出表面波中的共振模式。

实验观测得到的共振太赫兹波的光谱与基于光栅色散关系和三维模拟得到的结果一致。与常规的 Smith-Purcell 辐射相比, 所观察到的共振太赫兹波在强度和方向性上均有显著提升。此外, 这篇论文还深入探讨了辐射角度、电子束与光栅的间距、电子束能量以及束团长度等关键参数对共振太赫兹波的辐射特性的影响。这种通过电介质传递表面波的方法为实现高功率相干太赫兹辐射的产生开辟了新的途径。

11.3 贡献或创新点

- 创新点: 传统的金属光栅由于表面波的相速度慢于真空中的光速, 被限制在光栅表面, 无法向外辐射。通过在光栅下方添加电介质基底, 改变了光栅的色散关系, 使得表面波中的部分模式虽然在真空中仍旧是表面波, 但是在介质中能够表现出辐射波的特性, 从而能够借助电介质向外辐射。

这种辐射具有非常好的方向性, 而且展示出的辐射强度远超过于同一光栅所产生的 Smith-Purcell 辐射, 使它们在高功率太赫兹波的产生中具有极大的优势。这篇论文从理论、模拟和实验上证明了这种共振辐射的存在, 并分析了其辐射特性。

- 贡献：这篇论文介绍了在具有楔形介质基底的光栅上，通过相对论飞秒电子束与光栅的相互作用，在共振频率上产生相干太赫兹波的理论及实验发现。通过对光栅 2D 结构的电磁场分析，得到了表征表面波模式的色散关系。色散关系揭示了表面波中与电子束共振的共振模式，在经过电介质基底后，这些模式能够向外辐射。

三维电磁模拟演示了共振模式的产生和传播过程，辐射结果与色散关系分析得到的结果一致，并且共振辐射的辐射强度比 Smith-Purcell 辐射强。这些理论分析在实验中都得到了验证。实验装置如下图 Fig. 1 所示。

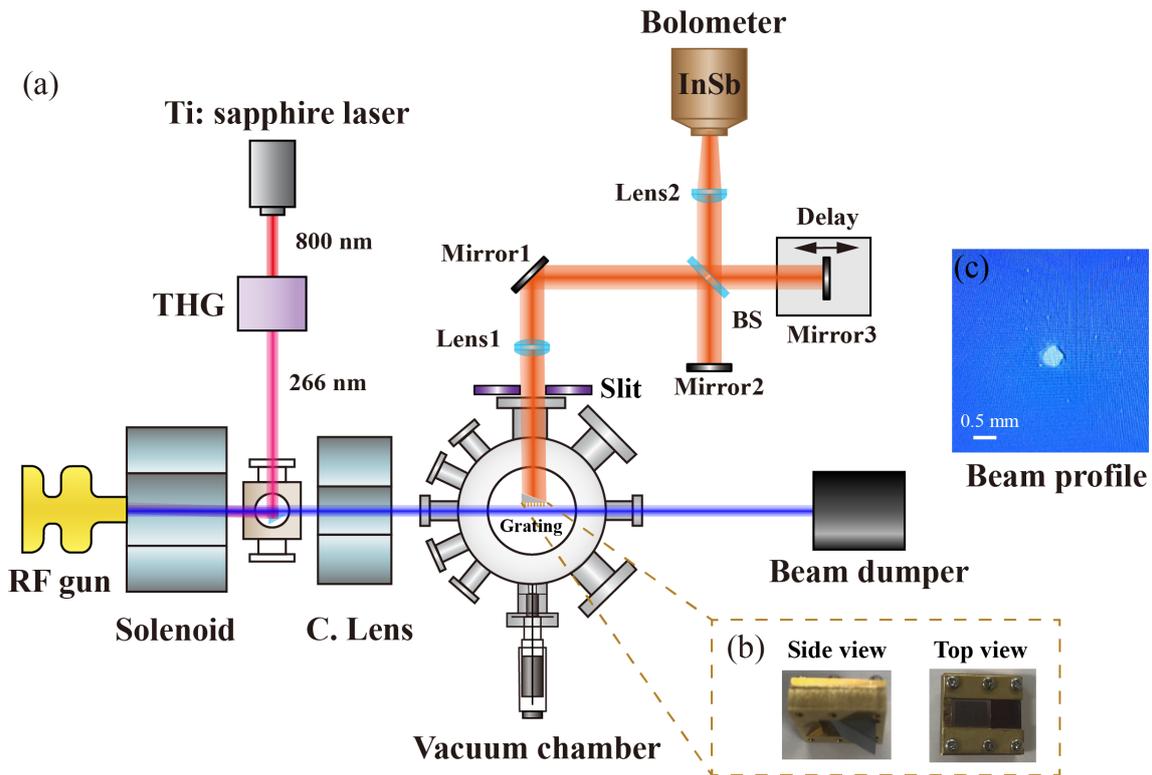


图 1: (a) Schematic of the experimental setup at SANKEN, Osaka University. (b) Photographs of the hybrid grating with a wedge-shaped dielectric substrate. (c) The beam profile detected at the grating position.

由迈克尔逊干涉仪得到的干涉图如下图 Fig. 2 所示，可以明显地观察到理论预测的两个共振模式，证明了电介质基底在促进表面波向外辐射中起到了关键作用。同时，实验研究进一步探索了辐射特性，包括对辐射角、束光栅距离、束能量和束长度等因素的影响，有助于更深入地理解共振辐射的辐射特性，为操纵共振太赫兹波提供了有效手段。

近期与此工作相关的参考论文有 Refs. [1, 2]。

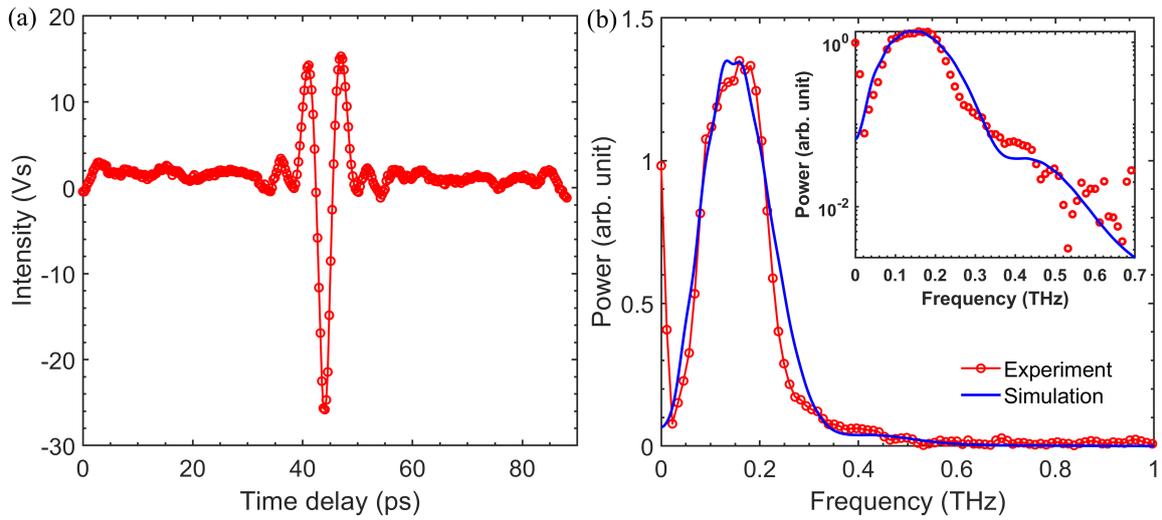


图 2: (a) Interferogram of the measured THz waves. (b) Corresponding measured and simulated THz spectra, with an inset showing the spectra in a logarithmic form.

参考文献

- [1] D. Li and Y. Wang et al., Coherent radiation at the fundamental frequency by a Smith-Purcell free-electron laser with dielectric substrate, *Appl. Phys. Lett.* 110, 151108 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4980046>
- [2] D. Li, M. Nakajima et al., Terahertz Radiation from Combined Metallic Slit Arrays. *Sci. Rep.* 9, 6804 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-43072-2>

12 太赫兹在结构化金属中的局部场增强 [IEEE TTST 6]

Local Enhancement of Terahertz Waves in Structured Metals

12.1 基本信息

- 分类: 其它
- 作者: Ji-Hun Kang and Q-Han Park (主要机构: University of California at Berkeley)
- 类型: 理论、综述
- 链接: <https://ieeexplore.ieee.org/document/7460978>

12.2 摘要

这篇论文综述了太赫兹波与结构化金属相互作用时产生的太赫兹场的局部场增强现象, 特别关注了孔径型 (aperture-type)、杆状 (rod-type) 和混合型超材料 (hybrid type metamaterial), 并通过分析其中电磁波与金属的相互作用, 揭示了太赫兹场局部增强的物理机制。研究涵盖了非谐振增强和谐振增强两种情况, 并探讨了超材料在实现太赫兹波谐振增强中的潜在应用。

通过理论模型、数值模拟和实验数据, 这篇论文为理解和利用金属结构中的太赫兹波提供了深入的见解。

12.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文研究了金属结构与光相互作用实现的太赫兹波的局部场增强。从理论出发, 构造非谐振和谐振的太赫兹场增强模型, 并提炼出局部场增强的规律。
- 贡献: 这篇论文由三个主要部分组成: 非谐振增强的太赫兹波、谐振增强的太赫兹波、以及混合超材料系统。

对于非谐振增强的太赫兹波, 这篇论文从单金属狭缝入手, 使用格林函数来分析入射的横向磁极化 (TM) 波在单个狭缝处的电磁场分布。这种方法涉及将系统划分为不同区域并使用相应的特征函数展开电磁波。

当 $a \ll h \ll \lambda$ 时，狭缝中的电场增强表述为 $|E| \approx \frac{\lambda}{\pi h}$ ，即基于无穷长狭缝的非谐振增强主要依赖于金属的厚度 h ，参考下图 Fig. 1。

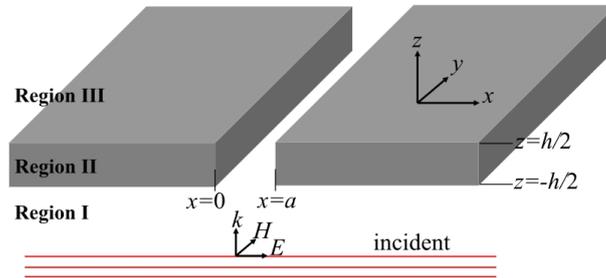


Fig. 1. Single slit perforated in thin metal film. A TM-polarized light is incident upon the slit.

这篇论文同时介绍了局部电容模型 (local capacitor model, LCM)，研究了其如何通过“电容性增强”机制来增强太赫兹场。LCM 是一种宏观的物理模型，用于解释金属表面光反射过程中的电场增强。LCM 将局部电容定义为“ λ 区电容” (λ -zone capacitance)，则电场的局部增强为 $E_{\text{cap}} = \frac{Q_{\text{ind}}}{aC_{\lambda}}$ 其中 Q_{ind} 为金属边缘的感应电荷，参考下图 Fig. 2。

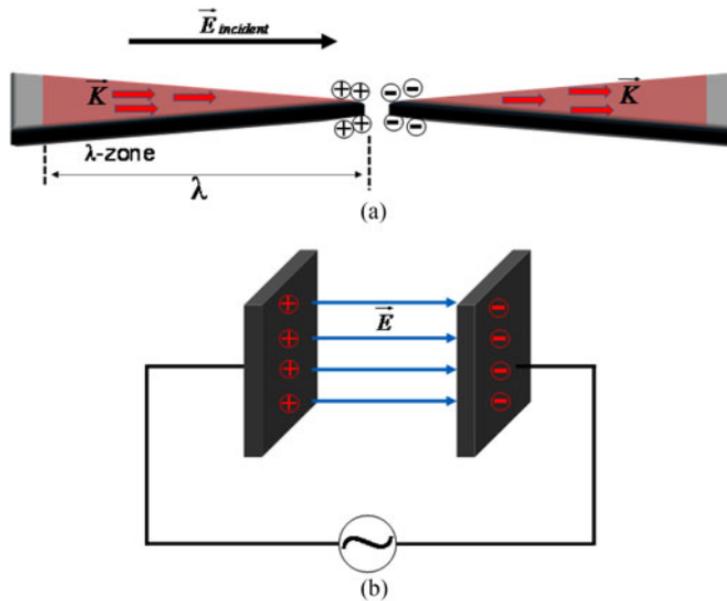


Fig. 3. (a) Definition of the λ -zone. (b) Concept of capacitive enhancement. Charges accumulated at the edges induce electric fields. The capacitance of the system in (a) can be defined by “ λ -zone capacitance.”

对于谐振增强的太赫兹波，这篇论文从单槽金属天线入手，参考下图 Fig. 6。同单狭缝模型，通过格林函数展开分析太赫兹的行为。由波导理论可知，当 $a \leq b$ 时，

基本波导模式是 TE_{01} 模式，可以描述为

$$\begin{aligned} E_x^{II} &= \sin(\pi y/b) (Pe^{i\zeta z} + Qe^{-i\zeta z}) \\ E_y^{II} &= E_z^{II} = H_x^{II} = 0 \\ H_y^{II} &= \zeta k_0^{-1} Z_0^{-1} \sin(\pi y/b) (Pe^{i\zeta z} - Qe^{-i\zeta z}) \\ H_z^{II} &= i\pi k_0^{-1} b^{-1} Z_0^{-1} \cos(\pi y/b) (Pe^{i\zeta z} + Qe^{-i\zeta z}) \end{aligned}$$

考虑到边界条件和耦合模式， P 和 Q 为

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} P \\ Q \end{pmatrix} &= M_a^{-1} \begin{pmatrix} 8/\pi \\ 0 \end{pmatrix} M_a \\ &\equiv \begin{pmatrix} e^{-i\zeta h/2} (W_a + \zeta/k_0) & e^{i\zeta h/2} (W_a - \zeta/k_0) \\ e^{i\zeta h/2} (W_a - \zeta/k_0) & e^{-i\zeta h/2} (W_a + \zeta/k_0) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

其中， W_a 为耦合因子，根据围道积分，可近似估计为²

$$W_a \approx \frac{32ab}{3\pi\lambda^2} + \frac{ia}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda^2}{4b^2}\right) \left[\ln \left(\frac{\pi^2 a^2}{\lambda^2} \left|1 - \frac{\lambda^2}{4b^2}\right| \right) + 2\gamma - 3 \right]$$

其中， a, b 为结构参数， $\gamma \approx 0.577$ 为欧拉常数 (Euler constant)。

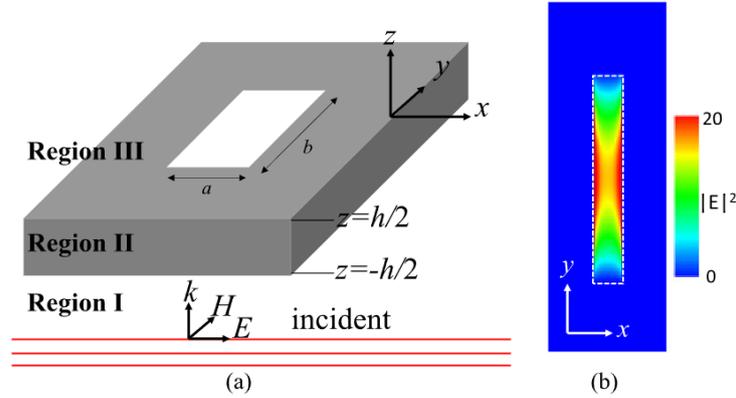


Fig. 6. (a) Configuration of slot antenna in a PEC plate. (b) FDTD-calculated electric field profile near the $20 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ ($a \times b \times h$) slot antenna at 1 THz.

当满足 $a \ll b < \lambda$ 时，以及谐振条件 $\lambda_{\text{res}} = 2b$ 时，场增强表述为 $\frac{3}{2} \frac{b}{a} \sin\left(\frac{\pi x}{b}\right)$ ，即基于矩形狭缝的谐振场增强主要依赖于缝宽度 a ，最强场集中在狭缝中心，两边的场较弱。

²J.H. Choe, J.H. Kang, D.S. Kim, and Q.H. Park, Slot antenna as a bound charge oscillator, Opt. Exp., vol. 20, no. 6, pp. 6521–6526 (2012). <https://doi.org/10.1364/OE.20.006521>

12.4 其它

这篇论文对于太赫兹器件在束流操控和诊断的应用起到指导作用，例如：太赫兹条纹相机，太赫兹电子束加速等。考虑到电子束与增强的太赫兹场发生能量交换，我们希望同时获取较长的作用距离和较大的场增强。非谐振式的单金属狭缝场增强和作用距离成反比，对于操控电子束不具有优势，谐振式增强的矩形槽更为合适。

13 利用太赫兹驱动谐振器操控与诊断飞秒相对论电子束 Manipulation and diagnosis of femtosecond relativistic electron bunch using terahertz-driven resonators

13.1 基本信息

- 分类: 其它
- 作者: Yang Xu (主要机构: HUST)
- 类型: 模拟
- 链接:

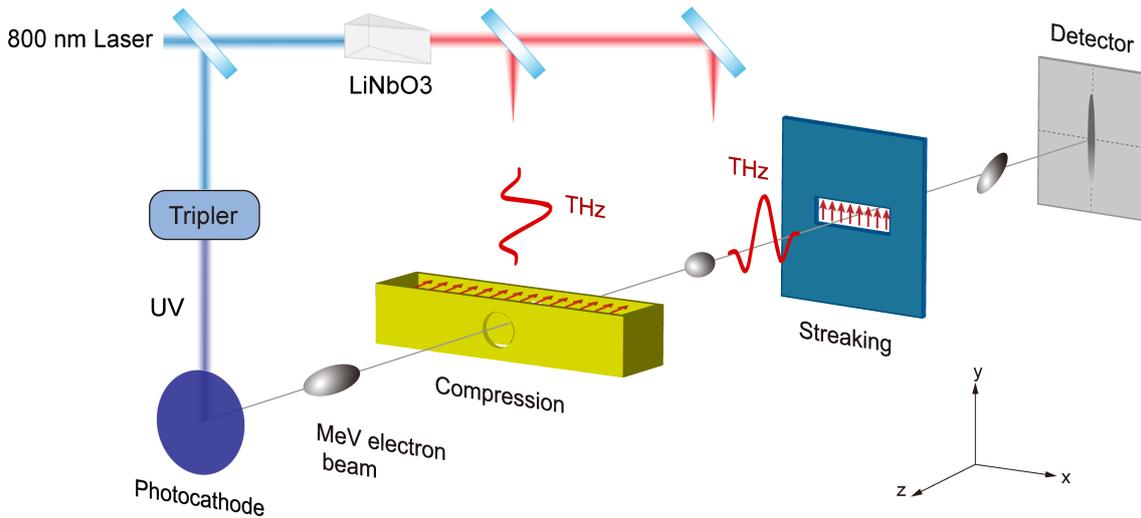
13.2 摘要

利用激光产生的强电磁场与电子相互作用, 进行电子束的精确诊断与操控, 已成为加速器技术领域的一个热点。这一方法突破了传统射频技术的限制, 如: 电场梯度较低、时间抖动等问题, 从而显著提升了超快电子束诊断与操控的精确度。

这篇论文深入分析太赫兹驱动设备中的电磁特性, 并提出了一种全光学 (all-optical) 方法, 使用单周期太赫兹来压缩和诊断一个 3 兆电子伏特的电子束。粒子追踪模拟的结果显示了较好的压缩效果, 将束团长度从 54 飞秒压缩至 4.3 飞秒, 并且实现了对束团长度测量的亚飞秒级分辨率。此外, 当这种方法与正交太赫兹条纹相机结合使用时, 在多束团情况下展现出更大的应用潜力。

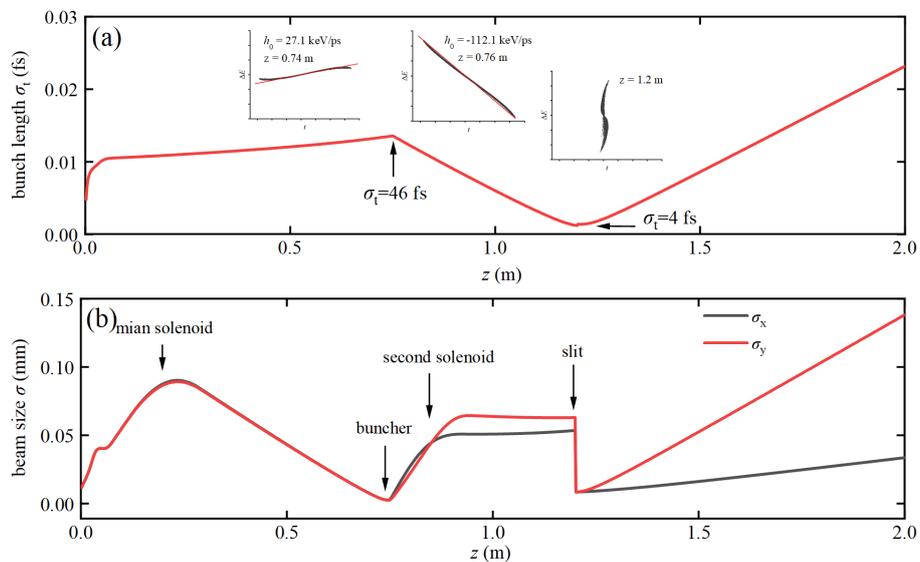
13.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文提出了一种全光学方法, 利用单周期太赫兹压缩并且诊断电子束。文章通过束流跟踪模拟了电子束从光阴极到探测器的演变过程, 展示了太赫兹操控电子束的能力。并且简要介绍了该方法与正交太赫兹条纹相机结合时, 操控和测量多个电子束的能力。
- 贡献: 这篇论文着重介绍了一种全光方法, 利用激光产生的太赫兹在亚波长结构中获场增强, 来操控和诊断电子束。单周期太赫兹在聚束器 (buncher) 中产生轴向电场, 当电子束经过太赫兹波的负零相位点时, 电子束压缩, 在 slit 处达到最短束长, 此时横向极化的电场作为条纹相机, 诊断电子束长度。如下为示意图。



Schematic of the MeV electron beam manipulation and diagnosis system.

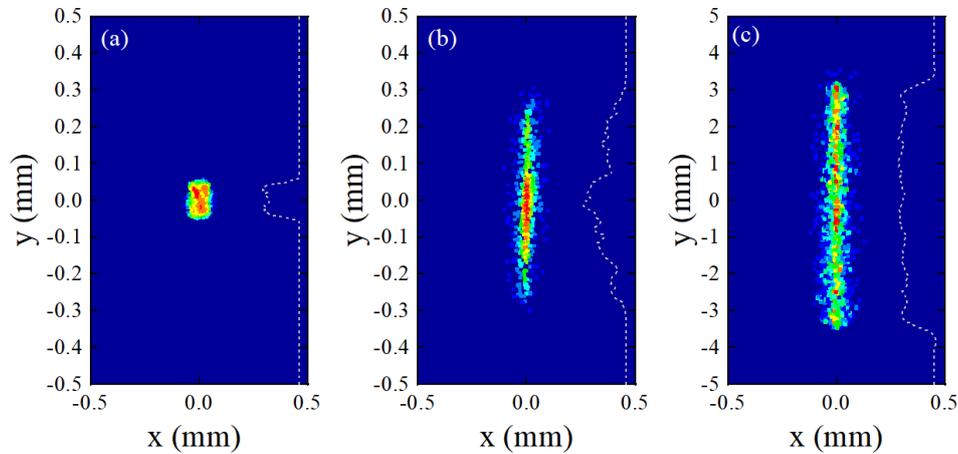
为了测试太赫兹谐振器的能力，对电子束从光阴极到探测器的演化进行了束流跟踪模拟。束线参数基于华中科技大学近期开展的兆伏超快电子衍射装置 (HUST MeV UED)。电子束长度在 buncher 前增长到 46 fs，之后束团长度开始缩短，最终在 slit 处达到最短束长 4 fs。



(a) Bunch length and (b) transverse beam size as functions of position (z).

可以从在探测器上的电子束投影反过来推算出电子束的长度。下图展示了三种不同的情况：压缩和条纹后的束、仅有条纹的未压缩束和无条纹的压缩束。利用太赫兹驱动条纹相机原理，可以通过太赫兹场参数和探测器上的横向尺寸计算出狭缝处电子束的束长。测得的电子束压印尺寸分别为 0.028 毫米、0.137 毫米和 1.66

毫米。这些结果表明，压缩率从 54 fs 降至 4 fs，压缩比达到 13。束长测量的分辨率近似为 0.87 fs 左右，满足束长测量的要求。



Comparison of bunch imprintings (a) with compression but without streaking, (b) after compression and streaking, and (c) without compression but only streaking.

全光子学操控的电子束操控技术确保了 buncher 与电子束之间的同步，允许同时进行束团长度压缩和抑制到达时间 (time of arrival, TOA) 抖动。电子束中的 TOA 抖动主要来源于两个方面：

1. 射频 (RF) 加速电场的幅值抖动、
2. 电子束注入过程中的相位抖动。

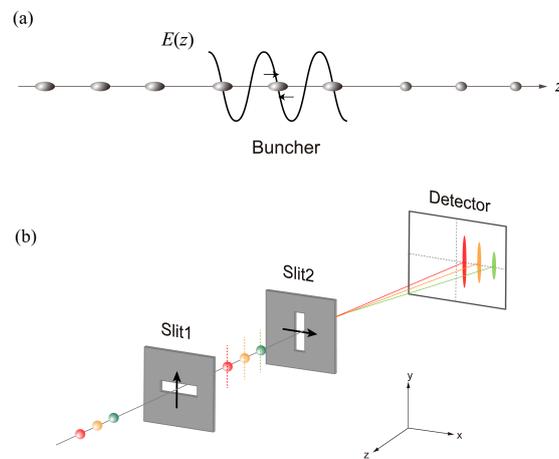
这些因素导致加速场的不确定性，引起电子束能量的变化，从而导致不同电子束团的到达时间存在差异。

当电子枪的 RF 电场幅值发生 0.1% 的波动，且在注入相位存在 0.1 度的抖动时，对 500 个电子束团的束团长度和到达时间进行了测量。引入 buncher 后，电子束的到达时间抖动从 100 fs 减少到 21 fs。在样品位置，束团长度从 54.0 ± 0.11 fs 压缩到 4.3 ± 0.49 fs，压缩比约为 12。对于超快电子衍射 (UED)，其时间分辨率有望从 114.6 fs 提高到 26.1 fs。

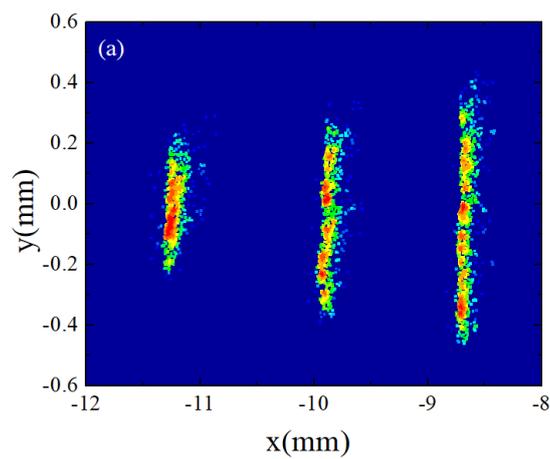
由压缩器产生的时变电磁场呈现周期性谐振，可用于连续操控多个电子束。每当电子束团通过负零交叉相位时，其束长被压缩。经过漂移段之后，这些束团会形成间隔均匀、长度更短的束列。在电子束团列压缩完成后，需要诊断每个电子束的长度。这一过程可以通过正交条纹相机技术实现³。通过正交放置两个狭缝，构建出

³Y. Xu, Z. Liu, J. Wang, H. Qi, J. Yang, Y. Song, C.-Y. Tsai, K. Fan, O.I. Meshkov, Towards precise diagnosis

一个正交条纹场。当电子束列穿过正交条纹相机后，投影在探测器上分离，从而能够在一次测量中对多个电子束团进行同步诊断。由此完成了多束团的压缩和诊断。



Schematic of multi-bunch compression and streaking.



The imprintings of a train of electron bunches after compression and streaking.