解说・讲座・小特辑

激光等离子体中的奇点辐射爆发增强 a

PIROZHKOV Alexander S.[1)*]、ESIRKEPOV Timur Zh.[1)*]、PIKUZ Tatiana A.[2)]、SAGISAKA Akito[1)]、OGURA Koichi[1)]、KOGA James K.[1), 3)]、BIERWAGE Andreas[4)]、KIRIYAMA Hiromitsu[1)]、NAMBA Shinichi[5)]、BULANOV Sergei V.[1), 6)]、KANDO Masaki[1)]

日本量子科学技术研究开发机构（QST）、关西光子科学研究所（KPSI）[1)]、大阪大学开放式跨学科研究倡议研究所[2)]、京都国际大学学院[3)]日本量子科学技术研究开发机构（QST）六所聚变能源研究所[4)]广岛大学先进科学与工程研究生院[5)]极端光基础设施欧洲研究基础设施联盟、ELI 光束线设施[6)]* 共同贡献作者
（收稿日期：2025年11月11日）

摘要： 奇点辐射爆发增强（BISER）是一种明亮且具有时空相干性的极紫外（XUV）和X射线源，由气体靶中的紧凑型多太瓦飞秒激光器驱动。BISER源于相对论等离子体奇点，因此发射源尺寸处于纳米尺度。BISER的X射线产额与驱动激光功率的平方成正比。BISER光谱的带宽达数百电子伏特（eV），覆盖“水窗”区域（284–543 eV）。模拟预测，BISER脉冲的持续时间接近变换极限，有望产生短于原子时间单位（24 阿秒）的脉冲。基于~20 太瓦激光功率下BISER的亮度及其平方标度关系，预测拍瓦级激光驱动的BISER亮度将超过极紫外自由电子激光器。BISER概念为能够产生可相长干涉行波的广泛介质构建了新框架，其中包括引力波。本文回顾BISER的实验发现、基于相对论激光等离子体模拟和突变理论的解释、理论BISER模型的实验验证、快速移动奇点成像方案、驱动激光要求及未来展望，并重点讨论驱动激光波长的可扩展性以及产生太瓦级阿秒相干X射线脉冲的可能性。

关键词：
BISER，明亮、紧凑相干X射线源、阿秒脉冲、相对论等离子体奇点、相对论激光等离子体，灾变理论、非线性波

1. 引言

相干X射线源在基础研究和应用中不可或缺。此类光源的近期发展趋势包括两大类：公里级加速器驱动的X射线自由电子激光器 [1]，以及相对紧凑（长数米）的基于激光的光源，例如X射线激光器 [2] 和原子高次谐波 [3]。与上述类别相关的传统技术存在根本性局限，严重阻碍了明亮紧凑的相干X射线源的发展，尤其是在千电子伏特光子能量 [2, 4, 5]范围内。相对论激光等离子体 [6] 借助相对论动力学特有的非线性和／或多普勒效应，可通过高频辐射产生（包括高次谐波产生 [8]）带来新型明亮相干光源 [7],。此类光源的例子包括阿赫耶泽尔–波洛温机制产生高次谐波 [9], 、非线性汤姆孙散射[10-13], 、电磁孤子类同步辐射余辉 [14],、相对论振荡镜（ROM）[15], 以及相对论滑动镜（RSM）[16, 17], 相对论飞行镜（RFM）[18], 相对论强迫振荡衍射光栅[19], 以及来自相对论准粒子的高频辐射[20]。

本文回顾了奇点辐射爆发增强（BISER）这一概念的最新进展。我们在飞秒多太瓦激光脉冲与气体射流的相互作用中发现了BISER [21, 22]。BISER表现为超高亮度、时空相干的极紫外和软X射线辐射，其产额与激光功率的平方成正比[22],，源尺寸处于纳米范围[23], ，持续时间为阿秒级，接近变换极限[23]。

BISER机制基于汇聚流中极度集中的辐射物质所产生的行波的相长干涉，见图1。在最简单的模型中，介质由基本发射体组成，两个碰撞流形成一个密度尖峰。远处观察者探测到这些行波时会看到什么？假设密度尖峰

足够高，因此在其附近，对于有限的发射波长 λ_E 存在一个区域R_{λ_E} ，其中基本发射体之间的距离远小于 λ_E。在基本发射体具有随机相位这一“最坏”情形下，远处观察者可能会看到来自区域空间相干的辐射爆发R_{λ_E} ，该区域位于正在形成的尖峰周围，强度与该区域内基本发射体的数量成正比，即 $I_{\lambda_E} \propto N(\mathrm{R}_{\lambda_E})$。最有趣的情形是基本发射体具有（近乎）相同的相位。例如，当基本发射体由外场驱动（激发）时，就满足这一条件；该外场的空间尺度远大于 λ_E，因此发射体的相位在空间中缓慢变化。在这种情况下，来自区域R $_{\lambda_E}$ 的波发生相长干涉，因此观察者会看到来自区域空间和时间相干的辐射爆发R_{λ_E} ，该区域位于正在形成的尖峰周围，强度与该区域内基本发射体数量的平方成正比，即 $I_{\lambda_E} \propto N^2(\mathrm{R}_{\lambda_E})$。这一结论可以部分逆向推导：如果观察者探测到来自一个看似很小的源、具有空间和时间相干的强烈辐射爆发，其光谱宽频且处于相对较大的立体角内，那么关于源尺寸的最简单假设是，该尺寸不大于发射波长。此外，由于相长干涉会在所假定宽频谱中的任意波长下发生，因此该源很可能是一种密度尖峰，其中发射源尺寸与发射波长成正比。

密度尖峰在平滑演化的物理系统中形成，似乎不太可能，或需要非常特殊的条件。事实上，密度尖峰会自然地出现在汇聚流中。这类流动在自然界中无处不在，例如天体物理和实验室等离子体中的激波 [24, 25] 和喷流 [26-29] ，当然也包括激光等离子体中的情形 [30-35] 。[36,37]形成的密度尖峰可能持续相当长时间，并且快速移动。在连续介质近似下，介质遵循连续性方程（该方程描述密度与速度散度之间的关系），密度尖峰可能成为一个奇点，其密度在形式上为无穷大，但可积——也就是说，该奇点所包含的质量是有限的。奇点的出现可视为流动平滑、渐进演化过程中密度发生的灾变式变化，这正是突变理论 [38, 39] 的核心研究对象：尽管系统的控制参数连续演化，系统却会发生不连续变化。突变理论阐释了多流流动中奇点必然出现的原因，以及奇点的形状、普适性和结构稳定性；所谓结构稳定性，即奇点的存在不受光滑扰动的影响。物理介质由离散粒子构成，其密度始终有限。尽管如此，密度尖峰峰值附近的密度增长率仍近似于连续介质模型中相应奇点的密度增长率；介质越致密，这种近似就越准确。

奇点必须由连续流经其中的基本发射体构成，这一点至关重要。在这方面，它与紧凑束团的情形有根本区别，后者是一群固定的基本发射体共同运动而形成的集合。与紧凑束团不同，奇点对运动速度和加速度没有限制。特别是，奇点可以是超光速的，即以超过真空中的光速的速度运动[40, 41]。此外，奇点具有非局域性，因为它由流的全局结构决定（例如，会受到流中遥远部分扰动的影响）。尽管如此，在这两种情况下——奇点和紧凑束团——只有来自足够致密区域的波才能发生相长干涉。

上述所述的BISER机制代表一种基本的普适效应。其表述仅需针对能够发射行波（例如电磁波或引力波）的介质，采用连续性方程（即粒子数的守恒定律），以及行波干涉的一般性质。

在本文中，我们研究介质为激光等离子体、行波为电磁波时的BISER。事实表明，在可控条件下，激光等离子体是适合在实验室研究BISER的理想介质。相对论强激光脉冲在欠密等离子体中传播时，会自然地产生汇聚流，以及一般意义上的多流流动。

无量纲参数。 在理论分析中，以及在实验规划和实验结果描述的部分环节中，通常应当并且往往必须将所有物理变量表示为无量纲参数，并将其与无量纲临界参数进行比较；后者表示不同物理状态之间的阈值。在这里，采用激光波长λ 和周期 T 分别表示距离和时间较为方便；$T = 2\pi/\omega = \lambda/c$ ，其中 ω 为激光脉冲的角频率。

就电子动力学而言，激光场由无量纲振幅 $a_0 = eE/(m_e c\omega)$ 表征，其中 E 是激光脉冲的电场强度， e 和 m_e 分别是电子电荷和质量， c 是真空中的光速。当 $a_0 \gtrsim 1$ 时，电子动力学呈现显著的相对论效应 [6]，，因此相应的激光场称为相对论强场。激光辐照度（强度）为 $I = a_0^2 \times \pi c^5 m_\mathrm{e}^2/2e^2\lambda^2 = a_0^2 \times 1$。$37 \times 10^{18}\ \mathrm{W/cm^2} \times (1\ \mu\mathrm{m}\ /\lambda)$（适用于线偏振激光脉冲）。激光脉冲功率为 $\mathcal{P} = \iint I\, dydz = I_0 S_\mathrm{eff}$ （假设脉冲沿 x 轴传播），其能量为 $\mathrm{E} = \int \mathcal{P}\, dt = P_0 \tau_\mathrm{eff}$；积分取决于激光脉冲的形状（尤其是焦斑中的强度分布和脉冲的时间轮廓）。此处的公式通过积分以及辐照度峰值 I_0 和功率峰值 P_0 定义了有效光斑面积 $S_\mathrm{eff} = \pi r_\mathrm{eff}^2$ 、光斑半径 r_eff 和脉冲宽度（持续时间） τ_eff。激光脉冲还由半高全宽（FWHM）光斑尺寸 $D = D_\mathrm{FWHM}$、脉冲持续时间 $\tau = \tau_\mathrm{FWHM}$ 、焦斑面积 $\mathcal{S} = \pi D^2/4$ 、F数等参数表征。激光脉冲特性及其对 BISER 产生的影响将在第 **6** 节讨论。

对应的电场强度

无量纲振幅对应的电场强度 $a_0 = 1$ 为 $E_1 = 2\pi m_e c^2/e\lambda = \omega\sqrt{m_e/r_e} = 3.21 \times 10^{12}$ V/m $\times (1\ \mu\text{m}/\lambda)$，其中 $r_e = e^2/m_e c^2 \approx 2.8 \times 10^{-13}$cm 为经典电子半径；对于典型的激光波长 1 μm，其电场强度约为氢的原子间电场的 6 倍，即 $E_a = \alpha^4\sqrt{m_e c^2/r_e^3} = 5.14 \times 10^{11}$ V/m，其中 $\alpha = e^2\ \hbar/\ c \approx 1/137$ 为精细结构常数。因此，相对论强激光脉冲通过光场电离（OFI）机制使低原子序数气体电离 [42]，在不到一个激光周期内 [43]，产生完全电离等离子体（由电子和完全剥离电子的离子组成）。在这种情况下，我们可以采用无碰撞冷理想等离子体近似，该等离子体由 Vlasov方程描述，并可使用粒子网格（PIC）方法进行数值模拟 [44]。相对论速度下所有碰撞截面自然减小，也支持无碰撞近似 [43]。

等离子体密度 n_e 与临界密度 $n_{cr} = m_e\ \omega^2/(4\pi e^2)\ = \pi/(r_e\ \lambda^2)\ = 1.11 \times 10^{21}\text{cm}^{-3} \times (1\ \mu\text{m}\ /\lambda)^2$ 相比；密度为 $n_e/n_{cr} \ll 1$ 的等离子体称为欠密等离子体。等离子体振荡由朗缪尔频率 $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e}/m_e$, $n_e/n_{cr} = \omega_{pe}^2/\omega^2$ 表征。等离子体的特征还包括组分、离子的电离态等。

在以下各节中，我们将展示首次实验的结果（第**2**节）、对这些结果的理论解释（包括可检验的理论预测，第**3**节）、对这些预测的实验验证（第**4**节）、奇点观测方案（第**5**节）、根据实验推导出的激光系统质量要求（第**6**节）、对可实现的BISER脉冲持续时间的讨论（第**7**节）、BISER驱动激光波长可扩展性（第**8**节）以及未来应用（第**9**节）；结论见第**10**节。

2. 实验发现

在一次使用 J-KAREN 激光器 [45]的实验 [21] 中，首次发现了亮度很高且性质极为独特的软X射线谐波梳，后来被认定为 BISER。随后使用 Astra Gemini 激光器 [46], 重复了该实验，并首次在快报 [22]中共同发表了这两次实验的数据。文献 [47]研究了这种新型X射线源的空间相干性和离轴发射。文献 [48]则对当时已有的结果进行了更详细的描述。

在实验中，图2所示，多太瓦飞秒激光器聚焦后，辐照度达到数个单位的 10^{18} W/cm^2 ，并射入原子密度为数个单位10^{19}cm^{-3}的高纯氦气喷流中；表I所示，这产生了明亮的软X射线梳，并由采用变线距（VLS）光栅、分辨本领为 [49-51]的平场掠入射光谱仪记录。激光辐射即使在透过等离子体后仍具有多太瓦功率，此外还有低频等离子体辐射；二者均被亚微米厚的光学截止滤光片[52, 53]阻挡。透过滤光片的高频光谱延伸至由K吸收边定义的“水窗”光谱区域（光子能量为284–543电子伏特）碳和氧的吸收边；该光谱区域适用于对处于天然湿润状态和/或水中的生物样品进行成像，因为水是透明的，而含碳组织具有很强的吸收能力，因此能够增强成像对比度。

表I. 首次实验 [21, 22, 47, 48]中激光器、气体靶和等离子体的参数

激光	J-KAREN	Astra Gemini
脉冲能量 E_L (J)	0.4	3-10
脉冲持续时间 τ_{FWHM} (fs)	27	54
峰值功率 P_0 (TW)	9	60 – 170
聚焦 OAP *f* 数	*f*/9	*f*/20
焦斑半高全宽 (μm)	10	25 × 40
1 e/ ² 强度焦斑（μ米）20		40 × 80
真空辐照度（在真空中，估算值） $I_{0,\text{真空}}$（瓦特/厘米²）	4×10^{18}	$(2-5) \times 10^{18}$
无量纲 振幅 (in 真空，估算值) $a_{0,\text{Vac}}$	1.4	1 – 1.5
气体靶	超音速喷嘴，氦气	
喷嘴孔径（mm）	1	0.5
喷嘴马赫数	3.3	2
喷嘴与激光轴的距离（mm）1		1.5
峰值电子密度 $n_{e,\ \max}$ (cm^{-3})	(1.5–9.6)×10^{19}	(1.5–4.6)×10^{19}
振幅 之后 自聚焦（估计） a_{SF}	5 – 8	12 – 16

所用光谱仪的高分辨本领使周期性梳状条纹得以分辨，证明了其具有时间相干性。这些梳状结构由基频的奇数阶和偶数阶组成，奇数阶与偶数阶的性质没有差异，而且不仅由线偏振激光脉冲产生，也由圆偏振激光脉冲产生。这些观察结果排除了再碰撞过程产生的原子谐波 [54] 这一可能机制。此外，在相当宽的等离子体密度范围内，观测到了性质和亮度相似的梳状结构，其最大值与最小值之比从 ~3 到 5；这也排除了高效原子谐波产生 [55]所需的精确相位匹配。

具有宽谱的电子同时被加速至数百兆电子伏；然而，观测到的梳状结构与电子性质无关。此外，条纹周期位于光学区域，对应 ~1 电子伏特。结合其时间相干性，这些观察结果排除了由等离子体频率和电子能量 [56] 决定的非相干回旋辐射。

新型X射线源的高亮度使得仅用单次激光发射就能记录光谱。即使采用保守估计，其绝对光子产额也比在最有利条件下估算的非线性汤姆孙散射 [10] 高出多个数量级。

最后，X射线产额与驱动激光功率的平方成正比，如图3所示。

因此，已知机制无法解释这些实验观察结果；要解释所发现的X射线源，必须提出一种新机制。

支持这一新机制的实验线索包括：

(i) 观察到奇数阶和偶数阶（图2），这表明存在时间相干性，并暗示X射线源中可能不存在电场反转对称性[57]，因此可能存在离轴辐射源；

(ii) 红移的基频谐波，图2，与激光频率逐渐下移相一致[58, 59]：激光脉冲在非线性传播过程中将其能量用于等离子体波激发（这与激光电子加速器中的耗尽长度有关[60, 61]）。这表明X射线源位于激光脉冲的前端或中心附近，因为激光脉冲尾部会因光子加速而发生蓝移[62-64];

(iii) 观察到强辐射，图2，其X射线产额远高于预期的非线性汤姆孙散射产额；后者可由激光脉冲所遇到的全部电子累积产生。这表明辐射强度随电子数呈超线性增长，即X射线源中存在相长干涉（相干辐射）；

(iv) 观察到深度调制（可见度最高达100%），图 2(b)表明，在线偏振激光下，存在两个在空间和/或时间上相互分离且相等的互相干源；

(v) 观测到空间相干极紫外辐射（光子能量为 >14 电子伏特），其离轴角最高达 8°；其相干特性与点源模型[47]一致。

3. 理论解释与模型

上述实验结果可由 BISER 机制解释。

PIC模拟。粒子网格（PIC）模拟揭示了相对论强（$a_0 \gg 1$）激光脉冲与低密度（$n_e/n_{cr} \ll 1$）等离子体相互作用的典型情景（参见[48] 及其中的补充材料）。激光脉冲发生相对论自聚焦[65-67]，同时伴随着振幅增大和光斑收窄（这是无丝化的最简单情况；为实现这一点，真空中焦点处的激光脉冲束腰应小于等离子体的特征波长 [37]、$D < \lambda_{pe} = 2\pi c/\omega_{pe}$）。自聚焦的激光脉冲将等离子体电子推开，从而形成近乎无电子的空腔[68-70]。由于自聚焦激光脉冲具有有限的横向尺寸，电子也会受到横向推移。当激光脉冲以及由此形成的空腔变得足够窄时，$D < 4ca_0^{1/2}/\omega_{pe}$，被横向推移的电子会形成向外传播的弓形波[37]。空腔和弓形波的壁（轮廓）处的电子密度显著高于最初的未扰动等离子体，如图4所示。在空腔和弓形波壁的连接处，即电子密度尖峰处，电子密度更高。弓形波在激光电场中从空腔脱离，因此电子密度尖峰受到激光场驱动，进而发射高次谐波。更具体地说，电子流经密度尖峰并在加速过程中发射出延伸至高频率的宽带光谱；这种由激光驱动的发射是（几乎）周期性的[71, 72],因此，光谱会以光频率进行调制。

谐波产生时刻如图 4 所示，该图展示了二维（2D）PIC 模拟的结果：模拟理想化的、已自聚焦的 Astra Gemini 激光脉冲（沿 y 轴线偏振），其 $a_{0\,\max} = 10$、持续时间为 $\tau = 16\,\lambda/c \approx 43$ 飞秒，半高全宽（FWHM）束腰为 $D = 10\lambda = 8$ μ米；该脉冲与电子密度为 $n_e = 0.01 n_{cr} = 1.73 \times 10^{19}$ 厘米$^{-3}$ 的等离子体相互作用。模拟区域大小为 $87\lambda \times 72\lambda$，沿 x （传播）轴的分辨率为 $\lambda/1024$，沿 y 轴的分辨率为 $\lambda/112$；PIC 定义的准粒子数为 6×10^8。

此处及下文均假设离子因惯性而静止不动；换言之，激光振幅远低于离子动力学产生显著贡献的阈值 $a_0 \ll \sqrt{m_i/m_e}$（m_i 为离子质量），而高频辐射的产生时序与离子响应相比可以忽略。模拟采用 REMP 代码 [73] 进行，并使用周期性横向边界和纵向吸收边界。

如图4(a)所示，激光脉冲在原本均匀的等离子体中形成了无电子空腔和弓形波。空腔和弓形波的致密、锐利壁面受到激光脉冲场的调制；这些调制实际上描绘了激光脉冲场的相位。具体而言，调制波长与演化中的激光脉冲的局部波长相同。

图4(b)显示了横穿电子密度尖峰的电子密度线剖面，该尖峰位于空腔和弓形波壁面的交界处；这组数据比(a)中的数据早10个激光周期采集，以展示产生高频辐射的尖峰结构。图(a)中以电磁能量密度 W （红色色标）表示的高频辐射，其光谱范围为 60ω 至 100ω 。我们将这种高频辐射称为 BISER；它表现为一列沿驱动激光脉冲传播方向附近传播的超短脉冲（见第7节）。

图 4(c) 展示了双对数坐标下电子密度尖峰的剖面。当横向坐标接近尖峰位置 y_C 时，密度增长为$n_e(y) \propto (y - y_C)^{-2/3}$ ，直至达到 $|y - y_C| < 0$ 的分辨率极限02λ；该极限由 PIC 定义的准粒子形状因子的大小决定。这种由多流等离子体流导致的、在两个密度壁连接处密度对坐标呈幂律依赖关系的现象极具特征性，为电子密度尖峰的形成机制提供了重要线索，下面将通过突变理论对此进行解释。

图4(a)所示的高频辐射具有谐波谱，其延伸至模拟分辨率所允许的~128th 谐波阶数[48], 。辐射略微偏离轴线，发射锥的角度为几度。谐波阶数越高，相应的离轴角越小。模拟得到的谐波能量产额与使用 Astra Gemini 激光器获得的实验数据接近。

A 腔壁和弓形波的三维结构以及谐波产生源如图5(a)所示。该图展示了另一种理想化情形的三维 PIC 模拟结果：已自聚焦的高斯激光脉冲（沿 y轴线偏振），其$a_{0\,\text{最大}} = 6.6$，脉冲持续时间为 $\tau = 10\,\lambda/c$，半高全宽（FWHM）束腰为 $D = 10\lambda$，与电子密度为 $n_e = 0.001 n_{cr}$ 的等离子体相互作用。模拟区域为$125\lambda \times 124\lambda \times 124\lambda$，采用周期性横向边界和纵向吸收边界；沿$x$（传播）轴的分辨率为 $\lambda/32$，沿 y 和 z 轴的分辨率为 $\lambda/8$；PIC 定义的准粒子数为 2.3×10^{10}。

图5(a)所示的 BISER，以电磁能量密度 W（红色新月形区域）表示，来自沿激光场偏振方向（y 轴）排列的两个相对位置。事实上，电场会沿偏振方向推动电子，因此该方向上的电子密度会增高。此外，在相长干涉的情况下，发射强度与发射体数量的平方成正比，因此电子密度较高的区域更容易被观察到（因为这些区域的发射强度更高）。因此，我们观察到 BISER 有两个发射源。需要指出的是，由于三维模拟的分辨率有限，图5(a)仅包含少数几个谐波；更详细的分析表明，发射的谐波阶数越高，发射源越小；在高分辨率二维模拟中，这一效应要明显得多。自然，较低阶的谐波来自较大的发射源；尤其是二次谐波 [74] 不仅来自尖点，也来自空腔壁 [75, 76]。

图5(a)中的电子密度分布展示了电子流体多流运动的结果：激光脉冲沿纵向和横向排斥电子，而响应缓慢的离子所形成的未补偿背景的静电势（在模拟中，假设离子实际上静止不动）则将电子拉回。图5(b)展示了原本位于平面 $\Pi_0 = (x, y, z = 0)$中的电子如何沿 y 轴发生位移。代表电子的PIC定义的准粒子按照其初始位置 y_0（以颜色表示顺序）排列得井然有序。它们绘制在三维空间$(x, y, y - y_0)$中。这里，$y - y_0 = \int (p_y/m_e\gamma_e)dt = \langle p_y/\gamma_e \rangle / m_e$表示沿 y 轴相对于初始坐标y_0 的位移；p_y 和 γ_e 分别是电子横向动量和洛伦兹因子。我们可以看到，由静止电子组成的初始平坦曲面在激光场作用下被拉伸并调制，因而发生折叠。平面 Π_0 中的电子密度可用折叠曲面在 Π_0上的投影近似表示，如图5(c)中的模型曲面所示。折叠恰好对应空腔和弓形波的壁面；两个折叠的交界处恰好对应电子密度尖峰。显然，折叠曲率最大的部分，粒子彼此之间的距离（在实空间中）远小于几乎平坦部分的粒子间距。此外，对于固定的 x 值，折叠沿 y 轴的延伸范围有限，因此其在(x, y)平面上的投影会突然终止。空腔和弓形波壁面处电子密度相应的突增，是等离子体流的一种灾变。

突变理论模型。强局域电子密度尖峰的形成及其独特性质——即对激光场所施加振荡的鲁棒性，以及（$-2/3$）的幂律密度依赖关系（图 4(c)）——可以借助突变理论 [38, 39] 加以解释。

以下通过一个沿横向坐标 y 方向的电子运动一维（1D）模型来说明突变的形成，见图 6(a)。起初，具有空间变化动量 p_y 的电子均匀填满 y 轴。在相空间（y,p_y）中，电子所占据的相“体积”由参数曲线 $S(t, y, p_y) = 0$ 表示，其中参数 t（类似于时间）。由于动量不均匀，电子的顺序最终发生变化，因而形成多流流动，曲线 S 发生折叠。电子密度作为 y 的函数，可通过将电子相空间投影到 y 轴上得到，

$$n_e(t, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t, y, p_y) dp_y, \quad (1)$$

其中，$f(t, y, p_y) \propto \delta[S(t, y, p_y)]$是相空间（$t, y, p_y$）中的粒子密度，$\delta$ 是狄拉克δ函数。在折叠处，密度会急剧上升。连续流中奇点的出现称为灾变。请注意，在流体近似的情况下，投影（1）给出的是无限密度；而在有限粒子数的情况下，尽管密度表现出急剧上升，但仍保持有限。

奇点类型由相“体积”的结构决定。一般情况下，折叠可以近似为抛物线的一部分，

$$y_F - y \propto (p_{yF} - p_y)^2, \quad (2)$$

图6(c)，而曲线 S 拐点附近的部分可以近似为三次曲线，

$$y_C - y \propto (p_{yC} - p_y)^3, \quad (3)$$

图6(b)。因此，投影（1）给出的密度奇点为

$$n_{\text{eF}} \propto \frac{\partial S/\partial y}{\partial S/\partial p_y} = \frac{dp_y}{dy} \propto (y_F - y)^{-1/2} \quad (4)$$

在折叠处为

$$n_{\text{eC}} \propto (y_C - y)^{-2/3} \quad (5)$$

在拐点处。分别用抛物线或三次曲线近似解析曲线在折叠（极值）处或拐点处的形状，是对光滑扰动具有鲁棒性的最简单近似。

在高维空间（t, y, p_y）中，拐点对应于曲面上两个折叠的合并，见图 6(d)。在合并点（t_C, y_C, p_{yC}）附近，曲面 S 可隐式近似为

$$(p_y - p_{yC})^3 + \alpha(t - t_C)(p_y - p_{yC}) + \beta(y - y_C) = 0$$

其中包含一些常数 $\alpha \neq 0$ 和 $\beta \neq 0$ ([39], 第 5 章第 2 段)，这与上文采用抛物线和三次曲线进行近似的做法类似。这里，向（t, y）平面的投影会产生两条在一点相交的奇异线，该点具有更高阶奇点。如果我们对电子施加微小的光滑扰动

由曲线表示的相“体积” S 、折叠和拐点仍然存在，并且分别可以在局部用抛物线和三次曲线近似。换言之，相应的奇点对于扰动具有鲁棒性。突变理论对此给出了严格证明（[38], 第 2 章；[39], 第 6 章第 4 和第 5 段）。突变理论是数学中一个成熟的分支，研究动力系统和映射中奇点的形成。突变理论在此确立了两种结构稳定奇异点：即折叠突变（A_2, ，根据 V. I. Arnold 的分类）和尖点突变（A_3）。

与图6(d)模型中同类型的突变会在激光等离子体形成空腔和弓形波的过程中出现，见图5(a,b)。这里，激光脉冲传播的 x 坐标对应于图6中的反向时间。空腔壁与弓形波壁交接处出现的尖点突变，就是三维PIC模拟中观察到的电子密度尖峰，见图5(a)。该尖点位于环绕空腔前端的环形区域内，并随激光脉冲一同移动。在激光脉冲的电磁场推动下，电子形成一种受局部激光频率调制的流。相应地，该尖点发生周期性振荡，并发射带有局部激光频率高次谐波的电磁辐射。突变理论确保所述奇点具有结构稳定性，这意味着它们能够经受激光脉冲及电子密度涨落等其他因素施加的扰动。比尖点更尖锐（密度高出若干数量级）的奇点可能会瞬间出现，但它们对扰动并不具有结构稳定性（这类奇点的寿命很可能远短于波的形成时间，因此它们对辐射的贡献可能很小——不过这一点仍需通过实验检验）。文献 [36, 77]讨论了无碰撞等离子体中的其他类型结构稳定奇点。在各种不同条件下，能够使光反射并因双重多普勒效应而产生频率上移、脉宽缩短和强度增强的结构稳定相对论等离子体奇点，被称为相对论飞行镜[18, 19, 78-87]。

我们注意到，奇点的尖锐度在产生最高频辐射方面发挥着关键作用，这与引言中讨论的猜想一致。初始等离子体温度，或其他导致初始电子相空间展宽的因素，将导致尖锐度降低 [88,89]。初始为冷等离子体和热等离子体（30 电子伏特）时，PIC模拟中的电子密度分布对比如文献 [90] 的图 1(b、c) 所示。

4. 实验中的模型验证

如上一节所述，突变理论模型解释了已有的实验观测结果。此外，该模型还提出了三项可验证的预测：(i) BISER 源自点状（纳米尺度）X射线源；(ii) 对于线偏振激光，存在两个主要的点状

BISER 发射体，位于激光偏振方向上，(iii) 离轴发射是 BISER 的主要组成部分：它不仅限于低光子能量（~14-30 电子伏特）光谱区域，还可延伸至数百电子伏特；在这些光子能量下，其覆盖角度可达 10-20°。

这些预测在后续实验[23] 中使用 J-KAREN 激光器进行了验证，其峰值功率最高可达 20 TW，真空辐照度最高可达 10^{19} W/cm²。等离子体发出的辐射由一面正入射球面 XUV 反射镜收集，该反射镜的中心位于离轴 13°（偏振平面内），半锥接收角为 5°。因此，该反射镜覆盖偏振平面内 8 至 18° 的范围，以及垂直平面内的 0±5° 范围。该反射镜采用非周期性 Mi/Si 多层涂层 [91-94] ，可反射光子能量最高达 100 电子伏特的辐射（波长为 12.4 纳米，即硅的 L 吸收边）。采用光学截止滤光片阻挡激光和低频等离子体辐射，因此可观测的光子能量高于 ~60 电子伏特（波长短于 ~20 纳米）。该反射镜将 BISER 源成像到两个探测器中的一个上，放大率为 ~5 至 7。

第一个探测器是配备透射光栅的背照式 X 射线电荷耦合器件（电荷耦合器件），因此构成了一台成像（空间分辨）极紫外光谱仪（与 [95, 96] 中使用的类似）。它显示出双 BISER 光源沿激光偏振方向排列，见图 7 和图 8(a,b)，即证实了预测 (ii)。光谱延伸至 100 电子伏特处的光谱仪通光截止（L_{Si} edge），见图 8(c)，从而证实了预测 (iii)。然而，极紫外图像放大率为 6.85，且电荷耦合器件像素尺寸为 13.5 μm，因此无法检验关于纳米尺度光源的预测 (i)。

第二个探测器使用了高分辨率 LiF 晶体 [97-99]。它由一台放大率为 5.53 的成像器构成（极紫外反射镜安装在真空内电动 XYZ 平移台上，用于控制电荷耦合器件或 LiF 表面上的图像位置）。单发实验图像示例见图 8(d)。与电荷耦合器件探测器一样，LiF图像显示双点光源沿激光偏振方向排列。图像还表明，光源必定具有空间相干性，否则图 8(d) 中可见的条纹就会模糊。我们强调，这种空间相干性无法用传播效应（范西特-泽尼克定理 [100]）解释，而是光源相干性 [23] 的直接结果。

最重要的是，LiF探测器的高分辨率使源尺寸得以更准确地估算。直接显示的（表观）尺寸为 ~0.8 μm，这一尺寸受到以略微偏离法线的入射角工作的球面反射镜像差的限制。采用不同源尺寸进行物理光学传播建模表明，源尺寸不超过 100 纳米。因此，预测 (i) 也得到了实验验证，从而验证了基于灾变理论的 BISER 模型。

5. 相对论等离子体奇点的观测方案

正如我们所见，相对论强度的紧聚焦激光脉冲能够轻易在欠密等离子体中产生电子密度奇点；这些奇点以与激光脉冲同样快、甚至更快的速度移动；其中一些停留在激光场内，或记住激光场施加于产生这些奇点的等离子体流上的调制。电子密度奇点的存在及其运动可以通过辅助超短探测激光脉冲在奇点上的衍射进行实验观测 [101, 102]; 这种衍射也是 BISER 效应的一种表现。衍射辐射可以通过纹影成像提取 [103, 104], , 如下图示意图 9(a) 所示。

纹影成像。驱动激光脉冲会产生电子密度奇点；此时，探测激光脉冲沿横向照射该区域。显然，探测脉冲应当较弱（不影响等离子体动力学），且持续时间足够短（以防止或减轻奇点运动造成的模糊）。探测脉冲在奇点处发生衍射。由于奇点高度局域，几何光学近似并不适用。探测脉冲与衍射辐射一起进入一个特殊的光学系统，从而形成纹影图像，见图 9(a)。点状奇点会产生球面衍射波，透镜将其成像为点状物体；不透明挡板则会遮挡未经折射和仅发生轻微折射的辐射，这些辐射来自平滑的密度畸变。通过这种方式即可识别奇点。

假设尖点密度分布处于静止状态，可粗略估算尖点奇异性对探测脉冲相位的影响，见图 9(b):

$$n_e(y) = n_{e0}(\lambda/y)^{2/3}. \qquad (6)$$

这里， λ 是探测波长， y 是沿探测脉冲传播方向的坐标。相移为 p p p g

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\int_0^{M\lambda}(\mathfrak{n}-1)dy, \qquad (7)$$

其中， $\mathfrak{n}$ 是折射率:

$$\mathfrak{n} = \sqrt{1 - n_e/n_{cr}}. \qquad (8)$$

从 $y_{\min} = 0$ 到 $y_{\max} = M\lambda$的积分（其中 M 是无量纲长度）给出实部 g , g p

$$\Re\mathfrak{e}[\Delta\varphi] = 2\pi\left(\left(M^{2/3} - n_{e0}/n_{cr}\right)^{3/2} - M\right), \quad (9)$$

该实部在较大的 M处随$\mathrm{Re}[\Delta\varphi] \to -3\pi M^{1\ 3}\, n_{e0}/n_{cr}$缓慢发散。在三维情况下，当 $y > D$ 时，电子密度会迅速降低（因为此处的气体尚未电离），因此在估算时可以假设 $M = D/\lambda$。虚部为

$$\Im\mathfrak{m}[\Delta\varphi] = 2\pi(n_{e0}/n_{cr})^{3/2}, \qquad (10)$$

对应的透射强度为$\exp(-4\pi(n_{e0}/n_{cr})^{3/2})$。对于参考文献 [23],$n_{e0} = 0.023n_{cr}$ 中的尖点参数，实部为$\mathrm{Re}[\Delta\varphi] = -0.46\ \mathrm{rad}$，虚部为$\mathrm{Im}[\Delta\varphi] = 0.02\ \mathrm{rad}$，对应的光束透射率为 0.96，即衰减4%。这样的相移和衰减均处于可测量范围内。

PIC模拟。在线偏振激光脉冲的情况下，软X射线由一对点状源发射，正如第3节所预测并在第4节中展示的那样。在二维 PIC 模拟中可以看到相应的一对密度奇点（尖点），这说明了纹影成像的可行性。二维 PIC 模拟展示了衍射探测脉冲的两个重要特性，即能够清晰辨认来自电子密度奇点的球面波前，以及由于奇点快速运动而产生的预期多普勒频移。图10显示了探测脉冲在等离子体中的传播过程，其中驱动脉冲产生了电子密度奇点。两个脉冲具有相同的波长 λ_0。初始电子密度为 $n_{e0} = 0.01n_{cr} \approx 1.1 \times 10^{19}\mathrm{cm}^{-3} \times(1\ \mu\mathrm{m}/\lambda_0)^2$。

沿 x轴传播的高斯p偏振驱动脉冲具有 $a_0 = 6.6$的无量纲振幅、 $5\lambda_0$ 的焦斑尺寸、 $5\lambda_0$ 的半高全宽长度、 $6 \times 10^{19}\ \mathrm{W/\ cm^2} \times(\lambda_0/1\ \mu\mathrm{m})$的辐照度、15 TW的功率以及240 mJ的脉冲能量 $\times(\lambda_0/1\ \mu\mathrm{m})$。

沿 y轴传播的高斯s偏振探测脉冲具有 $a_{0p} = 0.01$的无量纲振幅、$(160/3)\lambda_0$的焦斑尺寸和 $3\lambda_0$ 的半高全宽长度（我们注意到，6 fs的探测脉冲持续时间对应于~2 个激光周期，这在实验中已经可以实现 [105]）。

p偏振驱动脉冲和s偏振探测脉冲的电场矢量方向分别沿 y 和 z轴（垂直于模拟盒平面）。这一差异有助于滤除由驱动脉冲引起的等离子体发射。在垂直于驱动脉冲偏振方向的平面内，被驱动脉冲拖曳的电子的发射效率低得多，因此对探测脉冲成像的影响也小得多。

模拟使用 REMP代码 [73]分两个阶段进行：分别在有驱动脉冲和无驱动脉冲的情况下进行；将后一种情况下获得的电磁场 s 偏振分量从前一种情况下获得的分量中减去，即可得到纯衍射辐射。此外，通过应用傅里叶滤波器模拟纹影成像中的遮挡技术，该滤波器会滤除沿探测脉冲方向周围 ±9°范围内传播的模式。

在图10中，可以通过前导尾波腔前端、间距为激光波长的电子密度调制追踪驱动脉冲。激光脉冲的强度足以加速电子，使其无法受限于朗缪尔振荡。因此，尾波会破裂。由此产生的电子多流流动形成了各种密度奇点，它们表现为高电子密度的低维区域。具体而言，（一维）薄高密度壳层（例如空腔和弓形波的壁）对应折叠奇异点；连接这些薄壳层的（零维）点对应尖点奇异性。值得注意的是，在三维构型中，如第3节所述，上述折叠奇异点和尖点奇异性分别为二维和一维；此外还会出现其他类型的结构稳定奇异点，例如燕尾奇异点 [36]。

在前导空腔头部的尖点处会出现显著的衍射，位置在 $t = 105$ 和 $t = 120$。单个尖点产生的衍射光呈现为短脉冲，其特征是球面波前彼此略有偏移，并沿 x 轴排列，这是尖点运动所致（多普勒效应的一种表现）。相应地，单个尖点产生的衍射光在右侧蓝移，在左侧红移。在 $t = 150$ 处显现的球面波前对应于探测脉冲遇到的各种密度奇点。

除了完全呈球面的波前外，探针从空腔和弓形波的壁面反射后，还会形成最初为平面的有限波前。它们看起来像是来自尖点的球面波前上的彗星状斑块。这种反射与参考文献[19, 106], 中的情况相同，其中探测脉冲（文中称为源脉冲）相对于驱动脉冲反向传播；由于调制作用，空腔和弓形波的壁面充当了一个以相对论速度飞行的薄型衍射光栅。

与折叠和尖点奇点对应的高密度区域，其特征尺寸远小于探测波长。因此，由探测脉冲诱导的这些区域内电子的电磁辐射，在约为 λ_0 的波长范围内具有时间和空间相干性（实际上，即使对于短得多的波长——其量级相当于高密度区域最小的特征尺寸——也是如此）。此外，这些区域由从空腔中排出的电子组成。对于 $\lambda_0 = 1$ μ米的情况，我们可以粗略估算空腔中电子的数量为 $N_e = (4\pi/3)(10\lambda_0)^3 n_{e0} \approx 4.6 \times 10^{10}$。考虑到相干辐射强度与发射体数量的平方成正比，探测脉冲在密度奇点上发生高效衍射也就不足为奇了。

衍射光具有有趣的角谱，其中可以区分等离子体静止部分与运动部分产生的衍射[79, 80], , 包括其特征性的多普勒频移。

即使探测脉冲并不十分理想，含有卫星前脉冲和后脉冲，也可用于对快速密度奇点进行纹影成像，如参考文献[102]所示。只要探测脉冲的主脉冲与卫星脉冲及背景之间具有足够高的对比度，这种成像便可实现。

Lampa–Penrose–Terrell效应。奇点星座的图像看起来会像各个奇点彼此发生了旋转，见图10和图11。这种现象类似于Lampa–Penrose–Terrell效应[107]。奇点的运动速度约等于驱动脉冲的群速度，接近真空中的光速 c。因此，在探测脉冲穿过奇点星座的过程中，星座会显著漂移。于是，较晚受到照射的星座部分，在图像中的位置会沿星座漂移方向偏移得更多。这一点可见图10。

如果尖点静止不动，它们产生的两个球面波的中心将沿探测脉冲的传播方向完全对齐，因此我们只会看到该衍射物体的单个图像，图11(a)。然而，由于尖点运动迅速，探测脉冲在不同的水平位置与它们相遇。总体而言，这会使这对尖点整体呈现出旋转的效果，因此我们会看到两个彼此分离的衍射物体，图11(b)。为此，探测脉冲必须足够短（或者主脉冲与卫星脉冲对比度必须足够高），如上所述。在我们的案例中，探测脉冲的长度小于星座尺寸，后者约等于驱动脉冲沿 y 轴方向的束腰。图11(c)示意了如何在三维几何中成像尖点。尖点奇异性呈现为一个环，见图5(a)。由于驱动器采用线偏振，更多电子集中在驱动器偏振方向上。电子密度较高的区域对光的衍射效率更高，因此会形成一种椭圆，其两个相对位置处的信号强度更高。

6. 驱动激光器要求和参数

多次实验活动采用相近的激光参数和相近甚至相同的探测器（光谱仪），但测得的 BISER X射线产额却存在显著差异，见图 12。考虑到每次实验活动都通过改变等离子体密度和气体喷流位置来优化 BISER产生，这种数量级的差异令人惊讶。后续分析表明，看似随机的数据实际上呈现出与激光质量相关的明确趋势，说明观察到的随机性源于激光波动。尤其是，焦斑质量对结果有显著影响[108, 109], , 更高质量的焦斑效果明显更好。其背后的物理过程是激光脉冲丝化，这一点可由对等离子体后的输出激光束轮廓以及 BISER辐射角分裂的观测得到印证[108]。

影响焦斑的因素中，最重要的两个是激光系统中的波前畸变和时空耦合。

波前畸变可用 σ 表征，即相对于理想球面波前的均方根（RMS）偏差。激光脉冲辐照度可估算为 $I = I_0 \exp[-(\eta\pi\sigma/\lambda)^2]$, , 其中 I_0 是在$\sigma = 0$ 处达到的理想辐照度（衍射极限辐照度）， λ 是激光波长，系数为 $\eta \approx 2$ [110]。要有效产生 BISER，至少需要满足 $\sigma < \lambda/8$ [108], , 这在实际中与衍射极限光束的马雷夏尔判据基本一致。

即使波前完美，时空耦合也会严重降低激光聚焦能力[111-113]。特别是角分散（即传播方向随波长变化），是啁啾脉冲放大激光器中常见的问题，其成因包括展宽器和/或压缩器未对准，或激光束在传播过程中通过楔形光学元件和棱镜。角分散会同时增大焦斑尺寸和脉冲持续时间 [111]。为尽可能减小这些影响，角分散引起的发散角应远小于衍射发散角： $C\Delta\lambda \ll$

λ/D_0，其中 C [μrad/nm] 为线性角啁啾（假设其为主要的角分散项），$\Delta\lambda$ 为激光带宽，D_0 为激光束直径。因此，这一要求对于高功率飞秒激光器尤为严格，因为它们同时具有宽带宽和大光束直径。例如，对于 J-KAREN-P 激光器（$D_0 \approx$280mm、$\Delta\lambda \approx$40 nm、$\lambda \approx$0.8 μm），计算得到 $C \ll$0.075 μrad/nm；若要达到理想辐照度的 90%，则要求 $C <10^{-2}$ μrad/nm。这意味着压缩器光栅的角度对准精度必须达到 ~10 μrad [108], , 且每片压缩器光栅的三个角度均须满足这一要求。J-KAREN-P 压缩器实现的正是这一精度 [114]。

其他时空畸变，例如非消色差透镜造成的色差和传播时间差 [115, 116]，也应予以消除。参考文献 [114] 给出了单透镜扩束器造成这些像差的实例，以及通过基于反射镜的扩束器消除这些像差的方法。

最后需要指出，高功率激光器的表征往往依赖于一种过度理想化的“斯特列尔比” S_{WF}，该比值根据测得的波前、半峰全宽光斑直径和半峰全宽脉冲宽度确定。尽管这些参数有时会有用，但通常具有误导性，无法充分反映激光器在实验中的性能。

根据测得的波前确定的过度理想化“斯特列尔比” S_{WF}，即计算得到的点扩散函数峰值与无波前畸变光束对应值之比，并未考虑时空耦合。此外，即使是最先进的波前传感器，也无法测量高频波前畸变；它们也无法测量光束低强度边缘处的波前，而这些区域会显著影响光斑尺寸和质量：请注意，在夫琅禾费衍射情况下（这对几乎所有实验而言都是很好的近似），焦斑由近场的傅里叶变换决定，即由强度的平方根决定；并且，离轴越远的点（在近场中）对轴上强度（在远场中）的贡献越大。因此，根据波前测量得出的典型数值 S_{WF}~0.9 甚至更高，通常与激光器的实际性能毫无关联。

同样，焦斑直径 D_{FWHM}和脉冲宽度 τ_{FWHM} 的半高全宽常用于估算激光辐照度 $I = 4P/\pi D_{\mathrm{FWHM}}^2$ 和功率 $P = E_L/\tau_{\mathrm{FWHM}}$。然而，这些估算未计入辐照度或功率分布中强度低于峰值 50% 的低强度部分，而相当一部分总激光能量可能分散在光斑周围的低强度光晕中，或分散在主脉冲前后功率较低的卫星脉冲中。在某些情况下（啁啾脉冲放大激光器中相当常见），峰值辐照度可能会被高估一个数量级甚至更多。示例见图 1(a) 和参考文献 [114] 第 8 节。此外，如上所述，丝化等过程会进一步降低低质量激光器的性能。

激光质量的可靠且相关特性

为有效脉冲宽度（持续时间）和有效光斑面积（或有效光斑半径）[114]。有效脉冲宽度（持续时间）的定义为

$$\tau_{\mathrm{eff}} = \int p(t)\mathrm{d}t,\ p(t) = \frac{P(t)}{P_0}, \qquad (11)$$

其中，$P(t)$ 是功率随时间的变化关系，$p(t)$ 是归一化依赖关系，P_0 是峰值功率。有效脉冲宽度（持续时间）等于归一化功率曲线 $p(t)$ 下方的面积。

同样，有效光斑面积和半径定义为

$$A_{\mathrm{eff}} = \pi r_{\mathrm{eff}}^2 = \iint f(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y,\ f(x,y) = \frac{F(x,y)}{F_0}, \qquad (12)$$

其中，$F(x,y)$为能量通量分布，$f(x,y)$为其归一化分布，F_0 为峰值能量通量。有效光斑面积等于归一化能量通量曲面 $f(x,y)$下的体积。

峰值功率和辐照度为

$$P_0 = \frac{E_{\mathrm{L}}}{\tau_{\mathrm{eff}}},\ I_0 = \frac{P_0}{A_{\mathrm{eff}}} = \frac{P_0}{\pi r_{\mathrm{eff}}^2}. \qquad (13)$$

理想的（衍射极限）焦斑可按照上述方法计算，即对在末级聚焦光学元件之前测得的强度（能量通量）分布的平方根进行傅里叶变换（即所谓的近场）。理想焦斑与实际焦斑的有效面积之比给出了斯特列尔比的一个有意义的定义：

$$S = \frac{A_{\mathrm{eff,DL}}}{A_{\mathrm{eff}}} = \frac{r_{\mathrm{eff,DL}}^2}{r_{\mathrm{eff}}^2}. \qquad (14)$$

以这种方式确定的斯特列尔比通常明显小于根据测得的波前[108, 114], 确定的斯特列尔比；然而，对于评估激光器在实际实验中的性能而言，它更具相关性，也更具指示意义[109]。

本节最后需要指出的是，激光质量更高的实验产生了亮度更高且稳定性更好的 BISER。我们预计，随着未来高功率激光器质量和稳定性的提升，BISER 将得到进一步增强。

7. BISER脉冲持续时间

BISER 的时间形状尚待测量。不过，我们可以根据现有的实验数据和模拟得出若干结论。

首先，BISER 光谱的宽带宽表明，可实现的最短脉冲持续时间可能非常短。基本的不确定性原理 $\tau\Delta\omega \geq 2\pi$ 指出，最短脉冲持续时间可估算为 $\tau_{\min} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{\omega}{\Delta\omega}\frac{2\pi}{\omega} = N_{\min}T_0$，其中 $T_0 = \frac{2\pi}{\omega}$ 是 X射线波周期（一个周期），而 $N_{\min} = \omega/\Delta\omega$ 是最小周期数。更准确地说，在假设光谱相位为零，即实现完美相位匹配的情况下，可通过对光谱振幅（即光谱强度的平方根）进行傅里叶变换来求得最短脉冲持续时间。这一标准步骤给出了所——

谓 变换极限（TL）脉冲。由于 BISER 光谱本质上是“白色”的，即 $\Delta\omega/\omega \sim 0.5\text{-}1$，BISER 有望产生终极短 单周期 X 射线脉冲。

其次，BISER 光谱呈现复杂的光谱形状，见图2和图8(c)。周期从数电子伏特到数十电子伏特的大尺度调制，表明探测器上存在阿秒间隔的时间相干脉冲 [117], ；而周期从 ~电子伏特到亚电子伏特的小尺度调制，则表明存在飞秒时间尺度上的时间相干性 [71, 72]。这些光谱特征表明，其整体时间形状十分复杂。

第三，与其他谐波产生机制类似[118-120], , PIC 模拟 [23] 表明，由移动振荡的电子密度尖峰产生的 BISER 呈阿秒脉冲串的形式，见图4(a)和图13(a)，且脉冲持续时间确实接近变换极限（图13(b)中的虚线），从而证实了上述两项结论。图13(b)还展示了根据实验光谱计算出的两个变换极限脉冲:

(1) 黑线（150 as 脉冲，半高全宽）是根据实验 [23] 计算得出的，使用以 76 电子伏特光子能量为中心、带宽为 ±13 电子伏特的 8th 阶超高斯光谱滤波器；其带宽略窄于该实验中使用的非周期 Mo/Si 多层膜反射镜 [93]和 Zr/Si 多层膜滤波器 [52] 所确定的带宽（60- 100 电子伏特）；(2) 红线（半高全宽为 18 as，有效宽度为 22 as）是根据实验 [108] 计算得出的，使用以 250 电子伏特光子能量为中心、带宽为 ±100 电子伏特的 6th 阶超高斯滤波器。我们注意到，后一个脉冲比原子单位更短

时间的 $\tau_a = \hbar\frac{}{\alpha^2 m_e c^2} = 24$ 阿秒，其中 ħ 是约化

普朗克常数，$\alpha \approx 1/137$ 是精细结构常数。

第四，实验中的 BISER 光谱形状逐发变化，这也表明时间形状存在波动。因此，鉴于当前的激光稳定性和相互作用控制水平，时间脉冲形状测量应采用单次测量方式。这需要较高的单脉冲能量：例如，利用软 X 射线自由电子激光，以数十至数百 μJ 的能量实现了单发阿秒脉冲测量 [121]。

目前的阿秒脉冲测量方法，无论是多发（扫描）[119] 还是基于单次测量[122], , 都需要次级气体喷流靶，使阿秒脉冲与其自身的副本或同步红外脉冲相互作用。对这种相互作用产生的粒子（电子或离子）进行分析，即可获得有关脉冲形状和持续时间的信息。为检验能否在类似装置中表征 BISER 阿秒脉冲，我们进行了初步实验：将单次 BISER 聚焦到次级氙气体喷流中，并用高分辨率飞行时间磁瓶电子能谱仪（MBES） [123]收集和表征由此产生的光电子和俄歇电子。图 14 显示了

单发数据与多发平均值的比较：尽管整体能谱几乎相同，单发数据仍呈现出亚电子伏特尺度的精细结构，而 10 次测量平均值中则没有这种结构。该比较表明，确实必须以单发模式测量 BISER 脉冲；同时也说明，实验获得的信噪比水平足以满足此类测量的需要。

BISER 的源尺寸小、脉冲持续时间短，且每个脉冲的光子数高，因此是一种亮度极高的辐射源。图15 展示了先前实验中对 BISER 亮度的保守估算值与其他极紫外和 X 射线源的比较。BISER 的亮度比同步辐射光源高出若干数量级，与极紫外自由电子激光相当。

8. BISER 波长可扩展性

文中所述理论和模拟结果均以无量纲参数表示。如果在两种不同的物理条件下，与激光和等离子体性质相对应的所有此类参数都相同，那么预测结果应当一致（前提是两种条件都满足适用条件，即无需考虑额外的物理效应）。例如，对于波长不同的两套激光系统，如果激光的无量纲参数（a_0 、$\tau_{\text{eff}}c/\lambda$ 、 r_{eff}/λ 、F数、焦斑形状等）和等离子体的无量纲参数（n_e/n_{cr} 、 m_i/m_e 、密度分布等）相似，那么预期产生的效应也应相似（例如相对论自聚焦、朗缪尔波和弓形波的激发、波破裂、密度奇点的形成以及 BISER），在定性和定量方面均是如此。PIC模拟表明，将驱动激光波长缩放至 4 – 40 μm [90, 124] 后，等离子体波和奇点的形成具有相似性。

本文所述实验采用的激光波长为 ≈ 0.8 μ米。采用不同的激光波长，在许多方面都可能带来显著优势。例如，较长的激光波长可大幅简化密度奇点和 BISER脉冲持续时间的测量；较短的激光波长则可使 BISER 光谱中出现能量更高的光子，并缩短 BISER脉冲持续时间（前提是相互作用机制不需要考虑单个电子上的辐射反作用[125] 和量子效应[126]）。

最近，BNL ATF设施展示了一台高品质、多太瓦级 CO_2 激光器，其波长为 9.2μ米 [127,128]。这种长波红外（LWIR）激光照射气体靶，成功实现了电子的激光尾场加速 [129]。这一成果表明，这种激光器也能产生电子密度奇点和 BISER。

对电子密度奇点进行实验探测颇具挑战性：如果驱动器和探测激光脉冲的波长均为 ≈ 0.8 μm，这是因为奇点以相对论速度移动，其表观尺寸为 ≈ 0.1 μm 或更小，并且彼此相隔数微米（第 **5** 节）。然而，如果驱动激光的长波红外波长为 9.2 μm，则上述空间参数的

奇点应大~10 倍，因此使用波长为 的近红外激光探测脉冲对其进行成像将容易得多，波长为 ~0.8，甚至为 0.4 μm（其二次谐波）时，奇点附近电子密度的特征密度幂律（指数为 (-2/3) 或 (-1/2)）可能变得可测量。值得注意的是，BNL ATF设施 [130]配备了同步的亚 100 fs 近红外激光；它可用作对奇点进行成像的探针。

此外，测量 BISER 脉冲持续时间（第7节）也极具挑战性。一种替代方案虽然是间接方法，但可以在用长波红外激光驱动 BISER 时测量其脉冲持续时间。此时，BISER 脉冲将处于红外和可见光谱区，因此可以使用飞秒脉冲测量技术中的一种进行测量，例如 [131-133]。此外，在波长缩放实验中，也可以测量其他在极紫外和 X射线光谱区难以测量的BISER辐射特性。

表II比较了两种不同激光波长 λ 下、描述相同激光等离子体动力学的激光和等离子体参数；缩放关系展示了这些参数如何依赖于 λ；无依赖的情况则记为 $\lambda^0 = 1$。

表II. 波长缩放实验中的激光和等离子体参数

参数	**近红外**	**缩放**	**LWIR**
波长（μm）	λ	0.8	9.2
无量纲参数：			
无量纲振幅 (in 真空) $a_{0,\mathrm{Vac}}$	λ^0	1.4	1.4
有效脉冲持续时间 τ_{Eff}/T_0	λ^0	16	16
聚焦 OAP f 值	λ^0	f/9	f/9
有效光斑半径 r_{Eff}/λ	λ^0	8	8
峰值电子密度 $n_{\mathrm{e,最大值}}/n_{\mathrm{cr}}$	λ^0	0.02	0.02
等离子体波长 $\lambda_{\mathrm{p}}/\lambda$	λ^0	7.07	7.07
振幅之后自聚焦（估算） a_{SF}	λ^0	3.7	3.7
量纲参数：			
真空辐照度 $I_{0,\text{真空}}$ (W/cm²)	λ^{-2}	4.2×10^{18}	3.2×10^{16}
激光周期时长 T_0 (fs)	λ	2.7	31
有效脉冲持续时间 τ_{Eff} (fs)	λ	43	491
有效光斑半径 r_{Eff} (μm)	λ	6.4	74
瑞利长度 (μm)	λ	322	3700
峰值功率 P_0 (TW)	λ^0	5.4	5.4
脉冲能量 E_{L} (J)	λ	0.23	2.6
临界密度 n_{cr} (cm^{-3})	λ^{-2}	1.7×10^{21}	1.3×10^{19}
峰值电子密度 $n_{\mathrm{e,\ max}}$ (cm^{-3})	λ^{-2}	3.5×10^{19}	2.6×10^{17}
等离子体波长 λ_{p} (μm)	λ	5.66	65.1
辐照度之后自聚焦（估算） I_{SF} (W/cm²)	λ^{-2}	2.9×10^{19}	2.2×10^{17}
喷嘴直径 (mm)	λ	1	11.5

9. 未来展望

BISER 最有前景的应用之一，是实现一种明亮的相干紧凑型X射线源，能够产生持续时间短于 24 阿秒（即短于原子时间单位）的强脉冲。这样的源为何值得关注?

X射线的波长可达纳米级甚至更短，因此与光学成像相比，能够提供高得多的分辨率；分辨率通常受波长限制（并受成像几何结构特定因素的影响）。与电子显微镜和原子力显微镜不同，X射线甚至能够对厚样品和水中的样品成像，包括保持原状的活体生物样品——无需染色或进行其他耗时且会改变结构的处理。光子不带电，因此可以聚集成强烈的超快闪光，从而提供高时间分辨率。

近期X射线成像的突破得益于两项重大发展：（i）高亮度X射线源，尤其是飞秒 XFEL 和阿秒原子谐波[134], ；（ii）无透镜成像方法，例如相干衍射成像（CDI）[135] 和全息术[136], , 其分辨率不受光学元件缺陷的限制。相关领域已取得显著进展，例如实现了分辨率为7纳米的单颗粒病毒成像[137] ，以及分辨率为2纳米的金属纳米颗粒成像[138]。对于生物分子等最小样品，人们采用先成像后损毁概念：X射线脉冲必须足够明亮，才能在单次曝光中提供足够的信噪比[139], 图16(a)。

下一个有望实现的突破之一，是进入由原子时间单位决定的原子/量子时间尺度，见图16(b)。事实上，玻尔氢原子中电子的准经典“轨道周期”为 $2\pi\tau_a$~150 阿秒；这一时长可视为时间分辨率完全丧失的时间尺度。然而，有限脉冲持续时间内“运动模糊”造成的空间分辨率损失，应通过全量子计算来确定，但这种方法尚待发展；我们可以用准经典方法进行估算，见图17。X射线自由电子激光器的单脉冲能量可达数十至数百μ焦耳（每脉冲~10^{11} 至10^{12} 个光子），但其带宽较窄，脉冲持续时间纪录为 ~200至300阿秒 [121] ，这是通过将能量调制转化为密度尖峰实现的[140, 141]。（可以看出，这种密度尖峰生成方法基于束流中电子的多流流动，这是突变理论所描述的典型情形。因此，我们用BISER效应解释这些由密度尖峰产生的阿秒X射线自由电子激光器脉冲。）目前X射线脉冲持续时间的纪录为 ~40阿秒，由原子谐波源 [142]保持。然而，这类超快源的单次光子数（或单次X射线脉冲能量）通常极低，例如，在纪录案例中，光子能量超过千电子伏时，每脉冲仅有<10^7 个光子[4],，这限制了其在科学与技术领域的应用。因此，与现有替代方案相比，BISER有望提供脉冲更短、光子能量更高的光源。

对于单次曝光，所需的光子数为 ~10^{12} 到 10^{13} [139]。由 20 TW 激光器驱动的 BISER 可提供 ~10^{10} 每脉冲光子数（实验 [23]）；使用 200 TW 驱动器 [22]，预计每脉冲光子数可增至 ~10^{12} 。此外，迄今为止，BISER 均通过小型 X 射线反射镜收集

，其接收角有限，因此，如果收集完整的 BISER 光束，预计可获得数量级更多的光子。

阿秒脉冲序列可以成为对激光等离子体中的超快过程（包括表面动力学）进行“视频记录”不可或缺的工具。对于需要孤立阿秒脉冲的应用，可以采用与原子谐波[143] 所用方法类似的方法。

BISER 光源的显著优势之一是其紧凑性：典型驱动激光器的长度为~10-20米，而激光等离子体相互作用区小于1毫米。值得注意的是，激光及其光束线不会受到放射性活化，因此潜在的放射性活化区尺寸小于1米。这比XFELs（长达~千米的放射性活化区）小得多，因此BISER 光源在大学和工厂实验室中的应用安全性也高得多。

BISER 研究的另一项前景是其在实验室天体物理学中的应用 [30-35], , 在此可以开展缩比实验，或相似性有限的实验[144] ，以检验基于奇点的模型新理论，这些模型用于描述射电波明亮宇宙源（如快速射电暴FRBs[145]）、伽马射线（如伽马射线暴GRBs[146]）或尚未被发现的引力BISER；后者由普通[147] 或暗物质流[148]形成的奇点产生。

这些前景表明，BISER源开发迫在眉睫，其中包括尚待完成的工作，例如BISER脉冲测量与优化——包括孤立阿秒脉冲生成、驱动激光稳定、利用更大的X射线反射镜完整收集BISER光束、使用多太瓦长波红外激光器开展奇点诊断和BISER辐射表征实验，以及通过实验或模拟检验相关假设，例如源尺寸与发射波长成正比。

10. 结论

我们利用高品质多太瓦飞秒激光器，在激光等离子体中通过实验发现了一种产生高亮度、时间相干且空间相干X射线的新机制。我们提出了一种新的普适效应——奇点辐射爆发增强（BISER）：由于相长干涉，来自在汇聚流中高度集中的辐射物质的行波强度会发生极端增强。物质的极端集中和BISER的稳健性可由突变理论解释，该理论保证多流流动会导致结构稳定的密度奇点形成。

实验、理论与 PIC 模拟的协同揭示了激光等离子体中BISER源的独特性质：高次谐波梳状谱所表明的完美光学相干性（空间和时间相干性）、阿秒量级持续时间的脉冲，以及纳米级源尺寸。因此，BISER 的亮度极高，比第三代同步辐射光源高出多个数量级，与自由电子激光器相当。根据推导出的 BISER 与激光功率和强度之间的标度关系，有望实现 keV 光子能量范围以及太瓦级阿秒 X 射线脉冲。

BISER 为紧凑、明亮、相干的 X 射线或极紫外源铺平了道路，可用于泵浦、探测、成像或阿秒科学。该光源基于实验室内或芯片内的重复频率激光器，以及易于获取、可补充且无碎屑的气体喷流靶。

我们提出了一种利用 BISER 以衍射形式对激光等离子体中快速运动（相对论性）奇点进行成像的方法。

我们证明了 BISER 本质上非常稳健，其可重复性取决于激光稳定性。目前的共识是，在内在物理限制阻止进一步改进之前，高功率激光系统仍有很大的控制和稳定性提升空间。此外，我们的研究揭示的趋势表明，提高激光功率并获得不同波长，将使 BISER 更加强大且用途更广。进一步提高激光重复频率也会非常有益。因此，对高功率激光器质量和多功能性的投入，将直接助益于 BISER 的诸多应用。

我们预测，由于脉冲能量高且持续时间短，激光等离子体中的 X 射线 BISER 光源有望首次在量子系统所处的真实原子时间尺度（~24 阿秒）上对其进行成像。

我们还注意到，先进的 BISER 实验值得配备专用装置：尤其是相对论奇点测量（第 5 节）、阿秒脉冲持续时间测量（第 7 节），以及全光束 BISER 收集和利用 BISER X射线源进行的量子成像（第 9 节），都需要专用的 BISER 光束线和实验区域，而非通用用户设施提供的几周束流时间；在通用用户设施中，每次都必须从头搭建整套装置。

令人惊讶的是，激光等离子体中的 BISER 光源，其纳米尺度的尺寸和阿秒持续时间分别比等离子体或激光的最小特征尺度（波长和振荡周期）小多个数量级。尽管激光到 BISER 的能量转换相对较小，但短持续时间与小源尺寸相结合，产生了极高的功率和亮度。对于不同类型的介质和行波，BISER 通常也具有类似的特性。尤其是，BISER 概念为解读天体物理观测开辟了新的框架：在这些观测中，发射电磁波和/或引力波的介质呈现多流流动和快速移动的密度奇点，而这些奇点可能是伽马射线暴、快速射电暴以及现代引力波天文学中新型波形的前身 [149]。

11. 致谢

我们感谢与 Igor Pogorelsky 博士和 Nicholas Dover 博士进行的富有成果且富有启发性的讨论。本研究得到日本学术振兴会科研费 JP23H01151 和 JP25H00621，以及日本文部科学省 JPMXS0450300221 的资助。

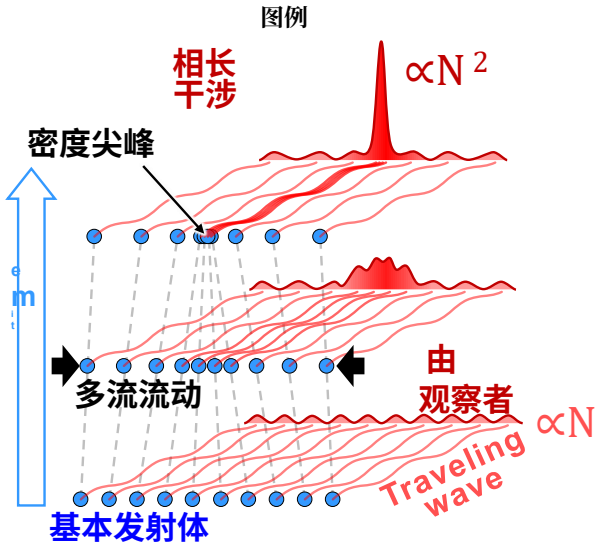

图1。 奇点辐射爆发增强（BISER）机制 [23]。基本发射体的汇聚流形成密度尖峰，在此处发生相长干涉，从而产生时空相干的行波相干辐射明亮爆发。图中显示了3个时间点水平方向上发射体的空间分布；垂直方向对应时间。发射波向图面内传播。

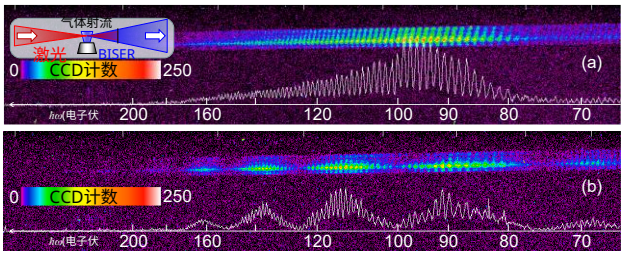

图2。 使用9 TW J-KAREN 激光器进行实验时获得的单次原始数据示例[22] 。插图展示了装置的简化示意图。

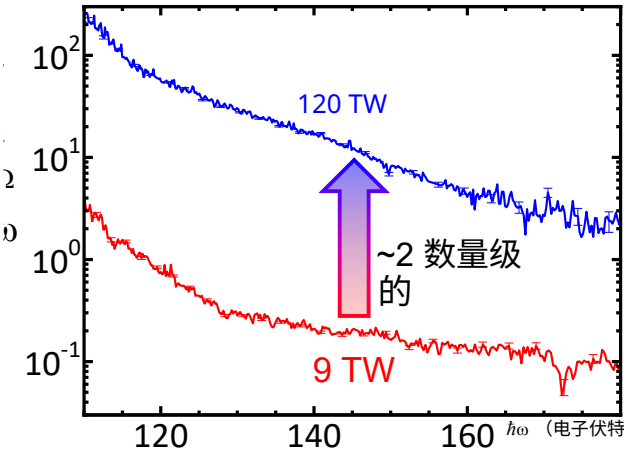

图 3。 由 9 TW 和 120 TW 激光器驱动的 BISER 光谱 [48]。

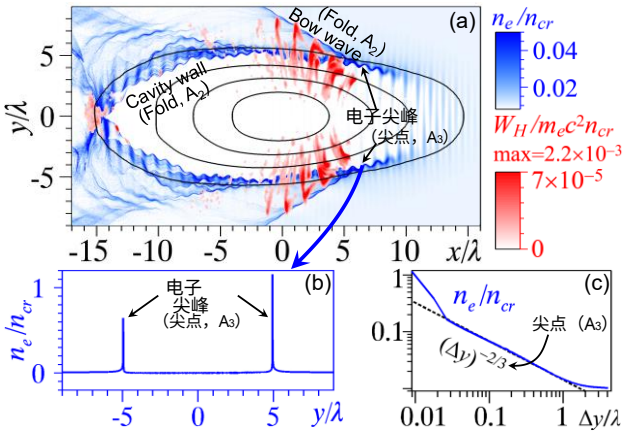

图 4。 PIC 模拟中的 BISER [48]。(a) 同一时刻的电子密度n_e、激光包络（a =1、4、7、10 对应的曲线）以及电磁能量密度 W_H，频率范围为 60 至 100ω 。(b) 尖点位置处的电子密度线剖面，时间比 (a) 早 10 个激光周期。(c) 右侧尖点结构。

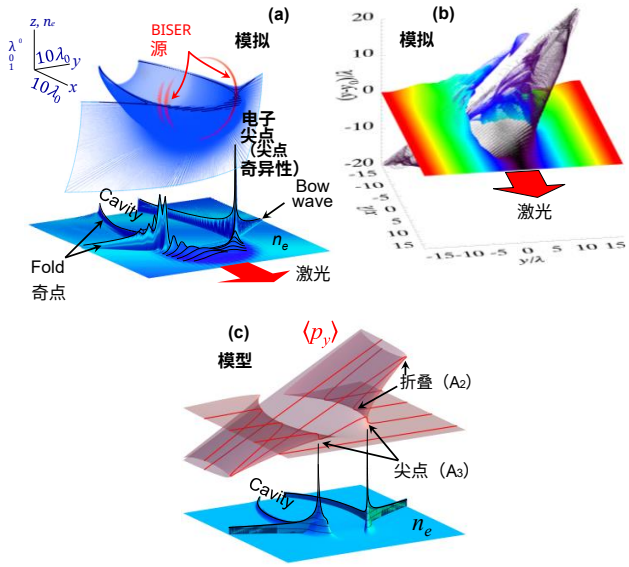

图 5。 弓形波和 BISER 光源的三维结构 [48]。(a) 三维 PIC 模拟：电子密度 n_e （上方，移除了上半部分）及其在 $z = 0$ 处的横截面（下方）。频率为 $\geq 4\,\omega$ 的电磁能量密度 W_H （呈弧形）。(b) 形成 n_e 的电子沿 y 轴相对于初始位置的位移。驱动脉冲进入之前，静止电子充满平面（x、y、$z = 0$）；色标表示初始电子坐标的模长 $|y_0|$。(c) 突变理论模型：电子密度中的奇点由电子相空间的折叠（x、y、$\langle p_y \rangle$）产生；相空间折叠与密度奇点之间的这种对应关系与 (a) 中的情况基本相同。

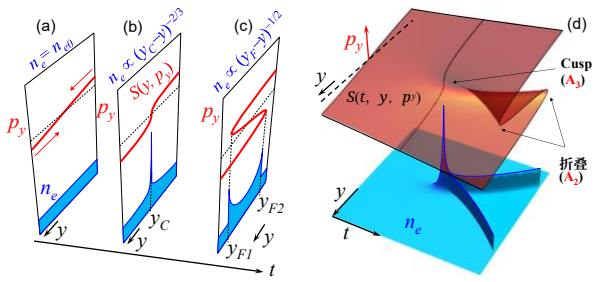

图 6。 具有空间变化动量的电子流的突变理论模型 [48]。(a)、(b) 和 (c) 不同时刻 t 电子相空间体积 $S(y,p_y)$ 的演化。(d) 电子的扩展相空间体积 $S(t,y,p_y)$，其中 (a)、(b) 和 (c) 是固定 t 时的线切片。将 $S(t,y,p_y)$ 投影到 y 轴上，可根据公式 (1) 得到电子密度$n_e(t,y)$。最初均匀分布的电子 (a) 演化为尖点奇异性 (b)，见公式 (5)，随后衰变为两个折叠奇异性 (c)，见公式 (4)。

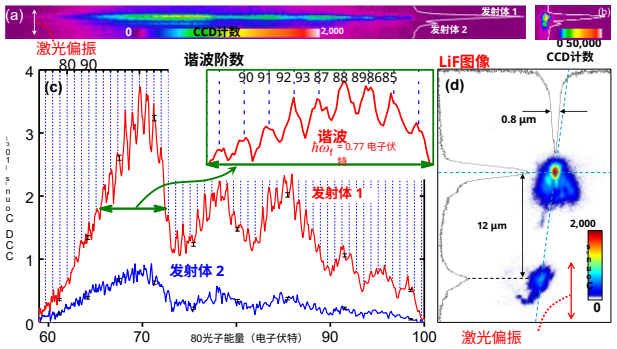

图 8。 双 BISER 光源，实验 [23]。(a) 图 7(c) 中空间分辨光谱的放大图。(b) 图 7(c) 中源图像的放大图；注意与 (a) 相比色标有所不同。(c) (a) 中发射体 1 和 2 的光谱线切片。(d) 使用高分辨率氟化锂探测器记录的单次曝光图像，显示纳米尺度双源。(a-d) 中的发射体看起来大小不一，这是由于离轴观测会优先探测发射体 1。

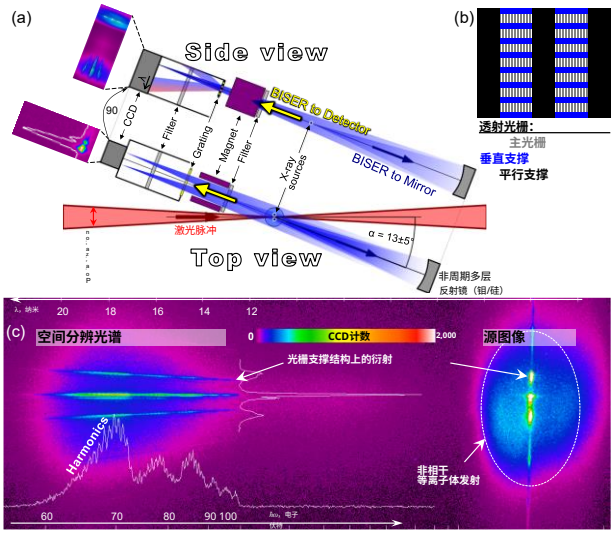

图 7。 空间分辨 BISER 光谱学 [23] 显示了线偏振驱动激光器产生的双源。(a) 装置示意图显示了成像 XUV 光谱仪的侧视图和俯视图。(b) 透射光栅示意图。(c) 单次原始数据由0th 衍射级次（源图像）、主光栅的1st 衍射级次（空间分辨光谱）及其线切片（白线）组成。0th 和1st衍射级次均被光栅垂直支撑结构沿垂直方向进一步衍射。

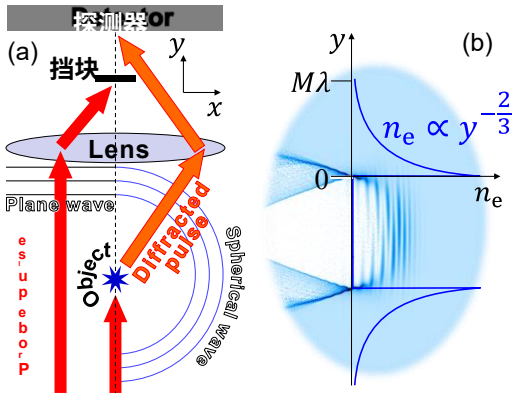

图 9。 密度奇点的纹影成像 [101]。(a) 假设相对于虚线具有旋转对称性时，穿过透镜的光线和波前。左侧：探测脉冲被不透明滤光片挡住。右侧：衍射辐射被部分聚焦到探测器上，形成物体图像。(b) 折射率积分示意图（见正文）。

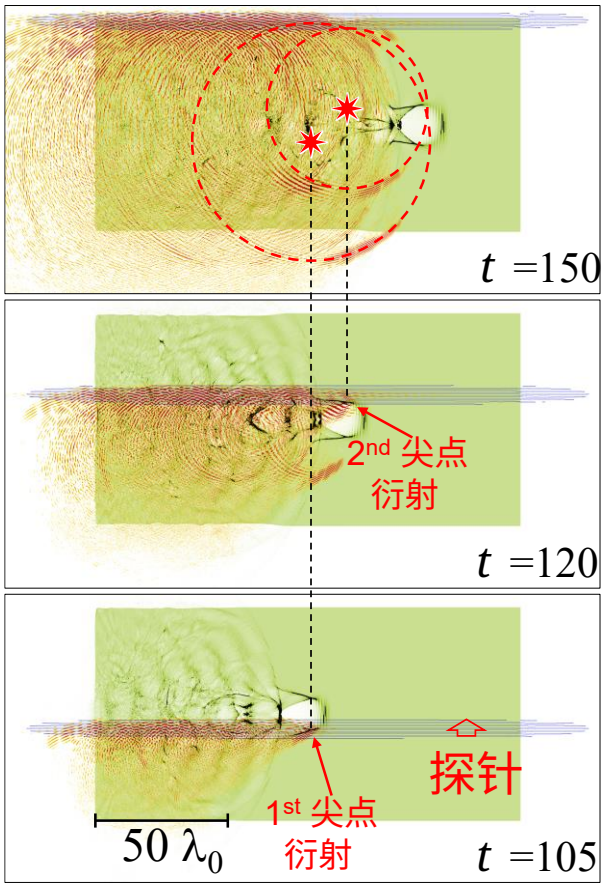

图 10。 探测脉冲对驱动器 [101]产生的奇点进行衍射的 PIC 模拟。驱动激光脉冲由第一个尾波腔前沿的密度调制显现。探测脉冲对应于近乎水平的曲线，$E_z = 10^{-3}$。衍射辐射对应于 $0 < E_z < 5 \times 10^{-4}$（白红色色标）。 $n_e = 3n_{e0}$对应黑色曲线； $0 < n_e < 8n_{e0}$对应白绿色标。

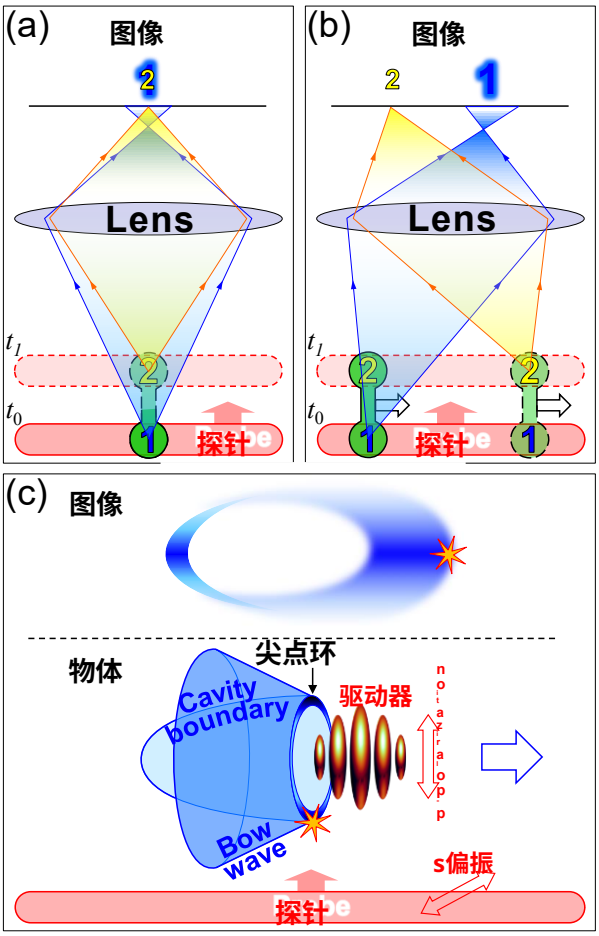

图 11。 移动奇点星座 [101]的成像效果。短探测激光脉冲照射静止的（a）和运动的（b）细长物体，一端位于时间 t_0 ，另一端位于时间 $t_1 > t_0$。 （c）实验中尖点奇异性预期图像的示意图。星号标示物体上的点与图像中对应点之间的关系。与（a）和（b）帧一样，尖点环上最靠近探测器的点位于焦点处。它在图像中呈现为椭圆最左侧的光斑。

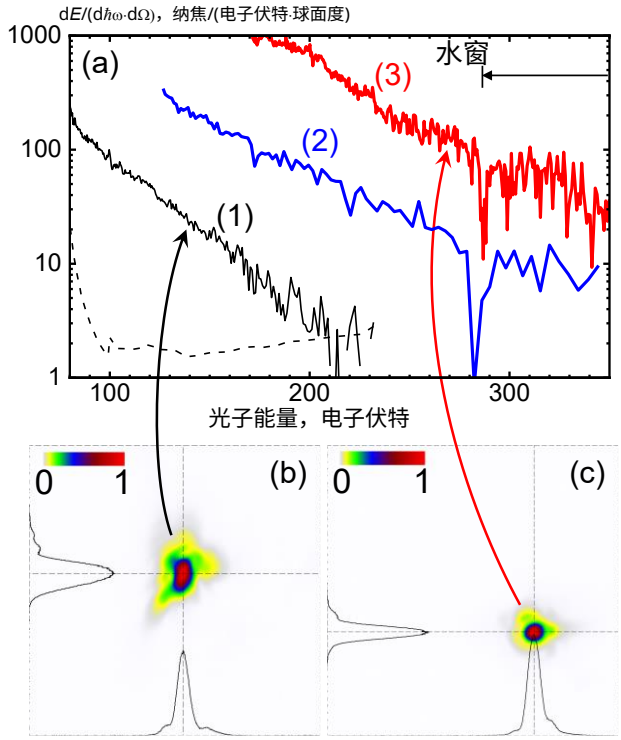

图 12。 焦斑质量对 BISER 的影响 [108]。(a) 在实验条件相似但焦斑质量不同的情况下获得的 BISER 光谱：曲线 (1) 和 (3) 来自实验 [108]，，曲线 (2) 来自实验 [22]；虚线表示 (1) 的噪声水平。(b,c) 与 (a) 中曲线 (1) 和 (3) 对应的焦斑形状。

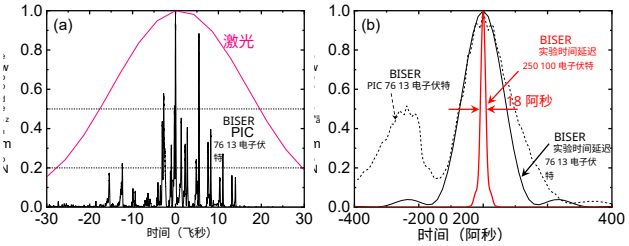

图 13。 BISER 时间形状。(a) 二维 PIC 模拟 [23]展示了 76±13 电子伏特光谱范围内的阿秒脉冲串。强度水平高于 50% 的脉冲有 4 个，高于 25% 的脉冲有 14 个。(b) 虚线表示 (a) 中所示二维 PIC 模拟得到的主脉冲；黑线表示根据相同光谱范围内的实验光谱 [23] 计算得到的傅里叶变换极限脉冲；红线表示根据图 12(a) 中红色曲线 (3) 所示的实验光谱 [108]计算得到的 18 阿秒傅里叶变换极限脉冲。

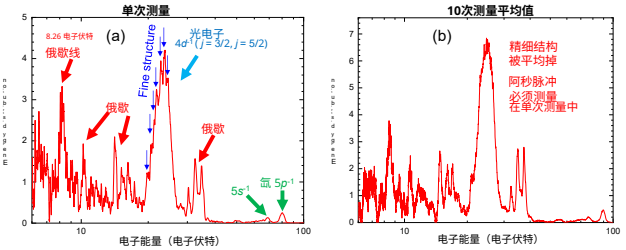

图14。 采用飞行时间（ToF）磁瓶电子能谱仪（MBES）[123]获得的电子能谱。所示能量范围涵盖了 BISER 在次级氩气体靶中产生的光电子和俄歇电子。(a) 单次测量，注意光电子峰上的精细结构。(b) 10次测量平均值，注意精细结构消失。

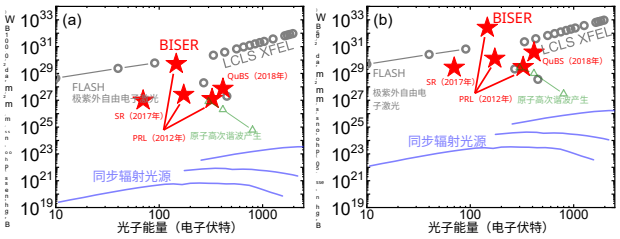

图15。 几种 X射线源的估算峰值光谱亮度对比。(a) 标准定义，包括 0.1% 带宽内的光子数，适用于单色化后的同步辐射光源等窄带光源，或飞秒 XFEL。(b) 采用 50% 带宽的定义，适用于宽带光源，例如任何能够实现极短脉冲持续时间（短至几个 X 射线波周期）的阿秒 X 射线源。

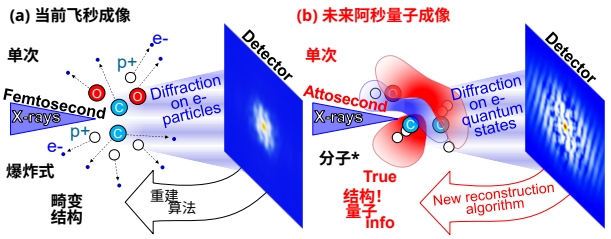

图16。 利用“先成像，后摧毁”概念的相干衍射成像 [139]。(a) 采用明亮飞秒脉冲的现行方案：轻原子成像会发生畸变，而电子和质子则会逸出。(b) 利用明亮（能够实现单次曝光）、短于原子时间单位（24 阿秒）的 X 射线脉冲，对量子态进行前瞻性成像。

*C_2H_5OH 分子的艺术图像灵感源自 [150]。

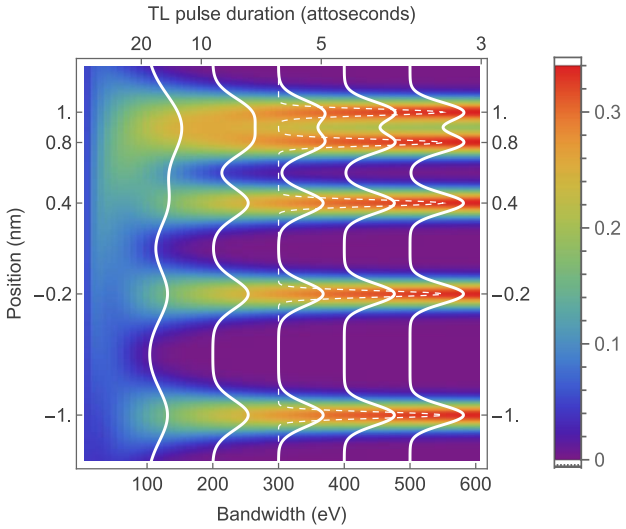

图 17。 假设变换极限高斯脉冲的中心光子能量为 5 千电子伏，准经典估算的光电子运动模糊导致的分辨率劣化。初始物体在图示位置具有锐利特征，相邻特征之间的间距分别为 0.2、0.4、0.6 和 0.8 纳米（白色虚线）。色标显示运动模糊后的物体调制（初始调制振幅为 1.0）；白色实线对应的带宽分别为 100、200、300、400 和 500 电子伏特。

参考文献

1. C. Pellegrini、A. Marinelli 和 S. Reiche，“X射线自由电子激光器的物理学”，《现代物理评论》 **88**，015006（2016），DOI：10.1103/RevModPhys.88.015006。2. H. Daido，“软X射线激光器研究与发展的综述”，《物理学进展报告》 **65**，1513（2002），DOI：10.1088/0034-4885/65/10/204。3. A. McPherson 等，“稀有气体中真空紫外辐射多光子产生的研究”，《美国光学学会杂志*B*辑》 **4**，595（1987），DOI：10.1364/JOSAB.4.000595。4. D. Popmintchev 等，“利用超快相干高次谐波超连续谱进行近边及扩展边X射线吸收精细结构光谱学”，《物理评论快报》 **120**，093002（2018），DOI：10.1103/PhysRevLett.120.093002。5. Y. Kato 和 H. Daido，“大阪大学激光工程研究所与全球合作开展的X射线激光器研发”，《*SPIE*会议论文集》 **11886**，118860D（2021），（《SPIE会议论文集》国际*X*射线激光会议2020）。6. G. A. Mourou、T. Tajima 和 S. V. Bulanov，“相对论区间的光学”，《现代物理评论》 **78**，309（2006），DOI：10.1103/RevModPhys.78.309。7. S. Corde 等，“来自激光等离子体加速器的飞秒X射线”，《现代物理评论》 **85**，1（2013）。8. U. Teubner 和 P. Gibbon，“来自激光辐照等离子体表面的高次谐波”，《现代物理评论》 **81**，445 (2009), DOI: 10.1103/RevModPhys.81.445. 9. A. Akhiezer 和 R. Polovin，《电子等离子体波动理论》，《苏联物理学—实验与理论物理学杂志》 **3**, 696 (1956). 10. E. Esarey、S. K. Ride 和 P. Sprangle，《束流和等离子体中强激光脉冲的非线性汤姆孙散射》，《物理评论*E*辑》 **48**, 3003 (1993), DOI: 10.1103/PhysRevE.48.3003. 11. S. Y. Chen、A. Maksimchuk 和 D. Umstadter，《相对论性非线性汤姆孙散射的实验观测》，《自然》 **396**, 653 (1998), DOI: 10.1038/25303. 12. S. Banerjee 等，《相对论性激光-电子散射在等离子体中的高次谐波产生》，《美国光学学会杂志*B*辑》 **20**, 182 (2003), DOI: 10.1364/JOSAB.20.000182. 13. K. Ta Phuoc 等，《强飞秒激光在氦等离子体中与相对论性电子发生非线性汤姆孙散射产生的X射线辐射》，《物理评论快报》 **91**, 195001 (2003), DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.195001. 14. T. Zh. Esirkepov 等，《激光等离子体中的孤子同步辐射余辉》，《物理评论快报》 **92**, 255001 (2004), DOI: 10.1103/Physrevlett.92.255001. 15. S. V. Bulanov、N. M. Naumova 和 F. Pegoraro，《超短相对论强激光脉冲与过密等离子体的相互作用》，《等离子体物理学》 **1**, 745 (1994), DOI: 10.1063/1.870766. 16. A. S. Pirozhkov 等，《激光-箔相互作用的相对论区间中的阿秒脉冲产生：滑动镜模型》，《等离子体物理学》 **13**, 013107 (2006), DOI: 10.1063/1.2158145. 17. A. S. Pirozhkov 等，《相对论强度短激光脉冲与薄箔相互作用产生高能阿秒脉冲》，《物理快报*A*辑》 **349**, 256 (2006), DOI: 10.1016/j.physleta.2005.09.024. 18. M. Kando 等，《通过相对论飞行镜产生相干短脉冲X射线》，《量子束科学》 **2**, 9 (2018), DOI: 10.3390/qubs2020009. 19. J. Mu 等，《相对论性强迫振荡飞行反射光栅》，《物理评论*E*辑》 **102**, 053202 (2020), DOI: 10.1103/PhysRevE.102.053202. 20. B. Malaca 等，《等离子体准粒子加速器的相干性与超辐射》，《自然·光子学》 **18**, 39 (2024 年), DOI: 10.1038/s41566-023-01311-z. 21. A. S. Pirozhkov 等，《相对论性电子尖峰产生的X射线谐波梳》，arXiv:1004.4514 (2010). 22. A. S. Pirozhkov 等，《相对论性电子尖峰产生的软X射线谐波梳》，《物理评论快报》 **108**, 135004 (2012), DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.135004. 23. A. S. Pirozhkov、T. Zh. Esirkepov 等，《多流中奇点辐射导致的脉冲增强》，《科学报告》 **7**, 17968 (2017), DOI:

10.1038/s41598-017-17498-5. 24. C. F. McKee 和 B. T. Draine，《星际激波》，Science 252, 397 (1991), DOI: 10.1126/science.252.5004.397. 25. Y. Sakawa 等，《利用高能激光系统产生无碰撞静电激波》，《物理学进展：X》1, 425 (2016), DOI: 10.1080/23746149.2016.1213660. 26. R. Blandford、D. Meier 和 A. Readhead，《活动星系核中的相对论性喷流》，《天文学与天体物理学年评》57, 467 (2019), DOI: https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051948. 27. S. Kar 等，《超强激光与薄箔相互作用驱动的等离子体喷流》，《物理评论快报》100, 225004 (2008). 28. R. Kodama 等，《超强激光-等离子体相互作用中镜面反射光形成长尺度喷流》，《物理评论快报》84, 674 (2000). 29. D. S. De Young，《天体物理喷流》，Science 252, 389 (1991), DOI: 10.1126/science.252.5004.389. 30. B. A. Remington 等，《利用强激光在实验室中模拟天体物理现象》，Science 284, 1488 (1999), DOI: 10.1126/science.284.5419.1488. 31. S. V. Bulanov 等，《相对论性激光-物质相互作用与相对论实验室天体物理学》，《欧洲物理学杂志 D》55, 483 (2009). 32. T. Zh. Esirkepov 和 S. V. Bulanov，《利用极高功率激光研究基础物理学与相对论实验室天体物理学》，欧洲天文学会出版系列58, 7 (2012), DOI: 10.1051/eas/1258001. 33. G. Gregori 等，《在激光产生的激波中产生缩放原星系种子磁场》，《自然》481, 480 (2012), DOI: 10.1038/nature10747. 34. S. V. Bulanov 等，《关于利用超高功率激光开展相对论实验室天体物理学和基础物理学研究的问题》，《等离子体物理报告》41, 1 (2015), DOI: 10.1134/S1063780X15010018. 35. H. Takabe 和 Y. Kuramitsu，《强激光实验室天体物理学的最新进展》，《高功率激光科学与工程》9, e49 (2021), DOI: 10.1017/hpl.2021.35. 36. S. V. Bulanov 等，《横向尾波破裂》，《物理评论快报》78, 4205 (1997). 37. T. Zh. Esirkepov、Y. Kato 和 S. V. Bulanov，《等离子体中超强电磁脉冲产生的弓形波》，《物理评论快报》101, 265001 (2008), DOI: 10.1103/Physrevlett.101.265001. 38. V. I. Arnold，《突变理论》，3rd 版（施普林格出版社，柏林、海德堡、纽约，1992）。39. T. Poston 和 I. Stewart，《突变理论及其应用》。（Dover 出版社，米尼奥拉，纽约州，美国，1996年）。40. D. Hashimshony、A. Zigler 和 K. Papadopoulos，“超光速电离前沿将静电波转换为电磁波”，《物理评论快报》86，2806（2001年），DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.2806。41. T. Zh. Esirkepov 和 S. V. Bulanov，“电磁波与亚光速、光速及超光速镜面的相互作用”，《物理快报A辑》526，129953（2024年），DOI：https://doi.org/10.1016/j.physleta.2024.129953。42. V. S. Popov，“强激光场中原子和离子的隧穿电离与多光子电离（凯尔迪什理论）”，《物理—乌斯别希》47，855（2004年）。43. F. Pegoraro、T. Zh. Esirkepov 和 S. V. Bulanov，“激光产生的等离子体中的狭义相对论作用”，《物理快报A辑》347，133（2005年），DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j.physleta.2005.09.004。44. R. W. Hockney 和 J. W. Eastwood，《用粒子进行计算机模拟》。（麦格劳-希尔，1981年）。45. H. Kiriyama 等，“利用钛蓝宝石激光系统中的非线性预放大器产生高对比度、高强度激光脉冲”，《光学快报》33，645（2008年）。46. C. J. Hooker 等，“Astra Gemini 项目——双光束拍瓦级钛蓝宝石激光系统”，《法国物理学杂志IV》133，673（2006年）。47. T. Pikuz 等，“利用亚微米分辨率氟化锂薄膜探测器对相对论性软X射线谐波进行高性能成像”，《固体物理学现状C辑》9，2331（2012年），DOI: 10.1002/pssc.201200390。48. A. S. Pirozhkov 等，“来自相对论性电子尖峰的高次谐波”，《新物理学杂志》16，093003（2014年），DOI: 10.1088/1367-2630/16/9/093003。49. T. Namioka 和 M. Koike，“用于全息光栅的非球面波前记录光学系统”，《应用光学》34，2180（1995年），DOI: 10.1364/AO.34.002180。50. M. Koike、T. Yamazaki 和 Y. Harada，“利用非球面波前记录光学系统设计用于软X射线平场光谱仪的全息光栅”，《电子能谱与相关现象杂志》101-103，913（1999年）。51. E. N. Ragozin 等，“基于非周期反射光栅的软X射线光谱仪及其应用”，《物理—乌斯别希》64，495（2021年），DOI: 10.3367/UFNe.2020.06.038799。52. M. Bibishkin 等，“用于极紫外光刻和辐射源计量的多层锆/硅滤光片”，《SPIE会议论文集》7025，702502（2008年），（《微电子学与纳米电子学》会议，兹韦尼戈罗德，2008年4月29日，K. A. Valiev 和 A. A. Orlikovsky 编）。53. B. A. Volodin 等，“极紫外和软X射线光谱区域的多层薄膜滤光片”，《俄罗斯科学院通报》

科学：物理》74，46（2010年），DOI：10.3103/s1062873810010120。54. P. B. Corkum，“强场多光子电离的等离子体视角”，《物理评论快报》71，1994（1993年），DOI：10.1103/PhysRevLett.71.1994。55. P. Balcou 和 A. L’Huillier，“强场谐波产生中的相位匹配效应”，《物理评论A》47，1447（1993年），DOI：10.1103/PhysRevA.47.1447。56. A. Rousse 等，“相对论激光等离子体相互作用中由同步辐射产生千电子伏特X射线束”，《物理评论快报》93，135005（2004年）。57. X. F. Li 等，“高激光强度下稀有气体中的多次谐波产生”，《物理评论A》39，5751（1989年），DOI：10.1103/PhysRevA.39.5751。58. S. V. Bulanov 等，“欠密等离子体中超短且相对论性强激光脉冲的非线性能量耗尽”，《流体物理学B》4，1935（1992年），DOI：10.1063/1.860046。59. A. E. Hussein 等，“激光尾场加速器产生的中红外辐射的直接光谱测量”，《物理评论A》106，063505（2022年），DOI：10.1103/PhysRevA.106.063505。60. B. A. Shadwick、C. B. Schroeder 和 E. Esarey，“激光等离子体加速器中的非线性激光能量耗尽”，《等离子体物理学》16，056704（2009年）。61. E. Esarey、C. B. Schroeder 和 W. P. Leemans，“激光驱动等离子体电子加速器的物理学”，《现代物理评论》81，1229（2009年），DOI：10.1103/RevModPhys.81.1229。62. S. C. Wilks 等，“光子加速器”，《物理评论快报》62，2600（1989年），DOI：10.1103/PhysRevLett.62.2600。63. C. D. Murphy 等，“激光尾场引起光子加速的证据”，《等离子体物理学》13，033108（2006年），DOI：10.1063/1.2178650。64. R. T. Sandberg 和 A. G. R. Thomas，“从光学到极紫外的光子加速”，《物理评论快报》130，085001（2023年），DOI：10.1103/PhysRevLett.130.085001。65. G. A. Askaryan，“强电磁射线梯度对电子和原子的影响”，《实验与理论物理学杂志》42，1567（1962年）。66. A. Litvak，“磁活性等离子体中的有限振幅波束”，《苏联物理学—实验与理论物理学杂志》30，344（1970年）。67. G.-Z. Sun 等，“等离子体中短而强的脉冲的自聚焦”，《流体物理学》30，526（1987年），DOI：10.1063/1.866349。68. T. Tajima 和 J. Dawson，“激光电子加速器”，《物理评论快报》43，267（1979年），DOI：10.1103/PhysRevLett.43.267。69. S. V. Bulanov、F. Pegoraro 和 A. M. Pukhov，“短而强激光脉冲的自聚焦、尾场产生和诱导聚焦的二维状态”欠密等离子体中的脉冲，"《物理评论快报》 **74**, 710 (1995), DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.710. 70. A. Pukhov 和 J. Meyer-ter-Vehn, "激光尾场加速：高度非线性的破碎波区，"《应用物理*B*》 **74**, 355 (2002), DOI: 10.1007/s003400200795. 71. M. S. Pirozhkova, K. Ogura 等, "非周期驱动源产生的高阶全谐波，" arXiv:2306.01018 (2025). 72. K. Ogura, M. S. Pirozhkova, A. Sagisaka 等, "奇点辐射爆发增强中的全谐波，" arXiv:2506.23548 (2025). 73. T. Zh. Esirkepov, "适用于任意形状因子的粒子网格模拟精确电荷守恒方案，" *Comput. Phys. Comm.* **135**, 144 (2001), DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00228-9. 74. M. Mori, E. Takahashi 和 K. Kondo, "有质动力激发的等离子体密度梯度产生的二次谐波发射图像，"《等离子体物理学》 **9**, 2812 (2002), DOI: 10.1063/1.1481506. 75. D. F. Gordon 等, "超强激光-等离子体相互作用产生的电光冲击波，"《物理评论快报》 **101**, 045004 (2008), DOI: 10.1103/Physrevlett.101.045004. 76. D. F. Gordon 等, "吹出型激光尾场产生的电光冲击波，"《新物理学杂志》 **12**, 045026 (2010), DOI: 10.1088/1367-2630/12/4/045026. 77. A. V. Panchenko 等, "电磁波与等离子体流中焦散的相互作用，"《物理评论*E*辑》 **78**, 056402 (2008). 78. S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov 和 T. Tajima, "趋近施温格极限的光强增强，"《物理评论快报》**91**, 085001 (2003), DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.085001. 79. M. Kando 等, "等离子体尾场中电子密度调制实现激光频率上移，"《物理评论快报》 **99**, 135001 (2007), DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.135001. 80. A. S. Pirozhkov 等, "相对论性尾波反射光的频率倍增，"《等离子体物理学》 **14**, 123106 (2007), DOI: 10.1063/1.2816443. 81. T. Zh. Esirkepov 等, "双面相对论镜产生的增强高次谐波脉冲，"《物理评论快报》**103**, 025002 (2009), DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.025002. 82. M. Kando 等, "相对论飞行镜反射光子数的增强，"《物理评论快报》 **103**, 235003 (2009), DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.235003. 83. S. V. Bulanov 等, "热等离子体中等离子体波的破碎。II. 电磁波与破碎等离子体波的相互作用，"《等离子体物理学》 **19**, 113103 (2012), DOI: 10.1063/1.4764056.

84. S. V. Bulanov 等, "等离子体中的相对论镜：新成果与展望，" 《物理学进展》56, 429 (2013), DOI: 10.3367/UFNe.0183.201305a.0449. 85. J. K. Koga 等, "通过相对论飞行镜实现相对论频移的高次谐波产生，" 《等离子体物理与受控聚变》60, 074007 (2018), DOI: 10.1088/1361- 6587/aac068. 86. T. M. Jeong 等, "激光产生的抛物面等离子体镜形成的相对论飞行激光焦点，" 《物理评论A》104, 053533 (2021), DOI: 10.1103/PhysRevA.104.053533. 87. M. Kando 等, "相对论飞行镜在超强场科学中的前景，" 《光子学》9, 862 (2022), DOI: 10.3390/photonics9110862. 88. A. A. Solodov, V. M. Malkin 和 N. J. Fisch, "相对论等离子体镜反射实现光强增强的极限，" 《等离子体物理学》13, 093102 (2006), DOI: 10.1063/1.2348087. 89. S. V. Bulanov 等, "热等离子体中等离子体波的破碎。I. 密度奇点的结构，" 《等离子体物理学》19, 113102 (2012), DOI: 10.1063/1.4764052. 90. A. Bierwage 等, "磁约束聚变等离子体中激光尾场空腔的演化，" 《科学报告》14, 27853 (2024年), DOI: 10.1038/s41598-024-77739-2. 91. N. N. Kolachevskii, A. S. Pirozhkov 和 E. N. Ragozin, "用于软X射线光谱学的非周期多层反射镜，" 《列别捷夫物理研究所物理学简讯》（列别捷夫物理研究所通报）, 55 (1998). 92. N. N. Kolachevsky, A. S. Pirozhkov 和 E. N. Ragozin, "基于非周期多层结构的宽带X射线光学元件，" 《量子电子学》30, 428 (2000), DOI: 10.1070/QE2000v030n05ABEH001736. 93. V. V. Kondratenko 等, "适用于125–250 Å波段的非周期宽带多层镜，" 《列别捷夫物理研究所物理学简讯》（列别捷夫物理研究所通报）, 32 (2001年). 94. A. S. Pirozhkov 和 E. N. Ragozin, "软X射线光学中的非周期多层结构，" 《物理学进展》58, 1095 (2015), DOI: 10.3367/UFNe.0185.201511e.1203. 95. V. G. Kapralov 等, " 由钕激光辐射驱动的无碎屑脉冲氙喷流软 X 射线辐射源，" 《量子电子学》32, 149 (2002), DOI: 10.1070/QE2002v032n02ABEH002148. 96. V. E. Levashov 等, "激光等离子体与惰性气体的相互作用，" 《等离子体物理报告》30, 149 (2004), DOI: 10.1134/1.1648940. 97. G. Baldacchini 等, "基于氟化锂点缺陷的软X射线亚微米成像探测器，" 《科学仪器评论》76, 113104 (2005). 98. A. Ya. Faenov 等, "利用彩色……对软X射线激光焦斑图样进行亚微米分辨率原位成像中心形成于氟化锂晶体中，”《光学快报》 **34**, 941 (2009), DOI: 10.1364/OL.34.000941. 99. T. Pikuz 等，“自由电子激光脉冲辐照的氟化锂晶体软X射线成像探测器的光学特性，”《光学快报》 **20**, 3424 (2012), DOI: 10.1364/oe.20.003424. 100. L. Mandel 和 E. Wolf，《光学相干与量子光学》。（剑桥大学出版社，1995）。101. T. Zh. Esirkepov 等，“相对论等离子体奇点的光学探测，”《等离子体物理学》 **27**, 052103 (2020), DOI: 10.1063/5.0004525. 102. A. V. Kotov 等，“通过对光学探测脉冲进行非线性后压缩，增强对辐射相对论奇点和BISER的诊断，”《仪器学杂志》 **17**, P07035 (2022), DOI: 10.1088/1748- 0221/17/07/p07035. 103. S. Lorenz 等，“用于相对论等离子体诊断的光学探测脉冲真空内后压缩，”《高功率激光科学与工程》 **12**, e53 (2024), DOI: 10.1017/hpl.2024.29. 104. Y.-K. Liu 等，“利用高分辨率定量纹影成像表征超音速射流和激波，”《视觉学杂志》 **28**, 997 (2025), DOI: 10.1007/s12650-025- 01082-5. 105. A. Sävert 等，“利用数飞秒阴影成像直接观测激光尾场加速器的注入动力学，”《物理评论快报》 **115**, 055002 (2015). 106. J. Mu 等，“激光等离子体中弓形波形成的电子密度奇点产生的高次谐波，”《波现象物理学》 **27**, 247 (2019), DOI: 10.3103/S1541308X19040010. 107. U. Kraus，“快速运动物体的亮度与颜色：重新审视大球体的视觉外观，”《美国物理学杂志》 **68**, 56 (2000), DOI: 10.1119/1.19373. 108. A. S. Pirozhkov 等，“相对论等离子体奇点高次谐波产生的激光要求，”《量子束科学》 **2**, 7 (2018), DOI: 10.3390/qubs2010007. 109. A. S. Pirozhkov 等，“相对论等离子体奇点产生高次谐波：驱动激光要求，”《施普林格物理学会议录》 **202**, 85 (2018年2月24日),（《2016年X射线激光器会议》论文集，奈良，日本，2016年5月22—27日，T. Kawachi、S. V. Bulanov、H. Daido 和 Y. Kato 编）。110. J. Ruze，“孔径误差对天线辐射方向图的影响，”《新物理学评论》（*1943—1954*） **9**, 364 (1952), DOI: 10.1007/bf02903409. 111. G. Pretzler、A. Kasper 和 K. J. Witte，“啁啾脉冲放大激光器中的角啁啾与倾斜光脉冲，”《应用物理*B*》 **70**, 1 (2000), DOI: 10.1007/s003400050001. 112. S. Akturk 等，“一阶时空畸变的高斯脉冲与束流的一般理论，

，”《光学快报》13, 8642 (2005), DOI: 10.1364/opex.13.008642. 113. G. Pariente 等，“超高强度飞秒激光束的时空表征，”《自然·光子学》10, 547 (2016), DOI: 10.1038/nphoton.2016.140. 114. A. S. Pirozhkov 等，“迈向衍射极限、带宽极限的拍瓦激光器，”《光学快报》25, 20486 (2017), DOI: 10.1364/oe.25.020486. 115. Z. Bor，“透镜及透镜系统中的飞秒激光脉冲畸变，”J. Mod. Opt. 35, 1907 (1988), DOI: 10.1080/713822325. 116. Z. Bor，“透镜中的飞秒激光脉冲畸变，”《光学快报》14, 119 (1989), DOI: 10.1364/OL.14.000119. 117. A. Sagisaka 等，“高强度激光产生的相对论等离子体中奇点辐射爆发增强的观测，” High En. Dens. Phys. 36, 100751 (2020), DOI: 10.1016/j.hedp.2020.100751. 118. G. Farkas 和 C. Tóth，“利用稀有气体中激光诱导的多谐波转换过程产生阿秒光脉冲的方案，”《物理快报A辑》168, 447 (1992), DOI: 10.1016/0375-9601(92)90534-S. 119. P. M. Paul 等，“高次谐波产生所产生的阿秒脉冲列的观测，”Science 292, 1689 (2001), DOI: 10.1126/science.1059413. 120. Y. Nomura 等，“激光产生的等离子体发射谐波的阿秒相位锁定，”Nature Phys. 5, 124 (2009), DOI: 10.1038/nphys1155. 121. J. Duris 等，“自由电子激光器产生的可调谐孤立阿秒X射线脉冲，峰值功率达吉瓦，”《自然·光子学》14, 30 (2020), DOI: 10.1038/s41566-019-0549-5. 122. S. Li 等，“利用角向条纹法表征孤立阿秒脉冲，”《光学快报》26, 4531 (2018), DOI: 10.1364/OE.26.004531. 123. H. Ohiro 等，“用于测量BISER X射线与氩相互作用中电子能量的磁瓶电子能谱仪的构建，”Plasma Fus. Res. 17, 2406020 (2022), DOI: 10.1585/pfr.17.2406020. 124. A. Bierwage 等，“不同波长相对论激光脉冲后方磁化等离子体尾迹通道的相似性，” Comput. Phys. Comm. 244, 49 (2019), DOI: 10.1016/j.cpc.2019.07.004. 125. J. D. Jackson，《经典电动力学》，3rd 版。（John Willey & Sons，纽约，1998）。126. S. V. Bulanov 等，“辐射主导区域中电磁波与等离子体的相互作用，”《等离子体物理报告》30, 196 (2004)。127. M. N. Polyanskiy、M. Babzien 和 I. V. Pogorelsky，“二氧化碳激光器中的啁啾脉冲放大，”Optica 2, 675 (2015), DOI: 10.1364/OPTICA.2.000675。128. I. V. Pogorelsky 和 M. N. Polyanskiy，“ Harnessing Ultra-Intense Long-Wave Infrared Lasers: New Frontiers in Fundamental and Applied Research”，《光子学》12，221（2025年）。129. R. Zgadzaj 等，“由长波红外激光驱动的等离子体电子加速”，《自然·通讯》15，4037（2024年），DOI: 10.1038/s41467-024-48413-y。130. 布鲁克海文国家实验室 | 加速器测试设施| 能力 | 激光系统 | 近红外激光器，https://www.bnl.gov/atf/capabilities/laser-systems.php#nir-laser。131. D. J. Kane 和 R. Trebino，“利用频率分辨光学门控表征任意飞秒脉冲”，IEEE J. Quantum Electron. 29，571（1993年），DOI: 10.1109/3.199311。132. C. Iaconis 和 I. A. Walmsley，“用于测量超短光脉冲的自参考光谱干涉术”，IEEE J. Quantum Electron. 35，501（1999年），DOI: 10.1109/3.753654。133. A. Moulet 等，“利用自参考光谱干涉术单次、高动态范围测量小于15飞秒的脉冲”，《光学快报》35，3856（2010年）。134. P. Agostini、F. Krausz 和 A. L’Huillier，2023年诺贝尔物理学奖，https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/summary/，（2023年）。135. H. N. Chapman 等，“利用软X射线自由电子激光器进行飞秒衍射成像”，Nature Phys. 2，839（2006年），DOI：10.1038/nphys461。136. S. Eisebitt 等，“利用X射线光谱全息术对磁性纳米结构进行无透镜成像”，《自然》432，885（2004年），DOI: 10.1038/nature03139。137. D. Assalauova 等，“利用有限数据进行X射线自由电子激光器单颗粒成像的先进工作流程”，IUCrJ 7，1102（2020年），DOI: doi:10.1107/S2052252520012798。138. H. Yumoto 等，“用于提升飞秒X射线激光成像空间分辨率的高通量、高增益多层聚焦光学元件”，《自然·通讯》13，5300（2022年），DOI：10.1038/s41467-022-33014-4。139. R. Neutze 等，“飞秒X射线脉冲用于生物分子成像的潜力”，《自然》406，752（2000年），DOI：10.1038/35021099。140. A. A. Zholents，“用于X射线自由电子激光器的增强型自放大自发辐射方法”，Phys. Rev. STAB 8，040701（2005年），DOI：10.1103/PhysRevSTAB.8.040701。141. J. P. MacArthur 等，“磁性波荡器中电子束的相位稳定自调制”，《物理评论快报》123，

214801（2019年），DOI：10.1103/PhysRevLett.123.214801。142. T. Gaumnitz 等，“由载波包络相位稳定的中红外驱动脉冲产生的43阿秒软X射线脉冲的条纹化”，《光学快报》25，27506（2017年），DOI：10.1364/OE.25.027506。143. K. Midorikawa，“台式孤立阿秒光源的研究进展”，《自然·光子学》16，267（2022年），DOI：10.1038/s41566-022-00961-9。144. L. P. Block，“磁层模型实验的尺度关系考量”，《行星与空间科学》15，1479（1967年），DOI：https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90081-5。145. B. Zhang，“快速射电暴的物理学”，《现代物理评论》95，035005（2023年），DOI：10.1103/RevModPhys.95.035005。146. N. Gehrels 和 P. Mészáros，“伽马射线暴”，Science 337，932（2012年），DOI：doi:10.1126/science.1216793。147. V. I. Arnold、S. F. Shandarin 和 Y. B. Zeldovich，“宇宙大尺度结构 I：一般性质。一维和二维模型”，《地球物理与天体物理流体动力学》20，111（1982年），DOI：10.1080/03091928208209001。148. S. D. M. White 和 M. Vogelsberger，“暗物质焦散”，《皇家天文学会月刊》392，281（2008年），DOI：10.1111/j.1365-2966.2008.14038.x。149. M. Bailes 等，“2020年代和2030年代的引力波物理与天文学”，《自然综述：物理学》3，344（2021年），DOI：10.1038/s42254-021-00303-8。150. H. Akagi、T. Otobe 和 R. Itakura，“强激光场引起的乙醇内价分子轨道形变”，《科学进展》5，eaaw1885（2019年），DOI：doi:10.1126/sciadv.aaw1885。