



·超强激光激发的强场量子电动力学·

飞秒激光 Betatron 辐射源的现状与发展趋势分析

黄瑞贤^{1,2}, 奚传易¹, 韩立琦¹, 余金清¹, 余同普², 颜学庆^{3,4}

(1. 湖南大学 物理与微电子科学学院 高能量物理及应用湖南省重点实验室, 长沙 410082; 2. 国防科技大学 理学院, 长沙 410073;
3. 北京大学 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871; 4. 北京怀柔激光加速创新中心, 北京 101407)

摘 要: 在过去的几十年里, 超短超强激光在等离子体中激发尾场加速电子束取得了长足的发展, 基于该方式获得的高能电子束可以应用于辐射源的产生, 其产生的高亮度强辐射源受到了广泛的关注。介绍了超短超强激光脉冲与低密度等离子体相互作用产生 Betatron 辐射的基本原理和研究现状; 结合 X-ray 应用需求分析了 Betatron 辐射的发展趋势, 发现迫切需要发展基于紧凑型激光装置的尾场电子加速新方案, 以突破 Beam-loading 效应对电量的限制, 产生大电量电子束, 进而获得高流强的 Betatron 辐射源; 介绍了北京大学颜学庆教授领导的联合团队利用数百 TW 飞秒激光产生 10 nC 级大电量高能电子束和单发光子数目为 1.0×10^{12} 的 Betatron 辐射源的新方案。

关键词: 激光辐射源; 等离子体; 飞秒激光; Betatron 辐射

中图分类号: O434.12

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220229

Current situation and development trend analysis of femtosecond laser Betatron radiation source

Huang Ruixian^{1,2}, Xi Chuanyi¹, Han Liqi¹, Yu Jinqing¹, Yu Tongpu², Yan Xueqing^{3,4}

(1. Key Laboratory of High Energy Physics and Applications of Hunan Province, School of Physics and Electronics, Hunan University, Changsha 410082, China;
2. College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;
3. State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China;
4. Beijing Laser Acceleration Innovation Center, Beijing 101407, China)

Abstract: In the past decades, great progress has been made in laser wakefield acceleration of electron beam inspired by ultra-short intense lasers in plasma. The high-energy electron beam obtained by this method can be applied to the generation of the high-brightness and intense radiation sources, which have attracted extensive attention. In this paper, the basic principle and research status of Betatron radiation generated by laser wakefield acceleration are briefly introduced. The development trend of Betatron radiation is analyzed in combination with the X-ray application requirements. It is found that there is an urgent need to develop a new scheme of laser wakefield electron acceleration based on compact laser device to break through the limit of beam-loading effect on electron charge. By this means, one can generate large charge electron beam and high flux Betatron radiation source. Finally, a new scheme is briefly introduced to generate 10 nC high-energy electron beam and the photon number of Betatron radiation source reach 1.0×10^{12} /shot using hundreds of TW femtosecond laser by a joint team led by Professor Yan Xueqing at Peking University.

Key words: laser radiation source, plasma, femtosecond laser, Betatron radiation

激光自 20 世纪 60 年代诞生以来^[1], 其脉冲总能量和峰值功率一直在持续增加。特别是“啁啾脉冲放大技术 (CPA)”提出后^[2], 激光峰值功率得到了极大的提升, 基于超短超强激光的应用也取得了飞速的发展。在超短超强激光的众多应用中, 粒子加速和辐射源的产生受到了格外关注^[3-4]。当超短超强激光(激光脉冲长度 $\lambda_L < \lambda_p$)辐照到电子密度为 10^{18} cm^{-3} 等离子体时, 激发加速梯度大于 100 GeV/m 的尾波场, 产生数 GeV 的高品质单能电子束, 这

* 收稿日期: 2022-07-18; 修订日期: 2022-09-13

基金项目: 国家自然科学基金项目 (11921006; 11535001; 12175058)

联系方式: 黄瑞贤, ruixian@hnu.edu.cn。

类高能电子束在超快电子衍射、电子束治疗癌症、高品质光源等方面有着广泛的应用。激光辐射源一般指通过强激光脉冲与等离子体相互作用加速电子而产生的辐射源。使用等离子体作为介质可以避免真空击穿电场的限制,因此可以获得较高梯度加速场,显著降低加速器的体积和造价,使加速器可以向小型化与更高能区发展。激光尾场加速获得的高能电子束普遍具有高准直、高流强、低能散的特点,因此产生的光源相对传统光源有很多优势,如超短脉宽、超高瞬时流强、高亮度等^[5-6]。基于超短超强激光产生辐射源的机制包括 Betatron 辐射、Compton 散射、韧致辐射和辐射阻尼效应^[7]。这些机制产生辐射的原理可简单概括为:在极小的空间内前向传播的高能电子束受到了横向力作用,该横向力使电子的横向速度发生突变而产生电磁辐射^[7]。事实上,推动超短超强激光辐射源发展的动因是 X 射线在基础科学、工业和医学等领域的广泛应用,例如生物成像、医疗成像和超密度物质的成像、微断层摄影、检测同位素、化学过程和核物理等方面^[5-6]。另外,与传统的同步辐射光源相比,激光等离子体产生的辐射源具有造价低、规模小等优势,在未来的发展中具有很大的潜力,甚至可能在 X 射线光谱范围内实现紧凑的自由电子激光器^[8-9]。X 射线已经成为了人类观察世界和探索未知领域的主要载体,光子的品质决定着 X 射线的应用范围和领域。对于目前已知的大量应用,通常要求光子能量处于 1~100 keV 范围,而在上述几种产生辐射源的机制中, Betatron 辐射具有稳定性更好、亮度更高、对激光的要求更低等优势^[6]。激光辐射源具有超短时间脉宽、高通量、高能量、高亮度等特点,使其在过去几十年成为跨多个领域的研究热点,如超高时间/空间对比度成像、光核物理、核医学、核安保、核废料嬗变、核能、辐射生物医学、正负电子对的产生,以及实验室天体物理等。本文主要介绍飞秒激光驱动的 Betatron 辐射源。

1 激光 Betatron 辐射源的产生原理

Betatron 辐射是通过激光与等离子体作用产生高能电子,由这些高能电子在尾波场中振荡而产生的电磁辐射。由于该辐射的产生依赖于高能电子束的动力学行为,因此电子束是产生高品质光源的关键之一^[7,10]。激光尾场加速(Laser Wakefield Acceleration)是由短脉冲强激光与气体等离子体相互作用激发等离子体振荡,形成等离子体波以及尾场结构^[11],在尾场的作用下加速产生低发散度、准单能、能量可达 GeV 的高能电子束。激光尾场加速电子束具有上述优点,使得其成为目前实验中产生高品质电子束的主要方式^[12]。

Betatron 辐射是非相干辐射,且其辐射特征与相对论电子的轨迹密切相关,因此有必要对单个电子的辐射动力学行为进行研究。对于单个电子可沿其运动轨迹的位置、速度和加速度得到在观测方向 \mathbf{n} 上发出的辐射的一般表达式^[13]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \times \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega[t-nr(t)/c]} \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1-\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2} dt \right|^2 \quad (1)$$

由该表达式可以得到单个相对论电子在以频率 ω 为中心的谱宽 $d\omega$ 内、以观测方向 \mathbf{n} 的立体角 $d\Omega$ 中辐射的能量。其中 $\mathbf{r}(t)$, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$, $\dot{\boldsymbol{\beta}} = d\boldsymbol{\beta}/dt$ 分别表示测试电子在 t 时刻的位置、归一化速度和加速度。假设观测位置距离电子无穷远,即可认为沿电子运动轨迹的观测方向 \mathbf{n} 不发生改变。通过分析单电子电磁辐射的一般形式可以得到以下几点:

- (1) 当电子加速度 $\dot{\boldsymbol{\beta}}=0$ 时,电子不会发出辐射,也就意味着带电粒子产生电磁辐射依赖于其加速度;
- (2) 根据 $(1-\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^{-2}$ 可知,当 $\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n} \rightarrow 1$ 时,电子发出的辐射能量有最大值,即 $\boldsymbol{\beta} \cong 1$ 且 $\boldsymbol{\beta} // \mathbf{n}$ 时能够发出最大辐射能量;同时也说明相对论电子比非相对论电子辐射的能量更高,且辐射方向是沿着电子的运动方向。对于在电子静止坐标系中发射各向同性辐射,洛伦兹变换后可以得到其辐射的张角为 $\Delta\theta = 1/\gamma$ ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 是电子的相对论因子);
- (3) 根据 $(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}$ 和作用力与加速度的关系 ($\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\parallel} \propto \mathbf{F}_{\parallel}/\gamma^3$ 和 $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\perp} \propto \mathbf{F}_{\perp}/\gamma$) 可知,当 $\mathbf{F} \perp \boldsymbol{\beta}$ 时,垂直于运动方向的横向力比平行于其运动方向的纵向力更有效地使电子产生高能辐射;
- (4) 将相位项 $e^{i\omega[t-nr(t)/c]}$ 局部近似为 $e^{i\omega_{\phi}(1-\beta)t}$, 其中 $\omega_{\phi} = \omega(1-\beta)$, 可以看出只有当被积函数(不包括指数函数)与相位项(在 ω_{ϕ} 处振荡)的频率非常接近时,积分才会获得非零解,假设测试电子的速度随振荡频率 ω_{ϕ} 变化而变化,则需要满足条件 $\omega_{\phi} \sim \omega_c$ 才能获得非零解,而且电子将会以更高频率 $\omega = \omega_c/(1-\beta) \cong 2\gamma^2 \omega_c$ 发出辐射。

假设在激光等离子体加速器中的电子是随机分布的,且电子束是由 N_e 个具有相同的能量和初始动量的电子组成,可得到电子束辐射的能量为^[7]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega}_{|N_e} = N_e \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega}_{|N_e=1} \quad (2)$$

通过分析相对论电子产生的电磁辐射可知,电子束的加速度 β 是发出电磁辐射的必要条件,电子束的横向运动依赖于加速度 β ,其大小和方向的改变都会影响电子束的运动轨迹,进而影响辐射能量。

Betatron 辐射是 2004 年由 Kiselev 等人提出的基于激光尾场加速机制的新型辐射源^[10],遵循相对论电子束产生电磁辐射的一般表达式。在激光尾场加速器中,超强激光脉冲与低密度气体等离子体相互作用,背景电子在激光脉冲的横向有质动力的作用下被排开并形成“电子空泡”(也可称作“Bubble”)。在这种情况下,空泡同时充当电子加速器和摆荡器(也可称为“等离子体波荡器”),如图 1 所示。当相对论电子在空泡中传播时,会同时受到纵向加速的电场力和横向振荡的磁场力,可得到电子的运动方程为^[7]

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{F}_{\parallel} + \mathbf{F}_{\perp} \cong -\frac{m\omega_p^2}{2}(\zeta\mathbf{e}_z + r\mathbf{e}_r) \quad (3)$$

其中 $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$ 是背景等离子体频率, n_e 是电子密度, r 和 $\zeta = z - v_{\phi}t$ 分别是电子在空泡中的横、纵向位置, v_{ϕ} 是等离子体波的相速度。

对于稳定的尾场,等离子体空泡的相速度接近光速,注入到空泡中的相对论电子束可以稳定传输数 cm 的距离^[10]。因此,尽管等离子体空泡本身的尺寸很小,但电子可以在其中振荡很长一段时间。当 Betatron 振荡振幅较小时($r_0 k_b \ll 1$, r_0 是电子的径向偏移, k_b 是电子 Betatron 振荡的波数),可以将 Betatron 振荡近似看作是简谐振动,其振荡频率为 $\omega_b = ck_b = \omega_p / \sqrt{2\gamma}$ 。对于小振幅的 Betatron 振荡会产生波长为 $\lambda = \lambda_b / (2\gamma^2)$ 的辐射,其中 $\lambda_b = 2\pi/k_b$;当 Betatron 振荡振幅较大时,电子就会辐射出高次谐波^[10,14]。

2 Betatron 辐射源的研究现状

Betatron 辐射是由激光等离子体相互作用产生高亮度 keV 准直 X 射线的一种新型辐射源,该辐射机制自 2004 年被提出以来发展迅速。在产生 Betatron 辐射的过程中,波荡器的波长可以短得多,因此激光脉冲与等离子体相互作用区域可以缩小到 mm 量级,可以在更短的距离内产生 X 射线辐射^[15]。

在 Betatron 辐射的发展历程中, Kim Ta Phuoc 等人在 2006 年指出激光尾场加速后的电子束与 Betatron 辐射之间存在直接关系,利用 X 射线光谱可以直接确定加速电子在尾场中的轨迹^[16]; S. Corde 和 C. Thaury 等人在 2011 年证明了通过测量 X 射线发射的位置和纵向剖面,可以得到激光等离子体相互作用过程中激光脉冲自聚焦、电子自注入和可能的多次注入等特征^[17]; S. Fourmaux 等人在 2011 年测量了单次实验的 keV 光谱,且分辨率高于 350 eV^[18]; M. Schnell 等人发现可以通过测量 X 射线源大小来推断激光等离子体中加速电子束的直径^[19];上海交通大学在 2020 年使用 20 TW 的圆偏振激光与等离子体相互作用,通过电离注入电子可以产生超快超亮的圆偏振 X 射线^[20]。在上述 Betatron 辐射发展的典型工作中,证实了该辐射机制既具有丰富的物理内涵,也展现出了广阔的发展前景。在 Betatron 辐射的发展趋势中,主要体现在以下几个方面:

在提高 X 射线源能量方面, S. Kneip 等人通过激光尾场加速的高度非线性效应,将电荷量大于 100 pC 的电子束注入到空泡中加速得到更高能量的单能电子束,获得了 1~100 keV 的 X 射线,其亮度比传统的同步辐射源提高了 1000 倍^[21]; S. Cipiccia 等人发现当电子束与激光脉冲的尾部相互作用时,共振增强效应会使得 Betatron 辐射的光子能量显著提升,可以获得光谱峰值分布在 20~150 keV 之间的高能 X 射线^[22]; J. Ferri 等人将激光驱动低密度等离子体加速与高密度束流驱动等离子体辐射相结合,显著提高了光子能量和 Betatron 源的辐射的总能量,产生了 MeV 量级的高能光子^[23]; B. Lei 等人发现在抛物线型密度分布的等离子体通道中,电子的 Betatron 振荡与激光发生共振时,辐射的光子能量和亮度均有显著提升,其光子能量会提高到 γ 射线的光谱范围^[24]; 国防科技大学研究了辐射压作用下的有限质量靶产生的辐射,当电子振动频率和激光频率重合时会发生强共振,可以显著提高辐射能量^[25]。

在提高 X 射线源产额方面, Zs. Léczi 等人使用团簇气体靶增加电子加速路径上的 Betatron 振荡次数,使得光子产量比均匀气体靶提高了 3 倍^[26]; 上海交通大学使用紧凑型激光照射到团簇气体靶上,大幅度增加了被捕获的电子电量并获得了更大的振荡振幅,产生了超高亮度的 X 射线,同时 X 射线的产量也提高了 10 倍^[27]; C. F. Dong 等人利用激光等离子体作用过程中的不稳定性,使电子束发生大幅度振荡来获得高通量飞秒 X 射线源^[28]; Y. F. Li 等人使用超高功率的皮秒激光与低密度等离子相互作用,通过激光直接加速和自调制尾场加速产生了大电量电子束,

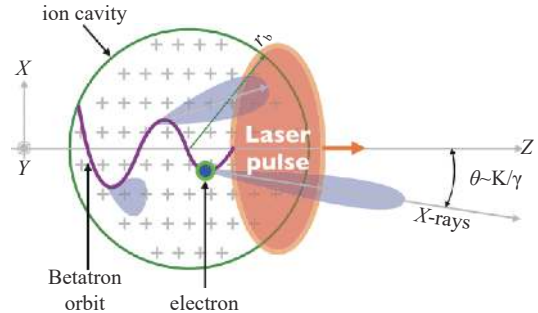


Fig. 1 Schematic of the Betatron radiation source^[7]

图 1 Betatron 辐射源原理图^[7]

获得了流强为 10^{13} ph/sr 的光子束^[29]; V. Tomkus 等人使用多个气体喷嘴组成的组合靶结构产生具有密度结构的等离子体,显著提升了 X 射线产生效率^[30];德国理论物理研究所将皮秒激光与近临界密度等离子体相互作用,获得以电子直接加速所主导的 Betatron 辐射源,其光子产额达到了 7×10^{11} ^[31]; M. Kozlova 等人发现控制纵向和横向密度梯度可以显著提高 Betatron 辐射的转换效率,使能量转换效率提高了超过 1 个数量级^[32]。

在产生可控的 X 射线源方面, S. Corde 等人使用可控的外注入方式,获得能量稳定可调的电子束,进而实现 Betatron 辐射能量的可控^[33]; A. Döpp 等人提出采用气体混合物的电离注入电子束的方式,可以产生极化方向可调的飞秒 X 射线^[34];国防科技大学采用离轴电离注入电子束的方式控制 Betatron 辐射的极化^[35];韩国相对论激光科学中心证明激光聚焦光斑的横向形状能有效控制等离子腔的横向形状,能控制加速电子束的稳定性和能量,以及随之产生 Betatron 振荡^[36]。

上述发展态势分析表明,科学家们一直在追求峰值亮度高、光斑小、光子数量多、能量高、转换效率高、可控性强的辐射源。总的来说, Betatron 辐射源自提出以来在各方面均取得了长足的进步,但从光源的广泛应用需求的角度来说,仍然处于较初步阶段,在光子数目、瞬时流强、峰值亮度、能量以及可控性方面仍然具有广阔的发展空间。表 1 为自 2004 年以来,部分关于 Betatron 辐射光源的典型结果,其中包括了 Betatron 辐射源的峰值亮度、单光子数目和截止能量。

表 1 相关 Betatron 辐射源实验结果统计
Table 1 Statistics of related Betatron radiation source experiments

author	brilliance	photon number per shot	E_c/keV
A. Rousse ^[37] , 2004	$2 \times 10^{22} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$	1×10^8	2
S. Kneip ^[38] , 2008	$1 \times 10^{17} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$	N/A	36
S. Mangles ^[39] , 2009	N/A	3×10^7	5
D. Thorn ^[40] , 2010	N/A	1×10^8	1.5
G. Genoud ^[41] , 2011	$5 \times 10^4 \text{ ph} \cdot \text{mrad}^{-2}$	1×10^8	1.3
S. Cipcicia ^[42] , 2011	$1 \times 10^{23} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$	5×10^8	50
S. Fourmaux ^[42] , 2011	$2.2 \times 10^8 \text{ ph} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$	1×10^9	12.3
J. Ju ^[43] , 2012	$1 \times 10^{21} \text{ ph} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$	1×10^9	4.6
M. Schnell ^[19] , 2012	$5 \times 10^{21} \text{ ph} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$	2×10^6	6
X. Wang ^[44] , 2013	N/A	1×10^9	30
L. Chen ^[27] , 2013	$5 \times 10^{21} \text{ ph} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$	2×10^8	2.4
M. Schnell ^[45] , 2013	N/A	5×10^7	3
Y. Ho ^[46] , 2013	N/A	2.2×10^8	3.3
J. Wenz ^[47] , 2015	$2 \times 10^{22} \text{ ph} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$	5×10^7	5.2
J. M. Cole ^[48] , 2015	$1.1 \times 10^{21} \text{ ph} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$	1.3×10^9	33
K. Huang ^[49] , 2016	N/A	8×10^8	75
A. Dopp ^[50] , 2018	$1.6 \times 10^9 \text{ ph} \cdot \text{msr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	1×10^8	N/A
J. Feng ^[36] , 2019	$1.8 \times 10^{20} \text{ ph} \cdot \text{msr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	7×10^7	N/A
Y. F. Li ^[29] , 2020	N/A	$10^{13} \text{ ph} \cdot \text{sr}^{-1}$	N/A
X. F. Shen ^[31] , 2021	$3.3 \times 10^{20} \text{ ph} \cdot \text{msr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	7×10^{11}	5

3 Betatron 辐射源的发展趋势分析

通过对 Betatron 辐射源研究现状的调研及大量的实验表明,基于超短超强激光和等离子体相互作用产生的 Betatron 辐射源具有如下特点:光斑尺寸为 μm 量级、光束发散角约为 100 mrad 、脉宽约为 100 fs 、光谱能量范围是 $1 \sim 100 \text{ keV}$ 。随着激光技术的发展, Betatron 辐射源在生物医学、军事国防、工业、凝聚态和高能高密科学等领域得到了广泛的应用。在生物医学方面,通过使用相衬成像、X 射线吸收谱、断层扫描等方式可以获取生物标本的成像信息,这就对成像清晰度提出了更高的要求;在军事国防、工业领域上,要求 X 射线具有高能量和高分辨率的特性,可以穿透物质的表层达到更深层次,清晰地看到物质内部的构造来分析和辨别材料的种类,以便于查获毒

品、易燃易爆危险物品等；在凝聚态和高能高密科学领域，探测处于非平衡态或瞬态的高温高压状态的物质时，要求使用能稳定产生高光子产额的 Betatron 射线。然而，上述应用领域也给 Betatron 射线的特性提出了新的要求，需要大流强光子束以获得明亮清晰的成像信息。通常情况下，采用高重频激光稳定产生 Betatron 光子，以克服单发光子流强不足的缺陷，这就要求发与发之间的抖动不能太大。而另外一个思路则是提升单发产生的光子流强，以避免发与发之间的不稳定性而影响成像品质。

由于超强激光辐射源与电子束的品质密切相关，所以要获得高品质辐射源的前提是产生高品质的电子束。基于激光尾场加速机制产生的电子束具有较好的单能性和峰值亮度，但其电荷量只有数十到数百 pC 量级，且电子束的能量和数量之间存在矛盾，难以同时满足获得高品质 Betatron 辐射源需求。况且，产生单发大电量电子束是实现高亮度的辐射源的先决条件之一，因此这在一定程度上限制了辐射的亮度。在激光尾场中加速的电子束会受到 Beam-Loading 效应的影响使得电子束的电量难以提高，因此可以采用新方式来抑制 Beam-Loading 效应进而提升电子束电量。

目前，提高辐射源的光子数产额和光子能量依旧是迫切的研究课题，由于次临界密度等离子体可以兼顾气体靶产生高能量、准直电子束和固体靶产生大电量电子束方面的优势，采用合适参数的超短超强激光与近临界密度等离子体相互作用，使得尾场加速机制主导高能电子束的产生，则可望获得准直、准单能的大电量高能电子束和高品质 X 射线源。目前，激光与近临界密度等离子体作用产生大电量电子束主要有两种途径。一种是光强为 10^{19} W/cm² 的激光脉冲与次临界密度等离子体作用，通过激光直接加速机制或者自调制尾场电子加速机制产生大电量电子束^[51]。在激光与近临界密度等离子体靶相互作用的过程中，激光在横向的相对论自聚焦效应以及纵向的自相位调制效应使得激光脉冲被压缩、激光前沿变抖，极大提高了激光光强；激光自聚焦通道中的自引导效应增大了反应距离，使得在通道中大电量的电子束被加速和振荡，从而产生高品质的 X 射线。早在 1999 年，Pukhov 通过模拟提出了近临界密度等离子体聚焦通道中的激光直接加速机制^[52]。在 2021 年，德国杜塞尔多夫大学的研究团队通过模拟一束皮秒激光和近临界密度等离子体相互作用，通过激光直接加速机制产生了大电量电子束并发射出了明亮的 X 射线，光子数目为 7×10^{11} ，峰值通量为 2×10^8 ph/eV，峰值亮度为 3.3×10^{20} ph·s⁻¹·mm⁻²·mrad⁻²·(0.1%bw)⁻¹^[31]。然而，由于电子加速机制不是工作在空泡区域，所以产生的电子束难以同时具备准单能、超准直和高能量的特征。另一种是采用 10 PW 级超高峰值功率激光脉冲与密度约为 $0.1n_c$ 的等离子体作用产生电量为数十 nC 准单能尾场电子束，该方案的优点是可以在次临界密度等离子体中实现尾场电子加速，然而 10 PW 激光装置耗资巨大，在未来很长一段时间世界上只有少数几个实验室可以输出这类激光脉冲，难以广泛开展。可以看出有激光尾场电子加速方案难以满足诸多应用对高流强电子束的需求，所以迫切需要发展可以广泛开展的、基于数百 TW 激光装置的激光尾场电子加速新方案，以突破 Beam-loading 效应对电量的限制，产生 10 nC 级大电量电子束。开展紧聚焦数百 TW 超高峰值功率激光在次临界密度等离子体中实现高梯度尾场电子加速研究，既可以拓展激光尾场加速理论，又可以在提升电子束能量转换效率和电量的同时显著降低对驱动器功率的需求，更重要的是还能够获得高流强的 Betatron 辐射源。因此，紧聚焦数百 TW 超高峰值功率激光尾场电子加速产生大电量电子束研究必将成为尾场电子加速领域新增长点，也可以解决高流强 Betatron 辐射源的重大需求。

4 联合团队近年来的进展

虽然以激光直接加速主导产生的 Betatron 辐射源在高通量高能量方面有较大的突破，但相较于传统稳定激光尾场加速产生的 Betatron 辐射源，该方式产生的电子束具有能散大、发散角大的特点。对于应用而言，辐射源发散角大意味着 X 射线成像的分辨率会下降。因此，我们利用 3DPIC 程序 EPOCH 开展了一系列超短超强激光与近临界密度等离子体相互作用的模拟，通过调整激光和近临界密度等离子体的参数，获得了基于尾场加速大电量电子束产生 Betatron 辐射源的进展。我们使用全三维粒子模拟程序研究了到靶 5.5 J 的紧聚焦激光脉冲与电子密度为 $0.1n_c$ 的次临界密度等离子体相互作用，实现了超高峰值功率激光脉冲在等离子体中稳定传输与尾场电子加速，产生电量约为 20 nC (> 10 MeV)，超过 30% 的激光能量转换成了高能电子。利用的超短超强激光脉冲偏振方向为 y 方向，波长为 800 nm，归一化振幅为 $a_0=20$ ，束腰直径为 $w_0=5$ μm，脉宽为 $8T_0$ (T_0 代表激光周期)，具有高斯空间分布和 \sin^2 时间分布。超短超强激光脉冲与由 e⁻, H⁺, C⁶⁺ 构成的等离子体相互作用，它们的密度分别为 $0.1n_c$, $0.015n_c$, $0.01n_c$ 。图 2 给出了激光-等离子体密度在不同时刻的演化，从图中可以看出电子在非常短的时间内就注入到空泡并发生加速。由于超短超强激光在近临界密度等离子体中的传输导致激光的自聚焦效应和自相位调制效应非常

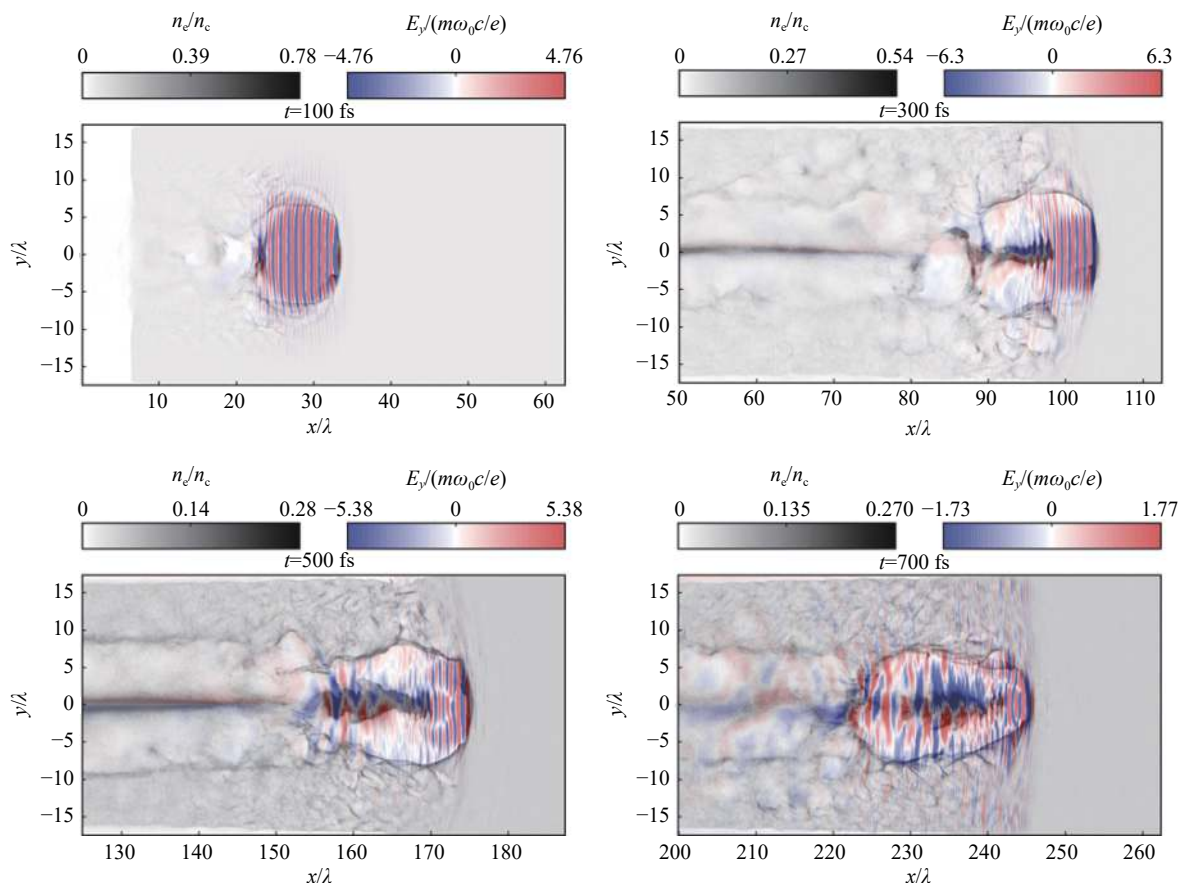


Fig. 2 When $a_0=20$, $n_e=0.1n_c$, the formation of plasma bubble, injection of electron beam, resonance of electron beam and laser, development of bubble instability and other processes during the interaction between laser and plasma at different moments

图 2 当 $a_0=20$, $n_e=0.1n_c$ 时, 不同时刻激光与等离子体相互作用过程中等离子体空泡的形成、电子束的注入、电子束与激光共振、空泡不稳定性发展等过程

强, 大量的电子束被捕获到强非线性的空泡中加速, 电子束的头部和激光发生了一个强烈的共振, 加剧了电子束的振荡。随着时间的推移, 激光被快速耗散, 且空泡的不稳定性增强, 直到约 700 fs, 绝大部分激光脉冲被耗尽, 仍有大量的电子束在空泡中振荡, 因此该机制有望产生更高亮度的 Betatron 辐射。

图 3(a) 给出了 500 fs 电子的角-谱分布, 从图中可以看出, 大于 100 MeV 的电子发散角约为 5.5° 、电量约为 10.8 nC。在少于 200 μm 的加速距离内, 电子束可以加速到 350 MeV 以上, 表明其加速梯度接近 2 TeV/m。从上述结果可以看出, 本方案获得了与激光直接加速相近的电子束电量, 但电子束的发散角得到了显著的提升; 而与激光尾场加速

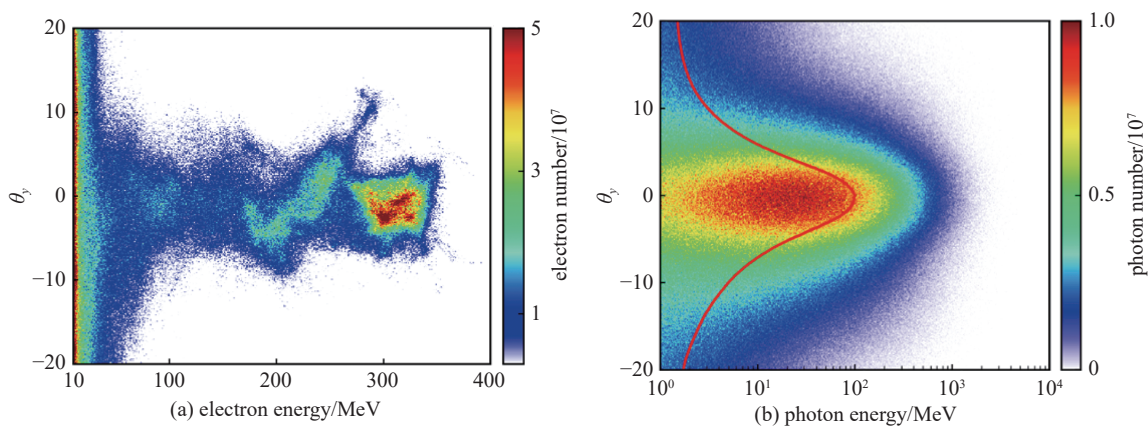


Fig. 3 When $a_0=20$, $n_e=0.1n_c$, (a) angular distribution of electrons at $t = 500$ fs, (b) the angular distribution of total photons at $t = 1.2$ ps, and full-width-at-half-maximum (FWHM) about 6°

图 3 当 $a_0=20$, $n_e=0.1n_c$ 时, (a) 电子束在 500 fs 时刻的角-谱分布, (b) 产生的 Betatron 辐射在 1.2 ps 时刻的角-谱分布, 其发散角的半高全宽约 6°

相比,本方案的电子束牺牲了一部分电子束发散角的品质,而其电子束电量则提升了近2个数量级。在此基础上,我们可以得到该电子束产生的 Betatron 辐射,其结果如图3(b)所示,从图中可以看出光子束的发散角约为 6° 。在1 ps时刻,光子数目达到 1.0×10^{12} (> 1 keV)以上,光子产额比传统获得的 Betatron 辐射源提高了3~4个数量级,其在10 keV能段的最大亮度可以达到 $4.4 \times 10^{22} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 。因此,相比于之前的方式产生的 Betatron 辐射,本方案在光子束的准直性和亮度方面均有显著的提升。进一步的研究还发现,随着激光能量越高,电子束能量更高且更准直,光子的中心频率也更高,发散角更小,而且转化效率达到了0.1%。通过以上结果我们推测,在临界密度等离子体下,大量的注入电子和稳定的加速结构,提供了强加速等离子体场和相当长的加速长度,因此获得了高质量的电子束,从而优化了 Betatron 辐射源。

5 结论

本文介绍了激光尾场加速电子束产生 Betatron 辐射的基本原理和研究现状;通过对激光 X 射线应用的分析,发现绝大部分应用都需要高亮度、高流强、稳定可控的辐射源,而稳定获得大电量电子束则是产生高亮度、高流强 Betatron 辐射源的关键所在。与 PW 激光相比,数百 TW 激光更易获得且更经济实惠。近年来,多个研究团队采用数百 TW 激光装置与近临界密度靶相互作用,在大电量电子束、高能粒子束、高流强辐射源等方面都有所突破。然而,数百 TW 激光尾场加速稳定产生大电量电子束尚没有取得实质的进展,这就需要突破 Beam-loading 效应对电量的限制,来产生大电量电子束和高流强 Betatron 辐射源。文章最后简单介绍了数百 TW 飞秒激光产生 10 nC 级大电量高品质电子束及光子数目为 1.0×10^{12} 的 Betatron 辐射源的最新物理思考。

参考文献:

- [1] Einstein A. On the special and general theory of relativity[J]. CPAE (English translation), 1917, 6: 247-420.
- [2] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 55(6): 447-449.
- [3] 马文君,刘志鹏,王鹏杰,等. 激光加速高能质子实验研究进展及新加速方案[J]. *物理学报*, 2021, 70: 084102. (Ma Wenjun, Liu Zhipeng, Wang Pengjie, et al. Experimental progress of laser-driven high-energy proton acceleration and new acceleration schemes[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 084102)
- [4] 彭梓洋,曹正轩,高营,等. 液体薄膜靶在激光驱动辐射源和激光离子加速中的应用[J]. *强激光与粒子束*, 2022, 34: 081003. (Peng Ziyang, Cao Zhengxuan, Gao Ying, et al. Application of liquid film targets in laser-driven radiation sources and laser ion acceleration[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2022, 34: 081003)
- [5] Albert F, Thomas A G R, Mangles S P D, et al. Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2014, 56: 084015.
- [6] Albert F, Thomas A G R. Applications of laser wakefield accelerator-based light sources[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58: 103001.
- [7] Corde S, Phuoc K T, Lambert G, et al. Femtosecond X rays from laser-plasma accelerators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85(1): 1-48.
- [8] Schlenvoigt H P, Haupt K, Debus A, et al. A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(2): 130-133.
- [9] Pukhov A, Kiselev S, Kostyukov I, et al. Relativistic laser-plasma bubbles: new sources of energetic particles and X-rays[J]. *Nuclear Fusion*, 2004, 44(12): S191-S201.
- [10] Kiselev S, Pukhov A, Kostyukov I. X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 135004.
- [11] 陈民,刘峰,李博原,等. 激光等离子体尾波加速器的发展和展望[J]. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 092001. (Chen Min, Liu Feng, Li Boyuan, et al. Development and prospect of laser plasma wakefield accelerator[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2020, 32: 092001)
- [12] Pukhov A, Meyer-Ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime[J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(4): 355-361.
- [13] Jackson J D. Classical electrodynamics[M]. 3rd ed. New York: Wiley, 1999.
- [14] Wang Shuoqin, Clayton C E, Blue B E, et al. X-ray emission from betatron motion in a plasma wiggler[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88: 135004.
- [15] Németh K, Shen Baifei, Li Yuelin, et al. Laser-driven coherent betatron oscillation in a laser-wakefield cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 095002.
- [16] Ta Phuoc K, Corde S, Shah R, et al. Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron X-ray radiation[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97: 225002.
- [17] Corde S, Thauray C, Phuoc K T, et al. Mapping the X-ray emission region in a laser-plasma accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107: 215004.
- [18] Fourmaux S, Corde S, Ta Phuoc K, et al. Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 13: 033017.
- [19] Schnell M, Sävert A, Landgraf B, et al. Deducing the electron-beam diameter in a laser-plasma accelerator using X-ray betatron radiation[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 075001.
- [20] Feng Jie, Li Yifei, Geng Xiaotao, et al. Circularly polarized X-ray generation from an ionization induced laser plasma electron accelerator[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62: 105021.

- [21] Kneip S, McGuffey C, Martins J L, et al. Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(12): 980-983.
- [22] Cipiccia S, Islam M R, Ersfeld B, et al. Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(11): 867-871.
- [23] Ferri J, Corde S, Döpp A, et al. High-brilliance betatron γ -ray source powered by laser-accelerated electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120: 254802.
- [24] Lei Bifeng, Wang Jingwei, Kharin V, et al. γ -ray generation from plasma wakefield resonant wiggler[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120: 134801.
- [25] Yu Tongpu, Pukhov A, Sheng Zhengming, et al. Bright betatronlike X rays from radiation pressure acceleration of a mass-limited foil target[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 045001.
- [26] Léc Z, Andreev A, Hafz N. Substantial enhancement of betatron radiation in cluster targets[J]. *Physical Review E*, 2020, 102: 053205.
- [27] Chen Liming, Yan Wenchao, Li D Z, et al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 1912.
- [28] Dong Chuanfei, Zhao T Z, Behm K, et al. High flux femtosecond X-ray emission from the electron-hose instability in laser wakefield accelerators[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2018, 21: 041303.
- [29] Li Yifei, Feng Jie, Tan Junhao, et al. Electron beam and betatron X-ray generation in a hybrid electron accelerator driven by high intensity picosecond laser pulses[J]. *High Energy Density Physics*, 2020, 37: 100859.
- [30] Tomkus V, Girdauskas V, Dudutis J, et al. Laser wakefield accelerated electron beams and betatron radiation from multijet gas targets[J]. *Scientific Reports*, 2020, 10: 16807.
- [31] Shen Xiaofei, Pukhov A, Günther M M, et al. Bright betatron X-rays generation from picosecond laser interactions with long-scale near critical density plasmas[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118: 134102.
- [32] Kozlova M, Andriyash I, Gautier J, et al. Hard X rays from laser-wakefield accelerators in density tailored plasmas[J]. *Physical Review X*, 2020, 10: 011061.
- [33] Corde S, Phuoc K T, Fitour R, et al. Controlled betatron X-ray radiation from tunable optically injected electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107: 255003.
- [34] Döpp A, Mahieu B, Lifschitz A, et al. Stable femtosecond X-rays with tunable polarization from a laser-driven accelerator[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6: e17086.
- [35] Zhang Guobo, Chen Min, Yang Xiaohu, et al. Betatron radiation polarization control by using an off-axis ionization injection in a laser wakefield acceleration[J]. *Optics Express*, 2020, 28(20): 29927-29936.
- [36] Rao B S, Cho M H, Kim H T, et al. Optical shaping of plasma cavity for controlled laser wakefield acceleration[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2: 043319.
- [37] Rousse A, Ta Phuoc K, Shah R, et al. Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 135005.
- [38] Kneip S, Nagel S R, Bellei C, et al. Observation of synchrotron radiation from electrons accelerated in a petawatt-laser-generated plasma cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 105006.
- [39] Mangles S P D, Genoud G, Kneip S, et al. Controlling the spectrum of X-rays generated in a laser-plasma accelerator by tailoring the laser wavefront[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95: 181106.
- [40] Thorn D B, Geddes C G R, Matlis N H, et al. Spectroscopy of betatron radiation emitted from laser-produced wakefield accelerated electrons[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81: 10E325.
- [41] Genoud G, Cassou K, Wojda F, et al. Laser-plasma electron acceleration in dielectric capillary tubes[J]. *Applied Physics B*, 2011, 105(2): 309-316.
- [42] Fourmaux S, Corde S, Phuoc K T, et al. Single shot phase contrast imaging using laser-produced betatron X-ray beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(13): 2426-2428.
- [43] Ju Jinchuan, Svensson K, Döpp A, et al. Enhancement of X-rays generated by a guided laser wakefield accelerator inside capillary tubes[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100: 191106.
- [44] Wang Xiaoming, Zgadzaj R, Fazel N, et al. Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1988.
- [45] Schnell M, Sävert A, Uschmann I, et al. Optical control of hard X-ray polarization by electron injection in a laser wakefield accelerator[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2421.
- [46] Ho Y C, Hung T S, Jhou J G, et al. Induction of electron injection and betatron oscillation in a plasma-waveguide-based laser wakefield accelerator by modification of waveguide structure[J]. *Physics of Plasmas*, 2013, 20: 083104.
- [47] Wenz J, Schleede S, Khrennikov K, et al. Quantitative X-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7568.
- [48] Cole J M, Wood J C, Lopes N C, et al. Laser wakefield accelerators as hard X-ray sources for 3D medical imaging of human bone[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 13244.
- [49] Huang K, Li Y F, Li D Z, et al. Resonantly enhanced betatron hard X-rays from ionization injected electrons in a laser plasma accelerator[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 27633.
- [50] Döpp A, Hehn L, Götzfried J, et al. Quick X-ray microtomography using a laser-driven betatron source[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 199-203.
- [51] 张秋菊, 盛政明, 张杰. 周期量级超短激光脉冲在近临界密度等离子体中形成的光孤子[J]. *物理学报*, 2004, 53(3): 798-802. (Zhang Qiuju, Sheng Zhengming, Zhang Jie. Solitons formed by ultrashort laser pulses propagating in a plasma[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 53(3): 798-802)
- [52] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-Ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels[J]. *Physics of Plasmas*, 1999, 6(7): 2847-2854.