

超短超强激光等离子体物理专题编者按

Preface to the special topic: Ultra short ultra intense laser plasma physics

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 080101 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.080101

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.080101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电介质材料和物理专题编者按

Preface to the special topic: Dielectric materials and physics

物理学报. 2020, 69(12): 120101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.120101>

柔性电子专题编者按

Preface to the special topic: Flexible electronics

物理学报. 2020, 69(17): 170101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.170101>

光学超构材料专题编者按

Preface to the special topic: Optical metamaterials

物理学报. 2020, 69(15): 150101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.150101>

太赫兹自旋光电子专题编者按

Preface to the special topic: Terahertz spintronic optoelectronics

物理学报. 2020, 69(20): 200101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.200101>

探索凝聚态中的马约拉纳粒子专题编者按

Preface to the special topic: Majorana in condensed matter

物理学报. 2020, 69(11): 110101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.110101>

百岁铁电: 新材料、新应用专题编者按

Preface to the special topic—Centennial ferroelectricity: New materials and applications

物理学报. 2020, 69(21): 210101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.210101>

专题: 超短超强激光等离子体物理

超短超强激光等离子体物理专题编者按

DOI: [10.7498/aps.70.080101](https://doi.org/10.7498/aps.70.080101)

强激光等离子体物理是随着激光技术的发展而快速兴起的一门交叉学科, 主要研究强激光与物质相互作用形成的等离子体结构、演化及应用. 其研究内容从早期纳秒激光与等离子体作用相关的惯性约束聚变物理, 到近年来飞秒激光与等离子体作用的新型加速器和辐射源物理, 再到当前和未来以数十至百拍瓦激光等离子体作用的量子电动力学 (QED) 等离子体物理, 逐步得到拓展和深入. 其研究成果惠及聚变物理、加速器物理、核物理以及实验室天体物理等等, 是一门既面向科学前沿, 又针对国家重大需求的基础学科.

最近二十年超短超强激光等离子体物理快速发展得益于 1985 年发明的啁啾脉冲放大技术 (CPA, 该技术的发明者 Gérard Mourou 与 Donna Strickland 获 2018 年诺贝尔物理学奖). CPA 技术使得激光聚焦强度迅速提升数个量级, 超过 10^{18} W/cm^2 , 从而使激光与等离子体相互作用进入到相对论区域, 这使得由皮秒和飞秒激光驱动的, 以质子/电子加速, 太赫兹和高次谐波辐射, 以及全光汤姆孙散射为代表的激光等离子体物理研究取得了巨大的进步. 当前, 新一代超高功率激光技术正在世界范围内蓬勃发展, 数十至百拍瓦激光已经或即将投入使用, 激光强度将进一步提升至 $10^{23}—10^{24} \text{ W/cm}^2$, 激光等离子体物理作用中的过程会更为丰富多彩. 以辐射阻尼、正负电子对产生和超亮伽玛射线辐射, 以及自旋极化、真空极化为代表的 QED 效应在激光等离子体作用中将越来越显著, 强激光等离子体物理也将从相对论效应主导区域进一步拓展到 QED 效应显著区域, QED 等离子体物理应运而生. 利用强激光等离子体实验验证和研究非线性强场 QED 理论已成为可能, 这些研究也为开拓高能伽玛射线源, 自旋极化高能粒子束等应用奠定了基础.

鉴于本领域在近二十余年的快速发展以及大量未知现象亟待探索, 《物理学报》组织本专题. 我们邀请了国内部分活跃在该领域前沿的中青年专家撰稿, 全面、深入地探讨该领域最新研究成果以及未来潜在的发展方向. 本次专题主要涉及以下两方面内容: 一是介绍激光等离子体加速高能电子、质子, 以及太赫兹和高次谐波辐射的理论和实验研究, 这部分内容主要是对过去国内外成果的总结, 并对其应用做出展望; 二是在理论上展示未来超强激光将带来的新物理、新现象, 包括辐射阻尼、超亮伽玛射线辐射和极化粒子加速, 以及强场 X 射线激光物理等. 在激光发明走过 60 周年, 正步入一个全新发展阶段之际, 我们期待该专题能够对强激光在等离子体等领域的发展给与概述性的介绍, 对本领域未来发展做出展望, 并对国内同行的学术交流做一点贡献. 受水平及时间所限, 本专题所反映的研究现状难免挂一漏万, 错失和不当之处恳请各位同仁不吝指正.

(客座编辑: 陈民, 陈黎明 上海交通大学物理与天文学院)

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Preface to the special topic: Ultra short
ultra intense laser plasma physicsDOI: [10.7498/aps.70.080101](https://doi.org/10.7498/aps.70.080101)



强场X射线激光物理

沈百飞 吉亮亮 张晓梅 步志刚 徐建彩

High field X-ray laser physics

Shen Bai-Fei Ji Liang-Liang Zhang Xiao-Mei Bu Zhi-Gang Xu Jian-Cai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084101 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210096

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210096>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光高能X射线成像中探测器表征与电子影响研究

Detector characterization and electron effect for laser-driven high energy X-ray imaging

物理学报. 2017, 66(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.245201>

氖原子对2000 eV X射线激光透明的产生机制

2000 eV X-ray laser transparent mechanism of neon atom

物理学报. 2017, 66(15): 153201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.153201>

基于半解析自治理论研究相对论激光脉冲驱动下阿秒X射线源的产生

Attosecond X-ray generation driven by the relativistic laser pulse based on the semi-analytical self-consistent theory

物理学报. 2017, 66(20): 204205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204205>

X射线光场成像技术研究

X-ray three-dimensional imaging based on light field imaging technology

物理学报. 2019, 68(2): 024202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181555>

软X射线激光背光阴影成像技术的空间分辨研究

Spatial resolution study of soft X-ray laser backlight shadow imaging technique

物理学报. 2018, 67(1): 015203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171124>

神光Ⅲ激光装置直接驱动内爆靶产生的连续谱X光源

Spectrally smooth X-ray source produced by laser direct driven DT implosion target on SG-Ⅲ laser facility

物理学报. 2017, 66(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.115202>

专题: 超短超强激光等离子体物理

强场 X 射线激光物理

沈百飞^{1)2)†} 吉亮亮²⁾ 张晓梅¹⁾ 步志刚²⁾ 徐建彩²⁾¹⁾ (上海师范大学数理学院, 上海 200234)²⁾ (中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

(2021 年 1 月 15 日收到; 2021 年 2 月 10 日收到修改稿)

相干 X 光, 特别是 X 射线自由电子激光技术的发展提供了一种新的产生超强光场的途径. 由于其较高的光子能量、高峰值功率密度与超短的脉冲长度, 有望将强场激光物理从可见光波段推进到 X 光波段. 目前, 基于 X 射线的非线性原子分子物理已取得了初步进展, 随着 X 射线光强的提升, 相互作用将进入相对论物理、强场量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 物理等领域, 为激光驱动加速与辐射、QED 真空、暗物质的产生与探测等带来新的科学发现机会. 本文对强场 X 射线激光在固体中的尾场加速、真空极化、轴子的产生与探测等方面进行介绍, 旨在阐明 X 射线波段强场物理在若干基础前沿与关键应用方面的独特优势, 并对未来的发展方向进行展望.

关键词: X 射线激光及探测, 强场激光物理, 粒子加速与辐射, 量子电动力学物理, 暗物质探测**PACS:** 41.60.Cr, 41.75.Jv, 12.20.-m, 14.80.Va**DOI:** 10.7498/aps.70.20210096

1 引言

1985 年, Strickland 和 Mourou^[1] 在可见光波段发明的啁啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification, CPA) 将大量能量为 eV 量级的光子压缩到飞秒的时间尺度, 将激光的聚焦强度推进到相对论水平 (聚焦光强 $> 10^{18}$ W/cm²), 甚至更高, 极大拓展了光与物质相互作用的研究领域和应用潜力, 发明者也因此获得了 2018 年诺贝尔物理学奖.

另一方面, Tajima 和 Dawson^[2] 开辟了基于强激光与等离子体相互作用的粒子加速新领域, 人们也逐渐发现了强激光在高峰值亮度超快次级辐射源^[3,4]、强场物理基础前沿研究^[5]等方面的独特优势. 在这些科学目标的驱动下, 过去二十年, 全世界建立了众多拍瓦级 (1 PW = 10^{15} W) 激光装置, 十拍瓦激光装置也逐渐开始运行, 并针对百拍瓦级的超强激光进行了规划、建设. 但由于光学器件

存在损伤阈值, 往往只能通过增大器件尺寸来提高峰值功率, 这对精密光学加工、大尺寸放大介质制备等技术带来了极大的挑战, 现有的激光材料与技术途径可能难以支撑艾瓦级 (1 EW = 10^{18} W) 的峰值功率, 影响了强场激光物理研究的可持续发展. 即使利用相干合束技术, 除了技术难度之外, 总的光学口径尺寸也难以减小. 为突破传统光学方法的限制, 人们也提出以等离子体为介质的方法, 它能够承受更高的光强, 从原理上可以支持超高功率. 例如通过气体等离子体中的受激拉曼参量过程, 可以将能量从大能量、长脉冲的泵浦光传递到短脉冲信号光, 使后者得到显著放大^[6]. 采用等离子体光栅, 也有望明显放宽压缩脉冲的光强阈值要求^[7]. 此外, 也可以利用超强激光驱动的等离子体飞镜产生超强光场^[8]和具有线性啁啾的超强激光^[9]. 等离子体光学方法的概念十分新颖, 但其技术难度很高, 实现还有待进一步研究.

近年来, 基于自由电子激光原理^[10]的 X 射线

† 通信作者. E-mail: bshen@shnu.edu.cn

脉冲亮度取得了巨大提升^[11], 目前峰值光强可达到 10^{21} W/cm². 自由电子激光 (free-electron-laser, FEL) 将高能电子束注入周期波荡器中, 电子辐射产生的光场对电子束进行纵向聚束调制, 产生高度相干的辐射, 光子能量目前可以达到数十 keV. 这种短波长、超高峰值亮度的相干光源在产生极端强场方面具有巨大潜力. 可以从以下定标率进行简单估算: 给定总能量 E , 对应总光子数为 $E/(h\nu)$, 其中 ν 为光子频率, h 是普朗克常数. 光脉冲的极限时间长度一般正比于光场周期, 即 $\tau \sim 1/\nu$, 而聚焦的极限尺寸接近 $\sigma^2 \sim (c/\nu)^2$, 其中 c 为光速, 那么峰值聚焦光强 $I \sim E\nu^3$, 亦即当光子能量提高 3—4 个量级, 达到相同光强对脉冲总能量的要求可以降低 10 个量级左右. 目前在建的光学波段超强超短激光的峰值功率最高是上海硬 X 射线自由电子激光装置“极端光物理”线站. 为达到 10^{23} W/cm² 量级的峰值强度, 激光总能量需 1500 J, 对应 15 fs 的脉冲宽度. 若采用 1 keV 光子能量的 X 射线自由电子激光 (X-ray free-electron-laser, XFEL), 单个脉冲能量 10 mJ, 脉宽 1 fs, 则峰值功率为 10 TW, 聚焦至数纳米的光斑尺寸, 强度可达 10^{25} W/cm². 随着 XFEL 技术的发展, 未来很有可能产生接近施温格极限的光强 (约 10^{29} W/cm²), 这是现有的可见光波段激光技术难以企及的.

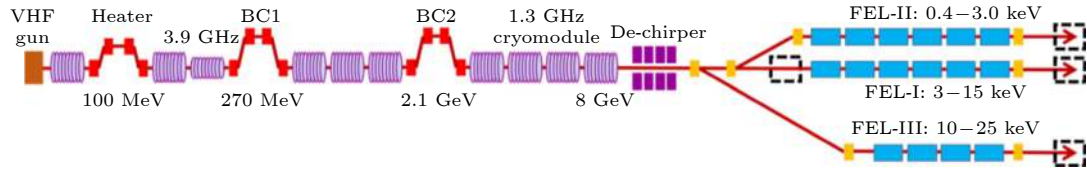
超强 X 射线激光的出现有望将强场物理研究推进到 X 光波段. 目前强场 X 射线物理的研究已有一些进展, 主要集中在原子物理方面, 如强场非线性效应等. 对于相对论物理, 1 μ m 波长的相对论激光阈值强度为 10^{18} W/cm², 而 1 nm 的 X 光约为 10^{24} W/cm², 由以上估算可知现有的技术条件已经接近这一目标. 超强相对论 X 射线激光可以直接在固体中 (对于 X 光激光, 仍是稀薄等离子体) 驱动相对论效应, 在纳米尺度实现超高梯度的粒子加速, 其粒子源尺寸远小于微米波段激光驱动的加速. 这种超低发散度的高能粒子源在高能物理、次级光源、成像诊断、远距离辐射等方面具有重要的应用前景. 超强 X 光与超短超强激光的结合在强场真空量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 物理, 例如光-光散射、真空极化、正负电子对产生等前沿研究方向具有独一无二的优势. 最近的研究还提出了基于超强 X 光与强场相互作用的暗物质产生和探测. 总之, 强场 X 射线激光物理是一个全新的研究方向, 有望开辟极端强场

物理的新前沿, 国内外还远未形成研究兴趣与科学目标的广泛认识. 基于课题组的前期工作, 本综述将介绍超强 X 光带来的独特优势, 并给出前瞻性的思考.

本综述将首先简介超强 X 射线激光的研究现状 (第 2 节), 随后分别就其在粒子加速 (第 3 节)、强场真空 QED 物理 (第 4 节)、轴子的产生与探测 (第 5 节) 等方面展开讨论, 同时也将介绍 XFEL 相关的诊断与测量方法 (第 6 节), 最后在第 7 节进行总结与展望.

2 强场 X 射线光源研究现状

X 光产生原理包括高电荷态离子的自发和受激辐射、高次谐波、韧致辐射、激光等离子体辐射、同步辐射、自由电子激光等. 高峰值亮度一般要求光源的产生过程是高度相干的, 多数机制很难做到这一点. 利用高功率纳秒激光泵浦, 基于离子的受激辐射放大, 在 80 年代就已实现软 X 射线波段的相干辐射^[12,13], 后来也有利用飞秒激光泵浦的研究, 但总体上进展不快. 利用基于原子的高次谐波, 可产生相干 X 光, 但到目前为止, 能量都比较小. 自由电子激光装置将高能电子束注入具有周期性磁场结构的波荡器中, 电子横向振荡产生辐射, 后者与电子束持续相互作用, 发生微聚束, 激发相干辐射, 从而使辐射强度指数增长^[10]. 在 X 光波段, 由于难以找到类似可见光波段的共振腔, 无法在波荡器中来回多次放大, 因此需要建设较长的波荡器阵列实现高的能量增益. 目前国际上 XFEL 装置采用最多的是 SASE (self-amplified spontaneous emission)^[14,15] 模式, 即利用辐射场与电子束持续相互作用的自发放大辐射, 如美国的 LCLS (Linac coherent light source)、欧洲自由电子激光 EuXFEL、日本的 SACLA、瑞士的 SwissFEL 和韩国的 PAL-XFEL. 上海目前在建的硬 X 射线自由电子激光装置 SHINE (Shanghai high-repetition-rate XFEL and extreme light facility) 也可以在该模式下运行, 光子能量可以达到 25 keV, 其规划示意图如图 1 所示. 为提高光源的相干性和亮度, 避免 SASE 模式中的涨落和噪声问题, 人们提出了 self-seeding 模式^[16], 通过额外注入高次谐波 (HG) 或者将前级产生的 XFEL 作为种子光, 极大提高了辐射光源的稳定性与相干性, 也可显著增强 X 射线脉冲的峰值功率.

图1 上海硬X射线自由电子激光装置 SHINE 示意图^[18]Fig. 1. Schematic of Shanghai high repetition rate XFEL and extreme light facility (SHINE)^[18].

提高 XFEL 脉冲峰值功率的关键是提高电子束的辐射功率. 随着相互作用长度的增加, 相干辐射达到饱和区域, 此时 FEL 的能量转换效率一般可达 10^{-3} 量级. 一种突破饱和值的方法是对波荡器磁场进行整形 (Taper)^[19], 其效率可以提升到几个百分点, 使峰值功率达到数 TW^[20]. 此外, 采用多级 FEL 模式和 Fresh-slice 技术, LCLS 在 0.67 keV 处实现了数百微焦, 脉宽几飞秒的强 X 射线脉冲^[21]. 同时, 利用红外激光调制高能电子束, 再采用弯形磁铁进行压缩, 在 905 eV 处实现了 480 as 的 X 射线脉冲, 峰值功率达到 100 GW^[22].

原则上可以将 Mourou 发明的啁啾脉冲放大技术应用到 XFEL 上. 即先产生一个阿秒量级脉宽的高品质 X 射线种子激光, 利用晶体的色散特性, 将超短 X 射线激光拉宽, 例如到皮秒时间尺度, 然后将其注入较长的电子束中进行放大, 采用 CRL 透镜 (compound refractive lens) 进行扩束后, 再用晶体将其压缩回阿秒脉宽, 有望实现阿秒尺度的超高峰值功率 X 射线脉冲.

光学激光也可以实现向 X 光波段的转换, 一种途径是通过薄膜压缩将数十飞秒的强激光进一步压缩到数飞秒, 即接近单个光周期^[23], 这种近单周期的超短激光脉冲与固体靶相互作用, 可驱动等离子体表面振荡, 而后反射激光脉冲, 产生支持阿秒时间尺度的相干 X 射线脉冲沿不同方向出射^[24], 其基本构想如图 2 所示. 该机制即为“相对论振荡镜” (relativistic oscillating mirror, ROM)^[25,26], 实验上已成功测量到了 ROM 高次谐波^[27], 单个相干 X 射线阿秒脉冲还有待进一步验证.

3 强场 X 射线激光驱动的粒子加速

Tajima 和 Dawson^[2] 于 1979 年提出了激光在稀薄等离子体中驱动尾波场加速的机制, 其加速梯度比传统加速器提高 3 个数量级以上. 2004 年, 《Nature》以“梦之束 (dream beam)”为封面, 同

期发表三篇重要论文, 指出超强超短激光驱动的等离子体尾场加速是实现紧凑型、台式化粒子加速的新方向. 目前的激光驱动等离子体尾波场加速是激光驱动电子加速最主要的机制, 可以把电子束加速到近 10 GeV^[28]; 此外通过电子束驱动的等离子体尾波机制, 已经可以把 42 GeV 的电子束加速到 85 GeV^[29].

由于等离子体自身就是电离化介质, 能够实现电荷分离, 从而产生并承受数量级相当于非相对论“波破”场的加速梯度: $E_0(\text{V/cm}) = cm_e\omega_p/e \approx 0.96n_0^{1/2}(\text{cm}^{-3})$. 其中 $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率, e 为单位电荷, m_e 为电子质量, n_e 为等离子体密度. 以 $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体为例, 其能够承载的加速梯度约为 $E_0 \approx 96 \text{ GV/m}$, 比传统加速器高出 3 个数量级. 因此若要获得相同的粒子能量, 加速长度仅为传统加速器的千分之一. 用来激发这种强加速电场的驱动源主要包括高功率激光和高能带电粒子束, 利用有质动力 (激光) 或者空间电荷力 (带电粒子束) 引发等离子体中的电荷分离, 进而产生加速电场, 并以密度波的形式在等离子体中传播, 其相速度接近光速. 因此, 只要将被加速粒子在合适的相位注入, 就能够进行长时间的“稳相加速”. 当一束强激光脉冲在低密度等离子体中传播时, 与脉冲包络相关的有质动力将电子从激光脉冲所在区域排出, 如果激光脉冲包络在传播轴方向的长度 L 与等离子体波长 λ_p 相当, 有质动力就会在激光脉冲经过的区域共振激发出一个大振幅等离子体波, 即为激光尾波场. 对于典型的轴对称激光脉冲 (譬如高斯型), 激发的尾波场振幅在 $2L \approx \lambda_p$ 时最大.

超强相干 X 射线激光的波长为纳米量级, 可直接与固体密度的纳米结构材料相互作用, 激发纳米尺度的等离子体波或尾场结构, 固体密度的等离子体靶可使加速梯度提高几个数量级 (TeV/cm). 相比目前加速梯度为 10 MeV/cm 的传统加速器, 以微米波段激光驱动气体介质的尾波加速机制可

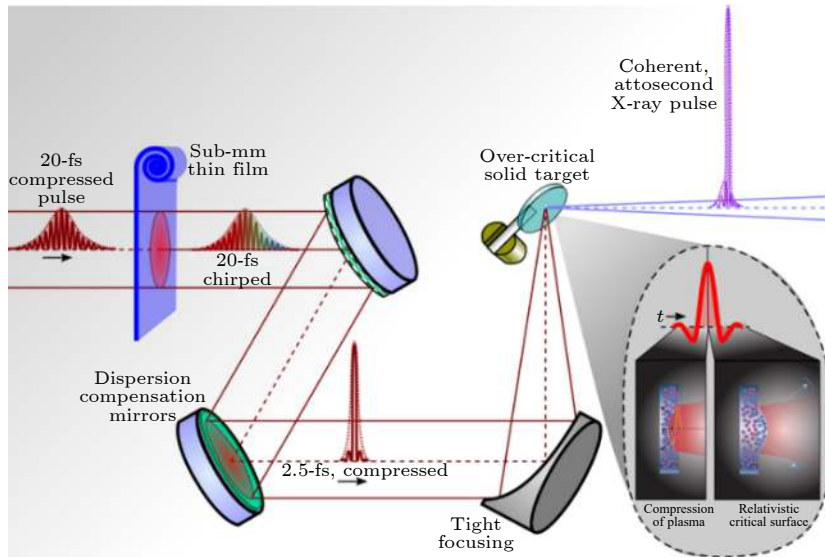


图2 超强激光产生相干 X 射线脉冲的原理. 利用薄膜将数十飞秒的可见光波段激光压缩至数飞秒(单周期)^[23], 压缩后与固体等离子体表面相互作用. 通过“相对论振荡镜”机制产生单个相干的阿秒 X 射线脉冲辐射^[24]

Fig. 2. Coherent X-ray beam generation based on relativistic laser pulse: A foil works as a compressor to single cycle from optical laser pulse with pulse duration of several tens femtoseconds^[23]. When the compressed laser pulse reaches a solid target surface, single X-ray attosecond pulse is produced based on relativistic oscillating mirror scheme^[24].

将加速梯度提高到 GeV/cm, 然而要获得 TeV 量级的高能粒子束, 仍需要几百米的加速长度. 而用超强 X 射线激光作为驱动源, 原则上在 1 cm 长度内就能实现 TeV 的能量增益.

根据激光驱动的尾波场加速理论, 加速梯度与等离子体密度正相关, 密度越高, 加速梯度越大, 而粒子获得的能量增益 $\Delta E \approx 2m_e c^2 a_0^2 (n_{cr}/n_e)$, 即粒子能量增益和加速距离均与以临界密度归一化后的等离子体密度成反比 $\Delta E \propto 1/(n_e/n_{cr})$, 其中 $n_{cr} = \omega_0^2 m_e / (4\pi e^2) = 1.1 \times 10^{21} \lambda^{-2} \text{cm}^{-3}$. 对于给定的激光而言, 临界密度是固定值, 高能量增益意味着低气体密度和长加速距离. 例如, 微米波长激光的临界密度为 10^{21}cm^{-3} , 获得 1 TeV 的电子能量增益就需要在密度为 10^{15}cm^{-3} 的稀薄等离子体中加速近 250 m, 这对实际的实验操作提出了巨大挑战. 另一方面, 临界密度与驱动激光波长的平方成反比, 对于超强 X 射线激光(如 0.1 nm 波长), 临界密度为 10^{29}cm^{-3} , 在归一化密度相同的情况下, 超强 X 射线激光可以在 10^{23}cm^{-3} 的固体靶上驱动尾波场加速, 此时加速梯度提高了 4 个数量级 (TeV/cm), 意味着可以在小小的芯片上实现 TeV 能量的电子加速 (TeV on a chip). 基于此, 激光驱动尾波场理论的提出者, 国际著名物理学家 Tajima 教授^[30] 在 2014 年指出未来获得紧凑型超高能粒子束的驱动源为超强 X 射线激光. 利用相

干 X 光源在与其尺寸可比的新型材料(如碳纳米材料、晶格等纳米尺寸结构材料)中激发具有极高加速梯度的尾波场, 可以获得超高能粒子束. 目前, 纳米材料技术的成熟发展使超强 X 射线激光与纳米材料的结合更加成为可能.

近几年的研究证实^[31], 相比于均匀密度的固体靶, 固体密度的纳米管可以很好的约束相对论强度的 X 射线激光, 并使其传播更长时间, 从而实现 TeV/cm 的加速梯度, 这对驱动尾波场进行长时间稳定的粒子加速非常关键. 除了固体密度的等离子体, 晶体也是超强 X 射线激光驱动尾场加速的合适介质. 晶体的一个重要特点是, 其中充满了大量周期性分布的离子和电子. 最近的研究表明^[32], 当相对论强度的 X 射线激光通过晶体时, 这些“自由电子”被有质动力排出, 逐渐形成一个几乎没有电子的空泡(尾场). 虽然尾场会被晶格附近周期性的静电场调制, 但其中的电子加速并不会受到明显的影响. 由于晶体的稳定性, 在尖锐的晶体-真空边界处的波破可以导致电子注入到空泡中, 这种注入具有较高的可重复性. 由于被加速电子束的发射度与波长成正比, 因此相比于可见光波段的激光尾场加速, X 射线有望将发射度提高几个数量级. 基于 MHz 重频的超强 X 射线激光, 利用几微米厚度的晶体片就可以产生高重复率、低发射度、低能散的阿秒电子束. 这种小型晶体加速器具有 MHz 量级

的重频, 且能实现对电子束参数的充分控制, 未来可以作为具有阿秒分辨能力的超快电子衍射和超快电子显微镜的理想电子源.

另一方面, 当 X 射线激光足够强, 如达到强相对论强度时, 还可以通过各种机制对质量更大的离子 (质子) 进行加速, 如靶后鞘层加速、光压加速或尾波场加速等, 从而实现纳米尺度的离子加速器, 获得优质的超快离子源. 需要指出的是, 如果要确保稠密等离子体, X 射线激光的波长不能太短.

X 射线粒子加速除了超高的加速梯度这一重要优势外, 另一个重要特点是粒子源的尺寸特别小, 从而描述粒子束品质的发射度特别小. 这一特点对提高成像分辨率等应用具有重要意义.

4 强场 XFEL 探测 QED 真空极化

经典电动力学表明, 真空中光与光之间无法直接发生相互作用, 因为真空中的 Maxwell 方程是线性的. 然而, QED 理论预言, 真空中光与光之间可以发生作用. 由于真空充满了虚电子-正电子对的瞬间产生和湮灭, 也即量子涨落, 光子可以利用真空中涨落的虚电子-正电子对作为“中间媒介”与另一个光子发生相互作用, 这种相互作用与“真空极化”紧密相关. 物理上, 真空极化可以理解为: 在外电磁场作用下, 真空中的虚电子-正电子对会发生位移和重新排布, 导致电荷与电流密度分布发生改变, 而电荷与电流的改变又会反过来影响电磁场, 这种影响通常表现为对外场的部分屏蔽或介电效应, 使真空实际表现为一种很弱的介电介质, 导致其等效折射率相对于 1 有非常微小的偏移.

从 QED 的角度来看, 真空极化也被称为“光子自能”, 其单圈费曼图如图 3(a) 所示, 可以看成是真空中虚电子-正电子对对光子传播子的修正. 实际上, 真空极化效应的实验发现要早于理论发展. 早在 20 世纪 40 年代, 兰姆位移^[33]和电子反常磁矩^[34]的发现就是真空极化很好的实验证明, 但直到后来 QED 理论的完善, 人们才认识到这些反常的实验结果与真空极化有关, 并给出了正确的理论解释.

在强电磁场背景下, 真空中的虚电子-正电子对会受到背景场的作用, 因此图 3(a) 中的电子传播子需要换成强场作用下的形式, 即在 Furry 图像下计算. 根据入射光子的频率不同, 真空极化可以

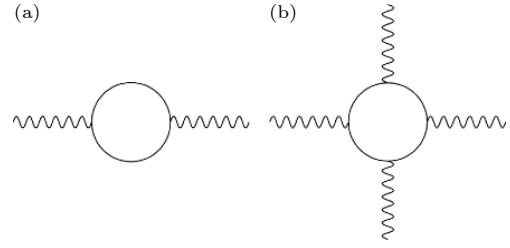


图 3 (a) 真空极化单圈费曼图; (b) 光子-光子散射费曼图
Fig. 3. (a) One-loop contribution to the vacuum polarization diagram; (b) diagram of photon-photon scattering.

分为低能真空极化 (光子能量远小于电子静质量 $\omega \ll m$) 和高能真空极化 (光子能量接近或大于电子静质量 $\omega \geq m$). 低能真空极化可以用洛伦兹不变的有效拉氏密度描述, 最早由 Heisenberg 和 Euler^[35] 提出, 后来又由 Schwinger^[36] 重新得到, 在低阶近似下该拉氏密度为

$$\mathcal{L} = \mathcal{F} + 2\xi\mathcal{F}^2 + \frac{7\xi}{2}\mathcal{G}^2, \quad (1)$$

系数 $\xi = \alpha/(45\pi E_S^2)$, $E_S \approx 10^{16}$ V/cm 是 Schwinger 临界场, α 是精细结构常数, 两个洛伦兹不变量

$$\begin{aligned} \mathcal{F} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2), \\ \mathcal{G} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\tilde{F}^{\mu\nu} = \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}/2$ 是电磁场张量的对偶张量. 根据有效拉氏密度 (1) 式可以得到真空的有效极化和磁化矢量:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \xi \{ 2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)\mathbf{E} + 7(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} \}, \\ \mathbf{M} &= -\xi \{ 2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)\mathbf{B} - 7(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})\mathbf{E} \}. \end{aligned}$$

可以看到, 单束平面波无法激发真空极化效应, 因为此时 $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$ 且 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$. 高能真空极化通常不能用有效拉氏密度描述, 因为高能光子的波长很短 (康普顿波长量级甚至更短), 其与真空相互作用时可以“感受”到量子涨落在强场作用下的局部动力学以及量子的不确定性, 必须求解强场下的 Dirac 方程.

到目前为止, 强场下的低能真空极化效应还没有实验验证, 其原因一方面是真空极化效应本身非常弱, 必须在超强场的激发下才能体现出可能被观测到物理效应; 另一方面是找到合适的探针进行高精度测量并不容易. 前者在不久的将来随着百拍瓦激光的建成可以在很大程度上得到解决, 后者在目前来看用 XFEL 作为探针是最有效的办法. 因此,

百拍瓦激光与 XFEL 结合将提供实验验证强场 QED 真空极化效应的绝佳平台. 低能 QED 真空极化效应主要有真空双折射、光-光散射、真空衍射等, 以下将逐个进行介绍.

4.1 QED 真空双折射

在超强激光场的激发下, 有效极化和磁化矢量导致真空折射率发生改变, 其有效折射率依赖于强激光以及探针光的传播方向和偏振. 设 $k^\mu = (\omega, \mathbf{k})$ 是探针光的四维动量, $F^{\mu\nu}$ 表示背景强激光的电磁张量, 则真空的有效折射率有两个 [37]:

$$n_1 = 1 - 7\xi(F^{\alpha\beta}k_\beta)^2/(2|\mathbf{k}|^2),$$

$$n_2 = 1 - 2\xi(F^{\alpha\beta}k_\beta)^2/|\mathbf{k}|^2,$$

这表明存在两种极化模式. 当强激光与 X 光探针相对传播时, 这两种模式的电场方向分别沿强激光的磁场和电场方向. 经过一段相互作用距离 L , 探针光在两个极化模式方向产生相位差, $\Delta\phi = 4\alpha LL_L/(15\lambda_X I_S)$, 导致偏振状态发生改变 [38,39], 也即双折射效应, 这里 L_L 和 I_S 分别是背景激光与 Schwinger 临界场的强度, λ_X 是探针光波长. 显然, 探针光波长越短, 真空双折射效应越明显. 考虑到极化伽马光的产生与探测精度很低, 只有在伽马光的偏振变化很大时, 才能被探测到. 因此, 用 X 光作为探针是非常有前景的 [37,40–44], 目前 X 光的极化探测精度已经达到 5×10^{-10} 量级 [45]. 为了获得最大的双折射效果, 通常选择 X 光探针为线偏振, 其偏振方向与强激光偏振成 $\pi/4$ 夹角. 经过相互作用之后, 线偏振探针光因为真空的双折射效应变成椭圆偏振, 椭圆率为 $\varepsilon(x_0, y_0, t_0) = |\Delta\phi(x_0, y_0, t_0)/2|^2$ [37,40,41], 其中 x_0, y_0 和 t_0 是强激光与 X 光探针在横向空间和时间的碰撞参数. 真实的实验条件下还需要考虑 X 光束的具体形状分布, 可以用两个分布函数 $f_{\text{temp}}^{\text{XFEL}}(t_0, \tau)$ 和 $f_{\text{spat}}^{\text{XFEL}}(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\sigma})$ 分别描述其时间和横向空间的形状分布. 与强激光相互作用后, 探针 X 光束的椭圆率为

$$\zeta(\boldsymbol{\sigma}, \tau) = \int \varepsilon(\mathbf{r}_0, t_0) f_{\text{temp}}^{\text{XFEL}}(t_0, \tau) f_{\text{spat}}^{\text{XFEL}}(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\sigma}) d^2\mathbf{r}_0 dt_0, \quad (3)$$

这里 $\boldsymbol{\sigma}$ 和 τ 表示两束光碰撞时在横向的相对偏移量和时间延迟.

目前, 在建的上海硬 X 射线自由电子激光装置“极端光物理”线站可将 100 PW 超强激光与

XFEL 结合, 进行“真空双折射”物理实验. 其设计参数为强激光波长 910 nm, 总能量 1500 J, 焦斑半径 5 μm , 聚焦强度达到 $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, 半高全宽 15 fs; X 光光子能量 12.914 keV, 脉冲束腰 200 nm, 长度 30 fs. 在这些参数条件下, 探针光子的椭圆率如图 4 所示, 可以看到此时探针光的椭圆率最大可以到 10^{-10} 量级, 与目前实验探测 X 光极化率的最高精度相当. 同时可以注意到, 两束光对撞的时间同步要求并不太高, 约在几百飞秒误差内都可以接受, 而横向上的空间对准要求较高.

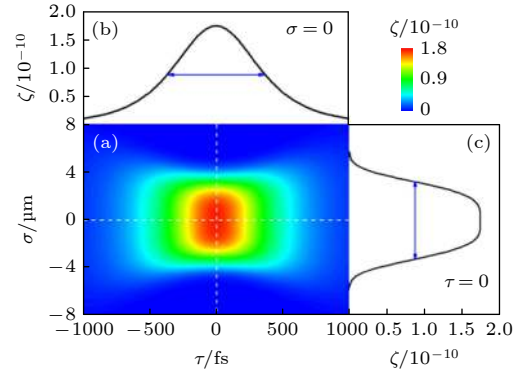


图 4 X 光探针与相对传播的强激光碰撞后的椭圆率 [37]

Fig. 4. Ellipticity of the XFEL beam when it head-on collides with 100 PW laser pulse [37].

基于以上理论分析可以设计相关的实验方案. 图 5 是极化 X 光的产生以及之后的极化探测示意图 [37,46], 一束 X 光束经过第一个 X 光聚焦镜后变成一束平面波, 然后进入极化仪, 由一块硅 (800) 切槽晶体组成, 经过 6 次反射获得高纯度线偏振 X 光; 之后再通过聚焦镜将线偏振 X 光聚焦到真空靶室与强激光对撞; 对撞产生真空双折射效应, 将原来线偏振 X 光探针转变为椭圆偏振, 相当于将少部分 X 光光子的偏振方向翻转到垂直方向; 再经过一个相同的聚焦镜后进入极化分析仪测量双折射后的 X 光探针的偏振状态. 极化分析仪的原理与前面极化仪相同, 只是为了探测与原极化垂直方向的极化光子, 需要将极化仪翻转 90° . 最后将极化翻转的 X 光引入探测器. 如入射 X 光束的光子数目是 10^{12} 个, 真空双折射引起的椭圆率在 10^{-10} 量级, 因此理论上应该有不到 200 个探针光子发生极化方向的偏转, 考虑实验装置的传输效率, 最后大约有 10 个光子可以被探测到. 又考虑到背景噪声的干扰, 这 10 个光子不一定能被单发测量到. 可以估算出测量真空双折射效应所需要的

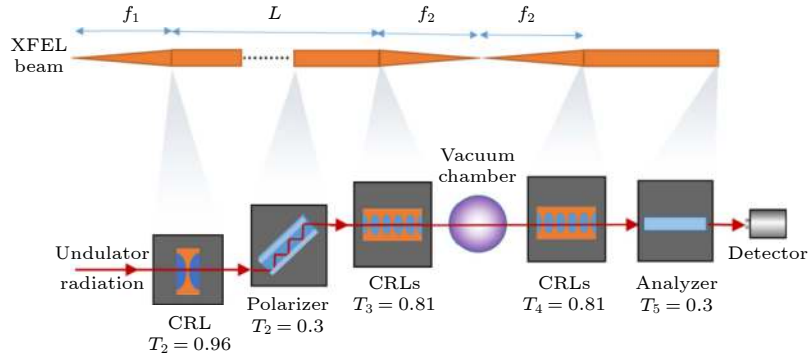

 图 5 QED 真空双折射实验示意图^[37]

 Fig. 5. Schematic design for the proposed QED vacuum birefringence experiment^[37].

激光发次, 取光学系统的传输效率 $T_X = 5.5\%$, X 光极化仪的消光比 $\beta_{\text{pol}} = 6 \times 10^{-10}$, 对于 10^{12} 个入射 X 光光子, 在 5 倍置信度下激光发次大概需要数十发, 这是有可能做到的. 如果将激光聚焦到 $3 \mu\text{m}$ 焦斑, 强度还可以进一步增大, 此时探针光的椭圆偏率可以达到 10^{-9} , 在目前的探测条件下已经达到单发次测量的要求. 如果 X 光光子总数降低为 10^{10} 个, 则需要数百发才可能测量到有效信号.

4.2 真空光-光散射

在真空中光与光之间的散射是强场 QED 真空极化的另一个重要物理效应, 这种现象在经典情况下是禁止发生的. 真空光-光散射是一个四光子相互作用过程, 费曼图如图 3(b) 所示, 在宏观强电磁场下通常表现为四波混频, 从拉氏密度 (1) 式和 (2) 式可以得到波动方程:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{P}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \right), \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) \mathbf{B} = \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \right). \quad (5)$$

该方程描述了强场 QED 真空极化下电磁场的演化. 基于这一理论, 沈百飞等^[47]于 2003 年就提出利用高密度等离子体通道中特定模式的强电磁场与探针光相互作用, 散射出信号光来检验 QED 光-光散射效应, 其中散射光的频率满足 $\omega_3 = 2\omega_L + \omega_2$, ω_L 与 ω_2 分别为泵浦光与探针光频率. Lundin 等^[48]和 Lundström 等^[49]设计了一种由三束激光以特定空间位形对撞以验证四波混频效应. 将三束激光互相正交入射, 相互作用后可以散射出第四束光, 如

图 6 所示, 四束光的动量和频率满足匹配关系 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$, $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$, 每一发次产生散射光子数的定标关系为 $N_\gamma \approx 0.25 P_1 [\text{PW}] P_2 [\text{PW}] P_3 [\text{PW}] / (\lambda_4 [\mu\text{m}])^3$, 其中 $P_i [\text{PW}]$ 是三束入射激光的功率. 当三束激光相互作用时, 其频率和动量的匹配条件也可以是 $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = \omega'$, $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}'$, 这对散射光与入射光之间的角度与能量关系给出了新的限制, 满足这些条件时探针光的频率会发生移动且偏振方向也可能旋转 (即散射出新模式的光)^[50–54]. 另一种与光-光散射紧密相关的现象是随时空变化的外场, 例如两束反向传播的强激光形成的驻波场, 可以通过真空极化诱导出光子的辐射^[55,56].

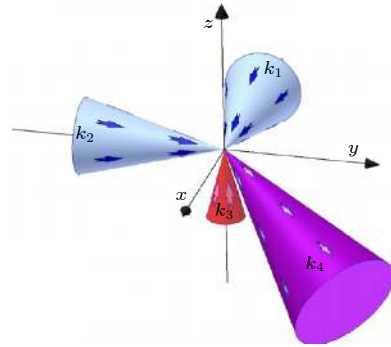

 图 6 四波混频示意图, 三束入射光相互作用散射出信号光^[48,49]

 Fig. 6. Schematic three-dimensional setup for four-wave mixing, the signal is scattered in the interaction of three incident light beams (two incoming beams (in blue), an assisting one (in red))^[48,49].

在光-光散射过程的探索中, 利用 X 光作为探针也具有很好的前景. 将一束强激光与硬 XFEL 对撞, 当满足部分相位匹配条件时, 可以以一定散射角散射出非共轴的信号光^[57], 如图 7 所示. 该过

程中部分相位匹配体现在只在强激光与 X 光传播方向满足动量守恒, 横向动量不要求守恒. 这一方案的优势是可以有效提高信噪比, 因为背景噪声主要出现在轴向. 数值估算表明利用 910 nm 的百拍瓦强激光和光子能量为 12.9 keV 的 X 光对撞, 如果 X 光焦斑半径聚焦到 0.5 nm 以内, 在斜方向就可以散射出 5 个信号光子, 达到目前实验探测的能力.

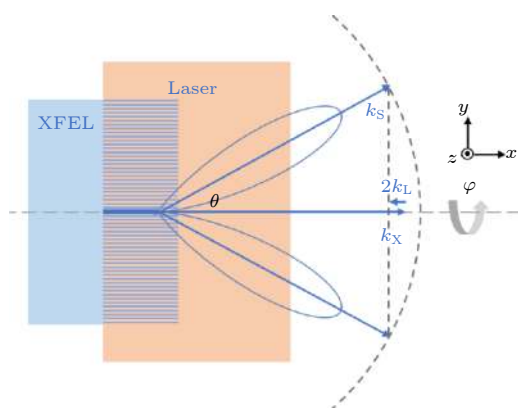


图 7 强激光与 XFEL 的真空四波混频示意图^[57], 二者分别沿着逆 x 轴和顺 x 轴方向传播, 对撞时发生相互作用, 并以 θ 角度散射出信号光, 总的散射光是所有散射光子的相干叠加, 并形成一个散射环

Fig. 7. Schematic design for four-wave mixing using strong laser and XFEL probe, laser and XFEL are travelling backwards and forwards along the x -axis, and polarized in z and y direction, respectively. The scattered photons are emitted in the oblique angle of θ . The composition of all the scattered photons forms a scattering ring.

此外, 光的角动量效应在光-光散射过程中也有了初步的研究. 光的极化有时会导致散射过程中出现一些有意思的现象^[58,59]. 例如, 在一些特殊情况下, 光-光散射使圆偏振光在传播过程中在左旋和右旋态之间振荡演化^[58]. 当三束入射光中有一束携带轨道角动量时, 由于角动量耦合, 散射光也可能携带轨道角动量, 这为实验探测提供了新的自由度和过滤噪声的方法^[60].

4.3 光的真空衍射

强电磁场自身稳定的周期性振荡结构 (如驻波场或磁波荡器) 或多束激光平行传播形成的周期性场结构也可能将真空极化成相似的周期性“介质”结构, 只要真空极化的响应时间明显小于电磁场的振荡周期. 在这种周期性极化的真空中, 探针光就可能发生衍射. 在驱动场一定的情况下, 由于探针

光波长越短, 真空极化效应越明显, 所以 X 光也成为探测这类真空衍射效应的首选探针. Di Piazza 等^[61]研究过两束紧聚焦强激光对打形成的驻波场中光的衍射效应, 采用线偏振 X 光作为探针, 在与驱动强激光相垂直的方向入射到驻波场中, 结果发现由于真空的衍射效应, 探针光会变成椭圆偏振, 且主轴相对于初始极化方向旋转了一个小角度. King 等^[62]提出了一种由两束强激光在真空中产生的双缝衍射现象. 两束接近平行传播的强激光焦斑中心的横向距离为 D , 在真空中激发出两个被极化的区域, 与双缝的效果类似, 另一束反向传播的大焦斑探针光在极化真空的“双缝”上发生衍射, 最后在接收屏上产生类似于普通双缝衍射的条纹, 如图 8 所示, 衍射条纹的极小值位置与普通双缝衍射的极小值公式 $(n + 1/2) \lambda_d = D \sin \theta$ 完全吻合. 如果探针光垂直于两束强激光入射, 也可以得到类似双缝的效果^[63]. 此外, 一束紧聚焦的强激光与另一束大焦斑探针光以接近于 π 角度对撞时也可以使探针光发生衍射^[64]. 空间调制的周期性外场, 例如磁波荡器的周期场或多束强激光平行传播产生的横向周期场, 可以将真空极化成类似光栅结构的介质, 探针光在这种结构上可以发生布拉格散射, 并且光栅结构的干涉效应可以增强散射光的强度^[65].

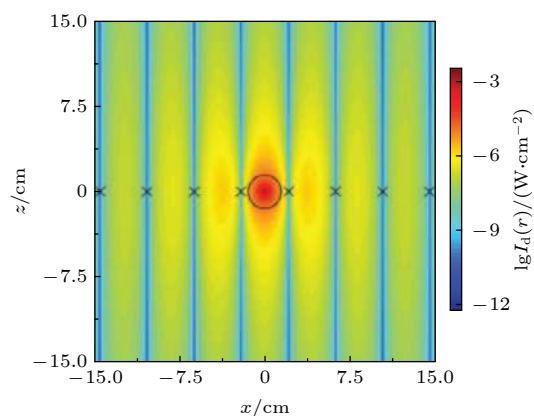


图 8 真空双缝衍射条纹^[62], 黑色“叉”标记的是普通双缝衍射极小值的位置, 与真空极化衍射的极小值相符

Fig. 8. Vacuum bright and dark diffraction fringes resembling the characteristic double-slit pattern, the crosses indicate the prediction of the classic formula for minima, which is consistent with the vacuum diffraction.

4.4 其他真空极化效应

强场 QED 真空极化还可以引起其他有意思的物理现象. 在光-光散射过程中, 如果入射光的

频率相同, 就可能产生三次谐波: $\omega' = 3\omega$; 进一步地, 当考虑 $2n$ 波混频时, 就会产生真空极化的谐波 [51,52,66]. 这种真空谐波的产生也可以认为是真空极化引起的多光子合并, 类似的光子合并过程也能通过其他方式产生, 例如, 当强激光与质子束对撞时, 在质子库仑场的协助下, 多个激光光子可以合并成一个高频光子 [67,68]; 在其他非均匀电磁场下同样存在多光子合并过程 [69]. 相反地, 一个 X 光光子在强激光场中也可以通过真空极化分裂为多个能量较低的光子 [70,71]. 甚至, 在特殊调制的强激光驱动下, 真空中的虚电子-正电子对还可以形成类似于等离子体中的离化波前结构, 从而对探针光子进行加速以产生频率移动 [72].

5 强激光-XFEL 产生轴子源: 对暗物质的探索

暗物质和暗能量是当前物理学两个重要的疑难问题, 二者都是爱因斯坦广义相对论宇宙学的衍生物. 到目前为止, 我们还不清楚暗物质和暗能量到底是什么, 只能通过有限天文观测的反常结果来推断它们的存在性. 近半个世纪以来, 对星系旋转曲线 [73,74] 以及引力透镜效应 [75,76] 的观测发现暗物质必须存在, 否则无法解释观测中看到的引力异常结果. 宇宙微波背景辐射各向异性的精确测量 [77-79] 表明, 宇宙中暗物质的含量为 27%, 暗能量含量高达 68%, 而我们熟悉的常规物质只占 5%.

由于暗物质与常规物质的相互作用非常弱, 导致实验探测难度非常大, 对精度要求非常高. 目前, 关于暗物质探测的实验方案主要有以下几种思路: 一是直接探测, 当暗物质粒子与标准模型粒子发生碰撞时会对标准模型粒子产生反冲作用, 通过测量这种微弱的反作用寻找暗物质存在的证据; 二是间接探测, 当宇宙中的暗物质发生衰变或转化成其他粒子时, 这些产物就会成为宇宙射线中超出标准模型之外的额外来源, 通过测量宇宙射线的异常也可以寻找暗物质. 此外, 利用加速器或强场创造出暗物质粒子也是实验室探测暗物质的一种方法. 目前我国对暗物质的探测已经处于世界先进水平. 直接探测主要以四川锦屏山暗物质实验室为代表, 测量灵敏度达到了世界一流水平, 且深度 2400 m 的地下实验室可以极大地屏蔽宇宙射线的干扰; 间接探测主要以“悟空”号卫星为代表, 它是目前国际上

能量观测范围最宽、分辨率最高的暗物质粒子探测卫星.

暗物质可能的候选粒子有多种, 轴子就是其中之一 [80-83]. 轴子最早是 20 世纪 70 年代为解决量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD) 中的强 CP 守恒问题提出的 [84-86], 它是一种有质量无电荷零自旋的赝标量粒子, 与光子等标准模型粒子的相互作用很弱 [87-89], 被认为是“不可见”的, 因此又成为暗物质粒子的重要候选者. 过去 40 年, 物理学家一直在努力寻找轴子和类轴子存在的确凿证据, 然而至今也没有实质性的突破. 对于光学研究者而言, 我们显然对轴子和光子之间的相互作用更感兴趣, Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharow (KSVZ) 模型就预言了这种相互作用 [90,91]. 在 KSVZ 模型中, 一个轴子与两个光子耦合, 这种相互作用也被称为“ $a\gamma\gamma$ ”过程, 或光与轴子的三波混频.

通过轴子 (或类轴子) 与光子的相互作用探测轴子的实验方法主要有两类: 一类是利用宇宙中自然存在的轴子流, 先将其转化为光子, 然后进行探测, 也即 $a + \gamma \rightarrow \gamma$ 过程. 例如, 欧洲核子中心的 CAST [92-95] 利用长 10 m 的磁铁产生约 10 T 的静磁场将 14 keV 的太阳轴子流转化为 X 光光子, 并用 X 光探测器测量. 另一类是在实验室进行人造轴子的实验, 即 $\gamma + \gamma \rightarrow a$ 过程. 如 PVLAS [96-100] 通过测量强磁场下真空极化引起的双折射效应来寻找轴子和类轴子存在的证据. 因为真空中除了虚电子-正电子对的涨落在强电磁场的激发下会引起真空双折射效应外, 轴子和类轴子也可以与电磁场发生很弱的相互作用导致类似的真空双折射 [101-105]. 如果轴子存在, 探针光子的极化状态应该会产生额外的改变. OSQAR [106,107] 和 ALPS [108,109] 采用了一种“光穿墙”的实验方案, 先在强磁场中将一束光转变为轴子, 再将这些轴子穿过一堵厚墙, 未转变的光子和背景电磁场都被墙挡住, 由于轴子与物质相互作用非常弱, 因而可以穿墙而过. 墙的另一边再将轴子转变回光子, 从而被探测到. 这种方案的优势是厚墙的阻挡大大减小了噪声干扰, 但由于经过了 $\gamma + \gamma \rightarrow a$ 和 $a + \gamma \rightarrow \gamma$ 两步过程, 导致信号强度也大大降低了.

通常可以取轴子的质量 m_a 和 $a\gamma\gamma$ 相互作用的耦合系数 $g_{a\gamma\gamma}$ 构成轴子的参数空间, 但我们并不准确知道真实轴子在参数空间中应该位于哪个位置. 目前已有的实验结果都没有找到轴子存在的确凿

证据, 因此只能在已有测量精度下通过实验去排除参数空间中的区域.

寻找轴子的难度在于轴子与普通物质以及光的相互作用非常弱, 且我们并不知道轴子在参数空间中的准确位置. 原则上, 可以通过增大相互作用时间和空间长度以累加信号强度来实现对微小信号的更高精度测量, 因此目前已有的传统方法都是在米量级以上的空间长度进行测量的. 另一方面, 也可以尽可能增大外加电磁场的强度来提高信号强度, 尤其是在相互作用距离较短的情况下. 而超强超短激光正好提供了这样的实验环境. 目前, 超强激光与等离子体相互作用产生的磁场强度要比磁铁高好几个量级, 是目前实验室中能够达到的最强电磁场, 这就为更小范围内利用超快过程探测轴子提供了可能.

在 QCD 轴子和赝标量类轴子模型中, 光子与轴子 (类轴子) 相互作用的拉氏密度为 $\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}\tilde{F}_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\Psi}{(16\pi)}$, 这给出轴子波动方程 $(\partial^2 + m_a^2)\Psi = g_{a\gamma\gamma}\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$. 基于这种相互作用, 利用超强超短激光探测轴子大体上也有两种途径^[110]. 一种是通过 $\gamma + \gamma \rightarrow a$ 过程, 用一束探针光与超强激光驱动的静电场相互作用产生轴子, 再测量探针光偏振状态的改变来验证轴子模型. 以超强激光驱动等离子体产生静电场作为强背景场, 在该背景场下探针光子被吸收转化成轴子或类轴子粒子, 从而引起探针光子数目的减少. 轴子波动方程表明, 探针光磁场只在平行于背景电场方向的分量才对轴子产生有贡献, 因此也只在这个方向上探针光才会被吸收, 而垂直方向保持不变. 对于线偏振探针光而言, 这种现象就是二向色性, 表现为偏振方向的微小旋转. 由于相互作用耦合系数 $g_{a\gamma\gamma}$ 很小, 极化方向的旋转角度也很小, 所以对极化测量精度的要求极高, 而 X 光在这方面的优势很明显; 另外, 超强激光等离子体相互作用中噪声的影响也不可避免, X 光在消除噪声方面也是有利的. 因此 XFEL 也可以作为很好的探针光用于强激光轴子源的探测.

另一种方法类似于强场 QED 真空双折射效应, 在强背景电磁场的激发下, 真空中的虚轴子对涨落也可能引起真空的双折射效应, 结果导致线偏振探针光变成椭圆偏振. 以强磁场作背景场为例, 经过相互作用距离 L 后, 探针光在两个不同极化方向获得的相位差为^[96]

$$\Delta\phi = \frac{L^2 g_{a\gamma\gamma}^2 B_0^2}{8\chi} \left[1 - \frac{\sin(2\chi)}{2\chi} \right], \quad (6)$$

其中 $\chi = Lm_a^2/(4\omega)$. 当 L 一定时, 相位差在 $\chi = 1.53$ 位置具有最大值, 这由轴子的质量参数和探针光频率决定, 轴子质量越大, 越高频的探针光更有优势, 因此 X 光在这方面的探测也可以发挥作用.

强激光-等离子体产生强电场或磁场有多种方法. 虽然在目前的实验技术下由超强激光驱动等离子体产生的轴子源还没有给出明显大于传统实验方法的排除范围, 但是这些新方案对轴子的实验探测提供了新的思路, 尤其使得在超短超快过程中探测高能轴子变得有可能. 随着 XFEL 及其极化性质的精确测量技术的发展, 基于超强超短激光和 X 光相结合的方法将会对轴子的探测带来新的可能.

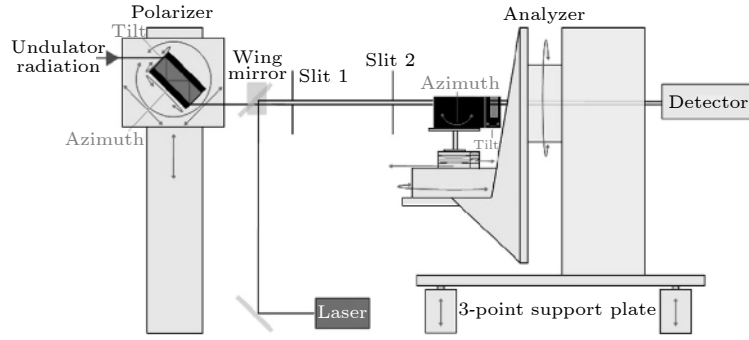
6 强 X 射线探测与诊断

基于 XFEL 装置产生的高重频超强 X 光在强场 QED、粒子加速、核物理等领域具有重要的潜在应用, 精确测量 X 光脉冲的信息是非常必要的, 其测量与诊断信息主要包括以下几项内容: X 光的偏振纯度、脉冲宽度、焦斑尺寸、光谱分布等.

6.1 X 光的偏振纯度测量

超高偏振纯度的 X 光可以作为探针光, 用于与超强激光相互作用, 为 QED 真空极化效应的实验研究提供了可能^[37,41]. DESY 装置的 HED 线站和在建的上海 SHINE 装置的 SEL 线站等用户装置, 均考虑了超强 X 光与超强近红外波段的拍瓦激光装置和 100 PW 激光装置相互作用的光路布局设计^[111,112]. 另外, 高偏振纯度的 X 光还可以用于 X 光量子光学^[113] 和核共振散射^[114] 等方面的研究.

X 光的偏振纯度提升可以通过切槽晶体的多次反射来实现^[115]. 如图 9 所示, X 光首先经过一个硅切槽晶体 (即极化仪), 仅特定偏振方向的 X 光被极化仪晶体反射, 另一偏振方向的 X 光被吸收. 多次反射后, X 光偏振纯度迅速提高. 极化分析仪是与极化仪相同结构的另一块切槽晶体, 不过方向相对于极化仪旋转了 90° 角, 用于检测 X 光的偏振纯度. 通常情况下, 极化仪入射角度尽可能满足布拉格角 45° . 早在 1995 年, Toellner 等^[114] 利用

图 9 X 光偏振纯度提升装置示意图^[115]Fig. 9. Experimental setup of high-purity polarization state of X-rays^[115].

Si(840) 晶体, 将 14.4 keV 处的 X 光偏振纯度提升至 2×10^{-7} . 增加反射次数可以有效提高 X 光的偏振纯度, 实验证实, 利用 Si(800) 晶体, 反射次数从 4 次增加至 6 次, 可以将 6.457 keV 处的 X 光偏振纯度从 1.5×10^{-9} 增加至 2.4×10^{-10} ^[45,115]. 但是由于晶体反射率并非 100%, 增加反射次数会带来光子数目的损失. 因此, 如果两次反射可以实现高纯度偏振的 X 光, 则可以有效提高 X 光的传输效率. 利用两块平行放置的金刚石晶体作为极化仪晶体, 两次反射后 9.8 keV 处的 X 光偏振纯度达到 8.9×10^{-10} ^[116], 远高于硅切槽晶体两次反射实现的 X 光偏振纯度, 接近于 Si(800) 切槽晶体在 12.914 keV 能量处的偏振纯度 5.7×10^{-10} .

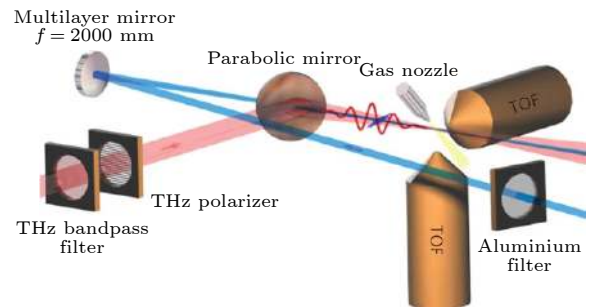
若要使 X 光偏振纯度继续提高, 理论计算表明有两个限制因素, 分别为光源的发散角和多重散射效应^[117]. 相对于 Si 切槽晶体, 金刚石具有更低的原子序数和更小的晶格常数, 可以有效抑制多重散射效应, 因此, 金刚石作为极化仪晶体材料具有重要的优势. 相关实验证实, 利用金刚石材料的极化仪, 四次反射后, 偏振纯度可以提高至 3.0×10^{-10} . 更为重要的是, 当光源发散角从 $17 \mu\text{rad}$ 下降到 $8.4 \mu\text{rad}$ 时, X 光偏振纯度可以提高至 1.4×10^{-10} . 这表明, 利用第四代光源产生的低发散度 X 光源, 可以将 X 光偏振纯度大大提升, 理论计算表明, 可以提高至 10^{-12} 量级^[118]. 这为高纯度 X 光偏振的后续应用, 如真空双折射效应^[37], 奠定了重要的基础.

6.2 X 光的脉冲宽度测量

目前 XFEL 的主要工作模式为自放大自发辐射模式 (SASE 模式), 不同发次的超快 X 光脉冲的时间波形是随机的. X 光的脉冲宽度测量对后续的

超快 X 光应用, 特别是基于超快 X 光的泵浦-探测实验, 具有重要意义.

近年来, 针对不同能量波段的 X 光, 人们采用了多种测量手段来实现 X 光的脉冲宽度测量. 一种常用的方案就是条纹相机模式. 如图 10 所示, 超快 X 光脉冲聚焦在气体靶中, 导致气体被电离并射出光电子, 另一束线偏振的 THz 光脉冲也同样聚焦在气体靶中, 且偏振方向与 X 光偏振方向垂直, 并实现与 X 光的精确时空同步. X 光电离气体产生的光电子会在 THz 场中受到调制, 而后利用 TOF 测量光电子的能谱信息. 通过调节 THz 脉冲与 X 光脉冲的时间延迟, 可以获得光电子能谱随两光束延时的数据, 进而利用反演重构算法获得 X 光的时域信息^[119]. 这种测量手段借鉴了基于高次谐波产生的阿秒脉冲测量手段, 直接将阿秒条纹相机方案中的近红外激光场改为多周期相位稳定的 THz 脉冲用于 X 光的脉冲宽度测量^[120,121], 可以实现数飞秒的时间精度. 但是, 此方案中 THz 脉冲与 XFEL 光同源, 即来自同一个电子束在特定设计的振荡器中产生的 THz 辐射, 其强度受电子束电量的影响. 并且, X 光和 THz 脉冲先后产生,

图 10 利用 THz 场测量飞秒 X 光脉冲时域波形^[119]Fig. 10. Schematic of the experimental setup for terahertz-field-driven X-ray streak camera^[119].

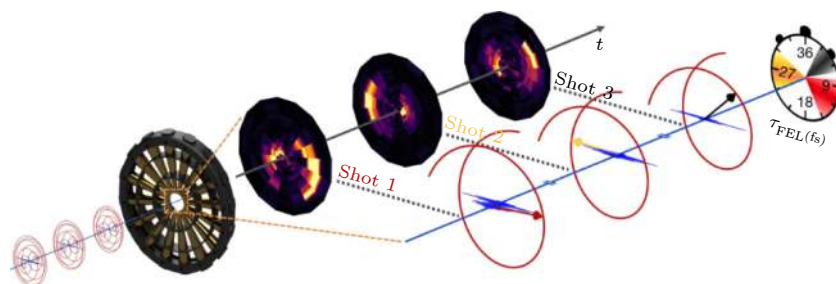
图 11 利用圆偏振 streaking 场测量 X 光脉冲宽度^[126]

Fig. 11. Angular streaking resolves the X-ray pulse structure via angle-dependent kinetic energy changes of photoelectrons^[126].

需要额外的 X 光原件对 X 光进行时间延迟才能满足 X 光和 THz 时间同步的需求. 为了避免这些不利因素, 基于另一个飞秒激光驱动的独立 THz 源成为 X 光脉冲测量的有力工具, 时间分辨达到 5 fs^[122]. 将 THz 脉冲改为 NIR 激光, 则可以将时间分辨精度提高至亚飞秒量级.

利用线偏振 THz 脉冲或 NIR 激光辅助测量 X 光脉冲宽度的原理是利用 TOF 探测光电子的动量变化. 该方案依赖于辅助光与 X 光的精确时间同步, 而 FEL 的 X 光脉冲存在固有的时间抖动^[123], 不能充分满足其精确同步需求, 因此该方案对测量 X 光的时间精细结构有一定的局限性. 利用圆偏振的 THz 场, 可以将光电子的时间信息转换为角分布信息, 就能有效提高时间分辨精度^[124]. 该方案已经在实验上得到证实, 利用一个振荡周期的红外波段圆偏振脉冲作为辅助场 (streaking 场)^[125], 图 11 给出了不同发次 X 光脉冲的光电子角度分布信息, 该测量方案将时间分辨率提高至阿秒量级, 可以测量最窄为 500 as 的 X 光脉冲^[126]. 随后, 类似的测量方案用于表征 XFEL 装置产生的阿秒脉冲, 该 X 光源实现了 200—500 as 的脉冲宽度可调, 且平均功率达到 100 GW^[22].

6.3 X 光的聚焦测量

X 光的聚焦方案包括菲涅耳波带片^[127], KB 镜^[128,129] 和 CRL 镜组^[130] 等. 2014 年, 利用 SACLA 装置, 研究人员通过两组 KB 组合, 将 9.9 keV 处的 X 光光强聚焦到 10^{20} W/cm², 聚焦尺寸仅为 33 nm × 53 nm. 因此, 准确地测量纳米尺寸的 X 光聚焦信息是非常复杂的工作.

研究人员先后发展了一系列测量 X 光聚焦尺寸的方案. 主要包括刀边法^[129]、层叠成像法^[130]、Talbot 干涉法^[131,132] 等. 图 12 是利用 Talbot 光栅

进行 X 光聚焦信息测量的实验示意图. 将 Talbot 光栅放置于焦平面之后 2.5 m 处, 随后放置 YAG 闪烁体, 将 X 光转换为可见光. 可见光被反射镜反射后, 通过显微物镜成像至 CCD 上. 通过闪烁体的相位信息反推 X 光在焦点处的聚焦信息. Talbot 干涉法在 9.5 keV 处将测量 X 光波前的精度提高至 $\lambda/100$, 适用于纳米尺度的光斑分布测量. 同时, 测量波前的方案不仅可以准确地获得 X 光在焦点处的信息, 同时为聚焦原件的调节提供了重要的反馈依据.

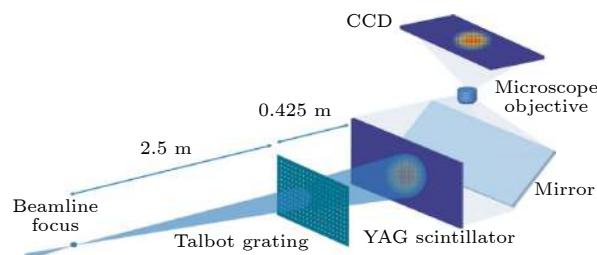
图 12 X 光波前测量^[132]

Fig. 12. Schematic of the X-ray wavefront sensor^[132].

如果 X 光光斑尺寸在微米量级, 也可以用 LiF 晶体直接测量 X 光的光强分布^[133]. 其空间分辨精度在 0.4—2.0 μ m. 并且, 该方案中, LiF 晶体可以在 X 光传播方向上平移, 从而获得 X 光光强分布在焦点附近的纵向演化过程, 即三维空间 X 光脉冲的光强分布.

6.4 X 光的光谱测量

超强 X 光和 100 PW 飞秒激光相互作用可以用来研究 QED 真空光-光散射效应. 该方案需要精确测量散射信号光的光谱, 精度要求 eV 量级^[57]. 研究人员提出多种不同的技术方案来提升 X 光光谱的测量精度. 此外, 精确测量特别是单发实时测量 X 光的光谱对 X 光的各类应用有着重要意义.

图 13 给出了几种 X 光光谱的典型测量方案. 利用聚焦镜将 X 光聚焦, 形成发散的光束. 随后 X 光入射到 Si(555) 平面晶体上, 形成色散分布, 进而对光谱进行测量, 其测量精度在 10 keV 处为 19 meV^[134]. 但由于该方案改变了光束的发散角进而不能再用于后续的实验研究, 因此其不能用于在线监测. 另外两种测量方案是将平行的 X 光入射到薄的布拉格衍射弯晶^[135]或透射型聚焦光栅^[136]上, 如图 13(b),(c) 所示, 均可以实现 X 光的光谱色散, 进而实现对光谱的测量, 测量精度分别为 0.2 和 1.5 eV. 但弯晶会带来 50% 的能量损耗, 一种改进型的方案解决了这个问题, 示意图如图 13(d), 即先利用透射型光栅将部分 X 光衍射, 改变方向再入射到弯晶上, 这样可以将测量光谱的能量损耗降低在 10% 以下, 且光谱分辨精度可以保持 0.3 eV^[137].

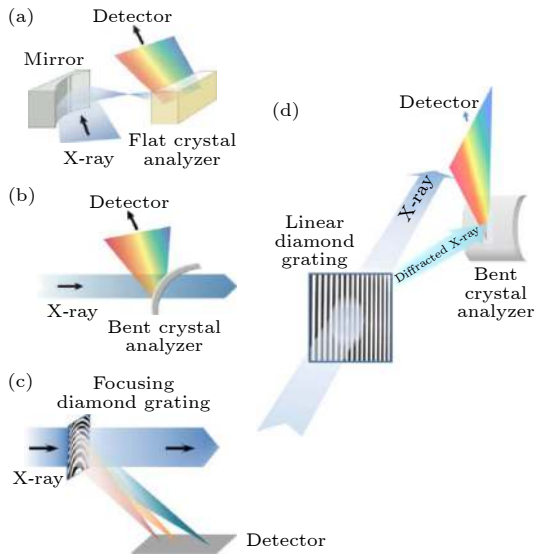


图 13 测量 X 光光谱的几种方案比较^[137]

Fig. 13. Schematic drawings of the setup concepts for hard X-ray single shot spectrometers^[137].

目前的 FEL 装置的主要运行模式基本为 SASE 模式, 其能谱宽度一般为 10^{-2} — 10^{-3} . 需要通过增加单色器来窄化能谱至 10^{-4} , 但这会损失绝大部分光子数目. 因此, 研究人员提出产生超窄能谱的超强 X 光 self-seeding 模式, 其基本产生方案如图 14 所示. Si(111) 切槽晶体将 SASE 脉冲能谱单色化, 形成一个种子脉冲 (seed pulse), Si(111) 切槽晶体的宽度为数百微米, 保证了种子脉冲和电子束时间仅相差 1 ps, 随后的磁铁使电子束偏折与种子脉冲空间重合. 因此, 种子脉冲可以在第二部分的振荡器中放大至高能量, 且光谱宽度仅为 2 eV^[138]. 而后, 通过优化切槽晶体设计, 将 X 光光谱宽度下降至 0.6 eV^[139].

上述测量方案表明, 如果将超强 X 光用于光-光散射实验, 在与飞秒 100 PW 激光相互作用前, 可以实现高精度的光谱测量, 满足实验需求. 而与超强激光脉冲相互作用后, 由于散射截面低, 能谱改变的光子数目极低, 必须考虑基于单光子的能谱测量手段^[133]. 而目前的单光子光谱测量精度为 100 eV 量级, 还不能实现 eV 的能谱偏移测量, 需要依赖 X 光光谱测量新技术的继续发展. 幸运的是, 散射光的方向与入射光相比有一定的改变, 有利于实验中将散射光子与入射光分辨开来.

7 总结与展望

强 X 射线在原子分子体系中的强场非线性效应已有初步的研究结果, 例如 X 光可以泵浦原子, 引起内壳层能级布居数反转, 实现与之对应的受激辐射^[140]. 在 10^{18} W/cm² 波长为纳米的 X 射线与氦原子的相互作用中, 发现原子内壳层电子吸收 6 个光子被电离, 形成“空心”原子, 由于强场效应

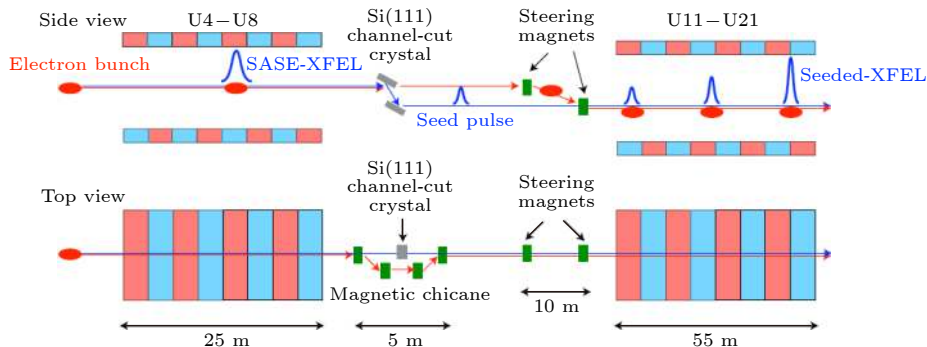


图 14 Self-seeding 模式产生方案^[138]

Fig. 14. Schematic of the reflection self-seeding at SACLA^[138].

变得透明了^[141]. 人们还发现氦气中高强度 X 射线脉冲产生的受激拉曼散射^[142] 与前向受激散射引起的 X 射线透明效应^[143].

随着相干 X 射线脉冲的峰值功率与聚焦光强持续提高, 有望在不久的将来达到相对论强度, 可在固体中开展纳米尺度的加速与辐射研究. 现阶段的 XFEL 与光学波段激光的结合已经可用于强场 QED 物理的研究, 在暗物质候选粒子的产生与探测方面也展现出了潜力. 与微米波段的可见光激光相比, X 射线激光更有可能通过聚焦达到施温格极限强度, 为研究真空中能量向物质的转换提供新的可能性. 另一方面, 以上这些科学目标的出现也将对高功率 XFEL 脉冲的发展起到推动作用, 例如可将 CPA 技术应用于 X 射线的放大与压缩, 实现阿秒尺度的超高峰值功率激光脉冲. 总之, 将强场物理推进到 X 射线波段, 有望为基础物理研究和变革性应用发展带来新的机会.

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [2] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [3] Phuoc K T, Corde S, Thauray C, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 308
- [4] Rousse A, Phuoc K T, Shah R, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005
- [5] DI Piazza A, Mueller C, Hatsagortsyan K Z, et al. 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177
- [6] Malkin V M, Shvets G, Fisch N J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4448
- [7] Wu H C, Sheng Z M, Zhang J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 201502
- [8] Bulanov S V, Esirkepov T, Tajima T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 085001
- [9] Ji L L, Shen B F, Li D X, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 025001
- [10] Madey J M J 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 1906
- [11] Emma P, Akpe R, Arthur J, et al. 2010 *Nat. Photonics* **4** 641
- [12] Suckewer S, Skinner C H, Milchberg H, et al. 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1753
- [13] Matthews D L, Hagelstein P L, Rosen M D, et al. 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [14] Saldin E L, Sandner W, Sanok Z, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3825
- [15] Kim K J 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1871
- [16] Amann J, Berg W, Blank V, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 693
- [17] Yu L H, Babzien M, Ben-Zvi I, et al. 2000 *Science* **289** 932
- [18] Feng C, Deng H X 2018 *Nucl. Sci. Tech.* **29** 160
- [19] Orzechowski T J, Anderson B R, Clark J C, et al. 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2172
- [20] Emma C, Pellegrini C, Fang K, et al. 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 020705
- [21] Lutman A A, Guetg M W, Maxwell T J, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 264801
- [22] Duris J, Li S, Driver T, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 30
- [23] Mourou G, Mironov S, Khazanov E, et al. 2014 *Eur. Phys. J.-Spec. Top.* **223** 1181
- [24] Naumova N M, Nees J A, Sokolov I V, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 063902
- [25] Lichters R, Meyertervehn J, Pukhov A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [26] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [27] Dromey B, Zepf M, Gopal A, et al. 2006 *Nat. Phys.* **2** 456
- [28] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [29] Blumenfeld I, Clayton C E, Decker F J, et al. 2007 *Nature* **445** 741
- [30] Tajima T 2014 *Eur. Phys. J.-Spec. Top.* **223** 1037
- [31] Zhang X M, Tajima T, Farinella D, et al. 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 101004
- [32] Liang Z F, Shen B F, Zhang X M, et al. 2020 *Matter Radiat at Extremes* **5** 054401
- [33] Lamb W E, Retherford R C 1947 *Phys. Rev.* **72** 241
- [34] Nafe J E, Nelson E B, Rabi I I 1947 *Phys. Rev.* **71** 914
- [35] Heisenberg W, Euler H 1936 *Zeitschrift für Physik* **98** 714
- [36] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664
- [37] Shen B, Bu Z, Xu J, et al. 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 044002
- [38] Dinu V, Heinzl T, Ilderton A, et al. 2014 *Phys. Rev. D* **89** 125003
- [39] Dinu V, Heinzl T, Ilderton A, et al. 2014 *Phys. Rev. D* **90** 045025
- [40] Schlenvoigt H P, Heinzl T, Schramm U, et al. 2016 *Phys. Scr.* **91** 023010
- [41] Heinzl T, Liesfeld B, Amthor K U, et al. 2006 *Opt. Commun.* **267** 318
- [42] Karbstein F 2018 *Phys. Rev. D* **98** 056010
- [43] Karbstein F, Sundqvist C 2016 *Phys. Rev. D* **94** 013004
- [44] King B, Elkina N 2016 *Phys. Rev. A* **94** 062102
- [45] Marx B, Schulze K S, Uschmann I, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 254801
- [46] Xu D, Shen B, Xu J, et al. 2020 *Nucl. Instrum. Methods A* **982** 164553
- [47] Shen B F, Yu M Y, Wang X 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4570
- [48] Lundin J, Marklund M, Lundström E, et al. 2006 *Phys. Rev. A* **74** 043821
- [49] Lundström E, Brodin G, Lundin J, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 083602
- [50] King B, Keitel C H 2012 *New J. Phys.* **14** 103002
- [51] King B, Heinzl T 2016 *High Power Laser Sci. Eng.* **4** 010000e5
- [52] Boehl P, King B, Ruhl H 2016 *J. Plasma Phys.* **82** 655820202
- [53] Gies H, Karbstein F, Kohlfürst C, et al. 2018 *Phys. Rev. D* **97** 076002
- [54] King B, Hu H, Shen B 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023817
- [55] Gies H, Karbstein F, Kohlfürst C 2018 *Phys. Rev. D* **97** 036022
- [56] Karbstein F, Shaisultanov R 2015 *Phys. Rev. D* **91** 113002

- [57] Huang S, Jin B, Shen B 2019 *Phys. Rev. D* **100** 013004
- [58] Briscese F 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053801
- [59] Rätzel D, Wilkens M, Menzel R 2017 *Phys. Rev. A* **95** 012101
- [60] Aboushelbaya R, Glize K, Savin A F, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 113604
- [61] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 083603
- [62] King B, Di Piazza A, Keitel C H 2010 *Nat. Photonics* **4** 92
- [63] King B, Di Piazza A, Keitel C H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 032114
- [64] Tommasini D, Michinel H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 011803
- [65] Kryuchkyan G Y, Hatsagortsyan K Z 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053604
- [66] Fedotov A M, Narozhny N B 2007 *Phys. Lett. A* **362** 1
- [67] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062109
- [68] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 010403
- [69] Gies H, Karbstein F, Shaisultanov R 2014 *Phys. Rev. D* **90** 033007
- [70] Di Piazza A, Milstein A I, Keitel C H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 032103
- [71] Gies H, Karbstein F, Seegert N 2016 *Phys. Rev. D* **93** 085034
- [72] Mendonca J T, Marklund M, Shukla R K 2006 *Phys. Lett. A* **359** 700
- [73] Brunthaler A, Reid M J, Falcke H, et al. 2005 *Science* **307** 1440
- [74] Rubin V C, Ford W K, Thonnard N 1980 *Astrophys. J.* **238** 471
- [75] Walsh D, Carswell R F, Weymann R J 1979 *Nature* **279** 381
- [76] Clowe D, Bradac M, Gonzalez A H, et al. 2006 *Astrophys. J.* **648** L109
- [77] Hinshaw G, Weiland J L, Hill R S, et al. 2009 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **180** 225
- [78] Boggess N W, Mather J C, Weiss R, et al. 1992 *Astrophys. J.* **397** 420
- [79] Adam R, Ade P A R, Aghanim N, et al. 2016 *Astron. Astrophys.* **594** A1
- [80] Sikivie P 2010 *Int. J. Mod. Phys. A* **25** 554
- [81] Duffy L D, Van Bibber K 2009 *New J. Phys.* **11** 105008
- [82] Abbott L F, Sikivie P A 1983 *Phys. Lett. B* **120** 133
- [83] Covi L, Kim J E, Roszkowski L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4180
- [84] Wilczel F 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 279
- [85] Weinberg S 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 223
- [86] Peccei R D, Quinn H R 1977 *Phys. Rev. Lett.* **38** 1440
- [87] Bardeen W A, Peccei R D, Yanagida T 1987 *Nucl. Phys. B* **279** 401
- [88] Asano Y, Kikutani F, Kurokawa S, et al. 1981 *Phys. Lett. B* **107** 159
- [89] Sikivie P 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1415
- [90] Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I 1980 *Nucl. Phys. B* **166** 493
- [91] Kim J E 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 103
- [92] Arik E, Aune S, Autiero D, et al. 2009 *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2** 008
- [93] Andriamonje S, Aune S, Autiero D 2007 *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **4** 010
- [94] Anastassopoulos V, Aune S, Barth K, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 584
- [95] Collaboration C, Zioutas K, Andriamonje S, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 121301
- [96] Della Valle F, Gastaldi U, et al. 2013 *New J. Phys.* **15** 053026
- [97] Della Valle F, Ejlli A, Gastaldi U, et al. 2016 *Eur. Phys. J. C* **76** 24
- [98] Della Valle F, Milotti E, Ejlli A, et al. 2014 *Phys. Rev. D* **90** 092003
- [99] Ahlers M, Gies H, Jaeckel J, et al. 2007 *Phys. Rev. D* **75** 035011
- [100] Collaboration P, Zavattini E, Zavattini G, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 110406
- [101] Villalba-Chavez S, Podszus T, Mueller C 2017 *Phys. Lett. B* **769** 233
- [102] Villalba-Chavez S, Di Piazza A 2013 *J. High Energy Phys.* **2013** 136
- [103] Villalba-Chavez S 2014 *Nucl. Phys. B* **881** 391
- [104] Tommasini D, Ferrando A, Michinel H, et al. 2009 *J. High Energy Phys.* **11** 043
- [105] Wilczek F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1799
- [106] Sulc M, Pognat P, Ballou R, et al. 2013 *Nucl. Instrum. Methods A* **718** 530
- [107] Collaboration O, Pognat P, Duvillaret L, et al. 2008 *Phys. Rev. D* **78** 092003
- [108] Ehret K, Frede M, Ghazaryan S, et al. 2010 *Phys. Lett. B* **689** 149
- [109] Ehret K, Frede M, Ghazaryan S, et al. 2009 *Nucl. Instrum. Methods A* **612** 83
- [110] Huang S, Shen S, Bu Z, et al. 2020 arXiv: 2005.02910 v2.
- [111] <https://shine.shanghaitech.edu.cn/main.htm> [2021-1-1]
- [112] Decking W, Abeghyan S, Abramian P, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 391
- [113] Heeg K P, Wille H C, Schlage K, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 073601
- [114] Toellner T S, Alp E E, Sturhahn W, et al. 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 1993
- [115] Marx B, Ushmann I, Hofer S, et al. 2011 *Opt. Commun.* **284** 915
- [116] Bernhardt H, Marx-Glowna B, Schulze K S, et al. 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 121106
- [117] Schulze K S 2018 *APL Photonics* **3** 126106
- [118] Bernhardt H, Schmitt A T, Grabiger B, et al. 2020 *Phys. Rev. Research* **2** 023365
- [119] Fruehling U, Wieland M, Gensch M, et al. 2009 *Nat. Photonics* **3** 523
- [120] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, et al. 2001 *Nature* **414** 509
- [121] Drescher M, Hentschel M, Kieberger R, et al. 2001 *Science* **291** 1923
- [122] Grguras I, Maier A R, Behrens C, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 852
- [123] Hartmann N, Helml W, Galler A, et al. 2014 *Nat. Photonics* **8** 706
- [124] Helml W, Maier A R, Schweinberger W, et al. 2014 *Nat. Photonics* **8** 950
- [125] Kazansky A K, Bozhevolnov A V, Sazhina I P, et al. 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013407
- [126] Hartmann N, Hartmann G, Heider R, et al. 2018 *Nat. Photonics* **12** 215

- [127] David C, Gorelick S, Rutishauser S, et al. 2011 *Sci. Rep.* **1** 57
- [128] Yumoto H, Mimura H, Koyama T, et al. 2013 *Nat. Photonics* **7** 43
- [129] Mimura H, Yumoto H, Matsuyama S, et al. 2014 *Nat. Commun.* **5** 3539
- [130] Schropp A, Hoppe R, Meier V, et al. 2013 *Sci. Rep.* **3** 1633
- [131] Liu Y, Seaberg M, Zhu D, et al. 2018 *Optica* **5** 967
- [132] Liu Y, Seaberg M, Feng Y, et al. 2020 *J. Synchrotron Radiat.* **27** 254
- [133] Pikuz T, Faenov A, Matsuoka T, et al. 2015 *Sci. Rep.* **5** 17713
- [134] Yabashi M, Hastings J B, Zolotarev M S, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 084802
- [135] Zhu D, Cammarata M, Feldkamp J M, et al. 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 034103
- [136] Karvinen P, Rutishauser S, Mozzanica A, et al. 2012 *Opt. Lett.* **37** 5073
- [137] Makita M, Karvinen P, Zhu D, et al. 2015 *Optica* **2** 912
- [138] Inoue I, Osaka T, Hara T, et al. 2019 *Nat. Photonics* **13** 319
- [139] Matsumura S, Osaka T, Inoue I, et al. 2020 *Opt. Express* **28** 25706
- [140] Rohringer N, Ryan D, London R A, et al. 2012 *Nature* **481** 488
- [141] Young L, Kanter E P, Kraessig B, et al. 2010 *Nature* **466** 56
- [142] Weninger C, Purvis M, Ryan D, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 233902
- [143] Stöhr J, Scherz A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 107402

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

High field X-ray laser physics

Shen Bai-Fei^{1)2)†} Ji Liang-Liang²⁾ Zhang Xiao-Mei¹⁾Bu Zhi-Gang²⁾ Xu Jian-Cai²⁾1) (*Mathematics & Science College, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China*)2) (*State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

(Received 15 January 2021; revised manuscript received 10 February 2021)

Abstract

Development of coherent X-ray source, especially X-ray free electron laser (XFEL), offers a new approach to reaching a strong X-ray field. High field laser physics will extend from optical to X-ray regime since the X-ray beam has high photon energy, high intensity and ultrashort pulse duration. Till now, nonlinear atomic physics and nonlinear molecular physics have been explored based on intense X-ray beam sources. They will extend to relativistic physics and quantum electrodynamics (QED) physics area with X-ray intensity increasing, and thus offering a new opportunity to innovatively investigate the particle acceleration and radiation, QED vacuum, dark matter generation and vacuum birefringence. This review provides an overview of the wake field acceleration, vacuum birefringence as well as axion generation and detection based on strong X-ray laser field. Intense X-ray pulse will show unique potential both in basic science and in practical applications. Finally, an outlook for the future development and perspectives of high-field X-ray physics is described.

The invention of chirped pulse amplification results in the generation of the light intensity in the relativistic regime ($> 10^{18}$ W/cm²). Laser-plasma interaction in this regime motivates multiple disciplines such as laser-driven particle acceleration, laser secondary radiation sources, strong-field physics, etc. While petawatt (PW) lasers have been established in various institutions, several projects of building 10 PW or even 100 PW lasers are proposed. However, pushing the laser power to the next level (EW) confronts significant challenges. Current technology is approaching to its limit in producing large aperture size optics due to the damage threshold of optical material. Alternatively, plasma is considered as a potential medium to amplify or compress laser pulses. This requires further validation in future studies.

In recent years, XFEL has made significant progress of producing high brightness light sources. Based on self-amplified spontaneous emission (SASE) or self-seeding in undulators, the XFEL provides a brightest light source up to the hard X-ray wavelength. The existing major XFEL facilities are LCLS-II in USA, EuXFEL in Europe, SACLA in Japan, Swiss FEL in Switzerland and PAL-XFEL in South Korea. In China, a new facility SHINE consisting of a high-repetition rate hard X-ray FEL and ultra-intense optical laser is under construction. After implementing the tapered undulator in XFEL, the peak power of X-ray pulses now reaches multi-terawatt. The pulses can also be compressed to an attosecond level.

Following this trend, it is expected that the coherent XFEL will be able to generate a super strong light field, thus pushing strong-field physics to the X-ray regime. The relativistic threshold for 1-nm X-ray is about 10^{24} W/cm², which we believe will be achievable in the near future. Such relativistic X-ray pulses can be used to stimulate relativistic dynamics in solid materials, realizing high-gradient low-emittance particle acceleration in solids. This may open a new path towards high-energy physics, advanced light sources, fast imaging, etc. In addition, the combination of strong X-rays and ultra-intense lasers offers a new opportunity to study the light-by-light scattering in vacuum and detecting the candidate particles for dark matter. The field of strong-field X-ray physics is largely unexplored realm. In this review, we show a few key science cases brought up by high

† Corresponding author. E-mail: bfshen@shnu.edu.cn

power X-rays and shed light on this important direction.

The ultra-intense coherent X-ray laser with a wavelength in a range from 100 nm to less than 0.1 nm can interact directly with the nanostructured materials with solid density. Benefiting from the ultra-intense field and ultra-high critical density, acceleration field with gradient of TeV/cm can be stimulated on a nanometer scale, and thus ultra-high energy particle beams can be obtained. The available nanometer material technique promotes such a development. For example, the recent research reported that high-repetition/few-attosecond high-quality electron beams can be generated from crystal driven by an intense X-ray laser. Beside electrons, ions including protons are expected to be accelerated to ultra-high energy via target normal sheath or light pressure acceleration mechanisms on a nanometer scale if the X-ray is intense enough. It should be noted that ultra-high acceleration gradient is not the unique advantage of the X-ray laser driven acceleration. A more important quality is the beam emittance that can be low enough because of the small size of the beam source. This is very significant for ultrafast microscopy to achieve a high resolution.

In classical physics, photon-photon interaction is prohibited in vacuum. However, according to the QED theory, vacuum is full of quantum fluctuation, in which virtual particle-antiparticle pairs emerge and annihilate in ultra-short instants. When excited by strong fields, the vacuum fluctuation appears as a weak nonlinear medium and allows photon-photon interaction therein, which is referred to as vacuum polarization. Based on the effective field theory, the vacuum polarization can be described by Euler-Heisenberg Lagrangian density, and then classical Maxwell equations are modified. Vacuum polarization can induce some novel physical effects, including vacuum birefringence, light-by-light scattering, vacuum diffraction, etc. Up to now, none of these effects has been verified experimentally under strong fields. The XFEL is regarded as a promising probe to explore these vacuum polarization effects. In this paper, the research progress of vacuum polarization driven by strong fields is summarized, the potential detection proposal using XFEL is discussed.

Dark matter is one of the puzzles in contemporary physics. Till now, we still have not known what particles constitute it. Axion is a spinless massive hypothetical boson that is proposed as the solution to strong CP problem. It is the particle beyond the standard model and has extremely weak interaction with the standard-model particle like photon, and hence there appears a significant obstacle to detecting it. Therefore, axion and axion-like-particles (ALPs) are a kind of promising candidate of dark matter. In this paper, we summarize the research progress of axions and ALP detection, including detecting the axions sources from universe, the production and detection of artificial axions and ALPs. It is shown that the XFEL is a potential tool for detecting the artificial axions and ALPs under strong electromagnetic fields.

The XFEL provides a coherent ultrafast X-ray beam for exploring particle acceleration and radiation, QED vacuum, dark matter generation, vacuum birefringence, etc. The probing of these dynamics requires different X-ray diagnoses, including the measurement of polarization purity, spectrum, pulse duration and focal condition. The X-ray polarization purity has been improved to a 10^{-10} level by using 6 reflections based on channel-cut silicon crystal and it will efficiently probe the vacuum birefringence. The pulse duration of isolated X-ray pulse in FEL reaches as short as 200 as, which allows probing ultrafast electron dynamics. A new self-seeding scheme using the Bragg reflection in SACLA is developed to obtain a narrow spectrum of 3 eV, 10 times smaller than that in the current SASE scheme. Therefore, the fast development of X-ray diagnostics will finely characterize X-ray beam itself and offer a unique tool for understanding the underlying phenomena for different applications.

The peak intensity of coherent X-ray beam will reach to a relativistic level in future. A possible way is CPA technology, which is well developed in intense near-infrared laser system and may produce an ultrahigh intense attosecond X-ray pulse. High field X-ray laser physics will offer new opportunities both for basic science and for revolutionary application.

Keywords: X-ray laser and diagnostics, high field laser physics, particle acceleration and radiation, quantum electrodynamics physics, dark matter detection

PACS: 41.60.Cr, 41.75.Jv, 12.20.-m, 14.80.Va

DOI: 10.7498/aps.70.20210096

激光加速高能质子实验研究进展及新加速方案

马文君 刘志鹏 王鹏杰 赵家瑞 颜学庆

Experimental progress of laser-driven high-energy proton acceleration and new acceleration schemes

Ma Wen-Jun Liu Zhi-Peng Wang Peng-Jie Zhao Jia-Rui Yan Xue-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084102 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202115

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202115>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

用于激光加速质子参数表征的带电粒子活化测谱技术

Charged particle activation analysis for characterizing parameters of laser-accelerated protons

物理学报. 2017, 66(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.205201>

神光III原型装置激光驱动高速飞片实验研究进展

Experimental progress of laser-driven flyers at the SG-III prototype laser facility

物理学报. 2017, 66(6): 064703 <https://doi.org/10.7498/aps.66.064703>

通道靶对超强激光加速质子束的聚焦效应

Focusing effect of channel target on ultra-intense laser-accelerated proton beam

物理学报. 2017, 66(18): 184101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.184101>

超强激光与固体气体复合靶作用产生高能氦离子

Helium ions acceleration by ultraintense laser interactions with foil-gas target

物理学报. 2017, 66(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.085201>

专题: 超短超强激光等离子体物理

激光加速高能质子实验研究进展及新加速方案*

马文君^{1)2)†} 刘志鹏¹⁾²⁾ 王鹏杰¹⁾²⁾ 赵家瑞¹⁾²⁾ 颜学庆¹⁾²⁾³⁾

1) (北京大学, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

2) (北京激光加速创新中心, 北京 101407)

3) (北京大学, 应用物理研究中心, 北京 100871)

(2020 年 12 月 14 日收到; 2021 年 1 月 13 日收到修改稿)

利用超强激光与等离子体相互作用来加速高能离子是激光等离子体物理及加速器物理领域的研究热点. 经过了近 20 年的发展, 激光离子加速已取得丰硕成果, 催生了一批新的应用. 本文概述了国内外激光离子加速所取得的标志性实验研究进展, 围绕高能质子的产生这一关键问题进行了深入的探讨, 介绍了近几年来发展的有潜力的新加速方案.

关键词: 激光离子加速, 激光加速实验结果, 激光加速方法, 激光加速器

PACS: 41.75.Jv, 52.38.Kd, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.70.20202115

1 引言

高能离子束在基础研究、材料学、辐射育种及核医学等多个领域具有重要价值和广泛应用. 由于材料电离击穿阈值的限制, 传统加速器加速梯度通常低于 100 MV/m, 导致高能离子加速器体积巨大、结构复杂、造价昂贵. 随着激光技术的迅猛发展, 近年来人们发现, 光强达到相对论强度 ($I > 10^{18}$ W/cm²) 的超强激光与特定的靶相互作用时, 可驱动靶内大量电子集体运动, 产生极强的纵向电场加速离子. 其加速梯度可达传统加速器的 10^3 — 10^6 倍, 能在微米-飞秒量级的时空尺度内将带电粒子加速至接近光速, 是拥有巨大潜力的新型粒子加速方法. 大量理论和实验结果表明, 激光加速离子束具有源尺寸小 (微米量级)、脉宽短 (皮秒尺度)、瞬态流强密度高 (10^{10} A/cm²)、能谱宽等不同于传统加速器束流的特点, 在聚变反应快点火、

超快离子成像、超快辐射化学研究、离子束肿瘤治疗等方面具有广阔的应用前景^[1-4].

在诸多应用当中, 基于激光质子的肿瘤治疗是最吸引人的方向之一. 质子/重离子放疗是当下最先进的肿瘤放射治疗方法^[5], 目前主要使用射频加速器 (包括同步加速器与回旋加速器) 来加速高能离子, 其昂贵的造价和维护费用极大地制约着质子/重离子放疗的推广和普及. 相比于传统加速器, 激光质子加速器在设备需求空间、安装难度、运行和维护成本、辐射防护难度、系统复杂程度等方面有巨大的潜在优势. 利用高磁场梯度的超小型脉冲磁铁或等离子体透镜对靶后质子流进行收集与控制, 可获得与传统加速器品质相当的单能束流^[6]. 采用消色散的束流传输系统, 可通过能谱剪裁方法直接获得宽谱质子束流进行适配治疗^[7]. 可以预期, 基于激光加速器的激光质子放疗系统一旦研制成功, 将可以安装在各大医院现场, 大幅降低癌症患者的治疗费用, 推动质子放疗在我国的普及.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFF01014402)、国家自然科学基金重点项目 (批准号: 61631001)、国家自然科学基金 (批准号: 11775010) 和国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 11921006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wenjun.ma@pku.edu.cn

目前,国际上已有不少研究者开展了激光质子束在辐射生物学上的应用研究^[8–12],其超高的剂量率($> 10^9$ Gy/s)对于新兴的FLASH放疗^[13]有着重要的价值.然而,激光加速质子要达到放疗所要求的最大能量、平均流强和稳定性等要求,仍面临着巨大的挑战^[14].首当其冲的挑战来自于能量.质子束对位于人体内深处的肿瘤进行放疗时,质子能量要达到 200 MeV 以上^[15],而目前实验上获得的最高质子能量仅为 94 MeV^[16],还显著低于需求能量.

本文回顾了近年来激光驱动高能质子加速的标志性实验进展,探讨了获得高能质子的关键物理问题及技术瓶颈.着重介绍了一些未来有可能产生 200 MeV 以上质子的激光加速方案,分析了其可行性和亟待解决的问题.最后对激光加速高能质子的前景进行了展望.

2 高能质子加速实验进展

在过去的二十年左右的时间里,超强激光驱动的质子加速研究在理论和实验上都取得了很大进展,已有相关文献给出了较全面的综述^[17,18].目前已经在实验中实现的加速机制包括:靶背鞘场加速(target normal sheath acceleration, TNSA)、辐射压加速(radiation pressure acceleration, RPA)、无碰撞静电激波加速(collisionless electrostatic shock acceleration, CES)、靶破烧蚀加速(break-out afterburner acceleration, BOA)、库仑爆炸加速(Coulomb explosion, CE)“钻孔”加速(hole-boring, HB)等.本节主要介绍 TNSA, RPA 及 CES 这三种最重要的加速机制的物理图像及标志性实验结果.

2.1 TNSA 机制

TNSA 机制是目前研究最为深入的一种加速机制,其基本物理图像如图 1 所示.当具有相对论强度的激光入射到较厚的固体靶表面时,在前表面附近通过共振吸收、真空加热、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热等机制产生大量高能热电子^[19].这部分热电子在靶内往返运动,最终穿过靶体,在靶后表面外形成高温高密度电子层.由于离子质量远大于电子,在初始阶段大部分离子保持不动.靶外的电子层与靶内的离子共同形成一个很强的准静态纵向电场(鞘层场),

场强可以达到 TV/m 的量级.逸出靶外的质子及其他种类的离子在这个电场中可在极短的时间内(< 1 ps)被加速到很高的能量并沿着靶后法线方向以一定的立体角出射.在实验中, TNSA 机制能够较稳定地获得能量为数 MeV 到数十 MeV 的质子^[20–28],是目前应用最广泛的一种加速机制.

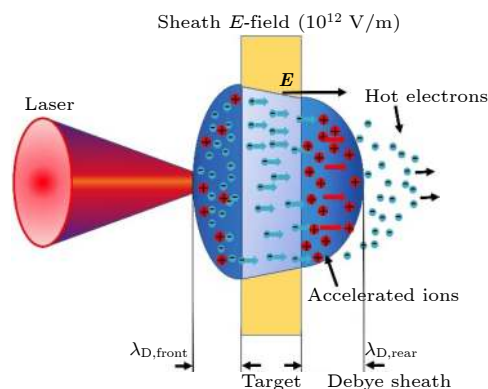


图 1 靶背鞘层加速机制

Fig. 1. Target normal sheath acceleration regime.

2000 年, Snavely 等^[29]利用拍瓦激光轰击厚度为 100 μm 的碳氢靶,在靶背方向观察到最高能量(截止能量)为 58 MeV 的强流质子束,能谱呈现典型的指数下降特征,如图 2 所示.这是实验上首次观察到能量为数十 MeV 的高能质子束流,引起了很大的反响,也掀起了后续激光驱动离子加速研究的热潮.在短短四、五年内,发表了大量的理论工作,很快证实了 TNSA 加速的物理机制^[30,31].实验上,前期主要使用脉冲宽度大于 100 fs 的激光研究了激光光强^[32]、靶材厚度^[33]、激光对比度^[34]等参数对加速的影响.2008 年后,更多的基于超短脉冲激光的质子加速结果被报道^[35–42].使用基于钛蓝宝石晶体的飞秒脉冲激光作为驱动光,可较经济地实现 Hz 级的重频打靶,这对于很多应用来说非常重要.因此,近年来超短脉冲驱动的 TNSA 加速逐渐成为主流发展方向.实验结果表明,使用拍瓦(10^{15} W)级的飞秒脉冲激光,在对比度较好的情况下,可以比较普遍地通过 TNSA 机制获得 30—50 MeV 的质子^[43].

为了获得更高能量的质子,研究者们尝试使用了多种方案来提升加速效果^[44–50],目前实验上通过 TNSA 机制得到的质子最大能量为 85 MeV,由 Wagner 等^[51]在 2016 年,通过提升激光的对比度,采用较薄的靶(900 nm)获得.采用薄靶时,

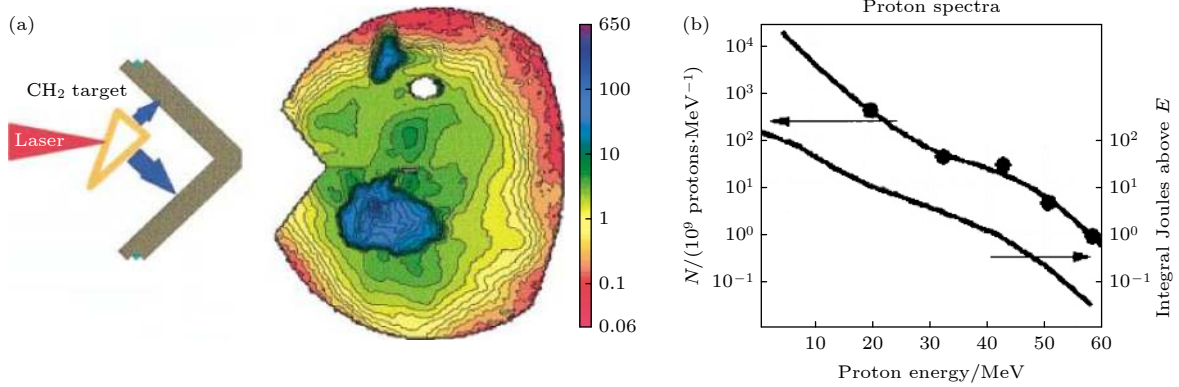


图 2 首次开展靶背鞘层场激光加速实验^[29] (a) 靶背发射质子分布; (b) 质子能谱指数型分布

Fig. 2. First experiment of ion acceleration in the TNSA regime^[29]: (a) Distribution of proton emission from the rear target; (b) exponential energy spectra of accelerated protons.

一方面电子通过靶体时的发散与降能会被抑制, 另一方面热电子在靶前后表面的往复回流次数也会增加, 这两个因素都会增强靶后鞘场, 有助于产生更高能量的质子^[52].

TNSA 机制不足之处在于质子能量相对于激光光强的定标率较差, 能量转化效率较低. 激光能量首先转化为热电子, 再经由热电子建立的准静电场转化为质子能量, 不可避免地会造成大量能量的损失. 理论和实验表明, TNSA 加速质子的截止能量与激光强度的 $1/2$ 次方成正比 ($E_p \propto I^{1/2}$)^[30]. 并且, 脉冲长度也不能太短. 根据经验公式外推, 要达到截止能量 200 MeV 的质子输出, 需要激光强度 4×10^{21} W/cm², 脉宽 1 ps 的激光^[53]. 这样大能量高光强的激光器造价非常昂贵且目前的光束品质还达不到要求. 2018 年, Nakatsutsumi 等^[54]在模拟中发现, 激光与等离子体相互作用会产生强烈的自生磁场, 热电子发生磁化, 导致离子在鞘场中发生偏离, 从而抑制离子加速. 他们认为, 即使继续提高激光强度, 也很难通过 TNSA 机制获得数百 MeV 的质子.

对于很多应用, 单能的束流具有更大的价值. TNSA 机制天然产生的能谱是指数型的, 但是可以通过使用特殊的靶材产生准单能的质子束. 2006 年, Schworer 等^[55]在平面靶后放置微型结构靶, 使得靶后鞘场分布更加均匀, 实验中获得了中心能量 1.2 MeV, 能散 25% 的准单能质子束. 这种方法虽然可以获得单能性较好的束流, 但是能量转化效率较低, 相比于先产生宽谱质子束再通过束流光学系统选能及单色化的方案并没有明显优势, 因此实际应用价值有限.

2.2 RPA 机制

随着激光技术的进步, 脉冲宽度为数十飞秒, 焦点峰值光强超过 10^{19} W/cm² 的超短超强脉冲激光被用于离子加速研究中. 在这样的光强下, 当激光与厚度仅为数纳米的超薄固体靶相互作用时, 激光光压可以直接将靶中的冷电子集体推出, 在靶外形成高密度的电子压缩层. 离子在强大的电荷分离场作用下, 被拉动追赶压缩层的电子. 如果激光光强足够, 离子层与电子层在光场推动下可保持稳定不破碎, 最终作为整体一起被激光脉冲推动加速至接近光速^[56–63], 这时可称之为进入了光帆加速阶段 (light sail regime, LS-RPA), 离子最终能量与激光强度成正比. 对比 TNSA 机制, RPA 机制在光强高于 10^{19} W/cm² 后有较明显的优势, 定标率优于 TNSA 机制. 实验和理论表明, 当采用圆偏振光时, $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 电子加热被抑制, 更易实现稳相加速, 加速产生的质子能谱将具有准单能特性^[64–66], 这点非常有利于应用.

2009 年, Henig 等^[67]使用能量为 0.7 J, 聚焦光强为 5×10^{19} W/cm² 的圆偏振激光入射到 5.3 nm 金刚石碳薄膜靶上, 并且使用了双等离子体镜将激光对比度提高到 10^{13} , 这样的实验参数满足 RPA 发生的条件. 他们在实验中观察到了截止能量为 43 MeV 的 C⁶⁺ 和 10 MeV 的质子, 如图 3 所示. 碳离子的能谱在高端呈现出准单能特性, 符合 RPA 加速特征. 普遍认为, 这个工作第一个在实验上证实了 RPA 加速机制. 随后, Kar 等^[68]使用能量为 200 J, 激光强度为 3×10^{20} W/cm² 的皮秒激光, 经过等离子体镜反射大幅提升对比度后, 再入射到 100 nm 的铜靶上, 通过 RPA 加速机制首次

获得了准单能峰能量 (7 MeV/u) 更高的碳离子. 与 Henig 等^[67] 的实验结果相比, 他们测量到的高能离子通量也提高了一个数量级. 2013 年, Steinke 等^[69] 在实验中通过 RPA 加速机制获得了中心能量为 2 MeV 的准单能质子, 激光到离子能量转化效率达到了 6.5%. 他们认为, 这一能量转化效率意味着在激光强度为 2×10^{22} W/cm² 的条件下, RPA 加速机制可以产生能量为 1 GeV 的高能离子束. Kim 等^[70] 使用聚焦强度为 3.3×10^{20} W/cm² 的飞秒激光作用到 10 nm 的碳氢靶上, 通过混合 RPA 加速机制、TNSA 加速机制和库仑爆炸加速机制, 获得了截止能量为 45 MeV 的质子束. 这一系列实验结果表明, 超高对比度激光和超薄纳米靶相互作用是 RPA 加速机制发生的前提条件.

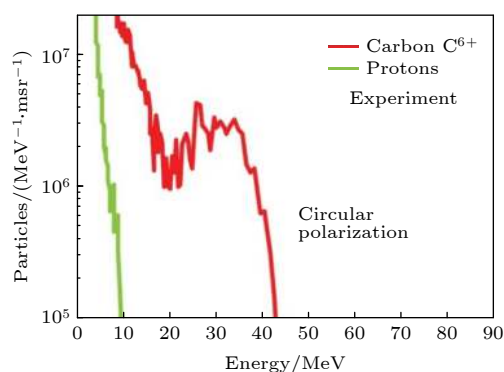


图 3 RPA 机制获得的质子和碳离子能谱^[67]

Fig. 3. Energy spectra of protons and carbon ions accelerated in RPA regime^[67].

2015 年, 马文君利用无序堆积的碳纳米管制备出电子密度为几倍临界密度、厚度为微米量级的新型泡沫靶材, 其与 Bin 等^[71] 合作者利用英国卢瑟福实验室的超高对比度 500 TW 激光器, 在到靶

能量为 5 J, 聚焦强度为 2×10^{20} W/cm² 时, 观测到激光穿过靶体后的自聚焦和自相位调制等效效应^[72], 符合颜学庆等^[73] 之前理论预测的临界密度等离子体透镜效应. 通过使用碳纳米管与纳米厚度的自支撑类金刚石薄膜靶组成的双层纳米靶材, 他们在实验中观察到 20 MeV/u 的碳离子准单能峰, 显著高于单层类金刚石纳米靶. 该结果表明, 采用等离子体透镜技术对激光进行波形调控及自聚焦后, 有助于 RPA 机制的实现.

2016 年, Kim 等^[74] 利用脉宽 30 fs 的圆偏振激光轰击 15 nm 聚合材料纳米靶, 如图 4(a) 的 15 nm 结果所示, 在光强为 6.1×10^{20} W/cm² 时得到截止能量为 93 MeV 的质子. 在实验中他们发现对于厚度相同的纳米靶, 质子截止能量与到靶光强的平方成正比, 这符合光压加速特征. 不过实验中没有观测到单能的质子和碳离子. 2018 年, Higginson 等^[16] 在 Vulcan 激光器上利用 ps 激光, 通过混合 RPA-TNSA 机制, 得到截止能量为 94 MeV 的质子束, 如图 4(b) 红色实线. 这也是目前 RPA 机制所获得的质子最高能量记录.

从实验参数和结果判断, 目前已进行的 RPA 实验都还没有进入光帆加速阶段 (LS-RPA). RPA 机制在进入光帆加速阶段后, 有着极高的能量转化效率, 是理想的离子加速机制. 然而, 理论和实验结果表明, LS-RPA 的实现需要光强足够高, 焦斑足够大, 才能压制电子热效应^[75,76]. 除了光强要求, 激光的对比度要足够高^[68,77], 脉冲上升沿足够陡峭, 才能避免纳米靶过早破裂. 除此之外, LS-RPA 过程内在的不稳定性也是阻碍其顺利进行的重要因素^[78-81]. 产生加速不稳定性的原因有很多, 一是有限焦斑半径效应. 激光光强在焦点附近的横

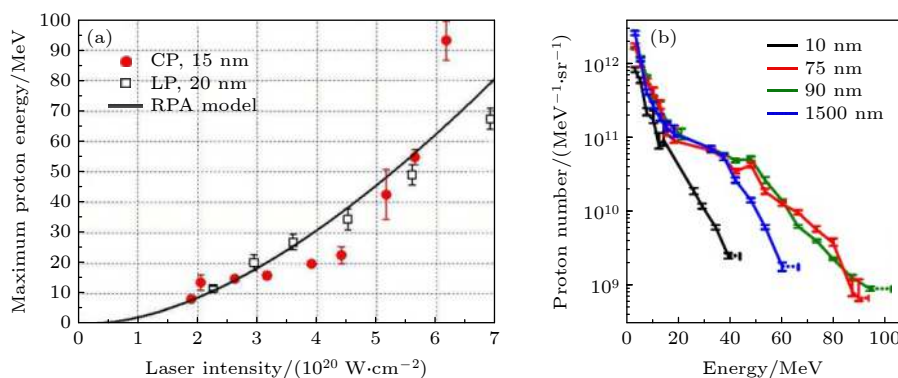


图 4 RPA 机制所获得的高能质子加速结果 (a) 飞秒激光加速最高能量与光强的关系^[74]; (b) 皮秒激光质子加速能谱^[16]

Fig. 4. Experimental results of laser-driven high-power protons in RPA regime: (a) Maximum proton energy as a function of on-target intensity of the femtosecond laser pulses^[74]; (b) energy spectrum of protons employing picosecond laser pulses^[16].

向梯度会导致靶的弯曲变形, 激光不再正入射到靶面, 电子的横向动量大大增加, 破坏了电子片的稳定性. 二是 RPA 中存在类似于流体中的瑞利泰勒不稳定性 (Rayleigh-Taylor instability, RTI). 当在有一定密度差的界面施加扰动时, 界面会由于微小扰动产生形变, 出现波纹结构. 随着时间推移, 电子与离子密度波动不断发展, 最终导致等离子体薄层的破裂, 使得 RPA 提前终止 [82,83]. 后续有多人相继提出了各种稳定光压加速的方案, 这些方案的可行性至今还有待证实. 通过 RPA 机制得到能量接近 200 MeV 甚至更高的质子, 目前看来还需要一定的努力.

2.3 CES 加速机制

CES 广泛存在天体环境中, 例如超新星爆炸时所发射大量的高能粒子, 便是通过激波加速产生的 [84–86]. 在实验室中, 激光与等离子体相互作用时, 激光有质动力推动等离子体形成密度堆积, 等离子体内部会出现密度分层. 当密度分界面的传播速度超过离子声波速度的时候, 就会形成沿着激光方向向前传播的激波. 激波传播过程中, 位于激波前方的静止离子会在静电场中被反弹, 获得两倍于激波速度的前向速度, 实现离子加速 [87–89]. 由于离子声速与激光光强的 $1/2$ 次方成正比, 与等离子体密度的 $1/2$ 次方成反比. 当光强较高, 等离子体密度较低时, 可获得数十 MeV 甚至更高能的质子. CES 加速机制最大的优势在于, 如果激波能够以恒定速度稳定传播, 反射离子速度始终保持为激波速度的两倍, 最终可以获得能散很低的离子束 [90].

实验上, CES 离子加速研究最早开展于 2004 年. Wei 等 [91] 在 Vulcan 激光器, 利用强度为 $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 的激光辐照低密度靶时, 在横向上

观察到截止能量为 13.2 MeV 的 He 离子. 实验中, 激光发生了明显的自聚焦成丝, 以及等离子体横向膨胀, 导致只有在横向上才能观察到大量的加速离子, 其单能性也远低于期望, 不利于实际应用. 2012 年, 美国 UCLA 实验室 Haberberger 等 [92] 使用多个聚焦强度为 $6.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 脉宽为 3 ps, 间隔 18 ps 的脉冲激光串与气体靶相互作用, 首次通过无碰撞激波加速获得了能量为 20 MeV, 能散小于 1% 的单能质子束. 此外作者通过 PIC 模拟发现激光强度提高到 10^{18} W/cm^2 时, 能够获得能量高达 170 MeV 的单能质子束, 这一参数满足激光质子治疗的要求. 2017 年, 张辉等 [93] 在实验中利用聚焦强度为 $6.9 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 的圆偏振激光与临界密度等离子体相互作用, 获得了能散 30%、中心能量为 9.3 MeV、通量为 $3 \times 10^{12} \text{ protons}/(\text{MeV} \cdot \text{sr})$ 的强流质子束. 他们通过二维 PIC 模拟证明, 质子能谱分布和能散结果与 CES 加速机制相符合.

2020 年, Tochitsky 等 [94] 在实验中通过 CES 加速机制获得了能量分别在 50 和 314 MeV 位置处的准单能质子 ($\Delta E/E < 30\%$) 和碳离子 ($\Delta E/E < 10\%$). 实验中, 如图 5(a) 所示, 他们首先将紫外线激光辐照到厚度为 50 μm 的金薄膜靶, 产生 X 射线在靶后对 1 μm 厚度的碳氢靶进行密度调制, 随后主激光作用到碳氢靶, 获得了能散低于 30% 的离子. 靶后为经过密度调制后的碳氢靶, 其靶前等离子体密度梯度更陡峭, 有利于激光加热等离子体和激波的形成, 同时靶后等离子体密度梯度变得更加平缓, 可以降低靶后指数衰减的鞘层场, 提高出射离子的单能性. 采用双脉冲激光对靶等离子体的密度进行调制, 可以提高激波的稳定性和离子的单能性.

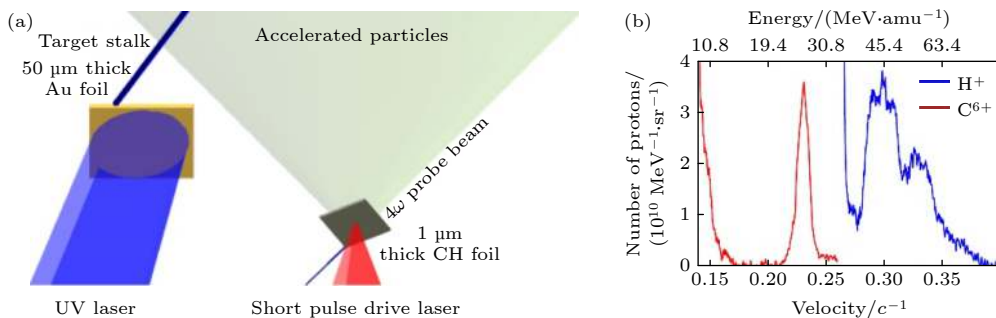


图 5 CES 加速实验 [94] (a) 激波加速密度调制示意图; (b) 质子和碳的准单能峰分布

Fig. 5. Experiment of CES acceleration [94]: (a) Experimental setup of collisionless electrostatic shock acceleration after tailoring the density profile of the plasma; (b) quasimonoenergetic protons and carbon ions in the spectra.

CES 机制的特点是离子单能性好, 但能量不高, 单发离子数目少, 并且易受到等离子体横向扩散影响, 导致能谱展宽和截止能量都比理论预期差. He 等^[95]在模拟中采用一种用高原子序数材料制成的微米管对等离子体横向膨胀进行束缚后发现激波能够更稳定地向前传播. 当激光脉宽为 1 ps 时, 在有约束条件下, 等离子体膨胀具有很好的密度梯度, 激波维持时间较长, 最终可以得到截止能量高于 100 MeV 的准单能质子束. 实验上, 这种微米管和临界密度靶结合的复合靶制备难度很大, 目前尚未有成功的实验报道. 未来如能提升制靶工艺, 实现密度梯度控制及横向抑制等离子体扩散, CES 加速也是一种有潜力的加速方法.

除了上面介绍的加速机制外, 一些其他的加速机制也有研究和报道. 例如靶破烧蚀加速 (BOA)^[96,97]、库仑爆炸加速 (CE)^[98,99]、“钻孔”加速 (HB)^[100]等. 基于这几种加速机制的实验工作较少, 还需要多更深入的研究.

3 高能质子加速新方案

目前激光离子加速所获得的最高能量与离子束肿瘤放疗的能量要求相差较大, 为了在实验上获得更高能量的离子, 近年来研究者们又提出了一些新的加速方案, 下面将分别进行介绍.

3.1 增强型 TNSA, RPA 加速

在 TNSA 机制下, 离子的能量与超热电子的温度及密度直接相关. 提高激光到超热电子的耦合效率是获得更高能质子的有效途径. 2011 年, Zigler 等^[101]首次通过 0.5 TW 激光作用在水汽凝结成的无定型纳米线靶, 观察到截止能量为 7.5 MeV 的质子束, 比相同激光条件下的实验结果高一个量级. 除了在靶前表面引入微纳结构, 还可以在主脉冲前使用另一束脉冲在靶前表面产生较长尺度的预等离子体, 增强等离子体对激光的吸收^[102]. 2010 年, Markey 等^[103]在实验中, 在激光总能量不变的条件下, 将激光由单脉冲形式改为双脉冲, 质子截止能量由 15 MeV 提高到 20 MeV. 他们模拟发现, 第一发脉冲与靶表面作用时导致的等离子体的预膨胀会提高第二发脉冲的能量吸收系数. 相比于单脉冲, 激光能量到质子的转化效率提高到 3.3 倍. 2018 年, Wang 等^[104]发现可利用预脉冲激光对纳米靶进行烧蚀, 主脉冲与所形成的

靶前预等离子体相互作用, 发生自聚焦成丝, 激光强度得到提高. 同时靶后等离子体密度梯度更为陡峭, 靶背鞘层场将得到进一步增强, 相比单脉冲激光, 质子的截止能量提高了 1 倍. 2020 年, Rahman 等^[105]的模拟结果表明, 预脉冲可以改变靶内电子分布, 减少主脉冲激光的反射, 提高激光能量吸收系数. 在激光总能量不变的前提下, 双脉冲激光所产生的热电子的温度和数目都明显高于单脉冲, 质子的截止能量由 60 MeV 提高到 120 MeV. 同时由于预脉冲的处理, 等离子体内部能量较低的质子会优先得到加速, 双脉冲质子能谱的单能性更好.

双脉冲与靶相互作用包含了更复杂的物理过程, 当参数不合适时, 预脉冲的出现也会对质子加速带来不利影响. 2007 年 Robinson 等^[106]通过数值计算研究发现, 采用双脉冲也可能会降低质子截止能量和高能质子数目. Kaluza 等^[34]的研究表明, 对于厚度为 10 μm 的金属靶, 当预脉冲与主脉冲间隔小于 2.5 ns 时, 预脉冲会在靶背形成等离子体层, 削弱靶背鞘层电场, 降低质子截止能量.

2019 年, 马文君等^[107]采用次临界密度碳纳米管泡沫 (carbon nanotube foam, CNF) 与类金刚石碳纳米薄膜靶组成的双层靶, 利用 PW 级飞秒激光, 在实验中观察到截止能量为 58 MeV 的质子和截止能量为 48 MeV/u 的碳离子. 激光入射到这样的双层靶上时, 其 ps 级的上升沿首先将碳纳米管电离形成高度均匀的次临界密度等离子体 (n_e 约为 $0.1n_c$ — $1.0n_c$). 加速过程如图 6(a) 所示, 主脉冲与次临界密度等离子体相互作用, 产生大量的向前传播的超热电子, 其温度可达有质动力温度的 2—3 倍. 当激光穿过第一层靶到达纳米薄膜时, 离子由于辐射压力从薄膜靶中发射出来, 然后在超热电子流所形成的鞘层中获得加速. 双层靶结构加速方案将超热电子的产生和离子加速两个过程分开, 并且混合了 RPA 机制和 TNSA 机制. 当激光作用到薄膜靶时, 主要通过 RPA 机制电离产生大量离子, 并且对离子进行初级加速, 而 TNSA 机制在后续的离子加速中起到主要作用. 该实验打破了飞秒激光驱动碳离子加速的最高能量纪录, 是之前最高纪录的 2.5 倍^[108]. 模拟结果表明, 这种双层靶加速方案离子的截止能量与激光强度的 0.6 次方成正比, 其定标律略高于 TNSA 机制, 低于 RPA 机制, 但更加稳定可控, 离子的加速时间得到了延长. 这种级联加速机制在现有的激光条件下, 有望产生 GeV 量级高能重离子束.

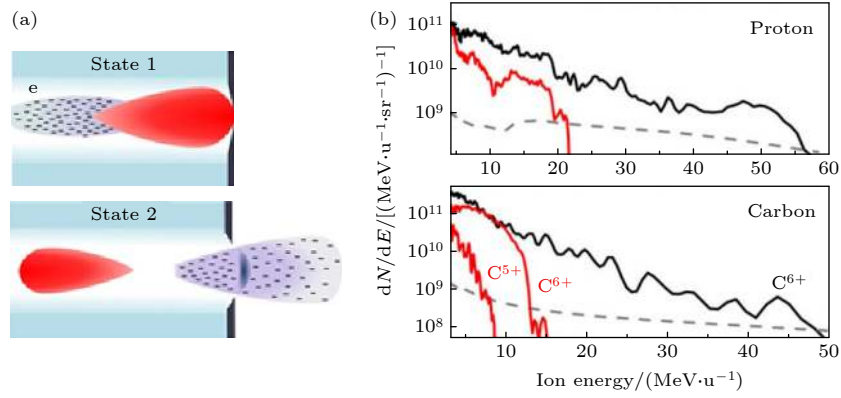

 图 6 双层靶加速实验^[107] (a) 级联过程示意图; (b) 质子碳离子能谱分布

Fig. 6. Experiment laser-driven acceleration using a double-layer target^[107]: (a) Schematic drawing of the cascaded acceleration process; (b) protons and carbon ions spectrum for: with CNF (black lines) and without (red lines).

3.2 磁涡旋加速

利用激光等离子体相互作用产生的磁压来加速离子早在 2005 年就被提出. Bulanov^[109] 通过 PIC 模拟发现超强激光与气体靶相互作用, 等离子体内部形成低密度通道, 在通道末端可以产生强大的静电分离场对离子进行加速和聚焦. 作者指出, 这种静电分离场是由通道内部的偶极磁场所激发的. 2019 年 Park 等^[110] 在模拟中, 利用 PW 激光与临界密度靶相互作用, 能够获得截止能量高达数百 MeV 的质子束, 并且束流具有高度准直和消色差特性.

如图 7 所示, 磁涡旋加速机制的物理图像为: 超强激光与临界密度靶相互作用时, 激光有质动力

将电子推出, 在等离子体中沿激光轴传播形成低密度通道, 低密度通道中间出现很强的电子流和同轴的高密度等离子体壁, 等离子体壁中有沿管壁回流的电子, 形成了振幅达到 10^5 T 的涡旋磁场. 当涡旋磁场到达靶背, 会排开靶背表面电子, 使靶背表面带正电, 同出射的电子流形成强烈的分离电荷场, 能够加速和聚焦离子, 产生准直的高能质子束.

磁涡旋加速机制的离子能量与激光功率的 0.8 次方成正比 ($E_i \propto I^{0.8}$), 高于 TNSA 加速机制, 理论计算激光功率在 1 PW 时, 可以产生能量达 100 MeV 以上的质子, 其束流特点是准直性好, 消色差, 十分有利于质子束的应用和束流传输. 磁涡旋加速机制被提出后, 目前为止还没有成功的实验

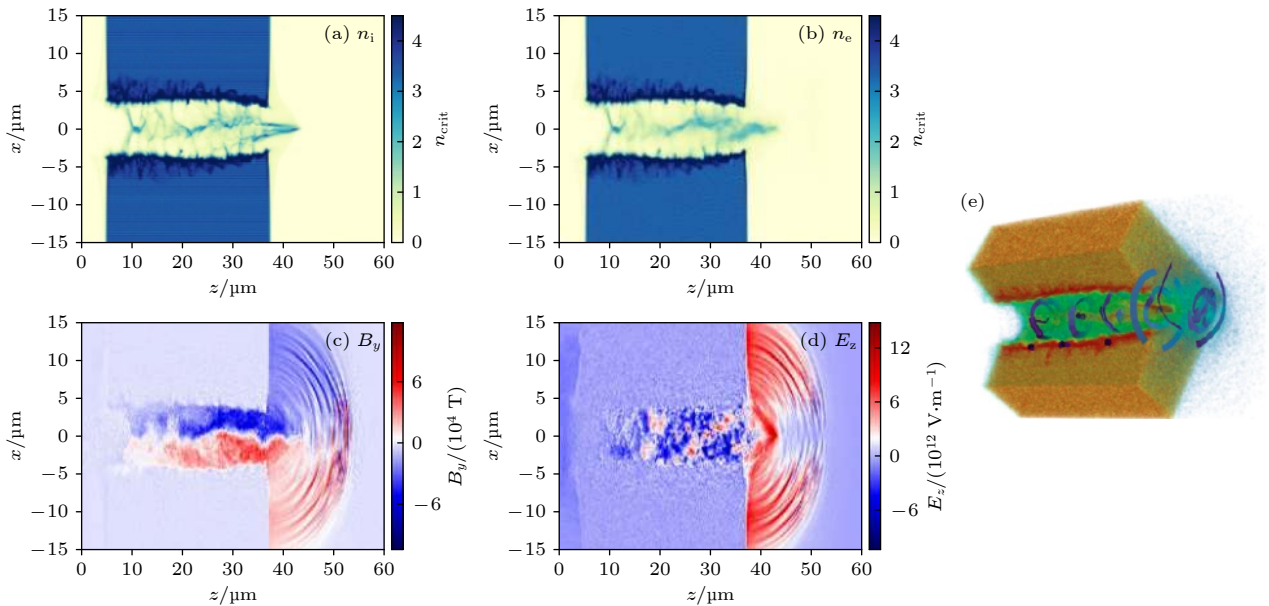

 图 7 磁涡旋加速机制^[110]

Fig. 7. Magnetic vortex acceleration regime^[110].

结果被报道. 这是因为磁涡旋加速机制需要等离子体密度和长度同激光功率之间达到最佳耦合条件, 才能产生稳定的等离子体通道和涡旋磁场. 其次, 激光束斑要与等离子体通道半径满足一定条件: 束斑过大无法形成明显的密度通道, 过小会导致等离子体向内膨胀堵塞通道. 实验上目前还无法对等离子体和激光参数进行如此精确操控.

3.3 离子波破加速

在 CES 加速机制中, 要求等离子体的密度 n_e 高于相对论性临界密度, ($n_e > \gamma n_c \sim a_0 n_c$, γ 为电子的洛伦兹因子, a_0 为激光归一化强度, $a_0 = eE_0/(m_e c \omega)$). 激光前沿被堆积出来的等离子体所反射, 冲击波前沿速度受限于等离子体中的离子声速. 刘彬等 [111,112] 从理论和模拟上研究了在相对论自透明的近临界密度 (通常介于 $1n_c$ — $10n_c$ 之间) 等离子体中发生的一种独特的离子加速机制. 在等离子体密度较低时, 背景离子在高速移动的静电分离场的作用下集体震荡. 震荡的幅度以及在震荡过程中离子获得的最大速度都随着静电分离场的强度增加而增加. 当等离子体密度足够高从而场的强度足够大, 以至于离子获得的最大速度达到静电场的移动速度时, 离子就会被场“俘获”从而可以被持续加速. 这个离子俘获的过程是自调制的, 离子的运动规律也会伴随着从流体向非流体转变. 理论上, 俘获发生之前的离子的集体运动可以看作离子波, 而少量离子的俘获可以看作离子波的波破. 因此这个加速机制被称作离子波破加速. 相比于不透明的高密度等离子体的离子加速机制, 包括“打洞”加速和冲击波加速, 离子波破加速的优点主要在于其产生的离子能量更高, 缺点在于离子的数目相对较少.

3.4 静电电容加速

RPA 机制中, 电子层与离子层互相耦合导致的不稳定性是制约获得高能质子的主要因素之一. Shen 等 [113] 基于 PIC 模拟工作, 提出了一种静电电容加速机制 (electrostatic capacitance-type acceleration, ECA). 模拟中他们通过脉宽数 fs、能量为 10 J 的单周期激光作用到厚度为 4 nm 的超薄靶, 获得了能散低于 10%, 能量达到百 MeV 的准单能质子束. 与 RPA 机制不同, ECA 机制中电子层与离子层并不是作为一个整体的“等离子体飞镜”被加速. 相反, 电子和离子在激光传播方向上是间隔一定距离的. 如图 8(a) 所示, 它的加速过程分为两个阶段, 首先激光与纳米靶相互作用. 由于靶的面密度很低, 会将靶中几乎全部的电子推动向前加速, 电子不能在短时间内扩散, 而是形成一个飞行的电子薄片, 作为阴极, 而留下的重离子充当电容的阳极, 激光能量转化为静电势能, 这等效于电容的充电过程. 随后纳米靶的质子被两个电极之间的匀强静电场加速, 静电势能转化为离子动能, 电容放电.

作者认为, 相比于 RPA 机制, ECA 机制更加稳定可控. 在 RPA 机制中, 激光有质动力推动着由电子和离子组成的“等离子体飞镜”向前传播, 加速过程中需要一直维持“等离子体飞镜”的稳定性, 才能获得准单能的高能离子束. ECA 机制由于电荷分离场的形成和离子加速是相互独立的, 只需要在激光作用瞬间, 确保电子完全打出, 形成一个均匀的平面电子层, 后续离子便能稳定、持续得到加速. 实现 ECA 机制的主要困难在于: 一方面微米尺寸大小、纳米厚度的无支撑靶的制备和定位较为困难, 另一方面目前的激光技术还无法产生接近单周期的能量达到 10 J 量级的激光. 此外, 这种机制

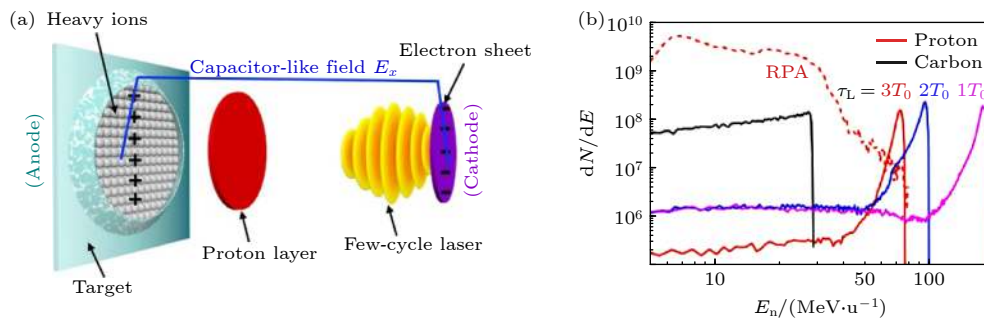


图 8 静电电容加速机制 [113] (a) 加速原理; (b) 不同脉宽激光的三维 PIC 模拟结果

Fig. 8. Schematic of the electrostatic capacitance-type acceleration regime [113]: (a) Principle of ions acceleration; (b) three dimensional PIC simulation results for three different pulse durations.

对激光的对比度要求比 RPA 机制还要高, 激光到离子的能量转化效率不高.

3.5 多光束薄膜靶级联加速

单级离子加速方案受限于激光光强、靶材, 一步到位获得超过 100 MeV 的高能质子有一定困难. 采用让离子依次通过多个激光产生的加速场来提升最终能量是一种吸引人的思路. 2010 年, Pfoth 等^[114]提出了一种级联加速方案, 如图 9(a) 所示, 通过双束激光两次打靶实现多级 TNSA 加速. 首先第一束激光与第一层靶相互作用, 通过 TNSA 机制产生数 MeV 的质子, 当质子向前传播到第二层靶时, 第二束激光与第二层靶相互作用, 在靶内部建立鞘层电场, 对初级质子束施加特征光谱调制. 当质子到达第二层靶时候, 只有部分质子会受到影响, 靶后的质子会进一步得到加速, 而靶前的质子会被库仑势垒减速, 可以改变能谱某一特定能量段的分布, 如图 9(b) 所示. 通过调整两束激光的延迟时间, 可以对输出能谱进行操控, 但在实验中, 鞘层电场较弱, 对质子能量没有明显的二次提升.

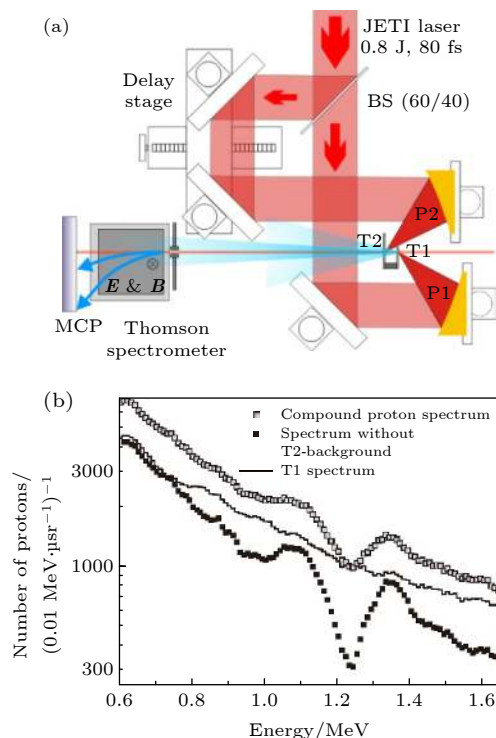


图 9 多级 TNSA 加速方案^[114] (a) 实验示意图; (b) 质子能谱分布

Fig. 9. Multi-stage TNSA acceleration^[114]: (a) Schematics of experimental setup; (b) energy spectra of the proton beams.

后面也有人继续研究这种级联加速方案. 2018 年王文鹏等^[115]在实验中, 利用两束强度为 $7.7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的激光先后以 12° , 40° 斜入射在 $4 \mu\text{m}$ 厚的金属铝靶及 200 nm 厚的硼碳复合薄膜靶, 实现了双级 TNSA 加速. 实验结果显示, 质子截止能量由 7.0 MeV 被提高到 14.4 MeV. 他们的模拟结果表明, 在激光归一化强度 $a_0 = 25$ 的条件下, 利用这种方法可以得到截止能量为 135 MeV 的质子束.

尽管取得了初步的成功, 多光束级联加速仍有许多待解决的问题. 首先, 多个加速过程的协调同步需要对激光和靶进行精密的控制, 这无疑增加了方案的复杂性. 其次, 离子数量在多级加速过程中, 不可避免地会有所损失. 最终的加速效率可能并不高. 这对于很多应用来说可能是比较致命的缺陷. 最后, 目前激光器的成本与激光总能量成正比, 多光束级联加速将激光能量分配到多个光束上, 如不能获得很大的能量增益, 从成本角度看, 可能还不如单级加速划算. 以上这些问题的解决, 还需要更多的实践探索.

3.6 微米管级联加速

2006 年, Tancian 等^[116]利用微米管实现了一种对质子束进行聚焦和能量选择的级联加速方案. 他们通过皮秒激光脉冲作用在长度为 3 mm 的中空金属筒上, 使得内壁产生热电子并向内膨胀, 在管内产生了径向的空间电荷场, 如图 10 所示. 当来自于另一束激光加速的质子束通过管道时, 质子

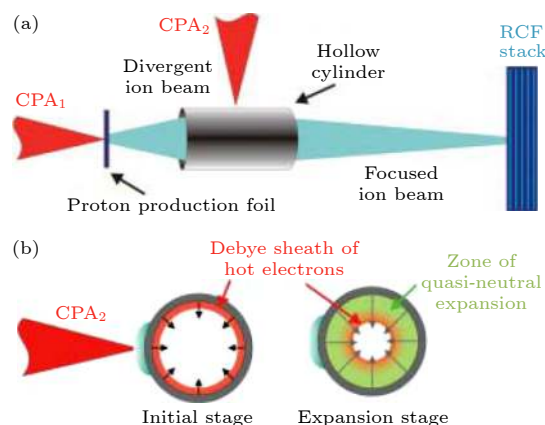


图 10 微米管级联加速^[116] (a) 微米管示意图; (b) 电荷分离场的形成

Fig. 10. Cascade acceleration with microtubes^[116]: (a) Schematic diagram of the scheme; (b) space-charge field irradiated by the CPA laser pulse.

束会被聚焦和能量选择, 最终质子单能性和准直性可获得极大提升. 2017 年, 上海交通大学 Wang 等^[117]在模拟中发现, 通过超强激光作用在 $1.6\ \mu\text{m}$ 的中空金属管外壁, 除了径向电场外, 还可以产生 TV/m 量级的轴向电场. 注入质子的最高能量由 10 MeV 提升到 17 MeV, 能散由 10% 降低到 4.9%, 并且发现增大微米管长度, 质子的截止能量和准直性会得到进一步提高.

2019 年, He 等^[118]提出了一种利用超短强激光脉冲驱动, 实现全光学级联离子加速的方案, 各加速阶段相互独立. 如图 11(a) 所示, 第一阶段通过 PW、皮秒激光与第一段微米管作用, 在管内形成临界密度等离子体, 可以产生准单能, 高度准直的质子束. 第二阶段, 两束 TW、飞秒激光作用在第二个管状结构两翼, 沿着管壁驱动表面电流, 产生电磁场脉冲对质子进行级联加速. 图 11(b) 模拟结果显示, 初级加速质子截止能量为 123 MeV, 一次级联后能量提高达到 151 MeV, 二次级联后提高

到 181 MeV, 每一级能量增益大概在 30 MeV 左右, 总的能量转化效率为 2.1%. 这种级联加速方案, 可以产生能谱发散度很小的离子束. 采用激光能量达到千焦的皮秒激光, 能够产生高通量的离子束, 部分补偿了级联加速过程中不可避免的粒子损失, 有利于质子束的多次级联加速. 这个方案的主要问题在于对激光器能量要求太大, 目前的技术条件下很难推广.

3.7 微螺线管后加速

Kar 等^[119–122]和 Bardon 等^[123]提出一种利用微型螺旋管的后加速方案, 不需要多束激光即可同时实现质子束的能量选择、准直和二次加速. 如图 12(a) 和图 12(b) 所示, 激光与靶相互作用后, 电子从靶背表面出射, 形成靶背鞘层电场, 产生沿靶后法线方向传播的高能质子束. 同时由于靶中的电子被打出, 靶上积累的正电荷会通过接地导线产生沿螺线管传播的电流脉冲, 形成的超短超强电

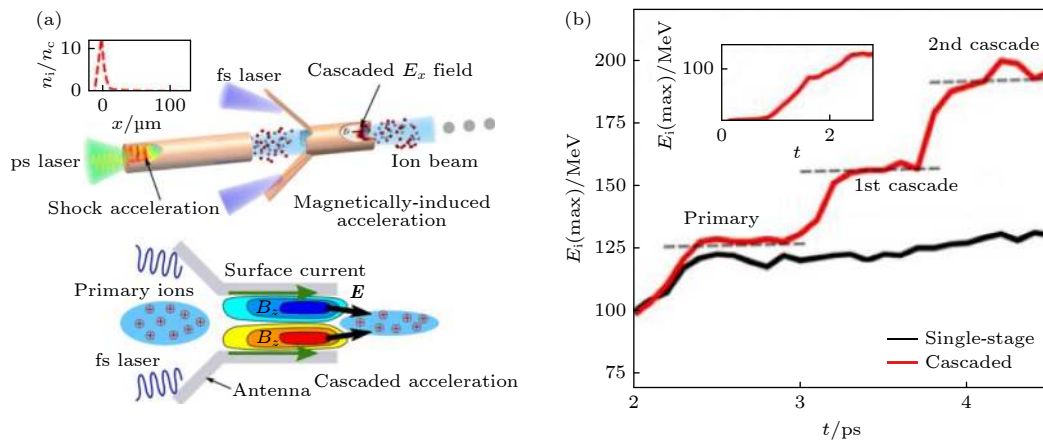


图 11 全光学离子加速级联方案^[118] (a) 微米管对质子进行级联加速; (b) 质子截止能量演变过程

Fig. 11. All-optical cascaded ion acceleration scheme^[118]: (a) Post-acceleration of protons in microtubes irradiated by femtosecond laser; (b) time evolution of the maximum ion energy.

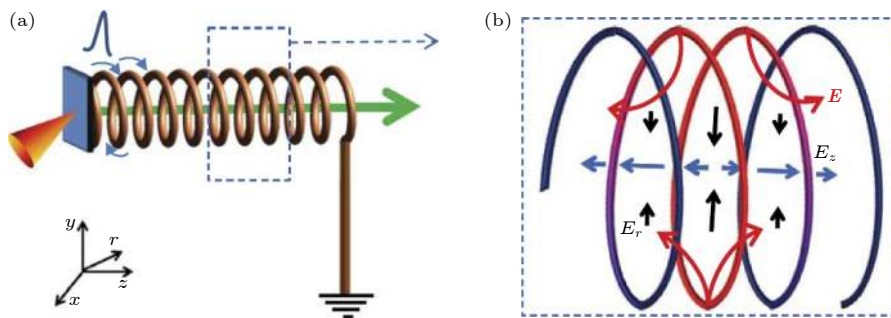


图 12 螺旋管级联加速方案^[119] (a) 脉冲电流沿螺线管传播; (b) 螺线管内部电场分布

Fig. 12. Schematic of the post-acceleration of ions in helical coils^[119]: (a) Propagation of electromagnetic pulse along the metallic wire; (b) schematic representation of laser-excited electric field inside the coils.

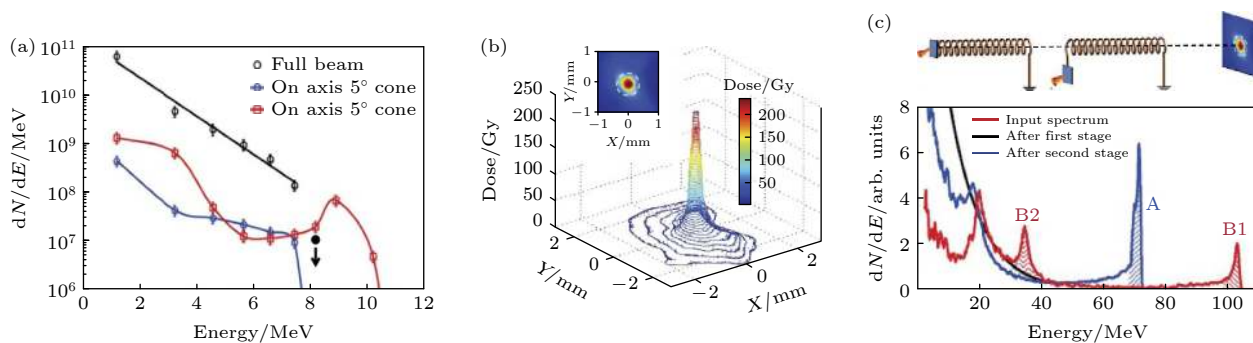


图 13 螺线管级联加速实验及模拟结果^[119] (a) 质子能谱分布; (b) 质子束三维分布; (c) 两次级联加速模拟结果

Fig. 13. Experimental and simulated results of post-acceleration using helical coils^[119]: (a) Proton spectrum with and without the helical coils; (b) spatial profile of the ion beams; (c) proton spectra of the input proton source, after the single-stage and after the double-stage post acceleration.

磁场能够对质子束进行二次加速和聚焦. 实验中使用 200 TW 的激光器, 后加速段的加速梯度达 0.5 GV/m, 远超传统加速器所能达到的加速梯度.

实验结果如图 13(a),(b) 所示, 经过螺线管电场二次加速后, 质子的截止能量由 7.6 MeV 提升到 10.4 MeV, 并且质子束得到了良好的聚焦, 靶后 35 mm 处, 束流高度准直, 发散角小于 0.5%. 此外他们还模拟了质子束经过两次螺线管结构加速后的效果, 如图 13(c) 所示, 在 PW 激光下, 由薄膜靶发射的初级质子束截止能量为 40 MeV, 经过一次螺线管结构后, 达到了 70 MeV. 两次级联加速后, 达到 100 MeV. 可见使用 PW 激光器, 利用螺线管级联加速方案有望获得能量为 100—200 MeV 的高能质子束.

4 总结与展望

从实验上发现超强激光与固体薄膜作用可产生高能质子到今天, 已经过了 20 年左右的时间. 在世界范围内广大科研工作者的共同努力下, 激光驱动离子加速作为一种全新的离子加速方法, 已逐渐走向成熟. 质子能量记录不断提高, 加速稳定性与可靠性稳步提升. 激光加速一个重要优势是激光到离子的能量转化效率较高, 普遍可达百分之几. 如采用高平均功率和高电光源转化效率的超短超强激光作为驱动源, 激光加速有很大潜力成为一种经济高效的中低能离子产生方法. 目前, 采用二极管泵浦的高功率激光器, 已可实现 60% 的强电到泵浦光转化效率和超过 20% 的泵浦光到脉冲光的转化效率. 预计在不久的将来, 平均功率达到千瓦量级的拍瓦激光器将会出现^[124]. 利用这种激光器

预期可产生平均功率在十瓦量级的离子束流.

世界各国正将注意力由基础物理研究转到应用. 2010 年, 欧洲批准了首个艾瓦 (10^{18} W/cm²) 激光装置 ELI (extreme light infrastructure), 预期激光强度可超过 10^{24} W/cm². ELI 项目一个非常重要的研究目标为产生最高能量达 300 MeV 的质子, 并开展肿瘤治疗应用研究^[125]. 与此同时, 德国政府也在慕尼黑大学和德累斯顿建立了两个激光加速研究中心, 各投入 7000 万欧元, 主要目标为产生 20—100 MeV 的质子, 应用于癌症治疗、医学成像和质子诊断等. 韩国政府也批准了投资过亿美元的 UQBF (ultrashort quantum beam) 计划, 其中一个重要方向即为激光质子加速及应用于医学和成像.

我国在激光质子加速领域同样成果显著, 中国科学院物理研究所、中国科学院上海光学精密机械研究所、中国工程物理研究院、北京大学、清华大学、上海交通大学等单位在激光离子加速领域做出了很多具有世界先进水平的理论和实验工作. 其中北京大学激光加速团队在国家重大仪器专项的支持下, 已建成世界上首台 1% 能散的小型激光质子加速器 (CLAPA) 及辐照装置, 在激光加速到稳定可用的激光加速器的过程中迈出了坚实的一步^[6,126]. 未来在国家重点研发专项“拍瓦激光质子加速器装置研究与应用示范”的支持下, 可以预期, 我国将在激光离子加速及应用领域获得更多更大的突破.

参考文献

- [1] Ledingham K W D, Bolton P R, Shikazono N, Ma C M C

- [2014 *Appl. Sci.* **4** 402
- [2] Borghesi M, Fuchs J, Bulanov S V, Mackinnon A J, Patel P K, Roth M 2006 *Fusion Sci. Technol.* **49** 412
- [3] He X T, Li J W, Fan Z F, Wang L F, Liu J, Lan K, Wu J F, Ye W H 2016 *Phys. Plasmas* **23** 082706
- [4] Malka V, Fritzler S, Lefebvre E, d'Humieres E, Ferrand R, Grillon G, Albaret C, Meyroneinc S, Chambaret J P, Antonetti A, Hulin D 2004 *Med. Phys.* **31** 1587
- [5] Bulanov S V, Wilkens J J, Esirkepov T Z, Korn G, Kraft G, Kraft S D, Molls M, Khoroshkov V S 2014 *Phys. Usp.* **57** 1149
- [6] Zhu J G, Wu M J, Liao Q, Geng Y X, Zhu K, Li C C, Xu X H, Li D Y, Shou Y R, Yang T, Wang P J, Wang D H, Wang J J, Chen C E, He X T, Zhao Y Y, Ma W J, Lu H Y, Tajima T, Lin C, Yan X Q 2019 *Phys. Rev. Accel. Beams* **22** 061302
- [7] Tao L, Zhu K, Zhu J, Xu X, Lin C, Ma W, Lu H, Zhao Y, Lu Y, Chen J E, Yan X 2017 *Phys. Med. Biol.* **62** 5200
- [8] Bayart E, Flacco A, Delmas O, Pommarel L, Levy D, Cavallone M, Megnin-Chanet F, Deutsch E, Malka V 2019 *Sci. Rep.* **9** 10132
- [9] Kraft S D, Richter C, Zeil K, Baumann M, Beyreuther E, Bock S, Bussmann M, Cowan T E, Dammene Y, Enghardt W, Heibig U, Karsch L, Kluge T, Laschinsky L, Lessmann E, Metzkes J, Naumburger D, Sauerbrey R, Schürer M, Sobiella M, Woithe J, Schramm U, Pawelke J 2010 *New J. Phys.* **12** 085003
- [10] Hofmann K M, Masood U, Pawelke J, Wilkens J J 2015 *Med. Phys.* **42** 5120
- [11] Masood U, Cowan T E, Enghardt W, Hofmann K M, Karsch L, Kroll F, Schramm U, Wilkens J J, Pawelke J 2017 *Phys. Med. Biol.* **62** 5531
- [12] Manti L, Perozziello F M, Borghesi M, Candiano G, Chaudhary P, Cirrone G A P, Doria D, Gwynne D, Leanza R, Prise K M, Romagnani L, Romano F, Scuderi V, Tramontana A 2017 *J. Instrum.* **12** C03084
- [13] Durante M, Bräuer-Krisch E, Hill M 2018 *Br. J. Radiol.* **91** 20170628
- [14] Linz U, Alonso J 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 124802
- [15] Linz U, Alonso J 2007 *Phys. Rev. Accel. Beams* **10** 094801
- [16] Higginson A, Gray R J, King M, Dance R J, Williamson S D R, Butler N M H, Wilson R, Capdessus R, Armstrong C, Green J S, Hawkes S J, Martin P, Wei W Q, Mirfayzi S R, Yuan X H, Kar S, Borghesi M, Clarke R J, Neely D, McKenna P 2018 *Nat. Commun.* **9** 724
- [17] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401
- [18] Macchi A, Borghesi M, Passoni M 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 751
- [19] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [20] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [21] Karsch S, Düsterer S, Schwoerer H, Ewald F, Habs D, Hegelich M, Pretzler G, Pukhov A, Witte K, Sauerbrey R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 015001
- [22] Mackinnon A J, Borghesi M, Hatchett S, Key M H, Patel P K, Campbell H, Schiavi A, Snavely R, Wilks S C, Willi O 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1769
- [23] Roth M, Blazevic A, Geissel M, Schlegel T, Cowan T E, Allen M, Gauthier J C, Audebert P, Fuchs J, Meyer-Ter-Vehn J, Hegelich M, Karsch S, Pukhov A 2002 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **5** 061301
- [24] Krushelnick K, Clark E L, Zepf M, Davies J R, Beg F N, Machacek A, Santala M I K, Tatarakis M, Watts I, Norreys P A, Dangor A E 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2055
- [25] McKenna P, Ledingham K W D, Yang J M, Robson L, McCanny T, Shimizu S, Clarke R J, Neely D, Spohr K, Chapman R, Singhal R P, Krushelnick K, Wei M S, Norreys P A 2004 *Phys. Rev. E: Stat. Nonlinear Soft Matter Phys.* **70** 036405
- [26] Passoni M, Bertagna L, Zani A 2010 *New J. Phys.* **12** 045012
- [27] Hatchett S P, Brown C G, Cowan T E, Henry E A, Johnson J S, Key M H, Koch J A, Langdon A B, Lasinski B F, Lee R W, Mackinnon A J, Pennington D M, Perry M D, Phillips T W, Roth M, Sangster T C, Singh M S, Snavely R A, Stoyer M A, Wilks S C, Yasuike K 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2076
- [28] Kumar S, Gupta D N 2020 *Laser Part. Beams* **38** 73
- [29] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Phillips T W, Stoyer M A, Henry E A, Sangster T C, Singh M S, Wilks S C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D M, Yasuike K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [30] Mora P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 185002
- [31] Sentoku Y, Cowan T E, Kemp A, Ruhl H 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2009
- [32] Fuchs J, Antici P, D'Humieres E, Lefebvre E, Borghesi M, Brambrink E, Cecchetti C A, Kaluza M, Malka V, Manclossi M, Meyroneinc S, Mora P, Schreiber J, Toncian T, Pépin H, Audebert P 2006 *Nat. Phys.* **2** 48
- [33] Mackinnon A J, Sentoku Y, Patel P K, Price D W, Hatchett S, Key M H, Andersen C, Snavely R, Freeman R R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 215006
- [34] Kaluza M, Schreiber J, Santala M I K, Tsakiris G D, Eidmann K, Meyer-Ter-Vehn J, Witte K J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 045003
- [35] Flacco A, Sylla F, Veltcheva M, Carrié M, Nuter R, Lefebvre E, Batani D, Malka V 2010 *Phys. Rev. E: Stat. Nonlinear Soft Matter Phys.* **81** 036405
- [36] Zeil K, Kraft S D, Bock S, Bussmann M, Cowan T E, Kluge T, Metzkes J, Richter T, Sauerbrey R, Schramm U 2010 *New J. Phys.* **12** 045015
- [37] Margarone D, Klimo O, Kim I J, Prokūpek J, Limpouch J, Jeong T M, Mocek T, Pkal J, Kim H T, Proka J, Nam K H, Tolcová L, Choi I W, Lee S K, Sung J H, Yu T J, Korn G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 234801
- [38] Margarone D, Kim I J, Psikal J, Kaufman J, Mocek T, Choi I W, Stolicova L, Proska J, Choukourov A, Melnichuk I, Klimo O, Limpouch J, Sung J H, Lee S K, Korn G, Jeong T M 2015 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **18** 071304
- [39] Ogura K, Nishiuchi M, Pirozhkov A S, Tanimoto T, Sagisaka A, Esirkepov T Z, Kando M, Shizuma T, Hayakawa T, Kiriama H, Shimomura T, Kondo S, Kanazawa S, Nakai Y, Sasao H, Sasao F, Fukuda Y, Sakaki H, Kanasaki M, Yogo A, Bulanov S V, Bolton P R, Kondo K 2012 *Opt. Lett.* **37** 2868
- [40] Tresca O, Carroll D C, Yuan X H, Aurand B, Bagnoud V, Brenner C M, Coury M, Fils J, Gray R J, Kuehl T, Li C, Li Y T, Lin X X, Quinn M N, Evans R G, Zielbauer B, Roth M, Neely D, McKenna P 2011 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **53** 105008
- [41] Toncian T, Swantusch M, Toncian M, Willi O, Andreev A A, Platonov K Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 043105
- [42] Poole P L, Obst L, Cochran G E, Metzkes J, Schlenvoigt H P, Prencipe I, Kluge T, Cowan T, Schramm U, Schumacher D W, Zeil K 2018 *New J. Phys.* **20** 013019

- [43] Dover N P, Nishiuchi M, Sakaki H, Kondo K, Lowe H F, Alkhimova M A, Ditter E J, Ettlinger O C, Faenov A Y, Hata M, Hicks G S, Iwata N, Kiriya H, Koga J K, Miyahara T, Najmudin Z, Pikuz T A, Pirozhkov A S, Sagisaka A, Schramm U, Sentoku Y, Watanabe Y, Ziegler T, Zeil K, Kando M, Kondo K 2020 *High Energy Density Phys.* **37** 100847
- [44] Perego C, Zani A, Batani D, Passoni M 2011 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **653** 89
- [45] Spencer I, Ledingham K W D, McKenna P, McCanny T, Singhal R P, Foster P S, Neely D, Langley A J, Dival E J, Hooker C J, Clarke R J, Norreys P A, Clark E L, Krushelnick K, Davies J R 2003 *Phys. Rev. E* **67** 046402
- [46] Buffechoux S, Psikal J, Nakatsutsumi M, Romagnani L, Andreev A, Zeil K, Amin M, Antici P, Burris-Mog T, Compant-La-Fontaine A, d'Humières E, Fourmaux S, Gaillard S, Gobet F, Hannachi F, Kraft S, Mancic A, Plaisir C, Sarri G, Tarisien M, Toncian T, Schramm U, Tampo M, Audebert P, Willi O, Cowan T E, Pépin H, Tikhonchuk V, Borghesi M, Fuchs J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 015005
- [47] Neely D, Foster P, Robinson A, Lindau F, Lundh O, Persson A, Wahlström C G, McKenna P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 021502
- [48] Passoni M, Sgattoni A, Prencipe I, Fedeli L, Dellasega D, Cialfi L, Choi I W, Kim I J, Janulewicz K A, Lee H W, Sung J H, Lee S K, Nam C H 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 061301
- [49] Zeil K, Metzkes J, Kluge T, Bussmann M, Cowan T E, Kraft S D, Sauerbrey R, Schmidt B, Zier M, Schramm U 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **56** 084004
- [50] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, Flippo K, Letzring S, Paffett M, Ruhl H, Schreiber J, Schulze R K, Fernández J C 2006 *Nature* **439** 441
- [51] Wagner F, Deppert O, Brabetz C, Fiala P, Kleinschmidt A, Poth P, Schanz V A, Tebartz A, Zielbauer B, Roth M, Stöhlker T, Bagnoud V 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 205002
- [52] Passoni M, Perego C, Sgattoni A, Batani D 2013 *Phys. Plasmas* **20** 060701
- [53] Robson L, Simpson P T, Clarke R J, Ledingham K W D, Lindau F, Lundh O, McCanny T, Mora P, Neely D, Wahlstrom C G, Zepf M, McKenna P 2007 *Nat. Phys.* **3** 58
- [54] Nakatsutsumi M, Sentoku Y, Korzhimanov A, Chen S N, Buffechoux S, Kon A, Atherton B, Audebert P, Geissler M, Hurd L, Kimmel M, Rambo P, Schollmeier M, Schwarz J, Starodubtsev M, Gremillet L, Kodama R, Fuchs J 2018 *Nat. Commun.* **9** 280
- [55] Schwoerer H, Pfotenhauer S, Jackel O, Amthor K U, Liesfeld B, Ziegler W, Sauerbrey R, Ledingham K W D, Esirkepov T 2006 *Nature* **439** 445
- [56] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [57] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, Guo Z Y, Liu B C, Lu Y R, Fang J X, Chen J E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [58] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Dromey B, Geissler M, Karmakar A, Gibbon P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 155002
- [59] Chen M, Pukhov A, Yu T P, Sheng Z M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 024801
- [60] Robinson A P L, Zepf M, Kar S, Evans R G, Bellei C 2008 *New J. Phys.* **10** 013021
- [61] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002
- [62] Zhuo H B, Chen Z L, Yu W, Sheng Z M, Yu M Y, Jin Z, Kodama R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 065003
- [63] Yu T P, Pukhov A, Shvets G, Chen M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 065002
- [64] Bulanov S S, Brantov A, Bychenkov V Y, Chvykov V, Kalinchenko G, Matsuoka T, Rousseau P, Reed S, Yanovsky V, Litzenberg D W, Krushelnick K, Maksimchuk A 2008 *Phys. Rev. E* **78** 026412
- [65] Grech M, Skupin S, Nuter R, Gremillet L, Lefebvre E 2009 *New J. Phys.* **11** 093035
- [66] Aurand B, Kuschel S, Jäckel O, Rödel C, Zhao H Y, Herzer S, Paz A E, Bierbach J, Polz J, Elkin B, Paulus G G, Karmakar A, Gibbon P, Kuehl T, Kaluza M C 2013 *New J. Phys.* **15** 033031
- [67] Henig A, Steinke S, Schnürer M, Sokollik T, Horlein R, Kiefer D, Jung D, Schreiber J, Hegelich B M, Yan X Q, Meyer-ter-Vehn J, Tajima T, Nickles P V, Sandner W, Habs D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 245003
- [68] Kar S, Kakolee K F, Qiao B, Macchi A, Cerchez M, Doria D, Geissler M, McKenna P, Neely D, Osterholz J, Prasad R, Quinn K, Ramakrishna B, Sarri G, Willi O, Yuan X Y, Zepf M, Borghesi M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 185006
- [69] Steinke S, Hilz P, Schnürer M, Priebe G, Bränzel J, Abicht F, Kiefer D, Kreuzer C, Ostermayr T, Schreiber J, Andreev A A, Yu T P, Pukhov A, Sandner W 2013 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **16** 011303
- [70] Kim I J, Pae K H, Kim C M, Kim H T, Sung J H, Lee S K, Yu T J, Choi I W, Lee C L, Nam K H, Nickles P V, Jeong T M, Lee J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 165003
- [71] Bin J H, Ma W J, Wang H Y, Streeter M J V, Kreuzer C, Kiefer D, Yeung M, Cousens S, Foster P S, Dromey B, Yan X Q, Ramis R, Meyer-Ter-Vehn J, Zepf M, Schreiber J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 064801
- [72] Bergé L, Skupin S, Nuter R, Kasparian J, Wolf J P 2007 *Rep. Prog. Phys.* **70** R03 1633
- [73] Wang H Y, Lin C, Sheng Z M, Liu B, Zhao S, Guo Z Y, Lu Y R, He X T, Chen J E, Yan X Q 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 265002
- [74] Kim I J, Pae K H, Choi I W, Lee C-L, Kim H T, Singhal H, Sung J H, Lee S K, Lee H W, Nickles P V, Jeong T M, Kim C M, Nam C H 2016 *Phys. Plasmas* **23** 070701
- [75] Bulanov S S, Brantov A, Bychenkov V Y, Chvykov V, Kalinchenko G, Matsuoka T, Rousseau P, Reed S, Yanovsky V, Krushelnick K, Litzenberg D W, Maksimchuk A 2008 *Med. Phys.* **35** 1770
- [76] Andreev A, Lévy A, Ceccotti T, Thaury C, Platonov K, Loch R A, Martin P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 155002
- [77] Antici P, Fuchs J, d'Humières E, Lefebvre E, Borghesi M, Brambrink E, Cecchetti C A, Gaillard S, Romagnani L, Sentoku Y, Toncian T, Willi O, Audebert P, Pépin H 2007 *Phys. Plasmas* **14** 030701
- [78] Yin Y, Yu W, Yu M Y, Lei A, Yang X, Xu H, Senecha V K 2008 *Phys. Plasmas* **15** 093106
- [79] Xiao K D, Zhou C T, Jiang K, Yang Y C, Li R, Zhang H, Qiao B, Huang T W, Cao J M, Cai T X, Yu M Y, Ruan S C, He X T 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023103
- [80] Wan Y, Pai C H, Zhang C J, Li F, Wu Y P, Hua J F, Lu W, Joshi C, Mori W B, Malka V 2018 *Phys. Rev. E* **98** 013202
- [81] Wan Y, Andriyash I A, Lu W, Mori W B, Malka V 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 104801
- [82] Pegoraro F, Bulanov S V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 065002
- [83] Palmer C A J, Schreiber J, Nagel S R, Dover N P, Bellei C, Beg F N, Bott S, Clarke R J, Dangor A E, Hassan S M, Hilz P, Jung D, Kneip S, Mangles S P D, Lancaster K L,

- Rehman A, Robinson A P L, Spindloe C, Szerypo J, Tatarakis M, Yeung M, Zepf M, Najmudin Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 225002
- [84] Koyama K, Petre R, Gotthelf E V, Hwang U, Matsuura M, Ozaki M, Holt S S 1995 *Nature* **378** 255
- [85] Caprioli D, Blasi P, Amato E 2011 *Astropart. Phys.* **34** 447
- [86] Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskaya G A, et al. 2011 *Science* **332** 69
- [87] Zhidkov A, Uesaka M, Sasaki A, Daido H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 215002
- [88] Silva L O, Marti M, Davies J R, Fonseca R A, Ren C, Tsung F S, Mori W B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [89] Zhang W L, Qiao B, Huang T W, Shen X F, You W Y, Yan X Q, Wu S Z, Zhou C T, He X T 2016 *Phys. Plasmas* **23** 073118
- [90] Fiuza F, Stockem A, Boella E, Fonseca R A, Silva L O, Haberberger D, Tochitsky S, Gong C, Mori W B, Joshi C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 215001
- [91] Wei M S, Mangles S P D, Najmudin Z, Walton B, Gopal A, Tatarakis M, Dangor A E, Clark E L, Evans R G, Fritzler S, Clarke R J, Hernandez-Gomez C, Neely D, Mori W, Tzoufras M, Krushelnick K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 155003
- [92] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, Gong C, Fonseca R A, Silva L O, Mori W B, Joshi C 2012 *Nat. Phys.* **8** 95
- [93] Zhang H, Shen B F, Wang W P, Zhai S H, Li S S, Lu X M, Li J F, Xu R J, Wang X L, Liang X Y, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 164801
- [94] Tochitsky S, Pak A, Fiuza F, Haberberger D, Lemos N, Link A, Froula D H, Joshi C 2020 *Phys. Plasmas* **27** 083102
- [95] He H, Qiao B, Shen X F, Yao W P, Xie Y, Zhou C T, He X T, Zhu S P, Pei W B, Fu S Z 2019 *New J. Phys.* **21** 033035
- [96] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, Bowers K J, Flippo K A, Kwan T J T, Fernández J C 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056706
- [97] Hegelich B M, Pomerantz I, Yin L, Wu H C, Jung D, Albright B J, Gautier D C, Letzring S, Palaniyappan S, Shah R, Allinger K, Hörlein R, Schreiber J, Habs D, Blakeney J, Dyer G, Fuller L, Gaul E, McCary E, Meadows A R, Wang C, Ditmire T, Fernandez J C 2013 *New J. Phys.* **15** 085015
- [98] Ostermayr T M, Haffa D, Hilz P, Pauw V, Allinger K, Bamberg K U, Böhl P, Bömer C, Bolton P R, Deutschmann F, Ditmire T, Donovan M E, Dyer G, Gaul E, Gordon J, Hegelich B M, Kiefer D, Klier C, Kreuzer C, Martinez M, McCary E, Meadows A R, Moschting N, Rösch T, Ruhl H, Spinks M, Wagner C, Schreiber J 2016 *Phys. Rev. E* **94** 033208
- [99] Zigler A, Eisenman S, Botton M, Nahum E, Schleifer E, Baspaly A, Pomerantz I, Abicht F, Branzel J, Priebe G, Steinke S, Andreev A, Schnuerer M, Sandner W, Gordon D, Sprangle P, Ledingham K W D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 215004
- [100] Naumova N, Schlegel T, Tikhonchuk V T, Labaune C, Sokolov I V, Mourou G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 025002
- [101] Zigler A, Palchan T, Bruner N, Schleifer E, Eisenmann S, Botton M, Henis Z, Pikuz S A, Faenov A Y, Gordon D, Sprangle P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 134801
- [102] Brenner C M, Robinson A P L, Markey K, Scott R H H, Gray R J, Rosinski M, Deppert O, Badziak J, Batani D, Davies J R, Hassan S M, Lancaster K L, Li K, Musgrave I O, Norreys P A, Pasley J, Roth M, Schlenvoigt H P, Spindloe C, Tatarakis M, Winstone T, Wolowski J, Wyatt D, McKenna P, Neely D 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 081123
- [103] Markey K, McKenna P, Brenner C M, Carroll D C, Guenther M M, Harres K, Kar S, Lancaster K, Nuernberg F, Quinn M N, Robinson A P L, Roth M, Zepf M, Neely D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 195008
- [104] Wang D, Shou Y, Wang P, Liu J, Li C, Gong Z, Hu R, Ma W, Yan X 2018 *Sci. Rep.* **8** 2536
- [105] Rahman O, Tong S F, Sheng Z M 2020 *Phys. Plasmas* **27** 033107
- [106] Robinson A P L, Neely D, McKenna P, Evans R G 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** 373
- [107] Ma W J, Kim I J, Yu J Q, Choi I W, Singh P K, Lee H W, Sung J H, Lee S K, Lin C, Liao Q, Zhu J G, Lu H Y, Liu B, Wang H Y, Xu R F, He X T, Chen J E, Zepf M, Schreiber J, Yan X Q, Nam C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014803
- [108] Scullion C, Doria D, Romagnani L, Sgattoni A, Naughton K, Symes D R, McKenna P, Macchi A, Zepf M, Kar S, Borghesi M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 054801
- [109] Bulanov S V, Dyllov D V, Esirkepov T Z, Kamenets F F, Sokolov D V 2005 *Plasma Phys. Rep.* **31** 369
- [110] Park J, Bulanov S S, Bin J, Ji Q, Steinke S, Vay J L, Geddes C G R, Schroeder C B, Leemans W P, Schenkel T, Esarey E 2019 *Phys. Plasmas* **26** 103108
- [111] Liu B, Meyer-Ter-Vehn J, Bamberg K U, Ma W J, Liu J, He X T, Yan X Q, Ruhl H 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 073401
- [112] Liu B, Meyer-Ter-Vehn J, Ruhl H 2018 *Phys. Plasmas* **25** 103117
- [113] Shen X F, Qiao B, Zhang H, Xie Y, Kar S, Borghesi M, Zepf M, Zhou C T, Zhu S P, He X T 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 144102
- [114] Pfotenhauer S M, Jäckel O, Polz J, Steinke S, Schlenvoigt H P, Heymann J, Robinson A P L, Kaluza M C 2010 *New J. Phys.* **12** 103009
- [115] Wang W P, Shen B F, Zhang H, Lu X M, Li J F, Zhai S H, Li S S, Wang X L, Xu R J, Wang C, Leng Y X, Liang X Y, Li R X, Xu Z Z 2018 *Phys. Plasmas* **25** 063116
- [116] Toncian T, Borghesi M, Fuchs J, d'Humieres E, Antici P, Audebert P, Brambrink E, Cecchetti C A, Pipahl A, Romagnani L, Willi O 2006 *Science* **312** 410
- [117] Wang H C, Weng S M, Murakami M, Sheng Z M, Chen M, Zhao Q, Zhang J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 093117
- [118] He H, Qiao B, Shen X F, Yao W P, Yao Y L, Zhou C T, He X T, Zhu S P, Pei W B, Fu S Z 2019 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 115005
- [119] Kar S, Ahmed H, Prasad R, Cerchez M, Brauckmann S, Aurand B, Cantono G, Hadjisolomou P, Lewis C L S, Macchi A, Nersisyan G, Robinson A P L, Schroer A M, Swantusch M, Zepf M, Willi O, Borghesi M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10792
- [120] Kar S, Ahmed H, Nersisyan G, Brauckmann S, Hanton F, Giesecke A L, Naughton K, Willi O, Lewis C L S, Borghesi M 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055711
- [121] Ahmed H, Kar S, Giesecke A L, Doria D, Nersisyan G, Willi O, Lewis C L S, Borghesi M 2017 *High Power Laser Sci. Eng.* **5** e4
- [122] Ahmed H, Kar S, Cantono G, Hadjisolomou P, Poye A, Gwynne D, Lewis C L S, Macchi A, Naughton K, Nersisyan G, Tikhonchuk V, Willi O, Borghesi M 2017 *Sci. Rep.* **7** 10891
- [123] Bardon M, Moreau J G, Romagnani L, Rousseaux C, Ferri M, Lefèvre F, Lantuéjoul I, Etchessahar B, Bazzoli S, Farcage D, Maskrot H, Serres F, Chevrot M, Loye S, Veuillot E, Cayzac W, Vauzour B, Boutoux G, Sary G,

- Compant La Fontaine A, Gremillet L, Poyé A, D'Humières E, Tikhonchuk V T 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 125019
- [124] Danson C N, Haefner C, Bromage J, Butcher T, Chanteloup J C F, Chowdhury E A, Galvanauskas A, Gizzi L A, Hein J, Hillier D I, Hopps N W, Kato Y, Khazanov E A, Kodama R, Korn G, Li R, Li Y, Limpert J, Ma J, Nam C H, Neely D, Papadopoulos D, Penman R R, Qian L, Rocca J J, Shaykin A A, Siders C W, Spindloe C, Szatmári S, Trines R M G M, Zhu J, Zhu P, Zuegel J D 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54
- [125] Margarone D, Cirrone G, Cuttone G, Amico A, Andò L, Borghesi M, Bulanov S, Bulanov S, Chatain D, Fajstavr A, Giuffrida L, Grepl F, Kar S, Krasa J, Kramer D, Larosa G, Leanza R, Levato T, Maggiore M, Manti L, Milluzzo G, Odlozilik B, Olsovcova V, Perin J-P, Pipek J, Psikal J, Petringa G, Ridky J, Romano F, Rus B, Russo A, Schillaci F, Scuderi V, Velyhan A, Versaci R, Wiste T, Zakova M, Korn G 2018 *Quantum Beam Sci.* **2** 8
- [126] Wu M, Zhu J, Li D, Yang T, Liao Q, Geng Y, Xu X, Li C, Shou Y, Zhao Y, Lu Y, Lu H, Ma W, Lin C, Zhu K, Yan X 2020 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **955** 163249

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Experimental progress of laser-driven high-energy proton acceleration and new acceleration schemes*

Ma Wen-Jun^{1)2)†} Liu Zhi-Peng¹⁾²⁾ Wang Peng-Jie¹⁾²⁾Zhao Jia-Rui¹⁾²⁾ Yan Xue-Qing¹⁾²⁾³⁾

1) (State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China)

2) (Beijing Laser Acceleration Innovation Center, Beijing 101407, China)

3) (Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 14 December 2020; revised manuscript received 13 January 2021)

Abstract

The acceleration of high-energy ions by the interaction of plasma with ultra-intense laser pulses is a frontier in the fields of laser plasma physics and accelerator physics. Laser-driven ion acceleration has achieved great success and triggered plenty of new applications after nearly twenty years' development. This paper reviews the important experimental progress of laser-driven high-energy proton acceleration, discusses some critical issues that influence the acceleration. It also gives an introduction to new acceleration schemes developed in recent years, which promise to generate over 200 MeV protons.

Keywords: laser-drive ion acceleration, laser-driven acceleration experimental results, laser-driven acceleration schemes, laser plasma accelerator

PACS: 41.75.Jv, 52.38.Kd, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.70.20202115

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFF01014402), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61631001), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11775010), and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11921006).

† Corresponding author. E-mail: wenjun.ma@pku.edu.cn

高品质激光尾波场电子加速器

蒋康男 冯珂 柯林佟 余昌海 张志钧 秦志勇 刘建胜 王文涛 李儒新

High-quality laser wakefield electron accelerator

Jiang Kang-Nan Feng Ke Ke Lin-Tong Yu Chang-Hai Zhang Zhi-Jun Qin Zhi-Yong Liu Jian-Sheng
Wang Wen-Tao Li Ru-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084103 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201993

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201993>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

激光尾波场驱动准连续小角度电子束研究进展

Generation of ultrafast broadband small angle hundreds MeV electron bunches from laser wakefield acceleration

物理学报. 2017, 66(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.154101>

基于混合注入机制的级联尾场电子加速

Mixed injection mechanism assisted cascaded laser wakefield accelerator

物理学报. 2019, 68(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190484>

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究

Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma

物理学报. 2019, 68(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106>

谐振腔内的高质量圆对称艾里光束的产生方法

Generation of high-quality circular Airy beams in laser resonator

物理学报. 2020, 69(1): 014205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191088>

高光束质量、高功率稳定性激光器的设计及实验研究

Design and experimental study on high quality beam and high stability power of laser

物理学报. 2018, 67(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171932>

专题: 超短超强激光等离子体物理

高品质激光尾波场电子加速器*

蒋康男¹⁾²⁾ 冯珂¹⁾ 柯林佟¹⁾³⁾ 余昌海¹⁾ 张志钧¹⁾ 秦志勇¹⁾
刘建胜¹⁾ 王文涛^{1)†} 李儒新^{1)2)‡}

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 中国科学院超强激光科学卓越中心, 上海 201800)

2) (上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 200031)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2020 年 11 月 26 日收到; 2020 年 12 月 31 日收到修改稿)

激光尾波场电子加速的加速梯度相比于传统直线加速器高了 3—4 个量级, 对于小型化粒子加速器与辐射源的研制具有重要的意义, 成为当今国内外的研究热点. 台式化辐射源应用需求的提高, 特别是自由电子激光装置的快速发展, 对电子束流品质提出了更高的要求, 激光尾波场电子加速的束流品质和稳定性是目前实现新型辐射源的首要障碍. 本文归纳整理了中国科学院上海光学精密机械研究所电子加速研究团队十年来在研制台式化激光尾波场电子加速器过程中采取的方案和取得的进展. 例如率先提出了注入级和加速级分离的级联加速方案, 通过实验获得了 GeV 量级的电子束能量; 基于级联加速方式利用能量啁啾控制, 实验获得世界最高品质的电子束流; 通过优化激光系统稳定性和特殊的气体喷流结构, 获得稳定的高品质电子束流输出等. 这一系列实验结果有利于进一步推进激光尾波场电子加速器的应用.

关键词: 激光尾波场加速器, 高品质电子束, 六维相空间亮度

PACS: 41.75.Jv, 52.38.-r

DOI: 10.7498/aps.70.20201993

1 引言

高能电子束广泛应用于同步辐射光源、自由电子激光、正负电子对撞机等大科学装置产生紫外光源、高能 X 射线和 γ 射线等, 在揭示电子动力学过程、探测生物分子结构以及记录化学反应过程等诸多研究领域扮演了重要的角色, 极大地拓宽了人类对世界的认知. 高能电子束的产生通常依赖于传统射频直线加速器, 而受制于射频腔体的击穿电压, 其加速梯度通常限制在大约 100 MV/m. 为了进一步提升电子束能量, 加速器的规模与成本需要

成倍地增加, 因此寻求一种更高加速梯度的机制成为亟待解决的问题. 1979 年 Tajima 和 Dawson^[1]首次提出激光尾波场加速 (laser wakefield acceleration, LWFA) 的概念, 当一束强激光入射至等离子体中, 其有质动力将排开背景等离子体中的电子, 进而激发出大幅的尾波场用于加速粒子. 由于等离子体中不存在击穿电压的限制, 其加速梯度可达 100 GV/m, 比传统的射频加速器高出三个数量级, 对于小型化粒子加速器的研制具有重要意义. LWFA 产生的电子束具有高流强、短脉宽的特点, 在高亮度 X 射线、 γ 射线源以及台式化自由电子激光的研制等方面具有广阔的前景.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11991072, 11875065, 11127901)、中国科学院战略性先导科技专项 (B 类) (批准号: XDB16)、上海自然科学基金 (批准号: 18JC1414800, 18ZR1444500)、中国科学技术部国家重点实验室计划和中国科学院青年创新促进会 (批准号: Y201952) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wwt1980@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: ruxinli@mail.siom.ac.cn

LWFA 对激光强度要求很高,很长一段时间内,受限于缺乏激发尾场的驱动源,无法在实验上获得单能电子束. 1985 年,啁啾脉冲放大技术(CPA)的提出^[2],使得超强超短激光装置快速发展,为激光尾波场的激发提供了相对论强度的驱动光源. 2004 年,来自英国、美国、法国的三个研究团队在实验上首次获得了百 MeV 的准单能电子束,相关研究成果也以“梦之束”为标题在《Nature》封面进行了报道^[3–5],标志着小型化粒子加速器的开端,至此,越来越多的研究团队投身于 LWFA 的研究中. 2006 年,Leemans 团队^[6]进一步将电子束能量提高至 GeV 量级. 2007 年 Lu 等^[7]通过模拟优化了尾波场模型,为激光尾波场电子加速提供了可靠的理论依据,并提出如何利用单级尾波场加速获得数 GeV 能量的电子束. 2013 年,德克萨斯大学实验获得了 2 GeV 的电子束^[8]. 在此以后,激光尾波场电子加速能量的世界纪录一直被 Leemans 团队保持——2014 年,利用毛细管放电波导技术获得了峰值能量为 4 GeV 的电子束^[9]; 2019 年,通过长 20 cm 的毛细管放电波导引导激光以保持良好聚焦,得到了能量为 8 GeV 的电子束^[10],这也是目前国际上已经报道的基于 LWFA 电子的最高能量.

为实现 LWFA 的电子束的操纵与品质优化,一系列新的注入机制与加速方案相继被提出. 中国科学院物理研究所在 2006 年提出了电离注入,劳伦斯利弗莫尔国家实验室在实验上进一步验证并获得了约 700 MeV 的电子^[11,12]. 德国马普所通过气体密度激波实现前端冲击注入,实现了比自注入更稳定的注入,获得了绝对能散较低的高品质电子束^[13]. 上海交通大学、美国劳伦斯伯克利实验室(LBNL)、清华大学和北京大学等先后开展了基于双色激光驱动尾波场控制电子束性能的研究,证明了这是一种可以产生低发射度或低能散的电子束的方法^[14–17]. 不同于常规的单级加速,中国科学院上海光学精密机械研究所和美国两个研究团队^[18–20]在级联加速方面先后获得了突破. 级联加速方案的提出,解决了难以平衡注入级和加速级等离子体密度的问题,为高能量高品质电子束的产生奠定了基础. 随后,许多相关研究团队在基于级联加速的方案上,通过控制激光聚焦、等离子体密度分布、电子注入方式等,获得了更高品质的电子束. 韩国光州先进光子学研究所^[21]基于级联加速的方式,

通过加速电子随着激光聚焦位置的改变在等离子体中获得引导,得到了最高能量为 3 GeV 的电子束. 美国 LBNL 利用两束激光脉冲独立激发等离子体实现了多级加速,并模拟证明了低密度等离子体条件下两极间耦合效率可趋近于 100%^[22]. 为了规避失相长度的限制,解决激光无法在单级结构将电子能量推进到更高的问题,罗彻斯特大学和巴黎理工学院先后提出了利用阶梯级反射实现时空耦合的无失相加速^[23,24],这种方案对激光器能量的需求较高.

除著名的超强超短激光实验室外,许多传统的直线加速器实验室,例如斯坦福直线加速器中心(SLAC)、法国应用光学实验室(LOA)、德国电子同步加速器研究所(DESY)等,也都纷纷将目光投向了这一领域,开始在该领域展开深入的实验研究,加快了激光尾波场电子加速技术和应用技术的结合. 德国 DESY 在 2020 年,连续获得十万发电子束,为实现长时间稳定运行的激光等离子体加速器带来了曙光^[25],精确测量电子束能量漂移和抖动,为电子束加速获得反馈与主动控制提供了依据.

经过国内外各研究团队持续的努力, LWFA 在近十几年得到了飞速发展,电子品质也逐步得到了完善. 然而受限于强场激光技术的发展、激光与等离子体相互作用的不稳定性、加速场的不均匀性等,目前电子束品质,无论是稳定性、能散度还是重频,与传统射频加速器相比仍有一定差距. 要做到 LWFA 的稳定可用,实现真正意义上的小型化加速“器”,需要不断优化其性能来满足其在各种新型台式化辐射源中的应用需求.

2 级联加速

中国科学院上海光学精密机械研究所电子加速研究团队十年来利用自身在研制百太瓦和拍瓦级飞秒激光装置的优势,通过采用各种新方案在研制台式化 LWFA 中取得了许多重要进展. 2008 年,实验室自主研发了最高输出功率为 890 TW 的钛宝石飞秒激光装置,并依托于这套装置建成了激光驱动实验平台^[26]. 激光驱动实验平台的搭建实现了实验自主化,为激光等离子体电子加速的研究提供了必要的研究条件,成为国内率先开展激光尾波场电子加速实验研究的研究团队之一. 同期,中国工程物理研究院激光聚变研究中心、上海交通大学、

清华大学、北京大学等团队也开展了这一国际前沿领域的研究^[11,27–30].

利用搭建的平台,如图1所示,以理论、模拟和实验等多种方式进行 LWFA 的研究,优化了焦斑分析方法和能谱分析参数的程序,发展了电荷量标定方法,实现对电量更为快速和精准的测量. 首先开展的是百太瓦激光与氢气喷流相互作用进行电子加速的实验研究,分别研究了不同长度的气体喷流情况下激光加速电子. 增加气体喷流长度到 1.5 mm 时,获得了电量约为 2.6 nC,截止能量为 80 MeV 的大电量电子束团. 通过诊断得知激光光谱展宽与电量存在相关性,发现了注入和后向拉曼散射不稳定性之间的关联. 随后的实验进一步利用电离注入的方式,以较低的激光强度获得了峰值

能量为 117 MeV 的电子束. 通过注入方式、气体密度、激光强度等参数的改变,逐步在实验中实现了在一定范围内能量、能散、电量可调的电子束流.

初期实验使用的等离子体密度都高于 10^{19} cm^{-3} , 获得的电子束具有能量低、能散度差和发散角大等缺陷. 根据 Lu 等^[7,31]优化后的加速模型可以得出等离子体密度过高会导致失相长度过短,并且自聚焦会加剧激光泵浦损耗,电子能量难以提升;而当等离子体密度过低时,电子则不容易发生注入. 为了解决这一矛盾,2011 年,中国科学院上海光学精密机械研究所研究团队提出了将注入级和加速级分离的级联加速方案^[20],并通过实验证明了方案的可行性. 这一方案将气体池结构分为两部分(如图2所示),第一部分注入高密度混合气体,可实现电子

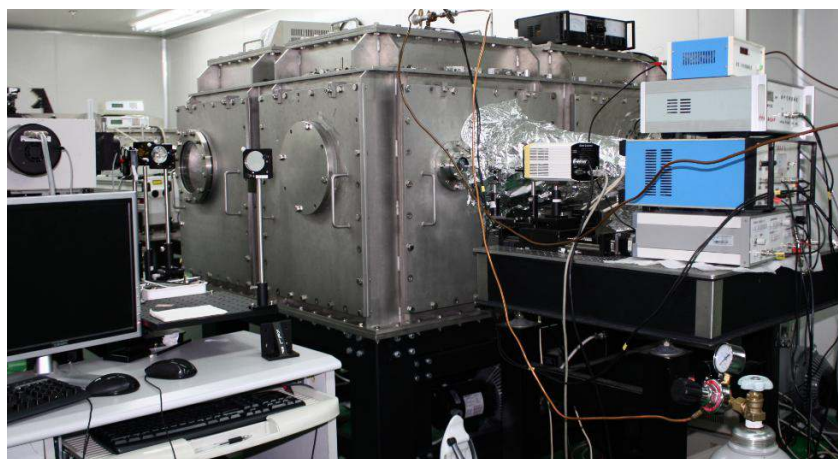


图1 基于自制 890 TW 激光器建立的激光尾波场电子加速实验平台

Fig. 1. Laser wakefield electron acceleration experiment platform based on self-made 890 TW laser.

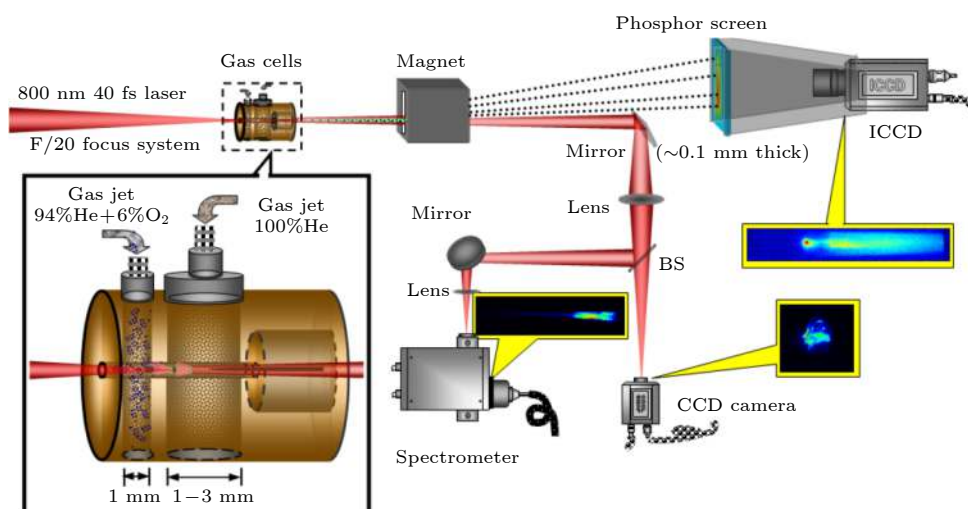


图2 级联加速实验装置图^[20]

Fig. 2. The experiment device of cascade acceleration^[20].

的快速注入;第二部分注入低密度纯氦气,可获得较长的失相长度,在小于1 cm激光自聚焦传输长度内实现对电子束更为高效的加速.混合气体中 H_2 和 O_2 的掺杂比兼顾电子易于注入和避免激光泵浦能量的过多损耗.同时为保证激光在加速级能够维持较好的自聚焦传输,激光聚焦位置处于注入级和加速级中间.实验证明了随着加速级长度的延长,能量增益得到极大的提升.级联的优点还体现在可以实现对注入级和加速器气体密度的独立控制,通过调节和优化加速级气体密度和长度,最终产生了能量0.8 GeV、能散25%、发散角2.6 mrad、电荷量为3.7 pC的准单能电子束,如图3所示.随后,韩国先进光子学研究所也是利用该级联加速方案实现了2.3 GeV的能量突破^[21].

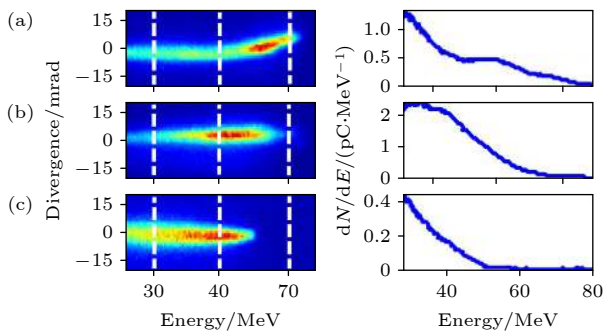


图3 级联加速后的电子束能谱图^[20]

Fig. 3. Electron beam energy spectrum based on cascade acceleration^[20].

前期级联电子加速实验采用了电离注入,电离注入主要通过俘获高原子序数气体的内层电子,控制掺杂成分和掺杂比可以实现对电子注入电量和绝对能散的控制,但同时由于注入时所需要的激光强度较低,在激光导引过程中容易发生连续注入导致产生大能散电子束,甚至是连续谱.为有效解决电离注入造成的能散过大的问题,需要发展一种在注入级实现较低绝对能散的方案来优化电子束能散.2013年,中国科学院上海光学精密机械研究所研究团队采用了基于梯度注入^[32]的级联加速方案,这是一种通过等离子体膨胀产生的密度梯度来控制电子注入的方式.两段气体池均充入纯氦气,密度梯度分布可由改变两个气体池的间距或者充入气体的密度差实现主动控制.在实验中通过改变第二级等离子体密度使其刚好低于电子注入所需要的条件,可以有效控制注入级的绝对能散.随着加速级等离子体密度的进一步降低,空泡尺寸会显著变大,这样初始在注入级第二个空泡内的电子就将注入到加速级的第一个空泡周期内进行加速,通过密度控制可以实现该团电子束被注入到加速级更为优化的相位,最终被持续加速到0.5 GeV,其能散度将显著下降到约3%,如图4所示.此外,通过将加速级的长度增加并选择合适的等离子体密度,获得了峰值能量为1.3 GeV的准单能电子束,如图5所示.

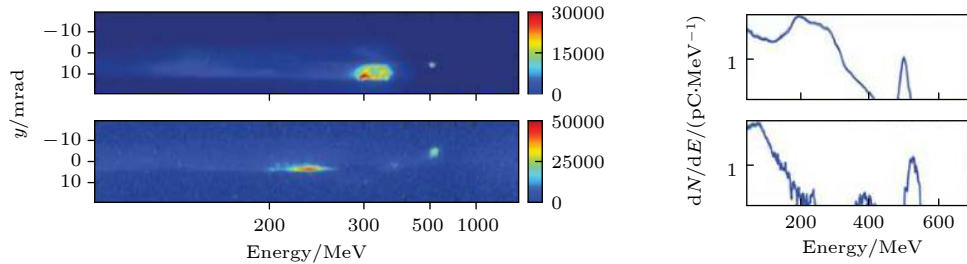


图4 能散度3%电子束能谱图^[32]

Fig. 4. Electron beam energy spectrum with 3% energy spread^[32].

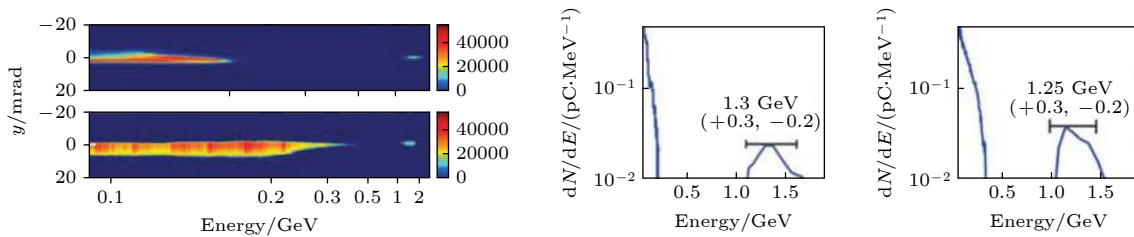


图5 峰值能量>1 GeV 能量电子能谱图^[32]

Fig. 5. Electron beam energy spectrum with >1 GeV peak energy^[32].

相比于单级加速机制,级联加速机制不但在通过控制电子束注入过程优化电子束品质方面具有一定的优势,还可以控制电子束注入到加速级的相位,充分利用加速级获得更高能量的电子束.同时也发现,无论是基于电离注入还是梯度注入的级联电子加速实验中,耦合效率均低于 20%,需要开展更多的研究工作来提高级联的耦合效率,才可以将两级级联方案推进到多级级联.

3 高品质电子束

研究发现,依赖于单发的激光装置进行 LWFA 的研究陷入瓶颈,驱动光源重频和稳定性直接影响到激光尾波场电子束性能的优化.2012 年,中国科学院上海光学精密机械研究所开展“新一代超强超短激光综合实验装置”的研制,为 LWFA 的研究提供了极大的便利,项目的主要目标就是利用激光尾波场电子束研制台式化的自由电子激光.作为驱动激光尾波场电子加速发展的重要应用之一,X 射线自由电子激光对电子束流品质提出了极高的要求,例如千分量级的能散度、百微米的束团尺寸等,并具有足够的重频和稳定性.以当时的电子束品质,根本无法实现相干辐射输出,如何获得高能量高品质的电子束已成为各研究团队亟待解决的问题.

中国科学院上海光学精密机械研究所自主研发的百 TW 级重频钛宝石激光装置,利用多级啁啾脉冲放大技术,实现了激光器 200 TW, 1 Hz 的稳定输出,能量稳定度保持在 0.65% 以内^[33],高性能激光驱动源为进一步开展高品质激光尾波场电子加速器的研究提供了先决条件.为进一步提高电子束品质,中国科学院上海光学精密机械研究所于 2016 年提出了一种基于密度峰实现能量啁啾控制^[34]以获得高品质电子束的实验方案.实验采用

级联加速方案,通过上下两个喷嘴进行气体注入,调节两个喷嘴的相对水平位置,可以产生一个宽度约 250 μm 的高密度区.利用形成的密度峰对电子束第二次自注入的抑制效应,有效地实现了注入截止,此外,电子束在密度下降沿处会经过一段可实现能量啁啾负斜率尾场,在束流尾部的低能电子获得较高的能量增益,在头部的高能电子获得较低的能量增益.通过调节等离子体密度分布,最终获得能量为 530—580 MeV,能散小于 1%,平均发散角约为 0.2 mrad 的电子束,结果如图 6 所示.在这个工作中,首次将传统加速器描述电子束流品质的六维相空间亮度引入,用于表征激光尾波场电子加速束流品质.实验最终获得的电子束六维相空间亮度^[35]可达 $6.5\text{--}10^{15} \text{ A}/(\text{m}^2\cdot 0.1\%)$,如图 7 所示,这是已报道的 LWFA 的 5 倍,也首次接近了目前最先进直线加速器所获电子束亮度,这种电子束流将有望实现台式化的自由电子激光.

同年,该研究团队提出了利用电子束速度聚束 (velocity bunching) 效应来获得千分级超低能散高品质电子束的新方案^[36].基于激光尾波场电子加速器,该方案设计了三段等离子体区域,分别为注入级、压缩级和加速级,主要原理如下:首先,在注入级控制电子束注入,电子束在注入过程中由于前端电子更早被捕获而被加速到更高能量,注入结束时电子束为能量负啁啾分布;然后,完成注入的电子束传输进入压缩级,由于电子束所处加速场存在前后梯度差,在电子束 Beam Loading 效应不显著的情况下,电子束会发生相空间旋转,导致其能量啁啾转变为正啁啾分布,即电子束尾部电子能量更高,随着电子束的传输,电子束长度会被压缩甚至发生前后电子位置交换;最后,通过控制压缩级长度,将长度被压缩且能量啁啾重新演化为负

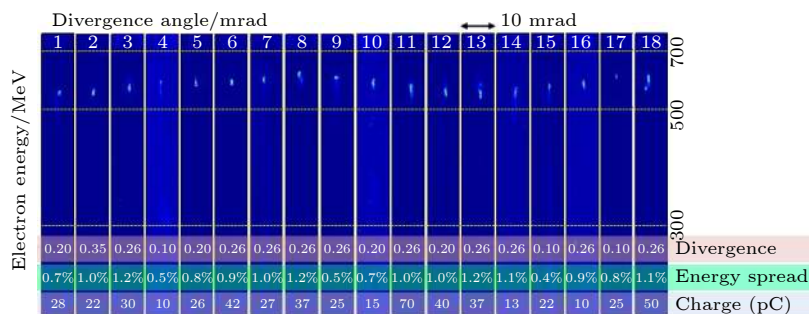


图 6 级联加速后的电子束角分辨能谱^[34]

Fig. 6. Angle resolved electron beams energy spectrum based on cascade acceleration^[34].

啁啾的电子束传输进入加速级, 由于电子束长度获得极大压缩, 电子束会在更高的能量状态下达到能量啁啾补偿点, 从而得到超低相对能散电子束的输出. 采用一维理论推导和二维 PIC (particle-in-cell) 模拟证明了该方案的可行性, 并在模拟中获得了能量为 784 MeV, 电荷量为 4.5 pC, 能散为 0.2% 的超低能散高品质电子束输出.

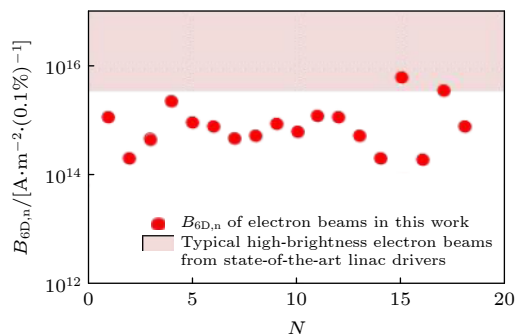


图 7 获得的高品质的电子束六维相空间亮度^[34]

Fig. 7. The six-dimensional phase space brightness of obtained electron beams^[34].

通过控制电子在尾波场中的注入过程可以有效提升注入时电子束的品质, 例如可以压缩绝对能散、提升电量或者降低发射度等, 这对于优化最终获得的电子束的品质是尤为重要的. 2018 年, 中国科学院上海光学精密机械研究所设计了一种 U 型尖峰结构, 产生了一种更尖锐的气体密度“激波”, 可以更有效地压缩电子注入的绝对能散^[37]. 通过调整气体喷嘴和 U 型尖峰结构的相对位置, 超音速气流会产生局部高密度区, 如图 8 所示. 三维模拟证明, 该结构有利于将电子束加速到更高能量, 并具有更低的能散. 此外, 通过调节激波角度可实现对电子束电量和能量的主动控制.

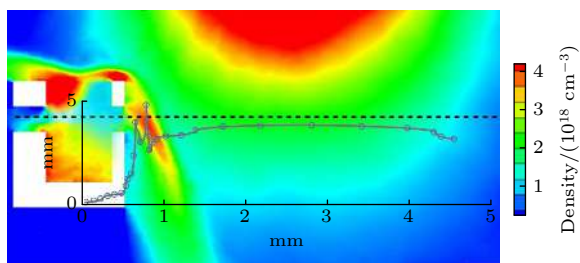


图 8 U 型尖峰结构形成等离子体分布模拟图^[37]

Fig. 8. Simulation of plasma distribution formed by U-shaped spike structure^[37].

为了提升高性能电子束的稳定性和重频, 实现稳定可用的激光尾波场电子加速器, 中国科学院上海

光学精密机械研究所对 CPA 激光驱动源各项输出指标进行了优化. 2018 年, 中国科学院上海光学精密机械研究所采用实验室温控小于 $\pm 0.3^\circ\text{C}$ 、利用自准直反馈等技术手段, 有效提升激光器种子激光脉冲光束指向稳定性到小于 $1.5 \mu\text{rad}$, 并改进功率放大器, 使激光器在 200 TW, 1 Hz 的条件下, 实现连续 90 min 能量抖动小于 0.55% 的稳定输出^[38]. 激光器重频、高稳定性的脉冲输出, 对于激光尾波场电子加速器的研制过程极为重要, 它可以有效确保电子输出的重复性, 并可进一步实现对电子束流性能的优化. 利用优化的激光器, 通过调节等离子体密度分布同激光参数匹配, 寻找连续稳定产生高品质电子束流的实验条件并获得了能量为 680 MeV, 稳定性为 3%, 峰值流强为 10 kA 的电子束 (连续采集 300 发次), 电子能谱图如图 9 所示. 高稳定性有利于电子束品质的精度优化, 高品质的、具有一定重频的电子束, 对于实现电子长距离聚焦传输研制台式化自由电子激光具有重要意义.

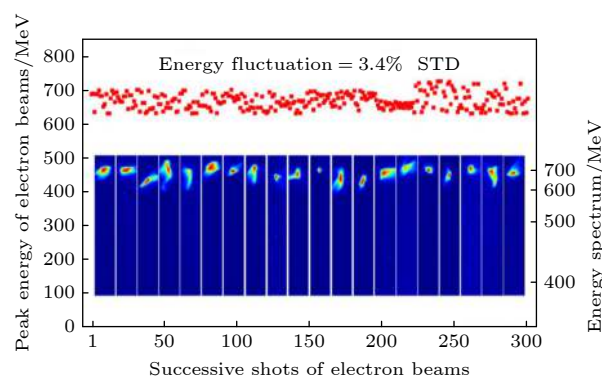


图 9 连续 300 发电子加速峰值能量分布及部分能谱图

Fig. 9. Accelerated peak energy distribution of 300 consecutive electrons and part of energy spectrum.

通过诊断实时监测激光和等离子体相互作用过程获得参数反馈, 是加速电子从产生到实现主动控制以获得更高品质的必要条件. 中国科学院上海光学精密机械研究所研究团队采用多种诊断方式, 以确保实验量化可控. 除了激光输出参数的实时监测外, 对电子加速的诊断主要包括等离子体通道诊断、电子束流诊断和辐射测量三个方面. 等离子体通道诊断包括等离子体密度、等离子体区域长度、磁场测量等, 束流诊断包括电子束能量、能散、尺寸、电量、发射度、脉宽等表征参数; 辐射测量主要通过测量相互作用过程中的伴生辐射, 例如 Betatron

辐射、谐波等,实现对相互作用过程的反演.多种测量手段,除了优化电子束流品质外,还可以通过模拟和构建模型对相互作用过程进行反演.在激光尾波场电子注入过程监测中,在通过迈克尔孙干涉仪测量等离子体密度的基础上,利用法拉第磁光偏转效应搭建了具有时间分辨能力的激光探针,可以单发探测来自不同位置的电子束团,同时实现电子束团在注入级和加速级的监测.对激光在低密度等离子体导引中的多丝过程进行观察,证明多丝过程同时会激发多个等离子体尾波对电子进行加速,相比于单丝的情况,激光多丝化后加速的电子品质较差^[39],应该优化激光的聚焦质量,尽量避免这一过程.在电子束参数测量方面,除了借鉴传统加速器中普遍采用的能谱仪、ICT、电子束流剖面分析仪并加以改进外,中国科学院上海光学精密机械研究所团队利用测量 Betatron 辐射实时测量电子束横向发射度^[40].通过二维 PIC 模拟,获得了和实验测量一致的结果,证明了用测量 Betatron 辐射计算电子束横向发射度方案的可行性.

4 总 结

中国科学院上海光学精密机械研究所电子加速研究团队十年来一直致力于优化激光尾波场电子加速所获得的电子束流的品质,实现一种可用的激光尾波场电子加速器.通过在国际率先实验验证了分离加速级与注入级的级联加速方案进入该领域的研究;进一步通过多年的理论和模拟研究,探究有效控制电子注入并优化加速过程各类方案,例如提出了前端冲击注入的尖峰结构的改进方案,构造特殊的等离子体密度分布利用能量啁啾的方式获得高品质电子束;首次提出了通过速度聚束实现千分之二超低能散度的方案等.采用多种技术方案改善优化激光驱动源性能,实现了高性能电子束的稳定输出.设计并优化了多种适用于激光尾波场电子加速的诊断设备,实现对来自不同位置的电子束团的单发测量,利用 Betatron 辐射反演测量超低发射度,探讨了激光多丝化后对产生电子束品质的影响等.

目前基于激光尾波场加速的电子在性能和重复频率等方面还不足以满足应用需求,仍需要更多的理论和实验技术方面的研究,包括新注入机制

探索、空泡结构的高分辨测量、超长低密度等离子体通道研制、机器学习辅助电子束性能优化等.本文对所在团队近年研究进行归纳与总结,旨在对激光尾波场电子加速的研究有更完备和清晰的认识,也希望能促进交叉学科领域的合作和交流.

参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [3] Geddes C G R, Toth C, Van Tilborg J, et al. 2004 *Nature* **431** 538
- [4] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, et al. 2004 *Nature* **431** 535
- [5] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, et al. 2004 *Nature* **431** 541
- [6] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, et al. 2006 *Nat. Phys.* **2** 696
- [7] Lu W, Tzoufras M, Joshi C, et al. 2007 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **10** 061301
- [8] Wang X M, Zgadzaj R, Fazel N, et al. 2013 *Nat. Commun.* **4** 1988
- [9] Leemans W P, Gonsalves A J, Mao H S, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 245002
- [10] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [11] Chen M, Sheng Z M, Ma Y Y, et al. 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 056109
- [12] Froula D H, Clayton C, Döppner T, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 215006
- [13] Buck A, Wenz J, Xu J, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 185006
- [14] Xu X L, Wu Y P, Zhang C J, et al. 2014 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **17** 061301
- [15] Hu R H, Lu H Y, Shou Y R, et al. 2016 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **19** 091301
- [16] Yu L L, Esarey E, Schroeder C B, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 125001
- [17] Thomas A G R, Murphy C D, Mangles S P D, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 255002
- [18] Pollock B B, Clayton C E, Ralph J E, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 045001
- [19] Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, et al. 2011 *Nat. Phys.* **7** 862
- [20] Liu J S, Xia C Q, Wang W T, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 035001
- [21] Kim H T, Pae K H, Cha H J, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002
- [22] Steinke S, VanTilborg J, Benedetti C, et al. 2016 *Nature* **530** 190
- [23] Palastro J P, Shaw J L, Franke P, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 134802
- [24] Caizergues C, Smartsev S, Malka V, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 475
- [25] Maier A R, Delbos N M, Eichner T, et al. 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031039
- [26] Liang X Y, Leng Y X, Wang C, et al. 2007 *Opt. Express* **15** 15335
- [27] Gu Y Q, Peng H S, Wang X X, et al. 2006 *Phys. Plasmas* **14** 040703

- [28] Wen M, Wu H C, Jin L L, et al. 2012 *Phys. Plasmas* **19** 083112
- [29] Tzoufras M, Lu W, Tsung F S, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 145002
- [30] Zhang L, Chen L M, Wang W M, et al. 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 014104
- [31] Lu W, Huang C, Zhou M, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 165002
- [32] Wang W T, Li W T, Liu J S, et al. 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 243501
- [33] Xu Y, Lu J, Li W, et al. 2016 *Opt. Laser Technol.* **79** 141
- [34] Wang W T, Li W T, Liu J S, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 124801
- [35] Di mitri S, Cornacchia M, et al. 2014 *Phys. Rep.* **539** 1
- [36] Zhang Z J, Li W T, Liu J S, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 053106
- [37] Fang M, Zhang Z J, Wang W T, et al. 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 075008
- [38] Wu F X, Zhang Z X, Yang X J, et al. 2020 *Opt. Laser Technol.* **131** 106453
- [39] Li W T, Liu J S, Wang W T, et al. 2013 *Phys. Plasmas* **20** 113106
- [40] Qin Z Y, Yu C H, Wang W T, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023106

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

High-quality laser wakefield electron accelerator^{*}Jiang Kang-Nan¹⁾²⁾ Feng Ke¹⁾ Ke Lin-Tong¹⁾³⁾ Yu Chang-Hai¹⁾Zhang Zhi-Jun¹⁾ Qin Zhi-Yong¹⁾ Liu Jian-Sheng¹⁾Wang Wen-Tao^{1)†} Li Ru-Xin^{1)2)‡}¹⁾ (*CAS Center for Excellence in Ultra-intense Laser Science, State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)²⁾ (*School of Physics Science and Technology, Shanghai Tech University, Shanghai 200031, China*)³⁾ (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 26 November 2020; revised manuscript received 31 December 2020)

Abstract

The acceleration gradient of laser wakefield acceleration is 3–4 orders of magnitude higher than that of state-of-the-art radio-frequency accelerators, which has unique advantages in the field of electron acceleration. With the development of application fields, higher requirements are put forward for the quality of electron beams. Achieving high stability, high energy, high charge, narrow pulse width and low emittance is the direction of long-term efforts in the field of electron acceleration. This article mainly summarizes the achievements of the relevant research teams in electron acceleration from Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics in recent years. The energy of the electron beam based on the acceleration of the laser wakefield is mainly limited by the dephasing length and the laser pumping loss length. Aiming at the problem that the two stages of laser wakefield acceleration cannot be controlled independently and the plasma density is difficult to balance, a cascaded acceleration scheme where the injection stage and the acceleration stage are separated is proposed. The injection stage has a higher plasma density and the acceleration stage has a lower plasma density. The acceleration stage with lower density has a longer dephasing length, so that a higher acceleration can be obtained without affecting electron injection. Finally, the electron beam energy of the order of GeV is obtained in experiment. In order to obtain a higher-quality electron beam, a low-energy-spread electron beam is obtained experimentally by using energy chirp controlling. The six-dimensional phase space brightness, which simultaneously characterizes multiple qualities such as electron beam emittance, charge and pulse width, is introduced. It is hard, with high quality only, to achieve long-distance transmission of electron beams and to generate free electron lasers. For the development of free electron lasers, the transmission and modulation of the electron beam are equally important. Taking into account the need to further optimize the acceleration of electrons from generation to realization of active control, higher quality and higher stability, it is necessary to monitor the interaction process between laser and plasma in time to obtain parameter through diagnosis. We have designed and optimized a variety of diagnostic solutions suitable for electron acceleration in the laser wakefield to achieve single-shot measurement of electron beams at different positions, such as using Betatron radiation inversion to measure ultra-low emittance. The effect of laser multifilament on the quality of the generated electron beam is also discussed.

Keywords: laser wake-field acceleration, high-quality electron beam, six-dimensional phase space brightness**PACS:** 41.75.Jv, 52.38.–r**DOI:** 10.7498/aps.70.20201993

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11991072, 11875065, 11127901), the Strategic Priority Research Program (B) of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16), the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant Nos. 18JC1414800, 18ZR1444500), the State Key Laboratory Program of Chinese Ministry of Science and Technology, and the Youth Innovation Promotion Association of Chinese Academy of Sciences (Grant No. Y201952).

[†] Corresponding author. E-mail: wwt1980@siom.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: ruxinli@mail.siom.ac.cn

全光汤姆孙散射

闫文超 朱常青 王进光 冯杰 李毅飞 谭军豪 陈黎明

All-optical Thomson scattering

Yan Wen-Chao Zhu Chang-Qing Wang Jin-Guang Feng Jie Li Yi-Fei Tan Jun-Hao Chen Li-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084104 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210319

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210319>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

透过散射介质对直线运动目标的全光成像及追踪技术

All-optical imaging and tracking technology for rectilinear motion targets through scattering media

物理学报. 2018, 67(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180955>

基于二维材料的全光器件

All-optical devices based on two-dimensional materials

物理学报. 2020, 69(18): 184216 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200654>

基于石墨烯的宽带全光空间调制器

Graphene-based broadband all-optical spatial modulator

物理学报. 2018, 67(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180307>

基于半导体光纤环形腔激光器的全光广播式超宽带信号源

All-optical broadcast ultra-wideband signal source based on semiconductor fiber ring laser

物理学报. 2019, 68(14): 140401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182301>

基于铋可饱和吸收体的超快激光产生

Generation of ultra-fast pulse based on bismuth saturable absorber

物理学报. 2020, 69(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191995>

高速模型尾迹流场及其电磁散射特性相似性实验研究

Experiment on similarity between wake flow field and electromagnetic scattering characteristic of the hypersonic model

物理学报. 2017, 66(10): 102401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.102401>

专题: 超短超强激光等离子体物理

全光汤姆孙散射*

闫文超^{1)2)†} 朱常青³⁾⁴⁾ 王进光³⁾ 冯杰¹⁾²⁾李毅飞³⁾ 谭军豪³⁾⁴⁾ 陈黎明^{1)2)‡}

1) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

3) (中国科学院物理研究所, 光物理重点实验室, 北京 100190)

4) (中国科学院大学物理学院, 北京 100049)

(2021 年 2 月 11 日收到; 2021 年 3 月 21 日收到修改稿)

随着激光和加速器技术的发展, 激光场强度和粒子能量也有所提升, 在高场强和高电子能量的条件下, 电子与光子的汤姆孙散射过程将达到高度非线性状态, 在这种状态下会发生多光子效应, 即单个电子同时与多个光子相互作用并辐射一个高能光子, 此过程通常称为多光子汤姆孙散射. 当场强和粒子能量变得更高时, 需要引入量子电动力学理论来解决极端光场物理中的动力学过程. 近期, 全球多台数拍瓦激光装置逐渐投入使用, 激光等离子体相互作用中的此类效应会变得极其显著. 而全光汤姆孙散射成为目前研究极端光场物理最佳的实验方案, 因此, 系统地研究全光多光子汤姆孙散射是本领域未来十年极其重要的方向. 本文对近年来全光汤姆孙散射实验从单光子、低阶多光子到高阶多光子的研究进展进行了综述, 并对其未来的发展方向进行了展望. 另外, 伴随着散射过程产生的准直高亮 X/伽马射线, 有望发展成为具有重要应用价值的紧凑型超亮高能光源.

关键词: 超强超快激光, 激光尾波场加速, 汤姆孙散射, X 射线**PACS:** 41.75.Jv, 42.50.-p, 52.38.Kd**DOI:** 10.7498/aps.70.20210319

1 引言

在 19 世纪末至 20 世纪初, 约瑟夫·约翰·汤姆孙 (Joseph John Thomson)^[1] 开展了一系列光与物质的散射实验, 从而历史性地发现了电子. 在这些实验中, 他发展了一套关于 X 射线散射的经典理论, 被后人称为汤姆孙散射 (Thomson scattering, TS). 在该理论中, 入射波使电子加速并使其出射与入射波相同频率的辐射. 这个理论也得到了查尔斯·格洛弗·巴克拉 (Charles Glover Barkla)

等^[2-4] 早期实验的证实. 然而, 后来的实验结果与汤姆孙的经典理论并不一致: 当科学家们使用硬 X 射线时, 发现散射光能量比汤姆孙理论预测的要低. 人们试图用经典的方法来解释这些现象, 但相关理论都很快被证伪. 回望历史, 我们已经知道从汤姆孙理论到康普顿理论发展的二十年是现代物理学建立量子理论和相对论的关键时期. 从量子力学的角度考虑散射过程, 亚瑟·霍利·康普顿 (Arthur Holly Compton)^[5,6] 成功解释了散射中电子从 X 射线中获得能量的过程, 因此该过程被命名为康普顿散射 (Compton scattering, CS), 后来该过程被

* 国家自然科学基金 (批准号: 11991073, 12074251, 11905289, 11805266)、中国工程物理研究院挑战计划 (批准号: TZ2018005)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2017YFA0403301) 和中国科学院先导专项 (批准号: XDA25030400, XDB17030500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wenchao@sjtu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lmchen@sjtu.edu.cn

我国物理学家吴有训先生进行的一系列实验充分验证^[7-13]. 而汤姆孙散射在本质上是康普顿散射在低能极限的一种近似.

康普顿散射作为电动力学最基本的过程之一, 在学术界引起了广泛关注, 并在基础物理研究中得到了成功应用. 例如, 康普顿散射成功解释了许多天体物理过程^[14-17], 如宇宙背景辐射中的散射光子能谱、宇宙中的超强伽马暴和太阳能冠电子产生的 K 型日冕等; 在惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 中, X 射线汤姆孙散射是测量高温等离子体重要的诊断手段; 此外, 逆康普顿散射可以向外辐射出高能光源, 具有广泛的应用前景和重要的应用价值.

在 2018 年, 杰哈·莫罗 (Gérard Mourou) 和唐娜·斯特里克兰 (Donna Strickland) 共同分享了部分诺贝尔物理学奖, 表彰他们在超强激光技术方面的突破性贡献, 即利用啁啾脉冲放大 (chirped pulse amplification, CPA) 技术获得高功率超短激光脉冲^[18]. 如今, 随着该技术的进一步发展, 超短飞秒脉冲太瓦 (TW, 10^{12} W) 甚至拍瓦 (PW, 10^{15} W) 激光装置已经商业化, 将这种高功率激光聚焦后可产生相对论强度的光场 ($I \gg 10^{18}$ W/cm²), 归一化的矢势强度 $a_0 = eE/(m_e\omega_0c) \approx 0.85 \times 10^{-9}\lambda[\mu\text{m}](I[\text{W}/\text{cm}^2])^{1/2} \sim 1$, 其中, e 是电子电荷, m_e 是电子质量, c 是光速, ω_0 是激光频率, E 是振幅. 在这种高强度的激光作用下, 电子在激光场中的运动将变得非线性, 在这种状态下会发生多光子效应, 即单个电子同时与多个光子相互作用并辐射出一个高能光子, 此过程通常称为多光子汤姆孙散射.

当场强和粒子能量变得更高时, 甚至需要引入量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 理论来解决其动力学过程^[19,20]. 近期, 全球多台数拍瓦激光装置逐渐投入使用, 激光等离子体相互作用中的此类效应会变得极其显著. 因此, 系统地研究多光子汤姆孙散射过程是本领域未来十年极其重要的研究方向. 随着激光尾波场的电子加速 (laser wake field acceleration, LWFA)^[21-26] 和数拍瓦激光装置的建成^[27-33], 基于激光加速的全光汤姆孙散射将是研究多光子汤姆孙散射可行性最高的实验方案. 可以预见, 在不久的将来, 极端光场散射过程^[27,34], 如汤姆孙散射多光子吸收过程^[35]、辐射阻尼效应^[36-44]、正负电子对的产

生^[45-51]、Compton-Cherenkov 辐射^[52]、真空双折射^[29,41]等前沿的基础理论, 将会被实验一一验证.

本文第 2 节介绍基于激光的全光散射实验在不同条件下的物理过程, 并讨论其独特性; 第 3 节概述全光散射的两种不同实验方案及研究进展; 第 4 节讨论全光散射实验的挑战及应用前景; 最后讨论未来全光实验面临的挑战.

2 物理过程

2.1 理论模型

康普顿散射过程可以看作是光子与电子的弹性碰撞过程, 光子的能量发生改变, 一部分光子能量转移到电子上. 通常康普顿散射在汤姆孙极限^[53-55]和克莱因-西那 (Klein-Nishina, K-N) 极限条件^[56-58]下有不同表述方式, 取决于相互作用的光子对电子的反冲效应是否可以忽略. 其中在汤姆孙极限, 康普顿散射就是汤姆孙散射, 是弹性散射. 而在 K-N 极限下, 汤姆孙散射不再适用, 电子与光子之间会有明显的能量传递, 因此是非弹性散射.

本文提到的大部分实验是可以在汤姆孙极限的框架内解释的, 在这个条件下, 整个动力学过程严格地依赖于激光场强度 a_0 . 在 $a_0 < 1$ 时, 是线性散射, 电子主要受到电场作用做非相对论简谐振荡, 因此为偶极辐射模式, 辐射频率与入射光 ω_0 相同. 线性汤姆孙散射截面为 $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$, 其中 r_e 为电子的经典半径. 当 a_0 增大并接近 1 时, 电子在相对论强度的电场作用下会很快被加速到相对论的运动状态, 此时由于磁场力 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 可以与电场力大小相比拟, 因此电子的运动不是仅由电场来决定, 而是做 8 字形运动, 由于电子在磁场力和电场力的作用下运动频率不同, 因此会辐射出不同频率的电磁波^[59]. 另有理论报道称, 在非线性条件下的汤姆孙散射截面也不再是常数^[60], 而是被因子 $1 + a_0^2$ 修正.

当 $a_0 \gg 1$ 时, 会发生高阶多光子汤姆孙散射, 即多个光子同时被单个电子散射, 发射出单个高能光子. 在这种情况下, 辐射光子的频率是基频的谐波 $\omega_n = n\omega'_0$, 其中 n 是每个电子散射的入射光子的数量, ω'_0 是散射基频, 辐射的谐波阶数与 a_0 的 3 次方成正比: $n_e \propto a_0^3$. 另外, 高度相对论速度的电子会在光场中做颤振运动 (quiver motion), 使得散射基频的光谱发生红移: $\omega'_0 = \omega_0/(1 + a_0^2/2)$,

其中 ω_0 是入射激光的频率^[61]. 辐射出的高能光子也将呈现出高度椭圆形的空间分布.

无论电子静止还是相对运动, 都可以运用上述理论来处理该相互作用过程. 若电子在运动, 则取电子的平均静止坐标系(下简称“静止系”). 假设电子最初处于相对论运动中, 若在实验室坐标系(下简称“实验室系”)中观察, 则会观测到高能电子将能量传递给光子, 这与最初康普顿散射实验的能量传递过程“相反”, 因此该过程通常被称为逆康普顿散射. 而在静止系中, 逆康普顿散射就是汤姆孙散射, 因此这两个名称通常是可以互换使用的. 从静止系变换到实验室系时, 光子频率会经历两次多普勒蓝移过程, 因此实验室系中观测到的辐射光子能量由 $\omega'' \approx 4\gamma^2\omega_0'$ 给出, 其中 γ 是初始电子的相对论因子.

2.2 从加速器布局到全光布局的汤姆孙散射

在 20 世纪 60 年代早期激光发明之后, 就在基于存储环的加速器上进行了汤姆孙散射早期的研究^[62–65]. 而随着超快超强激光技术的发展, 科学家成功实现了激光驱动的尾波场电子加速, 尤其是在 2004 年, 通过 LWFA 获得了单能电子, 并在接下来的十多年里取得了快速发展, 相对稳定的^[66,67]、大电荷量^[68,69]、高能量^[25,70–73]、能散度小于 1% 的电子源^[74] 相继被报道, 目前已报道准单能电子的最高能量达到了 8 GeV^[71]. 由于该种方案的电子源是超强激光驱动的, 而多光子汤姆孙散射本身是基于电子源与超强激光的相互作用, 因此基于 LWFA 的多光子汤姆孙散射可以使用同源的两束超强激光, 具有天然同步的优势, 通常将这类全激光驱动的散射实验称为全光汤姆孙散射. 图 1 概括了国际上全光汤姆孙散射的主要实验进展.

3 全光汤姆孙散射实验进展

在 2006 年, Schworer 等^[75] 报道了基于激光产生电子的汤姆孙散射实验. 但是该实验中的电子不是通过尾波场加速获得的, 电子大部分处于热分布状态, 能量很低, 而且散射的激光束被引导到气体靶内部与等离子体相互作用, 进一步影响了相互作用, 因此, 只探测到了较弱的软 X 射线(约 1 keV).

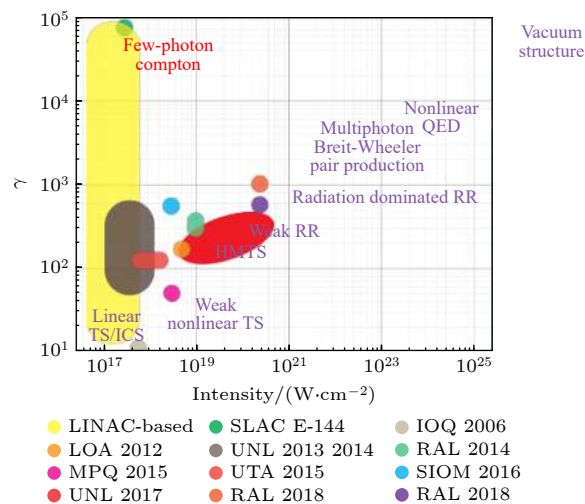


图 1 近期国际上全光汤姆孙散射的主要实验进展及发展方向

Fig. 1. Recent progress and road map of the Thomson scattering.

随着 LWFA 的快速发展, 全光汤姆孙散射实验的条件逐渐成熟, 世界上多个实验小组相继报道了全光汤姆孙散射的实验结果. 目前主要有两种实验方案(如图 2 所示), 一种是单束激光束的等离子体镜方案, 激光束首先驱动 LWFA 加速得到电子束, 然后驱动激光中的剩余部分被等离子体反射镜 (PM) 反射到电子上, 实现散射; 第二种方案是两束激光方案, 一束驱动 LWFA 产生电子束, 另一束作为散射激光. 方案一不需要事先将激光与电子对准, 因而操作简单, 但相互作用参数可调谐性差, 而方案二需电子与散射激光精确对准, 因此操作复杂, 但参数可调谐性强.

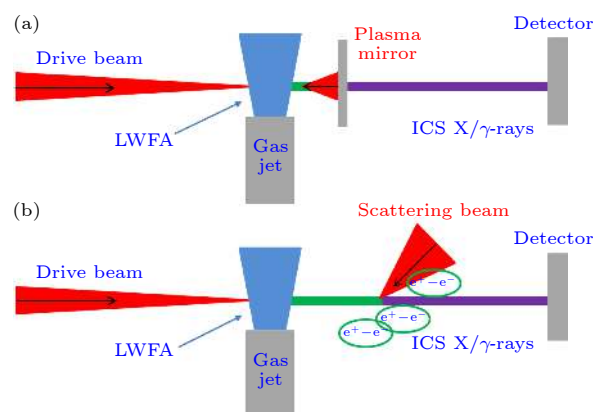


图 2 两种不同的实验方案 (a) 单束激光-等离子体镜方案; (b) 双光束方案

Fig. 2. Two different experimental geometries for all-optical scattering: (a) Single beam plasma mirror regime; (b) dual beam regime.

3.1 单束激光-等离子体镜方案

为实现全光汤姆孙散射, 需要将电子与激光在 $\text{fs-}\mu\text{m}^3$ 的尺度上精确对准, 实验技术非常具有挑战性. 为克服这一困难, 法国应用光学研究所 (Laboratoire d'Optique Appliquée, LOA) 的研究团队 [76] 提出了一种单束激光外加等离子体镜的实验方案, 克服了该技术挑战. 在这个过程中, 用来驱动 LWFA 的主激光脉冲的剩余部分撞击在固体箔上形成等离子体镜, 并被等离子体镜反射 (如图 3 所示). 由于加速的电子束在驱动激光脉冲后面的几微米, 因此被反射的主激光正好可以与其发射碰撞, 从而实现全光汤姆孙散射.

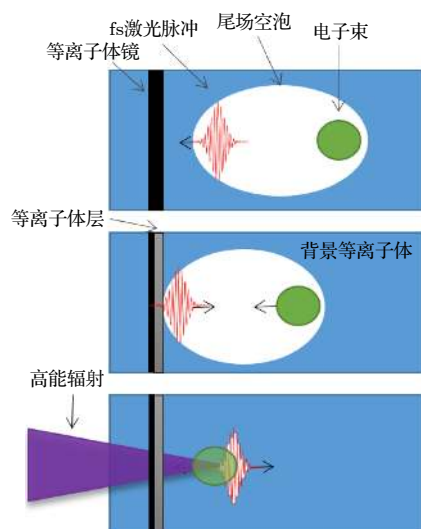


图 3 等离子体镜方案产生 X 射线的示意图

Fig. 3. Illustration of the X-ray generation via plasma mirror regime.

由于实验的简单性和可行性, 该方案引起了世界范围的关注, 许多研究小组采用了类似的实验方案并进行了改进. 美国德克萨斯大学奥斯汀分校的研究团队 [77,78] 通过控制电子能量获得了能量在 75—200 keV 可调的准单能逆康普顿散射 X 射线. 德国慕尼黑大学的研究团队 [79] 生成了 500 keV 逆康普顿散射 X 射线, 并获得了放置在源后面 1 m 处的 cm 大小样品的单发成像. 我国科学家也进行了一系列研究. 中国科学院上海光学精密机械研究所的刘建胜团队 [74] 改进了电子加速, 获得了超高的六维电子亮度, 从而获得了很好的单能逆康普顿散射 [80]. 中国科学院物理研究所的陈黎明团队 [81] 报道了使用凹面 PM, 使激光重新聚焦, 显著增强了逆康普顿散射. 另外该团队还利用纯氮气靶的

LWFA 进行了实验, 由于气体密度比纯氦气低, 剩余能量仍然较高, 还将激光聚焦在喷嘴后沿, 防止了返回光的发散, 提高了电子与激光的散射截面, 因此增强了逆康普顿散射通量 [82]. 清华大学的鲁巍团队 [83] 使用磁带等离子体镜开展该实验, 大大提高了实验的重复频率, 并成功实现了对物体的 CT 成像. 目前, 单束激光等离子体镜的实验方案已经成为全光逆康普顿源的常规方法 [84,85], 并有望在医疗、材料、基础科学等领域开展更多的应用.

3.2 双束激光对撞方案

单束激光-等离子体镜方案的巧妙之处在于驱动 LWFA 的激光与电子之间有飞秒量级的时间差, 剩余的主激光被反射后正好可以与电子发生碰撞, 因此实验的难度被大大降低, 对于全光逆康普顿源的实现具有重要意义. 但是由于对撞激光是主激光的剩余部分, 不具有可控性, 因此若想进一步系统地研究全光汤姆孙散射, 必须采用双束激光的实验方案.

双束激光的实验方案需要从驱动激光中分束获得一路相对独立的散射激光, 再实现与 LWFA 电子的精确对撞. 因此, 对撞激光有多项可以独立调控的参数, 如波长、脉冲宽度、总能量、激光场强度, 甚至激光模式等. 其中激光场强度 a_0 决定了电子的运动状态, 与电子的相对论因子 γ 一起决定了相互作用的物理规律, 通常使用 $\chi_0 = E_{\text{peak}}/(\gamma mc^2) \approx 2a_0\gamma E_{\text{laser}}/(mc^2)$ 来表示. 当 $\chi_0 \ll 1$ 时, 随着 a_0 的增加, 光子密度会增加. 散射过程将从单电子吸收单光子, 到同时吸收数光子 (低阶多光子过程), 再过渡到吸收大量光子参与的多光子过程 (高阶多光子过程). 从低阶多光子过程开始, 电子的运动规律就已经开始表现出非线性效应. 而当 $\chi_0 \sim 1$ 时, QED 效应变得非常显著.

3.2.1 单光子吸收

在单光子吸收的条件下, 电子在激光场中做线性运动. 在保持散射激光条件不变的情况下, 可以通过调整电子的能量来实现对 X 射线能量的调谐.

美国内布拉斯加大学林肯分校乌姆斯达特 (Umstadter) 团队 [86] 报道了第一个基于 LWFA 的双光束汤姆孙散射实验. 实验中, 实验人员从主激光脉冲能量中分出一部分激光单独进行聚焦, 聚焦峰值强度 $a_0 \approx 0.4$, 散射激光与电子碰撞角度约

为 170° . 实验成功探测到了逆康普顿散射 X 射线, 最高能量达 4 MeV. 使用相同的实验平台, Powers 等 [87] 进一步研究了逆康普顿散射 X 射线能量的可调谐性, 并获得了准单能, 能量可调 (范围从约 70 keV 到超过 1 MeV) 的 X 射线, 如图 3 所示. 该实验的 LWFA 中采用了双气体喷嘴, 实现了电子束能量的大范围调谐, 因此进一步实现了 X 射线能量的大范围调控 [88].

在单光子吸收的条件下, 使用不同波长的激光, 获得逆康普顿 X 射线的光子能量也不同, 如图 4 所示. Liu 等 [89] 报道了利用二次谐波 (second harmonic generation, SHG) 激光 (400 nm, 约 3 eV) 作为散射激光产生逆康普顿散射 X 射线的实验结果. 实验中, 散射激光经过独立的压缩器, 然后通过非线性晶体 (磷酸二氢钾晶体, 简称 KDP 晶体) 转化为 400 nm. 然后用 SHG 与 LWFA 电子发生碰撞, 获得了能量大于 9 MeV 的 X 射线光子. 该实验的物理过程依然是服从公式 $\omega'' \approx 4\gamma^2\omega'_0$, 只不过是改变了对撞激光的光子能量, 从而在电子能量相同的条件下获得了更高的辐射光子能量.

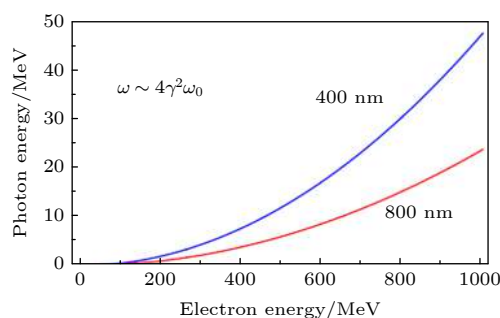


图 4 全光逆康普顿散射 X 射线随电子能量的定标率, 红色代表使用 800 nm 散射激光, 蓝色代表使用 400 nm 散射激光

Fig. 4. Scaling law of inverse Compton scattering X-ray energy by fundamental and second-order harmonics of Ti:Sapphire scattering laser.

3.2.2 低阶多光子散射

汤姆孙散射的非线性理论表明, 在更强的激光场中, 由于光子密度高, 单电子一次散射事件将吸收并散射超过一个以上的光子, 即多光子散射. LOA 团队 [76] 报道的等离子体镜方案中, 已经获得了 $a_0 > 1$ 的散射激光, 但由于反射激光条件几乎无法被准确估计, 因此作者并没有强调相互作用的非线性效应.

贝尔法斯特女王大学的研究团队 [90] 首次明确

报道了汤姆孙的非线性效应, 该团队在实验中使用了 $a_0 > 2$ 的散射激光与电子相互作用, 实现了电子非线性运动的多光子散射过程, 辐射出的 X 射线光子能量明显大于线性汤姆孙散射. 但是 X 射线能谱并没有很好地符合非线性散射的理论公式. 主要原因可能是作者在实验中并没有很好地优化散射激光的焦斑, 其焦斑并非为高斯型, 另外电子的尺寸没有与激光焦斑尺寸很好地吻合, 因此相互作用的结果并不能由理想模型简单解释. 此外, 该实验的数据量较少, 很难获得理想的实验结果.

来自德国马普量子光学所 (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, MPQ) 的团队 [91] 开展了一轮相对精细的实验, 他们从主激光中取了一小部分作为散射光, 并单独聚焦, 获得激光强度 $a_0 \approx 0.9$ 的焦斑. 通过采集大量的 X 射线数据, 该团队明确地报道了汤姆孙散射过程中的非线性效应, 如图 5 所示, X 射线的辐射能量明显偏离了线性条件下的光子能量, 这组实验数据非常好地符合了理论计算.

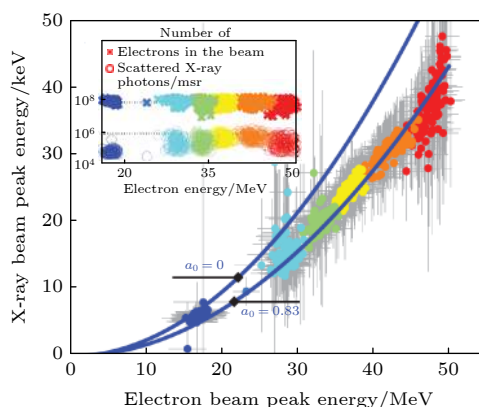


图 5 文献 [91] 报道的全光汤姆孙散射的非线性效应, a_0 明显影响了 X 射线能量的定标率

Fig. 5. Scaling shift in the few-photon scattering experiment. Reprinted with permission from Ref. [91].

总的来说, 这两组实验都引起了世界范围内本领域的广泛关注, 不仅因为它们都产生了明亮的准直高能高质量 X 射线源, 而且也证实了汤姆孙散射中电子的非线性运动引起的多光子效应. 当然, 这两组实验研究的范畴还处在低阶多光子效应阶段.

3.2.3 高阶多光子散射

当散射激光的强度进一步提升, 即 $a_0 \gg 1$ 时, 就可以实现高阶多光子汤姆孙散射. 高阶多光

子散射实验验证是在内布拉斯加大学的 Dicoles 激光平台上开展完成的^[35](见图 6). 为了获得高质量、高强度的散射激光, 实验中采用了自适应光学系统, 在时空上分别对主激光和散射激光的参数进行了全面的优化, 两束激光的斯特略尔比均达到 0.9^[92]. 然后用 f#2 的 OAP 将散射激光聚焦到稳定、高质量的 LWFA 电子束上. 实验中使用零级半波板旋转入射激光脉冲的偏振, 并将压缩器作为偏振元件^[93], 实现了散射激光能量的独立连续调控, 散射激光焦点处归一化矢势的可调范围为 1—12. 因此可以在保证电子参数不变的情况下, 研究不同散射激光强度与电子束相互作用的影响.

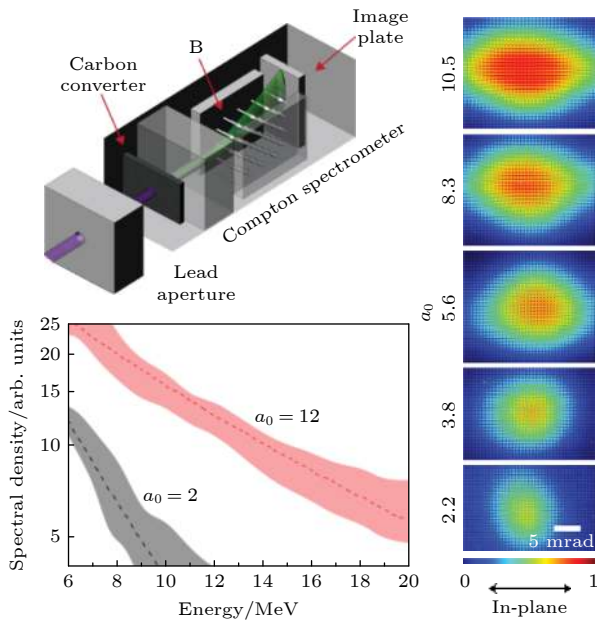


图 6 文献^[35]报道的高阶多光子效应

Fig. 6. Effect of high-order multi-photon scattering reported in Ref. ^[35].

该工作最主要的意义在于, 实验明确证实了非线性汤姆孙散射中高阶的多光子效应. 在保持电子参数相同, 散射激光分别为 $a_0 = 2$ 和 $a_0 = 12$ 的情况下, 使用康普顿伽马射线能谱仪测量了逆康普顿散射 X 射线的能量分布^[94–97], 可以观察到能谱的明显差异, 且与理论计算符合得很好, 从而验证了几十年前汤姆孙散射的高阶多光子散射理论的正确性.

实验还观测到, 随着 a_0 的增大, X 射线的空间分布沿散射激光偏振轴方向也会增大, 而在正交方向上的角宽几乎保持不变; 然而, 这与理想的单电子理论相距甚远, 这是由 LWFA 电子的发散角引

起的. 当考虑电子本身的发散角时, 计算结果与实验数据符合得较好, 这证实了相互作用中的非线性效应, 同时也可确定激光峰值强度 $a_0 \approx 10$, 如图 7 所示.

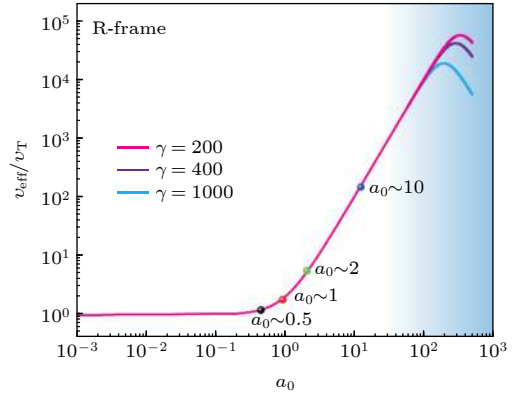


图 7 汤姆孙散射截面随 a_0 变化的定标率, 该变化曲线由文献^[60]的理论计算得出

Fig. 7. Scaling law of the Thomson scattering cross section vs. a_0 in the rest frame. The blue range means where the RR effect matters. The curves were plotted based on Ref. ^[60].

当然, 该实验中还有一些值得继续深入探讨的问题, 例如, 实验观测到的光子-光子相干合成是如何发生的. 在这个过程中, 甚至可以把电子作为一种特殊的“催化剂”, 使光子-光子相互作用的实现条件远远小于真空中的光子-光子直接相互作用. 再如, 非线性汤姆孙散射中高阶光子吸收效应对汤姆孙散射截面的修正, 我们都知道经典汤姆孙散射截面是与电子经典半径相关的常数, 而理论表明, 在高阶多光子效应的影响下, 散射截面不再是常数, 而是与 a_0 相关的变量. 从图 7 可以看出汤姆孙散射截面随 a_0 的增加而成平方关系增加, 直到辐射阻尼效应出现之后会再次降低 (渐变的蓝色区域). 该理论目前还没有得到实验的验证.

3.2.4 辐射阻尼

在高阶多光子汤姆孙散射过程中, 如果辐射光子集体对电子的反冲力足够大而不可忽略, 则电子将会失去大量的能量, 称为辐射阻尼效应 (radiation reaction, RR). 它是 QED 中最古老和最基本的问题之一, 且对 QED 中的重整化问题有着重要的意义. 最初的 Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) 方程的解是发散的, 违反了因果关系, 后来有多种理论尝试去解决此问题, 其中 Landau-Lifshitz (LL) 方程的解释最为自洽. 而这些理论一直没有被实验

验证. 近期, 国际上两个研究小组相继报道了 RR 效应的验证^[98,99]. 这两个实验都提到电子与超强激光相互作用后的能量损失. 然而, 由于实验技术上的困难^[100], 两个团队都仅仅成功进行了少量的实验, 且两组结果也有一定的分歧. 未来需要更多更优化的实验结果来更清楚地解释高阶多光子汤姆孙散射中的辐射阻尼效应.

以上总结了目前全光汤姆孙散射的实验成果. 除了已经报道的实验结果, 还有更多的可调控参数对全光汤姆孙散射过程的影响值得进一步研究, 如散射激光的脉冲宽度^[86]、拓扑性质^[101,102]等.

4 全光汤姆孙散射的应用价值及存在的挑战

全光汤姆孙散射具有重要的应用价值. 首先, 散射过程会产生定向的高能 X/伽马射线, 可以作为高亮光源, 通常称为逆康普顿光源. 其作为光源具有准直性、脉宽超短、亮度高、横向相干性、能量可调性等优点, 表 1 中列出了逆康普顿源的参数. 逆康普顿光源具有广泛的应用潜力, 包括高密度材料放射成像、阿秒甚至更快的超快科学、无损检测、核放射学、国家安全和低剂量放射治疗, 更多详细的内容可参见综述文献^[103–105]. 未来高重复频率的超快超强激光技术的发展会进一步拓宽全光汤姆孙散射源的应用范围.

表 1 常见全光逆康普顿 X 射线源参数

Table 1. Parameter of all-optical inverse Compton scattering X-ray source.

参数	数值
源尺寸/ μm	~ 5 (root mean square)
发散角/ mrad	~ 5 (FWHM)
峰值能量	keV—20 MeV
单能性	准单能(线性)/连续谱(非线性)*
单发光子数	10^7 — 10^{10}
峰值亮度/ $\text{ph}\cdot(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})^{-1}$	10^{17} — 10^{22}

相干性是高亮度光源的重要特性之一^[106–113]. 迄今为止, 还没有基于光子散射过程的完全相干 X 射线源的实验报道, 但是已经有人提出了利用全光汤姆孙散射获得全相干光源的研究方案, 未来如能实现全相干的全光汤姆孙散射 X/伽马射线源, 将是重大突破.

全光汤姆孙散射还可作为诊断用来研究 LWFA 的性质^[114,115]. 例如, 进行电子发射度测量. LWFA 电子束离开加速器在自由空间传播过程中, 受到空间电荷效应, 发射度会增大. 而散射过程中辐射出光子束的空间分布可以携带最初的电子发射度信息. 因此可以将散射激光看作一种探针脉冲, 通过对 X 射线进行空间谱学分析, 从而可以测量电子的归一化横向发射度.

另外, 全光汤姆孙散射可以作为极端光场物理的重要研究平台. 极端光场中的 QED 效应还没有得到系统的实验验证, 而高能电子与超强激光相互作用过程是研究该理论最直观的方案. 当参量 $\chi_0 \approx 1$ 时, 辐射阻尼的量子效应不再可以忽略, 称为量子辐射主导区. 在这种情况下, 量子效应和 RR 效应都极大地改变了电子动力学行为. 在此条件下, 可以对 RR 进行充分测试, 并实现电子-正电子对的产生. 此外, 电子在全光散射过程中的自旋极化特性也是非常值得研究的问题. 另外, 使用等离子体镜方案也可以研究 QED 效应, 顾彦珺等^[46,116]提出了在激光功率分别为 10^{22} 和 10^{24} W/cm^2 的条件下产生 GeV 光子和电子-正电子对的实验方案.

全光多光子散射实验将在未来的强场物理研究中占据重要的地位, 但与此同时也面临诸多的挑战. Samarin 等^[100]总结了人们在实验中可能面临的困难, 包括如何提升激光和电子的品质、稳定性、可重复性及克服相互作用中的技术难度等. 虽然实现激光与电子在 fs 时间尺度上的同步已经被许多实验小组证实, 但他们大多数是通过两束激光对准, 并假设 LWFA 电子完全跟随驱动激光来实现激光与电子的时空同步, 但实际上 LWFA 电子与驱动激光存在空间上的误差, 将导致激光与电子有效对撞截面下降, 最终会影响汤姆孙 X 射线源的产生. 因此, 如何让 LWFA 电子与散射激光直接对准就成为了一个世界级的技术难题.

此外, 电子和 X 射线的诊断技术都需要改进. 例如, 在辐射阻尼实验中, 考虑到阻尼水平和其他的一些不确定性, 需要非常精确地测量电子的能谱. 无论是电子指向还是磁体的不均匀分布都会导致阻尼百分比的误差比预期的要大. 在未来正负电子对的产生实验中, 对正负电子的精确的诊断也是非常重要的. 如何进一步提升 X 射线能谱仪的分辨率仍然是一个很大的问题, 常用的康普顿高能射

线能谱仪由于转换体中正负电子对的产生等因素的影响,极大地限制了其分辨率和能量分辨的范围.因此,研制高分辨率、大能量范围的能谱仪是诊断方面面临的挑战之一.在未来的同类强场物理实验中,装置运行的重复频率也对实验结果有着重要的影响,短时间内采集大量数据会降低不确定度和扩大误差范围.因此,高重频实验诊断技术将为在高重频 ($> 10\text{ Hz}$) 的拍瓦级激光器和等离子体发生装置上开展前沿的强场物理实验提供重要的支撑.

5 结 论

回顾了全光汤姆孙散射研究的发展历史,并对近些年来相关的实验进展进行了综述.近年来,激光领域的科学家们正在努力地提高激光脉冲的峰值强度,以用于基础研究和实际应用.随着国际上多台超高功率的数拍瓦甚至百拍瓦激光装置已经或即将运行,届时激光的功率将被推到极端水平,强度将超过 10^{23} W/cm^2 ($a_0 > 200$).在这种强度下激光与物质相互作用的极端光场物理效应将与经典理论有着很大的不同,需要用 QED 理论来指导,因此系统地对强场 QED 理论进行实验研究将必然展开,全光汤姆孙散射将为这一研究的开展提供关键的解决方案.未来 10 年,我国也会有多家单位的多台超强数拍瓦激光装置投入使用,如中国科学院上海光学精密机械研究所与上海科技大学、中国工程物理研究院激光聚变研究中心、北京大学、上海交通大学与李政道研究所、中国科学院物理研究所与怀柔综合极端条件实验装置等,我国将会开展更多相关的前沿物理实验,届时我国必将在国际强场 QED 领域的研究中占有一席之地.

参考文献

- [1] Thomson J 1899 *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **47** 253
- [2] Barkla C G 1903 *Proc. Phys. Soc. London* **19** 185
- [3] Barkla C G 1903 *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **5** 685
- [4] Stephenson R J 1967 *Am. J. Phys.* **35** 140
- [5] Compton A H 1923 *Phys. Rev.* **21** 483
- [6] Compton A H 1923 *Nature* **112** 435
- [7] Woo Y H 1925 *Phys. Rev.* **25** 444
- [8] Woo Y H 1930 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **16** 814
- [9] Woo Y H 1931 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **17** 470
- [10] Woo Y H 1931 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **17** 467

- [11] Woo Y H 1931 *Phys. Rev.* **38** 6
- [12] Woo Y H 1932 *Phys. Rev.* **41** 21
- [13] Woo Y H 1932 *Phys. Rev.* **39** 555
- [14] D E Evans, J K 1969 *Rep. Prog. Phys.* **32** 207
- [15] Glenzer S H, Redmer R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1625
- [16] Longair M S 2011 *High-Energy Astrophysics* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [17] Prunty S L 2014 *Phys. Scr.* **89** 128001
- [18] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [19] Harvey C, Heinzl T, Ilderton A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063407
- [20] Heinzl T, Ilderton A 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 359
- [21] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [22] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgi F, Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [23] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, Esarey E, Schroeder C B, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W P 2004 *Nature* **431** 538
- [24] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A G R, Collier J L, Dangor A E, Divall E J, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, Jaroszynski D A, Langley A J, Mori W B, Norreys P A, Tsung F S, Viskup R, Walton B R, Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 535
- [25] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, Tóth C, Nakamura K, Geddes C G R, Esarey E, Schroeder C B, Hooker S M 2006 *Nat. Phys.* **2** 696
- [26] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [27] Mourou G A, Korn G, Sandner W, Collier J L 2011 *ELI – Extreme Light Infrastructure Science and Technology with Ultra-Intense Lasers Whitebook at THOSS Media GmbH* <https://eli-laser.eu/media/1019/eli-whitebook.pdf>
- [28] Papadopoulos D N, Zou J P, Blanc C L, Chériaux G, Georges P, Druon F, Mennerat G, Ramirez P, Martin L, Fréneaux A, Beluze A, Lebas N, Monot P, Mathieu F, Audebert P 2016 *High Power Laser Sci. Eng.* **4** e34
- [29] Shen B, Bu Z, Xu J, Xu T, Ji L, Li R, Xu Z 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 044002
- [30] Danson C N, Haefner C, Bromage J, Butcher T, Chanteloup J C F, Chowdhury E A, Galvanauskas A, Gizzi L A, Hein J, Hillier D I, Hopps N W, Kato Y, Khazanov E A, Kodama R, Korn G, Li R X, Li Y T, Limpert J, Ma J G, Nam C H, Neely D, Papadopoulos D, Penman R R, Qian L J, Rocca J J, Shaykin A A, Siders C W, Spindloe C, Szatmari S, Trines R, Zhu J Q, Zhu P, Zuegel J D 2019 *High Power Laser Science and Engineering* **7** e54
- [31] Chu Y, Gan Z, Liang X, Yu L, Lu X, Wang C, Wang X, Xu L, Lu H, Yin D 2015 *Opt. Lett.* **40** 5011
- [32] Zamfir N V 2014 *Eur. Phys. J.-Spec. Top.* **223** 1221
- [33] Hernandez-Gomez C, Blake S P, Chekhlov O, et al. 2010 *J. Phys.: Conf. Ser.* **244** 032006
- [34] Weber S, Bechet S, Borneis S, Brabec L, Bučka M, Chacon-Golcher E, Ciappina M, DeMarco M, Fajstavr A, Falk K 2018 *Matter Radiat. Extremes* **2** 149
- [35] Wenchao Y, Colton F, Grigory G, Daniel H, Ji L, Ping Z, Baozhen Z, Jun Z, Cheng L, Min C, Shouyuan C, Sudeep B, Donald U 2017 *Nat. Photonics* **11** 514
- [36] Vranic M, Martins J L, Vieira J, Fonseca R A, Silva L O 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 134801
- [37] Li J X, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 044801
- [38] Burton D A, Noble A 2014 *Contemp. Phys.* **55** 110
- [39] Thomas A G R, Ridgers C P, Bulanov S S, Griffin B J,

- Mangles S P D 2012 *Phys. Rev. X* **2** 041004
- [40] O'Connell R F 2012 *Contemp. Phys.* **53** 301
- [41] Di Piazza A, Mueller C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177
- [42] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Kando M, Koga J K, Bulanov S S 2011 *Phys. Rev. E* **84** 056605
- [43] Hammond R T 2010 *Phys. Rev. A* **81** 062104
- [44] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 254802
- [45] Di Piazza A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 213201
- [46] Gu Y J, Klimo O, Bulanov S V, Weber S 2018 *Commun. Phys.* **1** 93
- [47] Ilderton A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 020404
- [48] Hu H, Mueller C, Keitel C H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 080401
- [49] Gu Y J, Klimo O, Weber S, Korn G 2016 *New J. Phys.* **18** 113023
- [50] Sarri G, Schumaker W, Di Piazza A, Vargas M, Dromey B, Dieckmann M E, Chvykov V, Maksimchuk A, Yanovsky V, He Z H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 255002
- [51] Sarri G, Poder K, Cole J M, Schumaker W, Di Piazza A, Reville B, Dzelzainis T, Doria D, Gizzi L A, Grittani G 2015 *Nat. Commun.* **6** 6747
- [52] Bulanov S V, Satorov P, Bulanov S S, Korn G 2019 *Phys. Rev. D* **100** 016012
- [53] Sengupta N D 1949 *Bull. Calcutta Math. Soc.* **41** 187
- [54] Sarachik E S, Schappert G T 1970 *Phys. Rev. D* **1** 2738
- [55] Salamin Y I, Faisal F H M 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4383
- [56] Brown L S, Kibble T W B 1964 *Phys. Rev.* **133** A705
- [57] Goldman I I 1964 *Sov. Phys. JETP* **19** 954
- [58] Nikishov A I, Ritus V I 1964 *Sov. Phys. JETP* **19** 529
- [59] Chen S Y, Maksimchuk A, Umstadter D 1998 *Nature* **396** 653
- [60] Koga J, Esirkepov T Z, Bulanov S V 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093106
- [61] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [62] Bula C, McDonald K T, Prebys E J, Bamber C, Boege S, Kotseroglou T, Melissinos A C, Meyerhofer D D, Ragg W, Burke D L 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116
- [63] Leemans W P, Schoenlein R W, Volfbeyn P, Chin A H, Glover T E, Balling P, Zolotorev M, Kim K J, Chattopadhyay S, Shank C V 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4182
- [64] Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, Spencer J E, Walz D, Berridge S C, Bugg W M, Shmakov K, Weidemann A W, Bula C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626
- [65] Albert F, Anderson S G, Gibson D J, Hagmann C A, Johnson M S, Messerly M, Semenov V, Shverdin M Y, Rusnak B, Tremaine A M, Hartemann F V, Siders C W, McNabb D P, Barty C P J 2010 *Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams* **13** 070704
- [66] Banerjee S, Kalmykov S Y, Powers N D, Golovin G, Ramanathan V, Cunningham N J, Brown K J, Chen S, Ghebregziabher I, Shadwick B A, Umstadter D P, Cowan B M, Bruhwiler D L, Beck A, Lefebvre E 2013 *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams* **16**
- [67] Maier A R, Delbos N M, Eichner T, Hübner L, Jalas S, Jeppe L, Jolly S W, Kirchen M, Leroux V, Messner P, Schnepf M, Trunk M, Walker P A, Werle C, Winkler P 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031039
- [68] Li Y F, Li D Z, Huang K, Tao M Z, Li M H, Zhao J R, Ma Y, Guo X, Wang J G, Chen M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 023108
- [69] Couperus J P, Pausch R, Köhler A, Zarini O, Krämer J M, Garten M, Huebl A, Gebhardt R, Helbig U, Bock S, Zeil K, Debus A, Bussmann M, Schramm U, Irman A 2017 *Nat. Commun.* **8** 487
- [70] Leemans W P, Gonsalves A J, Mao H S, Nakamura K, Benedetti C, Schroeder C B, Tóth C, Daniels J, Mittelberger D E, Bulanov S S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 245002
- [71] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [72] Wang X, Zgadzaj R, Fazel N, Li Z, Yi S A, Zhang X, Henderson W, Chang Y Y, Korzecwa R, Tsai H E 2013 *Nat. Commun.* **4**
- [73] Kim H T, Pae K H, Cha H J, Kim I J, Yu T J, Sung J H, Lee S K, Jeong T M, Lee J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002
- [74] Wang W T, Li W T, Liu J S, Zhang Z J, Qi R, Yu C H, Liu J Q, Fang M, Qin Z Y, Wang C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 124801
- [75] Schwoerer H, Liesfeld B, Schlenvoigt H P, Amthor K U, Sauerbrey R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 014802
- [76] Phuoc K T, Corde S, Thauray C, Malka V, Tafzi A, Goddet J P, Shah R C, Sebban S, Rousse A 2012 *Nat. Photonics* **6** 308
- [77] Tsai H E, Wang X M, Shaw J M, Li Z Y, Arefiev A V, Zhang X, Zgadzaj R, Henderson W, Khudik V, Shvets G, Downer M C 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023106
- [78] Tsai H E, Arefiev A V, Shaw J M, Stark D J, Wang X, Zgadzaj R, Downer M C 2017 *Phys. Plasmas* **24** 013106
- [79] Döpp A, Guillaume E, Thauray C, Gautier J, Andriyash I, Lifschitz A, Malka V, Rousse A, Phuoc K T 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 034005
- [80] Yu C, Qi R, Wang W, Liu J, Li W, Wang C, Zhang Z, Liu J, Qin Z, Fang M 2016 *Sci. Rep.* **6** 29518
- [81] Feng J, Wang J, Li Y, Zhu C, Li M, He Y, Li D, Wang W, Chen L 2017 *Phys. Plasmas* **24** 093110
- [82] Zhu C, Wang J, Feng J, Li Y, Li D, Li M, He Y, Ma J, Tan J, Zhang B 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 024001
- [83] Ma Y, Hua J, Liu D, He Y, Zhang T, Chen J, Yang F, Ning X, Yang Z, Zhang J, Pai C H, Gu Y, Lu W 2020 *Matter Radiat. Extremes* **5** 064401
- [84] Schindler S, Doepp A, Ding H, et al. 2019 *SPIE Proceedings* **11037** 11037
- [85] Wenz J, Doepp A, Khrennikov K, Schindler S, Gilljohann M F, Ding H, Gotzfried J, Buck A, Xu J, Heigoldt M, Helml W, Veisz L, Karsch S 2019 *Nat. Photonics* **13** 263
- [86] Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, Maharjan C M, Liu C, Golovin G, Banerjee S, Zhang J, Cunningham N, Moorti A, Clarke S, Pozzi S, Umstadter D P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 155003
- [87] Powers N D, Ghebregziabher I, Golovin G, Liu C, Chen S, Banerjee S, Zhang J, Umstadter D P 2014 *Nat. Photonics* **8** 28
- [88] Golovin G, Banerjee S, Chen S, Powers N, Liu C, Yan W, Zhang J, Zhang P, Zhao B, Umstadter D 2016 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A* **830** 375
- [89] Liu C, Golovin G, Chen S, Zhang J, Zhao B, Haden D, Banerjee S, Silano J, Karwowski H, Umstadter D 2014 *Opt. Lett.* **39** 4132
- [90] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, Cole J M, Di Piazza A, Ahmed H, Harvey C, Keitel C H, Krushelnick K, Mangles S P D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 224801
- [91] Khrennikov K, Wenz J, Buck A, Xu J, Heigoldt M, Veisz L, Karsch S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 195003
- [92] Liu C, Zhang J, Chen S, Golovin G, Banerjee S, Zhao B,

- Powers N, Ghebregziabher I, Umstadter D 2014 *Opt. Lett.* **39** 80
- [93] Zhao B, Banerjee S, Yan W, Zhang P, Zhang J, Golovin G, Liu C, Fruhling C, Haden D, Chen S 2018 *Opt. Commun.* **412** 141
- [94] Corvan D J, Sarri G, Zepf M 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 065119
- [95] Kojima S, Ikenouchi T, Arikawa Y, Sakata S, Zhang Z, Abe Y, Nakai M, Nishimura H, Shiraga H, Ozaki T, Miyamoto S, Yamaguchi M, Takemoto A, Fujioka S, Azechi H 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 43502
- [96] Singh S, Versaci R, Laso Garcia A, Morejon L, Ferrari A, Molodtsova M, Schwengner R, Kumar D, Cowan T 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 085118
- [97] Haden D, Golovin G, Yan W, Fruhling C, Zhang P, Zhao B, Banerjee S, Umstadter D 2020 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **951** 1630329
- [98] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, Blackburn T G, Wood J C, Baird C D, Duff M J, Harvey C, Ilderton A, Joglekar A S 2018 *Phys. Rev. X* **8** 011020
- [99] Poder K, Tamburini M, Sarri G, Di Piazza A, Kuschel S, Baird C D, Behm K, Bohlen S, Cole J M, Corvan D J 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031004
- [100] Samarin G M, Zepf M, Sarri G 2018 *J. Mod. Opt.* **65** 1362
- [101] Petrillo V, Dattoli G, Drebot I, Nguyen F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 123903
- [102] Chen Y Y, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2019 *Matter Radiat. Extremes* **4** 024401
- [103] Albert F, Thomas A G R 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 103001
- [104] Umstadter D P 2015 *Contemp. Phys.* **56** 417
- [105] Albert F, Thomas A G R, Mangles S P D, Banerjee S, Corde S, Flacco A, Litos M, Neely D, Vieira J, Najmudin Z 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **56** 084015
- [106] Kando M, Esirkepov T, Koga J, Pirozhkov A, Bulanov S 2018 *Quantum Beam Science* **2** 9
- [107] Kando M, Pirozhkov A S, Kawase K, Esirkepov T Z, Fukuda Y, Kiriya H, Okada H, Daito I, Kameshima T, Hayashi Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 235003
- [108] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Kando M, Pirozhkov A S, Rosanov N N 2013 *Phys. Usp.* **56** 429
- [109] Petrillo V, Serafini L, Tomassini P 2008 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **11** 070703
- [110] Li F Y, Sheng Z M, Liu Y, Meyer-ter-Vehn J, Mori W B, Lu W, Zhang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 135002
- [111] Meyer-Ter-Vehn J, Wu H C 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 433
- [112] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Fernandez J, Hegelich B M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 234801
- [113] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J 2012 *Nat. Photonics* **6** 304
- [114] Golovin G, Banerjee S, Liu C, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 24622
- [115] Har-Shemesh O, Di Piazza A 2012 *Opt. Lett.* **37** 1352
- [116] Gu Y J, Weber S 2018 *Opt. Express* **26** 19932

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

All-optical Thomson scattering^{*}

Yan Wen-Chao^{1)2)†} Zhu Chang-Qing³⁾⁴⁾ Wang Jin-Guang³⁾ Feng Jie¹⁾²⁾

Li Yi-Fei³⁾ Tan Jun-Hao³⁾⁴⁾ Chen Li-Ming^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory for Laser Plasmas, Ministry of Education, School of Physics and Astronomy,
Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

3) (*Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

4) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 11 February 2021; revised manuscript received 21 March 2021)

Abstract

With the development of laser and accelerator technology, and improvement of the particle energy and field intensity, the scattering process between electron and photon will reach the highly nonlinear regime, where the multi-photon process takes place and the quantum electrodynamics starts to play a role. In the near future, with the commissioning of the multi-PW laser facilities, these effects will be available. In this article, we review the recent progress of electron-photon scattering experiments, from single or few-photon regime to high-order multi-photon regime. In the scattering process, collimated bright X/gamma-energy photons are generated, making it possible to realize a compact top-table bright light source, which is also known as inverse Compton scattering source. Finally, the prospects and challenges of scattering experiments are discussed.

Keywords: ultra-fast high-power laser, laser wake field acceleration, Thomson scattering, X-ray

PACS: 41.75.Jv, 42.50.-p, 52.38.Kd

DOI: 10.7498/aps.70.20210319

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11991073, 12074251, 11905289, 11805266), the Science Challenge Project of China Academy of Engineering Physics (Grant No. TZ2018005), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2017YFA0403301), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDA25030400, XDB17030500).

† Corresponding author. E-mail: wenchao@sjtu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: lmchen@sjtu.edu.cn

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

徐新荣 仲丛林 张铤 刘峰 王少义 谭放 张玉雪 周维民 乔宾

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

Xu Xin-Rong Zhong Cong-Lin Zhang Yi Liu Feng Wang Shao-Yi Tan Fang Zhang Yu-Xue Zhou Wei-Min Qiao Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084206 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210339

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

等离子体光栅靶的表面粗糙度对高次谐波产生的影响

Effect of plasma grating roughness on high-order harmonic generation

物理学报. 2017, 66(24): 244209 <https://doi.org/10.7498/aps.66.244209>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

物理学报. 2018, 67(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

双等离子体团相互作用的磁流体力学模拟

Simulations for two colliding plasma bubbles embedded into an external magnetic field

物理学报. 2017, 66(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075202>

基于正交偏振场的双光学控制方案获得孤立阿秒脉冲产生

Isolated attosecond pulse generation from a double optical gating scheme based on orthogonal polarization field

物理学报. 2019, 68(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190847>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

利用脉宽10 fs偏振控制脉冲获得孤立阿秒脉冲

Isolated attosecond pulse generation from polarization gating pulse with 10 fs duration

物理学报. 2019, 68(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190392>

专题：超短超强激光等离子体物理

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波 与阿秒辐射研究进展*

徐新荣¹⁾²⁾ 仲丛林²⁾³⁾ 张铤²⁾³⁾ 刘峰⁴⁾⁵⁾ 王少义⁶⁾
谭放⁶⁾ 张玉雪⁶⁾ 周维民⁶⁾ 乔宾^{2)3)†}

1) (国防科技大学文理学院物理系, 长沙 410073)

2) (北京大学物理学院, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

3) (北京大学应用物理与技术研究中心, 高能密度物理数值模拟教育部重点实验室, 北京 100871)

4) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

5) (上海交通大学 IFSA 协调创新中心, 上海 200240)

6) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理国家重点实验室, 绵阳 621000)

(2021 年 2 月 21 日收到; 2021 年 3 月 28 日收到修改稿)

对超快过程的探测和控制决定了人类在微观层面认识和改造物质世界的能力. 阿秒光源可完成对组成物质的电子运动及其关联效应进行超高时空分辨的探测和操控, 为人类认识微观世界提供了全新手段, 被认为是激光科学史上最重要的里程碑之一. 世界主要科技强国都将阿秒科学列为未来 10 年重要的科技发展方向. 利用强激光与物质相互作用产生高次谐波是突破飞秒极限实现高亮度阿秒脉冲辐射的重要方案之一, 成为了近年来激光等离子体领域的研究热点. 本文聚焦强激光与等离子体相互作用中的高次谐波和阿秒脉冲辐射, 主要介绍其产生机制、研究进展和前沿应用, 并对未来的发展趋势和创新突破进行展望.

关键词: 强激光, 等离子体, 高次谐波, 阿秒脉冲

PACS: 42.65.Ky, 52.27.Ny, 52.38.-r

DOI: 10.7498/aps.70.20210339

1 引言

自然物质世界的时间尺度跨越从 10^{-24} s 的核子运动特征周期到 10^{18} s 的宇宙年龄, 如图 1 所示. 在这些不同时空尺度上, 物质世界是互相关联互相耦合的, 微观尺度上超快动力学过程的累积与演化决定了物质的宏观特性. 因此对微观世界的认识有助于我们更深地了解物质世界的本质. 调 Q、锁模等激光技术的发展使得对超快动力学过程的

研究进入飞秒 ($1\text{ fs} = 10^{-15}\text{ s}$) 量级, 人类得以在原子、分子的层面上进行科学研究和技术创新, 有力推进了物理、化学、生物、医学等领域的迅速发展, 并催生了新的科学前沿. 飞秒化学即是一个典型实例, 科学家 Zewail^[1] 利用飞秒激光成功捕获到分子化学键的断裂和形成过程, 从根本上改变了人们对化学反应过程的认识, 为可控的化学反应创造了可能性, 引发了整个化学及相关学科的重大变革, Zewail 本人也因此荣获 1999 年诺贝尔化学奖. 飞秒激光在前沿科学和技术应用领域取得的成果

* 国防基础核科学挑战计划 (批准号: TZ2018005)、国家自然科学基金 (批准号: 11825502, 11921006, 12004433)、国家自然科学基金-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U1630246)、中科院先导基金 (批准号: XDA25050900)、国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2020JJ5649) 和国防科技大学科研计划项目 (批准号: ZK19-12) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bqiao@pku.edu.cn

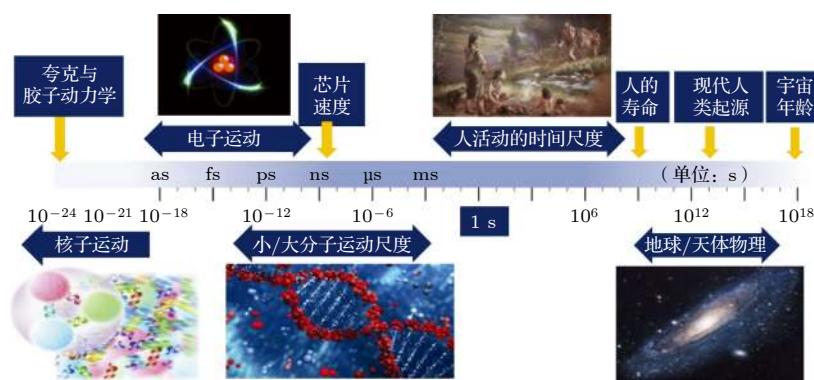


图1 自然物质世界的典型时间跨越尺度: 从核子运动特征周期 10^{-24} s 到宇宙年龄 10^{18} s

Fig. 1. Typical time spans in the natural physical world: From 10^{-24} s for the characteristic period of nuclear motion to 10^{18} s for the age of the universe.

不断推动着超快光学向更短的阿秒 ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) 时间领域进军, 以实现连接物理、化学、生物等学科的微观粒子——电子的动力学过程研究。

根据不确定性原理可知, 电磁波的脉冲宽度与频谱宽度成反比. 对于中心波长在可见光波段的电磁波, 即使完全锁相实现单周期输出, 脉冲的持续时间也无法突破阿秒极限. 因此实现阿秒脉冲输出的前提是产生极紫外甚至 X 射线频段的宽谱辐射. 在对强激光与物质非线性作用的研究中, 人们在反射光中诊断到了激光的谐波信号, 它兼具宽谱、高频的特点, 极富合成阿秒脉冲的潜力. 2001 年, Paul 等^[2]利用飞秒激光轰击气体产生的高次谐波, 得到了 250 as 的脉冲链辐射. 同年, Hentschel 等^[3]实现了 650 as 的单脉冲输出, 标志着超快科学的研究从此进入阿秒新纪元.

气体中的高次谐波可用半经典“三步”模型解释^[4]: 在线偏振强激光的辐照下, 气体中的电子发生隧穿电离; 离化的电子在激光电场作用下先加速离开母核, 而后随着电场方向反转返回母核周围; 当电子被母核重新俘获, 多余的能量即以光子的形式释放出来. 该辐射过程每半个激光周期重复一次, 最终干涉产生梳齿状谱分布, 即激光的高次谐波. 根据电子的运动方程可得出它回到母核附近时的最大动能约 $3.17U_p$ (U_p 为激光的有质动力势), 对应谐波的截止能量为

$$\hbar\omega_{\max} = I_p + 3.17U_p, \quad (1)$$

其中 I_p 为电子的电离能, $\omega_{\max}$ 为高次谐波的截止频率, $\hbar$ 为约化普朗克常数.

气体高次谐波已得到广泛的理论和实验研究^[5], 产生的阿秒脉冲宽度不断缩短. 截至目前, 实验上最短的孤立脉冲仅 43 as, 由苏黎世联邦理工

学院 Wörner 课题组^[6]产生; 我国最短的实验记录为 88 as, 由国防科大赵增秀课题组^[7]创造. 但受气体离化阈值的限制, 驱动气体高次谐波辐射所需的泵浦激光强度一般不可超过 10^{15} W/cm^2 ^[8], 而激光到高次谐波的能量转换效率通常只有 10^{-9} — 10^{-5} ^[9], 因此通过这一方式难以产生高强度阿秒脉冲, 最大光子能量和最窄脉冲宽度也基本上达到了极限, 严重限制了它的广泛应用.

随着激光功率密度的提升, 稠密等离子体中的高次谐波日益引起科学家的研究兴趣. 相比于气体高次谐波, 这一方式无需考虑作用媒介的离化阈值, 可承受相对论强度的激光辐照. 此外, 稠密等离子体中的高次谐波产生于靶表面纳米宽度的趋肤深度内, 具备自锁相的优点, 辐射效率比气体高次谐波至少高两个数量级. 因此, 相对论强激光照射稠密等离子体产生的高次谐波有望推进阿秒脉冲向更高光子能量、更高辐射强度、更短持续时间迈进, 开拓其在 X 射线非线性光学、泵浦探测甚至量子电动力学等领域的应用.

本文将简述激光与等离子体相互作用中高次谐波和阿秒脉冲的辐射原理、研究进展和应用前景, 并对未来发展进行展望, 希望能够对该研究领域的相关学者有所助益. 本文结构如下: 第 2 节介绍主要的谐波辐射机理, 包括相干尾场辐射、相对论振荡镜和相干同步辐射机制; 第 3 节介绍相关研究进展, 包括谐波辐射效率提升、偏振特性调控、相位特征诊断、孤立阿秒脉冲产生、时频诊断技术等方面; 第 4 节简要介绍这一优质辐射源的典型应用, 包括电子动力学过程探测、相干衍射成像、极端物质状态诊断等方面的研究和极端超强场的产生; 最后为全文的总结和展望.

2 辐射机制

强激光与稠密等离子体相互作用驱动高次谐波辐射的研究最早可追溯到 1977 年, Burnett 等^[10]在从铝靶反射的激光中诊断到了高达 11 阶的谐波信号, 1981 年, Carman 等^[11]将谐波谱拓展至 29 阶. 尽管这些早期的实验结果在学术界引发了极大的研究兴趣, 但受激光技术和计算机模拟能力的限制, 在很长一段时间内高次谐波的研究主要还是集中于气体媒介. 直到 20 世纪末, 啁啾脉冲放大技术的提出使得激光峰值功率得到迅猛提升, 同时高性能大型并行计算机也得到快速发展, 促使这一领域再次引发研究热潮. 图 2 给出了目前强激光与稠密等离子体相互作用驱动高次谐波辐射的三种主要机制, 下面将展开具体介绍.

2.1 相干尾场辐射 (coherent wake emission, CWE)

相干尾场辐射 (CWE) 机制由 Quéré 等^[12]提出, 用于解释强度介于 10^{15} — 10^{18} W/cm² 的 P 极化

激光与密度不均匀等离子体斜相互作用产生高次谐波的原因. 其具体内涵如下: 当一束 P 极化激光斜照射在等离子体靶上时, 作用区内的电子经真空加热 (Brunel 机制) 获得能量. 由于激光无法在临界密度以上区域传播, Brunel 电子重新返回等离子体内部后即与激光场分离, 以近乎不变的速度继续向内传输. 在此过程中, 加速时间长、速度快的电子可追赶上前面加速时间短、速度慢的电子, 形成致密的电子束. 随着电子束扫过不同密度区, 其尾部激发起等离子体静电振荡, 该振荡通过线性模式转换为电磁辐射, 且辐射频率等于当地等离子体振荡频率. 图 3 给出了一维粒子模拟中 CWE 机制下典型的谐波辐射过程和辐射特性, 模拟中采用强度为 3.4×10^{17} W/cm² 的 800 nm 激光以 45° 角入射靶前有预等离子体分布的等离子体靶. 其中预等离子体尺度为 0.05λ (λ 为入射激光波长), 靶的最大电子密度为 $200n_c$ (n_c 为激光波长对应的等离子体临界密度).

为便于理论分析, 对于斜入射问题, 本文均通过坐标系变换, 将其转换为研究激光正入射具有

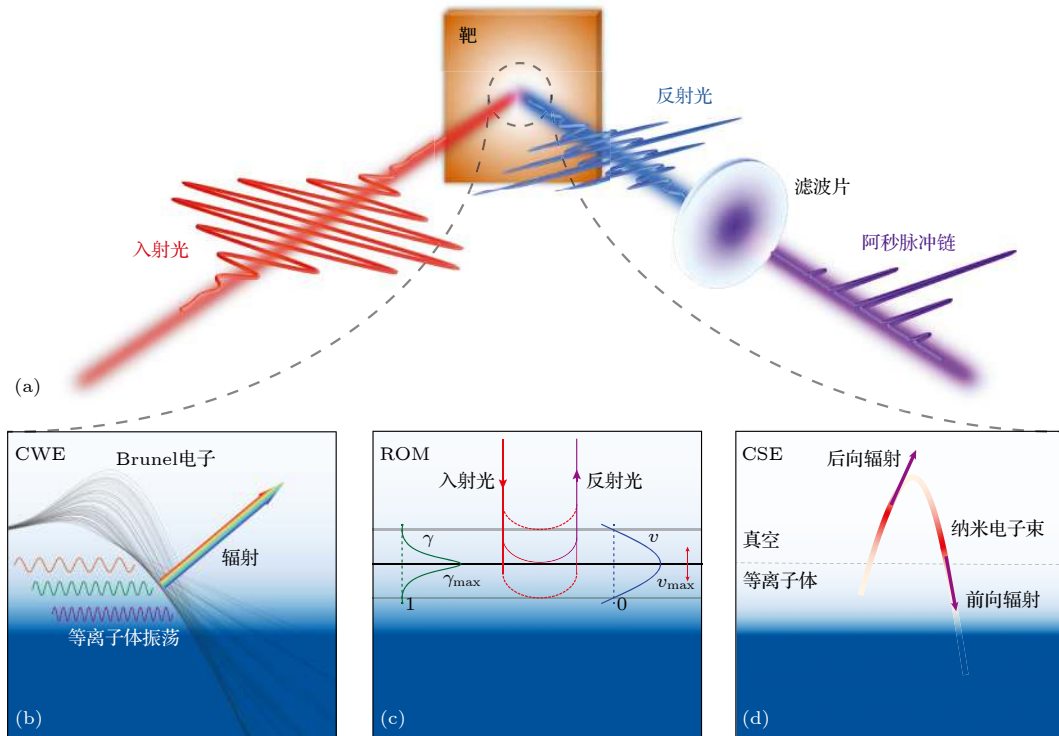


图 2 (a) 强激光稠密等离子体相互作用驱动高次谐波辐射的物理方案; (b)–(d) 相关的三种主要辐射机制示意图 (b) 相干尾场辐射 (coherent wake emission, CWE), (c) 相对论振荡镜 (relativistically oscillating mirror, ROM), (d) 相干同步辐射 (coherent synchrotron emission, CSE)

Fig. 2. (a) Schematic for high-order harmonic generation from intense laser interaction with overdense plasmas. (b)–(d) Schematics for three main radiation mechanisms: (b) Coherent wake emission (CWE); (c) relativistically oscillating mirror (ROM); (d) coherent synchrotron emission (CSE).

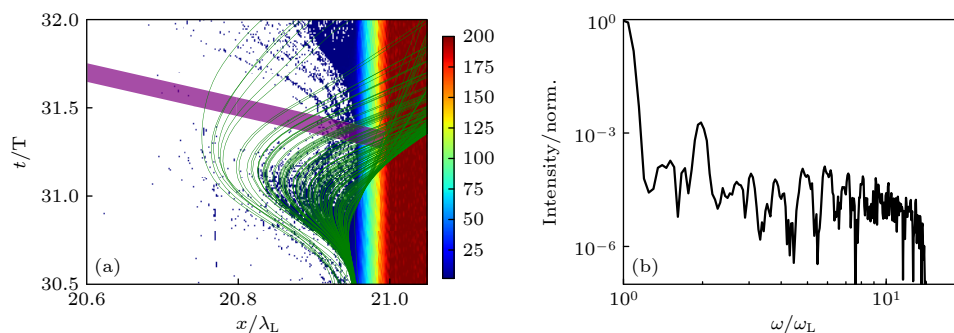


图3 一维粒子模拟中获得的典型CWE机制的谐波辐射过程和辐射特性 (a) 电子密度分布随时间的变化, 绿线为Brunel电子轨迹, 紫色部分为对应时刻产生的频率介于3—15倍频之间的高次谐波; (b) 反射光的频谱分布. 这里采用强度为 $3.4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 的800 nm激光以 45° 角斜入射预等离子体尺度为 0.05λ , 最大电子密度为 $200n_e$ 的等离子体靶

Fig. 3. Typical harmonic radiation process and radiation characteristics of CWE mechanism in one-dimensional (1D) particle-in-cell (PIC) simulation. (a) Temporal evolution of electron density. The green lines and the purple part are the trajectories of Brunel electrons and the high-order harmonic of the corresponding time with frequency between $3\omega - 15\omega$ respectively. (b) The spectrum of the reflected laser. Here, a laser with intensity of $3.4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ and wavelength $\lambda = 800 \text{ nm}$ is incident on a plasma target with preplasma scale length of 0.05λ and the maximum electron density of $200n_e$ at an angle of 45° .

初始动量等离子体靶的情形^[13]. 令 x 轴方向为纵向, 电子束在 x 处激发的尾场可表示为 $\delta(x, t) = \delta_0 \cos[\psi(x, t)]$, 其中 $\psi(x, t) = \omega_p(x) \times (t - x) \cos\theta$, ω_p 为当地等离子体的静电振荡频率, θ 为激光入射角. 该尾场的波矢 $k = -\partial\psi/\partial x$ 即为

$$k = -\frac{\partial\omega_p}{\partial x}(t - x)\cos\theta + \omega_p\cos\theta. \quad (2)$$

根据线性模式转换机制^[14], 当 $k = 0$ 且 $\omega = \omega_p$ 时, 等离子体中的纵波和横波具有相同的频率和波数, 静电振荡可有效转换为电磁辐射. 由 (2) 式可知, 这种模式转换仅可能发生在当 $\partial\omega_p/\partial x > 0$ 时, 即当电子束从低密度区向高密度区传输过程中, 对应激发的辐射具有和当地等离子体静电振荡相同的频率. 之后 CWE 机制产生的电磁波模被等离子体反射, 随激光离开相互作用区. 该辐射过程以激光周期重复发生, 产生的电磁波模频率为激光频率的整数倍^[15], 也即激光的高次谐波. 对反射光进行滤波处理即可得一串阿秒脉冲.

对于固体密度的等离子体靶, CWE 辐射可产生的最大光子能量通常介于 20—40 eV 之间, 辐射强度取决于电子束的密度和振荡幅度, 与靶的密度分布、入射角、激光强度等因素均有关系. 在有效参数范围内, 等离子体的振荡幅度正比于激光强度, 因此这种基于线性模式转换产生的谐波, 其强度也正比于激光强度, 通常 10 阶谐波的能量转换效率约为 10^{-3} — 10^{-4} . 在同一阿秒脉冲内, 由于高阶谐波的辐射时间落后于低阶谐波, 因此 CWE 阿秒脉冲天然携带正啁啾, 其脉宽大于傅里叶变换

极限. 此外, 由于激光强度、预等离子体尺度以及离子位置在相互作用过程中动态演化, CWE 阿秒脉冲并不是严格等周期辐射, 造成谐波谱的展宽甚至出现非平凡阶次谐波^[16].

2.2 相对论振荡镜 (relativistically oscillating mirror, ROM)

当入射激光强度 I 达到相对论强度 $I\lambda^2 > 1.37 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ 时, 电子在激光电场中的横向振荡速度接近光速, 此时激光有质动力作用不可忽略. 靶表面趋肤深度以内的电子在激光有质动力和电荷分离产生的静电力共同作用下形成以近光速振荡的致密电子层. 1993 年, Wilks 等^[17] 在相对论线偏振激光垂直照射等离子体的反射光中发现了奇次谐波. 1994 年, Bulanov 等^[18] 系统研究了这一作用过程, 发现斜入射条件下, P 偏振激光可激发更强的谐波信号, 同时提出谐波产生的原因在于激光被振荡运动的等离子体边界反射时引入的多普勒效应. 1996 年, Lichters 等^[13] 将研究范围进一步拓展至任意偏振任意入射角条件下, 揭示出靶面的周期纵向运动是谐波产生的关键所在, 并建立了谐波偏振的选择定则, 如表 1 所列. 2004 年, Gordienko 等^[19] 根据振荡镜的运动特征和理想镜面边界条件给出了普适的谐波谱理论定标率, 即对于阶次 $n < 4\gamma_{\text{max}}^2$ 的谐波, 其强度 I_n 满足幂律分布 $I_n \propto n^{-p}$, 更高阶次的谐波其强度将指数衰减. 这一分界点所对应的频率称为截止频率, γ_{max} 为靶面振荡的最大相对论因子. 根据该理论, 在相对论强

激光 ($I > 10^{20}$ W/cm²) 的驱动下, 幂指数 p 可达到 5/2, 这一预测很快得到了实验验证^[20]. 2006 年, Baeva 等^[21] 基于相对论自相似理论进一步证实了高次谐波幂次-指数分布的频谱特征, 同时提出由于等离子体镜相对论因子 γ 在辐射发生点附近迅速达到峰值, 谐波截止阶数与强度衰减因子应分别修正为 $\sqrt{8\alpha_0}\gamma_{\max}^3$ 和 8/3, 其中 α_0 为辐射发生时与靶面振荡速度相关的常数. 至此, ROM 模型基本建立, 图 4 给出了一维粒子模拟中 ROM 机制下典型的谐波辐射过程和辐射特性, 这里采用强度为 7.7×10^{21} W/cm² 的 800 nm 激光正入射初始电子密度为 $250n_c$ 的等离子体靶, 靶表面没有预等离子体分布.

表 1 谐波偏振的选择定则

Table 1. Selection rules for polarization of harmonics.

入射激光偏振方向	奇次谐波	偶次谐波
P	P	P
S	S	P
正入射线偏振L	L	—
正入射圆偏振C	—	—

注: P, S 分别表示 P 极化和 S 极化激光, L 表示线偏振光, C 表示圆偏振光.

ROM 辐射模型将复杂的非线性辐射过程分析简化为对辐射点附近靶面运动的研究, 不仅准确预测了谐波谱的主要特征, 同时深刻揭示了谐波辐射的关键物理原因. 在 ROM 模型中, 反射点 x_{ARP} 处入射光 E_i (沿 x 轴正方向入射) 和反射光 E_r 满足^[21]:

$$E_i \left(t - \frac{x_{\text{ARP}}(t)}{c} \right) + E_r \left(t + \frac{x_{\text{ARP}}(t)}{c} \right) = 0, \quad (3)$$

因此反射光的相位被靶面运动所调制, 其傅里叶变换为

$$E_r(\omega) = - \int E_i \left(t - \frac{x_{\text{ARP}}}{c} \right) e^{i\omega(t+x_{\text{ARP}}/c)} \times \left(1 + \frac{\dot{x}_{\text{ARP}}}{c} \right) dt. \quad (4)$$

对于 (4) 式的积分, 只有稳相点附近才有贡献, 即满足 $d(t+x_{\text{ARP}}/c)/dt = 0$. 此时反射点的振荡速度 $\dot{x}_{\text{ARP}} \approx -c$ (c 为真空光速), 其位置可近似表示为 $x_{\text{ARP}}(t) \approx -v_0 t + \alpha_0 t^3/3$, 将之代入 (4) 式可得: $I_n \propto n^{-8/3}$.

2.3 相干同步辐射 (coherent synchrotron emission, CSE)

2010 年 An der Brügge 和 Pukhov^[22] 发现, 在某些参数条件下, 镜面反射条件在相对论强度激光与等离子体靶相互作用中失效, ROM 机制不再适用. 此时反射场最大值相比入射场高出一个数量级, 谐波谱呈现比 ROM 机制更缓的幂律特征. 因此他们提出了一个新的辐射机制——相干同步辐射 (CSE). 与 ROM 过程类似, CSE 的谐波辐射发生在靶面电子与入射光相向对撞的过程中, 但谐波起源于脱离靶体表面的致密纳米电子层在激光场驱动下的同步辐射, 而不是振荡反射镜对入射光的相位调制.

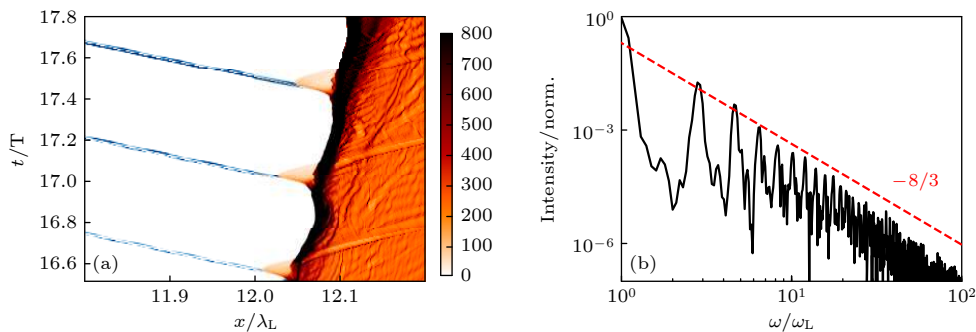


图 4 一维粒子模拟中获得的典型 ROM 机制的谐波辐射过程和辐射特性 (a) 电子密度分布随时间的变化, 蓝色部分为对应时刻产生的频率介于 15—150 倍频之间的高次谐波; (b) 反射光的频谱分布, 红色虚线为理论预测的标度率 $I_n \propto n^{-8/3}$. 这里强度为 7.7×10^{21} W/cm² 的 800 nm 激光正入射初始电子密度为 $250n_c$ 的等离子体靶, 靶表面无预等离子体

Fig. 4. Typical harmonic radiation process and radiation characteristics of ROM mechanism from 1D PIC simulation: (a) Temporal evolution of electron density, and the blue part is the high-order harmonic of the corresponding time with frequency between 15ω – 150ω ; (b) spectrum of the reflected laser, and the dashed red line is the prediction of theory $I(\omega) \propto \omega^{-8/3}$. Here, the incident laser irradiates the target normally, the intensity and wavelength of which are 7.7×10^{21} W/cm² and 800 nm respectively. The electron density of the target is $250n_c$ and there is no preplasma.

假设电子层的位置为 $x_e(t)$, 产生的电流为 $j(t, x) = j(t)f(x - x_e(t))$, 其中 $f(x - x_e(t))$ 为电流分布的形状因子. 根据波动方程, 反射光电场的傅里叶变换结果为

$$E_r(\omega) = \frac{2\pi}{c} \int j\left(t - \frac{x}{c}\right) f(x - x_e(t)) e^{-i\omega t} dt. \quad (5)$$

由于高频辐射发生在电子层纵向速度最大的瞬间, 若此刻电流方向发生了改变, 即 $j(t) = \alpha_1 t$ 且 $x_e = -v_0 t + \alpha_0 t^3/3$, 可得反射光频谱满足:

$$I_n \propto |\tilde{f}(n)|^2 n^{-4/3}, \quad (6)$$

这里 $\tilde{f}(\omega)$ 是电流形状因子的傅里叶变换结果. 类似地, 若辐射过程中电流方向不变, 且电子位置的三阶导数为 0, 即 $j(t) = \alpha_1 t^2$, $x_e = -v_0 t + \alpha_0 t^5/5$, 则谐波谱满足:

$$I_n \propto |\tilde{f}(n)|^2 n^{-6/5}. \quad (7)$$

在 CSE 机制中, 致密纳米电子层的产生使得电流形状因子可视作 $\delta(x - x_e)$, 因此其谐波谱满足 $I_n \propto n^{-4/3}$ 或 $n^{-6/5}$. 由于 CSE 谐波是电子层中所有电子同步辐射叠加后的宏观结果, 其谱宽不仅与电子层的速度有关, 还与电子层的相干性, 即电子层的束宽相关. 对于某个波长的辐射, 当电子层的宽度大于其波长的一半时, 该辐射以及比之波长更短的辐射由于非相干叠加强度迅速下降.

根据 (6) 式和 (7) 式可知, CSE 是一种比 ROM 更为高效的谐波辐射机制, 在 100 阶次附近, CSE 机制的谐波辐射效率比 ROM 机制出高 2 个数量级. 此外, 由于谐波来自电子层的同步辐射, 因此

可同时在反射和透射方向产生高次谐波 [23,24]. 这也是它区别于 ROM 机制的又一特点. 但是 CSE 机制对激光和靶的参数极其敏感, 并不是一个皮实的辐射过程. 图 5 给出了一维粒子模拟中获得的 CSE 机制下典型的谐波辐射过程和辐射特性, 模拟中采用强度为 $7.7 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的 800 nm 激光以 63° 角斜入射预等离子体尺度为 0.033λ , 最大电子密度为 $95n_c$ 的等离子体靶.

除了以上三种目前领域内公认的谐波辐射机制, 关于等离子体中谐波辐射的物理模型还有很多, 如 Gonoskov 等 [25] 提出的相对论电子弹簧模型 (relativistic electronic spring); Pirozhkov 等 [26] 提出的滑镜模型 (the sliding mirror); Kulagin 等 [27] 提出的相对论电子镜模型 (relativistic electron mirror) 等, 由于篇幅限制不再介绍.

3 研究进展

高次谐波和阿秒脉冲的产生为人类打开了通往原子-亚原子超快世界的大门, 其具体应用范围取决于自身的特性. 下面从辐射效率、偏振特性、相位特征、孤立阿秒脉冲的产生和诊断技术发展等方面介绍强激光与稠密等离子体相互作用产生高次谐波和阿秒脉冲辐射的研究进展.

3.1 辐射效率

提高谐波的辐射效率以实现高通量极紫外/软 X 射线阿秒脉冲的产生, 一直是超快光学领域

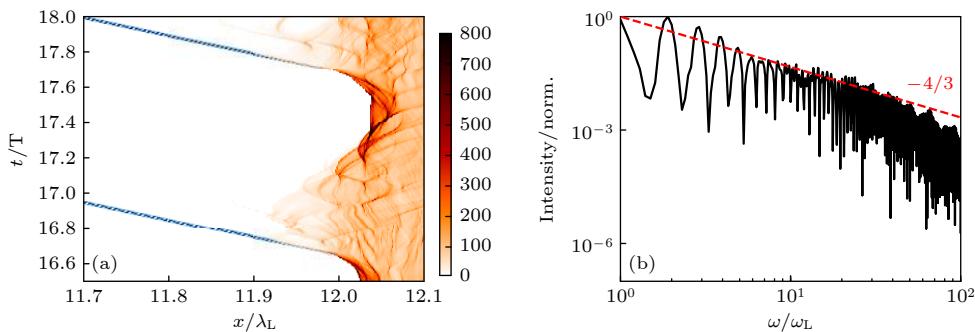


图 5 典型 CSE 机制的谐波辐射过程和辐射特性 (a) 电子密度分布随时间的变化, 蓝色部分为对应时刻产生的频率介于 15ω — 150ω 之间的高次谐波; (b) 反射光的频谱分布, 红色虚线为理论预测的标度率 $I_n \propto n^{-4/3}$. 这里强度为 $7.7 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的 800 nm 激光以 63° 角斜入射预等离子体尺度为 0.033λ , 最大电子密度为 $95n_c$ 的等离子体靶

Fig. 5. Typical harmonic radiation process and radiation characteristics of CSE mechanism. (a) Temporal evolution of electron density, and the blue part is the high-order harmonic of the corresponding time with frequency between 15ω – 150ω ; (b) spectrum of the reflected laser, and the dashed red line is the prediction of theory $I(\omega) \propto \omega^{-4/3}$. Here, a laser with intensity of $7.7 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ is incident on a plasma target with preplasma scale length of 0.033λ and the maximum electron density of $95n_c$ at an angle of 63° . Here $\lambda = 800 \text{ nm}$ is the wavelength of lasers.

的前沿热点问题之一,决定着阿秒脉冲的实用化进程.由辐射机理可知,电子层的品质,尤其是其密度、宽度和能量等参量对谐波辐射效率起着至关重要的作用.在稠密等离子体中,激光只能作用在靶面纳米量级的趋肤深度内,辐射电子层具有高密度、高相干度的优点,但指数衰减的激光能量使得电子层难以获得有效加速.因此,提高谐波转换效率的关键在于实现激光和靶之间高效的能量耦合.

Pirozhkov 等^[26]发现在相同激光条件下,低密度靶可有效吸收激光能量,实现对电子层能量的增益.北京大学乔宾团队^[28]发现相对论近临界密度靶可产生比固体密度靶更高效率的谐波信号. Thaury 和 Quéré^[29]发现,在一定参数范围内,提高驱动激光的强度可显著增益谐波的辐射效率,但随着激光强度超过 10^{20} W/cm²,离子的响应使电子振荡速度减小,谐波增益效果逐渐减弱直至饱和.对此,Edwards 等^[30]进行了细致研究,发现当激光的归一化电场强度 a_0 和靶的归一化密度 N 的比值满足 $a_0/N < 0.5$ 时,谐波频谱的幂指数 p 大致等于 $2\ln(N/a_0) + C$,其中 C 为常数.当 $a_0/N \approx 0.3$ 时, p 达到最小值 $4/3$,这一结果与 CSE 的理论预测一致.

实际上,由于激光预脉冲的烧蚀,靶前不可避免会有预等离子体分布. Tarasevitch 等^[31]发现,当激光电场强度 $a_0 \approx 1$ 时,随着预等离子体尺度从 0 逐步增加至 0.2λ ,谐波产生机制从 CWE 逐步转换至 ROM. Rödel 等^[32]通过实验研究发现,等离子体靶密度越大、密度梯度越陡,激光在趋肤深度内衰减越迅速、靶面弹性系数越大,使得靶面电子层很难加速到高 γ ,因此提出引入预等离子体可提高谐波的辐射效率. Dollar 等^[33]研究发现过长的预等离子体会引发参量不稳定性,大幅降低谐波的相干性,指出最佳预等离子体尺度约 $\lambda/(2\pi)$.此后经过大量的数值模拟和实验研究得出^[32–34],最佳的预等离子体尺度在 $0.1\lambda—0.2\lambda$ 范围内.上海交通大学 Gao 等^[35]利用 200 TW 飞秒激光装置也进行了相关实验研究,发现较短预等离子体中产生的电子层能量低但数密度高,而较长的预等离子体中则恰好相反,基于此提出在谐波辐射中存在两个最优预等离子体密度标长,它们分别位于 0.1λ 左右.此外,他们还提出对于预等离子体密度标长大于 0.2λ 的情形,为减少激光在低密度等离子体中的能量沉积,可在一定密度处截断预等离子体,使谐波辐射效率得到数量级提升的同时,有效抑制其角散^[36].

激光和靶之间的能量耦合效率还受到入射角的影响.研究表明,在斜入射条件下,线偏振激光驱动产生高次谐波的最佳入射角约 55° ,且由于 P 极化激光沿靶法向方向的电场分量可助益靶面进行更剧烈的周期振荡,因此,可激励比 S 极化激光更强的谐波信号.此外,圆偏振激光在斜入射条件下也可有效驱动靶面振荡,产生椭圆偏振的高次谐波,而且随着入射角增大,辐射效率可超过相同能量的线偏振激光.

此外,还有很多提高辐射效率的创新物理方案. Edwards 和 Mikhailova^[37]发现双色激光驱动可将阿秒脉冲的辐射强度提高一个数量级,而后他们通过遗传算法得出,产生谐波的最优激光应具有从包络频率到相对论等离子体振荡频率之间的频谱带宽,此时谐波辐射效率可高达 10%.国防科大徐新荣等^[38]提出厚度 d_0 、电子数密度 n_e 满足 $a_0 n_e / (2\pi n_e) \leq d_0 / \lambda \leq a_0 n_e / (\pi n_e)$ 的纳米薄膜靶,可在激光峰值作用周期内得到整体同步加速的同时维持周期振荡的运动形式,使得辐射效率提高两个数量级.北京大学乔宾团队^[39]提出了基于双色激光和纳米薄靶的双色靶破门技术,通过叠加相位差为 π ,能占比为 0.1 的基频和倍频场,阿秒脉冲的强度提高了近 40 倍.2010 年 Lavocat-Dubuis 和 Matter^[40]发现,光栅靶不仅能够对谐波频谱和空间分布进行调控,辐射效率也可得到一定程度的增益.随后 Cerchez 等^[41]进行了相关实验验证.

3.2 偏振特性

偏振是电磁波的一个基本性质,产生偏振可控的谐波可进一步拓宽阿秒脉冲的应用范围,获得对诸如原子吸收边特性、电子自旋-轨道角动量耦合、瞬态磁畴演化等过程更深刻全面的认识,推动相关理论突破和技术革新.高次谐波一般继承了驱动激光的偏振特性,早期研究发现随着激光椭圆偏度的增大,谐波辐射效率迅速下降,因此在很长一段时期里,谐波的研究主要集中于线偏振态.2011 年,吉亮亮等^[42]利用相对论少周期圆偏振激光辐照数倍临界密度等离子体靶,发现在作用后期,由于激光有质动力突然减小,靶面发生单次振荡,最终实现了孤立的圆偏振阿秒脉冲辐射,且辐射效率接近于 ROM 模型的理论最佳.2016 年,陈自宇和 Pukhov^[43]发现斜入射条件下,椭圆偏振激光可有效驱动谐波辐射,并提出了基于等离子体镜

模型产生高亮度偏振可调控的高次谐波辐射新途径. 2020 年北京大学乔宾团队^[44]提出了利用双色线偏振光斜入射激励圆偏振阿秒脉冲辐射的方案, 该方案可有效避免圆偏振激光产生过程中的能损问题, 大幅降低了圆偏振阿秒脉冲实验探索的难度.

近几年, 为满足自旋-轨道角动量相互作用以及微观力学操作的研究需求, 科研人员开始探索携带轨道角动量的涡旋阿秒脉冲辐射方案. 中国科学院上海光学精密机械研究所张晓梅等^[45]于 2015 年首次进行了相对论涡旋激光驱动下谐波辐射的理论研究, 借助粒子模拟程序发现谐波携带的角量子数是驱动激光的阶次倍, 证实了相互作用过程满足角动量守恒. 2017 年 Denoeud 等^[46]对此进行了实验研究, 成功得到了 CWE 和 ROM 涡旋谐波信号, 证实了涡旋阿秒脉冲的实验可行性. 2020 年, 中国科学院上海光学精密机械研究所王精伟等^[47]发现通过等离子体, 相对论圆偏振激光的自旋角动量可有效转换为反射光的轨道角动量, 探索出了产生涡旋高次谐波的新技术方案, 该方案突破了实验室高强度涡旋光难以产生的限制, 为相对论涡旋阿秒脉冲的产生提供了可能.

3.3 相位特征

相位是衡量谐波品质的重要参量之一. 具体而言, 谐波的时间相位和空间相位分别决定了阿秒脉冲的脉宽和发散角. 在 CWE 机制中, 高次谐波产生于等离子体不同密度处, 高阶谐波的辐射位置离靶面较远, 从激发到传输至靶外的时间较长, 因此 CWE 谐波在阿秒时间尺度携带正啁啾, 对应合成的脉冲宽度大于傅里叶变换极限^[48]. 此外, 由于激光一般具有高斯形状的时间包络, 不同作用时刻激光强度不同, 导致 Brunel 电子的纵向振幅不同. 激光强度越大, Brunel 电子振荡速度越快, 辐射越早发生. 因此, 相邻两个周期阿秒脉冲的时间间隔逐渐增大, 在阿秒链谱中引入负啁啾. 同理, 横向强度呈高斯形状分布的激光, 对靶面不同位置施加的光压不同, 导致电子具有不同的运动速度, 从而产生横向弯曲的电子束, 激发弯曲波前的高次谐波, 最终使得阿秒脉冲具有较大的发散角. 相较而言, ROM 和 CSE 高次谐波均发生自靶面电子层以最大速度整体向外运动的短暂瞬间, 与激光电场严格锁相, 因此这两种机制产生的谐波在阿秒时间尺度内均

可认为无啁啾. 但与 CWE 过程类似, 激光强度的时空不均匀性使得这两种辐射机制也无法避免存在飞秒尺度的时间啁啾和空间啁啾, 且这两类啁啾在低密度靶或有预等离子体分布的靶中表现尤为明显. 此外, 当驱动激光本身携带啁啾或作用过程中离子运动不可忽略时, 三种辐射机制产生的阿秒脉冲也会存在啁啾, 使得谐波谱展宽或发生频移.

高次谐波的时间相位补偿比较容易实现. 对于阿秒时间尺度的相位啁啾, 可采用合适的薄膜材料补偿; 飞秒时间尺度的相位啁啾, 可通过驱动激光的啁啾补偿^[49]. 实验上谐波空间相位补偿是一个难题. Quéré 等^[49]通过激光离焦, 实现了激光波前对谐波波前的补偿. 但该方法只能补偿球面波前, 无法完成对高斯激光激励的高次谐波波前畸变的补偿. Hörlein 等^[50]提出利用微结构靶补偿高次谐波弯曲波前的物理方案, 但是如何制作匹配激光强度分布的微结构靶仍是一个技术难题, 且当激光光轴偏离微结构中心入射时还会引入额外的像差. 上海交通大学 Gao 等^[51]发现通过控制预脉冲的焦斑形状和大小, 可实现对高次谐波的聚焦和波前的调控, 例如: 环形预脉冲产生的凹陷预等离子体可以聚焦高次谐波; 改变预脉冲焦斑的大小可控制预等离子体凸起的曲率, 进而达到控制高次谐波发散角的目的.

3.4 孤立的阿秒脉冲

在强激光驱动下, 等离子体靶面每振荡一次, 反射方向就会有一个阿秒脉冲产生. 对于实验室常见的线偏振飞秒激光, 脉宽通常为几十飞秒, 包含多个振荡光周期, 因此驱动产生的阿秒脉冲呈链式辐射, 且相邻脉冲之间仅间隔飞秒. 当研究的微观动力学过程比脉冲间隔更长时, 这种高重频的阿秒脉冲将无法实现精准的探测和控制. 因此探索如何产生孤立的阿秒脉冲是阿秒科学研究的关键问题之一.

在线偏振激光驱动下, 阿秒脉冲的个数取决于激光脉宽, 因此缩短泵浦激光脉宽到周期量级有利于孤立阿秒脉冲的产生. Heissler 等^[52]通过数值模拟发现, 在 8 fs (对应三个光周期) 激光驱动下产生孤立阿秒脉冲的概率约 17%, 当脉宽进一步缩短至 5 fs (两个光周期) 时, 产生概率可增加到 50% 以上, 这时候影响概率大小的关键因素是激光的载波包络相位. 对于少周期激光, 载波包络相位的微小

移动可导致激光振荡电场的剧烈变化, 而高次谐波的辐射过程强烈依赖于作用在靶面的瞬时激光强度. 当载波包络相位为 0 时, 激光峰值电场与相邻电场的幅值差异最大, 对应光周期内可产生谱最宽、强度最高的高次谐波, 通过选取超连续谱波段滤波即可得到孤立的阿秒脉冲. 如果载波包络相位发生移动, 导致峰值电场与相邻电场的幅值相近, 则无法通过此方案产生孤立的阿秒脉冲. 因此, 该方案成功的关键在于如何产生载波包络相位稳定的少周期激光.

谐波的辐射效率除了与激光强度有关外, 对激光的偏振态也非常敏感. 模拟和实验均表明^[53,54], 正入射下随着激光椭圆偏度的增加, 谐波辐射效率陡然下降. 当激光椭圆偏度增大为 1 达到圆偏振时, 谐波辐射过程则被完全抑制. 基于此, Rykovanov 等^[53]提出偏振门 (polarization gating) 技术: 采用一束偏振随时间“圆-线-圆”变化的特殊激光, 通过控制线偏的宽度即可实现单次谐波辐射. 陈自宇等^[55]发现在大角度下, 谐波辐射效率与激光椭圆偏度之间的关系与正入射条件下正好相反. 因此提出了“线-圆-线”这样的偏振门方案, 实现了椭圆偏振的孤立阿秒脉冲辐射. 需要注意的是, 偏振门技术也倾向于选择少周期激光驱动, 这不仅可以保证阿秒脉冲的单发辐射, 同时也保障了一定的谐波转换效率.

除了控制高次谐波的辐射时间外, 孤立阿秒脉冲的产生还可通过控制其辐射方向, 实现脉冲链的空间分离. Naumova 等^[56]研究发现, 紧聚焦激光与微稠密等离子体相互作用时, 靶面形变剧烈, 且相邻半周期靶面指向不同方向, 可实现阿秒脉冲链的角向分离. 类似地, Vincenti 和 Quéré^[57]提出了灯塔方案 (attosecond lighthouses). 不同的是, 这里通过引入空间啁啾使得激光波前发生旋转, 从而控制靶面法向随时间改变, 最终将不同时刻产生的阿秒脉冲反射到不同位置. Wheeler 等^[58]对此进行了实验尝试, 在微通道板上测到了空间分离的极紫外光束, 且相邻两个子束之间的平均角距约 50 mrad. 对于以上两种方案, 只有当相邻靶面法向旋转角大于谐波的发散角时才可成功将阿秒脉冲链实现空间分离, 因此这些方案也要求驱动激光的脉宽在周期量级, 但无需固定载波包络相位.

尽管目前人类已经掌握了产生载波包络相位稳定的相对论少周期飞秒激光技术^[59,60], 但这些技术仅限于少数几个实验室, 这就促使人们探索利用

多周期激光实现孤立阿秒脉冲的新方案. 陈自宇^[61]发现, 当预等离子体较长时 ($L > \lambda/(2\pi)$), 在激光驱动过程中, 前期振荡电子层可获得有效压缩和加速, 而后期由于参量不稳定性等过程发生, 电子层形变严重, 密度和相干度极大降低. 在电子层密度、宽度和能量达到最优时产生的谐波具有最宽的频谱, 选择合适频段滤波即可得到孤立的阿秒脉冲. 这种方法同样也适用于产生椭圆偏振的阿秒脉冲. 北京大学乔宾团队^[62]也对此进行了系列研究. 他们提出电容器靶方案, 通过匹配激光和靶参量, 使得在激光峰值强度附近电容器快速完成充放电, 实现对谐波辐射效率的单次有效增益, 从而产生了孤立的阿秒脉冲; 他们还发现在激光和双纳米靶的相互作用过程中^[63], 激光可慢慢穿透前靶, 并将能量存储在两靶之间, 当前靶电子在激光驱动下以近光速向后靶运动时, 存储的能量被电子层剧烈压缩, 可在透射方向产生高强度的孤立阿秒脉冲.

3.5 诊断技术发展

在将阿秒脉冲应用于超快探测和控制以前, 需完成对阿秒脉冲频域和时域性质的表征和测量. 但由于阿秒脉冲极短的脉宽和极高的光子能量, 飞秒脉冲的测量方法难以直接应用于阿秒脉冲中, 因此如何实现对阿秒脉冲频域的表征和时域的诊断是实验室亟需解决的核心问题.

阿秒脉冲包含了从极紫外到软 X 射线波段的高能光子, 该谱段的辐射可被大部分介质强烈吸收, 很难引起可测量的非线性效应. 因此亟待发展对应该频段的光谱诊断仪器. 通常阿秒脉冲的频谱可利用软 X 射线光栅光谱仪进行测量, 该谱仪主要由狭缝、光栅、X 射线探测器和真空系统组成. 传统的软 X 射线谱仪要求光源、分光面以及成像面严格按照罗兰圆安放, 这样常用的探测器, 如电荷耦合器、微通道板以及条纹相机等无法与之耦合. 为更好地与平面探测器匹配, 需要对光栅进行特殊的结构设计, 如采用已商业化的球面变栅距平场光栅作为核心色散元件, 使色散后不同波长的软 X 射线聚焦于同一平面. 为增加反射效率, 软 X 射线谱仪采用掠入射方式, 同时加入超环面镜等前置光学系统来补偿像散, 并增加收集效率. 平场光栅有严重的高级衍射, 利用它进行阿秒频谱诊断前需用同步辐射束线输出的单色光进行预先标定, 目前鲜有详细标定数据的公开报道. 我国合肥同步

辐射光源能够连续输出能量为 30—250 eV 的单色光, 为标定光学元器件提供了良好的实验平台。

阿秒脉冲具有史无前例的时间尺度, 对其脉宽的测量通常有两类方法, 分别是自相关测量和互相关测量^[64]。在测量中, 阿秒脉冲被分成两束, 然后一起照射到合适的非线性介质上, 利用该介质对脉冲时域敏感的特点完成对脉宽的表征。2009 年 Nomura 等^[48]将产生的两束极紫外辐射聚焦到氦气上, 估得单个脉冲的宽度约 0.9 ± 0.4 fs, 实现了对稠密等离子体中阿秒脉冲链的首次测量。为产生可测量的非线性现象, 自相关测量要求阿秒脉冲具有足够的能量。而实验中, 为提高光强, 驱动激光通常是紧聚焦的, 产生的阿秒脉冲具有较大发散角, 导致自相关测量成为一个艰巨的挑战。此外, 自相关测量中需滤去可引发单光子离子化的高频段辐射, 因此可测量的光子区域十分受限。互相关测量的基本原理是将阿秒脉冲和红外强激光共同作用到非线性介质上, 通过不同延时下的光电子能谱或离子能谱反演获得阿秒脉冲的宽度信息。互相关测量有多种测量手段, 如 Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts (FROG-CRAB), Reconstruction of attosecond beating by interference of two-photo transitions (RABBITT), Attosecond streak camera (ASC) 等。其中 FROG 对链式或孤立脉冲的时域诊断均可适用; RABBITT 由于是根据不同延时下光电子能谱的边带振幅调制完成对脉宽的标定, 所以当奇偶次谐波均出现时, 该反演方法难以给出脉冲时域特征的有效信息; 而 ASC 方法则只能对孤立的阿秒脉冲进行宽度测量。2012 年 Wheeler 等^[58]应用 FROG 方法对 CWE 谐波脉冲进行了宽度测量。

4 应用前沿

强激光等离子体相互作用产生的高次谐波和阿秒脉冲具有高峰值强度、高光子能量和宽光谱带宽的特点, 同时兼具阿秒量级的时间分辨率和原子量级的空间分辨率, 为实现对各物质形态内电子动力学行为的超快四维实时成像和调控提供了独特技术手段。同时这一光源还可在实验室内创造出前所未有的超强电磁场、超高能量密度和超快时间尺度等综合性极端物理条件, 可促进量子电动力学、天体物理等领域的研究。

4.1 电子动力学过程研究

电子是一种基本粒子, 决定着物质的结构和特性。阿秒脉冲是实现电子动力学行为探测和调控的有力工具。为触发原子内部电子运动, 通常要求阿秒脉冲具有 μJ 量级以上的能量。比如氢原子的双光子吸收需要强度为 10^{14} — 10^{15} W/cm² 的阿秒脉冲^[65], 铍原子 K 壳层的双光子电离需要中心光子能量为 110 eV、强度为 5×10^{16} W/cm² 的阿秒脉冲^[66]。对微观瞬态过程进行阿秒量级的泵浦-探测研究时, 需要将孤立的阿秒脉冲分成两束, 对脉冲强度提出了更高的要求。在这些应用领域, 等离子体中的高次谐波及阿秒脉冲相比气体高次谐波占有绝对的优势, 有望完成对电子的高分辨成像和高灵敏度控制, 并大幅拓展微观世界的研究范围, 推动物理、化学、生物、材料等领域的快速发展。

在物理领域, 电子的运动及其关联效应, 如电子隧穿、电荷转移、多电子俄歇衰变等, 是长久以来原子分子物理、凝聚态物理等方向的重要研究内容, 阿秒脉冲使得对电子进行全四维高清成像成为可能, 有助于推动基于电子的信息技术革命, 实现信息的高速存储和处理。在化学领域, 由于阿秒脉冲具有高时间分辨和宽光谱特性, 可直接获取反应过程中电子和原子结构的信息, 完成对化学反应的实时跟踪; 同时阿秒脉冲还可通过控制电子行为, 实现人工可控的化学反应。在生物医学领域, 水窗波段的高通量阿秒 X 射线相干光源为生物活体清晰成像和癌症早期诊断提供了独特的技术手段, 可从根本上揭示疾病发生的起因, 在微观层面实现疾病的诊断和治疗。在材料领域, 阿秒脉冲可通过控制电子的转移过程, 改进光伏材料的能量转换性能, 加速人工光合作用、光催化等领域的发展。

4.2 相干衍射成像

相干衍射成像通过反演 X 射线在样品中的衍射图样实现对样品结构的重建, 是近二十年伴随自由电子激光技术发展而兴起的一种新型成像技术, 可实现对非晶体样品纳米级三维立体显微成像^[67]。这一成像技术要求 X 射线具有高亮度、短脉宽以及高光子能量, 以实现样品的高分辨无损拍照。相比于规模巨大、造价高昂的自由电子激光装置, 超短超强激光产生高次谐波这一小型紧凑、经济实惠的方式有望促进相干衍射成像技术的广泛应用。

科学家已用气体高次谐波进行了相关实验尝试,证实了高次谐波在相干衍射成像领域的可行性和独特优势.但这一光源的最大缺点是光子数目少,单发衍射图样衬度太低.2009年,Ravasio等^[68]为克服这一问题,利用焦距长达5.5 m的透镜聚焦激光,而后传输至10 cm长的气体盒中激励高次谐波,实现了119 nm的单发分辨成像.但这些操作对实验稳定性、所需空间和调节精确度等方面提出了非常苛刻的要求.而等离子体中,焦耳量级的飞秒激光即可产生微焦量级的高次谐波^[32],因此更有潜力提供高质量相干衍射成像.但是等离子体中高次谐波的辐射能量随着谐波阶次增高而迅速降低,比如ROM机制下高次谐波光谱满足 $I_n \propto n^{-8/3}$ 分布,因此进行相干衍射成像时需在分辨率和衬度之间进行仔细权衡.提高谐波的产生效率或集中更多的辐射能量于某一阶次谐波是未来将等离子体中的高次谐波应用于相干衍射成像的关键.

4.3 诊断极端物质状态

超强激光在等离子体中引起的高度非线性效应对于惯性约束聚变、新型加速器物理等领域的研究至关重要,由于这些物理过程具有作用区域小、持续时间短的特点,如何对其进行实时诊断也是长久以来的一个热点问题.而这些过程伴随产生的高次谐波和阿秒脉冲天然携带着等离子体温度、密度、预等离子体尺度以及临界密度面(激光反射面)运动特征等丰富的信息,为飞秒尺度内强场物理过程的诊断提供了一条可行的技术路线.在这一方向,科学家已经进行了先期探索.Malvache等^[69]发展了一套理论模型,通过对CWE信号的光谱分析准确得出预等离子体的长度,测量灵敏度高达 $\lambda/200$.Kormin等^[70]基于光谱干涉分析揭示了阿秒链中各脉冲之间的光谱相位差,进而可以反演得出相互作用过程中靶面的畸变程度.此外,利用阿秒光源对快点火电子束成丝^[71]、尾场加速^[72,73]、等离子体团簇充电与非平衡态演化^[74,75]等超快过程进行高分辨率探测的方案也被相继提出.

超强激光驱动阿秒脉冲辐射光源还可用于对温稠密物质温度、密度进行X射线吸收谱诊断.温稠密物质广泛存在于自然界和超强激光产生的高能密度系统中,对其热力学状态演化过程的研究和高时空分辨诊断是目前实验物理方面最具

挑战性的研究之一,对惯性约束聚变工程、高能密度物理、实验室天体物理等领域的研究有重要意义.早期的X射线精细结构谱(X-ray absorption fine structure, XAFS)^[76]主要是对静态样品进行测量,随着科学研究的需要,对材料微观结构超快动力学的研究已成为发展趋势.而X射线光源的脉宽是影响动态XAFS技术时间分辨率的重要因素.同步辐射装置的建造和运转费用非常昂贵,而且无法测量动态过程,限制了动态XAFS技术的广泛应用.强激光驱动阿秒脉冲光源谱宽可覆盖极紫外到硬X射线波段,且具有极强的谱连续发射强度和超高时间分辨,可克服背景韧致辐射的干扰,有望应用于高能、高亮度和高时间分辨稠密等离子体的光谱学诊断中,提高对高能密度条件下的电子-离子能量交换、惯性约束聚变中靶丸的内爆压缩、中高 Z 金属材料的冲击压缩等超快动力学过程的诊断能力.

4.4 极端超强光场

高功率激光技术的发展为人类提供了前所未有的极端物理条件.当激光峰值强度超过 $2.3 \times 10^{29} \text{ W/cm}^2$ 时,对应电场强度将突破Schwinger极限,真空即可被极化并产生大量正负电子对^[77],引发众多新物理、新现象和新规律的探索和验证.为在这一前沿科技领域取得领先地位,国内外强激光研究机构纷纷开始建造10 PW (1 PW = 10^{15} W)级超强激光装置,如欧盟的极端光学基础设施(extreme light infrastructure, ELI)项目和中国科学院上海光学精密机械研究所建造的上海超强超短激光装置(Shanghai superintense ultrafast laser facility, SULF).然而,10 PW激光聚焦后的峰值强度也只可达到 10^{23} W/cm^2 ,离Schwinger极限还差6个数量级.进一步提高激光峰值功率需探索新的技术途径和物理方案.

激光能量周期瞬时压缩产生的高次谐波具有极短的波长,产生阿秒脉冲的焦斑可压缩至纳米量级,对应的聚焦电场强度可远超入射激光,有望成为极端超强场产生的方案之一.Gordienko等^[78]通过理论分析得出,电场强度为 a_0 的驱动激光与等离子体靶相互作用产生的高次谐波被相干聚焦后强度可以提高 a_0^3 倍.这意味着以 10^{23} W/cm^2 ($a_0 \approx 100$)的10 PW激光激励,高次谐波的聚焦光强度即可接近Schwinger极限.但由于高次谐波

辐射的波长非常短, 聚焦时会受到波前畸变、聚焦镜片的反射率和面型精度等因素的极大影响, 因此如何实现高次谐波的相干聚焦是一个巨大的实验挑战. 最近的一个理论工作提出, 超强激光光压引起的等离子体表面向内凹陷可自洽聚焦高次谐波^[79], 这将大幅降低实验的难度.

5 总结与展望

激光器的发明为人类提供了前所未有的极端物理条件和全新实验手段. 随着强激光技术的发展, 实验室已可产生波长涵盖中红外、红外、可见光、紫外、X 射线波段的辐射光源, 脉冲宽度也从微秒、纳秒、皮秒、飞秒, 一直发展到现在的阿秒, 为人类进一步打开了通往操控电子微观世界的大门. 强激光等离子体相互作用驱动产生的高次谐波具有高转换率、高光子能量和高亮度等优点, 已被证实是获得高品质, 尤其是高亮度阿秒脉冲辐射的有效技术途径. 经过二十多年的发展, 强激光等离子体相互作用驱动高次谐波的主要辐射机制、关键激光与靶参数及辐射品质的标度率关系已基本厘清, 获得的阿秒脉冲品质也在不断提高, 国际上已有一些实验室利用这一辐射源开展了阿秒科学应用的相关研究. 我国在这一领域积累了一定的理论基础, 但实验研究尚处在初期阶段, 与国际存在一定的差距. 未来在强激光等离子体驱动高次谐波和阿秒辐射研究领域, 进一步增益辐射效率、多样化辐射特性、提高辐射品质仍是核心目标, 以此才能实现对微观瞬态过程更好的成像和控制. 器利而后工乃精. 基于强激光装置, 利用强场物理和非线性强激光等离子体相互作用物理获得高亮度、高光子能量的阿秒光源, 势必打通时空尺度壁垒, 开创科学实验的新范式, 引发物质科学、生命科学和信息科学等核心科技领域的创新和变革. 目前, 中国工程物理研究院和中国科学院上海光学精密机械研究所都已陆续建立了数拍瓦强激光装置, 并开展了多项物理实验. 这些已经国际领先的强激光装置, 为我国在阿秒科学领域获得原创性突破, 实现超越并引领国际研究提供了重要机遇.

参考文献

- [1] Zewail A H 2000 *J. Phys. Chem* **104** 5660
- [2] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Augé F, Balcou P, Muller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [3] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Zrabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [4] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [5] Krause J L, Schafer K J, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3535
- [6] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y, Huppert M, Jordan I, Ardana-Lamas F, Wörner H J 2017 *Opt. Express* **25** 27506
- [7] Wang X, Wang L, Xiao F, Zhang D, Lü Z, Yuan J, Zhao Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 023201
- [8] Chini M, Zhao K, Chang Z H 2014 *Nat. Photonics* **8** 178
- [9] Reduzzi M, Carpeggiani P, Kuhn S, Calegari F, Nisoli M, Stagira S, Vozzi C, Dombi P, Kahaly S, Tzallas P, Charalambidis D, Varju K, Osvay K, Sansone G 2015 *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* **204** 257
- [10] Burnett N, Baldis H, Richardson M, Enright G 1977 *Appl. Phys. Lett.* **31** 172
- [11] Carman R L, Forshund D W, Indel J M K 1981 *Phys. Rev. Lett.* **46** 29
- [12] Quéré F, Thauray C, Monot P, Dobosz S, Martin P, Geindre J P, Audebert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 125004
- [13] Lichters R, Meyer-ter Vehn J, Pukhov A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [14] Sheng Z M, Mima K, Zhang J, Sanuki H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 095003
- [15] Thauray C, Quéré F, Geindre J P, Levy A, Ceccotti T, Monot P, Bougeard M, Reau F, D' Oliveira P, Audebert P, Marjoribanks R, Martin P H 2007 *Nat. Phys.* **3** 424
- [16] Varjú K, Mairesse Y, Carre B, Gaarde M B, Johnsson P, Kazamias S, Lopez-Martens R, Mauritsson J, Schafer K J, Balcou P H, L'Huillier A, Salieres P 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 379
- [17] Wilks S C, Krueer W, Mori W 1993 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21** 120
- [18] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [19] Gordienko S, Pukhov A, Shorokhov O, Baeva T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 115002
- [20] Dromey B, Zepf M, Gopal A, Lancaster K, Wei M S, Krushelnick K, Tatarakis M, Vakakis N, Moustazis S, Kodama R, Tampo M, Stoeckl C, Clarke R, Habara H, Neely D, Karsch S, Norreys P 2006 *Nat. Phys.* **2** 456
- [21] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046404
- [22] An der Brügge D, Pukhov A 2010 *Phys. Plasmas* **17** 033110
- [23] Cousens S, Reville B, Dromey B, Zepf M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 083901
- [24] Dromey B, Rykovanov S, Yeung M, Hörlein R, Jung D, Gautier D, Dzelzainis T, Kiefer D, Palaniyppan S, Shah R 2012 *Nat. Phys.* **8** 804
- [25] Gonoskov A A, Korzhimanov A V, Kim A V, Marklund M, Sergeev A M 2011 *Phys. Rev. E* **84** 046403
- [26] Pirozhkov A S, Bulanov S V, Esirkepov T Z, Mori M, Sagisaka A, Daido H 2006 *Phys. Plasmas* **13** 013107
- [27] Kulagin V V, Cherepenin V A, Hur M S, Suk H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 124801
- [28] Zhang Y X, Qiao B, Xu X R, Chang H X, Lu H Y, Zhou C T, Zhang H, Zhu S P, Zepf M, He X T 2017 *Opt. Express* **25** 23
- [29] Thauray C, Quéré F 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 213001
- [30] Edwards M R, Mikhailova J M 2020 *Sci. Rep.* **10** 5154
- [31] Tarasevitch A, Lobov K, Wünsche C, von der Linde D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 103902
- [32] Rödel C, an der Brügge D, J Bierbach, Yeung M, Hahn T, Dromey B, Herzer S, Fuchs S, Pour A G, Eckner E, Behmke

- M, Cercez M, Jäckel O, Hemmers D, Toncian T, Kaluza M C, Belyanin A, Pretzler G, Willi O, Pukhov A, Zepf M, Paulus G G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 125002
- [33] Dollar F, Cummings P, Chvykov V, Willingale L, Vargas M, Yanovsky V, Zulick C, Maksimchuk A, Thomas A G, Krushelnick K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 175002
- [34] Leshchenko V E, Kessel A, Jahn O, Krüger M, Münzer A, Trushin S A, Veisz L, Major Z, Karsch S 2019 *Light Sci. Appl.* **8** 1
- [35] Gao J, Li B, Liu F, Cai H, Chen M, Yuan X, Ge X, Chen L, Sheng Z, Zhang J 2019 *Phys. Plasmas* **26** 103102
- [36] Li B Y, Liu F, Chen M, Chen Z Y, Yuan X H, Weng S M, Jin T, Rykovanov S G, Wang J W, Sheng Z M, Zhang J 2019 *Phys. Rev. E* **100** 053207
- [37] Edwards M R, Mikhailova J M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 125001
- [38] Xu X R, Qiao B, Yu T, Yin Y, Zhuo H, Liu K, Xie D, Zou D, Wang W 2019 *New J. Phys.* **21** 103013
- [39] Zhang Y, Rykovanov S, Shi M, Zhong C, He X, Qiao B, Zepf M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 114802
- [40] Lavocat-Dubuis X, Matte J P 2010 *Phys. Plasmas* **17** 093105
- [41] Cercez M, Giesecke A, Peth C, Toncian M, Albertazzi B, Fuchs J, Willi O, Toncian T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 065003
- [42] Ji L L, Shen B, Zhang X, Wen M, Xia C, Wang W, Xu J, Yu Y, Yu M, Xu Z 2011 *Phys. Plasmas* **18** 083104
- [43] Chen Z Y, Pukhov A 2016 *Nat. Commun.* **7** 12515
- [44] Zhong C L, Qiao B, Xu X R, Zhang Y X, Li X B, Zhang Y, Zhou C T, Zhu S P, He X T 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053814
- [45] Zhang X M, Shen B, Shi Y, Wang X, Zhang L, Wang W, Xu J, Yi L, Xu Z 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 173901
- [46] Denoeud A, Chopineau L, Leblanc A, Quéré F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 033902
- [47] Wang J W, Zepf M, Rykovanov S 2019 *Nat. Commun.* **10** 1
- [48] Nomura Y, Hörlein R, Tzallas P, Dromey B, Rykovanov S, Major Z, Osterhoff J, Karsch S, Veisz L, Zepf M 2009 *Nat. Phys.* **5** 124
- [49] Quéré F, Thaury C, Geindre J P, Bonnaud G, Monot P, Martin P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 095004
- [50] Hörlein R, Rykovanov S G, Dromey B, Nomura Y, Adams D, Geissler M, Zepf M, Krausz F, Tsakiris G D 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 475
- [51] Gao J, Li B, Liu F, Chen Z Y, Chen M, Ge X, Yuan X, Chen L, Sheng Z, Zhang J 2020 *Phys. Rev. E* **101** 033202
- [52] Heissler P, Hörlein R, Mikhailova J M, Waldecker L, Tzallas P, Buck A, Schmid K, Sears C, Krausz F, Veisz L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 235003
- [53] Rykovanov S G, Geissler M, Meyer-ter-Vehn J, Tsakiris G D 2008 *New J. Phys.* **10** 025025
- [54] Yeung M, Dromey B, Cousens S, Dzelzainis T, Kiefer D, Schreiber J, Bin J, Ma W, Kreuzer C, Meyer-ter-Vehn J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 123902
- [55] Chen Z Y, Li X Y, Li B Y, Chen M, Liu F 2018 *Opt. Express* **26** 4572
- [56] Naumova N M, Nees J A, Sokolov I V, Hou B, Mourou G A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 063902
- [57] Vincenti H, Quéré F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 113904
- [58] Wheeler J A, Borot A, Monchocé S, Vincenti H, Ricci A, Malvache A, Lopez-Martens R, Quéré F 2012 *Nat. Photonics* **6** 829
- [59] Ouillé M, Vernier A, Böhle F, Bocoum M, Jullien A, Lozano M, Rousseau J P, Cheng Z, Gustas D, Blumenstein A, Simon P, Haessler S, Faure J, Nagy T, Lopez-Martens R 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 1
- [60] Kessel A, Leshchenko V E, Jahn O, Krüger M, Münzer A, Schwarz A, Pervak V, Trubetskov M, Trushin S A, Krausz F, Major Z, Karsch S 2018 *Optica* **5** 434
- [61] Chen Z Y 2018 *Opt. Lett.* **43** 2114
- [62] Xu X R, Zhang Y X, Zhang H, Lu H Y, Zhou W M, Zhou C T, Dromey B, Zhu S P, Zepf M, He X T, Bin Q 2020 *Optica* **7** 355
- [63] Xu X R, Qiao B, Chang H X, Zhang Y X, Zhang H, Zhong C L, Zhou C T, Zhu S P, He X T 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 045005
- [64] Orfanos I, Makos I, Lontos I, Skantzakis E, F org B, Charalambidis D, Tzallas P 2019 *APL Photonics* **4** 080901
- [65] Ishikawa K L, Midorikawa K 2005 *Phys. Rev. A* **72** 013407
- [66] Orfanos I, Makos I, Lontos I, Skantzakis E, Major B, Nayak A, Dumergue M, Kühn S, Kahaly S, Varju K, Sansone G, Witzel B, Kalpouzos C, Nikolopoulos L A A, Tzallas P, Charalambidis D 2020 *J. Phys. Photonics* **2** 042003
- [67] Miao J, Charalambous P, Kirz J, Sayre D 1999 *Nature* **400** 342
- [68] Ravasio A, Gauthier D, Maia F, Billon M, Caumes J, Garzella D, Géléoc M, Gobert O, Hergott J F, Pena A M, Perez H, Carré B, Bourhis E, Gierak J, Madouri A, Mailly D, Schiedt B, Fajardo M, Gautier J, Zeitoun P, Bucksbaum P H, Hajdu J, Merdji H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 028104
- [69] Malvache A, Borot A, Quéré F, Lopez-Martens R 2013 *Phys. Rev. E* **87** 035101
- [70] Kormin D, Borot A, Ma G, Dallari W, Bergues B, Aladi M, Földes I B, Veisz L 2018 *Nat. Commun.* **9** 1
- [71] Meyer-ter-Vehn J, Honrubia J, Geissler M, Karsch S, Krausz F, Tsakiris G, Witte K 2005 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **47** B807
- [72] Matlis N H, Reed S, Bulanov S S, Chvykov V, Kalintchenko G, Matsuoka T, Rousseau P, Yanovsky V, Maksimchuk A, Kalmykov S, Shvets G, Downer M C 2006 *Nat. Phys.* **2** 749
- [73] Hörlein R, Nomura Y, Osterhoff J, Major Z, Karsch S, Krausz F, Tsakiris G D 2008 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50** 124002
- [74] Ramunno L, Jungreuthmayer C, Reinholz H, Brabec T 2006 *J. Phys. B* **39** 4923
- [75] Saalmann U, Georgescu I, Rost J M 2008 *New J. Phys.* **10** 025014
- [76] Rehr J J, Albers R C 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 621
- [77] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664
- [78] Gordienko S, Pukhov A, Shorokhov O, Baeva T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 103903
- [79] Vincenti H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 105001

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma^{*}

Xu Xin-Rong¹⁾²⁾ Zhong Cong-Lin²⁾³⁾ Zhang Yi²⁾³⁾ Liu Feng⁴⁾⁵⁾

Wang Shao-Yi⁶⁾ Tan Fang⁶⁾ Zhang Yu-Xue⁶⁾

Zhou Wei-Min⁶⁾ Qiao Bin^{2)3)†}

1) (*Department of Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology (SKLNPT), School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

3) (*Ministry of Education Key Laboratory of High Energy Density Physics Simulation (HEDPS), Center for Applied Physics and Technology (CAPT), Peking University, Beijing 100871, China*)

4) (*Key Laboratory for Laser Plasmas of Ministry of Education, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

5) (*Collaborative Innovation Center for IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

6) (*State Key Laboratory of Plasma Physics, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621000, China*)

(Received 21 February 2021; revised manuscript received 28 March 2021)

Abstract

The realizing of the detection and control of ultrafast process conduces to understanding and remoulding the physical world at a microcosm level. The attosecond light source with attosecond temporal resolution and nanometer spatial resolution can realize real-time detection and manipulation of the atomic-scale electronic dynamics and relevant effects of the substances. Therefore, attosecond science is considered as one of the most important milestones in the history of laser science. and has been listed as an important scientific and technological development direction in the coming 10 years. High-order harmonic generation (HHG) from intense laser-matter interaction is one of the most important routes to breaking through the femtosecond limit and achieving brilliant attosecond pulse radiations, and thus having aroused great interest in recent years. After more than 20-year development, the research about attosecond pulse generation by laser-gas interaction has reached a mature stage. This method produces the shortest isolated pulse in the world to date, with a pulse width being only 43 as. However, this method based on ionization-acceleration-combination encounters inevitable difficulties in pursuing the relativistically intense attosecond pulses and the highest possible photon energy. Quite a lot of studies have proved that the HHG efficiency from laser-plasma interaction can be a few

^{*} Project supported by the Science Challenge Project (Grant No. TZ2018005), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11825502, 11921006, 12004433), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1630246), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25050900), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0401100), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2020JJ5649), and the Research Project of National University of Defense Technology, China (Grant No. ZK19-12).

[†] Corresponding author. E-mail: bqiao@pku.edu.cn

orders of magnitude higher than that in gaseous media, which makes it possible to produce pulses with shorter pulse width and higher photon energy. In this article, we introduce the main generation mechanisms, research progress and frontier applications of HHG through the laser-plasma interaction process. In Section 2, we introduce the HHG generation mechanisms, including coherent wake emission, which is used to describe the HHG process driven by a nonrelativistic laser; relativistic oscillating mirror, which can well explain most of HHG processes generated from plasma-vacuum interface in relativistic regime; coherent synchrotron emission, which is suited to explain the HHG synchronously emitted from isolated electron sheets. The research progress is summarized in Section 3 from the aspects of radiation efficiency, polarization characteristics, phase characteristics, generation and diagnosis of isolated attosecond pulses, etc. Frontier applications of these ultra-broadband intense attosecond pulses are presented in the last section, such as the study of electronic dynamics, process, coherent diffraction imaging, diagnosis of extreme states of matter, the generation of extremely intense fields, etc. Finally, an outlook on the future development trends and innovation breakthroughs is also presented.

Keywords: intense lasers, plasma, high-order harmonics, attosecond pulses

PACS: 42.65.Ky, 52.27.Ny, 52.38.-r

DOI: [10.7498/aps.70.20210339](https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339)

强激光驱动高能极化正负电子束与偏振伽马射线的研究进展

孙婷 王宇 郭任彤 卢知为 栗建兴

Review on laser-driven high-energy polarized electron and positron beams and γ -rays

Sun Ting Wang Yu Guo Ren-Tong Lu Zhi-Wei Li Jian-Xing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 087901 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210009

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210009>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

氦原子2 3S2 3P精密光谱研究

Precision spectroscopy on the 2 3S–2 3P transition of atomic helium

物理学报. 2018, 67(16): 164203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180914>

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究

Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma

物理学报. 2019, 68(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106>

光子对撞机产生正负电子对的数值方法

Numerical method of electron–positron pairs generation in photon–photon collider

物理学报. 2020, 69(1): 019501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190729>

激光与近相对论临界密度薄层相互作用产生大电量高能电子束

High energetic electron bunches from laser near critical density layer interaction

物理学报. 2017, 66(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075203>

激光尾波场驱动准连续小角度电子束研究进展

Generation of ultrafast broadband small angle hundreds MeV electron bunches from laser wakefield acceleration

物理学报. 2017, 66(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.154101>

激光高能X射线成像中探测器表征与电子影响研究

Detector characterization and electron effect for laser-driven high energy X-ray imaging

物理学报. 2017, 66(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.245201>

专题：超短超强激光等离子体物理

强激光驱动高能极化正负电子束与
偏振伽马射线的研究进展*

孙婷 王宇 郭任彤 卢知为 栗建兴†

(西安交通大学物理学院, 教育部物质非平衡合成与调控重点实验室, 西安 710049)

(2021 年 1 月 4 日收到; 2021 年 1 月 21 日收到修改稿)

高能自旋极化正负电子束与偏振伽马射线在高能物理、实验室天体物理与核物理等领域有十分重要的应用. 近年来随着超短超强激光脉冲技术的快速发展, 利用强激光与物质相互作用的非线性康普顿散射和多光子 Breit-Wheeler 过程为制备高极化度、高束流密度的高能极化粒子束提供了新的可能. 本文对基于强激光产生高能极化正负电子束与偏振伽马射线的研究成果进行简要回顾, 并介绍了这些方法的基本物理原理和主要结果.

关键词: 量子电动力学, 相对论激光脉冲, 极化正负电子束, 偏振伽马射线

PACS: 79.20.Ds, 29.27.Hj, 71.15.Rf, 31.30.J-

DOI: 10.7498/aps.70.20210009

1 引言

高能自旋极化正负电子束在探究物质内部结构^[1-3]、检验标准模型^[4,5]以及寻找超出标准模型新物理^[6]等研究中有十分重要的应用. 例如, 极化正负电子束与原子或分子靶散射, 通过散射电子的自旋信息可以研究原子或分子的内部结构^[1]; 极化电子束在固体材料中发生韧致辐射可以产生偏振伽马光与正负电子对^[7,8]等. 通常产生高能极化电子束的方法主要有两种^[9], 一种是先利用圆偏振光激发砷化镓或氧化亚铜等材料发生光电效应^[10,11] (类似的方法还有自旋过滤^[12,13]或分束器 (Stern-Gerlach 实验原理)^[14-16]等) 产生低能 (几个 eV) 预极化电子束, 然后将其注入传统线性加速器或等离子体尾场^[17,18]中加速至高能 (MeV 以上). 另一种是将高能电子束注入到储存环中, 环中的电子在磁场的作用下发生同步辐射而被极化 (Sokolov-Ternov 效应)^[19-22]. 尽管电子束的极化度可以达到

92%左右^[23], 但是由于储存环中磁场相对较弱 (约 1 T), 高能电子束被充分极化需要几分钟到几个小时不等. 同样, 产生高能极化正电子束的主要方法也有两种, 一种与储存环中极化电子束的方法类似^[21,24,25]; 另一种是先利用康普顿背向散射^[26,27]、同步辐射^[28]或韧致辐射^[7,8]等手段获得能量为几十 MeV 的圆偏振伽马光, 然后圆偏振伽马光穿过高 Z 靶材 (例如钨、铅等金属片), 在原子核附近的库仑场中发生 Bethe-Heitler (BH) 散射产生纵向极化正电子束^[27,29]; 然而这种方法产生的正电子束流密度受限于伽马光子的束流密度^[27].

此外, 高能偏振伽马射线在高能物理^[6,30,31]、实验室天体物理^[32]及核物理^[33,34]研究中有十分重要的应用. 例如在高能物理中, 利用偏振伽马射线探测真空双折射有望将探测精度至少提高两个数量级^[30]; 在实验室天体物理中, 通过测量伽马射线的偏振度可以判定辐射机制与暗物质的特性^[32]; 在核物理中, MeV 的偏振伽马射线激发巨偶极共振中与偏振相关的光裂变反应^[33], GeV 的偏振伽马

* 国家自然科学基金 (批准号: 12022506, 11874295) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jianxing@xjtu.edu.cn

射线对介子的产生有至关重要的影响^[34]. 传统意义上主要通过两种方式产生偏振伽马射线, 一种是利用激光与电子束的线性康普顿散射机制^[26,27,35], 此机制下辐射光子的形成长度 (formation length) 远大于激光波长^[36,37], 所以光子的偏振特性主要取决于驱动激光^[36,38]. 但是由于光子与电子的散射截面较小 (约 10^{-3} barns/MeV^[27]), 产生的偏振伽马光的束流密度远小于电子束的束流密度^[27]. 另一种是韧致辐射^[7,8], 电子束穿过金属薄靶时, 电子在原子核附近的库仑场作用下发生非相干韧致辐射产生伽马光, 但是伽马光的散射角很大且无法产生线偏振伽马光^[39]; 电子束穿过晶体 (如单晶硅、金刚石等) 时, 原子核对电子运动轨迹造成周期性扰动使电子发生相干韧致辐射, 在晶体的特定取向上, 辐射伽马光具有很强的线偏振特性; 如果穿过晶体的电子束是纵向极化的, 则辐射的伽马光具有圆偏振特性^[40,41], 这种方法中晶体的损伤阈值限制了电子束能量与辐射伽马光流强.

针对以上传统极化粒子源存在的问题, 大量的科研工作者一方面在设法优化现有技术, 另一方面也在寻找产生极化效率高、束流密度大的极化粒子束的新技术. 啁啾脉冲放大技术的提出^[42] (Mourou 和 Strickland 教授因此获得 2018 年诺贝尔物理学奖) 使超短超强激光脉冲技术在过去几十年里取得巨大进步, 当前实验室内已经能够产生峰值功率达到 PW 量级、峰值光强约为 10^{22} — 10^{23} W/cm²、脉冲宽度达到数十飞秒的激光脉冲^[43,44], 如此强的激光与物质相互作用为产生高能极化粒子束提供了新的可能. 在电磁场中运动的电子吸收电磁场的能量辐射电磁波 (例如产生 X 射线、伽马射线等), 发生辐射的过程可以用汤姆孙散射或者康普顿散射模型来描述, 区别在于电子辐射电磁波时是否有明显的量子效应, 例如辐射反作用力等是否对电子的动力学有明显的影响. 电磁场中运动电子的量子效应可以用无量纲参数 $\chi_{\gamma,e} \equiv |e|\hbar\sqrt{(F_{\mu\nu}p_{\gamma,e}^\nu)^2}/m^3$ 标度, 其中 e 与 m 分别表示电子的电荷量与质量, $\hbar$ 表示约化普朗克常量, $F_{\mu\nu}$ 表示电磁场张量, $p_{\gamma,e}^\nu$ 分别表示伽马光子与电子的动量. 当 $\chi_e \ll 1$ 时可以用经典的汤姆孙散射模型描述电子的辐射过程^[45]; 当 $\chi_e \geq 1$ 时需要用基于量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 理论^[46] 的康普顿散射模型来描述, 汤姆孙散射模型是康普顿散射模型

的经典极限^[47,48,49]. 随着归一化的激光强度 $a_0 \equiv |e|E_0/(m\omega_0c)$ 的增加, 辐射机制逐渐从线性 (单光子吸收) 过渡到非线性 (多光子吸收), 其中 E_0 与 ω_0 分别表示激光的振幅与周期, c 表示光速. 在超强激光电磁场 ($a_0 \gg 1$) 中, 电子通过非线性康普顿散射辐射的高能光子在强电磁场作用下可能会产生正负电子对, 即多光子 Breit-Wheeler (BW) 过程. 在非线性机制下粒子的自旋与偏振对光子辐射以及正负电子对产生的散射截面的影响不可忽视^[50–53], 并且电子束在强激光电磁场中辐射光子后具有与 Sokolov-Ternov 效应类似的极化过程, 这为制备极化正负电子束与偏振伽马射线开辟了新途径. 研究表明, 基于超强激光脉冲的非线性康普顿散射与多光子 BW 散射可以在几十飞秒内产生高极化度、高束流密度的高能偏振伽马射线与极化正负电子束.

本文对目前通过强激光产生极化正负电子束与偏振伽马射线的方法进行了介绍, 第 2 节介绍了强激光极化电子束的一些研究成果与电子束被极化的机理, 第 3 节介绍了强激光与高能伽马射线通过多光子 BW 过程产生极化正电子束的方法, 第 4 节介绍了强激光与极化电子束通过非线性康普顿散射产生偏振伽马射线的方法, 最后总结展望了其应用价值与前景.

2 利用强激光极化电子束

最近几十年里, 人们在利用强激光与电子束相互作用产生极化电子束的方法上做了大量的研究工作, 通过经典电动力学的方法^[45] 可以计算电子在非相对论激光场 ($a_0 \ll 1$) 中运动时辐射电磁波的概率与能量. 随着激光强度的增加 ($a_0 \geq 1$), 散射机制逐渐由线性过渡到弱非线性^[54, 55]. 在弱非线性康普顿散射机制中, 电子的自旋效应弱且自旋反转概率很小^[56], 只有在某些特定条件下自旋反转概率比不反转概率大^[57], 所以电子束基本不会被极化^[56–59]. Dmitry^[60] 指出理论上适当强度的激光与电子束非正对撞时可以使电子束的极化度达到 65% 左右, 但是在实验上很难实现, 因为有效的极化时间长达近 1 s, 远远大于现有强激光脉冲的持续时间. 随着激光强度继续增大 ($a_0 \gg 1$), 激光与电子的散射机制逐渐过渡到强非线性机制, 在 $\chi_e \geq 1$ 时经典电动力学理论已无法准确描述电子

在电磁场中的动力学而要使用量子电动力学相关理论描述, 这时可以通过观察辐射反作用力验证量子效应^[61, 62]. 电子束在强电磁场作用下发生与同步辐射中 Sokolov-Ternov 效应类似的极化过程, 量子效应也可以通过电子束的自旋极化现象来检验^[63]. 基于强激光 QED 理论, Del Sorbo 等^[64]介绍了处于强磁场环境下的电子辐射光子后, 电子自旋沿空间各方向翻转概率不对称. 在两束相向传播、强度 $I \geq 5 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 \geq 200$) 的圆偏振激光脉冲形成的驻波磁节点中, 电子可以在几十飞秒内被极化. 然而在实际情况中^[65], 电子在磁节点上的运动轨迹不稳定会导致电子自旋进动, 从而限制了极化度的上限, 如图 1 所示. Seipt 等^[66]在局域恒定场近似 (local constant field approximation, LCFA)^[67–70]的条件下用极化密度矩阵描述发生非线性康普顿散射前后电子自旋的变化, 发现电子束经圆偏振超短 (几个周期) 平面激光脉冲散射后, 自旋方向不同的散射电子的方位角分布不对称, 最终电子束的径向极化度为 9% 左右, 如图 2 所示, 图中箭头的长短表示极化度大小. 如果在长脉冲中电子处在电磁场中时间变长, 辐射次数增多使得这种方位角不对称被淹没掉, 径向极化度也随之消失.

Li 等^[71]研究了紧聚焦椭圆偏振激光脉冲极化电子束的过程. 电子束与相向运动的椭圆偏振激光脉冲发生散射后被分裂成两束自旋方向相反的电子束, 分裂角为 20 mrad 左右, 部分极化度可高达 80% 以上, 如图 3 所示.

电子辐射光子或者光子产生对的形成长度与激光场强度成反比. 当 $a_0 \gg 1$ 时, 一个激光周期内约有 a_0 个形成长度, 每个形成长度内辐射光子的概率正比于精细结构常数 α 且光子的截止能量 $\varepsilon_\gamma \approx \chi_e \varepsilon_e$, 所以辐射光子总能量 $\sum \varepsilon_\gamma \approx \alpha a_0 \chi_e \varepsilon_e$, ε_e 表示发生辐射前电子的能量. 一般定义量子辐射主导机制为电子经历一个激光周期后辐射光子的总能量与辐射前电子总能量相当, 即 $R \equiv \alpha a_0 \chi_e \geq 1$ ^[47,72]. 由于光子的形成长度远小于激光波长和电子轨迹的经典尺寸, 所以在一个形成长度内电磁场强度近似恒定, 辐射光子的概率由局域的电子轨迹和 χ_e 决定. 在这个 LCFA 条件下, Li 等^[71]利用 Baier 等^[38]的算符方法得到与电子自旋有关的非线性康普顿散射截面, 如方程 (1) 与方程 (2) 所示. 通过蒙特卡罗算法模拟电子在辐射过程中的随机性, 用经典的洛伦兹方程描述电子在两次辐射间隔内的

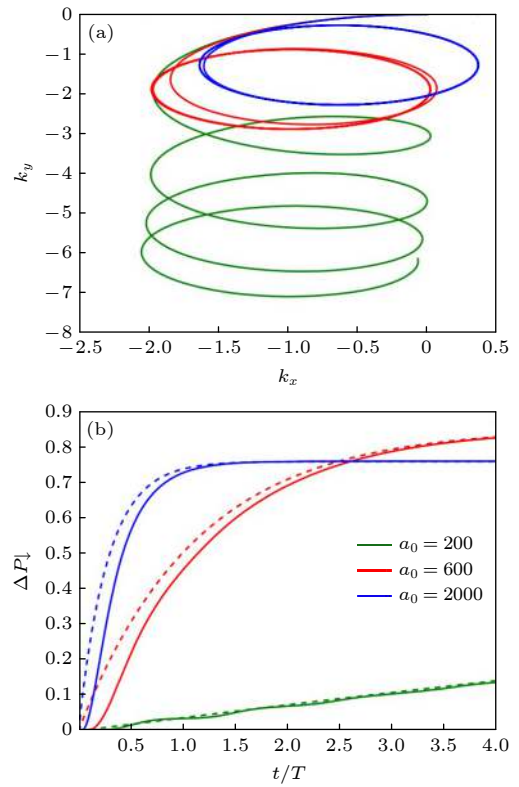


图 1 (a) 电子的空间轨迹; (b) 相向传播的强度分别为 $a_0 = 200, 600$ 与 2000 的两束圆偏振激光脉冲形成的驻波磁节点上电子的极化度随时间的变化. 实线代表电子初始时间处于静止状态, 虚线表示初始做螺旋运动的电子^[65]

Fig. 1. (a) Spatial trajectory and (b) relative degree of spin polarization antiparallel for electrons at the magnetic node of two counter-propagating laser fields with $a_0 = 200, 600$ and 2000 . Continuous lines refer to electrons initially at rest and dashed lines to electrons settled in the circular trajectory from the outset^[65].

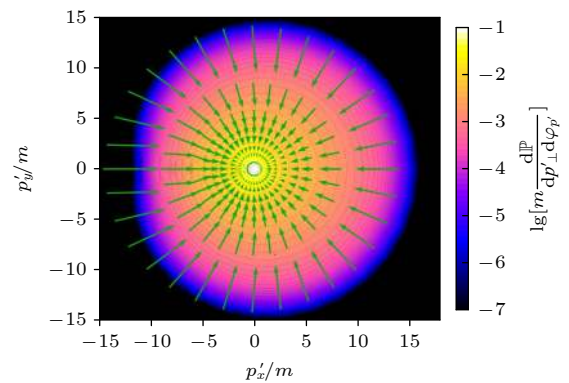


图 2 散射电子的横向动量与自旋(箭头)的分布. 箭头的长短表示动量为 $\mathbf{p}'_\perp$ 的电子极化度的大小^[66]

Fig. 2. Transverse momentum distribution of the scattered electrons (as a heatmap) and the polarization of scattered electrons transverse to the beam axis (arrows). The length of the arrows indicates the magnitude of the polarization for a given $\mathbf{p}'_\perp$ ^[66].

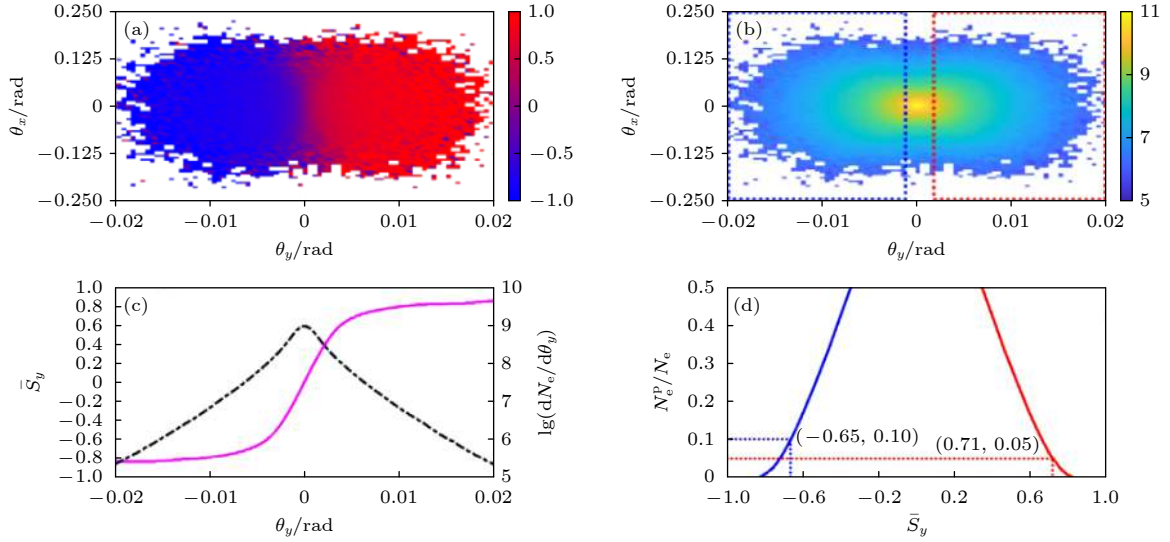


图 3 (a) 散射电子束的自旋分量 S_y 的横向角分布; (b) 散射电子束数密度 $\log_{10}[d^2 N_e / (d\theta_x d\theta_y)] \text{ rad}^{-2}$ 的横向角分布; (c) 散射电子束的平均自旋 $\bar{S}_y$ (紫红色实线) 与电子数密度 $\log_{10}(dN_e/d\theta_y)$ (黑色虚线) 随 θ_y 的变化; (d) 电子自旋在 y 方向的平均值 $\bar{S}_y$ 与被极化电子束数目与电子总数的比值 N_e^p/N_e 的关系, 红色与蓝色的曲线分别代表电子的自旋与 $+y$ 轴平行或者反平行^[71]

Fig. 3. (a) Transverse distribution of the electron spin component S_y vs. the deflection angles $\theta_x = \arctan(p_x/p_z)$ and $\theta_y = \arctan(p_y/p_z)$; (b) transverse distribution of the electron density $\log_{10}[d^2 N_e / (d\theta_x d\theta_y)] \text{ rad}^{-2}$; (c) average spin $\bar{S}_y$ (magenta solid) and electron distribution $\log_{10}(dN_e/d\theta_y)$ (black dashed) vs. θ_y ; (d) ratio of polarized electron number N_e^p to total electron number N_e vs. the beam average spin $\bar{S}_y$. The red (right) and blue (left) curves represent the polarization parallel and antiparallel to the $+y$ axis, respectively^[71].

运动状态, 用量子电动力学的方法描述光子的辐射过程.

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_{\text{fi}}}{d\omega d\eta} &= W_R \{ -(2+u)^2 [\text{Int}K_{\frac{1}{3}}(u') - 2K_{\frac{2}{3}}(u')] (1 + S_{\text{if}}) \\ &+ u^2 [\text{Int}K_{\frac{1}{3}}(u') + 2K_{\frac{2}{3}}(u')] (1 - S_{\text{if}}) \\ &+ 2u^2 S_{\text{if}} \text{Int}K_{\frac{1}{3}}(u') - (4u + 2u^2) (S_{\text{f}} + S_{\text{i}}) [\beta \\ &\times \hat{a}] K_{\frac{1}{3}}(u') - 2u^2 (S_{\text{f}} - S_{\text{i}}) [\beta \times \hat{a}] K_{\frac{1}{3}}(u') \\ &- 4u^2 [\text{Int}K_{\frac{1}{3}}(u') - K_{\frac{2}{3}}(u')] (S_{\text{i}} \cdot \beta) (S_{\text{f}} \cdot \beta) \}, \quad (1) \end{aligned}$$

这里采用的是普朗克单位制: $c = \hbar = 1$, $W_R = \alpha m / [8\sqrt{3}\pi\lambda_c (k \cdot p_i) (1+u)^3]$, $u' = 2u/(3\chi_e)$, 激光与电子束相向传播时 $\chi_e \approx 2a_0(\hbar\omega_0/mc^2)\gamma$, γ 表示电子的相对论因子, $u = \hbar\omega_\gamma/(\varepsilon_e - \hbar\omega_\gamma)$, $\text{Int}K_{\frac{1}{3}}(u') \equiv \int_{u'}^{\infty} dz K_{\frac{1}{3}}(z)$, K_n 表示第二类 n 阶修正贝塞尔函数, λ_c 表示康普顿波长, ω_γ 表示光子的频率, 电子的速度 $\beta = v/c$, 电子加速度的方向 $\hat{a} = \mathbf{a}/|\mathbf{a}|$, 激光相位 $\eta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, $\mathbf{p}_i$, $\mathbf{k}$, $\mathbf{r}$ 分别表示辐射前电子的动量, 激光波矢和电子的位矢, $\mathbf{S}_i$, $\mathbf{S}_f$ 分别表示电子辐射前后的自旋矢量. 对电子末态自旋求和后, 得到与初始自旋相关的辐射概率:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_{\text{fi}}}{d\omega d\eta} &= 8W_R \left\{ -(1+u) \text{Int}K_{\frac{1}{3}}(u') + (2+2u \right. \\ &\left. + u^2) K_{\frac{2}{3}}(u') - u \mathbf{S}_i \cdot [\beta \times \hat{a}] K_{\frac{1}{3}}(u') \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

电子辐射光子后自旋态塌缩到由瞬时自旋量子化轴 (spin quantization axis, SQA)^[73,74] 定义的基态之一, 在电子静止坐标系中, 自旋量子化轴方向与磁场方向相同. 当电子的初始自旋 $\mathbf{S}_i$ 与 $\beta \times \hat{a}$ 方向反平行 (即 $\mathbf{S}_i \cdot (\beta \times \hat{a}) = -1$) 时辐射概率比不考虑自旋时的辐射概率提高 30% 左右, 反之辐射概率降低 30% 左右^[71].

因为椭圆偏振激光有一个小的椭圆度 (电场分别沿 y 轴与 x 轴的分量比值 $E_y/E_x = 0.05$), 辐射概率与 SQA 的方向主要依赖 E_x . 假设电子沿着 $-z$ 轴运动, E_y 比 E_x 落后 $\pi/2$ 个相位, 动量沿 y 轴的分量 p_y 比 E_x 落后 π 个相位. 如图 4(c) 所示, 在点 γ_1 , γ_2 处, $E_x < 0$ 时, $p_y > 0$, SQA = $\beta \times \hat{a}$ 沿 $-y$ 方向, 根据方程 (2) 和图 4(a) 与图 4(b), 这时自旋向上 (沿 $+y$ 方向) 的电子更容易辐射高能光子, 由于辐射反作用力与动量守恒原理, 发生辐射后电子动量沿 y 轴的分量 $p_y < 0$. 相反, 在点 γ_3 , γ_4 处, $E_x > 0$ 时, $p_y < 0$, SQA 沿 $+y$ 方向, 自旋向下 (沿 $-y$ 方向) 的电子更容易辐射高能光子, 最终电子动量沿

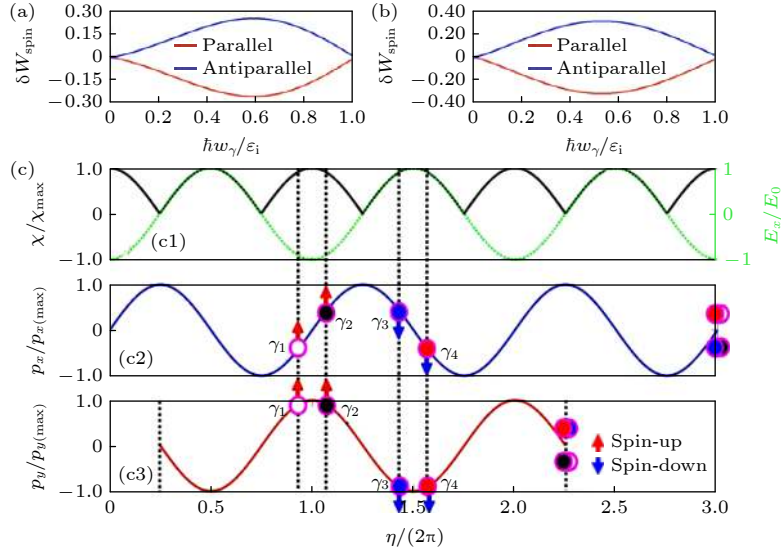


图 4 (a) $\chi_e = 1$, (b) $\chi_e = 0.1$ 时方程 (2) 中与电子自旋有关的一项占总概率的比重, $\delta W_{\text{spin}} \equiv W_{\text{spin}}/(W_{\text{rad}} - W_{\text{spin}})$, W_{rad} 与 W_{spin} 分别是总辐射概率与方程 (2) 中和自旋相关的项, 红色与蓝色实线分别表示电子初始自旋 $\mathbf{S}_i$ 与 SQA 轴平行或者反平行; (c) 椭圆 (线) 偏振平面波中的电子动量. 在图 (c2) 和图 (c3) 中红色向上 (蓝色向下) 的箭头表示自旋与 $+y$ 方向平行 (反平行)^[71]

Fig. 4. Relative magnitude of the spin-dependent term in the radiation probability of Eq.(2) with (a) $\chi_e = 1$ and (b) $\chi_e = 0.1$, respectively. $\delta W_{\text{spin}} \equiv W_{\text{spin}}/(W_{\text{rad}} - W_{\text{spin}})$, W_{rad} and W_{spin} are the total radiation probability and the spin-dependent term in Eq.(2), respectively. Red and blue curves denote $\mathbf{S}_i$ parallel and antiparallel to SQA, respectively. (c) Electron momenta in elliptically polarized (linearly polarized) plane waves. The colored circles indicate the photon emission points in the laser field and the corresponding electron final momenta. The red-up (blue-down) arrows indicate “pin-up” (“spin-down”) with respect to $+y$ axis in panel (c2) and panel (c3)^[71].

y 轴的分量 $p_y > 0$. 经历一个完整的激光脉冲后, 自旋方向不同的电子在横向上被分开, 自旋向上的电子集中在 $\theta_y > 0$ 的区域而自旋向下的电子集中在 $\theta_y < 0$ 的区域, 如图 3 所示, 电子束的分裂角约为 20 mrad, 红色方框与蓝色方框中电子束的平均极化度约为 80%; 散射电子束的中心数密度最高, 平均极化度约为 34.21%. Guo 等^[63] 证明了电子束的分裂角是由于辐射过程的随机性导致的, 如果辐射过程不存在随机性, 那么这个分裂角只有 1 mrad 左右. 线偏振“理想”平面波激光与电子束相互作用时电子动量的变化如图 4(c2) 所示, 由于垂直于激光偏振方向的电场分量为零, 不同自旋态的散射电子不能沿垂直于激光偏振方向被分裂. Geng 等^[75] 指出在聚焦激光脉冲电磁场中, 与自旋相关的辐射反作用力可以使电子束沿着激光偏振方向产生微弱的极化效应, 且该效应比磁场中的 Stern-Gerlach 效应强约四个数量级.

此外, Seipt 等^[76] 和 Song 等^[77] 研究了相邻半周期内场强不对称的线偏振双色激光脉冲与未极化电子束的非线性康普顿散射, 可以产生平均极化度为 11% 左右, 部分极化度为 60% 左右的极化电子束. 如图 4(a) 与图 4(b) 所示, 除了与自旋相关

的辐射反应使电子发生辐射的概率有 60% 的浮动以外, 线偏振双色场的相对相位 ϕ 对电子束的极化度也有很大的影响. 当相对相位 $\phi = \pi/2$ 时, 相邻半周期的激光场不对称性达到最大, 如图 5(a) 所示, 双色场的负半场电场强度大于正半场, 表征量子效应的恒定参数 χ_e 在负半场更大, 则大部分电子在负半场辐射高能光子的概率更大, 辐射后电子的自旋与 SQA 轴反平行, 即自旋朝向 $+y$ 方向 (自旋向上) 的概率更大^[71]; 而少数电子在正半场发生辐射, 辐射后电子的自旋朝向 $-y$ 方向 (自旋向下) 的概率更大, 所以自旋向上的电子数密度比自旋向下的电子数密度多, 如图 5(d) 所示, 最终得到平均极化度达到 11% 的极化电子束. 辐射高能光子后的散射电子的能量很低, 也就意味着大部分自旋向上的电子束都集中在低能区, 如图 5(b) 所示, 通过选能可以获得高度极化的电子束. 随着 ϕ 的减小场的不对称性越来越小, 当 $\phi = 0$ 时不对称性消失, 这时自旋向上的电子与自旋向下的电子数目一样多且混合在一起, 整体的极化度为 0.

除此之外, 利用激光^[17,78] 或电子束^[18] 驱动等等离子体尾场 (或者利用激光驱动的多级尾场加速技术^[79,80]) 可以将低能预极化电子束加速至 MeV

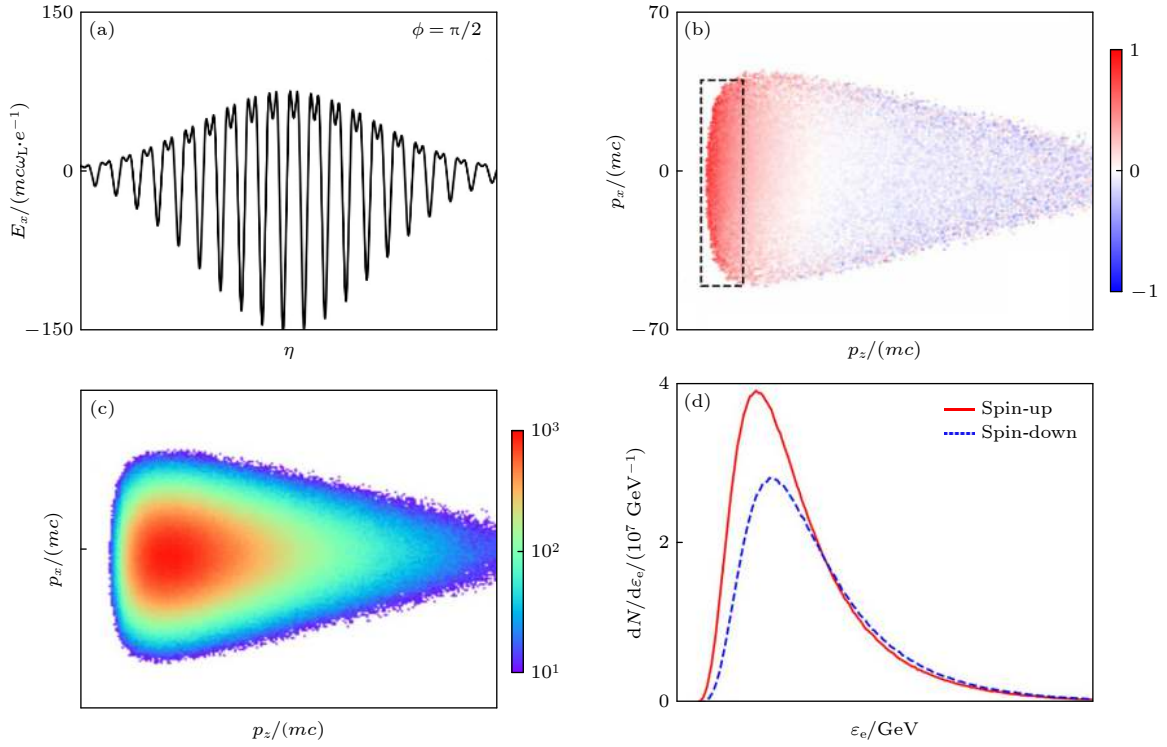


图 5 相对相位 $\phi = \pi/2$ 时 (a) 横向电场分量 E_x 随激光相位 η 的变化; (b) 平均极化度 $\bar{S}_y$ 在横向和纵向动量 p_x , p_z 上的分布; (c) 电子数密度的分布; (d) 自旋向上 (红色实线) 与自旋向下 (蓝色虚线) 电子的能谱. 自旋向上与自旋向下分别指电子自旋平行或者反平行于 $+y$ 方向^[77]

Fig. 5. $\phi = \pi/2$: (a) Laser field E_x with respect to η ; (b) distribution of the average polarization $\bar{S}_y$ vs. longitudinal and transverse momenta p_x and p_z , respectively; (c) number density distributions of electrons vs. p_x and p_z ; (d) energy spectra of spin-up and spin-down electrons, respectively. Note that “spin-up” and “spin-down” indicate the electron spin parallel and antiparallel to the $+y$ axis, respectively^[77].

以上, 获得高极化度、高束流密度的高能极化电子束, 如图 6 所示. 根据 Wu 等^[78] 的研究, 首先利用一束皮秒激光脉冲穿过氯化氢气体靶将分子化学键对齐; 然后将波长为 213 nm 的圆偏振紫外激光脉冲^[81] 聚焦到气体靶上诱导氯化氢分子光解后, 再用波长 234.62 nm 的紫外光电离氯原子, 电子热膨胀产生的库仑场将氯离子排除, 可以得到沿圆偏振紫外激光传播方向极化的预极化电子束^[81–83]; 最后通过一束飞秒驱动激光脉冲在气体靶中激发尾场加速电子. 气体靶被光解后, 电子与氢原子核的非本征自旋态 $|s = +1/2, n = -1/2\rangle$, $|s = -1/2, n = +1/2\rangle$ 以 350 ps 的周期振荡^[84,85], 为了使电子的极化度达到最大, 需要将解离激光与驱动激光之间的时间延迟至少精确到振荡周期的 1/10 以内^[78]. 虽然电子束在注入尾场过程中会出现退极化效应, 但是利用合适的驱动激光^[17,78], 可以将电子束的去极化度降低到 10% 以下, 最终得到电流接近千安培、极化度接近 90% 的极化电子束. 这种方法还可以用来产生高能极化质子束^[86,87].

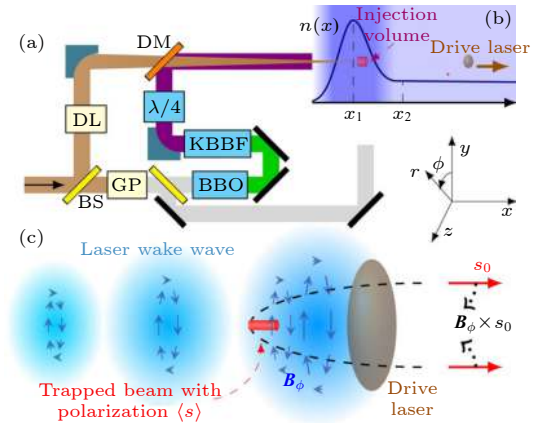


图 6 激光尾场加速极化电子束示意图^[17]

Fig. 6. Schematic layout of laser-wakefield-accelerated (LWFA) polarized electron beam^[17].

3 利用强激光产生极化正电子束

时至今日, 已经有大量关于强激光产生正电子束的实验和理论研究成果 (见综述文献^[47,58] 及其参考文献), 例如 Bula 等^[54], Bamber 等^[55] 和

Burke 等^[88]利用 SLAC 的实验装置验证了激光与高能电子相互作用时的弱非线性康普顿散射过程与多光子 BW 过程, 这为利用激光产生正负电子对提供了充足的证据; Hu 等^[89]利用非微扰 QED 方法处理了激光与电子碰撞时的多光子 BW 过程, 证明了不同强度的激光与电子相互作用时主导正负电子对产生的机制从几个光子的微扰到准静态的过渡, 为 SLAC 等实验进一步发展提供了理论依据; Sarri 等^[90]利用一个全光学装置产生了脉宽约 30 fs、角散 3 mrad 左右、密度约 10^{14} — 10^{15} cm⁻³ 的超相对论正电子束. 在多光子 BW 过程中, 激光的偏振对正负电子对产生有很大的影响, 例如 Titov 等^[91]的研究表明光子与偏振激光相互作用时激光包络对光光散射截面有很明显的调制; Obulkasim 等^[92]研究了偏振特性不同的啁啾激光场对正负电子对产生的影响, 发现正负电子对的数密度与激光的偏振特性相关, 且对啁啾的参数变化十分敏感. 这些研究中产生的正电子束流都是未极化的, 然而在非线性机制下粒子的自旋与偏振对多光子 BW 散射机制的影响十分明显^[50–52,93–97], 例如, Blackburn 等^[50]在量子辐射为主的非线性机制下给出了强激光与高能电子束碰撞时电子束能量损失、伽马射线光谱、正电子的产率与能量的标度关系; Ivanov 等^[51]研究了任意偏振的高能光子与强激光电磁场相互作用产生正负电子对时粒子自旋的变化情况; Seipt 等^[52]从包含自旋与偏振的密度矩阵出发推导了平面波背景下通过非线性康普顿散射与多光子 BW 散射产生偏振伽马光与极化正负电子对的一般公式; Tobias 等^[93]发展了 Baier 等^[36]的半经典近似的方法, 给出适用于数值模拟的、可以计算任意偏振的光子在任意外场中产生极化正负电子对的概率公式; Wan 等^[94]与 Chen 等^[95]利用蒙特卡罗算法模拟了考虑正负电子自旋的非线性康普顿散射与多光子 BW 过程散射, 利用椭圆偏振激光脉冲或者线偏振双色激光脉冲产生了高极化度的正电子束, 但是在这些研究中并没有考虑光子的偏振特性, 而 Wan 等^[96]之后的研究证实了光子偏振会影响正负电子对产额. Li 等^[98]利用蒙特卡罗算法模拟了纵向极化电子束在激光电磁场中发生非线性康普顿散射产生的高能圆偏振伽马光子进一步与电磁场作用获得纵向极化度约 40%—60% 的正电子束.

以上研究中, 极化正电子束的能量受限于散射

电子与光子能量, 且能散与角散等都比传统加速器大, 难以达到高能物理与粒子物理实验的应用要求 (例如高能极化正负电子对撞机^[6,99]). 而等离子体尾场的加速梯度比传统加速器高了三个数量级^[100–102], 但是通常采用的激光或电子束激发的尾场的横向电场对电子束起聚焦作用而对正电子束起散焦作用, 所以正电子很快被排出尾场而无法被加速. 使用特殊的驱动源 (例如拉盖尔高斯激光^[103]、环形电子束^[104]等) 或者特殊的等离子体结构 (有限半径的等离子体柱^[105]、具有真空通道的等离子体^[106]等) 可以解决正电子在等离子体尾场中的散焦问题, 从而可以将正电子束加速到较高能量 (甚至 TeV^[106]). 另外 Xu 等^[107]利用激光驱动等离子体加速产生的高能电子束在金属材料内部发生 BH 过程产生正电子, 随后金属表面电子被激发形成的相干渡越辐射场 (coherent transition radiation field) 可以将正电子加速至 500 MeV 以上. 在这些研究中没有讨论高能正电子束的极化问题, Liu 等^[108]将线偏振双色激光脉冲与电子束相互作用产生的极化正电子束注入到环形电子束激发的尾场中加速, 在 1 mm 内获得平均极化度约 31.7%、部分极化度约 70%、平均能量高达 1.24 GeV、发散角在 20 mrad 以内的极化正电子束. 利用当前可实现的激光驱动的多级尾场加速技术, 有望产生能量高达几百 GeV 的高度极化正电子束. 如图 7

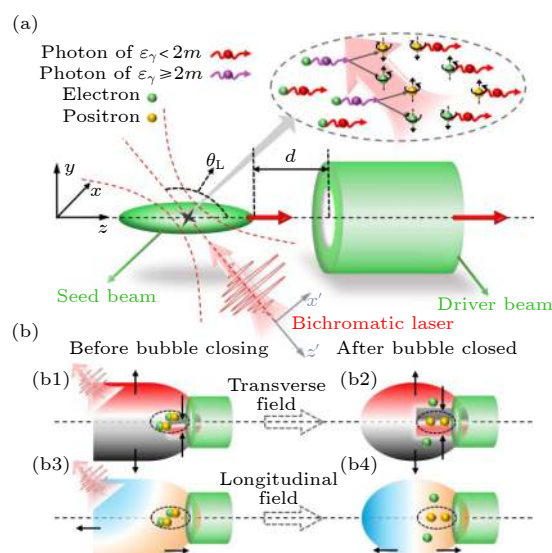


图 7 激光与电子束相互作用产生极化正电子束, 极化正电子束经尾场加速至 GeV 的示意图^[108]

Fig. 7. Interaction scenario of polarization, trapping and acceleration of positrons^[108].

所示, 环形电子束在低密度等离子体中激发尾场产生了梯度为 3.5 GeV/cm 的纵向加速电场, 在环形电子束尾部有一束电子与线偏振的双色激光脉冲相互作用发生非线性康普顿散射与多光子 BW 散射产生了极化正负电子对, 被激光脉冲破坏的尾场结构会逐渐自恢复. 如图 7(b2) 与图 7(b4) 所示, 由于驱动电子束特殊的环形结构, 极化正电子束在横向电场的作用下向中心轴线自聚焦, 接近 74% 的极化正电子被束缚在中心轴线附近的同时通过纵向电场加速. 在 Li 等^[98] 的研究中不仅考虑了正负电子的自旋, 还考虑了伽马光子的偏振, 忽略光子偏振会过高估计正电子束的极化度.

4 利用强激光产生偏振伽马射线

高能偏振伽马光的实用性^[6,30–34] 使如何产生偏振度高、束流密度大的伽马射线成为一个值得人们深究的问题. 截至目前, 已经有许多利用激光产生伽马射线的研究: 一方面, 激光与等离子体相互作用, 被加速的电子束通过轫制辐射可以产生高能偏振伽马光^[109–111], 然而宽能散、大尺寸限制了光源的峰值亮度. 另一方面, 激光直接与电子相互作用也可以产生高能偏振伽马光, 在 $a_0 \geq 1$ 的弱非线性机制中, Sarri 等^[112] 和 Yan 等^[113] 在实验室内通过弱非线性机制获得了几十 MeV 的伽马光子; Ivanov 等^[114]、Wistisen 等^[115] 以及 King 等^[116] 在平面波背景下研究了散射电子自旋与辐射光子偏振的变化; Tang 等^[117] 的研究表明在弱非线性机制下, 利用圆偏振或者线偏振的平面波与电子束相互作用可以产生极化度高达 78% 或 91% 的圆偏振或线偏振伽马光, 伽马光的偏振方向与激光偏振方向平行且偏振度随着激光强度增加逐渐降低, 如图 8 所示.

当 $a_0 \gg 1$ 时, 激光与电子束的散射机制过渡到强非线性机制, 由于电子辐射光子的形成长度远小于激光波长, 所以辐射伽马光子的偏振特性不仅与激光偏振有关, 还依赖于电子自旋. Li 等^[118] 与 Xue 等^[119] 的研究表明, 激光与纵向极化电子束相互作用才能产生圆偏振伽马光, 线偏振或椭圆偏振激光与电子束相互作用可以产生线偏振伽马光. Li 等^[118] 在 LCFA 条件下, 利用 Baier 等^[38] 的算符方法得到极化电子辐射偏振伽马光的概率公式, 通过蒙特卡罗算法模拟了相对论偏振激光脉冲与

极化电子束的非线性康普顿散射机制. 如图 9 所示, 通过任意偏振的激光脉冲与纵向自旋极化电子束的非线性康普顿散射产生了圆偏振伽马光, 圆偏度

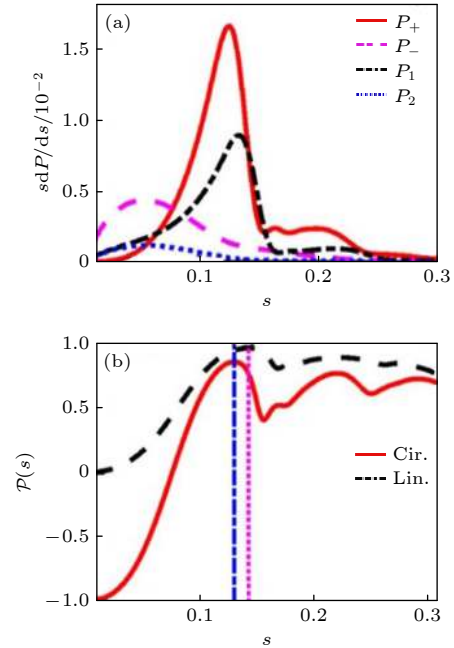


图 8 (a) 偏振光能谱, s 表示散射光子的动量; (b) 散射光子的偏振度^[117]

Fig. 8. (a) Energy spectrum of polarised photon; (b) polarization degree^[117].

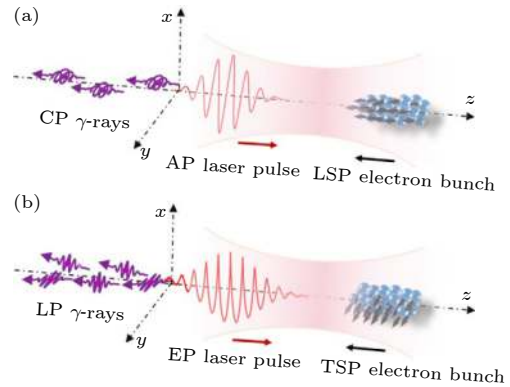


图 9 (a) 一束沿 +z 方向传播的任意偏振 (AP) 的激光脉冲与相向运动的纵向自旋极化 (LSP) 电子束对撞产生圆偏振 (CP) 伽马射线示意图; (b) 一束沿 +z 方向传播的椭圆偏振 (EP) 激光脉冲与相向运动的横向自旋极化 (TSP) 电子束对撞产生线偏振 (LP) 伽马射线示意图^[118]

Fig. 9. (a) An arbitrarily polarized (AP) laser pulse propagating along +z direction and head-on colliding with a longitudinally spin-polarized (LSP) electron bunch produces circularly polarized (CP) γ -rays; (b) an elliptically polarized (EP) laser pulse propagating along +z direction and head-on colliding with a transversely spin-polarized (TSP) electron bunch produces linearly polarized (LP) γ -rays^[118].

可高达94%以上且与伽马光的能量正相关,其亮度可与实验上产生的非偏振伽马光的亮度比拟^[112];椭圆偏振激光脉冲与横向自旋极化的电子对撞产生了平均偏振度约58.3%的高能线偏振伽马光。

Xue 等^[119]研究了等离子体中考虑电子自旋与光子偏振的非线性康普顿散射机制,如图10所示,等离子体中的电子被线偏振激光激发的尾场加速,经加速的相对论电子束与反射回来的激光正对撞产生线偏振伽马光。能量在100 MeV以上的伽马光子主要由前向辐射产生,集中在 $\theta = \pm 21^\circ$ 以内,平均线偏度为68%左右,部分线偏度可达到73%。

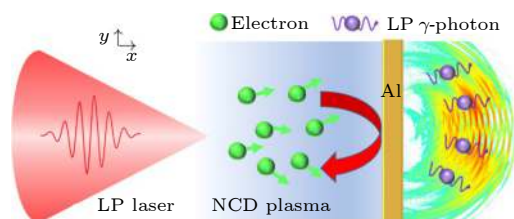


图10 通过线性康普顿散射产生线偏振伽马射线示意图^[119]

Fig. 10. Scenario of generating linear polarized γ -rays via nonlinear Compton scattering^[119].

5 总结与展望

本文简要介绍了利用目前实验室内可以实现的强相对论激光脉冲产生极化正负电子束与偏振伽马射线的研究成果与进展。超强激光与电子束的非线性康普顿散射可在几十飞秒内产生部分极化度高达80%以上的极化电子束,电子辐射的高能光子继续在电磁场作用下发生多光子BW散射产生部分极化度高达70%以上的极化正电子束;与纵向自旋极化电子束相互作用可产生极化度达80%以上、亮度约 $10^{21}(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})^{-1}$ 的高能圆偏振伽马光;与未极化的电子束相互作用可以产生平均偏振度为58%左右、亮度约为 $10^{20}(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})^{-1}$ 的线偏振伽马光;与等离子体相互作用可以产生平均偏振度约70%、亮度约 $10^{21}(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})^{-1}$ 的线偏振伽马光。总而言之,与传统的极化粒子源相比,利用强相对论激光产生高能极化正负电子束和偏振伽马射线在极化效率与束流密度上有一定优势,但是在发散角与能散方面存在不足。

随着超短超强激光大科学装置的快速发展,强激光驱动的强场QED效应研究已经成为当前国

际科技前沿。除了利用强激光产生高能极化正负电子束与偏振伽马射线外还有许多十分具有吸引力的研究工作,例如至今还没有得到验证的双光子BW过程:强激光产生的高通量偏振伽马射线可以增大事件发生概率,研究产生粒子的自旋信息或许可以为实验提供区别背景噪声的定性探测证据;利用偏振伽马光或极化粒子与等离子体散射,可以在自旋维度上对等离子体的状态进行更加细致的诊断等等。这些潜在的应用价值与广阔的应用前景可以帮助人们对微观与宏观世界有更深入的理解。

参考文献

- [1] Gay T 2009 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **57** 157
- [2] Abe K, Akagi T, Anthony P L, Antonov R, Arnold R G, Averett T, Breton V 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 25
- [3] Alexakhin V Y, Alexandrov Y, Alexeev G D, Alexeev M, Amoroso A, Badelek B, Becker M 2007 *Phys. Lett. B* **647** 8
- [4] Androic D, Armstrong D S, Asaturyan A, Averett T, Balewski J, Beaufait J, Carlini R D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 141803
- [5] Anthony P L, Arnold R G, Arroyo C, Baird K, Bega K, Biesiada J, Chen J P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 181602
- [6] Moortgat-Pick G, Abe T, Alexander G, et al. 2008 *Phys. Rep.* **460** 131
- [7] Olsen H, Maximov L C 1959 *Phys. Rev.* **114** 887
- [8] Abbott D, Adderley P, Adeyemi A, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 214801
- [9] Swartz M L 1988 *Physics with Polarized Beams Report* (California: Stanford Linear Accelerator Center) No.SLAC-PUB-4656
- [10] Pierce D T, Meier F 1976 *Phys. Rev. B* **13** 5484
- [11] Pierce D T, Meier F, Zürcher P 1975 *Appl. Phys. Lett.* **26** 670
- [12] Redsun S G, Knize R J, Cates G D, Happer W 1990 *Phys. Rev. A* **42** 1293
- [13] Batelaan H, Green A S, Hitt B A, Gay T J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4216
- [14] Paetz G S, Hans 2012 *Nuclear Physics with Polarized Particles* (Berlin: Springer) pp75–135
- [15] Matthias D, Carsten M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 070403
- [16] Matthias D, Carsten M 2017 *Phys. Rev. A* **95** 042124
- [17] Wen M, Tamburini M, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 214801
- [18] Wu Y T, Ji L L, Geng X S, Yu Q, Wang N W, Feng B, Guo Z, Wang W Q, Qin C Y, Yan X, Zhang L G, Thomas J, Hütten A, Pukhov A, Büscher M, Shen B F, Li R X 2019 *Phys. Rev. E* **100** 043202
- [19] Mane S R 1987 *Phys. Rev. A* **36** 105
- [20] Derbenev Y S, Kondratenko A M 1973 *Sov. Phys. JETP* **37** 1918
- [21] Baier V N, Katkov V M 1967 *Phys. Lett. A* **24** 327
- [22] Sokolov A A, Ternov I M 1968 *Synchrotron Radiation* (Akademie: Berlin)
- [23] Alexander W C 1981 *Nucl. Instrum. Methods* **180** 29
- [24] Baier V N 1972 *Sov. Phys. Usp.* **14** 695
- [25] Sokolov A A, Ternov I M, Mikhailin V V 1976 *Soviet Physics Journal* **19** 403
- [26] Hirose T, Dobashi K, Kurihara Y, Muto T, Omori T, Okugi

- T, Washio M 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **455** 15
- [27] Omori T, Fukuda M, Hirose T, Kurihara Y, Kuroda R, Nomura M, Ohashi A, Okugi T, Sakaue K, Saito T, Urakawa J, Washio M, Yamazaki I 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 114801
- [28] Alexander G, Barley J, Batygin Y, Berridge S C, Bharadwaj V, Bower G, Bugg W, Decker F J, Dollan R, Efremenko Y, Gharibyan V, Hast C, Iverson R, Kolanoski H, Kovermann J, Laihem K, Lohse T, McDonald K T, Mikhailichenko A A, Moortgat-Pick G A, Pahl P, Pitthan R, Pöschl R, Reinherz-Aronis E, Riemann S, Schällick A, Schtiller K P, Schweizer T, Scott D, Sheppard J C, Stahl A, Szalata Z M, Walz D, Weidemann A W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 210801
- [29] Variola A 2014 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **740** 21
- [30] Bragin S, Meuren S, Keitel C H, Piazza A D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 250403
- [31] Nakamiya Y, Homma K 2017 *Phys. Rev. D* **96** 053002
- [32] Céline B, Céline D, Olivier M, Vincent A C 2017 *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2017.05** 043
- [33] Speth J, van der Woude A 1981 *Rep. Prog. Phys.* **44** 719
- [34] Akbar Z, Roy P, Park S, et al. 2017 *Phys. Rev. C* **96** 065209
- [35] Bocquet J P, Ajaka J, Anghinolfi M, et al. 1997 *Nucl. Phys. A* **622** c124
- [36] Ritus V I 1985 *J. Sov. Laser Res.* **6** 497
- [37] Khokonov M K, Bekulova I Z 2010 *Tech. Phys.* **55** 728
- [38] Baier V N, Katkov V M, Fadin V S 1973 *Radiation from Relativistic Electrons* (Moscow: Atomizdat)
- [39] Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M 1998 *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals* (Singapore: World Scientific) p376
- [40] Uggerho J, Ulrik I 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 1131
- [41] Timm U 1969 *Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals* (Hamburg: West Germany) pp766–769
- [42] Donna S, Gerard M 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [43] Yo O, Jin W, Cheonha J, Junghoon S, Seong K L, Hwang W L, Il W C, Hyung T K, Jae H S, Chang H N 2019 *Opt. Express* **27** 20412
- [44] Colin D, Constantin H, Jake B, Thomas B, Jean-Christophe F C, Enam A C, Almantas G 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** c54
- [45] John D J 2001 *Classical Electrodynamics* (3rd Ed.) (Beijing: Higher Education Press) p694
- [46] Berestetskii V B, Lifshits E M, Pitaevskii L P 2011 *Quantum Electrodynamics* (2nd Ed.) (Beijing: World Publishing Corporation)
- [47] Piazza A D, Müller C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177
- [48] Bocaa M, Florescu V 2010 *Eur. Phys. J. D* **61** pp449-462
- [49] Seipt D, Kampfer B 2010 *Phys. Rev. A* **83** 022101
- [50] Blackburn T G, Ilderton A, Murphy C D, Marklund M 2017 *Phys. Rev. A* **96** 022128
- [51] Ivanov D Y, Kotkin G L, Serbo V G 2005 *Eur. Phys. J. C* **40** 27
- [52] Seipt D, King B 2020 *Phys. Rev. A* **102** 052805
- [53] Kirsebom K, Mikkelsen U, Uggerhøj E, Elsener K, Ballestrero S, Sona P, Vilakazi Z Z 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 054801
- [54] Bula C, McDonald K T, Prebys E J, Bamber C, Boege S, Kotseroglou T, Melissinos A C, Meyerhofer D D, Ragg W, Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, Odian A C, Spencer J E, Walz D, Berridge S C, Bugg W M, Shmakov K, Weidemann A W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116
- [55] Bamber C, Boege S J, Koffas T, Kotseroglou T, Melissinos A C, Meyerhofer D D, Reis D A, Ragg W, Bula C, McDonald K T, Prebys E J, Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, Spencer J E, Walz D, Berridge S C, Bugg W M, Shmakov K, Weidemann A W 1999 *Phys. Rev. D* **60** 092004
- [56] Panek P, Kaminski J Z 2002 *Phys. Rev. A* **65** 022712
- [57] Krajewska K, Kaminski J Z 2013 *Laser Part. Beams* **31** 503
- [58] Ehlötzky F, Krajewska K, Kamiński J Z 2009 *Rep. Prog. Phys.* **72** 046401
- [59] Kotkin G L, Serbo V G, Telnov V I 2003 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **6** 011001
- [60] Dmitry V K 2011 *Phys. Rev. A* **84** 062116
- [61] Poder K, Tamburini M, Sarri G, Piazza A D, Kuschel S, Baird C D, Behm K, Bohlen S, Cole J M, Corvan D J, Duff M, Gerstmayr E, Keitel C H, Krushelnick K, Mangles S P D, McKenna P, Murphy C D, Najmudin Z, Ridgers C P, Samarin G M, Symes D R, Thomas A G R, Warwick J, Zepf M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031004
- [62] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 011020
- [63] Guo R T, Wang Y, Shaisultanov R, Wan F, Xu Z F, Chen Y Y, Li J X 2020 *Phys. Rev. Research* **2** 033483
- [64] Del Sorbo D, Seipt D, Blackburn T G, Thomas A G R, Murphy C D, Kirk J G, Ridgers C P 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043407
- [65] Sorbo D D, Seipt D, Thomas A G R, Ridgers C P 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 064003
- [66] Seipt D, Sorbo D D, Ridgers C P, Thomas A G R 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023417
- [67] Piazza A D, Tamburini M, Meuren S, Keitel C H 2018 *Phys. Rev. A* **98** 012134
- [68] Piazza A D, Tamburini M, Meuren S, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. A* **99** 022125
- [69] Ilderton A, King B, Seipt D 2019 *Phys. Rev. A* **99** 042121
- [70] Khokonov M K, Nitta H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 094801
- [71] Li Y F, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, Wan F, Keitel C H, Li J X 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 154801
- [72] Li J X, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 044801
- [73] Mølmer K, Castin Y 1996 *J. Eur. Opt. Soc. Part B* **8** 49
- [74] Plenio M B, Knight P L 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 101
- [75] Geng X S, Ji L L, Shen B F, Feng B, Guo Z, Han Q Q, Qin C Y, Wang W Q, Wu Y T, Yan X, Yu Q, Zhang L G, Xu Z Z 2020 *New J. Phys.* **22** 013007
- [76] Seipt D, Sorbo D D, Ridgers C P, Thomas A G R 2019 *Phys. Rev. A* **100** 061402
- [77] Song H H, Wang W M, Li J X, Li Y F, Li Y T 2019 *Phys. Rev. A* **100** 033407
- [78] Wu Y T, Ji L L, Geng X S, Yu Q, Wang N W, Feng B, Guo Z, Wang W Q, Qin C Y, Yan X, Zhang L G, Thomas J, Hützen A, Büscher M, Rakitzis T P, Pukhov A, Shen B F, Li R X 2019 *New J. Phys.* **21** 073052
- [79] Steinke S, van Tilborg J, Benedetti C, Geddes C G R, Schroeder C B, Daniels J, Swanson K K, Gonsalves A J, Nakamura K, Matlis N H, Shaw B H, Esarey E, Leemans W P 2016 *Nature* **530** 190
- [80] Kim H T, Pae K H, Cha H J, Kim I J, Yu T J, Sung J H, Lee S K, Jeong T M, Lee J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002
- [81] Dimitris S, Luis R L, Lykourgos B, Andrew J A, Rakitzis T P 2008 *J. Chem. Phys.* **129** 144302
- [82] Dimitris S, Pavle G, Greta K, Jiang H Y, Lykourgos B, Samartzis P C, Alexander A, Rakitzis T P 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 233401
- [83] Dimitris S, Chrysovalantis S K, Gregoris K B, Rakitzis T P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 083001
- [84] Rakitzis T P, Samartzis P C, Toomes R L, Kitsopoulos T N,

- Brown A, Balint-Kurti G G, Vasyutinskii O S and Beswick J A 2003 *Science* **300** 1936
- [85] Rakitzis T P 2004 *Eur. J. Chem. Phys. Phys. Chem.* **5** 1489
- [86] Jin L L, Wen M, Zhang X M, Hützen A, Johannes T, Büscher M, Shen B F 2020 *Phys. Rev. E* **102** 011201
- [87] Hützen A, Thomas J, Böker J, Engels R, Gebel R, Lehrach A, Pukhov A, Rakitzis T P, Sofikitis D and Büscher M 2019 *High Power Laser Sci.* **7** E16
- [88] Burke D L, Field R C, G Horton S G, Spencer, Spencer J E, Walz D, Berridge S C, Bugg W M, Shmakov K, Weidemann A W, Bula C, McDonald K T, Prebys E J, Bamber C, Boege S J, Koffas T, Kotseroglou T, Melissinos A C, Meyerhofer D D, Reis D A, Ragg W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626
- [89] Hu H Y, Carsten M, Christoph H K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 080401
- [90] Sarri G, Schumaker W, Piazza A D, Vargas M, Dromey B, Dieckmann M E, Chvykov V, Maksimchuk A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 255002
- [91] Titov A I, Takabe H, Kampfer B, Hosaka A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 240406
- [92] Obulkasim O, Li Z L, Xie B S, Reinhard A 2019 *Phys. Rev. D* **99** 036003
- [93] Tobias N W 2020 *Phys. Rev. D* **101** 076017
- [94] Wan F, Shaisultanov R, Li Y F, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H, Li J X 2020 *Phys. Lett. B* **800** 135120
- [95] Chen Y Y, He P L, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 174801
- [96] Wan F, Wang Y, Guo R T, Chen Y Y, Shaisultanov R, Xu Z F, Keitel C H, Hatsagortsyan K Z, Li J X 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 032049
- [97] Jansen M J A, Kamiński J Z, Krajewska K, Müller C 2016 *Phys. Rev. D* **94** 013010
- [98] Li Y F, Chen Y Y, Wang W M, Hu H S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 044802
- [99] Clarke J A, Malyshev O B, Scott D J, Bailey I R, Dainton J B, Hock K M, Jenner L J, Malysheva L I, Zang L, Baynham E, Bradshaw T W, Brummitt A J, Carr F S, Lintern A J, Rochford J, Bharadwaj V, Sheppard J, Bungau A, Collomb N A, Dollan R, Gai W 2011 *EPAC'08, 11th European Particle Accelerator Conference* Genoa, Italy, June 23–27, 2008 p1915
- [100] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [101] Chen P, Dawson J M, Huff R W, Katsouleas T 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 693
- [102] Nakajima K, Fisher D, Kawakubo T, Nakanishi H, Ogata A, Kato Y, Kitagawa Y, Kodama R, Mima K, Shiraga H, Suzuki K, Yamakawa K, Zhang T, Sakawa Y, Shoji T, Nishida Y, Yugami N, Downer M, Tajima T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428
- [103] Vieira J, Mendonça J T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 215001
- [104] Neeraj J, Antonsen J T M, Palastro J P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 195001
- [105] Diederichs S, Mehrling T J, Benedetti C, Schroeder C B, Knetsch A, Esarey E, Osterhoff J 2019 *Phys. Rev. Accel. Beams* **22** 081301
- [106] Yi L Q, Shen B F, Ji L L, Lotov K, Sosedkin A, Zhang X M, Wang W P, Xu J C, Shi Y, Zhang L G, Xu Z Z 2014 *Sci. Rep.* **4** 1
- [107] Xu Z L, Yi L Q, Shen B F, Xu J C, Ji L L, Xu T J, Zhang L G, Li S, Xu Z Z 2020 *Commun. Phys.* **3** 1
- [108] Liu W Y, Xue K, Wan F, Chen M, Li J X, Liu F, Weng S M, Sheng Z M, Zhang J 2020 arXiv: 2011.00156 v1 [physics.plasm-ph]
- [109] Giulietti A, Bourgeois N, Ceccotti T, Davoine X, Dobosz S, D'Oliveira P, Galimberti M, Galy J, Gamucci A, Giulietti D, Gizzi L A, Hamilton D J, Lefebvre E, Labate L, Marques J R, Monot P, Popescu H, Reau F, Sarri G, Tomassini P, Martin P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 105002
- [110] Schumaker W, Sarri G, Vargas M, Zhao Z, Behm K, Chvykov V, Dromey B, Hou B, Maksimchuk A, Nees J, Yanovsky V, Zepf M, Thomas A G R, Krushelnick K 2014 *Phys. Plasmas* **21** 056704
- [111] Félicie A, Thomas A G R 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 103001
- [112] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, Cole J M, Piazza A D, Ahmed H, Harvey C, Keitel C H, Krushelnick K, Mangles S P D, Najmudin Z, Symes D, Thomas A G R, Yeung M, Zhao Z, Zepf M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 224801
- [113] Yan W C, Fruhling C, Golovin G, Haden D, Luo J, Zhang P, Zhao B Z, Zhang J, Liu C, Chen M, Chen S Y, Banerjee S, Umstadter D 2017 *Nat. Photonics* **11** 514
- [114] Ivanov D Y, Kotkin G L, Serbo V G 2004 *Eur. Phys. J. C* **36** 127
- [115] Wistisen T N, Piazza A D 2019 *Phys. Rev. D* **100** 116001
- [116] King B, Tang S 2020 *Phys. Rev. A* **102** 022809
- [117] Tang S, King B, Hu H 2020 *Phys. Lett. B* **809** 135701
- [118] Li Y F, Shaisultanov R, Chen Y Y, Wan F, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H, Li J X 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 014801
- [119] Xue K, Dou Z K, Wan F, Yu T P, Wang W M, Ren J R, Zhao W, Zhao Y T, Xu Z F, Li J X 2020 *Matter Radiat. Extremes* **5** 054402

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Review on laser-driven high-energy polarized electron and positron beams and γ -rays^{*}

Sun Ting Wang Yu Guo Ren-Tong Lu Zhi-Wei Li Jian-Xing[†]

(*MOE Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter,*

School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 4 January 2021; revised manuscript received 21 January 2021)

Abstract

High-energy spin-polarized electron and positron beams and γ -rays have plenty of significant applications in high-energy, laboratory astro- and nuclear physics, and the efficient generation of such polarized beams attracts a broad research interest. Recently, with the rapid development of ultrashort ultraintense laser pulse technology, the modern laser pulses can achieve a peak intensity in a range of 10^{22} — 10^{23} W/cm² with a pulse duration of tens of femtoseconds. The interaction mechanisms between such a laser pulse and matter have been spanned from linear regime to nonlinear regime due to multiphoton absorption, such as nonlinear Compton scattering and Breit-Wheeler pair production. Employing spin-dependent nonlinear Compton scattering and multiphoton Breit-Wheeler scattering in laser-matter interaction paves a new way for generating the high-polarized high-density high-energy electron and positron beams and γ -rays with tens of femtoseconds in pulse duration. This article briefly reviews the research progress of polarized electron and positron beams and γ -rays generated by laser-matter interaction, and also introduces the principles and main conclusions.

Keywords: quantum electrodynamics, relativistic laser pulse, polarized electron and positron beams, polarized γ -rays

PACS: 79.20.Ds, 29.27.Hj, 71.15.Rf, 31.30.J–

DOI: 10.7498/aps.70.20210009

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12022506, 11874295).

[†] Corresponding author. E-mail: jianxing@xjtu.edu.cn

极强激光场驱动超亮伽马辐射和正负电子对产生的研究进展

朱兴龙 王伟民 余同普 何峰 陈民 翁苏明 陈黎明 李玉同 盛政明 张杰

Research progress of ultrabright γ -ray radiation and electron-positron pair production driven by extremely intense laser fields

Zhu Xing-Long Wang Wei-Min Yu Tong-Pu He Feng Chen Min Weng Su-Ming Chen Li-Ming Li Yu-Tong Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 085202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202224

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202224>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光子对撞机产生正负电子对的数值方法

Numerical method of electron-positron pairs generation in photon-photon collider

物理学报. 2020, 69(1): 019501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190729>

双势阱产生正负电子对过程中的正电子波干涉与克莱因隧穿现象

Positron wave interference and Klein tunnel during the production of pairs in the double-well potential

物理学报. 2017, 66(7): 070301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.070301>

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser-plasma interactions

物理学报. 2019, 68(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>

氦原子2 3S-2 3P精密光谱研究

Precision spectroscopy on the 2 3S-2 3P transition of atomic helium

物理学报. 2018, 67(16): 164203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180914>

基于前冲康普顿电子高能伽马能谱测量系统设计

Optimization design of a Gamma-to-electron spectrometer for high energy gammas induced by fusion

物理学报. 2017, 66(1): 010703 <https://doi.org/10.7498/aps.66.010703>

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高强流电子束产额模拟研究

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target

物理学报. 2019, 68(9): 094101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182291>

专题: 超短超强激光等离子体物理

极强激光场驱动超亮伽马辐射和正负电子对产生的研究进展*

朱兴龙¹⁾³⁾⁶⁾ 王伟民^{2)3)5)†} 余同普⁴⁾ 何峰¹⁾³⁾ 陈民¹⁾³⁾ 翁苏明¹⁾³⁾
陈黎明¹⁾³⁾ 李玉同⁵⁾³⁾ 盛政明^{1)3)6)‡} 张杰¹⁾³⁾⁵⁾

1) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (中国人民大学物理系, 北京 100872)

3) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

4) (国防科技大学物理系, 长沙 410073)

5) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

6) (上海交通大学, 李政道研究所, 上海 200240)

(2020 年 12 月 29 日收到; 2021 年 1 月 31 日收到修改稿)

高功率超短超强激光脉冲的诞生开启了相对论非线性光学、高强场物理、新型激光聚变、实验室天体物理等前沿领域. 近年来, 随着数拍瓦级乃至更高峰值功率激光装置的建成, 超强激光与等离子体相互作用进入到一个全新的高强场范畴. 这种极强激光场与等离子体相互作用蕴含着丰富的物理过程, 除了经典的波与粒子作用、相对论效应、有质动力效应等非线性物理过程外, 量子电动力学 (QED) 效应变得格外重要, 例如辐射阻尼效应、正负电子对产生、强伽马射线辐射、QED 级联、真空极化等. 本文主要介绍我们近年来在极端强激光场与等离子体相互作用中激发的 QED 效应以及伴随的超亮强伽马射线辐射和稠密正负电子对产生等方面的研究进展.

关键词: 高强场激光等离子体相互作用, 超亮高能伽马辐射, 正负电子对产生, 量子电动力学

PACS: 52.38.-r, 52.38.Ph, 41.75.Jv, 71.15.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20202224

1 引言

激光器是 20 世纪以来继原子能、半导体、计算机之后, 人类科技史上的又一重要发明. 因具有方向性、单色性、相干性、强光场、高亮度等特点, 被称为地球上“最亮的光”、“最准的尺”和“最快的刀”. 自 20 世纪 60 年代第一台激光器诞生以来^[1],

它极大地推动了科技进步并彻底改变了人类的生活, 现已成为科学研究、医学治疗、工业生产、国防等领域中不可或缺的重要工具. 在商用激光器获得广泛应用的同时, 强场激光装置正在成为拓展人类认识边界的国之重器. 超短超强激光技术的出现, 使得人们能够以前所未有的超高时间分辨率追踪微观世界中的超快过程, 或者在前所未有的高强度电磁场环境下研究宇宙中的极端物理现象^[2,3]. 在

* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0404802, 2018YFA0404801)、国家自然科学基金 (批准号: 11775144, 11991074, 11975154, 11925405, 11775302, 11875319)、中国科学院先导科技专项 (批准号: XDA25050100, XDA25050300) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 20XNLG01) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weiminwang1@ruc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn

过去的几十年里, 超强超快激光技术打开了许多新的学科前沿^[4,5], 例如激光等离子体物理与核聚变、强场物理、超快和阿秒科学、新型粒子加速器技术等领域。

早在十多年前, 人们已经可以获得数十太瓦级的高功率商用激光器, 产生强度超过 10^{18} W/cm² 的超强飞秒激光脉冲, 使得光与物质相互作用进入到相对论非线性区域. 如此强的光场可以瞬间将物质电离并形成高温高密度等离子体. 等离子体中的电子被强激光场剧烈加速, 速度接近光速, 导致相对论效应变得非常显著. 强激光和等离子体相互作用伴随着高能粒子加速、高次谐波产生、超亮 X/ γ 射线辐射等物理现象^[6-8]. 随着国际上大量的数拍瓦与十拍瓦级激光装置的建造, 以及一些百拍瓦级激光装置的筹建, 未来有望在实验室中实现光强达到甚至超过 10^{23} W/cm² 的超高强度激光脉冲, 如图 1 所示. 我国的超强超短激光装置在过去的几十年内飞速发展, 取得了举世瞩目的成就. 例如, 上海超强激光装置在国际上率先实现了十拍瓦峰值功率的输出, 创造了世界纪录, 被国际著名《科学》杂志誉为强激光发展史上的五个里程碑工作之一. 数十拍瓦激光装置正在把光与物质作用推向极强场范畴, 由此将会激发许多新的物理效应, 诸如强辐射阻尼效应、多光子非线性 Compton 散射、超亮伽马辐射和正负电子对产生等非线性量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 效应^[9,10]. 本文简要回顾国内外在超强激光等离子体相互作用下产生超亮伽马辐射和稠密正负电子对方面取得的研究进展, 并对未来发展面临

的主要挑战进行简单叙述, 以期让读者对该领域有一整体的了解.

2 超亮伽马辐射源的产生、应用和主要挑战

高能辐射源已成为当今基础科学、医学、工业和国防等领域中必不可少的工具, 具有广泛的研究与应用价值. 德国物理学家伦琴因发现 X 射线^[11]而成为首位诺贝尔物理学奖得主. 这一伟大的发现开创了 X 射线成像学, 为医学诊断铺平了道路, 也揭开了 20 世纪物理学革命的序幕, 并为许多重大的科学发现提供了探测工具. 然而, 随着诸多前沿科学领域日益增长的发展需求, 还亟需产生更高光子能量、更高峰值亮度、更短脉冲宽度和更小尺寸的超亮高能辐射源^[12-14]. 例如, 在研究物质结构动力学和化学反应中, 需要的时间尺度一般为飞秒量级, 以分辨分子的振动与转动、化学键断裂与形成、电荷转移等超快过程. 对于原子内电子和核子动力学研究, 则需要脉冲宽度短至阿秒甚至仄秒尺度, 以及光子能量高达硬 X 射线乃至伽马射线范畴的超亮超短高能光源. 高能伽马射线源将使得致密物体的辐射成像成为可能, 从而可以呈现低能 X 射线源所无法看到的物体. 另外, 具有微米尺寸和飞秒脉冲宽度的高能辐射源将实现更高分辨率的成像效果.

随着大型同步辐射装置的更新换代^[15]和 X 射线自由电子激光 (X-ray free-electron laser, XFEL) 的建造^[12], 人们已经可以获得 X 射线波段的高

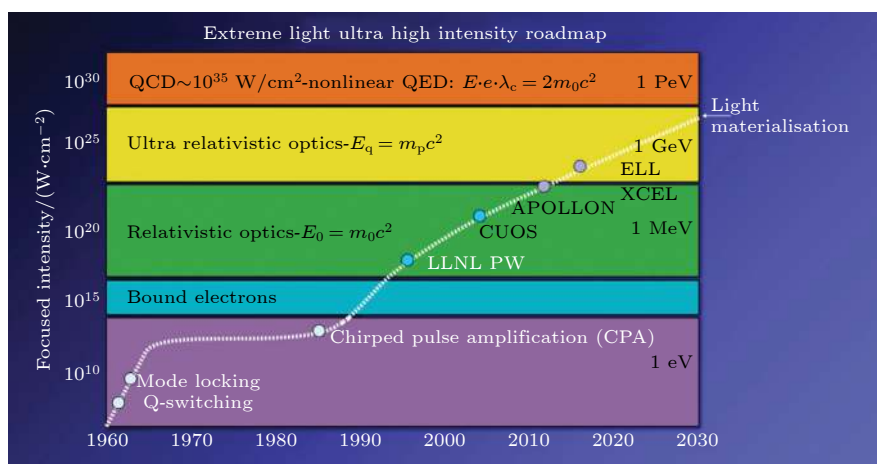


图 1 聚焦激光强度随时间的发展历程及其相应的物理研究范畴^[4]

Fig. 1. Progress of the focused laser intensity over years and the development of laser-driven physics^[4].

亮度辐射光源, 其产生的峰值亮度范围分别为 10^{19} — 10^{24} 和 10^{27} — 10^{32} (单位是 $\text{photons}/(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})$). 并且, 由于同步辐射与 XFEL 光源在能谱、源尺寸、时间脉冲方面具有很好的可调控性, 因此在基础研究、新材料设计和制备、生物、工业领域有着广泛的用途. 但是, 这类大型装置高昂的造价、大尺寸规模、较少的数量等情况限制了它们的用户范围. 此外, X 射线自由电子激光器和同步辐射装置所产生的辐射光子能量通常在 1 MeV 以下, 因此怎样产生更高光子能量的高亮度伽马射线脉冲是亟需解决的问题. 另一方面, 虽然基于超热电子与固体靶相互作用触发的韧致辐射可以产生 MeV 能量段的伽马射线源 [16–18], 但是获得的脉宽长达皮秒量级、尺寸宽达百微米、发散角高达百毫弧度, 从而难以实现高准直性的超亮伽马射线脉冲. 为此, 2018 年德国的 Keitel 研究组 [19] 提出利用数 GeV 能量的高品质稠密电子束与固体靶作用, 通过激发的电磁不稳定性可以产生高能类同步辐射, 比韧致辐射产生的光子数目和能量转换效率高几个数量级, 故有望实现超亮伽马射线源. 然而, 该方案需要的较高质量 (6% 能散、0.8 mrad 发散角) 稠密 (约 10^{20} cm^{-3}) GeV 电子束, 超出了现有的激光等离子体加速器技术所能够达到的水平, 所获得的伽马射线峰值亮度为 $10^{25} \text{ photons}/(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})$. 目前还少有能够产生 10 MeV、甚至 GeV 量级的超亮超短强伽马射线辐射源的有效方法.

2.1 基于激光尾场加速器产生超亮伽马辐射源的研究进展与挑战

近年来, 基于等离子体的激光尾波场加速器研究得到了迅速的发展 [20–22]. 激光尾波场可以产生比传统射频加速器高三个数量级以上的超高加速场, 从而使得加速长度可以缩短到厘米甚至毫米尺度 [23–25]. 这使得台面型高能粒子加速器和超亮高能辐射源成为了可能 [6,8]. 目前, 基于激光尾波场加速器的单级电子加速能量已经可以达到 8 GeV 水平 [26], 在未来有望实现将单级加速提高至 10 GeV 水平以及多级加速达到 1 TeV 量级的宏伟目标 [27]. 基于激光尾波场加速器产生的高能电子, 通过其在尾波场中作剧烈的 Betatron 振荡运动或在外部电磁场中作同步辐射运动 [28–32], 以及与强散射激光场对撞通过 Thomson 或 Compton 散射 [33–36], 可以产生高亮度的 X/ γ 射线脉冲. 所产生的辐射源脉冲宽度可短至数飞秒, 光子能量一般处于 keV—MeV 范围内, 峰值亮度约为 10^{19} — $10^{23} \text{ photons}/(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\%\text{BW})$, 每发次获得的光子总数约为 10^8 量级. 最终, 获得的高能辐射源的能量转换效率约为 10^{-6} 量级. 图 2 给出了基于激光等离子体方法、同步辐射源以及自由电子激光装置所产生的超亮辐射源峰值亮度和光子能量的范围. 表 1 列出了在当前实验条件下基于不同物理机制激光驱动的超亮 X 射线和伽马射线源参数的比较. 近年来, 虽然世界各地科学家付出了很多努力并提出很多方案来增强激光尾波场驱动的 Betatron 辐射,

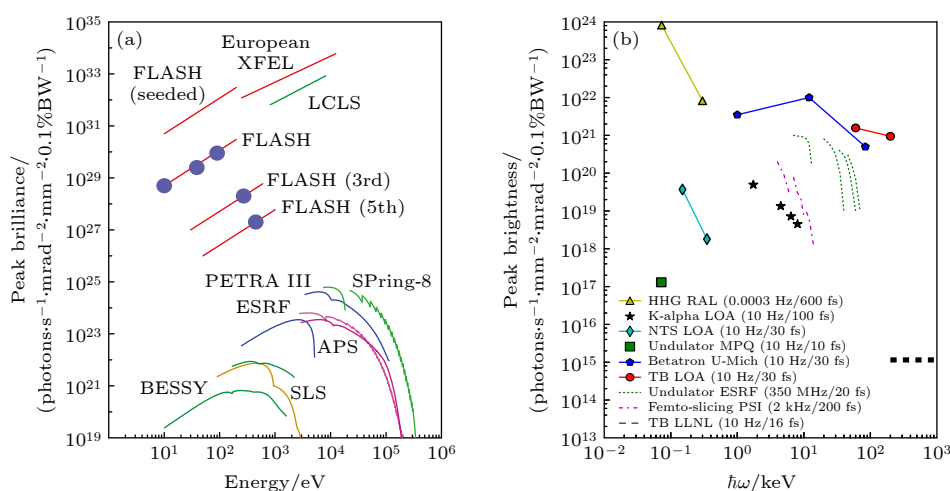


图 2 基于第三代同步辐射源、X 射线自由电子激光 [47] (a) 和激光等离子体方法 [8] (b) 所产生的 X 射线辐射源的峰值亮度范围
Fig. 2. Peak brightness for different types of X-ray radiation sources from the third-generation synchrotron-radiation sources and XFELs [47] (a) and laser-plasma-based radiation sources [8] (b).

例如利用高能粒子束驱动的等离子体尾波场^[37,38],或增加尾波场中电子的横向振荡振幅^[39]等,但是这些方案仍未能解决大幅度提高伽马辐射源的光子能量、能量转换效率和峰值亮度这一重大的科学难题.然而,在许多前沿领域研究中往往需要的是光子能量在 MeV 乃至 GeV 量级以上的超高亮度伽马射线脉冲,例如研究光与光作用的基本物理过程^[40,41]、探索伽马射线暴^[42]、产生与探测基本粒子^[43]、研究核结构或光核物理过程^[44,45]、检验 QED 效应^[46]等.

表 1 当前实验中不同物理机制下激光驱动的 X 射线源和伽马射线源的性能比较

Table 1. Comparison of the performance of laser-driven X-ray and gamma-ray sources under different physical mechanisms in current experiments.

	Betatron ^[48]	Compton ^[35]	Bremsstrahlung ^[49]
能量范围 / MeV	~0.1	0.3—2.0	0.1—30.0
带宽/%	~100	33—60	~100
光子数	10^8 — 10^9	10^7 — 10^8	10^8 — 10^9
峰值亮度 / (photons·s ⁻¹ ·mm ⁻² ·mrad ⁻² ·0.1%BW ⁻¹)	~ 10^{23}	~ 10^{22}	~ 10^{17}
尺寸/μm	~5	~4	~100
脉宽/fs	~10	~10	~ 10^4
发散角/mrad	~5	~4	~40

2.2 基于极强激光场驱动超亮伽马辐射源的研究进展与挑战

另一方面,基于正在建设的数十拍瓦高功率极强激光装置,研究人员从理论和数值模拟方面做出了大量的研究,提出了多种产生超亮伽马辐射源的方案.例如,超强激光与临界密度等离子体靶相互作用^[50–52]、极强激光场激发的辐射阻尼效应^[53,54]、超强激光与固体靶相互作用^[55,56]、强场激光与高能电子对撞^[57,58]、电磁级联效应^[59,60]等.然而,这些方案存在着无法避免的物理局限性.比如极强激光场与电子直接作用时会导致非常大的发散角,难以产生峰值亮度可达自由电子激光水平的伽马射线脉冲.获得的高能辐射源在光子能量、辐射功率和峰值亮度等方面的可调性也是有限的.此外,这些方案一般需要光场强度达到 10^{23} W/cm² 以上,以产生 GeV 量级的伽马光子辐射.这比目前实验中观测到的最高激光强度 (5.5×10^{22} W/cm²) 高了约 1 个数量级^[61].当激光强度降低至目前实验室

中可用的光强 (约 10^{21} W/cm²) 范围时,上述方案将变得无效或难以产生超亮高能辐射源.这给实验探索和方案验证带来了极大的挑战,限制了这些方案的实用性.迄今为止,尚未有合适的方法来实现峰值亮度可达 X 射线自由电子激光水平的极高亮度伽马射线辐射源.

3 我国在超亮伽马辐射源方面的最新研究进展

本节主要介绍基于极强场激光驱动非线性 QED 辐射效应产生超亮伽马射线源方面的研究进展.随着新一代十拍瓦级超强激光装置的到来,例如欧盟极端光学基础设施、上海超强超短激光装置、英国 Vulcan 激光装置、法国 Apollon 激光装置等,基于极强激光场驱动等离子体的研究引起了世界各地研究人员的广泛兴趣.欧洲学者在这方面的研究起步较早,走在了世界前列,尤其是在实验研究方面.例如,2018 年英国帝国理工学院和贝尔法斯特女王大学领导的联合实验,利用激光尾波场加速的高能电子束与超强激光场对撞在实验室中观察到了强电磁场中的辐射阻尼效应^[62,63].不过,值得一提的是,我国学者在强场 QED 等离子体物理研究方面紧跟国际前沿,近年来在理论和数值模拟方面取得了很多重要的成果.国内已有多家单位在开展 QED 等离子体物理方面的研究,例如上海交通大学^[64–66]、国防科技大学^[67–69]、北京大学^[70,71]、中国科学院上海光学精密机械研究所^[52,54]、上海师范大学^[10]、中国科学院物理研究所^[72]、中国工程物理研究院^[73]、西安交通大学^[74,75]、南华大学^[76,77]、北京师范大学^[78]、深圳技术大学^[56,79]等.为了能够产生峰值亮度接近 X 射线自由电子激光器、高准直性的高能伽马光子束,最近中国人民大学王伟民等^[80]和上海交通大学朱兴龙等^[66]分别提出了两种新的方案.此外,本文还将介绍一些关于产生超亮阿秒伽马射线脉冲方面的研究进展.下面将逐一介绍这些方案的物理过程和研究结果.

3.1 超强拍瓦激光驱动丝靶产生超亮伽马射线源的物理方案

由上文介绍可知,高能伽马射线源在广泛的科学领域中具有重要的作用,但想要获得能量在 1 MeV 以上的超亮伽马射线脉冲仍是一项巨大的

挑战. 为了解决这一难题, 进一步将辐射光子的能量提高到 GeV 量级, 王伟民等^[80]提出了一种利用拍瓦强激光脉冲与细丝靶作用的新方案, 如图 3 所示.

利用强激光与横向尺度在激光波长量级的固体细丝靶作用, 发现当采用拍瓦量级功率的驱动激光时, 可以产生显著的 QED 效应. 当强激光场与细丝靶作用时, 一方面在细丝靶表面将靶电子加速至 GeV 量级, 另一方面在靶表面激发出很强的准静态横向电磁场, 后者在丝靶表面驱动高能电子作强烈的横向振荡, 从而激发超强类同步辐射, 并产生大量的高能伽马光子. 值得一提的是, 高密度固体细丝靶 (或微通道等离子体靶^[81]) 可以引导激光脉冲沿靶表面向前传播并加速电子向前运动, 产生大电量的准直 GeV 电子束, 获得的电子束总电量可达 10 nC 量级. 相比较而言, 基于气体靶尾场加速器的电子束电量一般仅有 100 pC 量级. 与此同时, 强激光场与固体细丝靶作用所激发的准静态横向电磁场可达 10^{14} V/m 量级. 在能量为 GeV 量级的电子静止坐标系下, 激发的振荡场将接近于 Schwinger 临界场强 $E_{\text{sh}} = 1.32 \times 10^{18}$ V/m (此场强意味着可以在真空中直接激发产生正负电子对^[82]). 由此引起的高能同步辐射将进入到 QED 范畴, 从而能够高效地产生高能量的强伽马射线

脉冲, 并且靶表面形成的静电场和静磁场可以使得产生的高能电子和伽马光子具有很好的准直性. 王伟民等^[80]利用他们自主开发的三维粒子模拟程序 KLAPS 进行模拟研究, 结果表明, 可以产生峰值亮度仅次于 X 射线自由电子激光装置水平的伽马射线脉冲, 且获得的光子能量可达几十 MeV 到几百 MeV, 比 XFEL 的光子能量高 3 个数量级. 最终, 从激光脉冲到伽马射线源的能量转换效率可达 10% 左右. 与先前强激光与固体靶作用产生高能伽马射线的方案相比, 此方案不仅大大降低了对驱动激光功率的要求, 而且大幅提高伽马光束的准直性、大幅降低伽马光束的横向尺寸, 因此使得伽马射线源的峰值亮度得到了极大的提高, 可以达到 10^{27} photons/(s·mm²·mrad²·0.1%BW).

3.2 利用激光等离子体加速器产生极高亮度 GeV 伽马辐射源的物理方案

接下来介绍基于激光等离子体加速器产生的超亮 GeV 伽马射线辐射源的最新研究进展. 众所周知, 电子失相长度是制约激光尾波场加速器的关键因素之一, 它与背景等离子体密度成反比 ($L_d \propto 1/n_e$). 因此, 激光尾波场加速机制通常采用相对低密度等离子体来加速俘获电子至更高的能量^[6]. 但是, 高密度等离子体更有利于俘获电子在

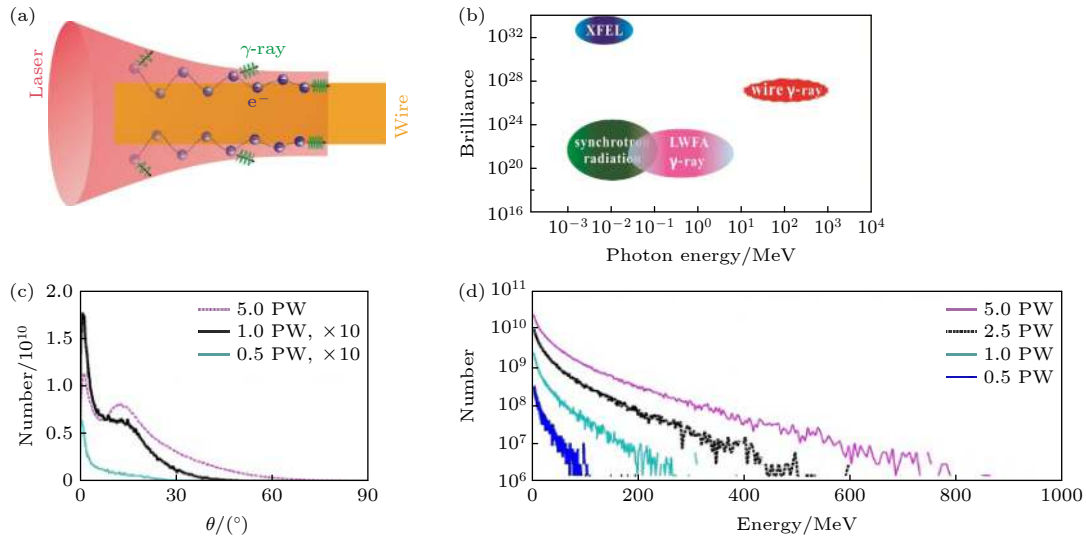


图 3 (a) 丝靶方案的示意图; (b) X 射线自由电子激光装置、同步辐射装置、基于激光尾场加速器的 Betatron 或 Compton 散射光源以及该细丝靶方案产生的伽马射线源光子能量和峰值亮度的范围; (c), (d) 在不同驱动激光功率条件下所产生的伽马射线源的角分布和能谱分布, 图示中“ $\times 10$ ”表示光子数放大 10 倍^[80]

Fig. 3. (a) Schematic diagram of the wire scheme; (b) chart of photon energy and brilliance of gamma-rays generated from our wire scheme, XFEL, synchrotron radiation facilities, and betatron radiation and Compton scattering based on LWFA; the angular distributions (c) and energy spectra (d) of the generated gamma-rays under different laser powers, where “ $\times 10$ ” in the legend indicates the photon number multiplied by a factor of 10^[80].

尾波场中作强烈的横向振荡运动,从而可以产生光子能量和峰值亮度更高的 Betatron 辐射[8]. 这一内在的物理矛盾限制了基于激光尾波场加速器的 Betatron 辐射源的发展,导致所产生的光子能量一般限制在百 keV 能量范围内,光子数目约为 10^8 量级,峰值亮度只能达到与第三代同步辐射源装置相媲美的水平.

为了突破这一困境,近期上海交通大学朱兴龙等[66]提出了一种基于两级激光等离子体加速器的新物理方案,通过利用适度低密度等离子体加速产生大电量高能稠密电子束、并结合相对高密度等离子体来辐射超强伽马射线脉冲,如图4所示. 在该方案中,首先将一束聚焦光强约为 10^{21} W/cm² 的拍瓦激光脉冲入射到密度约为 10^{20} cm⁻³ 的等离子体中,由此激发产生一个高度非线性的等离子体尾波场. 为了能够有效地引导激光脉冲在等离子体中远距离地传输,这里采用了一个横向密度分布为抛物线型的等离子体通道靶. 在第一级中,大量的背景等离子体电子被俘获到拍瓦激光驱动的高强度非线性尾波场中并被加速,从而产生密度高达临界

角的 GeV 电子束. 通过这一级高效的等离子体尾波场加速,从激光脉冲转换为 GeV 电子束的能量转换效率可以达到 40% 左右. 处于能谱中准单能峰范围的电子能量转换效率约为 22%,与文献[83]中理论预测结果(约 20%)是一致的. 随后,聚焦的强激光场驱动加速电子束共同进入一个密度更高的第二级等离子体中. 在此过程中,等离子体空泡尺寸发生剧烈的收缩,从而进一步压缩俘获电子束并增强其束密度. 另一方面,在高密度等离子体中,由于尾波相速度的减小引起额外的电子注入,使得俘获电子束电量进一步增加至 40 nC. 最终,获得的 GeV 电子束能量转换效率可提高至 50% 以上. 由此激发产生更强的准静态自生电磁场,进而触发量子辐射效应,产生光子能量可达 GeV 量级的超亮伽马射线脉冲. 该方案的独特之处在于所获得的电子加速效率和高能光子辐射效率都非常高. 产生的 GeV 电子束总能量可超过 100 J,对应的能量转换效率约为 50%. 产生光子能量在 1 MeV 以上的伽马射线辐射效率高达 10% 以上. 因此,与之前基于百太瓦级激光驱动的单级激光尾波场加速器产生的 Betatron 辐射或 Compton 散射源方案相比,

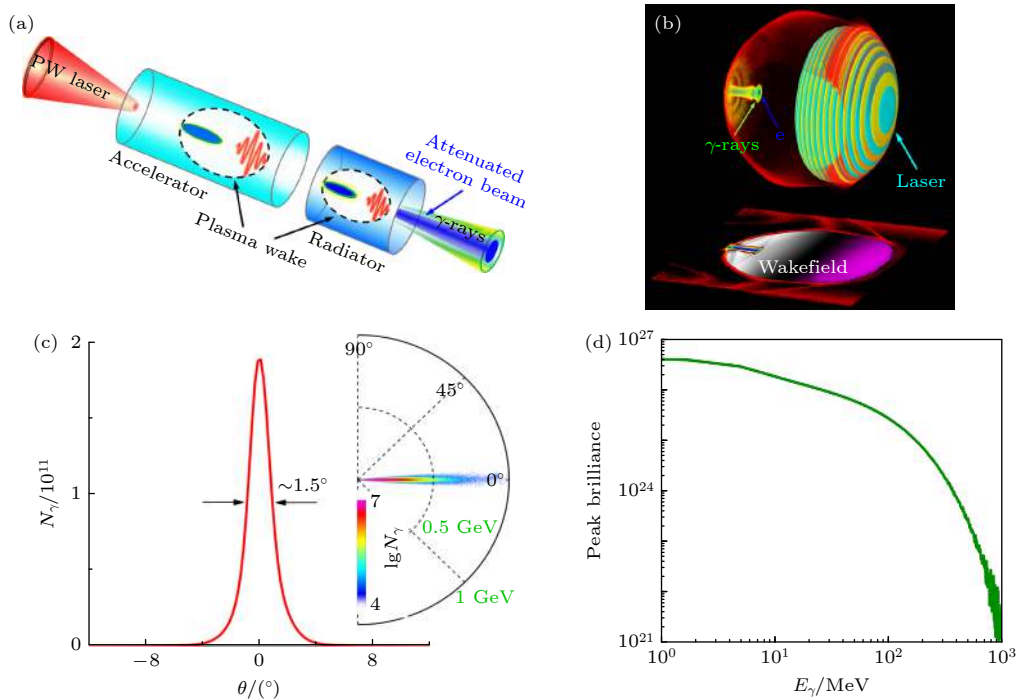


图4 (a) 利用两级激光等离子体加速器产生极高亮度伽马射线源的原理图; (b) 三维数值模拟结果; (c) 伽马射线源的能谱分布和角分布; (d) 伽马射线源峰值亮度(单位: photons/(s·mm²·mrad²·0.1%BW))关于辐射光子能量的分布[66]

Fig. 4. (a) Concept of extremely brilliant γ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator; (b) 3D simulation results of collimated γ -rays radiation in the two-stage LWFA scheme; (c) the angular-spectrum and angular distribution of the emitted gamma-rays; (d) the gamma-ray peak brilliance (photons/(s·mm²·mrad²·0.1%BW)) as a function of the radiated photon energy[66].

利用这种超强拍瓦激光驱动的两级等离子体加速器方案有望能够将伽马辐射源的光子数目、能量转换效率、峰值亮度和辐射功率提高 3—4 个数量级。

3.3 超亮阿秒伽马射线脉冲的研究进展

众所周知, 高次谐波辐射为产生阿秒光脉冲提供了一种有效的途径. 但是, 一般通过高次谐波辐射只能获得极紫外波段的光源, 光子能量限制在 keV 能量范围内. 对于核物理和核光学等研究而言, 还亟需伽马射线波段的高能强辐射源, 例如研究核内动力学、核结构、核共振荧光反应等. 虽然通过非线性 Thomson 或 Compton 散射可以产生光子能量高达数十 MeV 的伽马射线脉冲, 但是所

获得的脉冲宽度至少为数飞秒以上. 因此, 利用现有的方法难以产生脉宽短至阿秒尺度的伽马射线源. 另一方面, 携带角动量的光子束将会提供新的自由度, 为探索光与粒子之间角动量转移过程、操控粒子动力学等研究提供可能. 目前为止, 尚未有合适的方法产生角动量可调的超亮阿秒伽马射线脉冲.

为此, 朱兴龙等^[64]提出利用一束圆偏振拉盖尔高斯激光脉冲与锥-固体复合靶作用来产生角动量可调的阿秒 MeV 伽马射线脉冲的新方案, 如图 5 所示. 该方案为实现激光聚焦、电子加速和超亮伽马射线辐射提供了一种全光学、高效的三合一方法. 当入射的驱动激光脉冲穿过锥靶时, 其横向

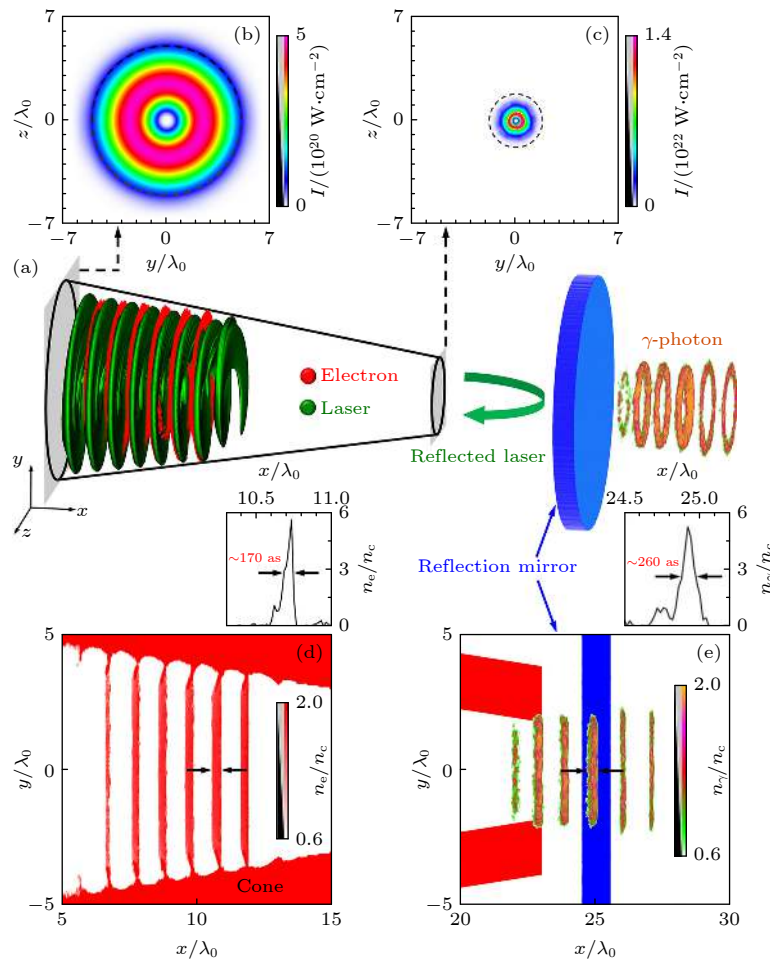


图 5 (a) 圆偏振拉盖尔高斯激光驱动锥-固体薄靶产生超亮阿秒伽马射线脉冲的示意图, 在强激光场作用下, 电子 (红色环) 从锥壁中被周期性地拉出, 并沿着激光传播方向被加速; 随后, 聚焦的强激光场被放置在锥靶外的固体薄靶 (蓝色平板) 反射, 从而与加速的稠密阿秒高能电子束对撞产生数 MeV 光子能量的超亮阿秒伽马射线脉冲 (橙绿色环); (b), (c) 入射激光场和聚焦激光场的强度分布; (d) 时刻 $t = 14T_0$ 处的电子密度分布; (e) 时刻 $t = 30T_0$ 处的伽马光子密度分布^[64]

Fig. 5. (a) Schematic diagram of attosecond γ -ray pulse generation from a circularly-polarized Laguerre-Gaussian laser-driven cone-foil target. Electrons (red rings) are extracted from the cone walls and accelerated by the focusing laser. Then, the focusing laser pulse is reflected by a plasma mirror/foil (blue plate) and collides head-on with the dense energetic attosecond electron bunches, resulting in efficient emission of bright multi-MeV attosecond γ -ray pulses. The spatial distributions of the laser intensity for the incident pulse (b) and in-cone pulse (c). Density distributions of electrons (d) and γ -photons (e)^[64].

分布将被显著地聚焦, 聚焦后的光场强度可提高近一个数量级, 如图 5(b),(c) 所示. 在激光场与锥靶(或微通道靶^[81]) 相互作用过程中, 大量背景电子将从锥壁中被周期性地拉出, 形成一串稠密的阿秒电子束列. 由此产生一串具有环状结构和百阿秒尺度的超短电子束列. 这主要是由圆偏振拉盖尔高斯激光场的特殊结构所造成的, 该光场在径向和方位角方向上具有独特的电场分量, 呈现出空间周期性的环形分布. 这种独特的电场结构导致电子动力学和运动特性与常规的圆偏振高斯激光场与等离子体相互作用情况有着显著的区别. 在这种结构的激光场驱动下, 电子沿着纵向可以被有效地加速, 并逐渐形成间隔约为一个激光波长的环形电子束列. 之后, 加速的高能电子束与被固体靶反射的聚焦强激光场对撞, 从而触发非线性 Compton 散射辐射, 产生一串高亮度的阿秒伽马射线脉冲, 并获得与高能电子束相同的环状结构, 如图 5(e) 所示. 在该相互作用过程中, 由能量和动量守恒可知, 辐射的伽马光子束将从高能电子束中获得相应的能量和角动量. 通过改变驱动激光参数和等离子体靶参数可以对加速电子束角动量和能量以及产生的伽马光子束参数进行调节. 此外, 利用激光条纹技术还有望实现对阿秒电子动力学过程进行实时测量和直接探测^[84].

4 超强激光产生稠密 GeV 正负电子对的研究进展

最后介绍另一个重要的 QED 过程, 即利用极强激光场驱动产生高能正负电子对的研究进展. 正电子是人类发现的第一个反粒子, 自 1933 年被发现以来^[85], 它已被广泛地应用于科学研究、医学、工业等领域^[86–88]. 虽然高能稠密正电子源可能普遍地存在于高能天体物理环境中^[89], 例如脉冲星和黑洞等, 并可能涉及到伽马射线暴的形成^[77], 但在实验室中产生高能稠密正电子源一直以来都是一项巨大的挑战. 近年来, 研究人员为此做出了大量的努力, 研究发现利用高功率强激光脉冲有望为产生高能稠密正负电子对源提供新的途径. 例如, 利用数百焦耳皮秒强激光直接辐照高 Z 固体靶^[90,91] 或超强飞秒激光脉冲驱动尾波场产生的高能电子束与高 Z 固体靶作用^[92–94], 通过 Bethe-Heitler 过程^[95] 可以产生相对论能量的正电子源, 但是所获得的正电子数密度一般不超过 10^{17} cm^{-3} 、

平均能量仅有数十 MeV 水平. 更高能量和数密度的正电子源对探究高能天体物理现象、非线性 QED 过程、正负电子对等离子体物理等前沿领域十分重要.

新一代十拍瓦级激光装置有望使得聚焦光强达到 10^{23} W/cm^2 , 导致光与物质相互作用进入到 QED 主导的机制范畴, 从而触发高能伽马光子辐射和稠密正负电子对产生. 理论和数值模拟研究表明, 当驱动光强达到 10^{23} W/cm^2 以上时, 极端强激光场驱动的非线性多光子 Breit-Wheeler 过程^[96] 将为产生高能稠密正电子源提供一种有效的途径^[97,98]. 但是, 在相对低强度的驱动光场(约 10^{22} W/cm^2) 情况下, 如何能够高效地获得准直的稠密 GeV 正负电子对源, 并具有准中性的束流特性和可控的束结构, 是一项巨大的挑战. 另一方面, 携带角动量的高能粒子束具有额外的自由度特性和独特的能力, 将为基础物理研究、粒子属性探测、涡旋光产生等方面研究提供一种极具潜力的新手段. 在 20 世纪 30 年代, 研究人员就已发现了圆偏振光束具有光力矩的特性^[99], 可以将光子自旋角动量转移给带电粒子^[100,101], 从而可以用来操控粒子的运动特性. 随着激光强度的显著增加, 例如在强激光驱动电子加速^[102,103] 和高能光子辐射^[64,104,105] 等研究中, 这种现象变得高度非线性、并进入到相对论区域.

针对上述难题, 2016 年朱兴龙等^[106] 首次提出一种基于双束拍瓦强激光与充满近临界密度等离子体的锥靶作用来实现激光对撞机的全新物理方案, 理论预测了高达数 GeV 能量的稠密正负电子对束流和强伽马射线脉冲的产生. 为了进一步实现对伽马光束和正电子束流的操控, 2018 年朱兴龙等^[65] 研究并提出利用两束偏振态可调的激光脉冲与临界密度等离子体作用可以有效地产生角动量可调的超亮伽马光子束和稠密 GeV 正负电子对束流. 在该机制中, 等离子体充当着“转换介质”的作用. 首先, 被俘获的高能电子从驱动激光场中获得能量和角动量, 然后通过非线性 Compton 散射产生伽马光子, 辐射的伽马光子将从电子束中获得相应的角动量. 随后, 通过高能光子与超强散射激光场对撞, 触发多光子 Breit-Wheeler 过程来产生高能稠密的正负电子对束流. 与此同时, 产生的正负电子对将从湮灭的伽马光子中获得相应的能量和角动量. 另一方面, 为了实现阿秒尺度的正电子束

流, 2019 年我们在前面工作的基础上提出了一种可以产生脉宽短至 400 as 的超短 GeV 正电子束流的方案^[107]. 该方案采用一束十拍瓦级的线偏振激光脉冲与临界密度等离子体通道靶作用, 在辐射俘获效应和自生强磁场的共同作用下, 聚焦的强激光场驱动等离子体产生阿秒量级的俘获电子束, 并辐射产生阿秒伽马射线脉冲. 随后, 加速的高能电子束和增强的阿秒伽马射线脉冲与另一束相向传播的十拍瓦级激光场进一步作用产生准直的阿秒 GeV 正电子束流. 此外, 通过改变等离子体靶长度和横向空间分布以及激光等参数可以进一步提高正电子束流和强伽马射线辐射.

但是, 想要作为未来正负电子对撞机的候选粒子束源, 还必须解决正电子加速、能散、发射度等关键性的问题. 此外, 正电子的极化也是一个至关重要的属性, 它将提高正负电子对撞机的研究能力^[87]. 为此, 近年来研究人员付出了大量的努力, 例如基于斯坦福直线加速器产生的 20 GeV 正电子束通过其在等离子体中自激发的尾波场^[108]或激光驱动的中空等离子体通道中^[109]可以获得数 GeV 的能量增益; 葡萄牙 Vieira 和 Mendonça^[110]提出利用相对论拉盖尔高斯激光驱动类“甜甜圈”结构的非线性尾场来加速和聚焦外注入的正电子束; 德国 Keitel 研究组^[111]提出利用十拍瓦级超强双色场与高能 GeV 电子束对撞产生极化正电子束; 沈百飞课题组^[112]提出在外加数十特斯拉磁场作用下利用纳库级电子束激发的相干渡越辐射场可以加速获得数百 MeV 的正电子束; 西安交通大学李彦霁等^[75]提出利用极化电子与超强激光场作用产生高度极化的正电子束等. 虽然这些方案都取得了一些重要进展, 但是仍未解决如何实现正电子产生、加速和极化这一整体连贯的物理过程. 值得一提的是最近上海交通大学与西安交通大学联合团队提出利用中空电子束驱动非线性尾波场来俘获、加速和聚焦自产生的极化正电子束^[113], 有望为这一难题提供新的思路. 不过, 目前仍有大量难题亟待解决, 例如如何实现单能正电子加速、提高正电子能量增益、操控正电子极化度和方向等, 以及未来在实验室中如何进行相关的实验研究和应用.

5 总 结

世界各国正在大力兴建新一代十拍瓦级的高

功率激光装置以及积极筹建下一代百拍瓦级的超高功率激光装置^[9], 有望很快将激光强度推向 10^{23} W/cm² 以上. 这将提供前所未有的极高强度光场来研究 QED 效应以及超相对论非线性物理过程等^[2,46], 为发现和验证极端强场下的新物理、以及探索其应用提供了可能. 理论和数值模拟在这方面研究中起到了至关重要的作用, 为理解和认识其中的物理过程提供了详细和直观的物理图像. 随着高功率激光技术和实验条件的不断发展, 有理由相信在不久的将来极强场 QED 等离子体物理相关的实验研究将得以实现.

参考文献

- [1] Maiman T H 1960 *Nature* **187** 493
- [2] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 309
- [3] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [4] Mourou G 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 030501
- [5] Strickland D 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 030502
- [6] Esarey E, Schroeder C, Leemans W 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [7] Teubner U, Gibbon P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 445
- [8] Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, Fitour R, Malka V, Rousse A, Beck A, Lefebvre E 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1
- [9] Danson C N, Haefner C, Bromage J, Butcher T, Chanteloup J C F, Chowdhury E A, Galvanauskas A, Gizzi L A, Hein J, Hillier D I, et al. 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54
- [10] Shen B, Bu Z, Xu J, Xu T, Ji L, Li R, Xu Z 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 044002
- [11] Röntgen W C 1896 *Science* **3** 227
- [12] Pellegrini C, Marinelli A, Reiche S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015006
- [13] Rousse A, Rischel C, Gauthier J C 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 17
- [14] Pfeifer T, Spielmann C, Gerber G 2006 *Rep. Prog. Phys.* **69** 443
- [15] Bilderback D H, Elleaume P, Weckert E 2005 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** S773
- [16] Kmetec J D, Gordon C L, Macklin J J, Lemoff B E, Brown G S, Harris S E 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1527
- [17] Sheng Z M, Sentoku Y, Mima K, Zhang J, Yu W, Meyerter-Vehn J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5340
- [18] Rosmej O N, Gyrdaymov M, Günther M M, Andreev N E, Tavana P, Neumayer P, Zähler S, Zahn N, Popov V S, Borisenko N G, et al. 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 115024
- [19] Benedetti A, Tamburini M, Keitel C H 2018 *Nat. Photonics* **12** 319
- [20] Tajima T, Dawson J 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [21] Malka V, Faure J, Gauduel Y A, Lefebvre E, Rousse A, Phuoc K T 2008 *Nat. Phys.* **4** 447
- [22] Hooker S M 2013 *Nat. Photonics* **7** 775
- [23] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A G R, Collier J L, Dangor A E, Divall E J, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, et al. 2004 *Nature* **431** 535
- [24] Geddes C G, Toth C S, Van Tilborg J, Esarey E, Schroeder

- C B, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W P 2004 *Nature* **431** 538
- [25] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F, Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [26] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [27] Leemans W, Esarey E 2009 *Phys. Today* **62** 44
- [28] Schlenvoigt H P, Haupt K, Debus A, et al. 2008 *Nat. Phys.* **4** 130
- [29] Kneip S, McGuffey C, Martins J L, et al. 2010 *Nat. Phys.* **6** 980
- [30] Cipiccia S, Islam M R, Ersfeld B, et al. 2011 *Nat. Phys.* **7** 867
- [31] Wenz J, Schleede S, Khrennikov K, Bech M, Thibault P, Heigoldt M, Pfeiffer F, Karsch S 2015 *Nat. Commun.* **6** 7568
- [32] Chen L M, Yan W C, Li D Z, et al. 2013 *Sci. Rep.* **3**
- [33] Phuoc K T, Corde S, Thauray C, Malka V, Tafzi A, Goddet J P, Shah R C, Sebban S, Rousse A 2012 *Nat. Photonics* **6** 308
- [34] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 224801
- [35] Yu C, Qi R, Wang W, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 29518
- [36] Yan W, Fruhling C, Golovin G, et al. 2017 *Nat. Photonics* **11** 514
- [37] Holloway J A, Norreys P A, Thomas A G R, Bartolini R, Bingham R, Nydell J, Trines R M G M, Walker R, Wing M 2017 *Sci. Rep.* **7** 3985
- [38] Ferri J, Corde S, Döpp A, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 254802
- [39] Ta Phuoc K, Esarey E, Leurent V, Cormier-Michel E, Geddes C G R, Schroeder C B, Rousse A, Leemans W P 2008 *Phys. Plasmas* **15** 063102
- [40] Marklund M, Shukla P K 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 591
- [41] Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 852
- [42] Piran T 2005 *Rev. Mod. Phys.* **76** 1143
- [43] Badelek B, Blöchliger C, Blümlein J, et al. 2004 *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 5097
- [44] Crystal Ball at M, Collaboration A, Tarbert C M, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 242502
- [45] Gari M, Hebach H 1981 *Phys. Rep.* **72** 1
- [46] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177
- [47] Ackermann W, Asova G, Ayvazyan V, et al. 2007 *Nat. Photonics* **1** 336
- [48] Huang K, Li Y F, Li D Z, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 27633
- [49] Cipiccia S, Wiggins S M, Shanks R P, et al. 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 063302
- [50] Zhu X L, Yin Y, Yu T P, Shao F Q, Ge Z Y, Wang W Q, Liu J J 2015 *New J. Phys.* **17** 053039
- [51] Zhu X L, Yin Y, Yu T P, Liu J J, Zou D B, Ge Z Y, Wang W Q, Shao F Q 2015 *Phys. Plasmas* **22** 093109
- [52] Liu C, Shen B, Zhang X, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023107
- [53] Nakamura T, Koga J K, Esirkepov T Z, Kando M, Korn G, Bulanov S V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 195001
- [54] Ji L L, Pukhov A, Kostyukov I Y, Shen B F, Akli K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 145003
- [55] Stark D J, Toncian T, Arefiev A V 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 185003
- [56] Huang T W, Kim C M, Zhou C T, Ryu C M, Nakajima K, Ruan S C, Nam C H 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 115006
- [57] Blackburn T G, Ridgers C P, Kirk J G, Bell A R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 015001
- [58] Lobet M, Davoine X, d'Humières E, Gremillet L 2017 *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 043401
- [59] Bulanov S S, Schroeder C B, Esarey E, Leemans W P 2013 *Phys. Rev. A* **87** 062110
- [60] Gonoskov A, Bashinov A, Bastrakov S, Efimenko E, Ilderton A, Kim A, Marklund M, Meyerov I, Muraviev A, Sergeev A 2017 *Phys. Rev. X* **7** 041003
- [61] Yoon J W, Jeon C, Shin J, Lee S K, Lee H W, Choi I W, Kim H T, Sung J H, Nam C H 2019 *Opt. Express* **27** 20412
- [62] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 011020
- [63] Poder K, Tamburini M, Sarri G, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031004
- [64] Zhu X L, Chen M, Yu T P, Weng S M, Hu L X, McKenna P, Sheng Z M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 174102
- [65] Zhu X L, Yu T P, Chen M, Weng S M, Sheng Z M 2018 *New J. Phys.* **20** 083013
- [66] Zhu X L, Chen M, Weng S M, Yu T P, Wang W M, He F, Sheng Z M, McKenna P, Jaroszynski D A, Zhang J 2020 *Sci. Adv.* **6** eaaz7240
- [67] Liu J J, Yu T P, Yin Y, Zhu X L, Shao F Q 2016 *Opt. Express* **24** 15978
- [68] Li H Z, Yu T P, Liu J J, Yin Y, Zhu X L, Capdessus R, Pegoraro F, Sheng Z M, McKenna P, Shao F Q 2017 *Sci. Rep.* **7** 17312
- [69] Lu Y, Zhang H, Hu Y T, Zhao J, Hu L X, Zou D B, Xu X R, Wang W Q, Liu K, Yu T P 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 035002
- [70] Chang H X, Qiao B, Xu Z, Xu X R, Zhou C T, Yan X Q, Wu S Z, Borghesi M, Zepf M, He X T 2015 *Phys. Rev. E* **92** 053107
- [71] Gong Z, Hu R, Shou Y, Qiao B, Chen C, Xu F, He X, Yan X 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 308
- [72] Wang W M, Gibbon P, Sheng Z M, Li Y T, Zhang J 2017 *Phys. Rev. E* **96** 013201
- [73] Zhang Z M, Teng J, Zhang B, Deng Z G, He S K, Cui B, Hong W, Zhou W M, Gu Y Q 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 264101
- [74] Li Y F, Shaisultanov R, Chen Y Y, Wan F, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H, Li J X 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 014801
- [75] Li Y F, Chen Y Y, Wang W M, Hu H S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 044802
- [76] Liu W Y, Luo W, Yuan T, Yu J Y, Chen M, Sheng Z M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103130
- [77] Luo W, Liu W Y, Yuan T, Chen M, Yu J Y, Li F Y, Sorbo D, Ridgers C, Sheng Z M 2018 *Sci. Rep.* **8** 8400
- [78] Xie B S, Li Z L, Tang S 2017 *Matter Radiat. Extremes* **2** 225
- [79] Long T Y, Zhou C T, Huang T W, et al. 2019 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 085002
- [80] Wang W M, Sheng Z M, Gibbon P, Chen L M, Li Y T, Zhang J 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **115** 9911
- [81] Snyder J, Ji L L, George K M, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 033110
- [82] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664
- [83] Gordienko S, Pukhov A 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043109
- [84] Zhou C, Bai Y, Song L, et al. 2021 *Nat. Photonics* **15** 216
- [85] Anderson C D 1933 *Phys. Rev.* **43** 491
- [86] Danielson J R, Dubin D H E, Greaves R G, Surko C M 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 247
- [87] Moortgat-Pick G, Abe T, Alexander G, et al. 2008 *Phys. Rep.* **460** 131
- [88] Müller C, Keitel C H 2009 *Nat. Photonics* **3** 245

- [89] Ruffini R, Vereshchagin G, Xue S S 2010 *Phys. Rep.* **487** 1
- [90] Chen H, Fiuza F, Link A, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 215001
- [91] Liang E, Clarke T, Henderson A, et al. 2015 *Sci. Rep.* **5** 13968
- [92] Gahn C, Tsakiris G D, Pretzler G, Witte K, Delfin C, Wahlström C G, Habs D 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2662
- [93] Sarri G, Poder K, Cole J M, Schumaker W, Di Piazza A, Reville B, Dzelzainis T, Doria D, Gizzi L A, Grittani G, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 6747
- [94] Xu T, Shen B, Xu J, Li S, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 033109
- [95] Bethe H, Heitler W 1934 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **146** 83
- [96] Breit G, Wheeler J A 1934 *Phys. Rev.* **46** 1087
- [97] Bell A R, Kirk J G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 200403
- [98] Ridgers C P, Brady C S, Duclous R, Kirk J G, Bennett K, Arber T D, Robinson A P L, Bell A R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 165006
- [99] Beth R A 1936 *Phys. Rev.* **50** 115
- [100] Haines M G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 135005
- [101] Shvets G, Fisch N J, Rax J M 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046403
- [102] Thaury C, Guillaume E, Corde S, Lehe R, Le Bouteiller M, Ta Phuoc K, Davoine X, Rax J M, Rousse A, Malka V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 135002
- [103] Ju L B, Zhou C T, Huang T W, Jiang K, Zhang H, Wu S Z, Qiao B, Ruan S C 2017 *Phys. Rev. E* **95** 053205
- [104] Katoh M, Fujimoto M, Kawaguchi H, Tsuchiya K, Ohmi K, Kaneyasu T, Taira Y, Hosaka M, Mochihashi A, Takashima Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 094801
- [105] Gong Z, Hu R H, Lu H Y, Yu J Q, Wang D H, Fu E G, Chen C E, He X T, Yan X Q 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 044004
- [106] Zhu X L, Yu T P, Sheng Z M, Yin Y, Turcu I C E, Pukhov A 2016 *Nat. Commun.* **7** 13686
- [107] Zhu X L, Chen M, Yu T P, Weng S M, He F, Sheng Z M 2019 *Matter Radiat. Extremes* **4** 014401
- [108] Corde S, Adli E, Allen J M, et al. 2015 *Nature* **524** 442
- [109] Gessner S, Adli E, Allen J M, et al. 2016 *Nat. Commun.* **7** 11785
- [110] Vieira J, Mendonça J T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 215001
- [111] Chen Y Y, He P L, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 174801
- [112] Xu Z, Yi L, Shen B, Xu J, Ji L, Xu T, Zhang L, Li S, Xu Z 2020 *Commun. Phys.* **3** 191
- [113] Liu W Y, Xue K, Wan F, Chen M, Li J X, Liu F, Weng S M, Sheng Z M, Zhang J 2020 *arXiv preprint arXiv: 2011.00156*

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Research progress of ultrabright γ -ray radiation and electron-positron pair production driven by extremely intense laser fields*

Zhu Xing-Long¹⁾³⁾⁶⁾ Wang Wei-Min^{2)3)5)†} Yu Tong-Pu⁴⁾ He Feng¹⁾³⁾
 Chen Min¹⁾³⁾ Weng Su-Ming¹⁾³⁾ Chen Li-Ming¹⁾³⁾ Li Yu-Tong⁵⁾³⁾
 Sheng Zheng-Ming^{1)3)6)‡} Zhang Jie¹⁾³⁾⁵⁾

1) (*Key Laboratory for Laser Plasmas Ministry of Education, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Department of Physics, Renmin University of China, Beijing 100872, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center for IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

4) (*Department of Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

5) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

6) (*Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 29 December 2020; revised manuscript received 31 January 2021)

Abstract

The advent of high-power ultra-short ultra-intense laser pulses opens up the new frontiers of relativistic nonlinear optics, high-field physics, laser-driven inertial confined fusion, etc. In recent years, with the construction of high power laser facilities at a multi-petawatt (PW) level and above, the interaction between laser and matter enters into a new realm of high field physics, where extremely rich nonlinear physics is involved. In addition to classical nonlinear physics involving wave-particle interactions, relativistic effects, and ponderomotive force effects, the quantum electrodynamics (QED) effects occur, such as radiation reaction force, electron-positron pair production, strong γ -ray radiation, QED cascades, and vacuum polarization. This paper presents a brief overview of electron-positron pair creation and bright γ -ray emission driven by the extremely intense laser fields.

Keywords: high-intensity laser-plasma interaction, ultrabright γ -ray radiation, electron-positron pair production, quantum electrodynamics (QED)

PACS: 52.38.-r, 52.38.Ph, 41.75.Jv, 71.15.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20202224

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2018YFA0404802, 2018YFA0404801), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11775144, 11991074, 11975154, 11925405, 11775302, 11875319), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences, China (Grant Nos. XDA25050100, XDA25050300), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 20XNLG01).

† Corresponding author. E-mail: weiminwang1@ruc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn

超强激光驱动的辐射反作用力效应与极化粒子加速

吉亮亮 耿学松 伍艺通 沈百飞 李儒新

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration

Ji Liang-Liang Geng Xue-Song Wu Yi-Tong Shen Bai-Fei Li Ru-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 085203 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210091

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210091>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高强流电子束产额模拟研究

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target

物理学报. 2019, 68(9): 094101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182291>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

物理学报. 2018, 67(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

通道靶对超强激光加速质子束的聚焦效应

Focusing effect of channel target on ultra-intense laser-accelerated proton beam

物理学报. 2017, 66(18): 184101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.184101>

超强耦合电路量子电动力学系统中反旋波效应对量子比特频率移动的影响

Counter-rotating effect on frequency shift of flux qubit in ultrastrongly coupled circuit-quantum-electrodynamics system

物理学报. 2020, 69(12): 124204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200474>

专题: 超短超强激光等离子体物理

超强激光驱动的辐射反作用力 效应与极化粒子加速*

吉亮亮^{1)†} 耿学松¹⁾ 伍艺通¹⁾ 沈百飞¹⁾²⁾ 李儒新¹⁾³⁾

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

2) (上海师范大学数理学院, 上海 200234)

3) (上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 201210)

(2021 年 1 月 14 日收到; 2021 年 2 月 6 日收到修改稿)

光强超过 10^{22} W/cm² 的极端超强激光将光与物质的相互作用推进到辐射主导区域, 激发高能伽马光子辐射, 产生明显的辐射反作用力效应. 辐射反作用力可以显著影响强场中带电粒子的动力学行为, 从根本上改变了极端强场区域的激光等离子体相互作用规律. 如何理解和验证辐射反作用力效应是强场物理研究的核心内容之一. 本文结合该方向的国内外研究进展, 论述了辐射反作用力的经典形式与强场量子电动力学的理论计算与模拟方法, 详细讨论了单粒子在强场中的反射、量子随机辐射、自旋-辐射耦合等效应, 介绍了激光等离子体相互作用中的电子冷却、辐射俘获、高效伽马辐射等机制, 并给出了目前辐射反作用力效应的实验验证方法与进展. 针对自旋在强场量子电动力学方面的效应, 介绍了激光加速产生极化粒子源的方法.

关键词: 超强激光, 辐射反作用力, 强场量子电动力学, 极化粒子加速**PACS:** 52.38.-r, 52.38.ph, 52.65.Rr, 52.59.-f**DOI:** 10.7498/aps.70.20210091

1 引言

随着啁啾脉冲放大技术 (CPA) 发明^[1], 激光强度迅速提升, 目前人们已可将数十上百焦耳的能量压缩到飞秒级 (10^{-15} s) 时间尺度, 峰值功率达到拍瓦量级 (10^{15} W), 将其聚焦到微米空间范围, 强度可超过 10^{21} W/cm². 在可见光波段, 当激光强度达到 10^{18} W/cm² 时, 原子中的电子被迅速电离, 物质以等离子体的形式存在, 其中电子在激光场中获得的能量将达到 mc^2 量级 (≈ 0.511 MeV), 运动速度接近光速, 光与物质的相互作用进入了相对论等离子体区域, 该强度也称为激光的相对论阈值. 超强激光在等离子体中传输时, 相对论动力学与等

离子体集体运动耦合在一起, 展现出显著的非线性效应, 如相对论自聚焦^[2]、相对论透明^[3-6]等. 另一方面, 相对论激光可以在等离子体中激发微小的加速场结构, 如气体中的尾波场^[7]、固体表面的鞘层场^[8]等, 其电场强度比传统加速器高 3 个量级以上, 可以在很小的时空尺度内加速产生高能带电粒子, 有望实现紧凑型、台面化的高能粒子源. 以激光电子加速为基础的次级辐射源, 如: X 射线^[9]、伽马射线^[10]、太赫兹^[11]等也取得了显著的进展. 相对论激光等离子体物理的研究同时开创了快点火核聚变^[12]、实验室天体物理模拟^[13]及激光驱动反物质产生^[14,15]等科学前沿.

随着拍瓦量级激光在世界范围内的逐渐普及, 很多国家开始建设、规划 10—100 PW 的新一代

* 国家自然科学基金 (批准号: 11875307, 11935008) 和中国科学院 B 类战略性先导科技专项课题 (批准号: XDB 16010000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jill@siom.ac.cn

超强超短激光设施, 如欧盟的 Extreme Light Infrastructure (ELI)、法国的 Appollon、俄罗斯的 Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS)、英国的 Vulcan 等. 国内中国科学院上海光学精密机械研究所承建的超短超强激光装置 (SULF) 已获得 10 PW 的峰值放大输出, 实验平台已基本建成, 有望率先开展物理实验, 目前正在上海硬 X 射线自由电子激光装置上建设包含 100 PW 激光的“极端光物理 (station of extreme light, SEL)”线站. 北京大学、上海交通大学、中国工程物理研究院等也已规划了 10/100 PW 量级超强激光的建设. 可以预见, 未来激光的聚焦强度将达到甚至突破 10^{23} W/cm², 一方面可全面推动上述研究方向的发展, 另一方面将光与物质相互作用推进到新的领域.

当激光峰值光强超过 10^{22} W/cm² 时, 电子在极强光场下剧烈振荡, 可直接辐射出大量伽马光子. 如果辐射功率与电子单位时间内获得的能量可比拟, 则电子行为将由光子辐射产生的反作用力 (又称为辐射阻尼) 主导. 辐射主导效应显著改变了激光在等离子体中的能量吸收通道, 随着激光强度的提高, 高能光子逐渐取代电子, 成为激光能量主要吸收源^[16], 甚至可导致反常俘获效应^[17], 对激光传输、等离子体场结构、粒子加速等重要过程带来全面影响. 当单个光子能量与电子能量可比拟时, 辐射过程不再是连续确定的, 而是离散随机的, 具有明显的量子力学特点, 经典相对论图像不完全适用, 需采用强场量子电动力学 (QED) 理论描述^[16,17]. 辐射反作用力往往伴随着高效伽马光子辐射, 后者在激光场中通过非线性 Breit-Wheeler (BW) 过程产生正负电子对, 两个过程发生级联, 可导致雪崩效应^[18,19], 创造 QED 等离子体状态, 导致激光能量的迅速耗尽. 最近的研究还发现粒子自旋在辐射反作用力中扮演着不可忽视的角色, 是验证、观测强场 QED 效应的重要媒介^[20,21], 如何通过激光加速产生自旋极化的粒子也成为了关注点之一^[22–24].

可从 Lamor 辐射功率公式出发, 评估辐射反作用力在什么条件下产生显著效应,

$$P = -\frac{2}{3}\alpha\frac{\hbar}{c^2}\frac{\partial \mathbf{u}^\mu}{\partial \tau}\frac{\partial \mathbf{u}_\mu}{\partial \tau}, \quad (1)$$

其中, α 是精细结构常数, $\hbar$ 是约化普朗克常数, c 是真空中光速, $\mathbf{u}^\mu = (\gamma c, \gamma \mathbf{v})$, $\mathbf{u}_\mu = (\gamma c, -\gamma \mathbf{v})$ 是

四维速度矢量, τ 是固有时间. 在电磁场中 $\frac{\partial \mathbf{u}^\mu}{\partial \tau} = \frac{e}{m}\mathbf{F}^{\mu\nu}u_\nu$, 其中 $\mathbf{F}^{\mu\nu}$ 是电磁场张量. 这里引入相对论不变参数 (一般称之为 QED 参数) $\chi_e = \frac{e\hbar}{m^3c^4}|F^{\mu\nu}p_\mu| \sim \gamma_0 a_0$, 其中, γ_0 是电子的洛伦兹因子, $a_0 = \frac{eE}{mc\omega}$ 是归一化场强, e 是电子电荷量 (取正值), E 是电场强度, ω 是激光场的角频率. 根据 (1) 式, 电子的辐射功率可定标为 $P \sim \alpha\chi_e a_0 \varepsilon_0$, 其中 ε_0 是电子初始能量. 由此可以定义参量 $R = \alpha\chi_e a_0$ 来表征电子在一个激光周期内辐射能量与电子初始能量的比值^[25]. 当激光的强度达到 10^{23} — 10^{24} W/cm² 时, 对于 $E_0 \sim 10$ MeV 的电子, 辐射产生的能量将能够和电子初始能量相比拟, 并显著影响电子的运动, 如图 1 中 $R > 0.1$ 的区域所示. 在该激光强度下, 考虑电子的运动时需要将辐射反作用力纳入运动方程, 一般采用 Landau-Lifshitz 方程^[26]; 当 QED 参数 χ_e 提高到接近 1.0 时, 辐射的量子效应开始凸显, 例如光子的随机辐射^[20,21,27,28] 和自旋效应^[29–31].

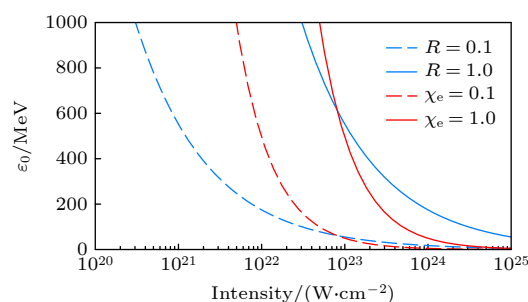


图 1 在激光、电子对撞情况下, 激光强度 (波长为 800 nm) 和电子能量对应的非线性量子参数 χ_e 和辐射反作用效应参数 R

Fig. 1. The nonlinear quantum parameter χ_e and radiation-reaction effect parameter R as a function of the laser intensity (at wavelength of 800 nm) and electron energy in the case of laser and electron collision.

总的来说, 极端强场下辐射主导的动力学及其相关效应更新了人们对强激光与基本粒子、等离子体物理相互作用的整体认识, 其经典与 QED 理论描述及其实验验证是强场物理的新挑战, 伴生的高能伽马与正负电子对产生则有望催生新的应用手段. 本文将主要讨论极端超强激光驱动下的辐射反作用力效应, 并针对高能极化电子在 QED 辐射反作用力方面的科学应用介绍激光极化粒子加速相关进展, 具体章节分配如下: 第 2 节介绍单粒子辐射动力学, 第 3 节总结激光等离子体中的辐射反

作用力效应, 第 4 节提出激光极化粒子加速方案, 最后给出总结和展望.

2 单粒子辐射动力学

2.1 经典辐射反作用力

一般情况下, 电子在外场中运动时辐射电磁场, 而 Lorentz 力方程没有考虑辐射场对运动电荷本身的作用. Lorentz 从经典的 Lamor 辐射公式出发, 考虑辐射损失能量引起的阻尼效应, 在动力学方程中加入阻尼项 $\mathbf{F}_R = \frac{2e^2}{3c^3} \frac{d\mathbf{a}}{dt}$, 也称为辐射反作用力项 (radiation- reaction, RR). 求解修正后的 Lorentz 方程发现, 当外场为 0 时, 得到非物理的加速度指数发散解. Abraham 随后将其推广到相对论四维形式, 而 Dirac 则通过耦合 Maxwell 方程和 Lorentz 方程自洽地求解辐射反作用力表达式, 对 Abraham 的公式进行了补充, 最终得出 Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) 方程^[32]:

$$m \frac{d\mathbf{u}^\mu}{d\tau} = \frac{q}{c} \mathbf{F}^{\mu\nu} u_\nu + \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \left(\frac{d^2 \mathbf{u}^\mu}{d\tau^2} + \frac{du^\nu}{d\tau} \frac{du_\nu}{d\tau} \mathbf{u}^\mu \right). \quad (2)$$

对于电子来说 $q = e$. (2) 式仍然没能解决指数发散解的问题, 还导致出现违背因果关系的结果, 因此, 尽管其形式比较完整, 并没有成为计算具体问题时的通用表达式. 在 LAD 方程的基础上, Landau 和 Lifshitz 指出, 在电子速度远小于光速的参考系下, 当辐射阻尼远小于 Lorentz 力时, 阻尼力可近似为 $\frac{2e^3}{3mc^3} \dot{\mathbf{E}} + \frac{2e^4}{3m^2c^4} \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, 为使条件成立, 两项的大小应远小于 Lorentz 力, 因此外场的波长与场强需满足^[26]:

$$\lambda \gg \frac{e^2}{mc^2}, \quad (3a)$$

$$E \ll \frac{m^2 c^4}{e^3}. \quad (3b)$$

此时将可以用 Lorentz 力 $\frac{e}{c} \mathbf{F}^{\mu\nu} u_\nu$ 替代 (2) 式中的 $m \frac{d\mathbf{u}^\mu}{d\tau}$, 从而给 LAD 方程降阶, 得到 Landau-Lifshitz (LL) 方程^[26]:

$$m \frac{d\mathbf{u}^\mu}{d\tau} = \frac{e}{c} \mathbf{F}^{\mu\nu} u_\nu + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left[\frac{e}{m} \frac{\partial \mathbf{F}^{\mu\nu}}{\partial x^\alpha} u_\nu u^\alpha - \frac{e^2}{m^2 c^2} \mathbf{F}^{\mu\nu} \mathbf{F}_{\alpha\nu} u^\alpha + \frac{e^2}{m^2 c^2} (\mathbf{F}^{\alpha\nu} u_\nu) (\mathbf{F}_{\alpha\lambda} u^\lambda) \mathbf{u}^\mu \right]. \quad (4)$$

LL 方程中没有外场时, 辐射反作用力项自然为 0, 消除了 LAD 方程中非物理发散解. 在粒子运动接

近光速的条件下, 方程中阻尼项的第三项与 γ^2 成正比, 增长速度最快, 成为主导项. 尽管 LL 方程是 LAD 方程的微扰近似, 但并不意味着实验室参考系下辐射反作用力必须远小于 Lorentz 力. 实际上总能找到一个参考系使其小于 Lorentz 力, 满足 (3) 式的要求, 则 LL 方程仍然适用. 关于辐射反作用力的经典表达式至今仍吸引了一部分研究, 有人认为其不自洽处来自电子的质量本源、电子的大小等, 涉及经典电动力学的适用极限.

超强激光场中高能电子的动力学受到辐射反作用力的影响, 发生显著改变. 以高能电子与平面激光脉冲对撞为例, 不考虑辐射反作用力时, 电子在激光场中振荡, 最终没有净的能量变化. 在相对论情形下, 辐射反作用力指向动量相反的方向, 沿着电子轨迹始终做负功, 最终导致电子能量持续下降. Piazza 给出了 LL 方程在平面波中的精确解^[33], 并指出电子与激光场对撞过程中, LL 方程求解的电子轨迹可在某个时刻出现反转, 导致与电子初始运动方向相反的辐射, 可供实验测量^[34], 如图 2 所示.

在更强的激光场中, 电子如果损失足够的能量, 可直接被激光场反射, 如图 3 所示. 与激光脉冲对撞的电子受到的辐射反作用力近似为 $F_R \sim \gamma^2 a_0^2(\psi)$, 其中 ψ 为激光相位, 那么电子的能量变化为 $\frac{mc^2 d\gamma(\psi)}{d\psi} \sim -\gamma^2(\psi) a_0^2(\psi)$. 假设电子能量降低至 γ 时被反射, 对等式左右分别积分, $\int_{\gamma_0}^{\gamma} mc^2 \gamma^{-2} d\gamma = -\frac{8}{3} \frac{e^2 \omega^2}{mc^3} \int_0^{\psi_m} a_0(\psi) d\psi$, 穿透场强为 a_0 的激光所需的最小能量 γ_0 :

$$\gamma_0 = \frac{1}{1/\gamma - a_0^2 \cdot \mathbb{I}(\psi_m)}, \quad (5)$$

其中 $\mathbb{I}(\psi_m) = \frac{8}{3} \frac{e^2 \omega^2}{mc^3} \int_0^{\psi_m} \text{prof}(\psi) d\psi$ 为与激光包络相关的积分. 从 (5) 式可见, 当分母为 0 时, 所需能量为无穷大, 即任意高能量的电子均无法穿过. 如图 3(b) 所示, 对于脉宽约 30 fs 的脉冲, 当激光强度达到约 $a_0 = 200$ 时, 经典辐射反作用力确实可形成了一个不可逾越的“势垒”, 其边界可由 (5) 式来描述, 式中电子被反射时的能量设为 $\gamma = a_0/4$, 与包络相关的穿透深度设为 $\psi_m = 10.7\pi$. 这是由于 LL 方程的辐射反作用力项正比于电子能量的平方, 超过电子能量本身的增长速度. 我们将会看到, 当考虑量子随机效应时, 电子将有一定几率穿过“势垒”, 产生 QED 的“隧穿”效应^[21].

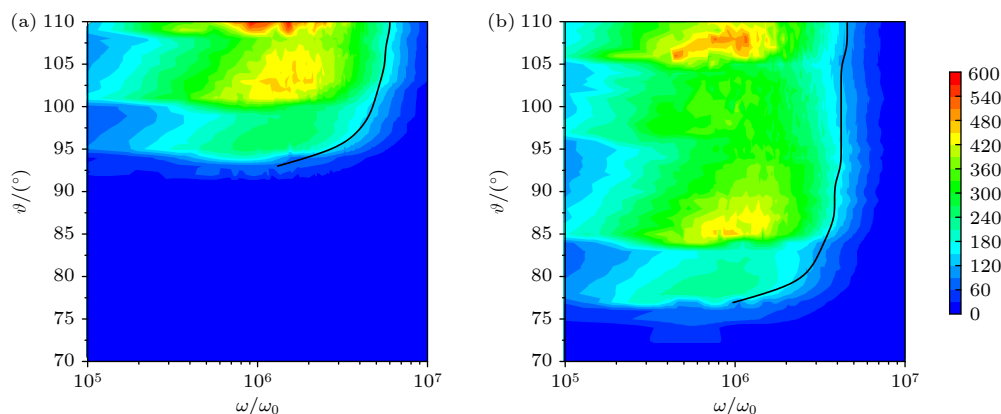


图2 电子与激光对撞在方位角 $\phi = 180^\circ$ 处的角度能谱 (a) 无辐射反作用; (b) 有辐射反作用. 激光强度为 $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 电子能量为 40 MeV

Fig. 2. Angle energy spectrum for electron and laser colliding at azimuth angle $\phi = 180^\circ$: (a) Without radiation reaction; (b) with radiation reaction. The laser intensity is $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ and the electron energy is 40 MeV.

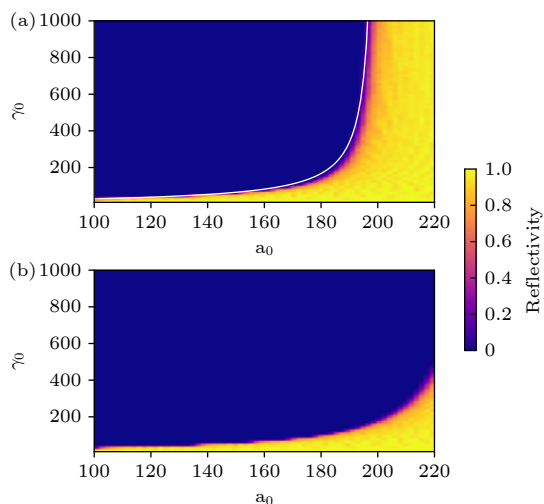


图3 不同电子能量 γ_0 与不同场强 a_0 的激光对撞后电子被反射的比例 (a) 基于 LL 方程的试探粒子模拟结果, 白线为 (5) 式给出的边界; (b) 考虑量子修正因子 (6) 式的结果

Fig. 3. The ratio of electrons reflected after colliding with laser pulse at different electron energy γ_0 and laser field amplitude a_0 : (a) From test particle simulations using the LL equation, the white line corresponds to the threshold defined in Eq. (5); (b) after considering the quantum correction factor according to Eq. (6).

目前一般认为经典方程高估了辐射反作用力效应, 可通过对量子辐射反作用力 (见 2.2 节) 取平均对其进行修正, 修正因子可近似为 [35] (另可参考文献 [36])

$$g(\chi_e) \approx [1 + 4.8(1 + \chi_e) \ln(1 + 1.7\chi_e) + 2.44\chi_e^2]^{-2/3}. \quad (6)$$

该表达式是通过拟合量子辐射与经典辐射功率得到的, 考虑修正后, 图 3 的“势垒”边界将向更高的激光强度方向转移, 但仍然存在比较明确的界限。

2.2 量子辐射反作用力

当单个伽马光子的能量接近电子本身能量时, 单次辐射瞬间对电子动力学产生显著影响, 经典的、连续的 LL 方程不再完全适用, 辐射过程须在相对论量子力学 (量子电动力学, QED) 框架下进行描述. 强场下电子辐射对应多光子非线性 Compton 散射: 电子吸收多个激光光子, 辐射出一个高能伽马光子, 同时受到光子反冲作用. 当场强 $a_0 > 1$ 时, 多光子过程十分显著, 因为 $a_0 = \frac{eE}{mc\omega} = \frac{eE\lambda_C}{\hbar\omega}$ 代表电场在 Compton 波长 $\lambda_C = \frac{\hbar}{mc}$ 范围内做功对应的光子数 [16]. 由于多光子吸收截面并不随着阶数的增加而成比例下降, 因此难以通过 QED 微扰理论进行处理. 强场下的非线性 Compton 散射一般采用 Furry 图像进行计算, 将激光场作为背景, 电子的波函数通过 Dirac 方程求解 [37] $[\gamma^\mu(i\partial_\mu - eA_\mu) - m]\Psi = 0$, 其中, γ^μ 是 Dirac 矩阵, Ψ 是电子的四分量波函数.

当外场是平面波时, Dirac 方程的精确解为 Volkov 态 [37,38]

$$\Psi_{\text{ps}}(x) = \left(1 + \frac{\gamma A \gamma k}{2kp}\right) \exp[-iS_p(x)] u_{\text{ps}}, \quad (7)$$

其中 $S_p(x) = px + \int \frac{d\phi}{kp} \left[pA - \frac{A^2}{2}\right]$ 是电子的作用量. 在 Furry 图像下 [39] Ritus [16] 将 Volkov 态取代了自由电子态, 给出了散射几率的一般表达式. 在强场 QED 研究的参数范围内, 激光场强和电子能量般情况满足 $a_0 \gg 1, \gamma_e \gg a$, 因此电子产生光子的平均间隔 (或形成长度、光学深度) 远小于激光

波长, 散射过程中场也认为是局部均匀且恒定的^[16], 对于超相对论电子, 某一时刻电磁场在其静止参考系下几乎都是正交的, 可近似为交叉场, 从而应用局域场强在 Furry 图像下来计算多光子 Compton 散射过程, 这称为局部恒定交叉场近似 (locally constant cross-field approximation, LCFA). LCFA 的适用范围由

$$\eta_{\text{LCFA}} = \frac{p_- - p_{\gamma-}}{p_{\gamma-}} \frac{\chi_e}{a_0^3} \ll 1, \quad (8)$$

确定^[40], 其中 $p_- = p^0 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{p}$, $p_{\gamma-} = p_{\gamma}^0 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_{\gamma}$, $\mathbf{p}$ 和 $\mathbf{p}_{\gamma}$ 分别代表电子和辐射光子的动量, $\mathbf{n}$ 是背景波矢的单位矢量. 这意味着对于低能光子辐射, LCFA 会失效, 即 $p_{\gamma-} < p_- \frac{\chi_e}{a_0^3}$ 的光子. 对于 $a_0 \leq 1$, $\chi_e \sim 1$ 时, 即高能电子在非相对论场强下的辐射, LCFA 的条件亦不适用, 此时可采用经典方法如 LL 方程计算电子动力学, 而辐射的频谱则可以通过 Liénard-Wiechert 场的频谱得到^[26,41].

目前大部分计算将电子的每一次辐射视为相互独立, 即忽略单次辐射多个光子的高阶过程. 在确定外场条件下, 对于能量为 γmc^2 的电子, χ_e 是确定的, LCFA 给出的光子辐射强度 (电子跃迁概率) 仅是 (χ_e, γ) 的函数, 例如电子的同步辐射谱为^[42,43]:

$$\frac{\partial I}{\partial \omega_{\gamma}} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^2 mc}{\hbar^2} \frac{\chi_e}{\gamma} \frac{1-\delta}{\delta} \left[F_1(z_q) + \frac{3}{2} \delta \chi_e z_q F_2(z_q) \right], \quad (9)$$

$z_q = \frac{2}{3} \chi^{-1} \frac{\delta}{1-\delta}$, $\delta = \frac{\hbar \omega_{\gamma}}{\gamma mc^2}$, $F_1(x) = x \int_x^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(t) dt$, $F_2(x) = x K_{\frac{2}{3}}(x)$, $K_{\nu}(x)$ 是第二类修正 Bessel 函数. 光子辐射过程的数值计算可以充分利用其离散、随机的特性, 前者取决于强场中极短的光子形成长度, 后者则是量子特性的直接体现. 一般根据 QED 理论给出的光子辐射概率, 例如 (9) 式, 通过 Monte-Carlo (MC) 方法模拟. QED-MC 模拟光子辐射的一个目标是使产生的光子的能谱与理论一致, 另一目标是辐射的光子数与理论一致.

确定光子能量的过程实际为对任意辐射概率密度函数

$$P_{\chi_e, \gamma}(\delta) = \frac{1}{\hbar \omega_{\gamma}} \frac{\partial I}{\partial \omega_{\gamma}} \frac{\partial \omega_{\gamma}}{\partial \delta} \Delta t$$

进行取样, 这里 $\delta = \frac{\hbar \omega_{\gamma}}{\gamma mc^2}$, Δt 是积分的时间步长. 可用的方法有接收-拒绝采样 (acceptance-rejection sampling)^[43] 和逆变换采样 (inverse trans-

form sampling)^[44]. 前者生成两个均匀随机数 $r_1, r_2 \in (0, 1)$, 如果 $P_{\chi_e, \gamma}(r_1) < r_2$, 则产生一个 $\hbar \omega_{\gamma} = \delta \gamma mc^2$ 的光子, 概率密度谱同时确定了光子是否辐射与光子能量; 后者借助随机光学深度来确定光子辐射是否发生, 如发生则生成一个均匀随机数 $r \in (0, \int_0^1 P_{\chi_e, \gamma}(x) dx)$, 反向求解 $r = \int_0^{\delta} P_{\chi_e, \gamma}(x) dx$ 中的 δ , 确定光子能量为 $\hbar \omega_{\gamma} = \delta \gamma mc^2$. 后者引入了光学深度 τ_e 作为随机变量, 即电子在外场中飞行一段距离后辐射一个光子, 该距离取决于辐射概率的大小. 光学深度服从 $e^{-\tau_e}$ 分布, 所有电子初始光学深度值由逆变换采样 $r = \int_0^{\tau_e} e^{-x} dx = 1 - e^{-\tau_e}$ 确定, 其中随机数 $r \in (0, 1)$, 因此 $\tau_e = -\ln(1-r)$; 辐射光子后光学深度将重新取样. 光学深度方法给出的光子数量在 a_0 较大时和解析结果基本一致^[45], 但在场强较低时有较大偏差, 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 这是由于 LCFA 近似下的半经典方法高估了低能光子数量, 如图 4(c) 所示.

2.3 随机效应

经典动力学如 LL 方程能够很好地描述连续的辐射反作用 ($\chi_e \ll 1$). 当量子效应难以忽略时 ($\chi_e \leq 1$), 电子的辐射过程出现离散性和随机性. 我们分别用 Lorentz 方程、LL 方程与 QED-MC 计算了高能电子与激光场对撞的电子轨迹, 从图 5 中可见随机的光子辐射使电子轨迹展现出随机性, 而经典方程为单值结果.

随机效应可以使一部分电子在较短的相互作用区域内几乎不辐射或辐射更多能量^[21,28,46]. Neitz 等^[46] 发现当考虑电子的 QED 辐射时, 辐射反作用产生的效果将使电子的能谱在和激光对撞的过程中发生展宽, 如图 6(b) 所示的电子束在和激光对撞过程中的能散变化. 图 6(c),(d) 分别为 LL 方程下的电子能谱和量子修正的 LL 方程下的电子能谱, 可以看到其能谱相对局域在较小的范围内. 当辐射谱未被平均时, 电子辐射的能量从低到高都有分布, 对撞后电子能量的下限由辐射能量最多的电子决定, 上限由辐射最少的电子决定, 因此相比于图 6(c), (d), 能谱出现了显著的展宽.

Harvey 等^[28] 发现, 经典的 Lorentz 方程和 LL 方程给出了确定的电子轨迹, 而 QED-MC 方法计算结果中的电子轨迹由于随机性而各不相同, 其中有大量轨迹与 Lorentz 方程一致, 即并不受到任何

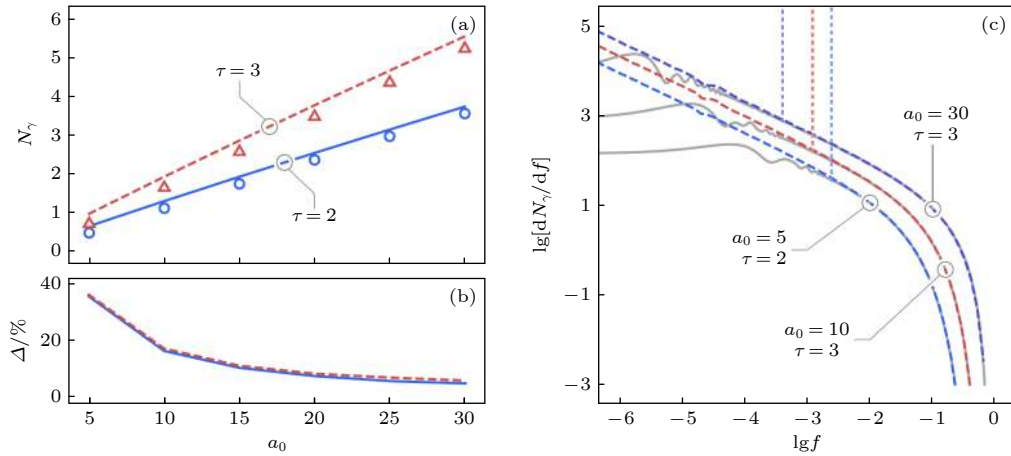


图 4 (a) $\gamma_0 = 1000$ 的电子和不同脉宽激光碰撞后辐射的光子数量, τ 为激光周期数, 直线为 Monte-Carlo 模拟的结果, 点为解析结果^[45]; (b) 两种途径的光子数量相对误差^[45]; (c) 不同激光参数下能谱的对比, 其中 $f = \delta$, 灰色实线为 QED 结果, 虚线为 Monte-Carlo 结果. 垂直的虚线为第一阶非线性 Compton 的边界 $f_C \approx 2 \frac{\chi_e}{a_0^3}$ ^[45]

Fig. 4. (a) The number of photons emitted by electrons of $\gamma_0 = 1000$ head-on colliding with a laser pulse with different pulse width (τ is the pulse duration in laser period). Lines are the result from Monte-Carlo simulations while points are from analytical result^[45]; (b) relative error of the photon number between the two approaches^[45]; (c) comparison of energy spectra under different laser parameters where $f = \delta$. The solid gray line gives the QED result, and the dashed line is the Monte-Carlo result, respectively. The perpendicular dotted line is the boundary of the first order nonlinear Compton $f_C \approx 2 \frac{\chi_e}{a_0^3}$ ^[45].

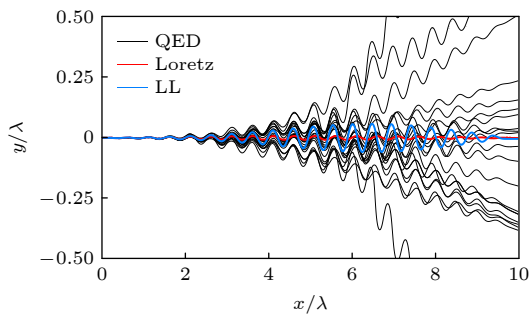


图 5 500 MeV 电子与 $a_0 = 100$ 激光场碰撞的电子轨迹, 黑线为 QED-MC 方法计算 20 次给出的轨迹, 红线、蓝线分别为 Lorentz 方程、LL 方程的轨迹

Fig. 5. Trajectories of electrons with 500 MeV colliding with $a_0 = 100$ laser field. Black solid lines are the ones given by the QED-MC method (repeated 20 times at exactly the same condition). The red and blue solid lines are the trajectory from Lorentz equation and LL equation, respectively.

辐射反作用力, 如图 7 中高亮部分所示. 从能量变化图可见经典方程的能量曲线是确定的, 而 QED-MC 计算的能量覆盖了较大的范围, 其中大量电子几乎没有损失能量. 这种电子发生振荡而不辐射的情形在经典动力学图像中无法发生, 是 QED 随机效应的体现. 该现象的观测要求超强激光脉冲长度接近或小于一个周期, 存在较大的挑战.

Geng 等^[21] 考虑激光与电子束的横向对撞. 与正面对撞相比, 电子可从束腰处迅速进入光场最强

区域, 激发显著的辐射反作用力效应. 在一定参数条件下, 图 8 显示 Lorentz 方程描述的电子轨迹完全穿透激光场, 而经典 LL 方程则在激光中心区域发生完全反射, 稍增加电子能量后情况反转, 完全透过激光. 当光子辐射由 QED-MC 描述时, LL 方程对应的全反射参数区有部分电子发生了透射, 而完透射区也有大量电子被反射. 从 a_0 - γ_0 参数空间的电子反射率分布可见, 反射率在经典方程描述下出现明确的边界, 分别对应于激光有质动力“势垒” (图 8(g)) 与经典辐射反作用力“势垒” (图 8(h)), 后者与 LL 方程给出的反射条件 (5) 式完全一致. 在 QED 辐射描述下辐射反作用力“势垒”的明确边界不复存在 (图 8(i)), 出现类似“隧穿”与反常反射的电子, 这两种效应正是相对论粒子量子行为的体现, 随着 $\chi_e > 0.1$ 开始显现. 横向对撞 QED 随机辐射效应的出现不要求单周期的激光脉宽, 且信号方向与激光传播方向错开, 有利于实验室信噪比提高.

2.4 自旋效应

超强激光场中电子受到的 Stern-Gerlach 力与洛伦兹力、辐射反作用力相比非常微弱, 可以忽略^[47]. 此时, 经典图像中相对论电子自旋与动量一般遵从各自的动力学演化方程, 互不影响. 在辐射

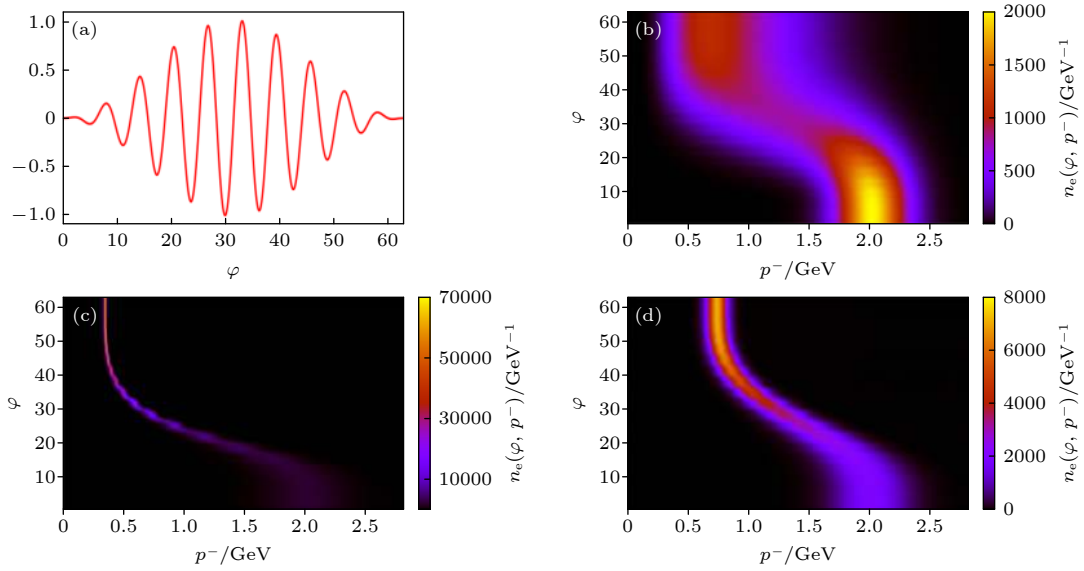


图6 电子束与(a)中的激光碰撞后的能谱变化, 其中激光强度约为 $a_0 = 68$, 电子中心能量约为 1 GeV^[46]; (b) 量子随机辐射模型^[46]; (c) LL 方程^[46]; (d) 量子修正的 LL 方程^[46]

Fig. 6. The energy spectra after the electron beam collides with the laser in (a), where the laser intensity is about $a_0 = 68$ and the electron center energy is about 1 GeV; (b) quantum stochastic radiation model; (c) LL equation; (d) the quantum-modified LL equation^[46].

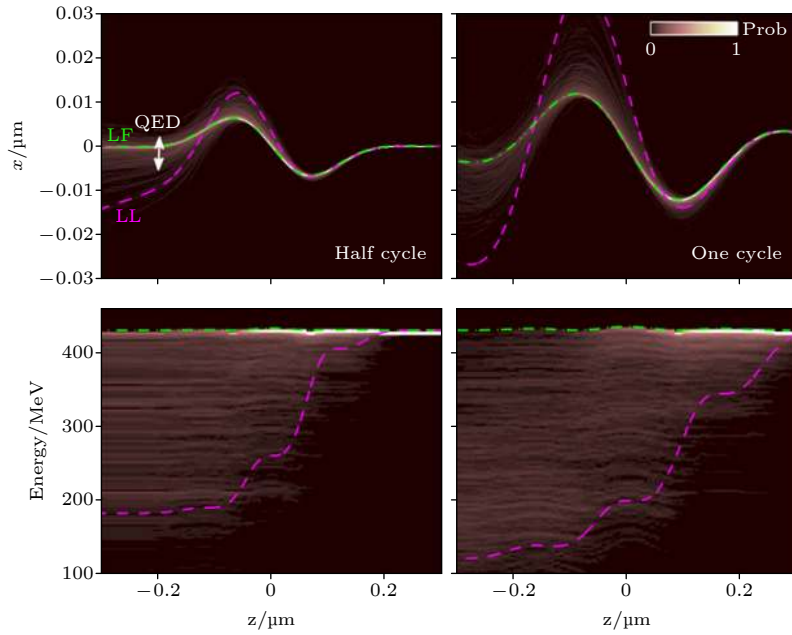


图7 半周期(左)、单周期(右)激光和电子对撞的空间轨迹(上)和能量变化趋势(下)^[28]

Fig. 7. Trajectories (top) and energy evolution (bottom) of electrons in collision with half-cycle (left) and one-cycle (right) laser pulse^[28].

主导区域, 高能伽马光子的辐射开始依赖于电子的自旋状态, 从而影响其动力学行为, 反之电子自旋也受到伽马辐射的影响. 换言之, 在辐射主导区两者耦合在一起, 描述辐射反作用力必须考虑自旋本身的演化.

电子观测到的自旋只有 $\pm 1/2\hbar$ 两种状态, 其概

率则取决于上下态的幅值. 对于一个粒子系综, 在电子静止系下, 自旋态量子平均值(极化)可以由 Bloch 矢量 ξ 来代表, 系综自旋密度矩阵则可以由一个 2×2 的矩阵来表示

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} (1 + \xi \cdot \sigma), \quad (10)$$

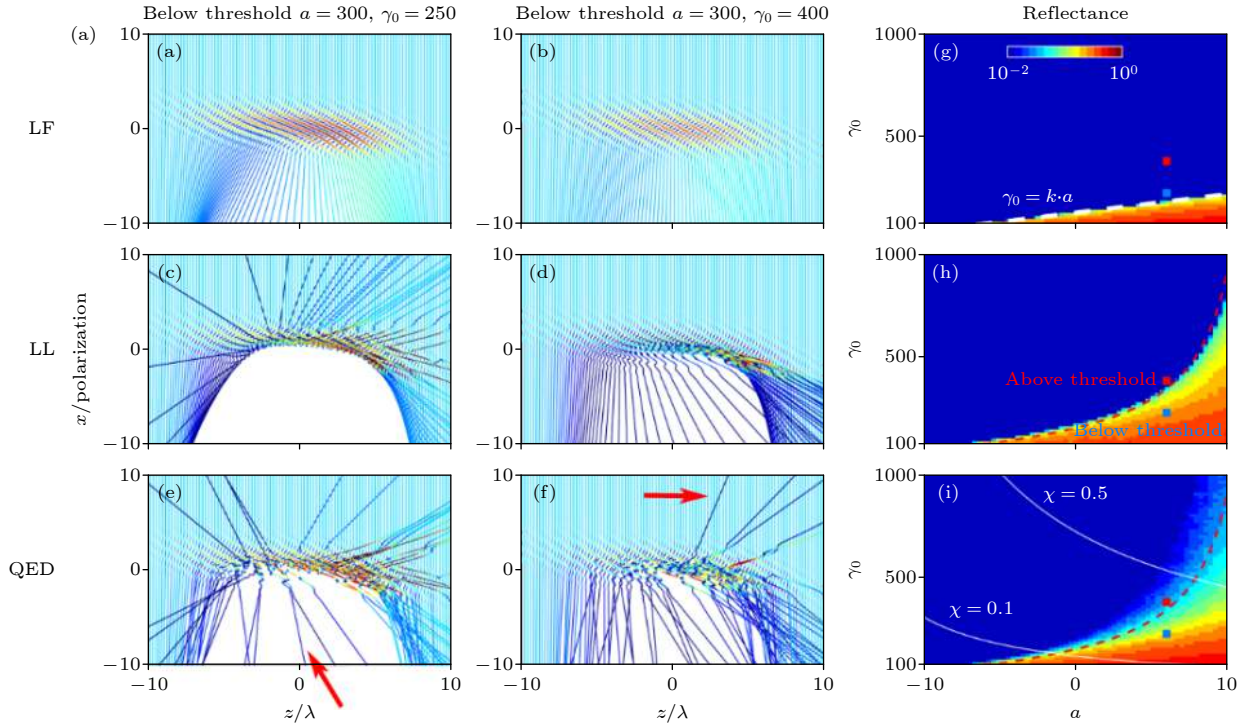


图 8 (a)–(f) Lorentz 方程、LL 方程和 QED 光子辐射给出的两种电子能量下的运动轨迹, 其中红色箭头表示反常透射与反射的电子^[21]; (g)–(i) 不同激光强度和电子能量下电子被激光反射的比例, 红色和蓝色方块而分别为第二列和第一列所对应的参数^[21]

Fig. 8. (a)–(f) Electron trajectories at two given values of kinetic energy, modelled by the Lorentz equation, the LL equation and the QED photon radiation. The red arrows represent anomalously transmitted and reflected electrons^[21]. (g)–(i) Proportion of electrons reflected by the laser pulse at different laser intensities and electron energies. The red and blue squares correspond to the parameters in the second and first columns, respectively^[21].

其中, σ 是 Pauli 矩阵, 并且有 $\langle \hat{s} \rangle = \frac{\hbar}{2} \xi$. 如不考虑辐射效应与磁场梯度力, 电子自旋在外场下发生 Thomas 进动, 在相对论情况下由 Bargmann-Michel-Telegdi (BMT) 方程^[48] 描述, 其三维形式为 Thomas-BMT (T-BMT) 方程^[49]:

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{s} \times \boldsymbol{\Omega}, \quad (11a)$$

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{e}{mc} \left[\left(a_e + \frac{1}{\gamma} \right) \mathbf{B} - a_e \frac{\gamma}{\gamma+1} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}) \boldsymbol{\beta} - \left(a_e + \frac{1}{\gamma+1} \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E} \right], \quad (11b)$$

其中, a_e 为电子的反常磁矩, 其结果为电子的自旋矢量在外场作用下绕 $\boldsymbol{\Omega}$ 轴进动. T-BMT 方程的数值算法随后进行介绍.

考虑辐射效应时, 除进动外, 自旋态还受到光子辐射的影响. 例如, 在存储环中同步辐射的电子会自发产生极化, 极化建立方向与磁场反平行, 称为辐射极化. Ternov 发现^[50] 电子在均匀磁场中运动时, 自旋态有一定几率因辐射而发生翻转, 其速

率方程为

$$\frac{d}{dt} N^\uparrow = P^{\downarrow\uparrow} N^{\downarrow} - P^{\uparrow\downarrow} N^\uparrow, \quad (12)$$

其中 $N^\uparrow, N^\downarrow$ 表示处在平行、反平行态 (上、下态) 电子的数目; $P^{\downarrow\uparrow}, P^{\uparrow\downarrow}$ 表示电子自旋上下态之间的跃迁概率. 因此极化率演化由以下方程决定:

$$P(t) = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} = \frac{P^{\downarrow\uparrow} - P^{\uparrow\downarrow}}{P^{\downarrow\uparrow} + P^{\uparrow\downarrow}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (13)$$

其中, P_0 为初始极化度, $\tau = \frac{1}{P^{\downarrow\uparrow} + P^{\uparrow\downarrow}}$ 是极化的时间尺度. 由于 $P^{\uparrow\downarrow} > P^{\downarrow\uparrow}$, 电子能够沿磁场反方向逐渐建立极化并达到平衡, 对应最大极化度为 $\frac{P^{\downarrow\uparrow} - P^{\uparrow\downarrow}}{P^{\downarrow\uparrow} + P^{\uparrow\downarrow}}$, 在存储环中该值约为 -0.924. Sokolov-Ternov(ST) 效应的理论预测与实验观察到的结果一致, 如图 9 所示.

Sorbo 等^[52] 将存储环中自发极化过程移植到两个圆偏振强激光形成的驻波场中, 使电子在旋转

电场作用下螺旋运动, 等效于其静止系存在方向不变的磁场. 由于在强激光场中电子的自旋翻转概率远大于存储环, 电子可在数个激光周期内自发极化, 如图 10^[52] 所示, 当 $a_0 = 1000$ 时, 一个激光周期内就能达到约 0.6 的极化率.

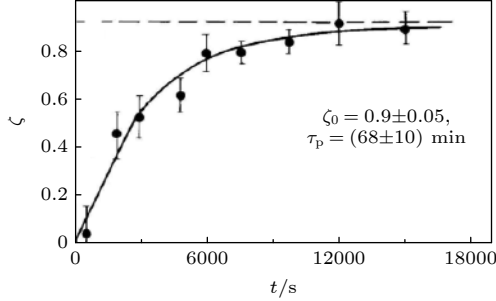


图 9 电子束在存储环中极化率随时间的变化^[51]

Fig. 9. Polarization evolution of an electron beam in a storage ring^[51].

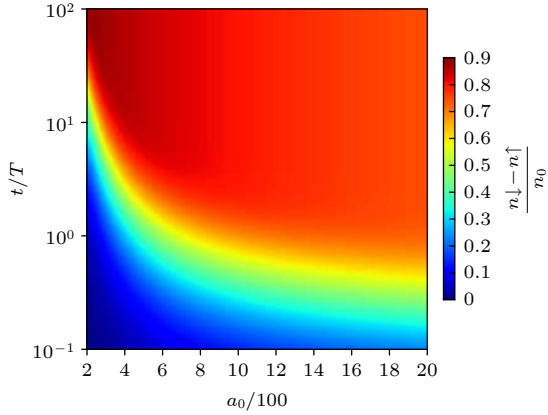


图 10 圆偏振驻波场中不同场强对应的电子极化率随时间的演化^[52]

Fig. 10. Electron polarization evolution as a function of the laser amplitude in circularly polarized standing wave field^[52].

自旋处在反平行态 (参考磁场方向) 的电子有更高的辐射概率^[30,50,52], 因此不同自旋态下电子受到的辐射反作用力有一定差异. Seipt 等^[30] 给出了外场中电子辐射强度与自旋的依赖关系:

$$\frac{dP}{d\delta d\psi} = -\frac{\alpha}{b} \left[Ai_1(z) + g \frac{2Ai'(z)}{z} + s_\zeta \delta \frac{Ai(z)}{\sqrt{z}} \right], \quad (14)$$

其中 α 是精细结构常数; $b = \frac{\hbar k \cdot p}{m^2 c^2}$; $Ai(z)$ 是 Airy 函数, $Ai_1(z) = \int_z Ai(x) dx$; ψ 是激光相位, δ 是光子能量与电子能量比值, $z = \left[\frac{\delta}{(1-\delta)\chi_e} \right]^{\frac{2}{3}}$, $g = 1 + \frac{\delta^2}{2(1-\delta)}$, s_ζ 表示电子自旋在其静止系下的磁场分量.

一般认为, 在对称的线偏振激光场中, 电磁场来回振荡, 相邻半周期的自旋效应互相抵消, 无法形成可观效应. Li 等^[53] 提出了自旋依赖的 QED 辐射模拟方法, 并采用椭圆偏振光与电子对撞产生分离不同偏振态电子, 在空间上获得了最高 70% 的极化率. Seipt 等^[54] 则通过双色场线偏振激光引入非对称的光场分布获得了 14% 的极化率.

Geng 等^[31] 指出, 即使是完全对称的线偏振激光, 自旋与辐射耦合将产生内禀偏转效应, 偏转角度比 Stern-Gerlach 力高 4 个量级. 图 11 给出了线偏振平面光场中不同自旋态电子的动量变化. 在磁场方向不变的相邻 1/4 周期内, 电子受到方向相反的辐射反作用力 $F_{RR} \sim \gamma^2$. 由于对撞过程中电子能量不断降低, 相邻 1/4 周期内的反作用力效应无法抵消, 在偏振方向上受到净动量变化 Δp_x . 如不考虑自旋效应, 则此半个周期的动量变化与下半个周期相反, 偏振效应抵消. 但相邻半周期激光磁场反向, 以磁场为参考的自旋态发生变化, 因此反向的半个周期受到的辐射反作用力大于两者平行的另半个周期, 即前半周期有 $|\Delta p_x^+| < |\Delta p_x| < |\Delta p_x^-|$, 而下半个周期自旋态翻转, $|\Delta p_x^+| > |\Delta p_x| > |\Delta p_x^-|$, 一个周期内形成了净横向动量变化, 产生内禀的偏转效应. 根本原因在于自旋破坏了辐射过程的对称性, 其偏转方向为 $\mathbf{s} \times \mathbf{k}$ ($\mathbf{s}$ 是初始自旋矢量, $\mathbf{k}$ 是激光波矢).

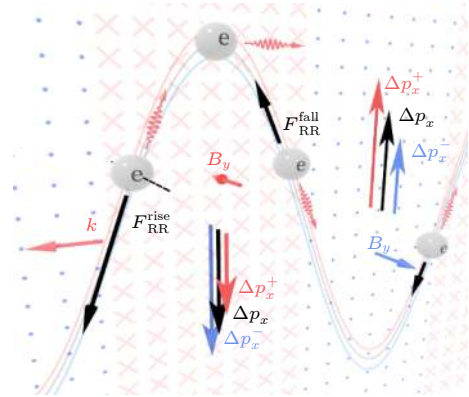


图 11 极化电子在激光场中的振荡 Δp_x 表示无自旋电子在半周期内由于辐射反作用产生的动量变化, $\pm$ 表示相反的自旋极化方向^[31]

Fig. 11. The oscillation of polarized electrons in laser field. Δp_x represents the momentum shift of unpolarized electrons in a half cycle, plus or minus sign denote electron initially polarized parallel or anti-parallel to the laser magnetic field^[31].

值得注意的是,在自旋辐射的描述中,ST效应考虑了定向均匀磁场,因此自旋可根据恒定磁场方向定义明确的上下态,自洽地得到辐射跃迁概率.激光或等离子体场的时空分布更为复杂,难以找到明确的量子化轴以定义自旋态,故无法直接采用ST效应上下态之间跃迁过程来描述.Li等^[53]考虑自旋态在辐射光子时投影到瞬时磁场方向,通过自旋依赖的QED辐射率来描述自旋演化,在线偏振激光场中(磁场仅沿一个方向振荡)与ST效应的描述一致.Geng等^[55]认为投影到瞬时量子化轴可能导致与之垂直方向的自旋信息丢失,因此将ST效应推广到一般情况,在正交、完备的三维空间中描述电子极化,通过量子平均获得电子系综极化率的连续变化,保留了自旋的所有信息.这一推广的ST理论重现了均匀磁场下的ST效应,可用于描述复杂外场条件下的极化建立、退极化等效应,是自洽的量子平均模型,未来还需进一步考虑随机效应.随后Guo等^[56]提出了实验方案来观测电子辐射光子时自旋态的投影过程,并与极化率连续变化的量子平均模型进行了对比.

近年来,自旋成为强场QED辐射反作用力效应研究的新自由度,逐渐得到大量关注,该方面的实验验证依赖于自旋极化的高能电子,因此如何产生高能极化粒子变得尤为重要,这也是本文第4节的主题.

3 激光等离子体相互作用中的辐射反作用力效应

3.1 光压加速中的辐射反作用力效应

辐射反作用力对超强激光与物质相互作用产生深远影响,早期主要考虑经典辐射反作用力在激光光压加速方面的效应.当激光光压与薄膜靶整体电荷分离产生的静电场匹配,即靶厚满足条件 $d \approx (a_0/n_e)\lambda_0/(2\pi)$ 时,激光光压可以迅速将薄膜靶作为整体向前加速,形成光压整体加速,或称为光帆加速.由于多普勒效应,对于Lorentz因子为 γ 的等离子体镜,反射激光的能量将衰减为 $1/(4\gamma^2)$,因此激光光压整体加速有着极高的能量转化率^[57].人们研究发现圆偏振激光是驱动光压整体加速最有效方式^[58–63],先后提出光压加速产生高品质质子束、离子束的多个方案^[64–66].

光压整体加速一般要求很高的激光强度,需考虑辐射反作用力效应.在加速过程中,辐射反作用

力可降低撞向激光的电子的能量,使之冷却,阻止其反向运动^[67–69],此外辐射反作用力降低电子的温度,使之在空间上更加集中.利用这些效应,Chen等^[68]发现离子能够在特定时刻获得准单能的能谱结构,如图12所示.加速过程中电子的反向运动仅在线偏振激光中存在,而在圆偏振的情况下受到抑制.由于电子的反向运动受到抑制,前向运动的电子数量增加,这一电子冷却效应还能够降低电子辐射的发散角^[70].

3.2 辐射俘获效应

强激光场中的电子往往受到激光强大的有质动力而被快速排开,因此超强激光在等离子体,特别是较低密度的等离子体中传输时,一般会形成中空通道.当电子在激光场中剧烈辐射时,辐射反作用力可与有质动力相抵消,电子可不被排开,而是长时间保持在激光场强较高的区域运动^[71,72],通过辐射快速损失能量,形成被激光俘获的高密度束团,这一现象称为辐射俘获效应(radiation-reaction trapping, RRT).Ji等^[71]首先在三维模拟揭示了辐射俘获效应,如图13所示,当 $a_0 = 500$ 的激光与近临界密度等离子体相互作用时,通道中心形成了被俘获的高能电子团,并沿一定发散角辐射出大量伽马光子,而背景质子受到俘获电子束团的影响也聚集到通道附近.该效应意味着在如此超高的光强下,辐射反作用力显著改变激光与等离子体的相互作用,很可能无法形成如图13(a)所示的真空通道.

在多束激光形成的驻波场中,Lehmann等^[73]指出辐射反作用力可以抑制电子的随机加热,并产生类似于吸引子的效应.Gong等^[74]也研究了螺旋吸引子的形成.Gonoskov等^[72]研究了电子在驻波场中的运动,发现随着场强接近 $a_0 = 10000$,辐射反作用力可以使电子的束缚区域从波节向波峰处迁移,被俘获在场强的峰值处,如图14所示.他们随后指出辐射反作用力倾向于使带电粒子沿着横向没有加速的方向运动^[75],落入辐射最小化的轨迹.

辐射俘获效应意味着辐射反作用力与粒子受到Lorentz力相当,即 $F_L \approx F_r$.此时电子在激光场中的振动幅度开始减小,俘获发生,根据理论计算,阈值为^[71]:

$$a_{\text{thr}} \sim (2k_p\omega_0 r_e/3c)^{-1/3} \sim (r_0/r_e)^{1/3}. \quad (15)$$

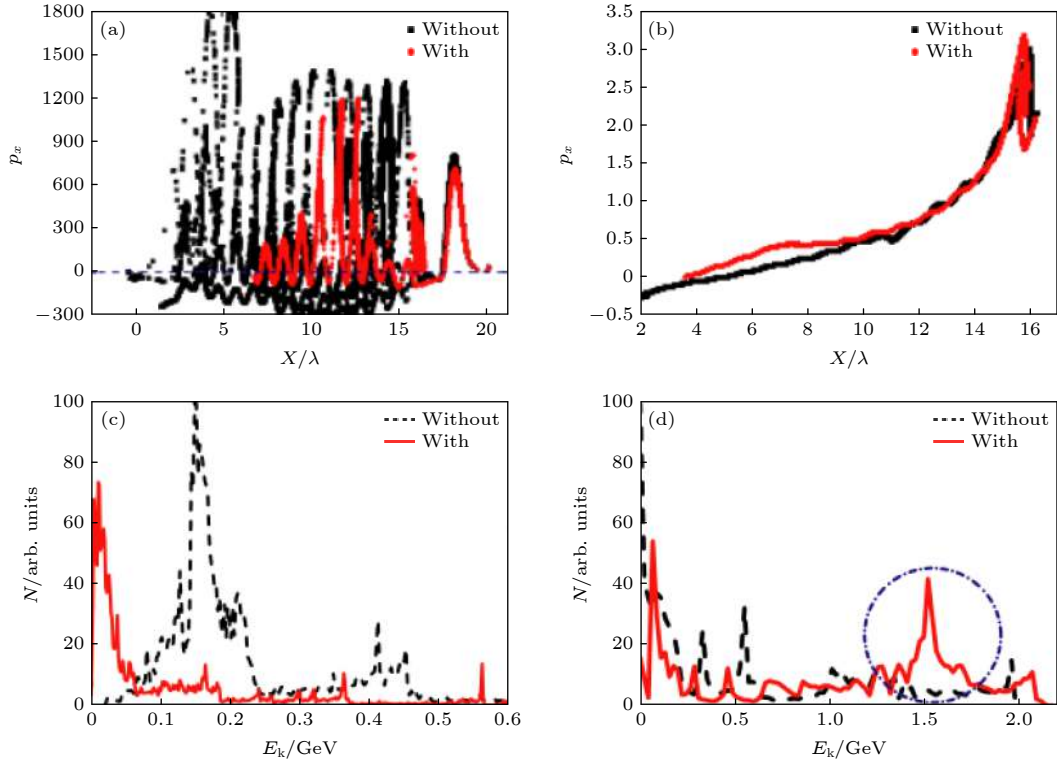


图 12 考虑与不考虑辐射反作用的结果对比^[68] (a) 电子 x - p_x 分布; (b) 质子 x - p_x 分布; (c) 电子能谱; (d) 质子能谱
Fig. 12. Simulation results with and without radiation reaction^[68]: (a) x - p_x distribution of electrons; (b) x - p_x distribution of protons; (c) energy spectrum of electrons; (d) energy spectrum of protons^[68].

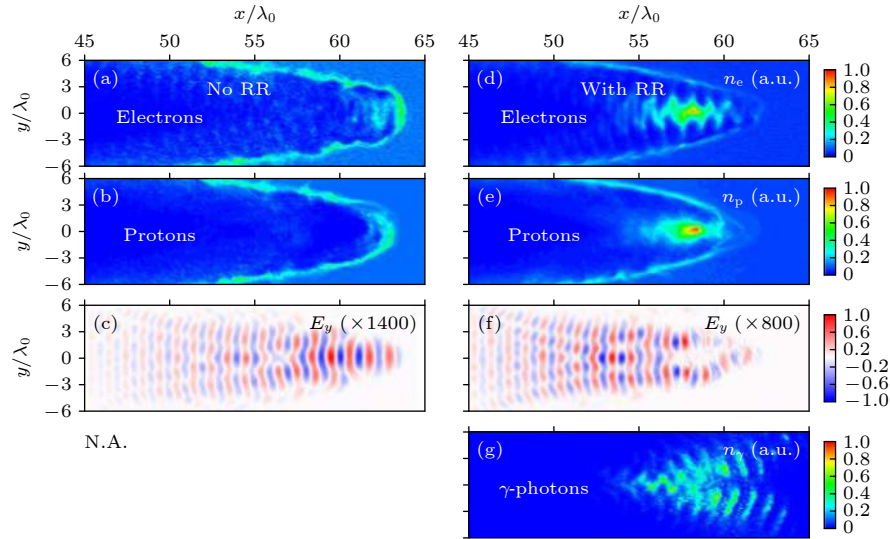


图 13 $a_0 = 500$ 的激光和 $n_e = 20n_c$ 的等离子体相互作用, 在 $t = 80T_0$ 时刻电子、质子、电磁场和 γ 光子的分布^[71] (a)–(c) 无辐射反作用; (d)–(g) 存在辐射反作用
Fig. 13. The distribution of electrons, protons, electromagnetic fields, and gamma photons at $t = 80T_0$ when a laser of $a_0 = 500$ interacts with a plasma of $n_e = 20n_c$ ^[71]: (a)–(c) with radiation reaction; (d)–(g) without of radiation reaction.

由 (15) 式可见, 辐射俘获阈值正比于 $w_0^{1/3}$ (w_0 为激光焦斑半径). 从动量、能量平衡的角度也可以得出类似的结论^[72–76]. 对于紧聚焦激光, 可以估算俘获的阈值约为 $a_0 \sim 700$. 在等离子体中, 激光往往驱

动产生强的自生电磁场, 可显著降低辐射俘获所需的场强. 例如近临界密度等离子体中被俘获的电子束形成了很强的角向磁场, 产生箍缩效应, 在 $a_0 \sim 300$ 左右就看到了明显的俘获^[71]. 随后 Guo 等^[77]

研究发现, 超强激光与等离子体相互作用首先产生强静电分离场, 加速产生反向对撞的高能电子, 极大增强了辐射反作用力效应, 根据理论估计, 经典分离场加速在 $n_e \approx 10n_c$ 时最为显著, 如图 15 所示, 这解释了为何辐射俘获在近临界密度等离子体中

最为有效.

3.3 伽马辐射增强

进入 $\chi_e \geq 0.1$ 区域时, 辐射反作用力导致电子能量降低, 高能区 γ 光子产额也会相应减小. 图 16

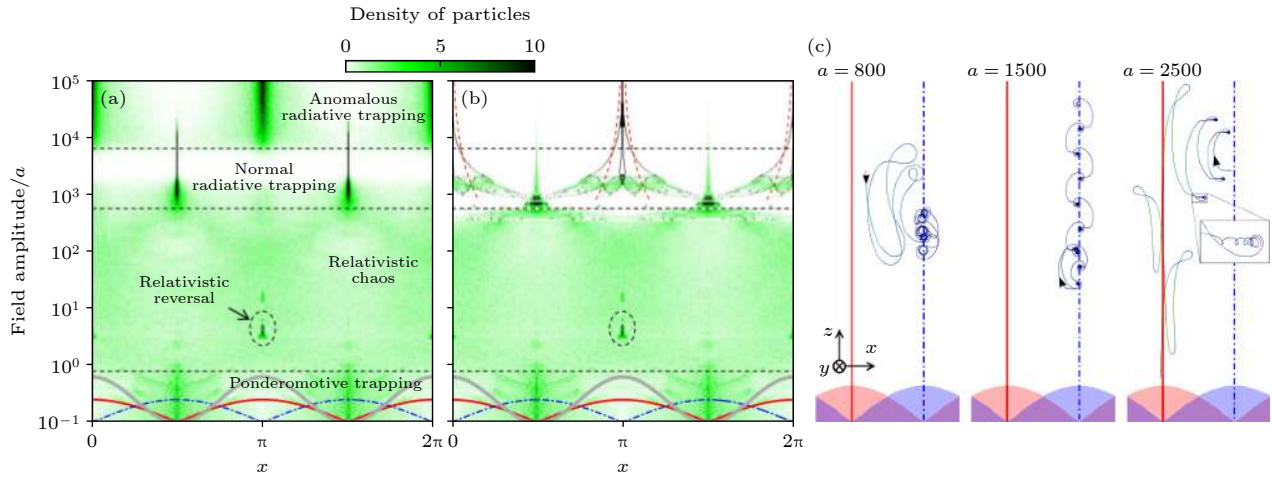


图 14 (a) 不同场强下电子在驻波场中的密度分布, 电子的辐射过程采用 QED-MC 模型^[72]; (b) 辐射模型为经典辐射^[72]; (c) 不同场强下典型的电子轨迹^[72]

Fig. 14. (a) Density distribution of electrons in the standing wave field at different field intensities. Photon emission is modelled via QED-MC method^[72]; (b) the result from classical radiation-reaction model^[72]; (c) typical electron trajectories at different field intensities^[72].

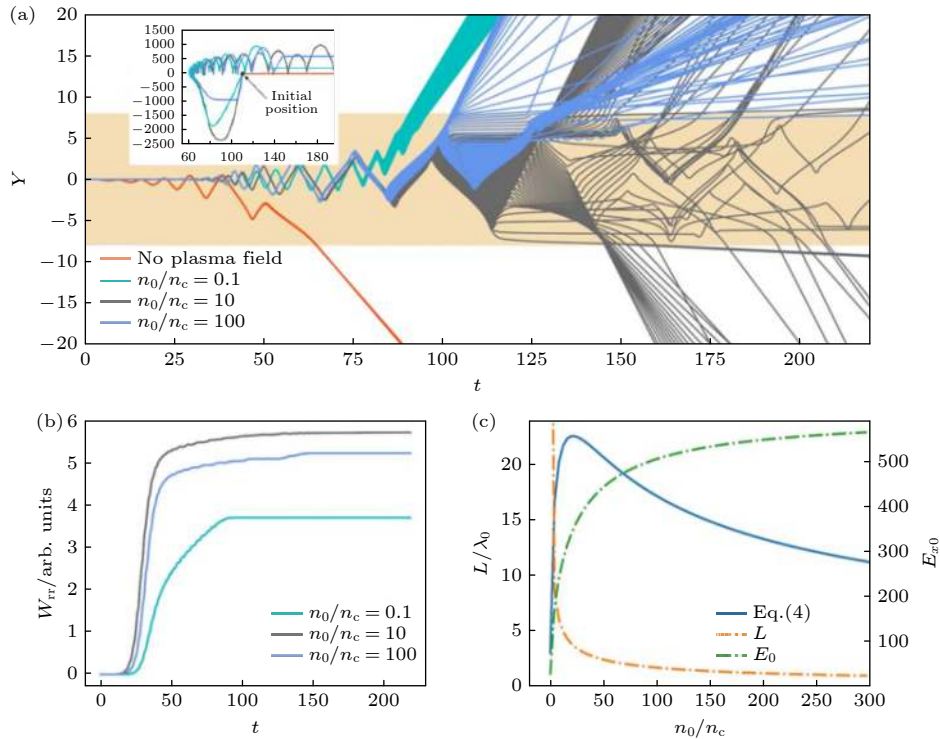


图 15 (a) 有辐射反作用力情况下, 不同等离子体密度下电子的轨迹^[77]; (b) 辐射反作用力所做的功^[77]; (c) 等离子体场的空间尺度、场强^[77]. 图例中 Eq.(4) 是等离子体场电势 $\phi = E_{x0}d/\gamma_x$

Fig. 15. (a) Electron trajectories at different plasma densities^[77]; (b) work done by the radiation reaction force; (c) length scale and field strength of plasma field at different plasma densities^[77]. Eq. (4) is the electric potential of the plasma field $\phi = E_{x0}d/\gamma_x$.

考虑了辐射反作用力后电子辐射能谱的变化, 无论是经典还是量子理论给出的辐射谱都在高能端受到抑制^[78]. 因此, 在激光和高能自由电子对撞中, 辐射反作用力一定程度上阻碍了高能区光子的产生.

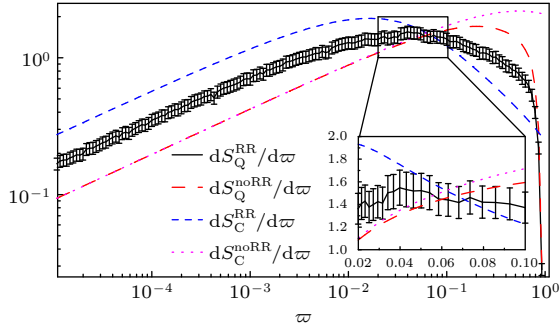


图 16 能量为 1 GeV 的电子和 $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($a_0 = 154$) 激光对撞产生的辐射谱^[78]. 黑线和红色虚线为量子辐射情况下有、无辐射反作用的辐射谱线; 蓝色虚线和红色点线是经典理论给出的有、无辐射反作用的辐射谱线

Fig. 16. The radiation spectrum from the collision between 1 GeV electrons and $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($a_0 = 154$) laser pulse^[78]. The black and red dotted lines are the spectra with and without radiation reaction in quantum radiation. The blue dotted and red dotted lines are the ones given by classical theory, with and without radiation reaction.

在等离子体中, 当辐射反作用力足够强时, 辐射俘获的电子聚集于激光场强最强处, 导致激光到伽马辐射的能量转换效率显著增强^[71,77,79]. 此外, 辐射反作用力还可使电子在等离子体通道的背景场下获得更有效的加速, 从而产生更高能量的准直光子辐射^[80]. 如图 17 所示, 在 $n_e = 32n_c$ 的等离子体中, 当激光强度超过 $10^{23} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 时, 激光到伽马光子的能量转换效率达到 10%. 随着逐渐进入饱和区域, 伽马光子的总能量占比超过电子^[81,82], 成为主要的能量吸收通道, 正对应辐射俘获的发生^[71]. 这种情形下, 超强激光与等离子体相互作用成为极其高效的伽马辐射源. 如 Zhu 等^[83] 就在锥形靶中充入近临界密度等离子体, 利用辐射俘获产生的伽马激发非线性正负电子对产生, 获得了高密度的正电子束.

3.4 辐射反作用力实验探测

从图 1 可见, 辐射反作用力效应对激光强度、电子能量均提出了较高的要求, 实验探测具有较大挑战. 目前主要有超强激光与高能电子对撞^[84–87]、高能电子与晶体相互作用^[88] 两类方案.

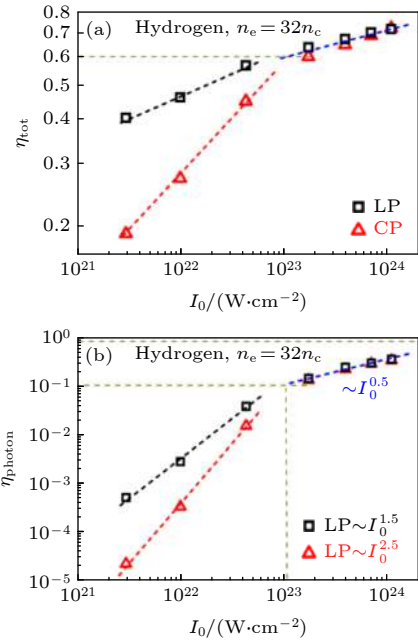


图 17 不同激光光强下, (a) 激光到等离子体的总能量转换效率和 (b) 激光到伽马光子的能量转换效率^[82]

Fig. 17. The total energy conversion efficiency of laser to plasma (a) and the energy conversion efficiency of laser to gamma photon (b) as a function of laser intensity^[82].

Vranic 等^[87] 提出全光的辐射反作用力测量方案, 利用一束弱相对论激光驱动尾场加速产生高能电子, 而另一束则采用紧聚焦产生较高的峰值光强, 与高能电子对撞, 测量电子束对撞与否的能量变化来验证辐射反作用力效应, 如图 18 所示, 模拟指出拍瓦级激光即可以获得可观测效应. Cole 等^[84] 和 Ponder 等^[85] 采用该方案进行实验, 报道了辐射反作用力的“迹象”, 但受制于微米尺度聚焦光斑与尾场加速电子束对撞的精度, 其成功率很低,

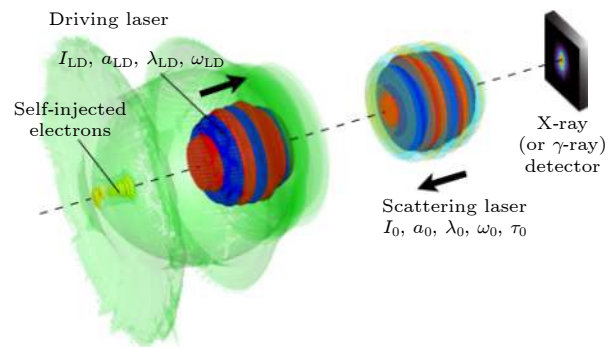


图 18 全光探测辐射反作用效应示意图. 电子束经过尾场加速后, 与散射激光对撞产生高能光子^[87]

Fig. 18. A sketch of all-light detection of radiation reaction. After the electron beam accelerates through the tail field, it collides with the scattering laser to produce high-energy photons^[87].

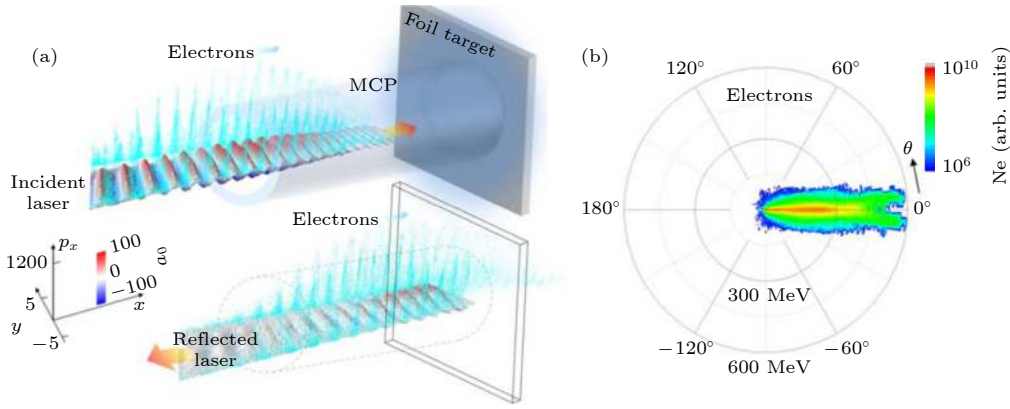


图 19 (a) 激光加速电子进入微通道靶后经过薄膜的反射与电子对撞^[89]; (b) 电子能量的角分布^[89]

Fig. 19. (a) The laser accelerates the electron into the microchannel target and then collides with the electron through the reflection of the film^[89]; (b) angular distribution of electron energy^[89].

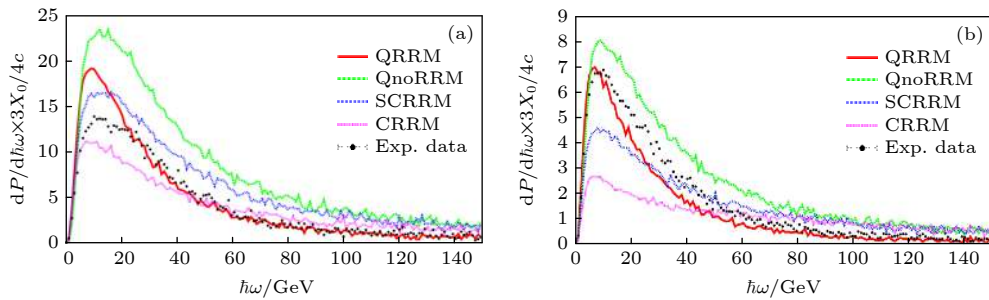


图 20 高能正电子束穿过晶体后测量光子能谱及其与不同模型计算结果对比^[88] (a) 靶厚为 3.8 mm; (b) 靶厚为 10.0 mm, 其中 QRRM 为量子辐射模型, QnoRRM 为量子无辐射模型, SCRRM 为半经典辐射模型, CRRM 为经典辐射模型

Fig. 20. Measured photon energy spectra generated by high-energy positron beam penetrating crystal and its comparison with theoretical results from different models^[88]: (a) Target thickness of 3.8 mm; (b) target thickness of 10.0 mm. QRRM is the quantum RR model, QNorRM is the quantum model without RR, SerRM is the semi-classical RR model, and CrRM is the classical RR model.

仅有数发有效数据, 还有待更具说服力的测量结果. Ji 等^[89] 提出超强激光与微通道靶相互作用的方法: 5 PW 超强激光将通道中的电子加速至 GeV 能量, 被平面靶反射后再与电子自发对撞, 如图 19 所示. 辐射反作用力效应可从加上、取下等离子体反射薄膜时电子能量的变化进行判断. 该方式仅需一束激光, 一定程度上缓解了电子与激光的空间对准问题, 而微米通道结构除了能够提供高能电子, 还可以有效引导激光束, 保持对撞的激光强度. 基于微通道的激光电子加速已获得实验验证^[90].

第二类方案为利用传统加速器上的数十至百 GeV 的高能粒子束与晶体相互作用, Wistisen 等^[88] 将 CERN 的 178 GeV 高能正电子束入射到晶体中, 使相互作用能够进入量子辐射反作用区域 ($\chi_{e+} \leq 1.4$), 产生的光子能谱达到甄别辐射反作用模型的有效性, 如图 20 所示. 不过他们的测量结果表明, 目前的经典、半经典、量子的辐射反作用力理论均无法完美地与实验符合.

这些结果意味着描述辐射反作用力的理论还不完善, 其中最受关注的是 (8) 式的 LCFA 假设是否适用, 如果辐射能量足够强, 是否需要考虑辐射前后的场强变化等. 目前已经有一些理论上的探讨, 尝试给出更为普适的理论^[40,91,92]. 另一方面, 辐射反作用力亟需更精确可靠的实验进行理论的验证, 其中如何提高高能电子与激光的对撞精度控制是关键.

4 激光极化粒子加速

4.1 背景介绍

从第 2 节的讨论可见, 高能极化电子束可为研究、验证强场 QED 辐射反作用力效应提供新的手段. 实际上自旋极化粒子束在核物理、核物理研究中有重要应用价值^[51,93], 例如: 散射实验研究宇称不守恒^[94,95], 探究原子核内部结构^[96–98], 检验基本模型^[99,100] 及研究分子动力学等^[93].

目前主流高能极化粒子束源包含极化正负电子束与极化离子束^[51]. 获得高能极化电子束的传统方法有两种, 第一种是基于 Sokolov-Ternov 效应^[101], 未极化的电子束在储能环 (storage ring)^[51,102] 中通过不断辐射光子从而使得电子束的极化率达到动态平衡值 92.4%, 从而实现极化, 见 2.4 节 (13) 式. 另一种是通过光电离^[93,103]、自旋过滤器^[104] 等方案获得低能电子源后, 注入到直线加速器中进行加速. 统加速器获得高能极化离子的方案通常是注入预先极化的低能质子源, 然后在加速过程中抑制退极化效应^[51,105,106]. 基于传统加速器的方式一般占地面积较大, 造价不菲.

近年来随着激光技术的快速发展, 研究者提出了强激光的极化电子束产生方案, 有望发展为紧凑型极化粒子源. 第一种方案基于自旋依赖的 QED 辐射及辐射反作用力效应, 将高能 (GeV 量级) 的电子束 (例如尾场加速获得的电子束) 与超强激光对撞, 利用自旋在空间位置的分离来获得极化电子束. 该方案采用的理论模型还有待进一步验证, 对两个束源的空间对准技术提出了较大的挑战. 另一种方案则是类似于直线加速器的方案, 首先需要制备电子自旋同向的预极化气体靶, 之后利用激光驱动^[22,23,107] 或者粒子束驱动^[107,108] 的尾场对预极化电子加速. 该方案需要解决两个问题, 第一是如何制备高极化率的气体靶, 第二是如何确保电子在尾场加速过程中不会退极化. 这两方面将在第 4.2 节和第 4.3 节中会进行详细地讨论. 值得一提的是, 预先设置高极化率气体靶也可用作激光极化质子加速.

4.2 预极化气体靶

如前文所述, 激光尾场加速产生高能极化粒子需制备预先极化的气体靶. 目前, 最可能实现的途

径是原子或分子光电离方法. 激光直接电离惰性气体是可产生极化电子靶, 但其整体极化率仅为 30% 左右^[109–111]. 为了实现 80% 以上的初始极化率, 可采用多束激光的方案, 对预先排列好的卤化物分子进行光电离^[112–115]. 如图 21 所示, 该方案在 2003 年实现了 72% 的电子极化率, 并且预测当激光波长达到 210–230 nm 之间时, 可以实现 90% 以上的电子预极化.

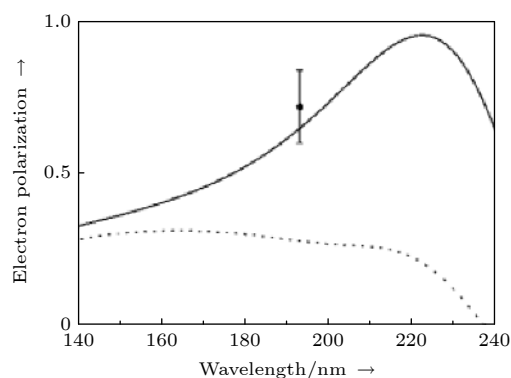


图 21 电子以及卤化物极化率和激光波长的关系, 质子极化与电子一致^[113]

Fig. 21. Polarization of electrons and the halide as a function of the ionization laser wavelength^[113].

基于该方案, Wu 等^[22] 提出将上述预极化靶与激光尾场加速结合的方案, 如图 22 所示. 首先一束红外光作用于 HCl 气体靶, 使得 HCl 分子键沿着与入射光垂直的方向排列. 接着一束紫外激光沿着分子键排列方向入射, 通过光解离将自旋传递给氢原子的电子, 实现其预极化. 之后另一束紫外激光 (图 22(a) 中未画出) 入射至气体靶中, 通过电离 Cl 原子, 将其排出相互作用区域, 从而获得 100% 预极化的电子靶. 最后, 主脉冲与预极化气体靶相互作用进行加速. 不同极化取向的电子加速可通过调整红外光和紫外光的入射方向来实现.

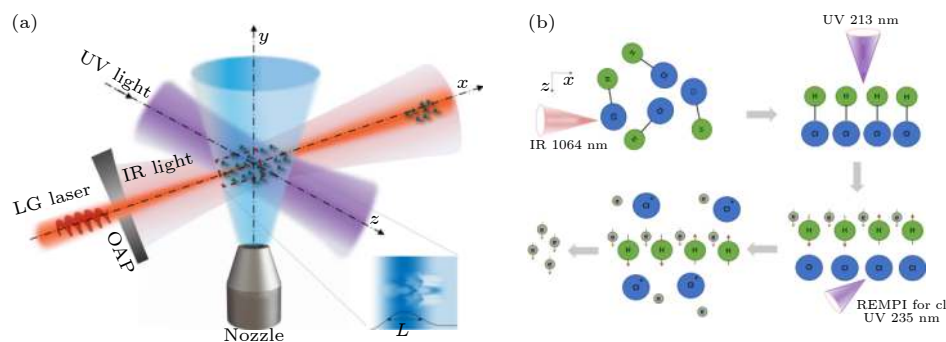
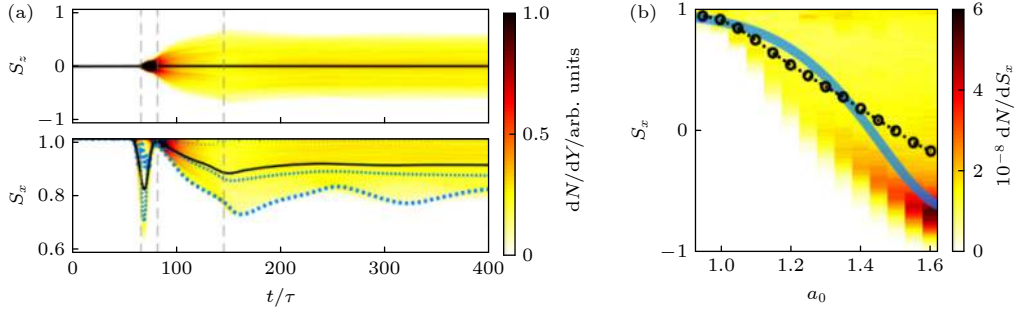
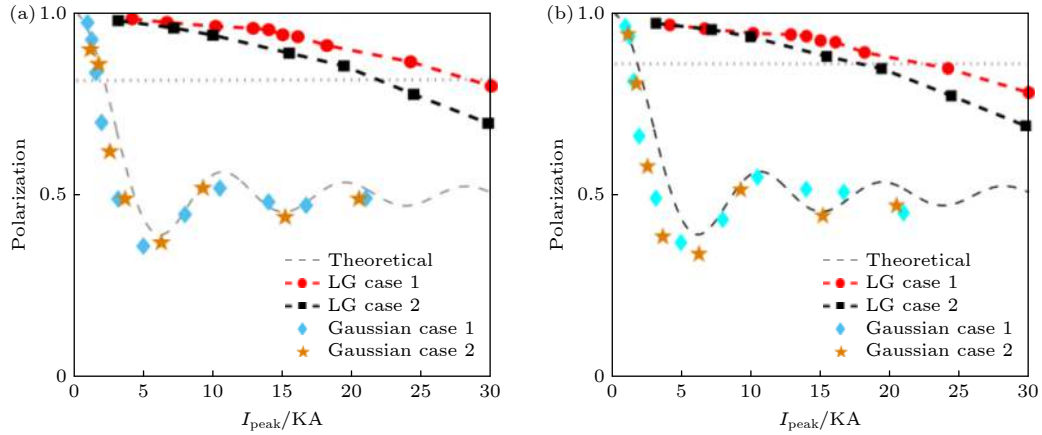


图 22 基于激光尾场的预极化电子加速的 (a) 实验设计和 (b) 相互作用流程^[22]

Fig. 22. (a) Experimental design and (b) interaction processes for polarized electron acceleration based on laser-driven wakefield^[22].

图 24 激光尾场加速过程中电子束极化率随时间演化 (a) 及与激光强度的关系 (b)^[23]Fig. 24. The electron beam polarization versus time (a) and laser amplitude (b) in laser wakefield acceleration^[23].图 25 LG 涡旋光和高斯光作为驱动源时 (a) 横向预极化和 (b) 纵向预极化尾场极化电子束峰值电流与极化率的关系^[22]Fig. 25. The electron beam polarization as a function of the peak current for wakefield acceleration driven by LG vortex and Gaussian laser for (a) transverse pre-polarized case and (b) longitudinal pre-polarized case^[22].

光可以在等离子体中驱动产生环形的尾场结构, 在保证注入电量的同时显著降低电流密度, 减小角向磁场, 使电子自旋进动较高斯驱动光而言被显著抑制. 从图 25 可见, 采用拉盖尔高斯模式 (LG) 的涡旋光驱动的尾场加速在极高注入电流下均保持了很高的极化纯度. 在相近激光与等离子体参数下, 为获得 80% 的极化率, 高斯激光脉冲的注入电流被限制在 2 kA 左右, 而涡旋光允许的电流达到 20 kA, 有一个量级的提升.

一个非常有趣的事实是, 对于横向预极化的电子, 尾场加速后电子的相空间极化率并非均匀下降, 而是有特定的分布^[107]. 在电子自旋与角向磁场方向接近的区域, 其自旋进动夹角非常小, 自旋方向几乎不发生变化, 这对应图 26 中 s_z 的分布 (初始自旋为 s_z). 在 $|p_z| < |p_y|$ 的夹角内, 极化得到了很好的保持. 该发现意味着可以通过角度筛选获得高极化的电子束. 通过理论分析, 筛选角度与沿着预极化方向的极化率的关系可以用 (17) 式表征:

$$P_z \sim \frac{1 + \text{sinc}(\Delta\Phi_p)}{2} + \frac{1 - \text{sinc}(\Delta\Phi_p)}{2} \text{sinc}(\Psi), \quad (17)$$

$\Delta\Phi_p$ 为筛选角度 (范围 $0-\pi$), ψ 为与输入参数相关的函数, 对于激光驱动有 $\psi = 5a(\alpha + 1)/(4\alpha)$, 其中 α 为等离子体密度峰值与平台区域比值 (密度分布参考密度梯度注入方式^[120,121]). Wu 等^[107] 设计了如图 27 所示的 X 型自旋过滤器, 实现角度筛选功能. 从图 27(c) 可以看出, 当 $\Delta\Phi_p = \pi/2$ 即选取 50% 的束流后, 可以保证加速后的粒子的极化率在 80% 以上.

极化随角度的依赖关系与注入电流无关, 因此几乎可以解除尾场极化电子源对激光输入参数的限制, 无需牺牲尾场加速的注入效率, 具有极高的可行性. 当然, 未来的具体实验中还需要考虑过滤器的对准及抖动的影响.

4.3.3 极化质子加速

自旋进动频率反比于粒子质量, 因而质子的进动频率比电子小 3 个量级左右, 即使在 10 PW 激光

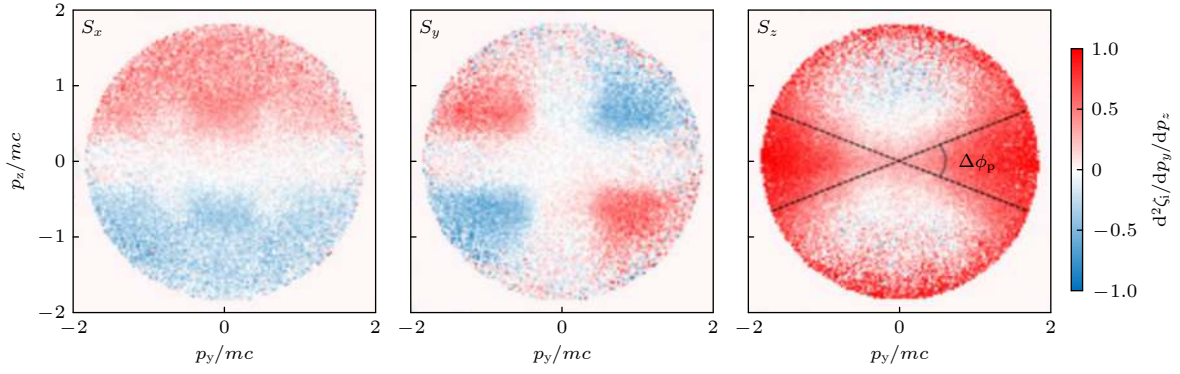


图 26 激光尾场加速横向预极化电子时电子束极化率的横向相空间分布, 分别对应纵向 s_x , 横向 s_y 与 s_z , 初始自旋为 s_z 方向^[107]
 Fig. 26. The transverse phase space distribution of electron beam polarization in laser wakefield acceleration for transversely pre-polarized electrons (s_z direction). Left to right: longitudinal polarization s_x , transverse polarization s_y and s_z ^[107].

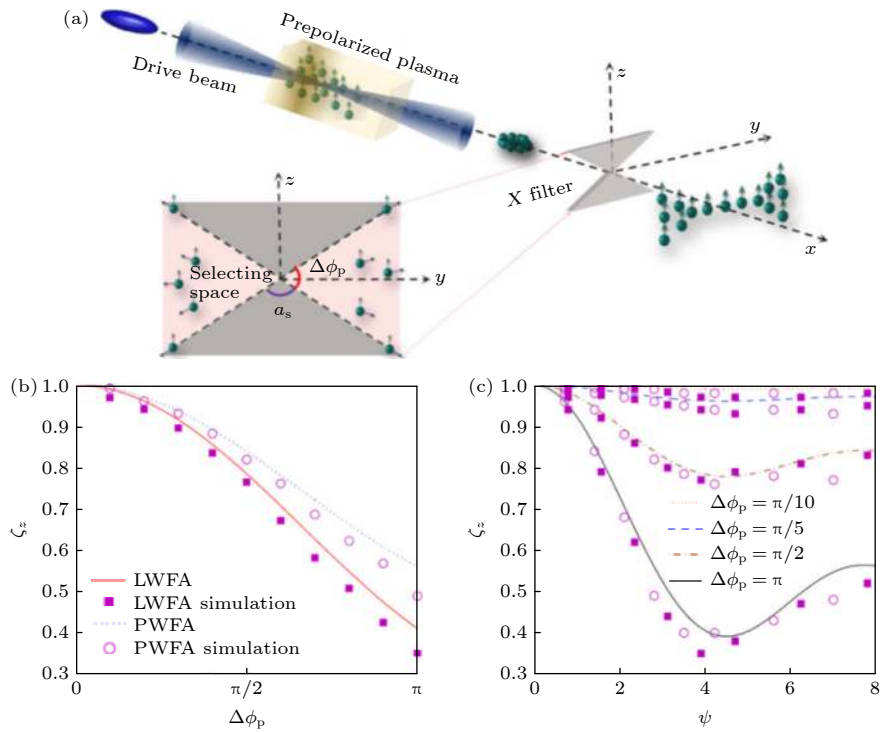


图 27 尾场加速横向预极化电子的 (a) 自旋过滤器示意图, (b) 激光驱动和电子束驱动对比及 (c) 不同筛选角下极化率与归一化参数 ψ 的关系^[107]
 Fig. 27. (a) Sketch of the spin filter, (b) beam polarization in laser driven and electron beam driven scenarios, and (c) the relationship between the polarization and the normalized parameter ψ at different screening angles^[107].

功率下^[122–125]亦不容易发生显著变化. 近期研究^[105,126]表明, 激光振幅 $a \leq 50$ 时纵向预极化的质子束退极化基本可以控制在 30% 以内, 横向预极化也可以控制在 20% 以内. 当 $a > 50$ 时, 质子的加速时间和加速场的强度都会增强, 此时质子束退极化效应会变得比较显著, 极化率下降可以达到 40%^[126] 以上甚至完全退极化^[127]. 未来高能质子加速中的去极化过程还有待进一步分析研究.

4.3.4 极化探测技术概览

目前极化电子 (正电子) 探测都是通过散射过程散射截面的不对称性来反推极化率, 根据散射过程的不同主要分为三种谱仪, 分别是基于极化电子和原子核散射的 Mott 谱仪、基于极化电子和极化电子散射的 Møller 谱仪、基于极化电子和极化光子散射的 Compton 谱仪. 由于三种谱仪的散射过程不同, 其所需要的散射靶材料和探测的能量范围以及电流范围都有所区别. 因为探测结果与散射截

面息息相关, 而散射截面与电子束能量关系密切, 为了确保探测的准确率, 通常要求电子束的能散在 0.1% 以内. 此外值得一提的是, 三种测量手段都不能实现整体极化的测量, 只能测量特定方向的极化率.

相较于电子极化谱仪, 质子的极化谱仪原理上更为复杂, 因为量子电动力学过程的散射截面 (如康普顿背散射) 太小. 因此为了设计质子谱仪, 只能通过强子相互作用来进行分析, 但是这些过程的理论分析不像 QED 理论那样精准, 所以通常测量只能通过一些结果来表征^[51,128]. 目前常用的质子谱仪散射截面和分析功率 (analysing powers) 参考的是 Roser 等^[129] 的计算, 这些反应通道相对而言置信系数较高.

5 结论与展望

本文面向未来超强激光与物质相互作用的极端强场新领域, 对辐射反作用力效应进行了全面介绍与讨论, 理清了经典形式到量子形式的脉络, 并重点讨论了强场量子电动力学图像下辐射反作用力的特性, 总结了辐射反作用力效应的主要探测途径. 作为补充, 本文还大致介绍了激光极化粒子加速的概念.

辐射反作用力既是经典、强场量子理论的挑战, 也是决定到激光与物质相互作用规律的重要效应. 目前, QED 伽马辐射计算依赖于 Volkov 态与局域恒定 (交叉) 场近似, 其有效性还需进一步验证. 特别是在复杂的激光等离子体场中, 其条件并非始终可以满足, 发展更为自洽的理论描述成为一个重要任务. 辐射反作用力对激光等离子体影响巨大, 一方面, 可以利用其伴随的高效伽马辐射发展潜在的应用手段, 另一方面, 在某些科学应用还需要规避其影响. 需要从理论、模拟上进行创新.

目前辐射反作用力的实验观测主要聚焦于高能电子与超强激光对撞后的能谱变化, 受制于空间对准精度, 成功率较低, 已有的实验数据还难以对辐射反作用力效应下定论, 更谈不上对经典、量子理论描述的分辩. 因此, 提出体现辐射反作用力效应的观测方案, 发展精度更高的实验测量方法, 是未来的关注重点.

随着研究逐渐深入, 自旋作为粒子的量子属性, 在超强激光与带电粒子相互作用中扮演的角色

也越来越受到关注. 理论上还没有一个完全自洽的描述, 而实验验证则依赖于激光极化高能粒子源的产生, 两者均有很好的发展空间.

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [2] Mulser P, Bauer D 2010 *High Power Laser-Matter Interaction* (Berlin: Springer)
- [3] Vshivkov V, Naumova N, Pegoraro F, Bulanov S 1998 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **410** 493
- [4] Vshivkov V, Naumova N, Pegoraro F, Bulanov S 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2727
- [5] Shen B, Meyer-ter-Vehn J 2001 *Phys. Rev. E* **65** 01640
- [6] Cherepenin V A, Kulagin V V 2004 *Phys. Lett. A* **321** 103
- [7] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [8] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [9] Németh K, Shen B, Li Y, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 095002
- [10] Albert F, Anderson S G, Gibson D J, et al. 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 070704
- [11] Liao G, Liu H, Scott G, et al. 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031062
- [12] Kodama R, Norreys P A, Mima K, et al. 2001 *Nature* **412** 798
- [13] Zhong J, Li Y, Wang X, et al. 2010 *Nat. Phys.* **6** 984
- [14] Chen H, Meyerhofer D D, Wilks S C, et al. 2011 *High Energy Density Phys.* **7** 225
- [15] Xu T, Shen B, Xu J, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 033109
- [16] Ritus V I 1985 *J. Russian Laser Res.* **6** 497
- [17] Baier V N, Katkov V M 1967 *Phys. Lett. A* **25** 492
- [18] Fedotov A M, Narozhny N B, Mourou G, Korn G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 080402
- [19] Elkina N V, Fedotov A M, Kostyukov I, et al. 2011 *Phys. Rev. Special Topics-Accel. and Beams* **14** 054401
- [20] Li J, Chen Y, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2017 *Sci. Rep.* **7** 11556
- [21] Geng X S, Ji L L, Shen B F, et al. 2019 *Commun. Phys.* **2** 66
- [22] Wu Y, Ji L, Geng X, et al. 2019 *New J. Phys.* **21** 073052
- [23] Wen M, Tamburini M, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 214801
- [24] Büscher M, Hützen A, Ji L, Leirach A 2020 *High Power Laser Science and Engineering* **8** e35
- [25] Koga J, Esirkepov T, Bulanov S V 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093106
- [26] Landau L D, Lifshitz E M 1971 *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press)
- [27] Vranic M, Grismayer T, Fonseca R A, Silva L O 2016 *Journal of Physics* **18** 073035
- [28] Harvey C N, Gonoskov A, Ilderton A, Marklund M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 105004
- [29] Sorbo D D, Seipt D, Thomas A G R, Ridgers C P 2018 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **60** 064003
- [30] Seipt D, Sorbo D D, Ridgers C P, Thomas A G R, 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023417
- [31] Geng X S, Ji L L, Shen B F, et al. 2020 *New J. Phys.* **22** 013007
- [32] Dirac P A M 1938 *Proc. R. Soc. Lond. A* **167** 148
- [33] Piazza A D 2008 *Lett. Math. Phys.* **83** 30
- [34] Piazza A D, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 254802

- [35] Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M 1991 *Rad. Eff.* **527** 122
- [36] Ridgers C P, Blackburn T G, Sorbo D D, et al. 2017 *J. Phys. Plasmas* **83** 715830502
- [37] Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P 1982 *Quantum Electrodynamics* (Amsterdam: Elsevier)
- [38] Wolkow D M 1936 *Z. Physik* **94** 250
- [39] Furry W H 1951 *Phys. Rev.* **81** 115
- [40] Piazza A D, Tamburini M, Meuren S, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. A* **99** 022125
- [41] Pausch R 2012 *Diploma Thesis* (Dresden: Technische Universität Dresden)
- [42] Nikishov A, Ritus V 1964 *Sov. Phys. JETP-USSR* **19** 529
- [43] Gonoskov A, Bastrakov S, Efimenko E, et al. 2015 *Phys. Rev. E* **92** 023305
- [44] Duclous R, Kirk J G, Bell A R 2010 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **53** 015009
- [45] Blackburn T G, Seipt D, Bulanov S S, Marklund M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083108
- [46] Neitz N, Piazza A D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 054802
- [47] Wen M, Keitel C H, Bauke H 2017 *Phys. Rev. A* **95** 042102
- [48] Bargmann V, Michel L, Telegdi V L 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 435
- [49] Jackson J D 1998 *Classical Electrodynamics* (3rd Ed.) (New York: Wiley)
- [50] Ternov I M 1995 *Phys.-Usp.* **38** 409
- [51] Mane S R, Shatunov Y M, Yokoya K 2005 *Rep. Prog. Phys.* **68** 1997
- [52] Sorbo D D, Seipt D, Blackburn T G, et al. 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043407
- [53] Li Y, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 154801
- [54] Seipt D, Sorbo D D, Ridgers C P, Thomas A G R 2019 *Phys. Rev. A* **100** 061402
- [55] Geng X S, Bu Z G, Wu Y T, et al. 2020 ArXiv: 1912.03625 [Physics]
- [56] Guo R T, Wang Y, Shaisultanov R, et al. 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 033483
- [57] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [58] Klimo O, Psikal J, Limpouch J, Tikhonchuk V T 2008 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11** 031301
- [59] Robinson A P L, Zepf M, Kar S, Evans R G, Bellei C 2008 *New J. Phys.* **10** 013021
- [60] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [61] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002
- [62] Shen B, Xu Z 2001 *Phys. Rev. E* **64** 056406
- [63] Zhang X, Shen B, Li X, et al. 2007 *Phys. Plasmas* **14** 123108
- [64] Chen M, Pukhov A, Yu T P, Sheng Z M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 024801
- [65] Yu T P, Pukhov A, Shvets G, Chen M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 065002
- [66] Yan X Q, Wu H C, Sheng Z M, Chen J E, Meyer-ter-Vehn J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 135001
- [67] M Tamburini, F Pegoraro, Piazza A D, Keitel C H, Macchi A 2010 *New J. Phys.* **12** 123005
- [68] Chen M, Pukhov A, Yu T P, Sheng Z M 2010 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **53** 014004
- [69] Tamburini M, Pegoraro F, Piazza A D, Keitel C H, Liseykina T V, Macchi A 2011 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **653** 181
- [70] Duff M J, Capdessus R, Sorbo D D, Ridgers C P, King M, McKenna P 2018 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **60** 064006
- [71] Ji L L, Pukhov A, Kostyukov I, Shen B F, Akli K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 145003
- [72] Gonoskov A, Bashinov A, Gonoskov I, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 014801
- [73] Lehmann G, Spatschek K H 2012 *Phys. Rev. E* **85** 056412
- [74] Gong Z, Hu R, Shou Y, Qiao B, et al. 2016 *Matter and Radiat. Extremes* **1** 308
- [75] Gonoskov A, Marklund M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 093109
- [76] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Kando M, Koga J K, Bulanov S S 2011 *Phys. Rev. E* **84** 056605
- [77] Guo Z, Ji L, Yu Q, et al. 2019 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **61** 065007
- [78] Piazza A D, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 220403
- [79] Liu C, Shen B, Zhang X, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023107
- [80] Gong Z, Mackenroth F, Yan X Q, Arefiev A V 2019 *Sci. Rep.* **9** 1
- [81] Ji L L, Pukhov A, Nerush E N, et al. 2014 *Eur. Phys. J. ST* **223** 1069
- [82] Ji L L, Pukhov A, Nerush E N, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 023109
- [83] Zhu X L, Yu T P, Sheng Z M, Yin Y, Turcu I C E, Pukhov A 2016 *Nat. Commun.* **7** 1
- [84] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 011020
- [85] Poder K, Tamburini M, Sarri G, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031004
- [86] Blackburn T G, Ridgers C P, Kirk J G, Bell A R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 015001
- [87] Vranic M, Martins J L, Vieira J, Fonseca R A, Silva L O 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 134801
- [88] Wistisen T N, Piazza A D, Knudsen H V, Uggerhøj U I 2018 *Nat. Commun.* **9** 1
- [89] Ji L L, Snyder J, Shen B F 2019 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **61** 065019
- [90] Snyder J, Ji L L, George K M, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 033110
- [91] Mironov A A, Meuren S, Fedotov A M 2020 *Phys. Rev. D* **102** 053005
- [92] Ilderton A, King B, Seipt D 2019 *Phys. Rev. A* **99** 042121
- [93] Gay T J. 2009 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **57** 157
- [94] Jefferson Lab Qweak, 2018 *Nature* **557** 207
- [95] Schlimme B S, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 132504
- [96] Ageev E S, et al. 2005 *Phys. Lett. B* **612** 154
- [97] Salajegheh M, Mohammad S, Khanpour H, Atashbar T S 2018 *Phys. Rev. C* **97** 055201
- [98] Huang H, Kewisch J, Liu C, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 204803
- [99] X J Wang, H Sun, X Luo 2017 *Advances in High Energy Phys.* **2017** 1
- [100] Burkardt M, Miller C A, Nowak W D 2010 *Rep. Prog. Phys.* **73** 016201
- [101] Sokolov A A, Ternov I M 1964 *Sov. Phys. Dokl.* **8** 1203
- [102] Rathmann F, Saleev A, Nikolaev N N 2014 *Phys. Part. Nucl.* **45** 229
- [103] Pierce D T, Meier F, Zürcher P 1975 *Appl. Phys. Lett.* **26** 670
- [104] Batelaan H, Green A S, Hitt B A, Gay T J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4216

- [105] Hütten A, Thomas J, Böker J, et al. 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e16
- [106] Alekseev I, Allgower C, Bai M, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **499** 392
- [107] Wu Y, Ji L, Geng X, et al. 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 044064
- [108] Wu Y, Ji L, Geng X, et al. 2019 *Phys. Rev. E* **100** 043202
- [109] Hartung A, Morales F, Kunitski M, et al. 2016 *Nat. Photon* **10** 526
- [110] Trabert D, Hartung A, Eckart S, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett* **120** 043202
- [111] Barth I, Smirnova O 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013401
- [112] Rakitzis T P, Samartzis P C, Toomes R L, et al. 2003 *Science* **300** 1936
- [113] Rakitzis T P 2004 *Chem. Phys. Chem.* **5** 1489
- [114] Sofikitis D, Kannis C S, Boulogiannis G K, Rakitzis T P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 083001
- [115] Sofikitis D, Rubio-Lago L, Bougas L, Alexander A J, Rakitzis T P 2008 *J. Chem. Phys.* **129** 144302
- [116] Thomas J, Hütten A, Lehrach A, et al. 2020 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **23** 064401
- [117] Vieira J, Huang C K, Mori W B, Silva L O 2011 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 071303
- [118] Golovanov A A, Kostyukov I Y, Thomas J, Pukhov 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103104
- [119] Lu W, Huang C, Zhou M, Mori W B, Katsouleas T 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 165002
- [120] Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, et al. 2011 *Nat. Phys* **7** 862
- [121] Schmid K, Buck A, Sears C M S, et al. 2010 *Phys. Rev. Special Topics-Accel. Beams* **13** 091301
- [122] Zou J P, Blanc C L, Papadopoulos D, et al. 2015 *High Power Laser Sci. Eng* **3** e2
- [123] Zamfir N V 2014 *Eur. Phys. J. Special Topics* **223** 1221
- [124] Li W, Gan Z, Yu L, et al. 2018 *Opt. Lett* **43** 5681
- [125] Gomez C H, Blake S P, Chekhlov O, et al. 2010 *IOP Publishing* **244** 032006
- [126] Jin L, Wen M, Zhang X, et al. 2020 *Phys. Rev. E* **102** 011201
- [127] Hütten A, Thomas J, Lehrach A, et al. 2020 *J. Phys.: Conf. Series* **1596** 012013
- [128] Makdisi Y 1998 *AIP Conf. Proc.* **451** 40
- [129] Roser T (Edited by A Chao and M Tigner) 2002 *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* (Singapore: World Scientific)

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration*

Ji Liang-Liang^{1)†} Geng Xue-Song¹⁾ Wu Yi-Tong¹⁾
Shen Bai-Fei¹⁾²⁾ Li Ru-Xin¹⁾³⁾

1) (State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

2) (Mathematics & Science College, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China)

3) (School of Physical Science and Technology, Shanghai Tech University, Shanghai 201210, China)

(Received 14 January 2021; revised manuscript received 6 February 2021)

Abstract

Laser-plasma interaction at intensities beyond 10^{22} W/cm² enters a new regime where gamma-photon emission and the induced radiation-reaction effect dominate. In extreme laser fields, high energy electrons emit gamma-photons efficiently, which take considerable portion of energy away and impose strong reaction forces on radiating electrons. When the radiation power is comparable to the electron energy gained in a certain period of time, the radiation-reaction (RR) effect becomes significant, which fundamentally changes the picture of laser-plasma interaction. In this review article, we introduce the physics of radiation-reaction force, including both classical description and quantum description. The effects of stochastic emission and particle spins in the quantum-electrodynamics (QED) RR process are discussed. We summarize the RR-induced phenomena in laser-

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875307, 11935008) and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB 16010000).

† Corresponding author. E-mail: jill@siom.ac.cn

plasma interaction and some proposed measurements of RR. As a supplement, we also introduce the latest progress of producing spin polarized particles based on laser-plasma accelerations, which provides polarized beam sources for verifying the QED-RR effects.

In the classical picture, the RR force can be described by the Landau-Lifshitz (LL) equation, which eliminates the non-physical run-away solution from the Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) equation. The damping force could induce the electron trajectories to instantaneously reverse, electrons to cool and even high energy electrons to be reflected by laser pulses. The latter leads to a “potential barrier” at a certain threshold that prevents the electrons of arbitrarily high energy from penetrating the laser field. In general, classical LL equation overestimates the RR effect, thus calling for more accurate quantum description.

When the emitted photon energy is close to the electron energy, radiation becomes discrete. Quantum effects arise such that the process, also known as nonlinear multi-photon Compton Scattering, must be considered in the strong-field QED picture. This is resolved in the Furry picture by using the laser-dressed Volkov state in the local constant cross-field approximation (LCFA). The QED model is applied to particle dynamics via Monte-Carlo (MC) sampling. We introduce the prominent feature of quantum RR-stochastic photon emission. It allows the processes forbidden in classical picture to emerge, such as quantum ‘quenching’, quantum ‘reflection’, etc. These observables validate the strong-field QED theory. Recently, there has been a rising interest in identifying the spin effect in the QED-RR force. We summarize the latest progress of this topic, showing that when spins are coupled with photon emission the electrons of different spin states undergo distinctive RR force.

The RR force has a significant effect on laser-plasma interaction. The review paper introduces recent QED-MC based PIC simulation results. Some key features include electron cooling in laser-driven radiation pressure acceleration and the radiation-reaction trapping (RRT) mechanism. In the RRT regime the laser pulse conveys over 10% of its energy to gamma-photons, facilitating the creation of a highly efficient gamma-ray source and electron-positron pair. In addition, the paper mentions the major efforts to measure the RR effect in recent years. It relies on high energy electrons either colliding with ultra-intense laser pulses or traversing crystals. Primitive observations indicate that existing theories do not match experimental results. Further investigation is required in both SF-QED theory and experiment.

Finally, the review paper discusses the idea of laser-driven polarized particle acceleration as a supplement. The all-optical approach integrates pre-polarized gas target into laser wakefield acceleration, offering a compact all-optical polarized particle source, which is highly favorable for strong-field QED studies, high-energy colliders and material science.

Keywords: ultra-intense laser, radiation-reaction, strong-field quantum electrodynamics, polarized particle acceleration

PACS: 52.38.-r, 52.38.ph, 52.65.Rr, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.70.20210091

基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆孙散射的参数优化

叶翰晟 谷渝秋 黄文会 吴玉迟 谭放 张晓辉 王少义

Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration

Ye Han-Sheng Gu Yu-Qiu Huang Wen-Hui Wu Yu-Chi Tan Fang Zhang Xiao-Hui Wang Shao-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 085204 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210549

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210549>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光高能X射线成像中探测器表征与电子影响研究

Detector characterization and electron effect for laser-driven high energy X-ray imaging

物理学报. 2017, 66(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.245201>

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

基于混合注入机制的级联尾场电子加速

Mixed injection mechanism assisted cascaded laser wakefield accelerator

物理学报. 2019, 68(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190484>

激光尾波场驱动准连续小角度电子束研究进展

Generation of ultrafast broadband small angle hundreds MeV electron bunches from laser wakefield acceleration

物理学报. 2017, 66(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.154101>

基于半解析自治理论研究相对论激光脉冲驱动下阿秒X射线源的产生

Attosecond X-ray generation driven by the relativistic laser pulse based on the semi-analytical self-consistent theory

物理学报. 2017, 66(20): 204205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204205>

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

专题: 超短超强激光等离子体物理

基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆孙散射的参数优化*

叶翰晟¹⁾²⁾ 谷渝秋^{1)3)†} 黄文会²⁾ 吴玉迟¹⁾
谭放¹⁾ 张晓辉¹⁾ 王少义¹⁾

1) (中国工程物理研究院, 激光聚变研究中心重点实验室, 绵阳 621900)

2) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

3) (深圳技术大学工程物理学院, 深圳 518118)

(2021 年 3 月 22 日收到; 2021 年 4 月 3 日收到修改稿)

基于激光尾场加速的全光汤姆孙散射能够提供高质量 X 射线束并大大减小装置的尺寸. 与分光式相比, 自反射式的构架可以降低实验的时空同步难度, 但是由于激光尾场电子加速和汤姆孙散射过程耦合, X 射线优化难度大, 目前缺乏参数优化的相关报道. 本文用数值模拟修正解析理论的方法, 定量分析了激光尾场电子加速和汤姆孙散射过程中激光和电子束的焦斑、脉宽、能量等参数变化情况, 并给出了激光在等离子体镜上的反射率, 从而实现了用解析公式计算而非数值模拟跟踪参数变化, 在保证精度的同时节约了计算时间. 另外, 利用修正后的公式优化了给定激光条件下的自反射式全光汤姆孙散射 X 射线, 通过改变等离子体密度和等离子体镜位置这两个参数给出了最优 X 射线亮度和光子产额, 该方法为将来结合人工智能优化控制全光汤姆孙散射光源提供了理论基础.

关键词: 激光尾场加速, 汤姆孙散射, 自反射, X 射线

PACS: 52.38.Kd, 52.38.Ph, 52.38.-r

DOI: 10.7498/aps.70.20210549

1 引言

基于 X 射线的高光子能量、高穿透、生物杀伤特性, 高质量的 X 射线源被广泛应用于放射医疗、核物理研究、材料无损检测等领域^[1]. 如今产生 X 射线的方式主要包括同步辐射、韧致辐射、Betatron 辐射、自由电子激光和汤姆孙散射^[1-3]等, 其中基于高能电子束与激光对撞产生的汤姆孙散射可以在获得更高光子能量的同时具备单能性、准直性、高亮度等特性, 是一种优良的高能 X 射线产生方式. 传统的汤姆孙散射 X 射线源需要用到庞大的传统加速器, 从而限制了其广泛应用. 近十

年来, 激光尾场电子加速得到了飞速发展^[4,5], 将拥有高加速梯度的激光尾场加速 (laser wakefield acceleration, LWFA) 而非传统加速器得到的电子束作为汤姆孙散射的注入电子, 可以大幅度降低汤姆孙散射 X 射线源装置的尺寸, 具有极大的应用推广价值. 由于在电子加速和激光对撞整个过程中只用一束激光驱动, 被称为全光汤姆孙散射^[6].

全光汤姆孙散射又可以分为分光式和自反射式. 分光式指将一束激光分为两束, 分别用于 LWFA 和汤姆孙散射, 这种方法对时序的精度要求很高. 自反射式则是指将一层薄膜置于等离子体末端, 激光打在薄膜上电离形成等离子体镜 (plasma mirror, PM), 然后激光反射后与电子束作用, 如

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100) 和科学挑战计划项目 (批准号: TZ2018005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yqgu@caep.cn

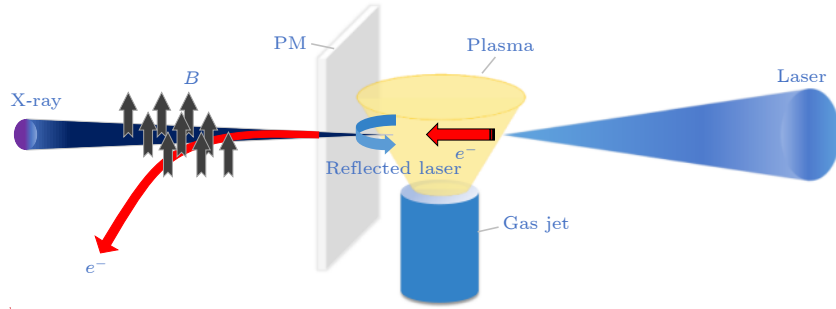


图 1 自反射全光汤姆孙散射示意图

Fig. 1. Schematic of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering.

图 1 所示. 自反射式与分光式相比实验难度要低很多, 但是由于激光加速过程和汤姆孙散射耦合, 独立可控的参量更少, 优化难度较大. 近年来两种方法都有所发展, Nebraska 大学对分光式进行了多年的研究^[7-9], 得到了能量可调的准单能 MeV 量级 X 射线, 并探究了高阶非线性的全光汤姆孙散射^[10]. Sarri 等^[11]也通过分光式得到了亮度高达 10^{19} photons/(s·mm²·mrad²·0.1%BW) 的 MeV 量级 X 射线. Ta Phuoc 等^[12]于 2012 年开展了最早的自反射汤姆孙散射 X 射线源输出, 随后 Texas 大学也多次实现了自反射式实验, 得到了能量可调的高质量的 X 射线并探讨了过程中 PM 的反射作用^[13,14]. 但是他们对自反射式全光汤姆孙散射的优化研究也很少提及, 优化条件往往在实际实验中摸索. 近年也有文章通过改变激光条件优化汤姆孙散射 X 射线并实现荧光成像^[15], 但没有给出给定激光条件下的优化方案. 本文的目的便是希望通过解析理论分析和数值模拟, 用简单的解析公式计算来得到各个过程的物理参量的变化关系, 并利用这些公式计算探究给定激光条件下自反射式全光汤姆孙散射 X 射线的优化条件.

2 研究方法

本文的研究方法是结合数值模拟与解析计算, 首先利用推导的理想公式给出定性的变化趋势, 使公式符合基本的物理规律, 然后结合数值模拟给出定量的参量大小, 使公式更贴合实际. 在确定解析公式时, 由于 LWFA 过程中的不稳定性会给运算带来很强的非线性, 为避免复杂运算, 对于一些不好确定的结果会用分段线性处理.

对于 LWFA 过程使用二维 PIC 程序 osiris^[16]模拟, 模拟参数为激光能量 1 J, 功率 45 TW, 波

长 800 nm, 焦斑 $w_0 = 10 \mu\text{m}$, 激光强度参数 $a_0 \approx 3.64$, 激光聚焦在等离子体入口处. 空泡加速能够提供稳定的加速梯度, 得到高质量电子束, 此时等离子体密度应满足 $k_p w_0 \approx 2\sqrt{a_0}$ ^[17], 即 $n_{p0} = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 故选择等离子体密度 n_p 为 $2 \times 10^{18} - 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 长度为 7 mm, 采用单一气体自注入的注入方式. 以光速移动的模拟窗口大小为 $76.32 \mu\text{m} \times 50.88 \mu\text{m}$, 网格大小为 $25.44 \text{ nm} \times 84.80 \text{ nm}$, 时间步长为 0.07632 fs, 网格和时间步长满足克朗条件, 使模拟结果能够收敛. 反射后的激光与电子束进行汤姆孙散射过程使用蒙特卡罗程序 cain^[18]模拟, 模拟使用非线性汤姆孙散射模型, 其中激光参数根据 osiris 模拟结果拟合合成高斯脉冲, 电子束参数由从 osiris 选出能量大于 10 MeV 的电子直接导入.

3 全光汤姆孙散射参数变化

3.1 激光参数变化

一般 LWFA 中只关心加速电子参数而不用考虑加速后的激光参数, 但自反射式全光汤姆孙散射却不一样, LWFA 过后的激光不仅要经过 PM 反射, 还要与加速电子进行汤姆孙散射, 故需要得知加速后的激光参数. 模拟得出激光在 LWFA 过程中焦斑、脉宽、能量随传播距离 d 之间的变化关系如图 2 所示. 从图 2(a) 看出, 激光焦斑总体上变化不大, 当满足 $P > P_c = 17 \frac{n_c}{n_e} \text{ (GW)}$ 时, 等离子体对于激光如同一面凸透镜, 激光表现出强烈的自聚焦效应, 与自然散焦效应相抵消, 从而维持焦斑不变^[17]. 注意到虽然模拟密度范围内都满足 $P > P_c$, 但是密度增大时自聚焦效果变强, 激光焦斑能够在更长距离内保持不变; 而密度较小时激光仍然有

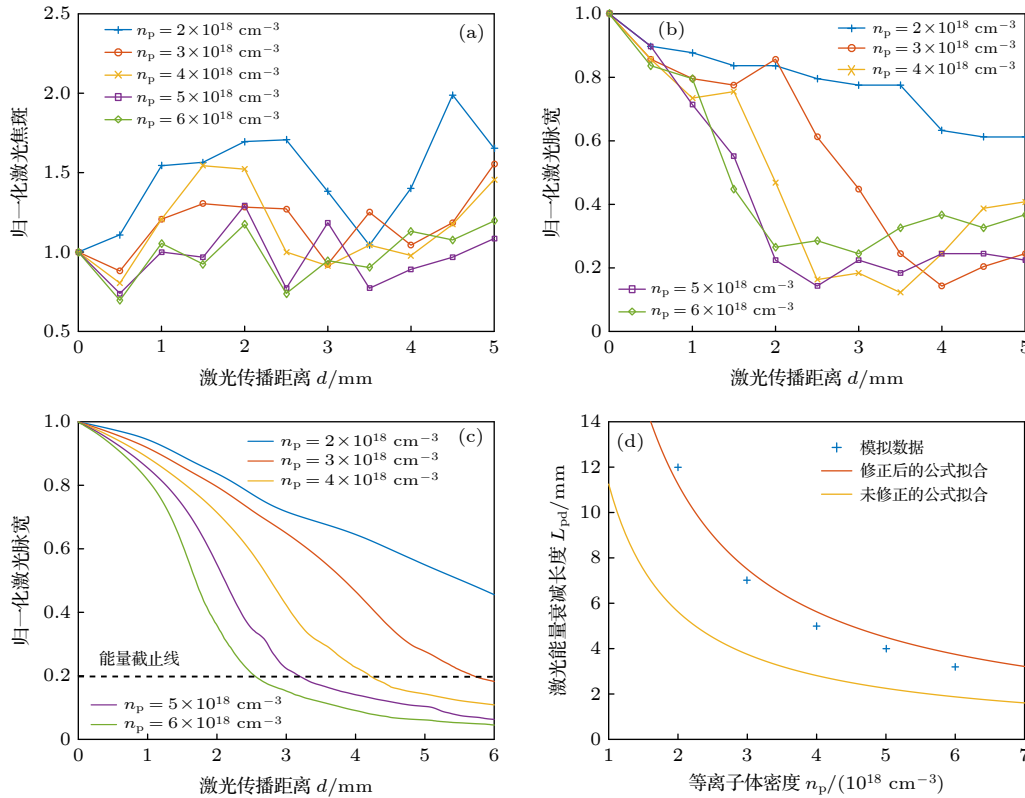


图2 LWFA中激光的参数的变化 (a) 焦斑; (b) 脉宽; (c) 能量 (图中能量低于能量截止线时包含激光能量和尾场能量); (d) 激光能量衰减长度

Fig. 2. Evolution of laser parameters in LWFA: (a) Laser spot size; (b) laser duration; (c) laser energy (energy in figure contains laser parts and wakefield parts when it is below dashed line); (d) pump depletion length.

散开现象, 焦斑整体上更大^[19]. 故可对于自聚焦效应做更加精确的标定, 取中间密度为 $n_{p0} = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 密度小于 n_{p0} 时激光在研究距离范围内的整体焦斑随密度线性增大, 密度大于 n_{p0} 时激光焦斑维持不变.

激光传播过程中, 激光头部损失能量并形成尾场, 这造成了激光脉宽和能量衰减, 且密度越大衰减越快. 从激光能量衰减曲线 (图 2(c)) 看出, 激光能量随距离近似线性衰减, 这可以理解为激光能量随距离均匀地传递到了尾场中. 到了虚线以下的部分偏离线性是因为图中实际上统计了整个窗口的电磁场能量. 激光能量较大时统计能量即为激光能量, 但当激光能量较小时尾场能量与激光能量可以比拟, 统计能量为尾场能量和激光能量之和, 故在虚线以下部分并不是真正的激光能量. 在虚线处将激光能量线性外推可得激光损失全部能量对应的长度, 如图 2(d) 散点所示. 文献中描述过激光能量损失速度 $v_{\text{etch}} = \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}$ ^[20], 则激光能量衰减长度为

$$k_p L_{\text{pd}} = \frac{k_p c \tau}{v_{\text{etch}}} \times c = \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \omega_p \tau, \text{ 拟合曲线为绿色, 与模}$$

拟点差距较大, 这可能是因为推导过程中只考虑了一维的影响. 将公式修改为 $k_p L_{\text{pd}} = 2 \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \omega_p \tau$, 即衰减长度为之前的 2 倍, 拟合曲线为红色, 符合较好. 激光脉宽衰减与能量衰减类似, 衰减关系也可以按照 L_{pd} 来对标, 如图 2(b) 所示. 根据模拟结果可以总结为距离小于 $0.5 L_{\text{pd}}$ 时脉宽线性衰减, 距离大于 $0.5 L_{\text{pd}}$ 时激光头部几乎完全耗尽, 脉宽衰减到原脉宽的 $1/3$ 并保持不变. 这说明激光能量损失过程为开始峰值电场不变而脉宽减小, 后来脉宽不变峰值电场减小.

3.2 电子束参数变化

LWFA 产生的电子束品质很大程度上决定了 X 射线的品质, 在以前的文献中有过对各个参数的推导计算^[3,17], 但是由于推导条件的局限性, 我们很难跟踪整个过程中的电子参量变化. 有的过程如电子注入、beam loading 效应等也难以定量描述, 只能在实验中观察得出^[21–23], 因此结合数值模拟给出电子参量的变化过程至关重要. 图 3 是

LWFA 过程窗口内能量大于 10 MeV 的电子束的参量变化. 图 3(a) 是电子束平均能量 E_e 随激光传播距离的变化曲线, 第一个空泡内的电子在失相长度 L_d 内受到尾场加速, 能量线性增大. 达到 L_d 时由于第二个空泡内的电子开始注入, 且注入的电荷量与第一个空泡的相近, 把电子平均能量拉低到了之前的一半. 然后第一个空泡内的电子开始减速, 第二个空泡的电子开始加速, 两者速度梯度和电荷量相近, 导致电子平均能量直到 L_{pd} 保持不变. L_{pd} 之后激光能量耗尽, 尾场变得不稳定, 电子能量变化不再考虑. 失相长度随等离子体密度的变化关系

如图 3(b) 所示, 按照 $k_p L_d = \frac{4}{3} \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \sqrt{a_0}$ [17] 拟合结果 (绿线) 所示, 根据模拟数据可进一步修正为 $k_p L_d = 0.93 \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \sqrt{a_0}$, 如红线所示, 该结果与理论公式仅相差 0.7 倍. 从图 3(a) 还可以看出, 在失相长度之前, 等离子体密度较低时电子加速梯度符合 $E_w(\text{eV/m}) \approx 96 \sqrt{n_p(\text{cm}^{-3})}$ [24], 但当密度进一步增大, 电子能量并不增加. 为了解释这一现象, 模拟了 0.5 mm 处的轴线上纵向电场分布, 如图 3(c) 所示, 其中黑色三角形的位置即为电子束所处的位置. 可以看出, 随着密度的增加, 虽然尾场的峰值

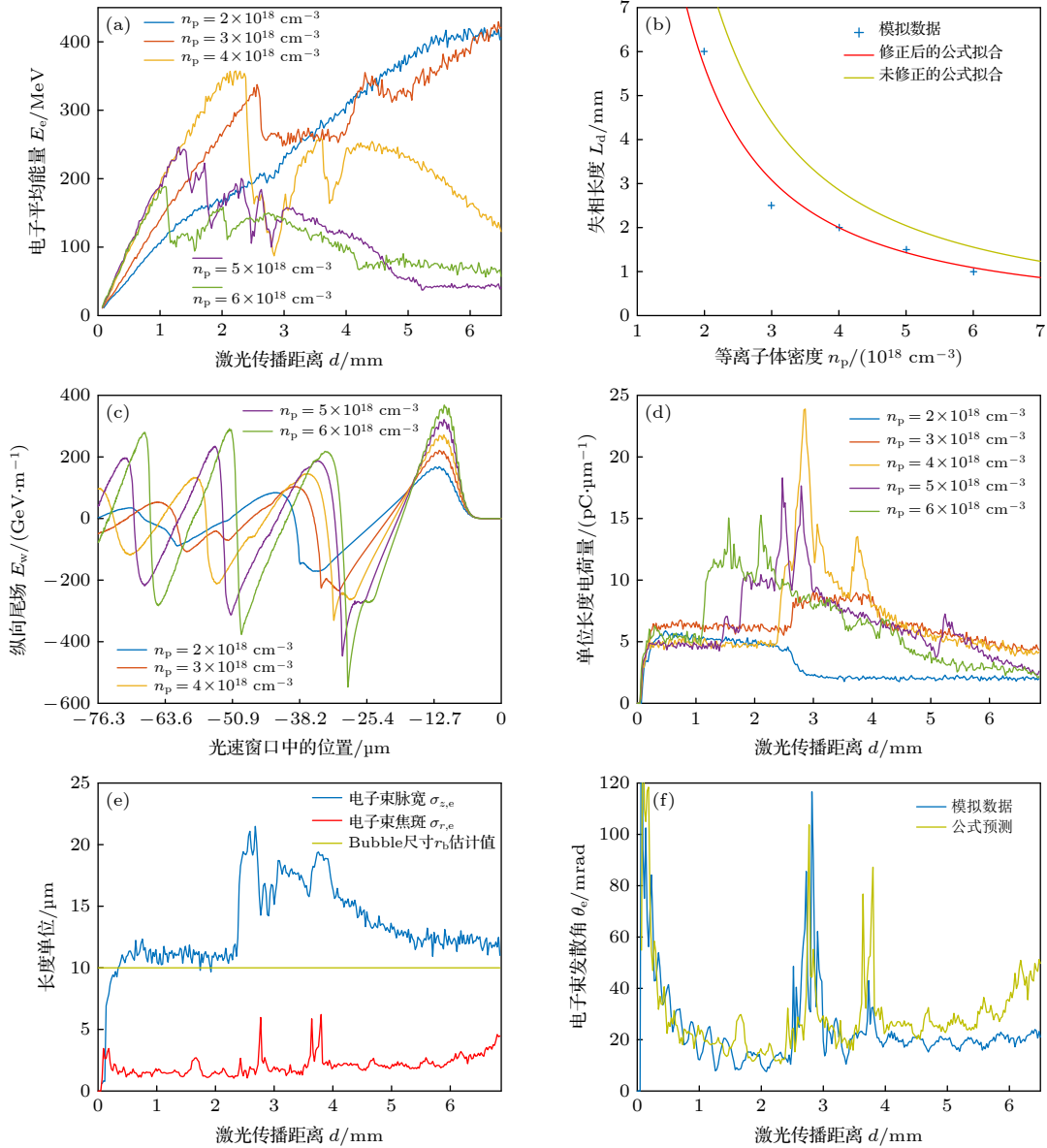


图 3 LWFA 中电子的参量变化 (a) 电子平均能量; (b) 失相长度; (c) 0.5 mm 处轴线上的纵向尾场分布; (d) 电子电荷量; (e) 密度为 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时电子束聚焦和脉宽; (f) 密度为 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时电子束发散角

Fig. 3. Evolution of electron parameters in LWFA: (a) Average energy; (b) dephasing length; (c) longitudinal electric field on axis when $d = 0.5 \text{ mm}$; (d) charge; (e) spot size and duration when $n_p = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; (f) divergence angle when $n_p = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

场强在增大, 但是电子束所处的场强由于 beam loading 效应并没有一直增大, 而是趋于某一数值达到饱和. 模拟饱和点对应的密度即为 $n_{p0} = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 故将加速电场处理为密度小于 n_{p0} , 电子能量 $E_e \leq E_e (\text{eV}) \approx 96 \sqrt{n_p (\text{cm}^{-3})} \times d (\text{m})$, 密度大于 n_{p0} , 电子能量不随密度变化.

图 3(d) 是不同密度下单位长度电荷量随距离的变化, 从激光刚传播 0.1 mm 处电荷的突然抬升可以看出, 电荷注入过程十分迅速, 因此不需要考虑电荷注入所需的距离. 0—1 mm 内单位长度电荷量几乎不随密度变化是因为尾场注入电荷已经达到饱和, 饱和时电荷量约为 $5 \text{ pC}/\mu\text{m}$, 这与图 3(c) 中的尾场畸变都指向 beam loading 效应. 观察电荷量陡增的位置发现与 L_d 对应, 这也与图 3(a) 中电子能量陡降相符合. 多段的电荷陡增则是由于多个空泡的注入, 而每个空泡的电荷量都为饱和电荷量, 即 $5 \text{ pC}/\mu\text{m}$. 但由于第二个之后的空泡加速较晚, 品质不高, 前两个空泡部分信息, 故只考虑前两已经包含了电子束大部分信息, 故只考虑前两个空泡的注入情况. 随着激光传播距离进一步增大, 高密度时距离超过 L_{pd} 激光损失殆尽, 低密度时激光自聚焦不够强, 两种条件下都会使电子束受到的横向聚焦力不够, 电子跑出探测窗口导致电荷量减小.

密度为 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时电子焦斑和脉宽随距离的变化关系如图 3(e) 所示, 其他密度条件下电子变化情况相似. 单个空泡内的电子脉宽大约等于一个空泡的尺寸 r_b , 而空泡尺寸又, 而空泡尺寸又约等于激光焦斑 w_0 , 即 $\sigma_{z,e} \approx r_b$. 电子脉宽在 2.3 mm 处的陡增是因为多个空泡的处的陡增是因为多个空泡的注入在空间上拉长了电子的脉宽. 而电子焦斑远比文献中 $\sigma_{r,e} \approx r_b$ 要小, 大约为 $\sigma_{r,e} \approx r_b/5$. 这是因为电子在空泡尾部注入, 这是因为电子在空泡尾部注入, 具体注入位置则由电势决定, 只有电子场相速度的速度时才会被捕获. 注入对应位置的归一化电势要小于 -1 [25], 这部分的横向尺寸约为 $r_b/5$. 由电子束焦斑和单位长度电荷量可以得到电子束的总电荷量 $Q = \frac{5 \text{ pC}}{\mu\text{m}} \frac{r_b}{5} = 10 \text{ pC}$. 然而文献描述电子数 $N = 2.5 \times 10^9 \frac{\lambda (\mu\text{m})}{0.8} \sqrt{\frac{P (\text{TW})}{100}}$ [17], 约为模拟的 25 倍. 公式推导时是将空, 约为模拟的 25 倍. 公式推导时是将空泡内全部电磁场能量除

以每个电子最大能量得到的, 而实际上电子并不会消耗全部电磁场能量, 存在一个吸收比例, 约为 $1/25 = 4\%$. 因此公式计算结果比模拟结果大 1 个数量级, 这在许多实验中都有所印证 [5,9,13,14,26–28]. 电子束发散角的变化如图 3(f) 所示, 约为 20 mrad, 在 2.5 和 4.0 mm 附近增大是电子能量降低导致. 绿线是电子在尾场中的 betatron 振荡的估计值, $\theta_e (\text{rad}) \approx \frac{1.33 \times 10^{-10} \sqrt{\gamma n_e (\text{cm}^{-3})} \times \sigma_{r,e} (\mu\text{m})}{\gamma}$ [2], 公式与模拟符合得很好.

3.3 PM 反射

激光经过 LWFA 过程后与 PM 的反射也由二维 osiris 模拟, 得到不同激光强度下反射率如图 4 所示. 模拟和文献都表明经过 LWFA 过程后激光仍处于非线性状态 ($a_0 > 1$), 在此强度范围内 PM 反射率并没有明显变化 [14], 只会随着激光强度增大而缓慢降低. 图 4 中统计的激光能量是 PM 一侧的总能量, 包括反射激光能量和杂散的能量. 当激光强度增大时, 激光与 PM 作用更加剧烈, 杂散能量所占比例增大, 导致 $a_0 = 5$ 时反射率反常偏高. 故在计算中取反射率为 75%. 在自反射式全光汤姆孙散射中激光先加速电子, 预脉冲已经在形成尾场过程中消耗掉了, 故无需考虑预脉冲对 PM 的损伤. 激光与 PM 作用还会产生高次谐波, 但是谐波强度大约只有入射激光强度的 10^{-4} , 远小于汤姆孙散射光的强度, 故可以忽略不计 [29].

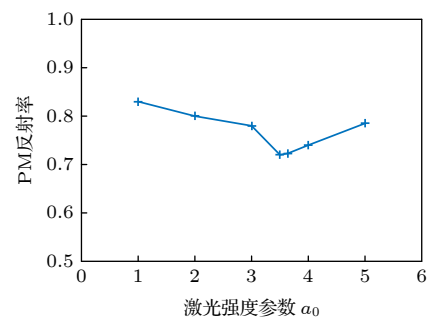


图 4 PM 反射率
Fig. 4. Reflectivity of PM.

3.4 汤姆孙散射

自反射式全光汤姆孙散射的构架决定了激光与电子的作用角度为 $\alpha = 180^\circ$, 当密度为 n_{p0} , PM 位置为 2.5 mm 时 X 射线能谱和角分布如图 5 所示.

图 5(a) 显示 X 射线能谱呈现出明显的非线性特性, 且在不同接收角 θ 下 X 射线能谱不同, 随着接收角度不断增大, 能谱趋于包含全部立体角内的总光谱. 能谱图曲线不够平滑、相对误差较大是因为每个能量间隔内的宏粒子数较少. 为了适当减小 osiris 输出文件大小, 一般只输出模拟宏电子数的 1%, 因此 cain 输入的宏电子数一般为 2000 个. 汤姆孙散射若将相对误差按照 $1/\sqrt{N}$ 来估计, 取 100 能量间隔时相对误差约为 20%. 但是本文主要衡量 X 射线总体性质, 这时相对误差为 2%, 而且解析计算与模拟符合较好, 故该误差的影响可以忽略不计. 从图 5(b) 可以看出, X 射线发散角小于 20 mrad. 对于 X 射线的各项参数, Esarey 等 [30,31]

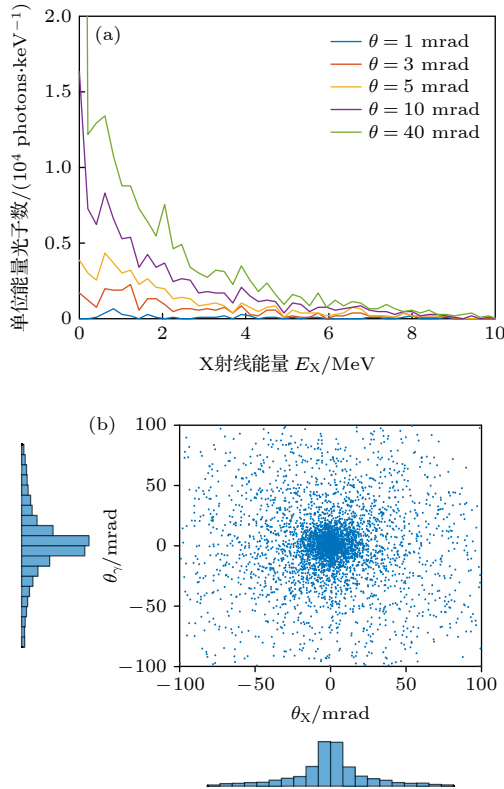


图 5 汤姆孙散射 X 射线参数 (a) 能谱; (b) 角分布
Fig. 5. X-ray from Thomson scattering: (a) Energy spectrum; (b) angle divergence distribution.

表 1 等离子体密度 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, PM 位置 2.5 mm 时修正后的公式计算和数值模拟的部分参数比较

Table 1. Comparison of modified formula calculation and numerical simulation when plasma density is $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and PM position is 2.5 mm away.

方法	经过 LWFA 的激光			电子束			X 射线	
	焦斑/ μm	脉宽/fs	能量损失/ $(\% \cdot \text{mm}^{-1})$	能量/MeV	焦斑/ μm	发散角/mrad	光子数/ 10^7	亮度/ $(10^{18} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{ BW})^{-1})$
修正公式	10	7	17	460	2.0	18	4.1	1.3
数值模拟	10	6	17	450	1.8	16	4.0	1.6

进行了详细的阐述, 例如 X 射线能量 $E_X = \frac{2n(1-\beta\cos\alpha)\gamma^2}{1+\gamma^2\theta^2+a_0^2/2} \times \hbar\omega_0$ 、焦斑 $\sigma_{x,y} \approx \sigma_{r,e}$ 、发散角 $\theta_{x,y} = \sqrt{(a_0/\gamma)^2 + (\theta_e)^2}$ 、脉宽 $\sigma_T = \frac{\sigma_{ez}}{c}$ 、光子数 $N_\gamma = \frac{\sigma N_e N_l}{2\pi\sqrt{\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2}\sqrt{\sigma_{er}^2 + \sigma_{lr}^2}}$ (σ 为汤姆孙散射微观截面, 为 $\frac{8}{3}\pi r_e^2$; N_l 为激光光子数) 等. 由于该过程不稳定性较少, 因此模拟结果与计算结果符合得很好. 对于 X 射线亮度计算, 可以用 $B(\omega) = \frac{N_\gamma K(E)}{(2\pi)^{5/2} \sigma_T \sigma_x \sigma_y \theta_x \theta_y}$ 计算, 其中 $K(E)$ 为光子能量 E 附近 0.1% 内带宽内的光子数占比. 设能谱为 $f(E)$ (photons/keV), 则

$$K(E) = \frac{f(E) \times E \times 0.1\%}{N_\gamma} = \frac{f(E) \times E \times 0.1\%}{\int_0^{E_c} f(E) dE}$$

会随能谱变化而变化. 假设能谱表现为线性衰减, 则 $K(E) = 0.2\% \times \frac{E}{E_c} \left(1 - \frac{E}{E_c}\right)$, $K(E)$ 最大可以取到 5×10^{-4} . 实际上能谱低能段光子更多, 故计算时一般取 $K(E) = 2 \times 10^{-4}$.

4 自反射式全光汤姆孙散射优化

综上所述, 我们修正了公式得到了与数值模拟一致的结果, 如表 1 所列. 接下来可以用公式计算的方式代替模拟进行 X 射线优化. 在给定激光条件下, 等离子体密度几乎成为 LWFA 过程的唯一调控手段, 也是自反射式全光汤姆孙散射的第一个调控手段. 第二个调控参数是 PM 位置: 距离太远, 激光能量大幅度损失, 产生 X 射线亮度低; 距离太近, 电子束能量低, 发散角大, X 射线亮度也低, 故存在最优的 PM 位置. 因此对 X 射线的优化主要考虑这两个参数. 通过前文总结的公式, 对 X 射线数值上优化的结果如图 6 所示, 横坐标是等离子体密度, 纵坐标是 PM 位置, 颜色表示各项数值大小.

从图6可以发现两条明显的曲线, 分别对应 L_d 和 L_{pd} , 这是由于距离大于 L_d 会导致第二个空泡注入和电子平均能量降低, 而距离大于 L_{pd} 则激光耗尽, 两者均会引起数值突变. 实际优化时可以先根据实际需要选择X射线能量范围, 在能量范围对应的优化参数范围内找到最佳的X射线亮度或光子数. 对于图6给出的结果, 等离子体密度在 1×10^{18} — $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 范围内, PM在1—10 mm范围内时最佳亮度对应的等离子体密度为 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, PM位置2 mm, 此时X射线亮度 $1.7 \times 10^{18} \text{ photons}/(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\% \text{ BW})$, 光子数 4.8×10^7 , 能量460 keV. 根据公式可知, 要想进一步增加X射线的亮度或者光子数, 最为直接的方法是增大驱动激光的功率产生更多的电子.

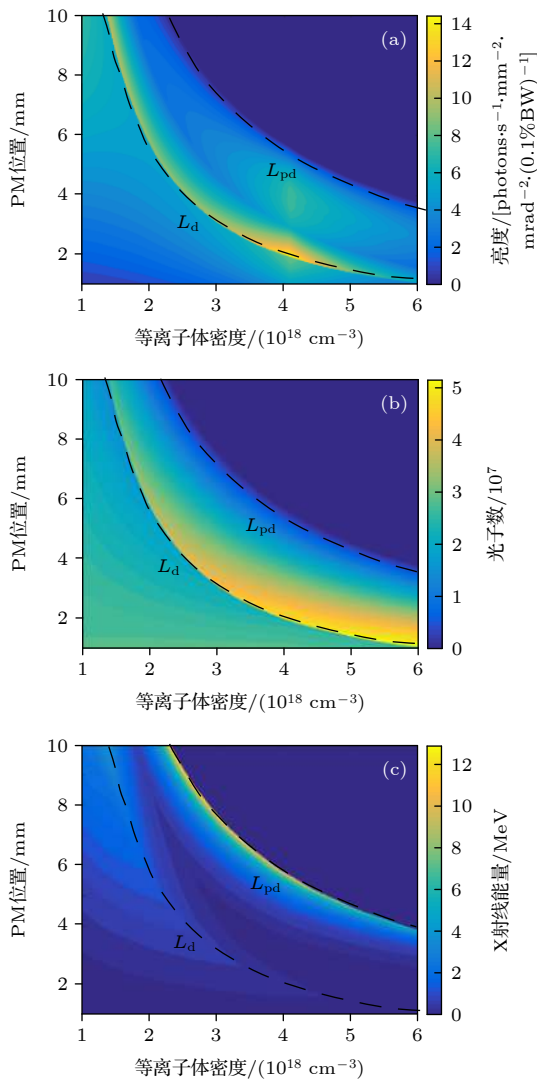


图6 X射线优化结果 (a) 亮度; (b) 光子数; (c) 光子能量
Fig. 6. Optimization results of X-ray: (a) Brightness; (b) photon number; (c) photon energy.

5 总结

本文通过数值模拟分别分析了 LWFA 和汤姆孙散射中激光、电子和 X 射线的变化关系, 提出了一些较为简单的解析公式用于逼近数值模拟的结果. 这些公式是在纯理论推导出的公式的基础上得到的, 在保留了一些物理规律的同时比起理论公式更贴合实际, 能够帮助我们更加准确快速地预测参数品质. 利用这些公式优化了自反射式全光汤姆孙散射产生的 X 射线, 通过改变等离子体密度和 PM 位置这两个参数给出了最佳的 X 射线亮度和光子数.

参考文献

- [1] Albert F, Thomas A G R 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 103001
- [2] Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, Fitour R, Malka V, Rousse A, Beck A, Lefebvre E 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1
- [3] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [4] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J, Geddes C G R, Schroeder C B, Toth C, Esarey E, Swanson K, Fan-Chiang L, Bagdasarov G, Bobrova N, Gasilov V, Korn G, Satorov P, Leemans W P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [5] Wang W T, Li W T, Liu J S, Zhang Z J, Qi R, Yu C H, Liu J Q, Fang M, Qin Z Y, Wang C, Xu Y, Wu F X, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 124801
- [6] Umstadter D P 2015 *Contemp. Phys.* **56** 417
- [7] Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, Maharjan C M, Liu C, Golovin G, Banerjee S, Zhang J, Cunningham N, Moorti A, Clarke S, Pozzi S, Umstadter D P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 155003
- [8] Liu C, Golovin G, Chen S, Zhang J, Zhao B, Haden D, Banerjee S, Silano J, Karwowski H, Umstadter D 2014 *Opt. Lett.* **39** 4132
- [9] Powers N D, Ghebregziabher I, Golovin G, Liu C, Chen S, Banerjee S, Zhang J, Umstadter D P 2014 *Nat. Photonics* **8** 28
- [10] Yan W, Fruhling C, Golovin G, Haden D, Luo J, Zhang P, Zhao B, Zhang J, Liu C, Chen M, Chen S, Banerjee S, Umstadter D 2017 *Nat. Photonics* **11** 514
- [11] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, Cole J, Piazza A Di, Ahmed H, Harvey C, Keitel C H, Krushelnick K, Mangles S P D, Najmudin Z, Symes D, Thomas A G R, Yeung M, Zhao Z, Zepf M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 224801
- [12] Ta Phuoc K, Corde S, Thaury C, Malka V, Tafzi A, Goddet J P, Shah R C, Sebban S, Rousse A 2012 *Nat. Photonics* **6** 308
- [13] Shaw J M, Bernstein A C, Zgadzaj R, Hannasch A, LaBerge M, Chang Y Y, Weichman K, Welch J, Henderson W, Tsai H E, Fazel N, Wang X, Ditmire T, Donovan M, Dyer G, Gaul E, Gordon J, Martinez M, Spinks M, Tonician T, Wagner C,

- Downer M C 2017 *arXiv*: 1705.08637 *vl[physics.acc-ph]*
- [14] Tsai H E, Wang X M, Shaw J M, Li Z Y, Arefiev A V, Zhang X, Zgadaj R, Henderson W, Khudik V, Shvets G, Downer M C 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023106
- [15] Bruemmer T, Debus A, Pausch R, Osterhoff J, Gruener F 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 031601
- [16] Fonseca R 2002 *Proceedings of the Second International Conference on Computational Science—ICCS Amsterdam*, Netherlands, April 21–24, 2002 p342
- [17] Lu W 2006 *Ph. D. Dissertation* (Los Angeles: University of California)
- [18] Chen P, Hortonsmith G, Ohgaki T 1995 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **335** 107
- [19] Wang G H, Wang X F, Dong K G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 165201 (in Chinese) [王广辉, 王晓方, 董克攻 2012 物理学报 **61** 165201]
- [20] Decker C D, Mori W B, Tzeng K C, Katsouleas T 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2047
- [21] Li G, Ain Q, Li S, Saeed M, Papp D, Kamperidis C, Hafz N A M 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 055004
- [22] Gotzfried J, Dopp A, Gilljohann M, Foerster M, Ding H, Schindler S, Schilling G, Buck A, Veisz L, Karsch S 2020 *Phys. Rev. X* **10** 041015
- [23] Couperus J P, Pausch R, Kohler A, Zarini O, Kramer J M, Garten M, Huebl A, Gebhardt R, Helbig U, Bock S, Zeil K, Debus A, Bussmann M, Schramm U, Irman A 2017 *Nat. Commun.* **8** 487
- [24] Modena Z N A, Dangor A E, Clayton C E, Marsh K A, Joshi C, Malka V, Darrow C B, Danson C N, Neely D, Walsh F N 1995 *Nature* **377** 606
- [25] Amorim L D, Najafabadi N V 2018 *Advanced Accelerator Concepts* Breckenridge, Colorado, USA, August 12–17, 2018 p345
- [26] Pollock B B, Clayton C E, Ralph J E, Albert F, Davidson A, Divol L, Filip C, Glenzer S H, Herpoldt K, Lu W, Marsh K A, Meinecke J, Mori W B, Pak A, Rensink T C, Ross J S, Shaw J, Tynan G R, Joshi C, Froula D H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 045001
- [27] Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, Panasenkov D, Shiraishi S, Sokollik T, Benedetti C, Schroeder C B, Geddes C G R, Tilborg J V, Osterhoff J, Esarey E, Toth C, Leemans W P 2011 *Nat. Phys.* **7** 862
- [28] Swanson K K, Tsai H E, Barber S K, Lehe R, Mao H S, Steinke S, van Tilborg J, Nakamura K, Geddes C G R, Schroeder C B, Esarey E, Leemans W P 2017 *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 051301
- [29] Thauray F Q C, Anna L, Tiberio C 2007 *Nat. Phys.* **3** 424
- [30] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [31] Ride S K, Esarey E, Baine M 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5425

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration*

Ye Han-Sheng¹⁾²⁾ Gu Yu-Qiu^{1)3)†} Huang Wen-Hui²⁾ Wu Yu-Chi¹⁾
Tan Fang¹⁾ Zhang Xiao-Hui¹⁾ Wang Shao-Yi¹⁾

1) (*Key Laboratory of Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

3) (*Department of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China*)

(Received 22 March 2021; revised manuscript received 3 April 2021)

Abstract

All-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration can provide high quality X-ray and greatly reduce the source size. Compared with two-pulse setting, the self-reflecting setting can reduce the requirement for temporal and spatial synchronization in experiment. However, it is difficult to optimize X-ray because Thomson scattering is coupled with laser wakefield acceleration in this process. In this paper, we correct theory formula through numerical simulation, and analyze the parameters quantitatively in laser wakefield acceleration and Thomson scattering, such as spot size, duration and energy of laser and electron beam, and reflectivity of plasma mirror. Then we can trace the parameters by using the modified formula rather than the numerical simulation with similar accuracy and less time. The modified formula is also used to optimize the self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering X-ray under the given laser conditions. The optimal X-ray luminance and photon number can be obtained by changing the plasma density and the position of the plasma mirror.

Keywords: laser wakefield acceleration, Thomson scattering, self-reflecting, X-ray

PACS: 52.38.Kd, 52.38.Ph, 52.38.-r

DOI: 10.7498/aps.70.20210549

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0401100) and the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2018005).

† Corresponding author. E-mail: yqgu@caep.cn

飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究

王天泽 雷弘毅 孙方正 王丹 廖国前 李玉同

Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser

Wang Tian-Ze Lei Hong-Yi Sun Fang-Zheng Wang Dan Liao Guo-Qian Li Yu-Tong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 085205 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210518

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210518>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser-plasma interactions

物理学报. 2019, 68(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>

激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200>

铁磁异质结构中的超快自旋流调制实现相干太赫兹辐射

Coherent terahertz radiation via ultrafast manipulation of spin currents in ferromagnetic heterostructures

物理学报. 2018, 67(19): 197202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181178>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射特性研究

Characteristics of radio-frequency emission from nanosecond laser-induced breakdown plasma of air

物理学报. 2017, 66(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.185201>

专题: 超短超强激光等离子体物理

飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究*

王天泽¹⁾²⁾ 雷弘毅¹⁾³⁾ 孙方正¹⁾³⁾ 王丹¹⁾³⁾ 廖国前^{1)†} 李玉同^{1)3)4)‡}

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2) (中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

3) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

4) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2021 年 3 月 17 日收到; 2021 年 4 月 12 日收到修改稿)

强太赫兹源是太赫兹科学技术发展的关键, 其中大能量强场太赫兹脉冲源在超快物态调控、新型电子加速器等领域具有重要的应用前景. 超快超强激光与等离子体相互作用是近年来发展起来的一种新型的强场太赫兹辐射产生途径. 本文报道了利用超强飞秒激光脉冲与金属薄膜靶作用产生太赫兹辐射的实验结果, 研究了激光能量和离焦量对靶后太赫兹辐射能量的影响, 并通过监测激光背向散射光谱, 定性揭示了其变化规律与不同光强下的电子加热机制的相关性. 实验表征了太赫兹辐射的频谱、偏振及聚焦光斑情况. 测量结果表明, 实验产生了脉冲能量达 458 μJ 、聚焦场强高达 GV/m 量级的超宽带太赫兹辐射, 为开展极端太赫兹脉冲与物质相互作用研究提供了一种新的强场太赫兹光源.

关键词: 超强激光与等离子体相互作用, 强太赫兹辐射, 相干渡越辐射**PACS:** 52.38.-r, 52.25.Os, 52.38.Dx, 52.50.Jm**DOI:** 10.7498/aps.70.20210518

1 引言

太赫兹 (THz) 辐射在电磁频谱中位于微波和红外波之间. 由于具有单光子能量低、谱指纹性等特点, 太赫兹辐射在材料科学、生物医药、无线通讯、国防安全等领域具有重要应用^[1], 太赫兹科学已经成为当代前沿研究的热点之一. 强太赫兹辐射源是太赫兹科学技术发展的关键, 其中大能量 ($> 100 \mu\text{J}$)、强场 ($> 1 \text{ MV/cm}$) 太赫兹脉冲在超快物态调控^[2]、催化化学^[3]、新型电子加速和操控^[4]等方面有着重要应用. 目前, 大能量强场太赫兹脉冲源主要有两类, 一类是利用大型加速器产生的高能电子束通过同步辐射、渡越辐射等方式产生

太赫兹辐射, 美国斯坦福直线加速器可产生脉冲能量超过 600 μJ 的太赫兹辐射^[5]; 另一类是基于超快激光与物质相互作用. 其中一种常用的方法是利用超快激光在晶体中通过光整流等非线性光学效应产生太赫兹辐射. 最近, 人们利用低温冷却的铌酸锂晶体产生了近 1.4 mJ 的太赫兹能量^[6], 利用多片拼接的有机晶体获得了近 0.9 mJ 的太赫兹辐射^[7]. 采用更高的泵浦激光能量和更大的晶体尺寸是这类方法提升太赫兹能量最简单直接的方案. 然而, 由于晶体存在光学损伤阈值, 泵浦光强不能太高, 大尺寸、高品质晶体的生长在技术上仍然是十分困难的.

超快超强激光与等离子体相互作用是近年来发展起来的一种新型强太赫兹产生方案. 一方面,

* 科学挑战计划 (批准号: TZ2016005)、国家自然科学基金 (批准号: 92050106, 11827807) 和中科院先导研究计划 (批准号: XDB16010200, XDA25010000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gqliao@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: ytli@iphy.ac.cn

等离子体没有光学损伤问题,可承受任意光强的泵浦;另一方面,超强激光与等离子体作用可作为紧凑的粒子加速器^[8],产生大电量、超短脉宽的电子束,从而有望突破目前基于加速器和晶体的太赫兹源在能量提升方面遇到的技术瓶颈.目前,人们利用皮秒超强激光与固体靶作用,已在实验上产生了脉冲能量高达百毫焦、峰值功率高达太瓦量级的极端太赫兹脉冲^[9];利用焦耳量级飞秒激光与金属薄膜靶作用产生了近 700 μJ 的太赫兹辐射^[10],与金属丝靶作用产生了近 3 mJ 的强太赫兹脉冲^[11].对于超强激光与平面靶作用,人们发现了基于等离子体波^[12]和超热电子^[13]的两类太赫兹产生机制.金属靶后的太赫兹辐射主要是由强激光在靶前加速的大量超热电子前向输运,在穿越靶后表面-真空界面时,通过渡越辐射或鞘层辐射等过程产生的^[14,15].可见,靶后太赫兹辐射与靶前的激光等离子体相互作用密切相关.

本文报道了飞秒超强激光脉冲与金属薄膜靶相互作用产生太赫兹辐射的实验研究,通过改变激光能量和离焦量等手段,考察了激光强度对太赫兹能量的影响,结合激光背向散射光谱的特征,定性理解了实验现象,并表征了太赫兹能量、频谱、偏振、焦斑等性质,在优化参数下获得了峰值场强高达 GV/m 量级的强太赫兹脉冲.

2 实验布局

实验是在中国科学院物理研究所光物理实验室的 20 TW 激光装置上进行的.实验布局如图 1 所示,中心波长 800 nm、脉宽 30 fs 的主激光由 F#3 离轴抛物面镜 (OAP1) 聚焦,以 45° 入射到 10 μm 厚的铜薄膜靶上,利用一个定制的椭球面金属镜收集在靶后表面 6° — 39° 夹角范围内发射的太赫兹辐射 (收集角为 33°),由于太赫兹发射源点位于椭球面镜的第一焦点,收集的太赫兹辐射被会聚到第二焦点,之后由 F#1 抛物面镜 (OAP2) 准直成平行光束,经 TPX (polymethylpentene) 窗片导出到真空靶室外,采用热释电探测器测量太赫兹辐射的能量.实验中使用 TPX 器测量太赫兹辐射的能量.实验中使用 TPX 透镜组和热释电相机替换 OAP2,可对太赫兹光束在椭球面镜第二焦点的光斑进行成像.此外,激光背向散射光经激光离轴抛物面镜收集后透过介质膜反射镜,由透镜聚焦后采用光纤

光谱仪测量其光谱.激光脉冲能量可调,到靶能量最大约为 270 mJ.激光在靶面的光斑大小可通过移动激光离轴抛物面镜进行改变,最小的焦斑半高全宽为 3.3 μm .在最大激光能量和最小焦斑时,激光在靶面上的峰值功率密度为 $3.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

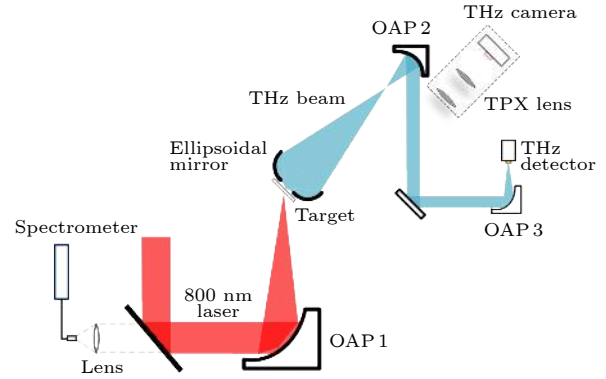


图 1 实验布局示意图

Fig. 1. Schematic of the experimental layout.

3 实验结果与讨论

实验首先测量了太赫兹能量随激光能量的变化情况,如图 2(a) 所示.可见,随着激光能量的增加,太赫兹能量和激光-太赫兹能量转换效率均呈现非线性的增长趋势.在实验最大激光能量 270 mJ 时,太赫兹能量为 458 μJ ,相应激光-THz 转换效率为 0.17%,且仍未出现任何饱和迹象.这表明,如果继续增加激光能量,太赫兹能量将以更快的速度继续增强.这是相较于晶体太赫兹源的一个最明显的优势^[6].

由于靶后太赫兹辐射是由超热电子产生的,激光-太赫兹能量转换效率 $\eta_{L \rightarrow T}$ 可分解为激光-超热电子转换效率 $\eta_{L \rightarrow e}$ (近似为激光能量吸收率) 和超热电子-太赫兹能量转换效率 $\eta_{e \rightarrow T}$ 两部分, $\eta_{L \rightarrow T} = \eta_{L \rightarrow e} \eta_{e \rightarrow T}$, 其中 $\eta_{L \rightarrow e}$ 主要取决于电子加热机制, $\eta_{e \rightarrow T}$ 主要依赖于超热电子束流强度和温度.为了定性理解太赫兹能量随激光能量的非线性增长规律,实验中同时测量了激光背向散射光的光谱,如图 2(b) 所示.在较小激光能量时,散射光中含有较多的 800 nm 激光成分,侧面反映出激光能量未被充分吸收;且存在比较明显的二倍频成分,说明共振吸收是电子加热的主要过程之一^[16].在大激光能量时,散射光 800 nm 附近的激光分量较少,定性说明更多的激光能量被吸收;且光谱表现

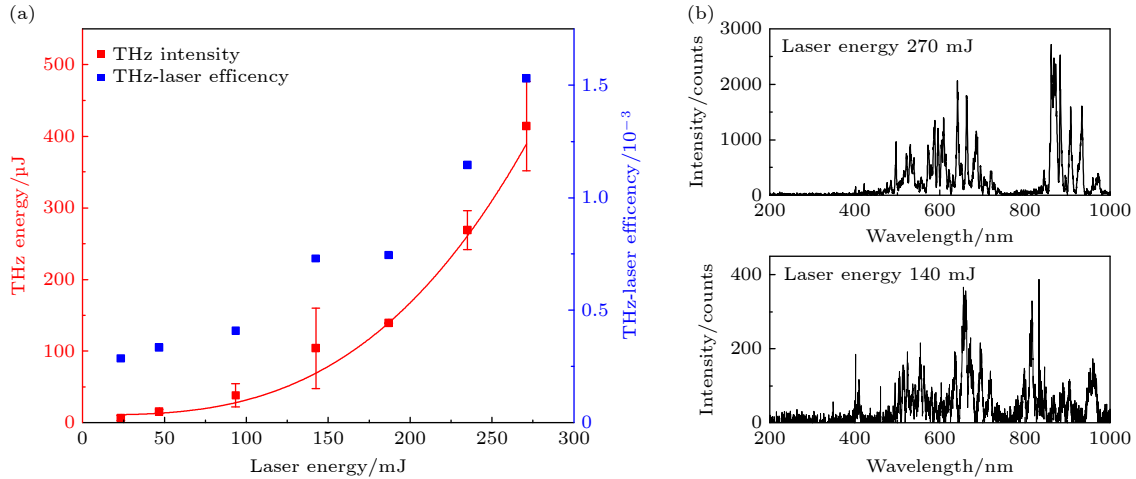


图2 太赫兹能量与激光能量及激光背向散射光的关系 (a) 太赫兹能量 (红色方块) 和激光-太赫兹能量转换率 (蓝色方块) 随激光能量的变化; (b) 不同激光能量下的背向散射光光谱

Fig. 2. Relationship between THz energy, laser energy and laser back scattered light: (a) Dependence of THz energy (red square) and THz-laser efficiency (blue square) on the laser energy; (b) laser back scattered light spectra at different laser energy.

为明显更强的白光连续谱, 表明更剧烈的激光等离子体作用^[17]. 可见, 随着激光强度的增加, 更多的激光能量被吸收, 产生数目更多、温度更高的超热电子. 对于实验光强范围 $3 \times 10^{18} - 3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 经验的电子温度定标率评估出电子温度范围为 $0.3 - 0.6 \text{ MeV}$ ^[18]. 电子在穿越靶面时激发相干的太赫兹渡越辐射. 相干渡越辐射能量近似与电子数目呈平方关系, 而电子束能量与电子数目呈正比. 在电子温度变化不大的情况下, 更多的超热电子将产生更大能量的太赫兹渡越辐射, 相应的电子-太赫兹能量转换效率也将有所增加^[19]. $\eta_{L \rightarrow e}$ 和 $\eta_{e \rightarrow T}$ 的非线性变化最终导致了太赫兹能量和产生效率随激光能量和强度的非线性增长, 由此定性解释了实验现象.

改变激光强度的另一种方案是改变光斑大小. 实验中通过沿光轴方向前后移动激光聚焦镜, 改变激光在靶面的光斑尺寸; 使用长工作距离显微镜对靶点进行监控, 同时在垂直光轴方向上微调激光聚焦镜, 保证激光与靶相互作用点的位置不变, 从而不影响后续太赫兹收集. 图 3(a) 给出了太赫兹能量随激光离焦量的变化情况, 其中离焦量为零表示激光光斑最小的情形. 激光焦斑尺寸随离焦量的变化情况按高斯光束传播近似处理, 可估算出各个离焦量对应的光强. 可见, 太赫兹能量在最佳聚焦处呈单峰状分布, 与光强的变化趋势整体上是符合的. 随着激光离焦量的增大, 太赫兹能量和激光强度迅速下降. 值得注意的是, 尽管在大离焦量时,

激光强度已下降至 10^{16} W/cm^2 量级, 而太赫兹能量仍有数十 μJ , 相比于最强时只降低了约 1 个数量级. 图 3(b) 给出了不同离焦量下的典型散射光谱. 在激光最佳聚焦时, 散射光谱最强. 在较小离焦量时, 散射光减弱, 但整体特征仍与最佳聚焦情形类似. 在较大离焦量时, 连续谱特征消失, 出现了明显的 800 nm 基频、二倍频和 3/2 倍频成分. 激光二倍频和 3/2 倍频成分通常认为分别是共振吸收和双等离子体衰变过程的标志性产物^[16]. 散射光谱结果表明, 随着光强的变化, 激光吸收和电子加热机制发生了明显变化. 在 $10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 光强时, 共振吸收和双等离子体衰变成为主导的超热电子产生过程. 在如此低的光强下, 太赫兹能量依然可测量, 表明这些过程也产生了可观的超热电子.

实验通过上述改变激光能量和离焦量的方法, 优化得到最大太赫兹能量 $W = 458 \mu\text{J}$. 随后, 在最大激光能量和最佳聚焦处, 表征了太赫兹辐射的频谱、偏振和聚焦光斑等基本性质, 如图 4 所示. 电光采样是目前最常用的太赫兹波形和频谱测量方法, 然而, 由于电光晶体对太赫兹辐射的吸收以及太赫兹-探针光速度失配等因素, 基于 ZnTe, GaP 等晶体的电光采样方法探测带宽有限^[20]. 为了非失真地测量强激光与固体靶作用产生的超宽带太赫兹辐射的频谱, 实验中通过在太赫兹能量探头前更换不同带通滤片的方式测量了离散的太赫兹频谱^[21]. 图 4(a) 给出了考虑探头频谱响应、太

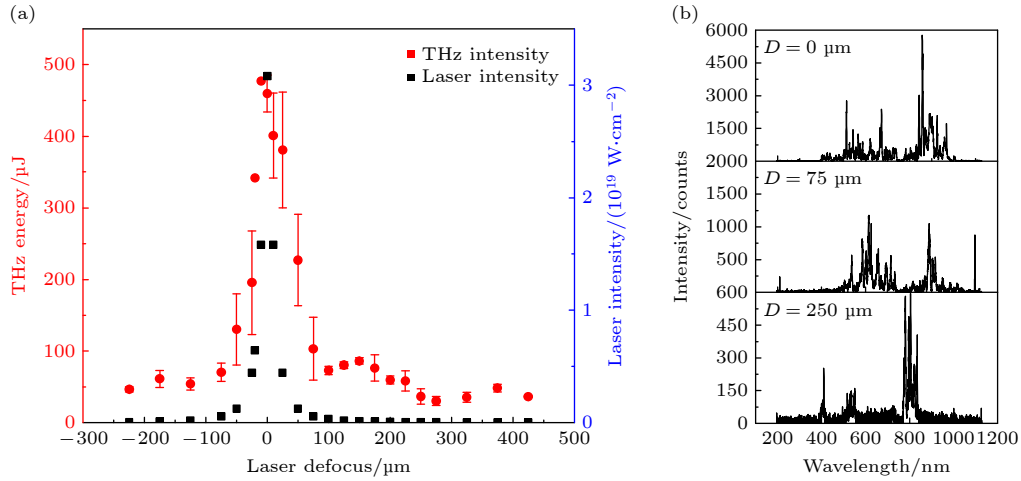


图3 太赫兹能量、激光光强及激光背向散射光与激光离焦量的关系 (a) 太赫兹能量 (红色圆点) 和激光光强 (黑色方块) 随激光离焦量 D 的变化; (b) 不同离焦量对应的激光散射光光谱

Fig. 3. Relationship between THz energy, laser intensity, laser back scattered light, and laser defocus: (a) THz energy (red dot) and laser intensity (black square) as a function of the laser defocus distance D ; (b) laser back scattered light spectra at different laser defocus distance.

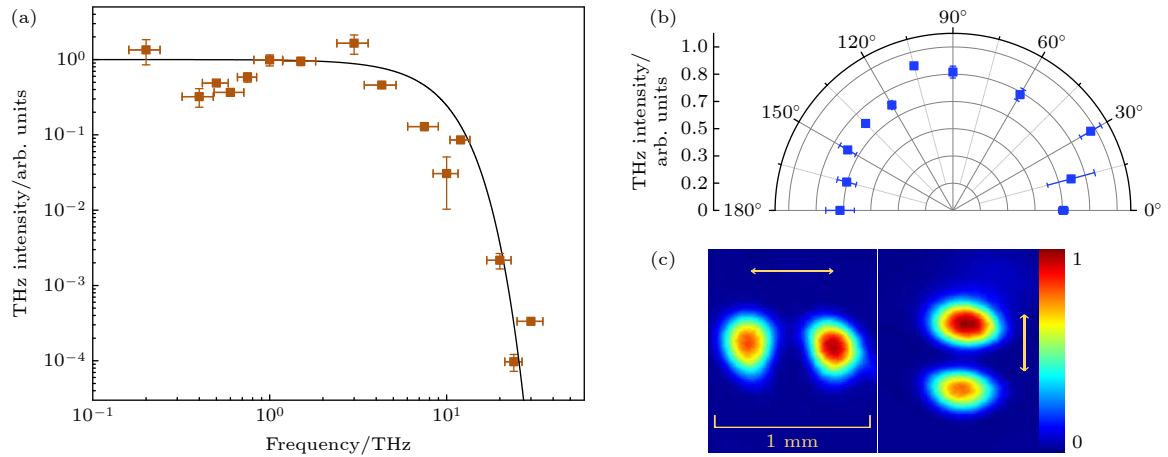


图4 太赫兹频谱、偏振及光斑表征 (a) 使用带通滤片测得的太赫兹频谱 (棕色方块) 以及根据 CTR 理论使用实验参数拟合得到的理论频谱 (黑色实线); (b) 使用太赫兹偏振片测得的太赫兹偏振分布; (c) 使用太赫兹相机测得的太赫兹光斑 (左), 旋转相机阵面 90° 后测得的太赫兹光斑 (右), 图中黄色箭头为太赫兹相机偏振敏感方向

Fig. 4. Characterization of THz spectrum, polarization and profile: (a) THz spectrum measured by band-pass filters (brown square) and fitted with the CTR theory (black line); (b) THz polarization distribution measured by a THz polarizer; (c) THz spot profile measured by a THz camera.

赫兹窗片透过率等因素后反演的太赫兹频谱. 可见, 太赫兹辐射具有超宽带频谱, 最大频率接近 30 THz. 相干太赫兹渡越辐射的频谱主要取决于电子束的时间结构, 与电子能量关系不大; 太赫兹辐射的时间宽度与电子束脉宽相当^[19]. 激光加速的电子束往往具有与激光脉冲类似的高斯状时间分布, 相应的相干太赫兹渡越辐射频谱为 $\exp(-\omega^2\tau_b^2)$, 其中 τ_b 为电子束的均方根脉宽. 实验测量的频谱与 30 fs 脉宽电子束的渡越辐射理论频谱基本符合, 如图 4(a) 中黑色实线所示, 因此评估

出太赫兹脉宽 $\tau \approx 30$ fs. 实验上采用太赫兹偏振片测量了太赫兹辐射的偏振特性, 如图 4(b) 所示, 其中 $0^\circ/180^\circ$ 为水平偏振, 90° 为竖直偏振. 太赫兹偏振分量在各个方向差异不大. 渡越辐射的偏振特性取决于电子束的出射方向和发散角^[22]. 在本实验中, 成像板 (IP) 测量结果表明, 电子束主要沿靶后法线方向附近出射. 在这种条件下, 渡越辐射主要呈径向偏振分布, 与实验结果符合. 实验采用热释电太赫兹相机测量了太赫兹光束经 TPX 透镜组成像后的光斑情况, 如图 4(c) 所示, 呈现两个水平

方向分立的圆斑. 需要指出的是, 实验中使用的热释电相机 (Ophir, Pyrocam IV) 具有偏振相关的响应率, 对水平偏振光更敏感, 类似一个水平偏振片; 实验中将相机阵面旋转 90° , 采集到的光斑呈竖直方向分立的两个圆斑. 结合太赫兹光束的径向偏振特性, 可推断出太赫兹光斑近似呈环状, 与锥状渡越辐射经椭球面镜收集的环状光束预期一致, 也和之前的实验结果符合 [23]. 考虑成像系统 10 倍的放大倍数, 反推出在椭球面镜第二焦点处太赫兹光斑大小 $d = 1$ mm. 根据以上太赫兹参数, 可评估出太赫兹光斑内的峰值电场强度

$$E_{\text{THz}} = \left[\frac{2W}{\pi(d/2)^2 \tau c \epsilon_0} \right]^{1/2} = 3.68 \text{ GV/m},$$

其中 c 和 ϵ_0 分别为真空中的光速和真空介电常数.

4 结 论

本文实验表征了飞秒超强激光与金属薄膜靶作用产生的太赫兹辐射性质, 并研究了激光强度对太赫兹辐射的影响. 由于不同光强下激光吸收效率和电子加热机制的变化, 太赫兹能量随激光能量和离焦量的变化呈现出非线性的变化规律. 这表明, 靶后太赫兹辐射与靶前的激光等离子体相互作用密切相关, 对于下一步优化该类太赫兹源具有一定的指导意义. 在优化的参数下, 实验产生了能量超过 $400 \mu\text{J}$ 、聚焦场强超过 GV/m 、径向偏振的超宽带太赫兹辐射, 有望用于开展强场太赫兹波与物质相互作用的实验研究.

参考文献

- [1] Dhillon S S, Vitiello M S, Linfield E H, et al. 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 043001
- [2] Liu M, Hwang H Y, Tao H, Strikwerda A C, Fan K, Keiser G R, Sternbach A J, West K G, Kittiwatanakul S, Lu J, Wolf S A, Omenetto F G, Zhang X, Nelson K A, Averitt R D 2012 *Nature* **487** 345
- [3] LaRue J L, Katayama T, Lindenberg A, Fisher A S, Ostrom H, Nilsson A, Ogasawara H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 036103
- [4] Zhao L R, Tang H, Lu C, Jiang T, Zhu P F, Hu L, Song W, Wang H D, Qiu J Q, Jing C G, Antipov S, Xiang D, Zhang J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 054802
- [5] Wu Z, Fisher A S, Goodfellow J, Fuchs M, Daranciang D, Hogan M, Loos H, Lindenberg A 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 022701
- [6] Zhang B, Ma Z, Ma J, Wu X, Ouyang C, Kong D, Hong T, Wang X, Yang P, Chen L, Li Y, Zhang J 2021 *Laser Photon. Rev.* **15** 2000295
- [7] Vicario C, Ovchinnikov A V, Ashitkov S I, Agranat M B, Fortov V E, Hauri C P 2014 *Opt. Lett.* **39** 6632
- [8] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [9] Liao G Q, Liu H, Scott G G, et al. 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031062
- [10] Gopal A, Singh P, Herzer S, Reinhard A, Schmidt A, Dillner U, May T, Meyer H G, Ziegler W, Paulus G G 2013 *Opt. Lett.* **38** 4705
- [11] Zeng Y S, Zhou C L, Song L W, Lu X M, Li Z P, Ding Y Y, Bai Y F, Xu Y, Leng Y X, Tian Y, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2020 *Opt. Express* **28** 15258
- [12] Liao G Q, Li Y T, Li C, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 255001
- [13] Liao G Q, Li Y T, Zhang Y H, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 205003
- [14] Liao G, Li Y, Liu H, Scott G G, Neely D, Zhang Y, Zhu B, Zhang Z, Armstrong C, Zemaityte E, Bradford P, Huggard P G, Rusby D R, McKenna P, Brenner C M, Woolsey N C, Wang W, Sheng Z, Zhang J 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **116** 3994
- [15] Woldegeorgis A, Herzer S, Almassarani M, Marathapalli S, Gopal A 2019 *Phys. Rev. E* **100** 053204
- [16] Zhang J, Li Y T, Sheng Z M, Wei Z Y, Dong Q L, Lu X 2005 *Appl. Phys. B* **80** 957
- [17] Gaeta A L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3582
- [18] Haines M G, Wei M S, Beg F N, Stephens R B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 045008
- [19] Schroeder C B, Esarey E, van Tilborg J, Leemans W P 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016501
- [20] Casalbuoni S, Schlarb H, Schmidt B, Schmitser P, Steffen B, Winter A 2008 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **11** 072802
- [21] Liu H, Liao G Q, Zhang Y H, et al. 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e6 7
- [22] Zheng J, Tanaka K A, Miyakoshi T, Kitagawa Y, Kodama R, Kurahashi T, Yamanaka T 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2994
- [23] Gopal A, May T, Herzer S, et al. 2012 *New J. Phys.* **14** 083012

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser*

Wang Tian-Ze¹⁾²⁾ Lei Hong-Yi¹⁾³⁾ Sun Fang-Zheng¹⁾³⁾ Wang Dan¹⁾³⁾
 Liao Guo-Qian^{1)†} Li Yu-Tong^{1)3)4)‡}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics,
 Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*College of Materials Sciences and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

4) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

(Received 17 March 2021; revised manuscript received 12 April 2021)

Abstract

Powerful terahertz (THz) radiation sources are crucial to the development of THz science. High-energy strong-field THz pulses have many significant applications such as in the ultrafast control of matter and the THz-driven electron acceleration. In recent years, ultraintense laser-plasma interactions have been proposed as a novel approach to strong-field THz generation. In this paper, the experimental results are presented about the generation of THz radiation from a solid foil irradiated by a 10-TW femtosecond laser pulse. The THz energy as a function of laser energy and defocusing amount is studied. It is found that both the THz energy and the laser-to-THz conversion efficiency increase nonlinearly with the laser energy increasing. At maximum laser energy ~270 mJ, the measured THz pulse energy is 458 μ J, corresponding to a laser-to-THz energy conversion efficiency of 0.17%. No indication of saturation is observed in the experiment, implying that a stronger THz radiation could be achieved with higher laser energy. By simultaneously monitoring the backward scattered laser light spectrum, it is qualitatively understood that the observed THz radiation as a function of laser energy and laser defocusing distance is closely related to the electron heating mechanisms at different laser intensities. The THz spectrum and polarization are characterized by using different band-pass filters and a wire-grid polarizer, respectively. The THz radiation covers an ultrabroad band ranging from 0.2 THz to 30 THz, and shows a radially polarized distribution. By fitting the measured THz spectrum with the theory of coherent transition radiation, the THz pulse duration is inferred to be about 30 fs. At the THz focal spot of ~1 mm in size, the THz field strength is evaluated to be 3.68 GV/m. Such a strong-field THz source will enable the study of extreme THz-matter interactions.

Keywords: ultraintense laser-plasma interaction, strong terahertz radiation, coherent transition radiation

PACS: 52.38.-r, 52.25.Os, 52.38.Dx, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.70.20210518

* Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92050106, 11827807), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDB16010200, XDA25010000).

† Corresponding author. E-mail: gqliao@iphy.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: ytli@iphy.ac.cn