



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 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、高强度物理、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: 高强度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: zmsheg@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

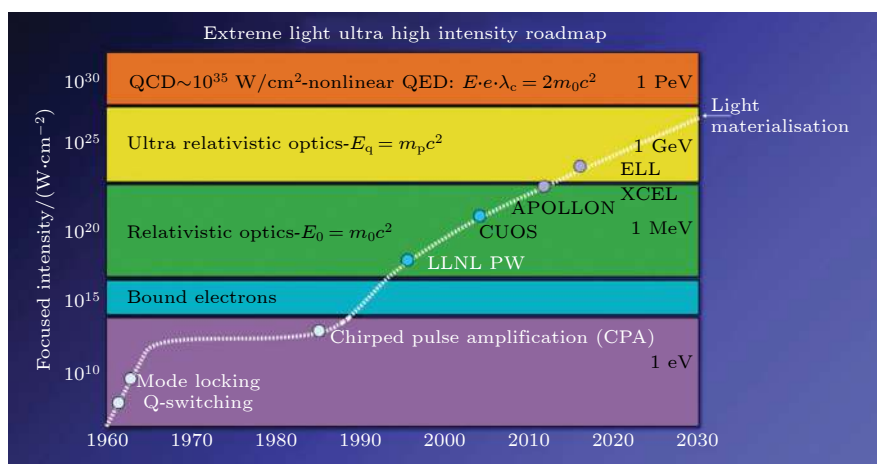


图 1 聚焦激光强度随时间的发展历程及其相应的物理研究范畴^[4]

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,

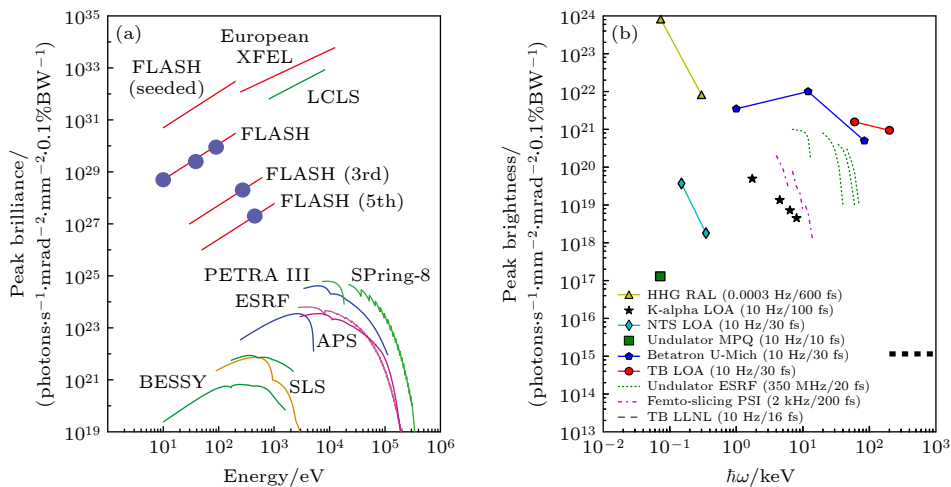


图 2 基于第三代同步辐射源、X 射线自由电子激光^[47] (a) 和激光等离子体方法^[8] (b) 所产生的 X 射线辐射源的峰值亮度范围
 Fig. 2. Peak brilliance for different types of X-ray radiation sources from the third-generation synchrotron-radiation sources and XFELs^[47] (a) and laser-plasma-based radiation sources^[8] (b).

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 10²³ 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 × 10²² 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 10²¹ 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 $E_{sh} = 1.32 \times 10^{18}$ 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

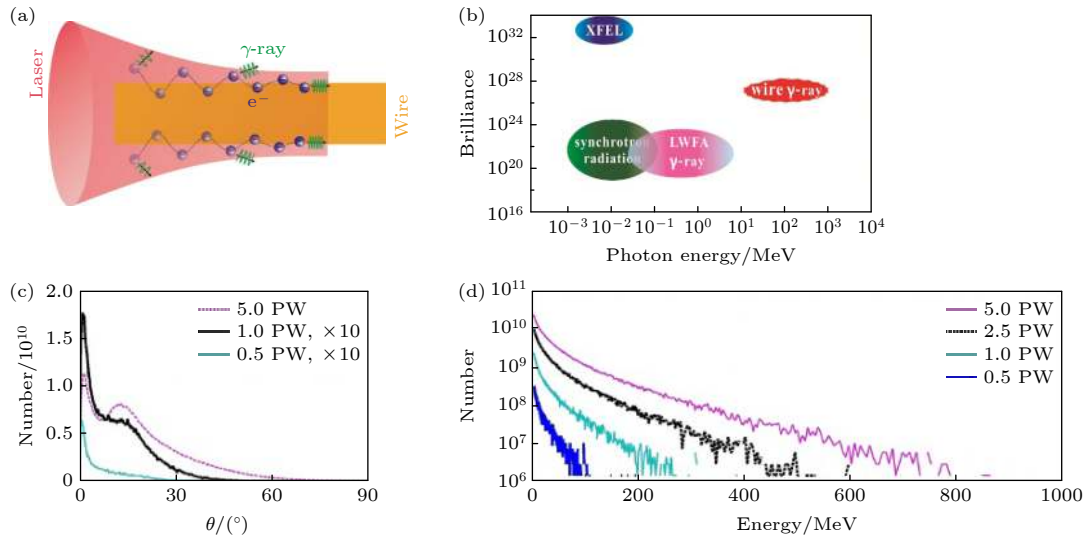


图 3 (a) 丝靶方案的示意图; (b) X 射线自由电子激光装置、同步辐射装置、基于激光尾场加速器的 Betatron 或 Compton 散射光源以及该细丝靶方案产生的伽马射线光子能量和峰值亮度的范围; (c), (d) 在不同驱动激光功率条件下所产生的伽马射线的角分布和能谱分布, 图示中“ $\times 10$ ”表示光子数放大 10 倍^[80]

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等离子体密度 (10^{21} cm⁻³)、几十 nC 电量、低发散

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,

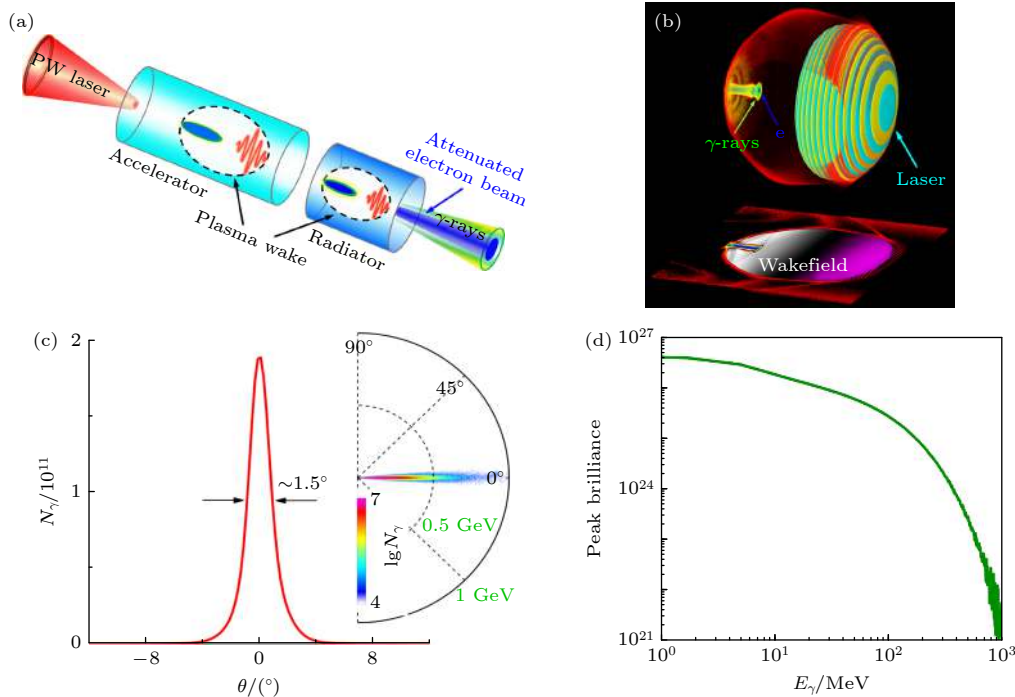


图 4 (a) 利用两级激光等离子体加速器产生极高亮度伽马射线源的原理图; (b) 三维数值模拟结果; (c) 伽马射线源的能谱分布和角分布; (d) 伽马射线源峰值亮度 (单位: photons/(s·mm²·mrad²·0.1%BW)) 关于辐射光子能量的分布^[66]

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

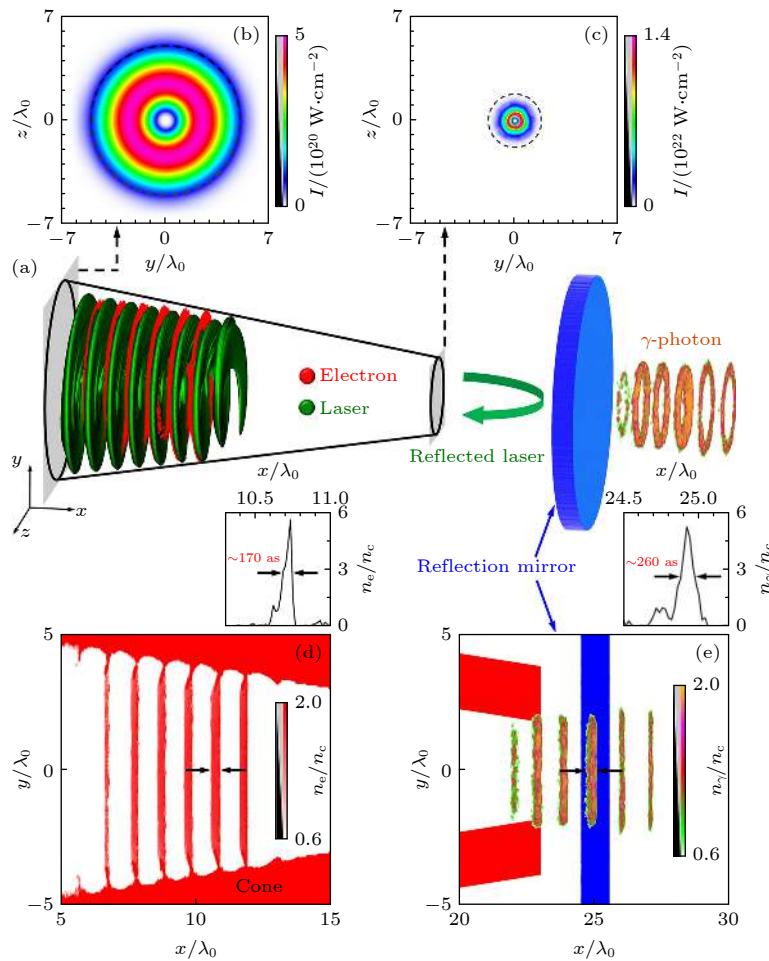


图 5 (a) 圆偏振拉盖尔高斯激光驱动锥-固体薄靶产生超亮阿秒伽马射线脉冲的示意图, 在强激光场作用下, 电子 (红色环) 从锥壁中被周期性地拉出, 并沿着激光传播方向被加速; 随后, 聚焦的强激光场被放置在锥靶外的固体薄靶 (蓝色平板) 反射, 从而与加速的稠密阿秒高能电子束对撞产生数 MeV 光子能量的超亮阿秒伽马射线脉冲 (橙绿色环); (b), (c) 入射激光场和聚焦激光场的强度分布; (d) 时刻 $t = 14T_0$ 处的电子密度分布; (e) 时刻 $t = 30T_0$ 处的伽马光子密度分布^[64]

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; 西安交通大学李彦霏等^[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, Gyrdymov 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, Dival 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, Leemans W P 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, BlöChinger 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, Ducloux 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] Thauray 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 electrodynamic (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