



·超强激光激发的强场量子电动力学·

激光参数对非理想真空激光光强极限的影响*

伍艺通¹, 吉亮亮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, 上海 201800; 2. 上海科技大学物质学院, 上海 201210)

摘 要: 人类在实验室可实现的激光强度极限是强场量子电动力学(QED)的重要问题。在非理想真空条件下, 极端超强激光与残留的电子相互作用触发伽马光子辐射与正负电子对产生的QED级联效应, 从而显著消耗激光能量, 大幅降低可实现的激光峰值强度。考虑到QED级联效应与激光偏振、焦斑尺寸、脉宽长度有着密切的关系, 基于囊括QED过程的粒子网格模拟方法(Particle-in-cell, PIC)对上述参数的效应进行分析, 同时构建了激光场演化的自洽方程来进行解释, 二者结果基本保持一致, 获得的强度极限在考虑的参数范围内为 $10^{26}\sim 10^{27}$ W/cm²。结果表明, 同等情形下, 圆偏振激光可激发更强的QED级联, 使得激光强度上限略低于线偏振。此外, 紧聚焦激光由于QED级联发生的时空间尺度更小, 从而激光的吸收效应被显著抑制, 进而可以实现更强的聚焦强度。对于更长脉宽的激光, 由于正负电子对吸收的能量区域更加弥散, 使得可实现的激光强度上限阈值有所提升。但对于超短脉宽情形(如单周期), 由于QED级联的种子源电子束不能很好地被约束在激光区域, 理论分析耗散的激光能量偏高。此外, 在高真空度的情形下, 残余电子的随机性也会对可实现激光强度产生一定的影响。研究结果可为后续开展极端强场QED实验和数100 PW级超强超短激光装置建设提供指导。

关键词: 激光极限强度; 强场量子电动力学; 量子电动力学级联效应; 激光等离子体相互作用; PIC模拟

中图分类号: TN241; O413.2

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220215

Impact of laser parameters on attainable upper limit of laser intensity in non-ideal vacuum

Wu Yitong¹, Ji Liangliang¹, Li Ruxin^{1,2}

(1. 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 Physical Science and Technology, Shanghai Tech University, Shanghai 201210, China)

Abstract: The attainable upper limit of the laser intensity is a key concern in strong-field quantum electrodynamics (QED). For non-ideal vacuum conditions, the extreme laser fields interacting with the residual electrons could trigger QED cascade—the processes of gamma-photon emission and electron-positron pair production. It leads to strong depletion of the laser pulse hence limits the attainable laser intensity. Since the QED cascade is affected by the polarization, beam waist and duration of the laser pulse, we investigate the effects of these parameters based on particle-in-cell (PIC) simulations incorporating the QED modules. We also develop self-consistent dynamics equations to describe the laser depletion process, which agree well with the PIC simulations. According to the analysis, the upper limit of attainable intensity is about $10^{26}\sim 10^{27}$ W/cm² in the considered parameter range. Specifically, the circularly polarized pulses drive stronger QED cascade than in the linearly polarized case under the same circumstances, resulting lower upper limit threshold of intensity. In addition, tightly focused lasers correspond to smaller cascade durations and interaction volumes. Thus, the absorption of laser energy is inhibited, i.e., higher peak intensity can be achieved. Regarding the effect of pulse duration, the depletion energy will be dispersed along larger absorption volume so that the attainable intensity will be enhanced. It should be noted that for extremely short pulses (single cycle), the seeded particles of QED cascade (i.e., electrons and positrons) cannot be efficiently trapped in the laser field, and the analytical model tends to overrate the absorption of laser energy. Regarding the extreme low purity

* 收稿日期: 2022-06-28; 修订日期: 2022-10-12

基金项目: 国家自然科学基金项目(11875307, 11935008, 11804348); 中国科学院B类战略先导科技专项(XDB16010000)

联系方式: 伍艺通, wuyitong@siom.ac.cn。

通信作者: 吉亮亮, jill@siom.ac.cn。

case (i.e., the low electron residual density), the stochastic position of the residual electrons will strongly affect the upper limit of the intensity. Overall, these results offer a guideline for further experiment setups of exploring strong field QED processes and construction of the state-of-art hundred-petawatt laser facilities.

Key words: attainable upper limit of laser intensity, strong-field quantum electrodynamics, quantum electrodynamics cascade, laser plasma interaction, PIC simulation

高功率超短激光被广泛运用于物理学前沿,如激光驱动加速器^[1-10]、激光驱动新型辐射源^[11-17]、惯性约束核聚变和相关等离子体诊断技术^[18-22]、实验室天体物理^[23-25]、以及探索强场相关的量子电动力学(QED)效应(如辐射反作用力、高能 γ 光子、正负电子对的产生)^[26-31]。随着超强超短激光技术的快速发展,尤其是在啁啾脉冲放大技术(CPA)提出后(2018年诺贝尔物理学奖)^[32],激光在聚焦后其峰值强度已经可以达到 $10^{22}\sim 10^{23}$ W/cm²^[33-36]。当下,随着全球各国10PW-100PW激光器的陆续建成^[37](如中国的羲和激光^[38-39]和SEL^[40-41],欧洲ELI项目的ELI-NP^[42]和ELI-BL^[43]两条束线,法国的Apollo^[44],英国的Vulcan^[45]),有望将激光峰值强度再提高1个数量级以上。

人类在实验室可实现的最强激光峰值强度一直是强场物理研究的重要课题,2005年Science将该问题列为125个重要科学问题之一^[46]。当激光强度超过 10^{25} W/cm²并且传播路径存在轻子(如电子)时,会激发QED级联效应^[47-48],此时 γ 光子和正负电子对的产生数目将指数增加,从而使得激光在达到聚焦强度前快速耗散,形成了对其强度上限的约束。具体来说,当聚焦位置处存在一个电子时,Fetodov等人基于单粒子模拟发现激光峰值功率达到 5×10^{26} W/cm²时由级联效应产生的正负电子对能量将与激光能量相当^[49]。在完全理想的QED真空情形下,激光的极限场强则一般认为与施温格(Schwinger)场 $E_S = m_e^2 c^3 / e\hbar \approx 1.32 \times 10^{18}$ V/m相当^[50]。当激光强度接近或超过该阈值后,其由于紧聚焦或相干合成产生的极端场可以从真空中将虚电子实化触发前述QED级联效应,并产生正负电子对等离子体^[51-52]。考虑到实验室条件无法实现完美的真空,残余在靶室的粒子会作为QED级联的种子,因而激光的峰值功率会与前述Fetodov等人的估计相当^[49]。值得一提的是,单粒子分析没有考虑到QED级联过程中的激光能量耗散演化,因而不能准确直观评估激光在聚焦过程中的真实峰值功率。为了更好地追踪在聚焦过程的激光峰值功率变化,研究者结合自洽的理论分析和PIC模拟,发现在真空残留电子密度在 10^9 cm⁻³(常温H₂O分子情况下对应压强 3.7×10^{-7} Pa)时,激光的极限强度在 10^{26} W/cm²量级^[53]。

事实上,超强激光驱动的QED级联过程与激光参数(偏振、焦斑大小、脉宽等)和电子种子源(密度,位置)密切相关^[54-62],因而对于特定真空度下实现的激光强度极限也会随之变化。基于此,本文将激光的偏振、焦斑以及脉宽耦合进激光演化自洽方程,进而分析其对激光强度极限的影响,并与PIC仿真模拟的结果进行对比。该研究对后续极端强场产生和探索QED效应有借鉴意义。

1 研究方法

1.1 理论模型

极端强场与等离子体相互作用激发到QED级联过程实际上是非线性逆康普顿(Compton)散射过程^[63]和非线性布莱特-惠勒(Breit-Wheeler)过程^[64-65]两个通道的链式正反馈雪崩放大过程。具体来说,当强激光场与电子相互作用使得电子运动状态发生变化时,电子有一定概率辐射出 γ 光子,即 $e^- + n\omega \rightarrow e^- + \gamma$;被辐射的 γ 光子与强场背景反应,有一定几率湮灭产生正负电子对, $\gamma + n\omega \rightarrow e^- + e^+$;而产生的正负电子对与激光作用时又会进一步激发第一步逆康普顿散射过程从而激发所谓的QED级联效应。为了获得上述两个通道的反应截面,需要使用局部恒定场(Local Constant Field Approximation, LCFA)近似^[66],即在粒子与场的作用过程中所有的能量变化仅仅来自于粒子而场的能量保持不变。在LCFA近似下,上述两个通道的微分散射截面均与粒子的QED参数 χ_i 有关^[67-68]

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\tau dx_\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{3\pi} \frac{\alpha^2 c}{r_e} \frac{1}{\chi_{e^\pm}} \left[\int_{\frac{2\chi_\gamma}{3\chi_{e^\pm}(\chi_{e^\pm} - \chi_\gamma)}}^{+\infty} K_{5/3}(y) dy + K_{3/2} \left(\frac{2\chi_\gamma}{3\chi_{e^\pm}(\chi_{e^\pm} - \chi_\gamma)} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{d^2 N_{\text{BW}}}{d\tau dx_{e^\pm}} = \frac{2\sqrt{3}\alpha mc^2}{3h\chi_\gamma \gamma_\gamma} \int_{[\chi_\gamma/(\chi_e - \chi_{e^\pm})]^{|\text{sign}}]}^{+\infty} \sqrt{s} K_{1/3} \left(\frac{2}{3} s^{3/2} \right) ds - \left(2 - \frac{\chi_\gamma^2}{\chi_e \chi_{e^\pm}} \right) K_{2/3} \left(\frac{2\chi_\gamma}{3\chi_e \chi_{e^\pm}} \right) \quad (2)$$

$$\chi_i = \frac{\epsilon_i}{E_S} \sqrt{(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B})^2 - (\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E})^2 / c^2}, \quad i = e^-, e^+, \gamma \quad (3)$$

式中: r_e 为电子经典半径; $\alpha = 1/137$ 为精细常数; c 为真空中的光速; h 为普朗克常数; m 为电子质量; ϵ_i 和 \mathbf{v}_i 分别表示粒

子 i 的归一化的能量和速度; E_S 为施温格场; $K_j(\cdot)$ 表示第一类 j 阶贝塞尔函数。通常采用蒙特卡罗 (Monte-Carlo) 的方法将上述过程耦合到 PIC 模拟中^[47-49, 58]。

事实上, 上述方程主要用来衡量 QED 级联的粒子产生过程, 在上述的两个反应通道中, 电子首先将能量部分传递给 γ 光子, 随后 γ 光子的能量再完全传递给正负电子对, 并不会涉及到激光场能量的吸收。激光场的能量实际上是通过电子的加速从而被耗散的, 而该过程需要使用麦克斯韦进行求解来描述。

1.2 PIC 模拟参数

为了动态研究极端强场在聚焦过程中由于 QED 级联效应导致的耗散, 本文使用带有蒙特卡罗 QED 模块的二维 PIC 模拟程序 VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)^[69-70] 进行模拟分析。在模拟中, 激光从左侧穿入大小 $40 \mu\text{m}(x) \times 80 \mu\text{m}(y)$ 分辨率为 4000×1000 的模拟窗口。为了实时跟踪激光, 当激光中心与模拟窗口重合时, 模拟窗口将以光速沿着激光脉冲同向运动。在粒子初始化时, 考虑到非理想真空下参与电子的密度非常小 ($< 10^{13} \text{cm}^{-3}$), 因而单一网格内初始的粒子权重可能小于 1, 此时需要利用随机数权重判断法随机设定初始粒子的位置^[50]。在粒子生成过程中, 为了避免由于宏粒子数目过多导致的内存溢出, 每个网格单组宏粒子的上限设置为 4, 当超过此阈值后, 将对粒子进行融合。对于场初始化而言, 输入的激光场满足如下形式

$$\mathbf{E}_L(x, y, z, t) = \left[\frac{a\omega_0}{\omega(x)} \right] \cos^2 \left[\frac{\pi(t-t_f)}{2\tau_0} \right] \exp \left[-\frac{y^2+z^2}{\omega^2(x)} \right] \left[\cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right) \mathbf{e}_y + \delta \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right) \mathbf{e}_z \right] \quad (4)$$

$$\omega(x) = \omega_0 \sqrt{\frac{(x-x_f)^2 + x_R^2}{x_R^2}} \quad (5)$$

式中: t_f 和 ω_0 分别为激光聚焦到焦点位置 $x_f = 240 \mu\text{m}$ 对应的模拟时间和焦斑大小; τ_0 为激光脉宽; $\lambda = 800 \text{nm}$ 为激光波长; $x_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为激光的瑞利长度; $\delta = 0$ 或 1 为偏振系数分别对应线偏振和圆偏振; a 为归一化的激光强度, 其与激光峰值功率 I_0 的关系为 $I_0 [\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}] = c_1 a^2 \lambda^{-2} [\mu\text{m}]$, 其中 $c_1 = 1.38 \times 10^{18}$ 。

为了研究激光参数在不同真空度情形下对激光强度极限的影响, 本文进行了系统的参数扫描, 其中激光的强度归一化参数从 1500 扫描到 20000, 背景的等离子体密度 n_0 从 10^{11}cm^{-3} 扫描到 10^{15}cm^{-3} (常温下 H_2O 分子情况下对应压强 $3.7 \times 10^{-5} \text{Pa} \sim 3.7 \times 10^{-1} \text{Pa}$)。对于其他参数, 本文将其分为 3 组进行参数扫描, 分别为: (1) 在焦斑为 3λ 、脉宽为 $5\lambda/c$ 的情形下考虑激光的偏振参数为 $\delta = 0, 1$ (即线偏振和圆偏振); (2) 在线偏振激光脉宽为 $5\lambda/c$ 下, 从 λ 到 5λ 扫描焦斑参数; (3) 在线偏振激光焦斑为 3λ 情形时, 从 λ/c 到 $7\lambda/c$ 扫描脉宽。模拟的时间步长设置为 $0.008\lambda/c$, 保证结果收敛的同时又不会过度占用计算资源。为确保模拟结果可以实现有效对比, 对于不同参数条件初始化粒子使用的随机数种子保持完全一致。此外, 为了避免初始电子位置随机性对结果的影响, 每一组模拟参数都在控制其余变量情况下, 利用不同随机数种子完成了 10 次计算, 并将计算结果的平均值、最大最小值进行了统计。

1.3 QED 级联演化方程

为了更好地衡量不同参数的效应, 本文参照相关定标率和演化方程, 推广了一套可以自洽的描述不同激光参数和真空度情形下的激光峰值功率演化方程。对于正负电子总数 N_{e+p} 和 γ 光子数 N_γ 而言, 其随时间演化方程可以描述为

$$\frac{dN_{e+p}}{dt} = 2\Gamma_{|\text{el}} N_\gamma \quad (6)$$

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \Gamma_\gamma N_{e+p} - \Gamma_{|\text{el}} N_\gamma \quad (7)$$

式中: Γ_γ , $\Gamma_{|\text{el}}$ 分别为 γ 光子和正负电子的对应的反应速率。基于前人研究, 反应速率与归一化激光强度满足定标率 $\Gamma \propto \chi^3 \propto \sqrt{1+\delta^2} a$ ^[49, 58], 考虑到低 χ 值下的定标率偏移以及 $\Gamma_\gamma \sim 4\Gamma_{|\text{el}}$ ^[54], 本文采用了之前使用的添加衰减修正项后的关系 $\Gamma_\gamma \sim 4\Gamma_{|\text{el}} \sim \sqrt{1+\delta^2} a c \exp(-a_{\text{cas}}/a) / a_{\text{cas}} \lambda$ ^[52], 其中 $a_{\text{cas}} \sim 0.01 a_S$ 对应于 QED 级联开始出现的阈值条件 (a_S 为归一化后的施温格场)。对于不同激光偏振态产生的粒子能量都可以大致估计为 $am_e c^2/2$ ^[71-73], 因而激光能量损耗可以表述为 $dE \sim -am_e c^2 d(N_{e+p} + N_\gamma)/2$ 。假设激光包络在 QED 级联效应下保持不变即 $a = T(t, \omega_0) \xi = \xi [1 + c^2(t-t_f)^2/x_R^2]$ ^[55], 其中 $G(t, \omega_0)$ 为激光包络函数, 进而激光的耗散可以近似表述为

$$\xi(t', \tau_0, \delta, \omega_0) = -\frac{m_e c^3}{c_1} \int_{t'-\tau_0/2}^{t'} \frac{N_\gamma(t) + 4N_{e+p}(t)}{4V_d(t, \tau_0, \delta, \omega_0)} \Gamma_{|\text{el}}[\delta, \xi(t)] T(t, \omega_0) dt \quad (8)$$

其中, $t_{\text{cas}}(\omega_0) = [(a/a_{\text{cas}})^2 - 1]x_R(\omega_0)/c$ 对应于 QED 级联的时间尺度^[52], $V_d(t, \tau_0, \delta, \omega_0)$ 为耗散体积对应于 t 时刻激光场强分布中大于 a_{cas} 的体积, 其与激光偏振、脉宽和焦斑大小均相关。结合初始情况下的条件 $N_{e+p}(t_f - t_{\text{cas}}/2) = n_0$, $N_\gamma(t_f - t_{\text{cas}}/2) = 0$, 通过对上述自洽方程的数值求解, 也可以获得激光的强度极限随时间演化情况。

2 结果与讨论

2.1 PIC 模拟结果

图 1 给出了超强激光与真空残留电子相互作用产生 QED 级联效应和能量耗散的示意图, 其中右边的典型示意数据结果来自于线偏振激光 $a=8000$, $\tau_0=5\lambda/c$, $\omega_0=3\lambda$ 与电子密度 $n_e=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (常温 H_2O 分子情况下 $3.7 \times 10^{-5} \text{ Pa}$) 在 $t=t_f$ 的沿着 $y=0$ 轴上的 PIC 模拟结果。蓝色和橘红色的线分别代表理论设计和实际的激光场强, 由左边刻度轴定标; 青色和粉色的线代表 γ 光密度和正负电子对密度, 由右边刻度定标。激光场强由 $m\omega c/e$ 归一, 而密度由激光波长对应的临界密度 n_c 归一。如图所示, 高功率激光通过抛物面镜聚集后, 与残留在真空靶室里的电子相互作用, 激发 QED 级联效应产生大量的 γ 光子和正负电子对, 其密度可以达到数 10 倍临界密度。进而激光场能量被新产生的粒子吸收而快速耗散, 设计激光场峰值在 $a=8000$, 在达到聚焦位置处的时候近乎衰减了一半。

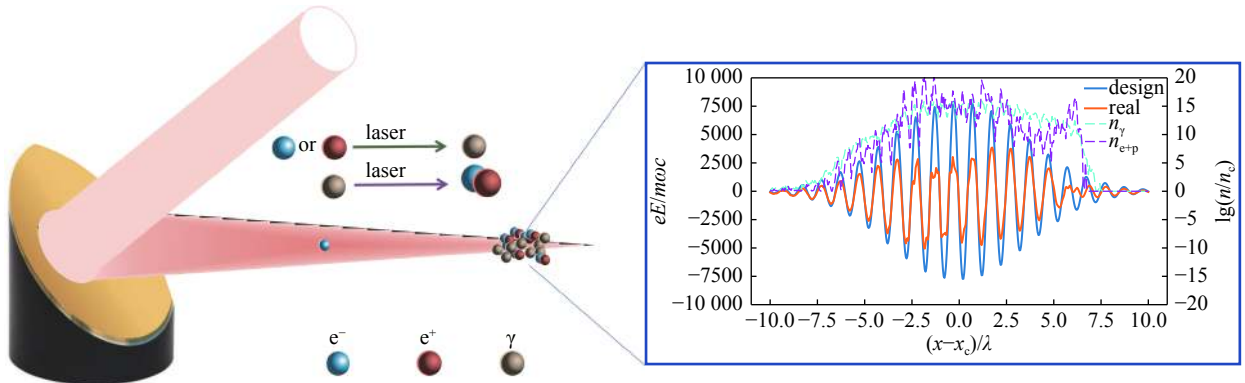


Fig. 1 Sketch of QED cascade triggered by ultra-intense laser and the depletion of the field

图 1 超强激光驱动的 QED 级联效应和场能量耗散示意图

为了更好地呈现激光场和产生的粒子的分布情况并对比不同参数下 QED 级联效应和激光强度的差异, 图 2 展示了不同参数情况下的场强分布粒子密度, 其中除了图 2(b) 的场强由 $m\omega c/\sqrt{2}$ 归一外, 其余场强由 $m\omega c/e$ 归一。所有的密度都是用临界密度 n_c 归一并使用对数坐标呈现, 初始残余电子密度 $n_0=10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (常温 H_2O 分子情况下对应于 $3.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$)。从图中可以看出, 对于不同的情形都产生了大量的 γ 光子和正负电子对, 而且激光强度都有较为明显的衰减, 意味着 QED 级联效应显著的耗散了激光场的能量, 尤其是在一些强场区域, 激光的耗散使得场的振荡特征开始变得不规律。值得说明的是, 产生的正负电子对由于辐射反作用力捕获的原因^[26, 53], 大多没有被激光场的有质动力推出模拟窗口, 而是被捕获在激光场附近不断的作为种子源, 使得 QED 级联过程可以实现指数级增长的新粒子数增长。对比图 2(a) 和图 2(b) 可以发现, 相同能量的线偏振(LP)激光和圆偏振(CP)激光能量耗散近乎相同, 产生粒子总数目也基本在同一量级。但是可以发现在激光场最强的位置, 线偏振的光子和正负电子对其有一定的振荡分布而圆偏振的振荡情况相对而言不太明显, 其可能原因在于圆偏振激光场的场结构带有一定的自旋角动量, 使得新粒子可以在不同的激光相位都会产生, 与之前的结果相吻合^[54, 57-58]。对比图 2(a) 和图 2(c) 不难发现, 当激光焦斑变小时, 产生的 γ 光子和正负电子对数目显著下降, 激光的能量吸收显著被抑制, 进而激光的峰值强度明显更高。对比图 2(a) 和图 2(d), 当激光的脉宽变短时, 其激光包络的上升沿和下降沿均变陡峭, 由于 QED 级联产生的 γ 光子和正负电子对的区域明显变小, 单密度有显著的提升, 进而对激光峰值区域的激光吸收有所增强, 从而导致激光峰值功率比长脉冲情形下更低。

2.2 结果分析

图 3 给出了基于式(8)的理论分析结果和 PIC 模拟结果, 其中误差棒的上下须代表 10 组 PIC 模拟结果的最大值和最小值, 中间符号代表平均值。从结果中可以看出, 在部分情形下激光能量在达到聚焦位置前就会显著下降, 并且二者结果吻合较好。其主要在于 QED 级联效应可能在激光达到聚焦位置前就开始, 产生的正负电子对会被背景激光场加速, 从而快速耗散激光能量, 从而使得整个过程中激光强度极限出现的位置会早于聚焦位置。此外, 从图 2 可以看出, 激光能量的耗散并不均匀, 因而激光的横向分布不再严格满足高斯分布, 此时激光的传播也受到

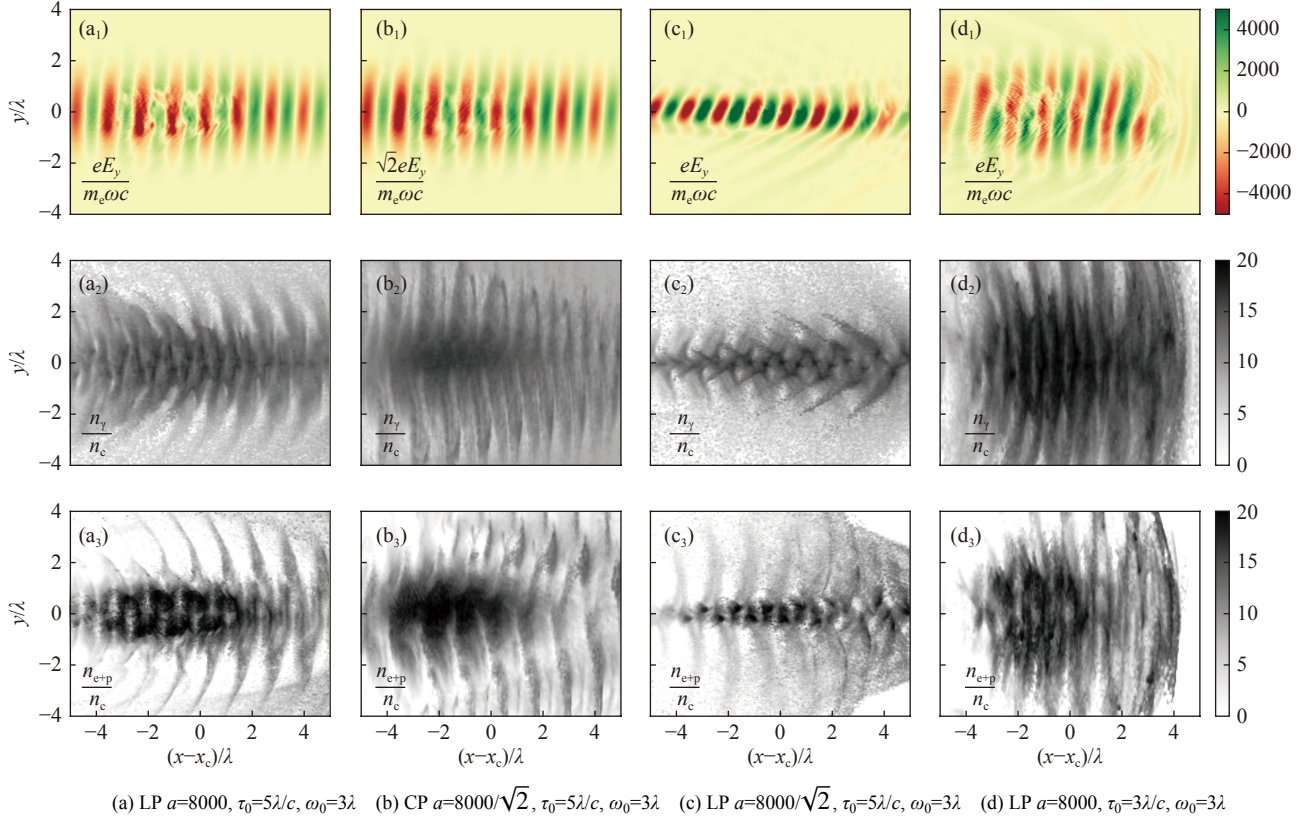

 Fig. 2 Distributions of y component of electric field, and density of γ photons and electron positron pairs

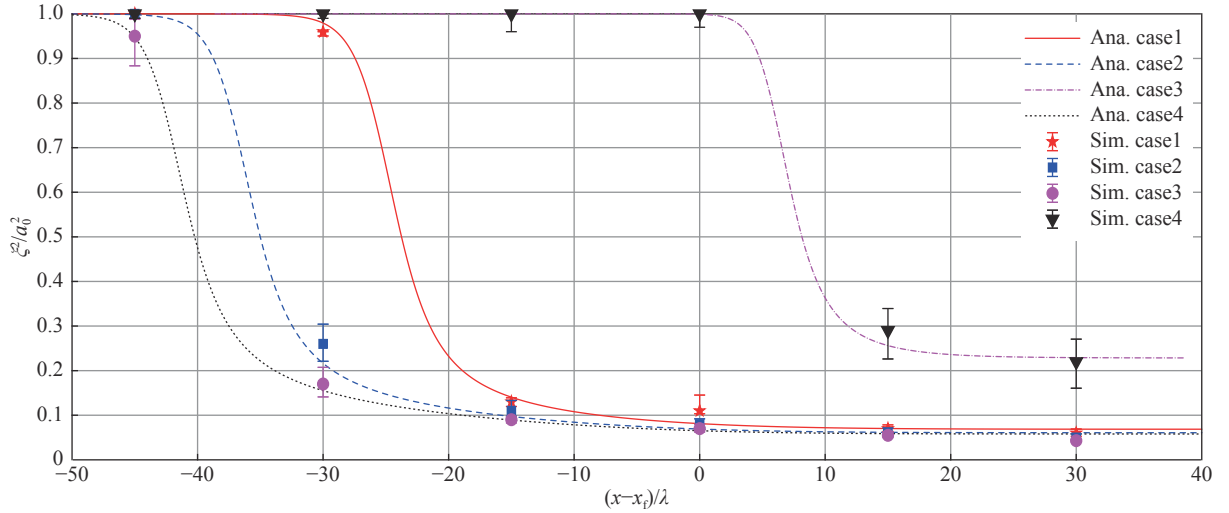
 图 2 不同参数下电场 y 分量、 γ 光子和正负电子对密度分布

 Fig. 3 Normalized peak intensity ξ^2/a_0^2 evolution from analytical calculation based on Eq. (8) and PIC simulations, where the cases 1~4 represent the parameters of Fig.2(a)~Fig. 2(d), respectively

 图 3 基于式(8)和 PIC 模拟得到的归一化强度 ξ^2/a_0^2 在不同情形下的演化结果, 其中情形 1~4 分别对应于图 2(a)~图 2(d) 的四种情况

一定程度的影响。

本文对固定输入参数下不同输入激光强度的 PIC 模拟和基于自洽方程数值求解的激光场强演化中峰值进行记录, 并求解出其极大值, 进而准确评估激光的强度极限。不同激光参数和真空度的激光极限强度 I_1 测量结果如图 4 所示, 可以看出在参数扫描空间范围内, 无论是 PIC 模拟的结果还是自洽方程的数值结果, 激光的极限强度始终低于 10^{27} W/cm², 在部分参数区间可获得的激光强度极限在 10^{26} W/cm², 与前人的研究较为一致^[49, 53]。图 4(a) 给出了在 $\tau_0=5\lambda/c$, $\omega_0=3\lambda$ 的线偏振(红实线和红色五角星)和圆偏振(蓝虚线和蓝色正方形)情形下真空残余密度与激光可实现峰值强度的关系。从结果中可以看出在相同的真空度的情形下, 圆偏振的激光能量耗散情况会更显著,

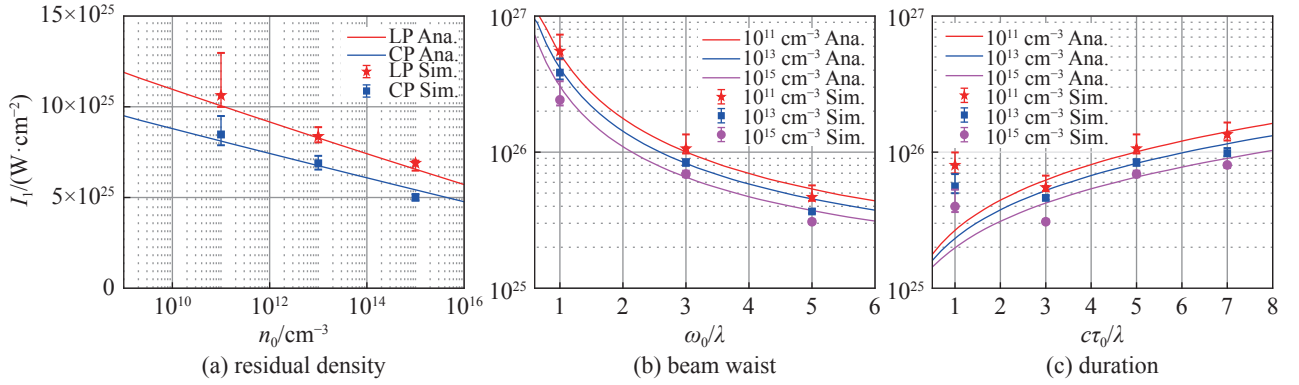


Fig. 4 Attainable peak intensity I_1 as a function of vacuum electron residual density for linearly and circularly polarized pulse with $\tau_0=5\lambda/c$, $\omega_0=3\lambda$, waist of laser for linearly polarized pulse with $\tau_0=5\lambda/c$ and duration of the laser for linearly polarized pulse with $\omega_0=3\lambda$

图 4 激光极限强度与不同偏振下真空残余电子密度、 $\tau_0=5\lambda/c$ 的线偏情况下焦斑大小以及在 $\omega_0=3\lambda$ 的线偏情形下激光脉宽的关系

即圆偏振的激光强度极限会更低,并且自洽方程的理论分析结果与 PIC 模拟吻合较好。事实上,同等激光能量下,圆偏振激光的峰值功率是线偏振的 $1/\sqrt{2}$,因而对于达到极限光强的情形下,其激光能量实际上与线偏振相当。图 4(b) 给出了 $\tau_0=5\lambda/c$ 的线偏振情况不同残余电子密度下激光峰值强度与焦斑的关系。不难看出,无论理论分析还是 PIC 模拟都表明随着激光焦斑的减小,其激光强度上限都会显著提升。特别地,当激光聚焦到衍射极限时 ($\omega_0 \approx \lambda$),激光强度极限可以达到 10^{27} W/cm^2 。从图 4(c) 可以发现(对应于 $\omega_0=3\lambda$ 的线偏振情形下),激光可实现峰值强度随着脉宽长度增加而增加,理论自洽方程与 PIC 模拟大部分情形下吻合得较好。但是值得注意的是,当激光脉宽变得极短后(如单周期),PIC 模拟表明激光强度极限反而有所上升,与理论分析有明显的差异,随后会进行详细讨论。值得注意的是,从图 3 和图 4 可以看出,当残余电子密度较低或者激光强度大于 QED 级联的阈值对应的区域 V_d 过小时(如小焦斑、短脉冲的情形),误差棒的范围较大,说明此情形下,初始电子位置的随机性会对激光强度极限有较大的影响。

事实上,从自洽方程式(8)不难看出,激光偏振参数 δ 对光强演化的影响主要源于对 QED 级联反应速率 Γ_{el} 和耗散区域 V_d 的影响。其中 Γ_{el} 项的差异主要源自于 $\sqrt{1+\delta^2}$ 的因子项,即相同归一化强度下,圆偏振会产生更多的正负电子对,从而激光耗散得更剧烈。对于相同能量的圆偏振和线偏振光,线偏振产生的正负电子对数目会更低但平均能量会更高,但是二者总能量相当;而对于相同设计峰值功率的圆偏振和线偏振光,圆偏振光的正负电子对产量有 2 倍左右的提升,并且平均能量近乎相当,因而其由于 QED 级联产生新粒子而带来的能量损失会更显著^[54, 58-59]。另一方面,圆偏振激光的耗散区域 V_d 会明显大于同峰值功率的线偏振光,进而损失的能量会分配到更广的空间,从而一定程度上补偿前者带来的更高的极限强度阈值下降,故圆偏振极限强度只略微低于线偏振的情形。基于式(8),图 5 给出了线偏振和圆偏振光强度比 I_1/I_0 值随真空残余电子密度 n_0 和设计峰值强度 I_0 的关系。可以看出,相较于线偏振光,圆偏振光在设计峰值强度更低时,其比值就开始出现下降。在 10^{26} W/cm^2 量级附近时,二者可获得的激光峰值功率都在设计功率的一半以下,即 $I_1/I_0 < 0.5$ 。

对于焦斑而言,其主要影响的是激光的传播的瑞利长度,进而影响 QED 级联的持续时间 t_{cas} 、激光的包络 $T(t, \omega_0)$ 。随着焦斑的变小,激光聚焦到触发 QED 的强度的时空间尺度会随之下降,进而上述的两个变量都会有所下降。基于式(8),此时的积分上小限的区域进一步缩小的同时积分中的项也有所变小(最后的乘积项 $T(t, \omega_0)$ 有所下降),进而导致由于 QED 产生的粒子数目和总能量大幅度下降(如图 1(d) 所示),因而可以实现的激光强度上限明显提升,如图 6(a) 所示。实际上,对于同等功率的激光,其聚焦越紧凑对应的峰值强度越高。为了获得更高的峰值场强的同时,抑制非理想真空下的 QED 级联效应的影响,紧聚焦是最可行的一种方案。

对于脉宽强度而言,依据式(8)的自洽方程,其影响主要体现在对耗散体积 V_d 的影响,数值计算得到参数扫描结果如图 6(b) 所示。从结果可以看出,随着脉宽长度的增加,激光强度大于阈值强度的区域会有所增加,即耗散体积 V_d 增大。由式(8)可以发现该项在积分的分母上,意味着积分式里的项值会对应变小。其对应的物理意义在于,激光被吸收的能量被分散到更广的空间,从而使得激光的峰值强度极限会随之上升,其极限强度可以达到 10^{26} W/cm^2 以上。然而值得说明的是,从图 3(c) 可以发现,当激光脉宽特别窄到单脉冲时, PIC 模拟的结果与自洽方程的结果相差甚远,并且出现了趋势反转,即脉宽缩小后反而峰值强度更高了。其可能原因在于单周期激光不能很好地形

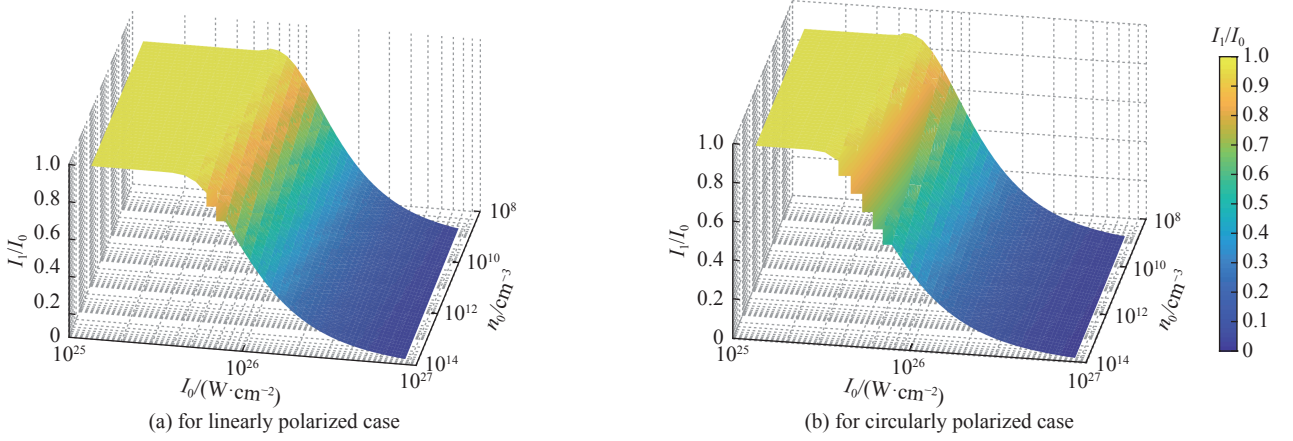


Fig. 5 Ratio between real attainable peak intensity I_1 and design peak intensity I_0 as a function of vacuum electron residual density for (a) linearly and (b) circularly polarized case with $\tau_0=5\lambda/c$, $\omega_0=3\lambda$

图 5 线偏振和圆偏振在 $\tau_0=5\lambda/c$, $\omega_0=3\lambda$ 情形下实际可实现峰值强度 I_1 与设计强度 I_0 比值与背景真空残留电子密度和设计可实现强度 I_0 关系

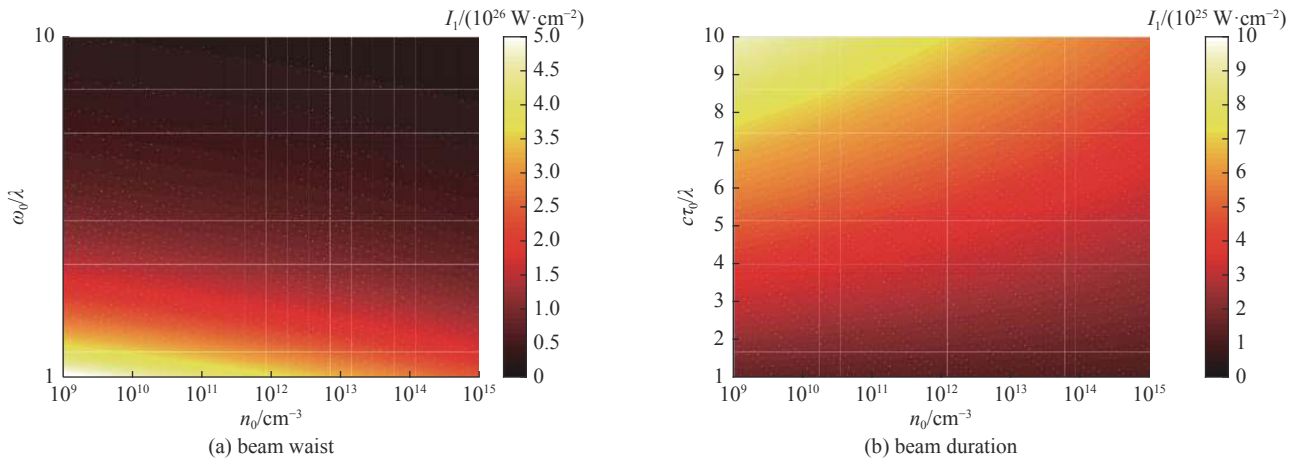


Fig. 6 Attainable peak intensity for different vacuum electron residual density as a function of beam waist and beam duration

图 6 不同真空度下的激光强度极限与激光聚焦大小和脉宽的关系

成辐射反作用力捕获,部分电子被激光排开至脉冲区域外,从而无法使得产生的电子持续作为种子源触发雪崩级联过程,进而使得激光吸收被明显抑制。

值得注意的是,本文探讨的非理想真空下的 QED 级联效应严重依赖于初始电子种子源^[53]。当电子种子源完全处在激光聚焦路径之外时,超强激光的传播将不会激发起相应的 QED 级联效应,从而可以使得激光的峰值功率大幅度提高。未来可以通过增加真空度和利用特殊的光学设计的方法清楚激光传播通道的电子,进而提高极端强场的上限阈值。此外,激光脉冲形态^[55-56]和饱和效应^[57]也会影响 QED 级联的效应,后续研究可以进一步推广考虑上述效应的自治方程,并对辐射反作用力捕获进行评估从而对极短脉宽的情形进行修正。另外值得说明的是,由于预脉冲的存在,靶室残余分子可能在主脉冲到达前被电离为等离子体。因而当主脉冲强度聚焦在相对论强度之上时,就有可能对被电离电子进行捕获并加速。因而当主脉冲达到 QED 级联强度阈值时,与激光相互作用的电子数目可能会高于本研究的估计。受限于 PIC 模拟的计算能力,该时空间尺度的模拟较难直接衡量,因而该效应的具体影响还有待进行一步讨论分析。

3 结论

综上所述,本文基于内嵌 QED 蒙特卡洛的 PIC 模拟和数值求解自治方程方法分析评估了激光参数对非理想真空环境下激光极限强度的影响。通过分析发现,当超强激光与非理想真空的残余电子相互作用后,会激发 QED 级联效应从而对激光能量进行快速的吸收,进而使得可以实现的激光强度极限低于设计预期。结合 PIC 模拟分析结果,在扫描参数的区间,激光的强度极限在 $10^{26}\sim 10^{27}$ W/cm²,并且明显受到激光的偏振、焦斑以及脉宽的影响。为了更好地分析评估参数的影响,我们构建了考虑上述参数的自治方程,并整体上与 PIC 模拟结果保持一

致。具体来说, 偏振状态主要对 QED 级联过程中新粒子的产生速率和激光吸收区域产生影响。同等真空度和激光参数下, 圆偏振激光通过 QED 级联产生的 γ 光子和正负电子对的数目和总能量更高, 其对激光的耗散更显著从而使得圆偏振的极限强度低于线偏振。此外, 激光聚焦越紧凑时, QED 级联的时间尺度会降低、激光包络会变得更紧凑, 最终会导致小焦斑的情形可以获得更高的极限强度。对于激光脉宽而言, 当脉宽长度增加时, 由于激光的耗散区域增大, 激光被吸收的总能量会进一步分散, 从而可以实现更高的极限强度。但值得注意的是, 在极短脉宽的情形下(单周期时)由于产生的正负电子不能较为有限的捕获在激光区域内, 自洽方程会显著高估 QED 级联产生的粒子数目, 从而评估的峰值激光强度会远低于 PIC 模拟的结果。未来的研究中可以考虑激光脉冲和饱和效应的影响, 并对自洽方程进行推广修正。本文分析对后续极端强场产生方案和强场 QED 实验设想提供参考建议。

参考文献:

- [1] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 1979, 43(4): 267-270.
- [2] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 541-544.
- [3] Geddes C G R, Toth C, Van Tilborg J, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 538-541.
- [4] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 535-538.
- [5] Clayton C E, Ralph J E, Albert F, et al. Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 105003.
- [6] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122: 084801.
- [7] 陈民, 盛政明, 郑君, 等. 强激光与高密度气体相互作用中电子和离子加速的数值模拟[J]. *物理学报*, 2006, 55(5): 2381-2388. (Chen Min, Sheng Zhengming, Zheng Jun, et al. Numerical simulation of acceleration of electrons and ions in the interaction of intense laser pulses with dense gaseous targets[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(5): 2381-2388)
- [8] 蒋康男, 冯珂, 柯林佟, 等. 高品质激光尾波场电子加速器[J]. *物理学报*, 2021, 70: 084103. (Jiang Kangnan, Feng Ke, Ke Lintong, et al. High-quality laser wakefield electron accelerator[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 084103)
- [9] Higginson A, Gray R J, King M, et al. Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 724.
- [10] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, et al. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams[J]. *Nature*, 2006, 439(7075): 441-444.
- [11] Wang Wentao, Feng Ke, Ke Lintong, et al. Free-electron lasing at 27 nanometres based on a laser wakefield accelerator[J]. *Nature*, 2021, 595(7868): 516-520.
- [12] Xu Tongjun, Shen Baifei, Xu Jiancai, et al. Ultrashort megaelectronvolt positron beam generation based on laser-accelerated electrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 033109.
- [13] Emma C, Van Tilborg J, Assmann R, et al. Free electron lasers driven by plasma accelerators: status and near-term prospects[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9: e57.
- [14] Phuoc K T, Corde S, Thaury C, et al. All-optical Compton gamma-ray source[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(5): 308-311.
- [15] Clark E L, Grigoriadis A, Petrakis S, et al. High-intensity laser-driven secondary radiation sources using the ZEUS 45 TW laser system at the Institute of Plasma Physics and Lasers of the Hellenic Mediterranean University Research Centre[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9: e53.
- [16] Nie Zan, Pai C H, Zhang Jie, et al. Photon deceleration in plasma wakes generates single-cycle relativistic tunable infrared pulses[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 2787.
- [17] Zhang Meng, Chu Yuxi, Zhao Jun, et al. Efficient generation of third harmonics in Yb-doped femtosecond fiber laser via spatial and temporal walk-off compensation[J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19: 031402.
- [18] Betti R, Hurricane O A. Inertial-confinement fusion with lasers[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(5): 435-448.
- [19] Tabak M, Hinkel D, Atzeni S, et al. Fast ignition: overview and background[J]. *Fusion Science and Technology*, 2006, 49(3): 254-277.
- [20] Mima K. 惯性聚变能研究现状[J]. 罗山, 译. 激光与光电子学进展, 2004, 41(1): 3-11. (Mima K. Research status of inertial fusion energy[J]. Luo Shan, Ttranslated. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2004, 41(1): 3-11)
- [21] Cristoforetti G, Hüller S, Koester P, et al. Observation and modelling of stimulated Raman scattering driven by an optically smoothed laser beam in experimental conditions relevant for Shock Ignition[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9: e60.
- [22] Zhang F, Cai Hongbo, Zhou Weimin, et al. Enhanced energy coupling for indirect-drive fast-ignition fusion targets[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(7): 810-814.
- [23] Takabe H, Kuramitsu Y. Recent progress of laboratory astrophysics with intense lasers[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9: e49.
- [24] Casner A, Caillaud T, Darbon S, et al. LMJ/PETAL laser facility: overview and opportunities for laboratory astrophysics[J]. *High Energy Density Physics*, 2015, 17: 2-11.
- [25] 张杰, 赵刚. 实验室天体物理学简介[J]. *物理*, 2000, 29(7): 393-396. (Zhang Jie, Zhao Gang. Introduction to laboratory astrophysics[J]. *Physics*, 2000, 29(7): 393-396)

- [26] Ji Liangliang, Pukhov A, Kostyukov I Y, et al. Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 145003.
- [27] Poder K, Tamburini M, Sarri G, et al. Experimental signatures of the quantum nature of radiation reaction in the field of an ultraintense laser[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 031004.
- [28] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. Experimental evidence of radiation reaction in the collision of a high-intensity laser pulse with a laser-wakefield accelerated electron beam[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 011020.
- [29] Zhu Xinglong, Yu Tongpu, Sheng Zhengming, et al. Dense GeV electron-positron pairs generated by lasers in near-critical-density plasmas[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13686.
- [30] Zhu Xinglong, Chen Min, Weng Suming, et al. Extremely brilliant GeV γ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator[J]. *Science Advances*, 2020, 6: eaaz7240.
- [31] Zhu Xinglong, Chen Min, Yu Tongpu, et al. Collimated GeV attosecond electron-positron bunches from a plasma channel driven by 10 PW lasers[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2019, 4: 014401.
- [32] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 55(6): 447-449.
- [33] Yoon J W, Kim Y G, Choi I W, et al. Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm²[J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [34] Bahk S W, Rousseau P, Planchon T A, et al. Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity (10^{22} W/cm²)[J]. *Applied Physics B*, 2005, 80(7): 823-832.
- [35] Bahk S W, Rousseau P, Planchon T A, et al. Generation and characterization of the highest laser intensities (10^{22} W/cm²)[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(24): 2837-2839.
- [36] Guo Zhen, Yu Lianghong, Wang Jianye, et al. Improvement of the focusing ability by double deformable mirrors for 10-PW-level Ti: sapphire chirped pulse amplification laser system[J]. *Optics Express*, 2018, 26(20): 26776-26786.
- [37] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7: e54.
- [38] 冷雨欣. 上海超强超短激光实验装置[J]. *中国激光*, 2019, 46: 0100001. (Leng Yuxin. Shanghai superintense ultrafast laser facility[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46: 0100001)
- [39] Zhang Zongxin, Wu Fenxiang, Hu Jiabing, et al. The 1 PW/0.1Hz laser beamline in SULF facility[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2020, 8: e4.
- [40] Peng Yujie, Xu Yi, Yu Lianghong, et al. Overview and status of station of extreme light toward 100 PW[J]. *Reza Kenkyu*, 2021, 49(2): 93-96.
- [41] Carlidge E. Physicists are planning to build lasers so powerful they could rip apart empty space[J/OL]. *Science*, (2018-01-25). <https://www.science.org/content/article/physicists-are-planning-build-lasers-so-powerful-they-could-rip-apart-empty-space>.
- [42] Zamfir V, Tanaka K, Ur C. Extreme light infrastructure nuclear physics (ELI-NP)[J]. *Europhysics News*, 2019, 50(2): 23-25.
- [43] Grittani G, Lazzarini C, Lorenz S, et al. ELI-ELBA: fundamental science investigations with high power lasers at ELI-Beamlines[C]//OSA High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress 2020. Optical Society of America, 2020: JM3A. 20.
- [44] Papadopoulos D N, Zou J P, Le Blanc C, et al. The Apollon 10 PW laser: experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2016, 4: e34.
- [45] Musgrave I, Galimberti M, Boyle A, et al. Review of laser diagnostics at the Vulcan laser facility[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015, 3: e26.
- [46] American Association for the Advancement of Science. So much more to know...[J]. *Science*, 2005, 309(5731): 78-102.
- [47] Bell A R, Kirk J G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101: 200403.
- [48] Kirk J G, Bell A R, Arka I. Pair production in counter-propagating laser beams[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51: 085008.
- [49] Fedotov A M, Narozhny N B, Mourou G, et al. Limitations on the attainable intensity of high power lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 080402.
- [50] Schwinger J. *Particles, sources, and fields Vol. 3* [M]. Reading: Advanced Book Program, 1998.
- [51] Fedotov A M. Electron-positron pair creation by a strong tightly focused laser field[J]. *Laser Physics*, 2009, 19(2): 214-221.
- [52] Bulanov S S, Narozhny N B, Mur V D, et al. Electron-positron pair production by electromagnetic pulses[J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2006, 102(1): 9-23.
- [53] Wu Yitong, Ji Liangliang, Li Ruxin. On the upper limit of laser intensity attainable in nonideal vacuum[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(4): 541-547.
- [54] Bashmakov V F, Nerush E N, Kostyukov I Y, et al. Effect of laser polarization on quantum electrodynamical cascading[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 013105.
- [55] Tamburini M, Di Piazza A, Keitel C H. Laser-pulse-shape control of seeded QED cascades[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 5694.
- [56] Sampath A, Tamburini M. Towards realistic simulations of QED cascades: non-ideal laser and electron seeding effects[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25: 083104.
- [57] Luo Wen, Liu Weiyuan, Yuan Tao, et al. QED cascade saturation in extreme high fields[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 8400.
- [58] Elkina N V, Fedotov A M, Kostyukov I Y, et al. QED cascades induced by circularly polarized laser fields[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2011, 14: 054401.
- [59] Bulanov S S, Schroeder C B, Esarey E, et al. Electromagnetic cascade in high-energy electron, positron, and photon interactions with intense laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2013, 87: 062110.
- [60] Grismayer T, Vranic M, Martins J L, et al. Seeded QED cascades in counterpropagating laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2017, 95: 023210.
- [61] Jirka M, Klimo O, Vranic M, et al. QED cascade with 10 PW-class lasers[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 15302.

- [62] Samsonov A S, Kostyukov I Y, Nerush E N. Hydrodynamical model of QED cascade expansion in an extremely strong laser pulse[J]. [Matter and Radiation at Extremes](#), 2021, 6: 034401.
- [63] Hartemann F V, Kerman A K. Classical theory of nonlinear Compton scattering[J]. [Physical Review Letters](#), 1996, 76(4): 624-627.
- [64] Breit G, Wheeler J A. Collision of two light quanta[J]. [Physical Review Journals Archive](#), 1934, 46(12): 1087-1091.
- [65] Reiss H R. Absorption of light by light[J]. [Journal of Mathematical Physics](#), 1962, 3(1): 59-67.
- [66] Nikishov A I, Ritus V I. Quantum processes in the field of a plane electromagnetic wave and in a constant field. I[J]. [Soviet Physics JETP](#), 1964, 19(2): 529-541.
- [67] Baier V N, Katkov V M, Fadin V S. Radiation of relativistic electrons; Izluhenie relyativistskikh elektronov[M]. Moscow: Atomizdat, 1973.
- [68] Ritus V I. Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field[J]. [Journal of Soviet Laser Research](#), 1985, 6(5): 497-617.
- [69] Pukhov A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)[J]. [Journal of Plasma Physics](#), 1999, 61(3): 425-433.
- [70] Pukhov A. Particle-in-cell codes for plasma-based particle acceleration[C]//Proceedings of the 2014 CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration. 2016.
- [71] Sokolov I V, Naumova N M, Nees J A. Numerical modeling of radiation-dominated and quantum-electrodynamically strong regimes of laser-plasma interaction[J]. [Physics of Plasmas](#), 2011, 18: 093109.
- [72] Zot'ev D B. Critical remarks on Sokolov's equation of the dynamics of a radiating electron[J]. [Physics of Plasmas](#), 2016, 23: 093302.
- [73] Wallin E, Gonoskov A, Marklund M. Effects of high energy photon emissions in laser generated ultra-relativistic plasmas: real-time synchrotron simulations[J]. [Physics of Plasmas](#), 2015, 22: 033117.