

宽带激光辐照平面厚靶的侧向散射*

龙欣宇 熊俊 安红海 谢志勇 王佩佩
方智恒 王伟 孙今人[†] 王琛[‡]

(中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

(2024年6月11日收到; 2024年10月9日收到修改稿)

激光等离子体不稳定性 (laser plasma instability, LPI) 是惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 点火过程中的关键问题之一, 多年来受到了广泛的关注. 其中, 宽带激光被认为是解决 LPI 问题的一个有效途径, 并且目前已经有了大量的模拟研究和少量背向、近前向散射的实验研究, 但是仍然需要侧向散射的实验研究作为补充. 因此, 基于输出达数百焦耳的宽带二倍频激光装置“昆吾”, 本文针对宽带激光与传统窄带激光驱动平面厚靶产生的等离子体不稳定性侧向散射以及超热电子产额设计实验. 实验结果表明, 功率密度为 $1 \times 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的宽带激光激发的侧向受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 与侧向受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS) 在不同角度下的光谱和份额与窄带激光存在显著差异. 进一步分析发现, 宽带条件下侧向的超热电子份额整体高于窄带, 而此时宽带条件下小角度近前向、小角度近背向的 SRS 份额却远低于窄带, 初步的定性分析认为此时 SRS 可能不是超热电子的主要产生机制, 认为此时可能是 PDI 对超热电子的产生起了主导作用.

关键词: 激光等离子体不稳定性, 宽带激光, 超热电子

PACS: 52.38.-r, 52.35.Mw, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.73.20240823

CSTR: 32037.14.aps.73.20240823

1 引言

作为惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 过程^[1]中的关键问题, 激光等离子体不稳定性 (laser plasma instability, LPI)^[2,3]多年来受到了广泛关注. 美国国家点火装置 (NIF) 的点火演示, 预示着 ICF 研究进入了高增益点火研究的阶段, 但是其中的 LPI 仍需要进一步的研究. 无论在直接驱动还是间接驱动中, 诸如受激布里渊散射^[4,5] (stimulated Brillouin scattering, SBS)、受激拉曼散射^[6,7] (stimulated Raman scattering, SRS)、双等离子体衰变^[8] (two-plasmon decay, TPD)、束

间能量转移 (CBET) 等 LPI 过程会引起能量耗散、扰乱等离子体状态、产生超热电子预热靶丸等后果, 因此抑制或控制相关 LPI 过程是十分紧迫的任务. 为此, 多年来研究者们从调整驱动激光特征出发, 进行了大量的实验和理论工作. 从普遍使用钽玻璃三倍频激光作为驱动源^[9], 到发展多种束匀滑手段, 如连续相位板^[10] (CPP)、诱导空间非相干^[11] (ISI)、光谱色散束匀滑^[12] (SSD) 等. 目前还有非均匀持续时间和延迟的尖峰序列 (STUD)^[13]、 2ω 激光中混入 3ω 激光^[14]、脉冲啁啾的瞬态偏振旋转^[15] 等方案正在初步的研究中. NIF 的点火成功表明, 这些工作是卓有成效的, 但对于 LPI 的抑制仍需进一步研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074353, 12075227) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: sunjinren@263.net

[‡] 通信作者. E-mail: wangch@mail.shcnc.ac.cn

近年来, 宽带激光逐渐成为一种可能抑制 LPI 的技术. 增大激光的带宽不但可以降低驱动激光的相干性, 同时还可以降低与 LPI 过程直接相关的等离子体中的有效电场强度. 理论研究和数值模拟证明, 当激光的带宽大于不稳定性的增长率时, 可以有效抑制参数不稳定性的增长^[16,17]. 目前, 上海激光等离子体研究所 (SILP) 基于超辐射发光二极管 (SLD) 技术, 已建成输出能量达到数百焦耳的宽带二倍频激光装置“昆吾”^[18], 为进行宽带激光驱动 LPI 过程的实验验证提供了可靠的研究平台. 近年来, 已有少量关于宽带激光驱动器的背向散射实验研究^[19,20], 以及近前向的实验研究, 但是仍然需要侧向区域的实验规律探索. 为了填补这一空白, 基于“昆吾”装置, 本文报道了宽带低相干激光与传统窄带激光与驱动平面厚靶产生的等离子体相互作用时引起的 LPI 侧向散射以及超热电子产额的差异.

2 实验研究方案

实验基于宽带二倍频激光装置“昆吾”, 该装置通过切换宽带或窄带的种子源可以分别输出能量为数百焦耳、脉冲宽度为数纳秒的宽带或窄带的二倍频激光. 其中宽带激光中心波长约 529.5 nm, 在整个纳秒脉冲过程中带宽始终约为 3 nm, 相干时间小于 300 fs; 而传统窄带激光对应的中心波长约为 526.5 nm, 带宽窄于 0.3 nm. 除此之外, 在实验中, 两种激光的脉冲宽度、输出能量以及驱动状态完全一致.

图 1 为实验方案的俯视图. 脉冲宽度 (FWHM) 3.5 ns、能量 600—700 J 的宽带或传统窄带二倍频激光经伺服反射镜反射, 通过连续型相位板 (CPP)

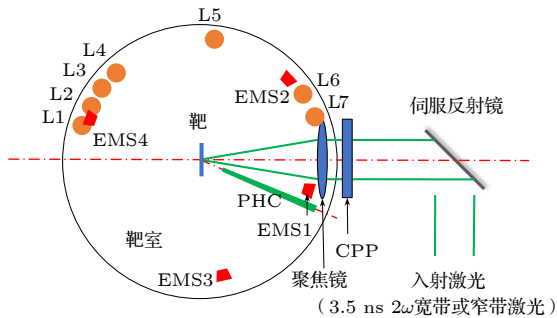


图 1 实验方案示意图

Fig. 1. Sketch of the experimental setup.

和主聚焦镜上在靶室中心聚焦. 在 CPP 的作用下, 驱动激光在靶面形成直径约 200 μm 的焦斑, 对应靶面的激光功率密度约为 $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. 实验用靶如图 2 所示, 厚度约 300 μm , 长约 8 mm, 宽约 2 mm, 长端两侧分别粘贴在靶支架上, 中间间隔大于 5 mm. 靶的尺寸相对于中心的焦斑已经足够大, 在近前向没有激光直接漏过的信号, 此时近前向测量的信号应来自于散射.

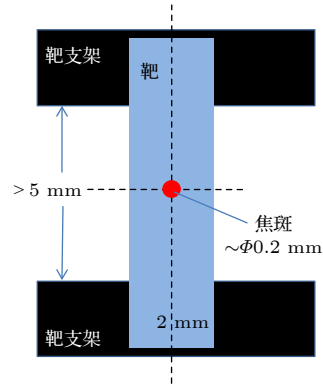


图 2 实验用靶示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the target.

实验中, 通过在靶室内适当的位置放置的 7 套漫反射板、光纤探头和套筒组成的探测器后接光栅光谱仪来进行 LPI 侧向散射的时间积分光谱测量. 探测器套筒的有限光阑能有效控制采样光源的位置和大小, 能有效防止杂光的影响, 从而减小系统误差. 探头前端距离靶约 580 mm, 在以靶面法线为 0° 、逆时针为正的坐标系中, 探测器 L1—L7 对应角度分别为 170° , 160° , 150° , 140° , 85° , 25° 和 15° . 光纤信号采用八合一合束后被一台连接面阵列 CCD 的光栅光谱仪记录, 光栅光谱仪和面阵列 CCD 分别使用普林斯顿仪器公司 (PI) 制造的 SCT320 和 1340×400 像素的 PIXIS:400 BR. 实验中采用的光栅刻线为 150 mm^{-1} , 中心波长选择 750 nm, 对应的光谱测量范围为 500—1000 nm, 可以同时涵盖 SBS 和 SRS 信号的波段. 理论上的波长分辨约为 0.40 nm, 但由于光谱仪的狭缝宽度设置约为 1 mm, 大于所采用的光纤口径 0.5 mm, 以保证能够收集到光纤中的全部信号, 同时也使得对应光栅光谱仪的谱分辨有所下降. 为保证测量到的信号强度合适, 在各套探测器光路中放置了相应的中性密度滤片. 实验过程中光谱仪的噪声主要为 CCD 的暗电流噪声和环境噪声, 因此在每次实验前均预

先采集本底信号, 然后利用实验记录扣除本底信号后得到实验的数据. 扣除本底后背景区域计数基本为零, 此时, SBS 峰值信号所在区域的计数为数千到数百万, SRS 峰值信号的计数为数百到数千. 虽然 SBS 和 SRS 信号强度差距很大, 但 SBS 和 SRS 在不同的波段, 且 SBS 为单峰而 SRS 为连续宽谱, 同时 SRS 波长主要在 SBS 波长的 1.3—1.7 倍区域, 因此 SBS 的高级衍射信号并不会对 SRS 信号有影响.

同时, 还通过在靶室内多个位置放置电子磁谱仪 (EMS), 来进行侧向超热电子的能谱测量. 4 台完全相同的 EMS 放置在距离靶位约 555 mm 的位置, 同样以靶面法线为 0° 、逆时针为正, 对应方位角分别为 -10° , 40° , -80° 以及 165° . EMS 的磁感应强度均为 0.06 T, 可测量 10—500 keV 范围内的电子能谱.

除此之外, 在靶前约 -15° 的位置还放置一套针孔相机 (PHC) 用来监测激光的聚焦情况. PHC 的针孔尺寸约 $10\ \mu\text{m}$, 距离靶中心约 80 mm, 对应放大倍数约 5 倍.

3 实验结果与讨论

3.1 侧向散射

图 3 是典型的近背向 25° 散射光光谱, 以最高的峰值做归一化处理. 可以看出, 近背向的光谱信号主要集中在两个区域, 515—535 nm 波段对应的是近背向 SBS 信号与被反射的入射激光脉冲的混合; 而 700—1000 nm 波段的连续信号则是近背向 SRS 信号, 相比于 SBS 信号强度弱了近 2 个数量级. 宽带激光驱动的 25° 近背向 515—535 nm 波段信号强度略弱于窄带激光 10% 左右, 而近背向 SRS 强度高于窄带 250% 左右. 宽带激光的 25° 近背向 SRS 光谱的单峰结构集中在 960 nm 附近, 而窄带对应的光谱为双峰结构, 在 750 nm 和 985 nm 附近有两个峰, 表明宽带与窄带激光驱动下 SRS 集中发生的位置有明显区别.

图 4 为实验中记录的 85° 侧向散射测量光谱, 数据来自 85° 的探测器 L5. 为了防止靶侧面未加热部分对侧向信号的影响, 实验中探头位置没有放在 90° , 而是略偏向靶前方, 5° 的角度差异造成的影响很小. 图中显示 SSBS 集中在 515—535 nm 区域, 发生了 2.5—3 nm 的蓝移; SSRS 的信号集中

在 750—900 nm 区域, 在低密度区域发生的对流 SRS 占据主导地位, 同时强度相比 SSBS 弱了约 2 个数量级. 与传统窄带激光驱动条件相比, 宽带激光驱动下的 SSBS 强度要弱 1 个数量级以上, 而 SSRS 则强约 1 个数量级.

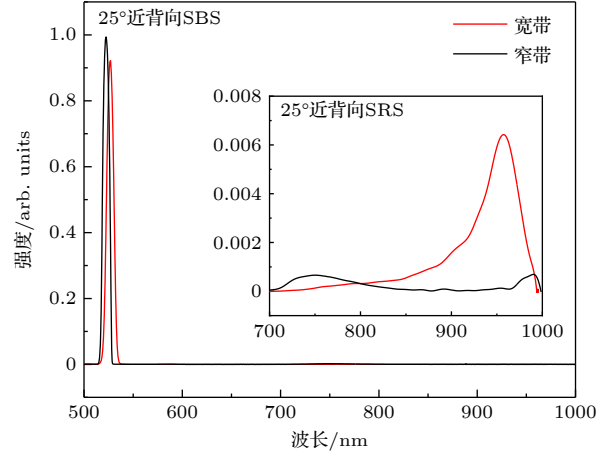


图 3 宽带激光与窄带激光驱动平面厚靶的 25° 近背向散射典型光谱

Fig. 3. 25° near back-scatter typical spectra driven by broadband laser and narrowband laser.

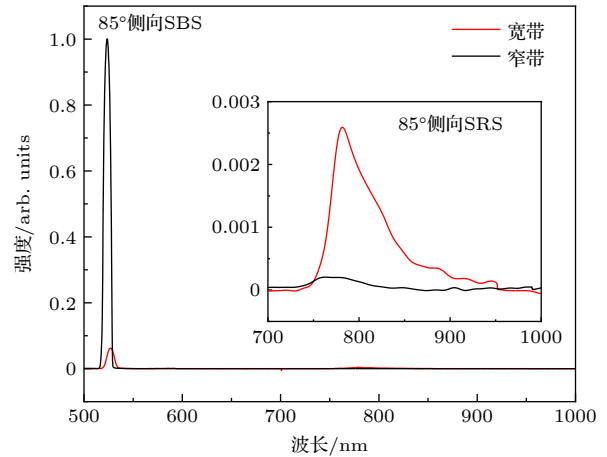


图 4 宽带与窄带驱动平面厚靶的 85° 侧向散射典型光谱

Fig. 4. 85° side-scatter typical spectra driven by broadband laser and narrowband laser.

图 5 为 140° 的近前向散射典型光谱, 同样以最高峰的峰值为基准进行了归一化. 图中大角度近前向 SBS 信号的光谱位于 515—535 nm 区域, 对应的 SRS 光谱位于 700—1000 nm 区域. 对于大角度近前向 SRS 的散射光信号, 宽带激光条件下的峰值位于 900 nm 附近, 波长大于窄带激光条件下的 700 nm 的峰值位置, 说明此时宽带条件下 SRS 发生的等离子体密度高于窄带. 图 3—图 5 表明,

宽带激光与窄带激光驱动的近前向、侧向、近背向 SRS 的主要发生位置均有差异, 此差异可以来源于宽带激光与窄带激光驱动下等离子体状态的不同或者 LPI 产生机理的不同, 仍有待进一步的理论、实验分析.

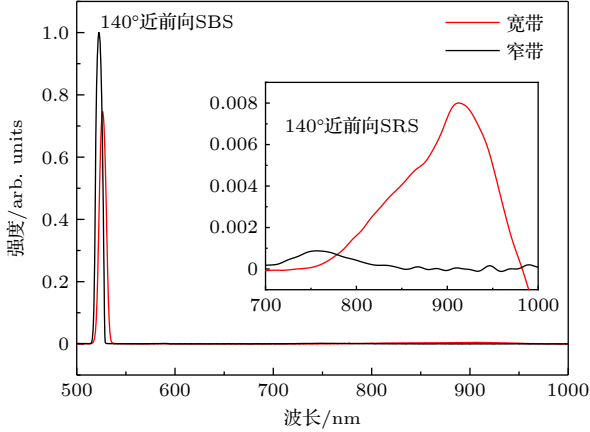


图 5 宽带与窄带驱动平面厚靶的 140°近前向散射典型光谱

Fig. 5. 140° near forward-scatter typical spectra driven by broadband laser and narrowband laser.

利用标准光源对每套探测器的光路进行了标定, 配合到靶激光能量和探测器收集立体角尺寸等参数, 可以得到每个探测器位置对应的单位立体角散射能量百分比. 图 6 是综合各个角度的散射能量百分比, 数据来自探测器 L1—L7. 可以看出在近背向, 无论是 515—535 nm 波段信号还是 SRS 信号, 在宽带与窄带激光驱动条件下的大角度和小角度的相对强度发生了反转. 对于近背向 515—535 nm 波段信号, 在 15°时宽带驱动条件下更弱, 但在 25°时略强于窄带, 尽管差别不大且数据存在起伏, 但趋势是可以确定的; 而近背向 SRS 的趋势与近背向 515—535 nm 波段信号一致, 不同的是宽带与窄带驱动条件下的差别更加明显, 且整体散射光强度比 SBS 要弱 1—2 个数量级. 在近前向, 对于近前向 SBS, 宽带与窄带激光驱动条件下强度接近, 但总体上宽带条件下的份额略低; 而近前向 SRS 与近背向信号类似, 随着角度的增大宽带与窄带激光驱动条件下的相对强度均发生了反转, 宽带从更强逐渐变得弱于窄带条件. 值得讨论的一点是, 实验中激光无法烧穿厚度高达 300 μm 的 CH 平面靶, 因此沿着激光入射方向等离子体密度逐渐增大直至超过临界密度, 同时靶面远大于在其中心的焦斑, 因此直观来看近前向散射光可能并不会被

近前向的探测器接收. 但实验设计上已经隔离了杂散光, 且从实验数据上来看, 宽带条件下近前向信号强度远高于窄带, SRS 信号在近前向出现了强度反转, 不同角度的 SRS 光谱在峰值位置、宽度、结构上存在明显差异, 这些现象表明探测到的光信号包含一定的物理内容, 而不应是实验中的杂散光. 综合散射能量百分比数据可以初步得到以下结论.

- 1) 近背向散射光的强度远高于近前向, 主要原因是激光无法烧穿实验中厚度为 300 μm 的 CH 平面靶, 导致靶前的信号均非常微弱.
- 2) 在各个角度, SBS 份额比 SRS 份额均高出 1 个数量级以上, 表明侧向散射光主要由 SBS 散射构成.
- 3) 对于 SBS, 宽带驱动条件下 85°正侧向份额远低于窄带, 而其余角度的整体份额略低于窄带, 可能来源于实验数据点的起伏.
- 4) SRS 则表现出与 SBS 不同的趋势, 在小角度近背向和近前向, 宽带对于 SRS 体现出抑制作用. 但逐步向更大的侧向角度发展时, 宽带与窄带激光条件下的 SRS 相对强度发生了反转, 反转的角度可能发生在 20°或 150°. SRS 份额出现这样的

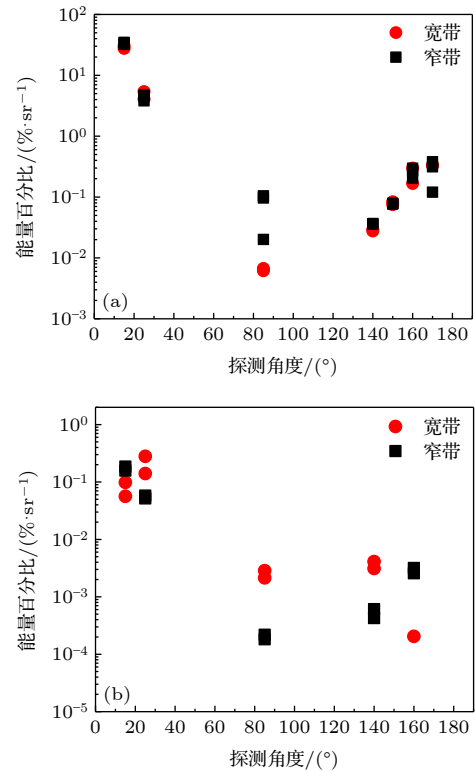


图 6 不同角度的散射光能量份额 (a) SBS; (b) SRS

Fig. 6. Energy information at different scattering measurement angles: (a) SBS; (b) SRS.

反转, 可能是因为接近光锥范围的小角度近背向和近前向散射更容易受到等离子体密度不均匀性的影响 [21].

3.2 超热电子

由于可能预热靶丸等危害作用, 超热电子的产生也是 LPI 研究的重要内容之一. 实验中通过 4 台完全相同的 EMS, 来进行多个角度的超热电子能谱测量. 4 台 EMS 与靶位的间距大致相同, 方位角分别为 -10° , 40° , -80° 以及 165° . 考虑到对称性, 其数据大小应当与 10° , 40° , 80° 和 165° 相当.

图 7(a) 给出了激光驱动 $300 \mu\text{m}$ 厚度 C_8H_8 平面靶的热电子能谱图, 图 7(b) 则给出了各个角度的热电子份额图. 从图中可以看出, 宽带激光驱动条件下的热电子数量通常高于窄带驱动条件, 具体表现在两个方面: 一是宽带激光驱动下热电子能谱峰值位置的能量更高, 甚至达到 100 keV 以上, 而传统窄带激光对应的热电子能谱峰值则通常在 50 keV 附近; 二是宽带激光对应热电子的能谱更宽, 在能量大于 150 keV 的高能区域, 各个角度下热电子数量均高于窄带.

通过比较图 6(b) 和图 7(b) 中 SRS 份额和热电子份额与探测角度的关系, 可以发现在小角度近背向区域, 宽带激光条件下产生的 SRS 份额低于窄带条件, 而此时的超热电子份额相当, 高能区域的超热电子份额高于窄带条件; 同时在小角度近前向区域, 宽带条件下的 SRS 份额远低于窄带, 而超热电子份额远高于窄带; 而在其他角度区域, 宽带条件下 SRS、超热电子份额均高于窄带. 传统理论认为 SRS 是热电子的主要来源, 而从上面分析来看, 在小角度近前向和小角度近背向区域, SRS 份额和热电子份额的相对强度规律不一致. 目前理论上认为超热电子的主要产生机制有 $1/4$ 临界密度面以下 ($n < 0.25n_c$) 发生的 SRS 和 TPD, 临界密度面 ($n \approx n_c$) 附近发生的参量衰变不稳定性 (PDI). 数值模拟方面, 文献 [22] 用双色光模型研究了激光驱动的 TPD 所产生的热电子. 实验方面, 文献 [19] 对 $3/2\omega$ 散射光的测量发现宽带激光可以一定程度上抑制 TPD 的产生, 同时文献 [20] 中给出了宽带激光条件下 SRS 被抑制而背向超热电子大幅增多的异常现象, 并认为此时更多的超热电子可能来自于 PDI. 本文结果也倾向于这一观点, 定

性分析认为此时 SRS 可能不是超热电子的主要产生机制. 而为什么宽带激光条件下 PDI 过程会更强, 则还需要进行进一步的理论与实验研究.

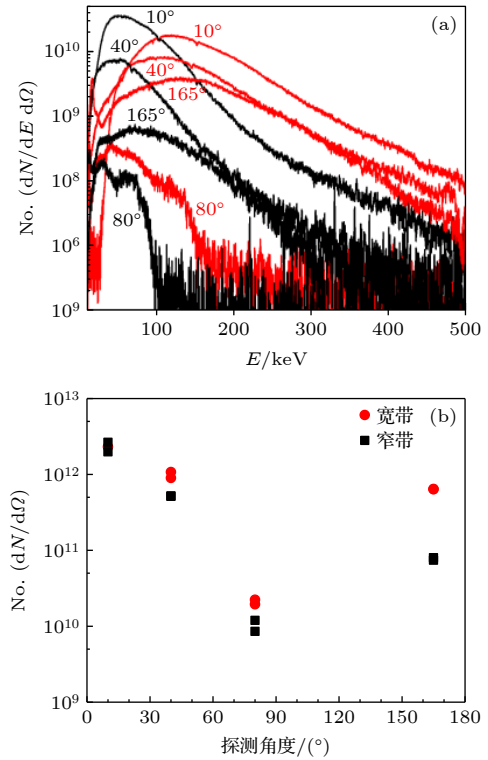


图 7 不同角度的超热电子产生情况 (a) 能谱图; (b) 份额图

Fig. 7. Hot electrons at different scattering measurement angles: (a) Energy spectrum; (b) share chart.

4 结论

基于“昆吾”宽带二倍频激光装置, 开展了宽带激光与驱动平面厚靶产生的等离子体相互作用的侧向散射实验研究. 实验结果发现, 在强度约 $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时宽带激光正入射驱动平面厚靶的侧向 SBS 与侧向 SRS 在不同角度下与传统窄带激光存在显著差异. 同时在宽带激光的驱动下, 侧向的超热电子份额整体要高于窄带. 而此时宽带条件下小角度近前向、小角度近背向的 SRS 份额要远低于窄带, 初步分析认为此时 SRS 可能不是超热电子的主要产生机制, 宽带激光驱动下 PDI 可能对超热电子的产生起了主导作用. 有关宽带激光驱动 SBS, SRS, TPD, PDI 过程的产生机理值得进一步的研究, 本文宽带激光驱动侧向 LPI 的研究有助于对宽带激光的进一步理解.

参考文献

- [1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [2] Yang D, Li Z C, Li S W, Hao L, Li X, Guo L, Zou S Y, Jiang X H, Peng X S, Xu T, Li Y L, Zheng C Y, Cai H B, Liu Z J, Zheng J, Long T, Wang Z B, Li H, Kuang L Y, Li Q, Wang F, Liu S Y, Yang J M, Jiang S E, Zhang B H, Ding Y K 2018 *Sci. Sin-Phys. Mech. Astron.* **48** 065203 (in Chinese) [杨冬,李志超,李三伟,郝亮,李欣,郭亮,邹士阳,蒋小华,彭晓世,徐涛,理玉龙,郑春阳,蔡洪波,刘占军,郑坚,龚韬,王哲斌,黎航,况龙钰,李琦,王峰,刘慎业,杨家敏,江少恩,张保汉,丁永坤 2018 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **48** 065203]
- [3] MacGowan B J, Afeyan B B, Back C A, Berger R L, Bonnaud G, Casanova M, Cohen B I, Desenne D E, DuBois D F, Dulieu A G, Estabrook K G, Fernandez J C, Glenzer S H, Hinkel D E, Kaiser T B, Kalantar D H, Kauffman R L, Kirkwood R K, Krueer W L, Langdon A B, Lasinski B F, Montgomery D S, Moody J D, Munro D H, Powers L V, Rose H A, Rousseaux C, Turner R E, Wilde B H, Wilks S C, Williams E A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2029
- [4] Montgomery D S, Afeyan B B, Cobble J A, Fernandez J C, Wilke M D, Glenzer S H, Kirkwood R K, MacGowan B J, Moody J D, Lindman E L, Munro D H, Wilde B H, Rose H A, Dubois D F, Bezzerides B, Vu H X 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1973
- [5] Li C X, Dong L F, Feng J Y, Huang Y P, Sun H Y 2020 *Rev. Sci Instrum.* **91** 026105
- [6] Niemann C, Berger R, Divol L, Kirkwood R, Moody J, Sorce C, Glenzer S 2011 *J. Instrum.* **6** P10008
- [7] Froula D, Divol L, London R, Berger R, Döppner T, Meezan N, Ross J, Suter L, Sorce C, Glenzer S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 045006
- [8] Follett R K, Shaw J G, Myatt J F, Palastro J P, Short R W, Froula D H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 135005
- [9] Bibeau C, Speck D R, Ehrlich R B, Laumann C W, Kyrazis D T, Hennesian M A, Lawson J K, Perry M D, Wegner P J, Weiland T L 1992 *Appl. Opt.* **31** 5799
- [10] Dixit S N, Feit M D, Perry M D, Powell H T 1996 *Opt. Lett.* **21** 1715
- [11] Grun J, Emery M E, Manka C K, Lee T N, McLean E A, Mostovych A, Stamper J, Bodner S, Obenschain S P, Ripin B H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2672
- [12] Duluc M, Penminckx D, Loiseau P, Riazuelo G, Bourgeade A, Chatagnier A, D'Humières E 2019 *Phys. Plasmas* **26** 42707
- [13] Albright B, Yin L, Afeyan B 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 045002
- [14] Feng Q S, Liu Z J, Cao L H, Xiao C Z, Hao L, Zheng C Y, Ning C, He X T 2020 *Nucl. Fusion* **60** 066012
- [15] Zhong Z Q, Li B, Xiong H, Li J W, Qiu J, Hao L, Zhang B 2021 *Opt. Express* **29** 1304
- [16] Follett R K, Shaw J G, Myatt J F, Dorrer C, Froula D H, Palastro J P 2019 *Phys. Plasmas* **26** 062111
- [17] Thomson J J, Karush J I 1974 *Phys. Fluids* **17** 1608
- [18] Gao Y Q, Cui Y, Ji L L, Rao D X, Zhao X H, Li F J, Liu D, Feng W, Xia L, Liu J N, Shi H T, Du P Y, Liu J, Li X L, Wang T, Zhang T X, Shan C, Hua Y L, Ma W X, Sun X, Chen X F, Huang X G, Zhu J A, Pei W B, Sui Z, Fu S Z 2020 *Matter Radiat. Extrem.* **5** 065201
- [19] Lei A L, Kang N, Zhao Y, Liu H Y, An H H, Xiong J, Wang R R, Xie Z Y, Tu Y C, Xu G X, Zhou X C, Fang Z H, Wang W, Xia L, Feng W, Zhao X H, Ji L L, Cui Y, Zhou S L, Liu Z J, Zheng C Y, Wang L F, Gao Y Q, Huang X G, Fu S Z 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 035102
- [20] Wang P P, An H H, Fang Z H, Xiong J, Xie Z Y, Wang C, He Z Y, Jia G, Wang R R, Zheng S, Xia L, Feng W, Shi H T, Wang W, Sun J R, Gao Y Q, Fu S Z 2024 *Matter Radiat. Extrem.* **9** 015602
- [21] Moody J, MacGowan B, Glenzer S, Kirkwood R, Krueer W, Montgomery D, Schmitt A, Williams E, Stone G 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2114
- [22] Yao C, Li J, Hao L, Yan R, Wang C, Lei A L, Ding Y K, Zheng J 2024 *Nucl. Fusion* **64** 106013

Broadband laser driven near-forward scattering light of planar film target*

Long Xin-Yu Xiong Jun An Hong-Hai Xie Zhi-Yong Wang Pei-Pei
Fang Zhi-Heng Wang Wei Sun Jin-Ren[†] Wang Chen[‡]

(Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China)

(Received 11 June 2024; revised manuscript received 9 October 2024)

Abstract

Laser-plasma instability (LPI) is one of the key problems in the ignition process of inertial confinement fusion (ICF), and has been extensively studied in theory, simulation, and experiment for many years. Broadband laser, due to its low temporal coherence, can reduce the effective electric field strength when interacting with plasma and disrupt the phase-matching conditions of LPI, thus an effective approach to solving LPI issues is considered. Current extensive simulation studies indicate that broadband laser can suppress the generation of phenomena such as stimulated Brillouin scattering (SBS), stimulated Raman scattering (SRS), and two-plasmon decay (TPD) to some extent. There are also a few backward scattering experimental studies, but more experimental researches, such as side-scattering, are still needed. Therefore, based on the broadband second harmonic laser facility “Kunwu”, the experiments are designed for studying the lateral scattering of critical density plasma driven by broadband laser and traditional narrowband laser, and the production of hot electrons as well in this work. The experimental results show that the side SBS spectra and side SRS spectra and portions at different angles excited by broadband lasers with a power density of 1×10^{15} W/cm² are significantly different from those by narrowband lasers. Further analysis reveals that the overall portion of transverse hot electrons in broadband laser cases is higher than that in narrowband laser case. However, for broadband laser, the portion of SRS at small forward angle and backward angle are significantly lower than that for narrowband laser. Preliminary qualitative analysis suggests that SRS may not be the main mechanism for hot electron generation in this case, and that PDI might play a dominant role in generating hot electrons.

Keywords: laser plasma instability, broadband laser, hot electron

PACS: 52.38.-r, 52.35.Mw, 52.38.Bv

DOI: [10.7498/aps.73.20240823](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240823)

CSTR: [32037.14.aps.73.20240823](https://cstr.cn/32037.14.aps.73.20240823)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074353, 12075227).

[†] Corresponding author. E-mail: sunjinren@263.net

[‡] Corresponding author. E-mail: wangch@mail.shcnc.ac.cn



宽带激光辐照平面厚靶的侧向散射

龙欣宇 熊俊 安红海 谢志勇 王佩佩 方智恒 王伟 孙今人 王琛

Broadband laser driven near-forward scattering light of planar film target

Long Xin-Yu Xiong Jun An Hong-Hai Xie Zhi-Yong Wang Pei-Pei Fang Zhi-Heng Wang Wei Sun Jin-Ren Wang Chen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 225202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240823

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240823>

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

宽带激光辐照平面薄膜靶的近前向散射

Near forward scattering light of planar film target driven by broadband laser

物理学报. 2024, 73(12): 125202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231613>

强度调制宽带激光对受激拉曼散射动力学爆发的抑制

Suppression of stimulated Raman scattering kinetic bursts by intensity-modulated broadband laser

物理学报. 2024, 73(5): 055202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231679>

间接驱动相关条件下的大空间尺度对流受激拉曼侧向散射

Large-spatial-scale convective stimulated Raman side scattering under indirect drive conditions

物理学报. 2024, 73(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240045>

背景气体对激光等离子体和外磁场界面上槽纹不稳定性的影响

Influence of background gas on flute instability produced at interface between laser plasma and external magnetic field

物理学报. 2023, 72(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231108>

磁场对激光驱动Kelvin-Helmholtz不稳定性影响的二维数值研究

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Kelvin-Helmholtz instability

物理学报. 2020, 69(24): 244701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201167>

强激光与亚临界密度等离子体相互作用中的近前向散射驱动光子加速机制

Mechanism of near-forward scattering driven photon acceleration in the interaction between an intense laser and under-dense plasmas

物理学报. 2023, 72(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222014>