

超强激光在均匀等离子体中的背向拉曼散射放大机制

王媛媛 王美之 宋贾俊 张旭 王兆华 魏志义

Amplification mechanism in stimulated Raman backward scattering of ultraintense laser in uniform plasma

Wang Yuan-Yuan Wang Xian-Zhi Song Jia-Jun Zhang Xu Wang Zhao-Hua Wei Zhi-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 055202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211270

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211270>

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

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>

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

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

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

等离子体中散斑光场的传输特性

Propagation characteristics of speckle field in plasma

物理学报. 2018, 67(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171795>

等离子体对石墨烯的功能化改性

Graphene modification based on plasma technologies

物理学报. 2021, 70(9): 095208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202078>

黑腔中等离子体相互作用的流体力学现象观测

Observation of hydrodynamic phenomena of plasma interaction in hohlraums

物理学报. 2018, 67(23): 235201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181391>

基于自吸收量化的激光诱导等离子体表征方法

Laser-induced plasma characterization using self-absorption quantification method

物理学报. 2018, 67(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180374>

超强激光在均匀等离子体中的背向拉曼散射放大机制*

王媛媛¹⁾²⁾ 王羨之¹⁾ 宋贾俊¹⁾²⁾ 张旭¹⁾²⁾ 王兆华^{1)†} 魏志义^{1)2)‡}

1) (中国科学院物理研究所, 光物理重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

(2021 年 7 月 7 日收到; 2021 年 11 月 9 日收到修改稿)

使用等离子体背向受激拉曼散射对激光进行放大时, 等离子体的密度、温度和长度都会对激光的放大效果产生影响. 为了探究等离子体密度对结果的影响, 本文使用一维粒子模拟程序模拟了波长为 800 nm 的泵浦激光入射到均匀等离子体中, 等离子体密度和泵浦光光强对散射光光谱的影响. 模拟结果表明, 等离子体密度降低会导致散射光的波长变短, 而泵浦光的光强在一定范围内降低会增加散射光中背向散射光的比例. 通过分析散射光的光强和等离子体的密度, 发现前向拉曼散射是等离子体密度变化的原因. 模拟结果对等离子体背向受激拉曼散射放大的实验研究具有重要的指导意义.

关键词: 等离子体, 激光放大, 背向拉曼散射, 粒子算法

PACS: 52.38.-r, 33.20.Xx, 34.80.Qb, 78.47.jh

DOI: 10.7498/aps.71.20211270

1 引言

在超短超强激光发展的过程中, 出现了许多提升激光功率或脉冲能量的技术. 锁模技术和激光放大技术可以获得具有高峰值功率的超短脉冲激光. 然而当激光的峰值功率提高到 10^9 — 10^{11} W/cm² 后, 会造成光学元件的损伤. 为了在不损伤光学元件的情况下提升激光功率, 1985 年, Strickland 和 Mourou^[1] 提出了啁啾脉冲放大 (CPA) 技术. 但是, 在进一步提升激光峰值功率的过程中, 如果继续使用 CPA 技术, 则需要大口径的光栅和增益晶体, 这会极大增加成本. 因此, 需要探索一种全新的技术手段.

利用介质中的拉曼效应对激光进行放大的想法可以追溯到 50 年以前, 当时的研究者们为了实

现激光核聚变, 提出利用气体和液体来放大准分子激光^[2,3]. 在等离子体中使用拉曼效应进行激光放大是最近 20 年提出来的^[4-7]. 利用等离子体放大激光具有以下优点: 首先, 在等离子体中, 不存在损伤阈值的问题; 其次, 等离子体中放大的激光波段可以覆盖紫外到红外的宽光谱波段. 更重要的是, 理论和实验均表明, 等离子体背向拉曼散射放大若进入非线性阶段, 不仅可以放大入射脉冲的能量, 还可以压缩激光的脉宽, 减小光斑的大小, 从而提升功率密度^[5,8-11]. 因此等离子体背向拉曼散射 (stimulated Raman backscattering, SRBS) 放大技术是获得高能量脉冲的重要手段.

2005 年, 首次在实验上观察到 SRBS 进入非线性阶段^[5]. 该实验中种子光的光强放大了 1000 倍, 脉冲能量也从 7.5 μ J 提升到 350 μ J. 尽管如此, SRBS 实验中, 从泵浦光到种子光的能量传递效率

* 国家自然科学基金 (批准号: 11774410) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB16030200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhwang@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

却始终不高.2008 年, Ren 等^[6]使用双通结构让泵浦光和种子光两次通过等离子体,增加了泵浦光与等离子体的作用区域长度,从而泵光的消耗率达到了 6.4%;2019 年, Wu 等^[12]使用较低强度的泵浦光,并控制泵浦光的焦点位置,获得了 5.1% 的泵光传递效率;泵浦光相当一部分能量会提前被消耗^[13]. 本文通过模拟泵浦光在不同密度等离子体中产生背向拉曼散射的过程,研究散射光波长与等离子体密度的关系,发现随着等离子体的密度降低,散射光的波长变短.

2 SRBS 放大基本原理

SRBS 放大的物理机理是利用等离子体中的背向受激拉曼散射来放大种子光. 当等离子体的密度低于入射激光对应的等离子体临界密度的 1/4 时,可以产生拉曼散射. 临界密度定义为等离子体频率与激光频率相等时的等离子体密度. SRBS 放大是一束脉冲宽度较长、强度较高的泵浦激光和一束脉冲宽度较短、强度较低的种子光,以及等离子体波的三波耦合过程. 其中的泵浦光和种子光都属于电磁波,参与三波耦合的等离子体波是静电波(朗缪尔波). 背向拉曼散射产生的机理是: 振幅为 E_L 的泵浦光波电场在频率为 ω_0 的等离子体中传播,在光波的传播方向上,等离子体有密度波动起伏 δn ,此密度涨落是与电子等离子体波相联系的. 因为质量为 m_e 的电子在光波电场中以速度 $v_L = \frac{eE_L}{m_e\omega_0}$ 振荡,其中, e 为电子电荷量. 所以产生一个横向电流 $\delta J = -ev_L\delta n$. 如果波数和频率适当匹配,这个横向电流就会产生振幅为 δE 的散射光波. 而散射光波会继续和入射光波相互作用,产生一个波压的变化 $\nabla \left(\frac{E^2}{8\pi} \right) = \nabla (E_L \cdot \delta E) / (4\pi)$,这个波压的变化会将等离子体从高压区推到低压区,导致等离子体中的电子密度涨落,且这个过程可以实现正反馈. 小的密度涨落导致横向电流,横向电流又产生小的散射光波,通过波压的变化,这个散射光波又进一步加强等离子体中的密度涨落. 若向等离子体中注入一束与背向散射光波频率相同的种子光,则会产生受激拉曼散射. 种子光会与泵浦光产生拍频,加剧等离子体中的电子密度涨落. 因此,在三波耦合过程中种子光的能量会得到放大.

SRBS 放大过程的原理示意图如图 1(a) 所示.

SRBS 放大是从背向拉曼散射中产生的,泵浦光与反向传播的种子光在等离子体中相遇. 种子光的频率是泵浦光与等离子体频率之差. 因为入射的种子激光比初始背向拉曼散射的光强,因此有质动力和等离子体中被驱动的波更强,可以增强泵浦光转移到种子光中的能量. 缓慢移动的等离子体的相速度与泵浦光相同,而其群速度与种子光相同.

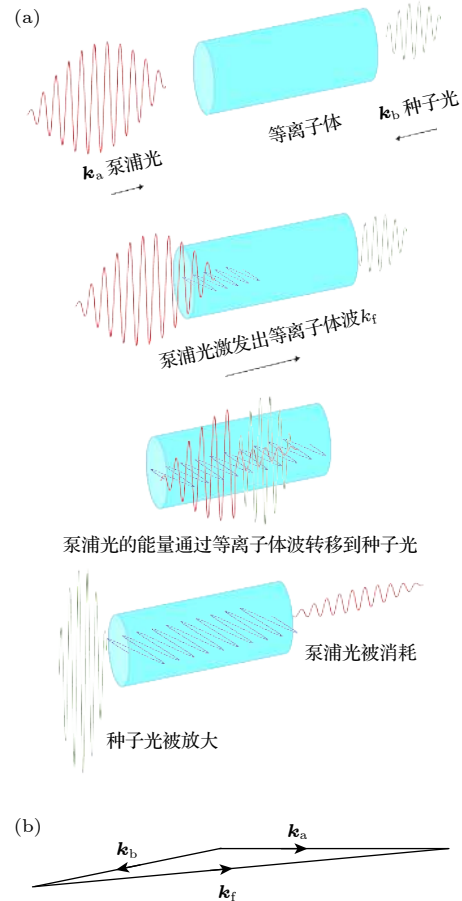


图 1 (a) SRBS 放大原理图; (b) 背向拉曼散射中的动量守恒

Fig. 1. (a) Principle of backward Raman amplification; (b) conservation of momentum in backward Raman scattering.

通常用 ω_a 和 k_a 来表示泵浦光的频率和动量,用 ω_b 和 k_b 来表示种子光的频率和动量, ω_f 和 k_f 表示等离子体的频率和动量. 三波耦合过程满足的频率守恒和动量守恒关系可以表示为

$$\omega_a = \omega_b + \omega_f, \quad (1)$$

$$k_a = k_b + k_f, \quad (2)$$

其中, 等离子体的频率与其密度有关, 等离子体的固有频率 $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}}$, n_0 为等离子体电子密度,

m_e 为电子质量, e 为电子电荷量; $\omega_f^2 = \omega_p^2 + 3v_{the}^2 k_f^2$ 为有限温度的等离子体满足的色散关系, v_{the} 为等离子体中电子的热速度. 背向拉曼散射的动量守恒示意图如图 1(b) 所示.

从麦克斯韦方程组出发, 可以推导出三波耦合方程^[14]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial x} + \nu\right)a_0 = \frac{\sqrt{\omega\omega_f}}{2}a_1a_2, \quad (3a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial x} + \nu\right)a_1 = \frac{\sqrt{\omega\omega_f}}{2}a_0a_2^*, \quad (3b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_p - i\delta\omega\right)a_2 = \frac{\sqrt{\omega\omega_f}}{2}a_0a_1^*, \quad (3c)$$

其中, a_0, a_1, a_2 分别为泵浦光、种子光、等离子体波的振幅; $\omega \approx \omega_0 \approx \omega_1$; 若激光场的电场强度为 E_0 , 则 $a = \frac{eE_0}{m_e c \omega_0}$, 其中 e 是电子电荷量, m_e 是电子质量, c 是光速. 因此, 对于线偏振光, 无量纲化振幅可以表示为 $a_{\text{pump}} \approx 8.54 \times 10^{-10} \lambda \sqrt{I}$ (λ 的单位是 μm , I 的单位是 W/cm^2); ν 是光波场阻尼; ν_p 是等离子体波阻尼.

3 用粒子模拟程序模拟泵浦光在等离子体中产生散射光的过程

3.1 研究等离子体密度对散射光的影响

从 (3) 式可以看出, SRBS 过程与泵浦光、种子光、等离子体波的振幅、频率等有关, 其中等离子体频率又与等离子体密度有关. 因此, 本文改变等离子体的密度, 观察散射光波的波长会如何改变. 在实验中, 等离子体的密度通常并不均匀, 只有密度均匀或密度梯度较小的等离子体中的三波耦合可以带来增益, 有时实际的有效等离子体长度可能只有 $200 \mu\text{m}$ ^[15]. 因此, 本文仅模拟了长度较短 ($400 \mu\text{m}$) 的等离子体中的拉曼散射.

使用 Warwick 大学开发的开源粒子模拟 (PIC) 程序 EPOCH 进行了一维模拟^[16]. 设置入射激光的波长为 800 nm . 统一定义 λ 为入射激光在真空中的波长, τ 为激光在真空中的振荡周期. 模拟中使用的窗口大小是 $4.8 \mu\text{m}$, 即 600λ , 每个波长划分为 20 个网格, 每个网格中放置 60 个粒子. 距离窗口左右边缘 50λ 范围内为真空, 其余部分为等离子体, 等离子体的左边有 10λ 长的线性密度上升沿, 其余部分等离子体密度均匀. 泵浦激光为半无限

的, 30λ 的上升沿之后是平滑均匀的包络, 模拟的时间长度是 1.5 ps . 电子的初始温度是 260 eV , 离子带 1 个单位的正电荷, 初始温度是 0.08 eV . 边界条件取周期性边界条件.

另外, 在选取泵浦光的强度时, 考虑到泵浦光太强会引起波破, 进而导致等离子体波的相位紊乱, 使三波耦合过程终止, 引起等离子体波破的泵浦光强度阈值为 $I_a^{\text{cr}} = 1.45 \times 10^{14} \lambda \cdot \left(\frac{n}{10^{19} \text{ cm}^{-3}}\right)^{\frac{3}{2}}$ ^[17], 波长 λ 的单位为 μm , 光强度阈值单位为 W/cm^2 . 因此, 本文选取的泵浦光强均在波破阈值以下.

SRBS 实验中使用高密度等离子体不仅有利于压缩种子光的脉宽, 而且不容易受到朗道阻尼的影响, 可以降低对等离子体温度的要求^[18]. 但是为了提高泵浦光转移到种子光的效率, 就要降低等离子体的频率, 使用低密度的等离子体.

因此, 为了研究等离子体密度对激光在其中产生的散射光的波长的影响, 将泵浦光的光强设置为归一化光强 $a_0 = 0.05$ (对应实际光强为 $5.41 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$), 使等离子体密度从 $0.20n_{\text{cr}}$ 到 $0.01n_{\text{cr}}$ 变化, 研究散射光的波长如何变化. 其中 n_{cr} 是入射光对应的临界密度, 对于波长 800 nm 的激光, 等离子体的临界密度是 $1.744 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 对输出结果进行傅里叶变换, 得到如图 2 所示的散射光光谱图. 当等离子体密度为 $0.01n_{\text{cr}}$ 时, 为了不引起波破, 泵浦光强选择为 $a_0 = 0.018$ (即 $7.00 \times 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$).

图 2 是改变等离子体密度得到的不同密度下的散射光光谱. 其中, 图 2(a) 中的纵坐标为线性坐标, 图 2(b) 中的纵坐标是对数坐标. 可以看出, 当改变等离子体密度时, 散射光的光谱变化较为明显. 当密度为 $0.20n_{\text{cr}}$ 时, 背向散射光的峰值出现在 1432 nm 处; 当密度为 $0.15n_{\text{cr}}$ 时, 背向散射光的峰值出现在 1257 nm 处; 当密度为 $0.10n_{\text{cr}}$ 时, 背向散射光的峰值出现在 1116 和 1287 nm 处; 当密度为 $0.05n_{\text{cr}}$ 时, 背向散射光的峰值出现在 1017 和 1060 nm 处; 当密度为 $0.01n_{\text{cr}}$ 时, 背向散射光的峰值出现在 889 nm 处. 当等离子体密度在 $0.05n_{\text{cr}}, 0.10n_{\text{cr}}, 0.15n_{\text{cr}}, 0.20n_{\text{cr}}$ 范围以内, 随着等离子体密度减小, 泵浦光可以更多地被转化为散射光, 且随着等离子体密度的降低, 背向散射光的波长逐渐变短, 光强越来越弱, 光谱带宽越来越窄. 等离子体密度为 $0.01n_{\text{cr}}$ 时, 散射光光强相比于 $0.20n_{\text{cr}}$ 降低 2 个数量级. 因此, 如果种子光的波长在 1000 —

1200 nm 范围内, 可以选择密度为 $0.05n_{cr}$ — $0.10n_{cr}$ 的等离子体, 如果种子光波长为 889 nm 左右, 则可以选择密度为 $0.01n_{cr}$ 的等离子体.

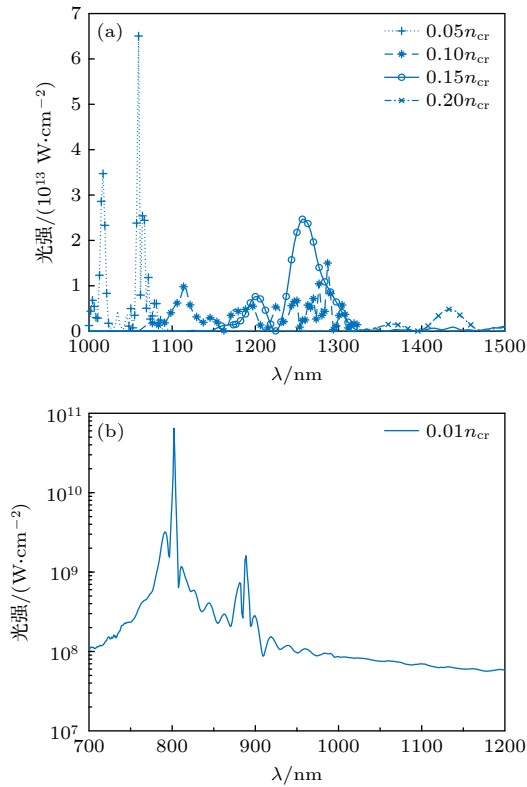


图 2 不同等离子体密度下的散射光光谱

Fig. 2. Spectrum of scattered light at different plasma densities.

3.2 研究泵浦光强度对散射光的影响

根据曼利-罗关系可以知道, 低密度的等离子体具有量子效率高的优点. 然而图 2(a) 中, 当等离子体密度为 $0.10n_{cr}$ 时, 背向散射光的光强比密度为 $0.15n_{cr}$ 时更弱. 为了探究在等离子体密度较低时是否可以通过改变泵浦光的光强获得更强的背向散射光, 分别在等离子体密度为 $0.10n_{cr}$ 和 $0.05n_{cr}$ 的情况下, 改变泵浦光的光强, 在归一化振幅分别为 0.06 (对应实际光强为 $7.7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$), 0.05 (对应实际光强为 $5.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$), 0.04 (对应实际光强为 $3.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$), 0.03 (对应实际光强为 $1.9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$) 和 0.02 (对应实际光强为 $8.58 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) 时, 得到如图 3 和图 4 所示的光谱图.

从图 3 可以看出, 当等离子体密度为 $0.10n_{cr}$, 泵浦光强度在 0.03—0.06 之间变化时, 随着泵浦光的光强增加, 背向散射光的光强变化不大. 而泵浦

光强度低于 0.03 时, 散射光强度则会大大降低, 因为此时等离子体波没有被完全激发. 在图 4 中, 等离子体密度为 $0.05n_{cr}$, 泵浦光强度在 0.02—0.06 之间变化时, 随着泵浦光光强的增加, 背向散射光的光强也逐渐增加, 因此可以适当增加泵浦光的光强以增大增益.

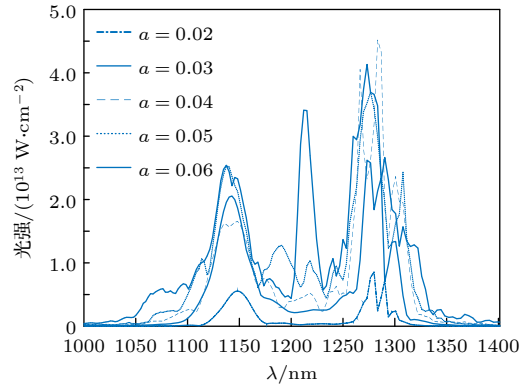


图 3 等离子体密度为 $0.10n_{cr}$ 时改变泵浦光强度得到的背向散射光光谱

Fig. 3. Spectrum of scattered light with different pump intensities with plasma density is $0.10n_{cr}$.

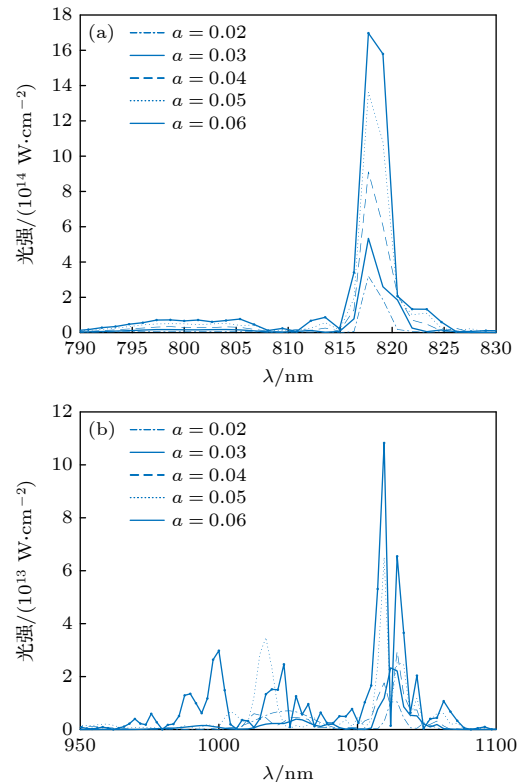


图 4 等离子体密度为 $0.05n_{cr}$ 时改变泵浦光强度得到的散射光光谱 (a) 前向散射; (b) 背向散射

Fig. 4. Spectrum of scattered light with different pump intensities with plasma density is $0.05n_{cr}$: (a) Forward Raman scattering; (b) backward Raman scattering.

4 结论与分析

从以上模拟结果可以看出,随着等离子体密度的降低,前向散射光和背向散射光的波长都在变短.这是因为随着密度降低,电子等离子体波的频率降低,因此,根据能量守恒,散射光的能量就会增加.随着泵浦光的光强减小,当归一化振幅在 0.03—0.06 范围内时,前向散射光减弱,因此背向散射光的能量占比提高,但是当降低到 0.03 以下时,前向和后向散射光都会显著降低.

另外,随着泵浦激光入射到等离子体中,等离子体的密度会发生变化.具体表现为在激光场中,等离子体的密度会升高.这是因为随着前向拉曼散射的出现,等离子体逐渐获得了向激光的背向传播的速度,而这会导致两个后果,一是在激光的背向,等离子体的密度会升高,在高密度等离子体中,等离子体的密度升高会使得局部等离子体密度逐渐上升到临界密度,从而阻止了泵浦光进入等离子体.因此,为了避免由于等离子体密度过高造成的泵浦光被反射的问题,可以使用低密度的等离子体.二是继续增加前向拉曼散射的强度,而前向拉曼散射的增强则会消耗泵浦光,这不仅会造成泵浦光的利用率下降,还会增加等离子体的温度.而等离子体的温度升高会降低拉曼增长率,引起波破阈值降低^[19,20].因此,应尽量减小前向拉曼散射的强度.

5 总结

为了研究影响 SRBS 中散射光的波长和强度的因素,本文使用一维的 PIC 程序,在入射泵浦光波长为 800 nm 的情况下,改变等离子体密度和泵浦光的光强,观察其对散射光谱有何影响.模拟结果表明,随着等离子体密度的降低,散射光的波长变短;在一定的光强范围内,随着泵浦光光强的减小,背向散射光的比例增加.这对于进行等离子体背向拉曼散射实验具有指导意义:在实验中,需要根据种子光波长来选择等离子体密度,而种子光的增益则可以通过调节泵浦光的光强来调节.

本文没有考虑等离子体长度对散射光强度的影响.因此,将来的模拟可以研究最佳的等离子体

长度与等离子体密度的关系.同时,由于本工作中的输入光只有一束泵浦光,并没有种子光.当注入种子光后,等离子体的状态可能会发生变化,从而引起散射光的波长变化.因此,若要为等离子体背向拉曼散射实验提供依据,则理论模拟中还应该加入一束种子光,并研究种子光的光强及脉宽等参数对放大效果的影响.

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Capjack C E, James C R, McMullin J N 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 4046
- [3] Murray J R, Goldhar J, Eimeri D, Szöke A 1979 *IEEE J. Quantum Electron.* **15** 342
- [4] Ping Y, Cheng W, Suckewer S, Clark D S, Fisch N J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175007
- [5] Cheng W, Avitzour Y, Ping Y, Suckewer S, Fisch N J, Hur M S, Wurtele J S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 045003
- [6] Ren J, Li S, Morozov A, Suckewer S, Yampolsky N A, Malkin V M, Fisch N J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 056702
- [7] Pai C H, Lin M W, Ha L C, Huang S T, Tsou Y C, Chu H H, Lin J Y, Wang J, Chen S Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 065005
- [8] Malkin V M, Shvets G, Fisch N J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4448
- [9] Ping Y, Kirkwood R K, Wang T L, Clark D S, Wilks S C, Meezan N, Berger R L, Wurtele J, Fisch N J, Malkin V M, Valeo E J, Martins S F, Joshi C 2009 *Phys. Plasmas* **16** 123113
- [10] Barth I, Toroker Z, Balakin A A, Fisch N J 2016 *Phys. Rev. E* **93** 063210
- [11] Ren J, Cheng W, Li S, Suckewer S 2007 *Nat. Phys.* **3** 732
- [12] Wu Z, Chen Q, Morozov A, Suckewer S 2019 *Phys. Plasmas* **26** 103111
- [13] Vieux G, Cipiccia S, Grant D W, Lemos N, Grant P, Ciocarlan C, Ersfeld B, Hur M S, Lepipas P, Manahan G G, Raj G, Reboredo Gil D, Subiel A, Welsh G H, Wiggins S M, Yoffe S R, Farmer J P, Aniculaeasi C, Brunetti E, Yang X, Heathcote R, Nersisyan G, Lewis C L S, Pukhov A, Dias J M, Jaroszynski D A 2017 *Sci. Rep.* **7** 2399
- [14] Shuanglei L 2013 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [15] Ping Y, Geltner I, Morozov A, Fisch N J, Suckewer S 2002 *Phys. Rev. E* **66** 6
- [16] Arber T D, Bennett K, Brady C S, Lawrence-Douglas A, Ramsay M G, Sircombe N J, Gillies P, Evans R G, Schmitz H, Bell A R, Ridgers C P 2015 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **57** 113001
- [17] Yampolsky N A, Fisch N J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056711
- [18] Toroker Z, Malkin V M, Fisch N J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 085003
- [19] Farmer J P, Ersfeld B, Jaroszynski D A 2010 *Phys. Plasmas* **17** 113301
- [20] Yang X, Vieux G, Brunetti E, Ersfeld B, Farmer J P, Hur M S, Issac R C, Raj G, Wiggins S M, Welsh G H, Yoffe S R, Jaroszynski D A 2015 *Sci. Rep.* **5** 13333

Amplification mechanism in stimulated Raman backward scattering of ultraintense laser in uniform plasma^{*}

Wang Yuan-Yuan¹⁾²⁾ Wang Xian-Zhi¹⁾ Song Jia-Jun¹⁾²⁾

Zhang Xu¹⁾²⁾ Wang Zhao-Hua^{1)†} Wei Zhi-Yi^{1)2)‡}

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

2) (*School of Physics, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 7 July 2021; revised manuscript received 9 November 2021)

Abstract

The density, temperature and length of the plasma used in the backward Raman amplification will all influence the result. To explore the influence of the plasma density and the pump intensity, this work uses the one-dimensional particle in cell (PIC) algorithm to simulate the process of the 800 nm pump laser injecting into the plasma. By analyzing the Raman scattered light, it is found that as the density of plasma increases, the wavelengths of the scattered light shorten. It is also found that the forward Raman scattering will cause the plasma density to change, which in turn influences the scattered light wavelength. Therefore, we should choose the plasma density based on the wavelength of the pump and the scattered light, while the amplification of the scattered is related to the pump intensity.

Keywords: plasma, laser amplification, backward Raman scattering, particle in cell algorithm

PACS: 52.38.-r, 33.20.Xx, 34.80.Qb, 78.47.jh

DOI: 10.7498/aps.71.20211270

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11774410) and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16030200).

[†] Corresponding author. E-mail: zhwang@iphy.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zywei@iphy.ac.cn