

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*

曾嘉乐¹⁾ 练昌旺^{1)†} 季雨¹⁾ 闫锐^{1)2)‡}

1) (中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230026)

2) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2024 年 1 月 8 日收到; 2024 年 3 月 14 日收到修改稿)

利用基于光线追踪和对流放大模型的模拟程序 PHANTAM, 对神光 III 原型装置间接驱动相关条件下的大空间尺度受激拉曼散射进行了研究. 模拟结果表明, 在该参数条件下, 真空腔和充气腔中均会发生较强的对流受激拉曼侧向散射过程. 入射光的焦斑大小是影响对流受激拉曼侧向散射的关键因素: 在光强保持不变的条件下, 真空腔和充气腔中受激拉曼侧向散射的对流增益会随焦斑增大而增大, 而在功率保持不变的条件下, 会随焦斑增大而减小. 因此改变焦斑尺寸是调控受激拉曼侧向散射对流增益的有效途径.

关键词: 激光等离子体不稳定性, 受激拉曼侧向散射, 对流模, 光线追踪

PACS: 52.57.-z, 52.38.-r, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.73.20240045

1 引言

惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 作为解决能源问题的理想方案之一, 在过去的半个世纪内受到了广泛的关注^[1-3]. 以激光束为驱动源的 ICF 可以分为直接驱动 (direct drive) 和间接驱动 (indirect drive) 两类途径^[1-3]. 直接驱动是指将激光束直接辐照在靶丸上, 利用激光的能量直接烧蚀和压缩靶丸的一种途径; 间接驱动则是指先将激光注入到一个金腔中, 通过腔壁的原子序数 Z 较小的等离子体将激光转化为 X 射线, 再利用 X 射线来驱动靶丸内爆的一种途径. 自 2020 年以来, 间接驱动 ICF 不断取得新的突破^[4-6], 并于 2022 年 12 月首次实现了点火 (聚变产生的能量超

过了用于驱动聚变的激光能量)^[7,8], 标志着 ICF 的研究进入了新的阶段. 在点火之后, 实现高增益的聚变成为下一个重要的研究方向, 而聚变产能的进一步提升仍面临许多挑战, 例如如何提高靶丸的压缩效率^[6,7]. 在聚变过程中, 由于要达到点火要求的高温高密状态, 靶丸需要被加热和压缩, 而激光等离子体不稳定性 (laser plasma instabilities, LPI) 会影响靶丸的加热和压缩过程. 受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS) 是一种重要的激光等离子体不稳定性, 能够将入射光衰变成一支等离子体波和一支散射光^[9], 不仅会限制激光到靶丸的能量传输, 还会产生超热电子预热靶丸, 降低靶丸的压缩效率, 因此被认为是 ICF 研究中关键的风险因素^[10-13].

实际的 ICF 等离子体密度往往是非均匀的,

* 国家自然科学基金 (批准号: 12375243, 12388101)、中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA25050400) 和挑战计划项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lew1993@ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: ruiyan@ustc.edu.cn

文献 [14,15] 的理论研究表明, 在密度非均匀等离子体中, 传播方向垂直于密度梯度的 90° 受激拉曼侧向散射 (stimulated Raman side-scattering, SRSS) 可能具有最低的阈值, 在以往的 ICF 实验中, 只有少数实验观测到明显的 SRSS 信号 [16-19]. 近期, 在直接驱动平面靶实验中 [12,20-22], 出现了较强的 SRSS 信号, 对应的等离子体密度标长 L_n 在 $300-800 \mu\text{m}$ 之间, 电子温度 T_e 在 $2-5 \text{keV}$ 之间; 此外, 在直接驱动球形靶实验中 [23], 也观测到了较强的 SRSS 信号, 这使得直接驱动相关条件下的 SRSS 逐渐重新受到关注. 此外, 针对美国国家点火装置 (national ignition facility, NIF) 相关条件下的平面靶实验, Michel 等 [20] 从流体模型出发提出一种 SRSS 的对流放大模型, 并采用 Short [24] 提出的阈值公式来确定对流模与绝对模主导的波长区间, 理论与实验结果定性一致. 可见除了随时间增长的绝对模 SRSS 外, 随空间放大的对流 SRSS 也可能在实验中起主导作用.

同时值得注意的是, 在 Michel 等 [25] 进行的间接驱动实验中, 等离子体的密度标长 L_n 在 $150-900 \mu\text{m}$ 之间, 与上述直接驱动实验中的 L_n 相近, 并且在该实验早期观察到的超热电子可以用 SRSS 的共用子波理论解释 [25,26], 表明 SRSS 也有可能出现在间接驱动实验中. 但在以往的间接驱动实验中, 由于采用了全孔径背向散射仪 (full-aperture backscatter station, FABS) 和近背向散射成像仪 (near backscatter imager, NBI) 作为散射光的诊断工具 [27], 能够有效获取受激拉曼背向散射光 (stimulated Raman back-scattering, SRBS) 信号, 而 SRSS 的散射光信号相对难以获得, 也鲜有与 SRSS 相关的报道. 因此, 间接驱动相关条件下 SRSS 的强弱和关键影响因素, 还需要进一步的探究. 在间接驱动实验中, 为了避免腔壁等离子体对靶丸的影响, 通常会向黑腔内充入一定的原子序数 Z 较小的气体, 而充气密度对于 SRSS 的发展具有重要的影响 [28]. 郝亮等 [29] 对神光 III 原型装置相关条件下不同充气情况 (真空腔和充气腔) 的 SRBS 进行了模拟研究, 但尚未就 SRSS 展开讨论, 为了探究间接驱动中是否会存在较强的 SRSS 过程, 本文针对这种条件进行了大空间尺度的对流 SRSS 模拟.

在大空间尺度的模拟中, 对流放大模型 [20,29-32] 与光线追踪模型相结合 [10,23,33-37] 的建模方案具有

一定的优势. 如针对美国国家点火装置 NIF 相关条件下的间接驱动实验, Strozzi 等 [10] 将该模型与辐射流体力学程序耦合, 获得了与实验定性一致的 SRBS 模拟结果.

本文采用结合了对流放大与光线追踪模型的模拟程序 PHANTAM 进行模拟. 文章结构如下: 第 2 节简要介绍 PHANTAM 所使用的物理模型, 以及 PHANTAM 光线追踪模块和 SRS 模块的校验算例; 第 3 节介绍模拟所用的入射光及等离子体参数; 第 4 节基于模拟结果讨论神光 III 原型装置相关条件下, 真空腔和充气腔中 SRSS 的增益和光谱分布; 第 5 节在保持激光光强不变、激光功率不变两种条件下, 分析 SRSS 的对流增益随激光光斑直径的变化规律; 最后, 第 6 节进行总结.

2 理论模型与程序验证

本文所使用的 PHANTAM 程序核心的算法, 主要分为处理光线偏折的光线追踪模块和沿光路求解矢势的对流放大模块. 下面分别对这两个模块所用的物理模型和校验结果进行介绍.

2.1 光线追踪模型

在几何光学近似下, 光线传播的基本方程为 [38]

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{c^2}{2n_c} \nabla n_e, \quad (1)$$

其中, \mathbf{r} 为光线的路径坐标, n_e 为电子密度, c 为真空中的光速, n_c 为激光的临界密度. 界面处光线的传播速度 \mathbf{v} 满足的边界条件为 [38]

$$\Delta v_{//}^2 = 0, \quad (2)$$

$$\Delta v_{\perp}^2 = -\Delta \left(\frac{n_e}{n_c} c^2 \right), \quad (3)$$

其中 $v_{//}$ 表示与界面平行的速度分量, v_{\perp} 表示与界面垂直的速度分量, $\Delta(\dots)$ 表示跨界面的改变量. 使用 Kaiser 的标准测试算例 [38] 对 PHANTAM 的光线追踪模块进行校验, 校验结果如图 1 所示, 图 1(a) 为 X 方向的网格精度 D_X 和 Y 方向的网格精度 D_Y 均取 $0.05 \mu\text{m}$ 时, 入射光轨迹的理论结果和模拟结果的对比. 光线在图中所示的等离子体通道中传播时, 具有周期性的传播轨迹. 在校验的算例中, 理论给出光线传播一个周期对应的 X 的位置为 $245 \mu\text{m}$. 通过计算 $X = 245 \mu\text{m}$ 处模拟中光线轨迹

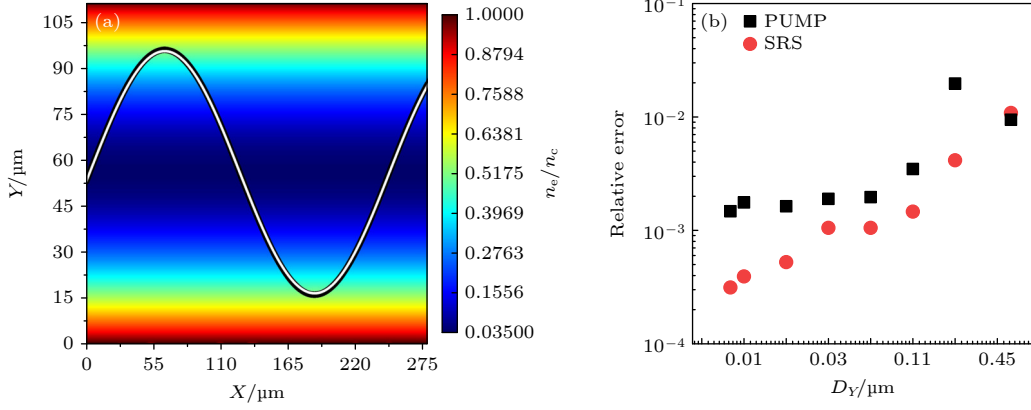


图 1 光线追踪模块校验结果 (a) 入射光轨迹在等离子体中传播的轨迹图, 背景为等离子体的电子密度分布, 白线和黑线分别代表 $D_X = D_Y = 0.05 \mu\text{m}$ 时, 入射光轨迹的模拟结果和理论结果; (b) 模拟结果和理论结果在一个周期内的相对误差随 D_Y 的变化. D_X 和 D_Y 分别代表 X 方向和 Y 方向的网格精度, 定义为 $D_X = X_{\text{max}}/N_X$, $D_Y = Y_{\text{max}}/N_Y$, X_{max} , Y_{max} 分别为 X 方向和 Y 方向的长度, N_X 和 N_Y 则分别代表 X 方向和 Y 方向的网格数

Fig. 1. Benchmark results of the ray tracing module: (a) Pump ray trajectory of simulation (white line) and theory (black line) superimposed on the electron density with $D_X = D_Y = 0.05 \mu\text{m}$; (b) relative error between the theory and simulation results over a period vs. D_Y . The grid size D_X and D_Y are defined as $D_X = X_{\text{max}}/N_X$ and $D_Y = Y_{\text{max}}/N_Y$, the X_{max} and Y_{max} are the lengths of the X and Y directions, the N_X and N_Y are the number of grids in the X and Y directions, respectively.

的 Y 值 (Y_s), 与理论对应的 Y 值 (Y_t) 之间的差值, 可以得到理论与模拟的相对误差 $[(Y_t - Y_s)/Y_s]$. 图 1(b) 为不同网格精度下, 相对误差与网格精度的关系, 从图 1(a) 和图 1(b) 可以看出程序的计算结果与解析解符合得较好. 在网格精度较低时, 入射光的相对误差出现了较大的抖动, 这是因为根据 (1) 式, 光线追踪的结果与光线的临界密度 n_c 的位置有关. 在网格加密的过程中, n_c 的位置可能会在网格的中心或边缘位置跳动, 这会引来一定的计算误差, 导致相对误差发生一定抖动. 但整体而言, 网格精度加密后, 计算的相对误差仍会随网格精度的增加而减少.

2.2 对流放大模型

入射光和 SRS 散射光在等离子体中的传播方程分别为^[9]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{\text{pe}}^2 + 2\nu_0 \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{A}_0 = -\frac{4\pi e^2}{m_e} n_{e1} \mathbf{A}_s, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{\text{pe}}^2 + 2\nu_s \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{A}_s = -\frac{4\pi e^2}{m_e} n_{e1} \mathbf{A}_0, \quad (5)$$

其中, m_e 为电子质量; e 为电子电荷量; n_{e1} 为电子密度 n_e 的扰动, $n_e = n_{e0} + n_{e1}$, n_{e0} 为背景电子密度; \mathbf{A}_0 , \mathbf{A}_s 为入射光、散射光的矢势; $\omega_{\text{pe}} = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m_e}$ 为等离子体的振荡频率. ν_0 , ν_s 则为入射光、散射光的碰撞阻尼^[39], 其中 $\nu_\sigma = \omega_{\text{pe}}^2 \nu_{\text{ei}} / 2\omega_\sigma^2$ ($\sigma = 0, s$),

当 $\sigma = 0$ 时代表入射光, $\sigma = s$ 时代代表 SRS 散射光, ν_{ei} 为等离子体的碰撞频率.

在准稳态情况下, 入射光和 SRS 散射光振幅包络的演化可由以下方程组描述:

$$\frac{\partial \mathbf{a}_0}{\partial r_0} = -\frac{\nu_0 \omega_0}{k_0 c^2} \mathbf{a}_0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{a}_s}{\partial r_s} = \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{4i k_s c^2} \tilde{n}_e^* \mathbf{a}_0 - \frac{\nu_s \omega_s}{k_s c^2} \mathbf{a}_s, \quad (7)$$

式中 ω_0 和 ω_s 分别代表入射光和散射光的频率, k_0 和 k_s 分别代表入射光和散射光的波数; $k_0 = |\mathbf{k}_0|$, $k_s = |\mathbf{k}_s|$, \mathbf{k}_0 和 \mathbf{k}_s 分别代表入射光和散射光的波矢; \mathbf{a}_0 和 \mathbf{a}_s 分别代表入射光、散射光的矢势振幅; r_0 , r_s 分别代表入射光、散射光的路径坐标; \tilde{n}_e^* 则代表电子密度扰动 n_{e1} 的缓变振幅 \tilde{n}_e 的共轭. 需要指出的是, (6) 式和 (7) 式仅适用于密度均匀的情况, PHANTAM 模型采用 (6) 式和 (7) 式是一种近似处理. 在 PHANTAM 模型中, 为了描述非均匀等离子体, 假设每个网格内部的密度是均匀的, 而不同网格的密度则可以不同. 密度的非均匀性对振幅的影响体现在密度不同的两个网格间需要保持入射光和 SRS 散射光的能流 J_σ 守恒, 即:

$$\Delta J_\sigma = \Delta \left(k_\sigma \omega_\sigma |\mathbf{a}_\sigma|^2 \right) = 0. \quad (8)$$

此外, 通常采用线性化的 Vlasov-Poisson 方程组求解 \tilde{n}_e , 在强阻尼极限下, \tilde{n}_e 的表达式为^[40]

$$\tilde{n}_e = -\frac{k_{\text{epw}}^2 e^2}{2m_e^2 c^2 \omega_{\text{pe}}^2} \frac{\chi_e (1 + \chi_i)}{\varepsilon (\omega_{\text{epw}}, \mathbf{k}_{\text{epw}})} \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_s^*, \quad (9)$$

式中 ω_{epw} 为电子等离子体波的频率; \mathbf{k}_{epw} 为电子等离子体波的波矢; k_{epw} 为电子等离子体波的波数, $k_{\text{epw}} = |\mathbf{k}_{\text{epw}}|$; χ_e 和 χ_i 分别为电子、离子的极化率; $\varepsilon = 1 + \chi_e + \chi_i$ 为等离子体的介电函数. (6) 式、(7) 式、(9) 式共同构成了 SRS 的对流放大模型. 本文主要在入射光和 SRS 散射光偏振方向相同的情况下进行讨论, 在这种情况下, SRS 的对流增益达到最大; 而如果 SRS 的初始偏振方向与当地入射光的偏振方向有一定的夹角, \tilde{n}_e 的值会小于偏振方向相同的情况, 这会导致耦合系数减小, 对流增益降低, 当此时 SRS 的种子光强的大小保持不变, SRS 的份额会随之降低. 此外, 由于在本文的模拟中, SRS 的光强在经过对流放大和碰撞吸收后, 占入射光的能量份额一般较低, 泵波衰竭效应不强, 所以在入射光的 (6) 式中, 主要考虑了由碰撞吸收过程导致的入射光能量的损耗, 未考虑泵波衰竭效应. 在等离子体密度均匀且碰撞吸收效应不显著的情况下, SRBS 的增益因子可以写成^[3,31]

$$\begin{aligned} G_B &= \int_0^L \Gamma I_0 dr_s \\ &= -\int_0^L \frac{k_{\text{epw}}^2 v_0^2}{4k_s c^2} \text{Im} \left[\frac{\chi_e (1 + \chi_i)}{\varepsilon} \right] dr_s \\ &\approx \frac{1}{8} \frac{\omega_0}{c} \frac{k_{\text{epw}}^2 v_0^2}{\omega_0 \omega_s} \frac{\omega_{\text{epw}}}{\nu_{\text{Landau}}} L, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, Γ 为耦合系数, I_0 为入射光的光强, 分别定义为^[31]

$$\begin{aligned} \Gamma &= -\frac{k_{\text{epw}}^2 e^2}{m_e^2 c^4} \frac{2\pi}{k_s k_0 \omega_0} \text{Im} \left[\frac{\chi_e (1 + \chi_i)}{\varepsilon} \right], \\ I_0 &= -\frac{1}{8\pi c^2} |v_{g0}| \omega_0^2 |\mathbf{a}_0|^2; \end{aligned} \quad (11)$$

而 ν_{Landau} 为电子等离子体波的 Landau 阻尼; L 为 SRS 散射光的放大距离; v_{g0} 为入射光的群速度; $v_0 = e|\mathbf{a}_0|/m_e c$ 为电子在入射光光场中的振荡速度.

在等离子体密度非均匀的情况下, SRSS 的增益因子为^[20]

$$G_S = G_R \sqrt{\frac{\omega_s^2 - \omega_{\text{pr}}^2}{\omega_{\text{pr}}^2}} \sqrt{\frac{\omega_{\text{pr}}}{\nu_{\text{epw}}}}, \quad (12)$$

其中 G_R 为著名的 Rosenbluth 增益^[41], ω_{pr} 为共振

点的电子等离子体频率, ν_{epw} 为电子等离子体波的阻尼率 (包含 Landau 阻尼和碰撞阻尼). 本文使用上述理论结果对 PHANTAM 程序中的 SRS 模块进行了校验. 程序中的模拟增益因子和散射光的光强定义为

$$\begin{aligned} \bar{G}_\alpha &= \ln \left[\frac{\sum_i I_{s,\alpha,i}(L_{s,\alpha,i} = L)}{\sum_i I_{s,\alpha,i}(L_{s,\alpha,i} = 0)} \right], \\ I_{s,\alpha,i} &= -\frac{1}{8\pi c^2} |v_{gs,\alpha,i}| \omega_{s,\alpha,i}^2 |\mathbf{a}_{s,\alpha,i}|^2, \\ \alpha &= B, S, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 \bar{G}_α 为散射光的平均增益, $I_{s,\alpha,i}(L_{s,\alpha,i} = 0)$ 代表第 i 根散射光在产生时的光强, $I_{s,\alpha,i}(L_{s,\alpha,i} = L)$ 代表散射光在离开边界时的光强, $L_{s,\alpha,i}$ 为散射光的传播路程, L 为散射光离开边界时传播的路程. 当 $\alpha = B$ 时代表 SRBS 散射光, $\alpha = S$ 时代表 SRSS 散射光. 在 $I_{s,\alpha,i}$ 中, $v_{gs,\alpha,i}$ 为散射光的群速度, $\omega_{s,\alpha,i}$ 为散射光的频率, $\mathbf{a}_{s,\alpha,i}$ 为散射光的矢势振幅. 在对 SRBS 进行校验时, 设置了两组密度和温度都是均匀分布的算例. 这些算例中, 离子为 H 离子, 入射光的光强 I_0 为 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 在右边界处设置了 1 根 SRBS 散射光, 模拟其对流放大的增益. 在对 SRSS 进行校验时, 设置了一组温度均匀、而密度是非均匀的算例, 电子温度 T_e 为 4.0 keV, 电子密度在 $[0.08 n_c, 0.10 n_c]$ 之间, $L_n \approx 800 \mu\text{m}$. 在这些模拟中, 离子为 Au, 入射光强 I_0 为 $1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 并在位于入射光的焦斑中心处的每个网格上设置了 1 根 SRSS 散射光, 对应了不同密度处产生的 SRSS.

在上述模拟条件下, SRBS 和 SRSS 的理论增益因子与模拟增益因子的对比分别如图 2 和图 3 所示, 可知在与间接驱动相关的等离子体密度、温度范围内, SRBS 模块求解的结果与 (10) 式符合得较好. 而 SRSS 模块与 (12) 式的相对误差也在 1% 以内, 二者的误差主要来源于理论和模拟采用了不同的物理模型, 理论增益因子是从流体模型出发推导得到的, 而数值模拟中的增益因子计算来自线性化的 Vlasov-Poisson 方程, 这两种模型推导出的电子密度扰动幅值 \tilde{n}_e 在参数 $k_{\text{epw}} \lambda_{\text{De}} \ll 1$ 时是一致的, 但在 $k_{\text{epw}} \lambda_{\text{De}} \geq 1$ 时相差较远, 从而导致理论和模拟增益因子出现了一定的系统误差.

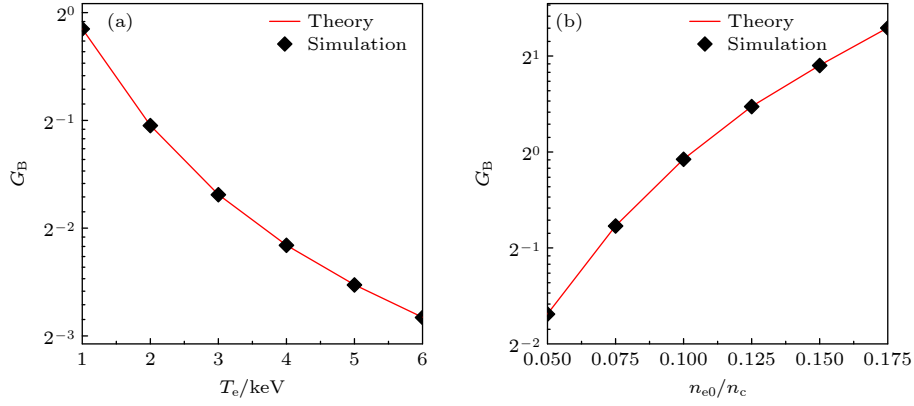


图 2 (a) 均匀等离子体中 SRBS 的增益因子 G_B 随电子温度的变化, 此时固定电子密度为 $n_{e0} = 0.05n_c$; (b) SRBS 的增益因子 G_B 随电子密度的变化, 此时固定电子温度为 $T_e = 3.0$ keV

Fig. 2. (a) SRBS gain (G_B) vs. electron temperature for the uniform plasma for the const density $n_{e0} = 0.05n_c$; (b) G_B vs. electron density for the const temperature $T_e = 3.0$ keV.

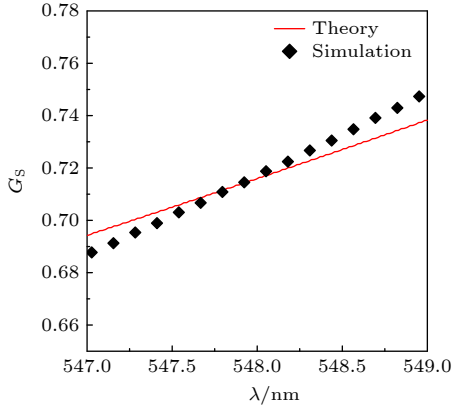


图 3 SRSS 的增益因子 G_S 随真空中 SRSS 的波长 λ 的变化, 其中 $\lambda = 2\pi c/\omega_s$

Fig. 3. SRSS gain (G_S) vs. SRSS wavelength in the vacuum (λ), $\lambda = 2\pi c/\omega_s$.

3 模拟设置

在对模拟程序 PHANTAM 的光线追踪模块和 SRS 模块进行初步校验后, 使用 PHANTAM 对神光 III 原型装置间接驱动相关条件下 [29,42–44], 不同充气状态的 SRSS 过程进行了模拟, 并且本文主要研究了 SRS 过程, 未在模拟中考虑 SBS 过程的影响. 模拟使用的入射激光光强 $I_0(r_p)$ 在径向上满足高斯分布, 即 [31]

$$I_0(r_p) = I_{0,\max} \cdot \exp\left(-\frac{r_p^2}{R^2}\right), \quad (14)$$

其中 r_p 为径向坐标, 以焦斑中心为参考点, $I_{0,\max}$ 为焦斑中心处的入射光光强, R 为焦斑半径. 模拟中设置的 $I_{0,\max}$ 大小见表 1, 焦斑直径 D 的范围在 100–1200 μm 之间 ($D = 2R$), 其中 Case I

和 Case III 对应 200 μm 直径的焦斑, 而 Case II 和 Case IV 对应 1200 μm 直径的焦斑, 并统一采用 351 nm 的波长.

表 1 部分模拟算例参数设置

Table 1. Parameters setting of several simulation cases.

Case	$I_{0,\max}/(10^{15} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2})$	$D/\mu\text{m}$	腔类型
I	1.5	200	真空腔
II	1.5	1200	真空腔
III	1.5	200	充气腔
IV	1.5	1200	充气腔

本文等离子体密度、温度参数来源于对文献 [29] 中辐射流体力学模拟结果的拟合. 对于真空腔, 本文拟合了 $[0.008n_c, 0.25n_c]$ 的密度范围, 这一区间主要由 Au 等离子体构成, 密度标长 $L_n \approx 400 \mu\text{m}$, 电子温度 $T_e \approx 2.5$ keV; 对于充气腔, 主要的气体成分为完全电离的 C_5H_{12} , 相应的气压是常温 0.7 atm (约 0.07 MPa). 由于 SRS 主要在 CH 等离子体中发生 [29], 本文拟合了 $[0.008n_c, 0.16n_c]$ 的密度范围, 这一区间的密度标长 $L_n \approx 1000 \mu\text{m}$, 电子温度 $T_e \approx 2.0$ keV. 不同离子成分对 SRS 的影响主要体现在 (6) 式、(7) 式的碰撞阻尼 ν_0 和 ν_s 中, 而 χ_i 对 SRS 过程的影响较小, 因此没有将其考虑在程序的建模中.

在 PHANTAM 的模拟中, 除了设置入射光和等离子体外, 还需要对 SRS 散射光进行单独设置. 考虑到 SRS 需要入射光和等离子体的共同参与, 本文沿入射光的传播轨迹设置 SRS 散射光. 此外, SRS 的激发还需要满足三波匹配条件 [9], 即如果入射光、SRS 散射光、等离子体波满足:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{\text{epw}}, \quad (15)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{\text{epw}}, \quad (16)$$

并且 ω_{epw} 和 \mathbf{k}_{epw} 满足电子等离体波的色散关系 $\text{Re}(\varepsilon) = 0$, 那么就在该位置产生 SRS 散射光. SRBS 和 SRSS 是本文重点关注的两种 SRS 过程, 因此在模拟中, 按照上述方式设置了 SRBS 和 SRSS 两类散射光. SRSS 散射光和 SRBS 散射光都设有 5° 的分布角, 如图 4(a) 所示, 二者的区别在于 SRSS 的初始传播方向垂直于密度梯度, 而 SRBS 的初始传播方向与入射光的传播方向相反. 所以 SRBS 会沿着光线入射的相反方向传播出计算区域, 而 SRSS 则会受到密度梯度的影响发生弯折, 如图 4(b) 所示, 所以无论是处在光束内部的 SRSS 散射光, 还是处在光束边缘的 SRSS 散射光, 在传播过程中都会发生失谐. 但不同的地方在于, 处在光束边缘的 SRSS 散射光可能会由于传播出焦斑区域而不再进行对流放大, 处在光束内部的 SRSS 散射光则在传播出共振区域后, 还会有一段对流放大的过程, 但对流耦合系数较小, 并且由于真空腔的碰撞阻尼较强, 所以在传出共振区域后, 对流放大效应不显著, 使得二者的增益因子都会随焦斑直径的增大逐渐饱和.

为了定量描述模拟中 SRS 的强弱, 定义任一空间位置处, SRS 散射光的总光强为

$$I_{s,\text{total}} = \sum_{\alpha} \sum_i I_{s,\alpha,i}. \quad (17)$$

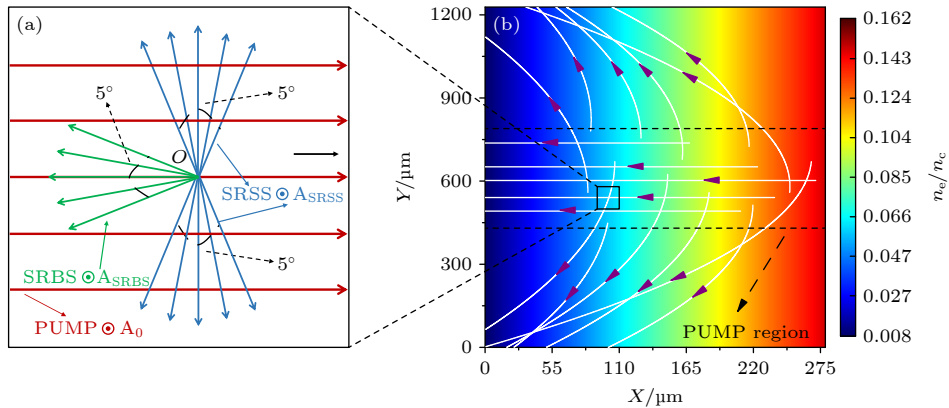


图 4 SRS 散射光设置示意图 (a) 散射光初始传播方向示意图, 红色箭头代表入射光的传播方向, 蓝色、绿色箭头代表 SRSS 和 SRBS 的初始传播方向, 红色、蓝色、绿色的圆圈则代表入射光、SRSS、SRBS 的偏振方向; (b) 散射光传播轨迹示意图, 背景为等离子体的电子密度分布, 白色实线代表散射光的传播轨迹, 紫色的箭头代表散射光传播的方向, 黑色虚线代表入射光经过的区域

Fig. 4. Schematic of SRS configuration: (a) Schematic of the initial propagation direction of SRS, the red arrow represents the propagation direction of the incident light, the blue and green arrows represent the initial propagation direction of SRSS and SRBS, and the red, blue and green circles represent the polarisation direction of the incident light, SRSS and SRBS; (b) schematic of the SRS ray trajectory, superimposed on a plot of the electron density, the white line and violet arrow are the trajectory and direction of SRS ray, the black dashed line represents the region incident light passes.

即在任一空间位置, SRS 散射光的总光强为各个 SRBS 和 SRSS 散射光在该位置的光强的求和. 此外, 目前的种子份额并未根据实际实验条件标定, 因此目前重点关注增益大小.

上文提到, PHANTAM 使用了 SRS 的对流放大模型来计算 SRSS 过程, 未在建模中包含绝对不稳定性, 而 SRSS 不仅会发生对流模, 也可能发生绝对模. 在绝对模发生的区间, SRSS 会随时间增长至饱和状态, 这时使用对流 SRSS 模型估计 SRSS 可能会有较大的误差. 因此本文采用与文献 [20, 24] 相近的方法, 将对流模和绝对模的区域进行了区分: 即当 SRSS 的增长率大于等离体波的阻尼率 ν_{epw} 时, 当地的 SRSS 处于绝对模, 其中 $\nu_{\text{epw}} = \nu_{\text{inh}} + \nu_{\text{Landau}} + \nu_{\text{ei}}$, ν_{inh} 为等离体密度的非均匀性对应的等效阻尼. 在正入射情况下, 简化公式计算的结果与 Short^[24] 的研究结果符合得较好 (图 5). 下面采用这种方法确定对流模主导的区域, 并开展对流 SRSS 研究. 此外, 结合对流放大方程, 可以将强阻尼极限 $v_{g,\text{epw}} (\partial \tilde{n}_e / \partial r_s) \ll \nu_{\text{epw}} \tilde{n}_e$ ($v_{g,\text{epw}}$ 为电子等离体波的群速度) 写为

$$\nu_{\text{epw}}^2 \gg \frac{1}{4} \frac{\omega_{\text{pe}}^2 |\mathbf{a}_0|^2 c^2 k_{\text{epw}}^2}{\omega_s \omega_{\text{epw}}}. \quad (18)$$

在本文采用的等离体密度、温度条件下, 处于对流模区域的 SRBS 和 SRSS 均满足强阻尼极限 ((18) 式).

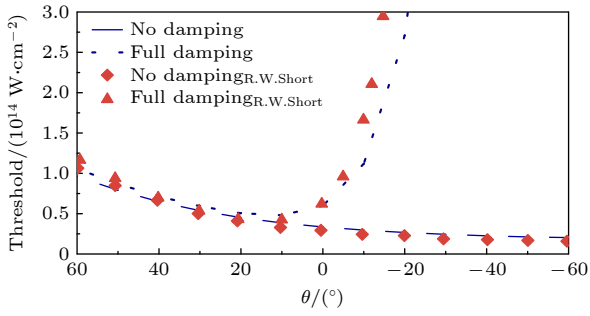


图 5 SRSS 阈值随入射角度的变化. 蓝色线条、红色实点分别代表本文所用公式、Short 所用公式计算出的阈值随入射光入射角度的变化

Fig. 5. SRSS threshold *vs.* incidence angle. The blue line and the red dots are the results of this article and Short, respectively.

4 模拟结果与讨论

本节研究在神光 III 原型装置相关的光强条件下, 真空腔和充气腔中对流 SRSS 的特点, 以及会

影响 SRSS 发展的因素. 结果表明, SRSS 是真空腔和充气腔中主导的 SRS 过程, 等离子体条件和入射光焦斑大小是影响对流 SRSS 发展的重要因素.

4.1 真空腔模拟结果

真空腔的模拟结果表明, 对流 SRSS 是主导的 SRS 过程. 在小焦斑情况 (200 μm 直径, Case I) 和大焦斑情况 (1200 μm 直径, Case II) 下, 都出现了较强的 SRSS 信号 ($18 < \bar{G}_S < 26$, 一般认为 $\bar{G}_S \geq 10$ 时, 对流 SRS 比较显著^[45]), 如图 6(a) 和图 6(b) 所示.

SRSS 散射光在产生后边传播边对流入放大, 其路径在传播过程中逐渐发生弯曲, 最终到达边界, 并传播出计算区域, 并且在传播过程中会通过碰撞吸收将能量转移到等离子体中, 导致光强逐渐下降; 但在图 6(a), (b) 中未观察到明显的 SRBS 信号,

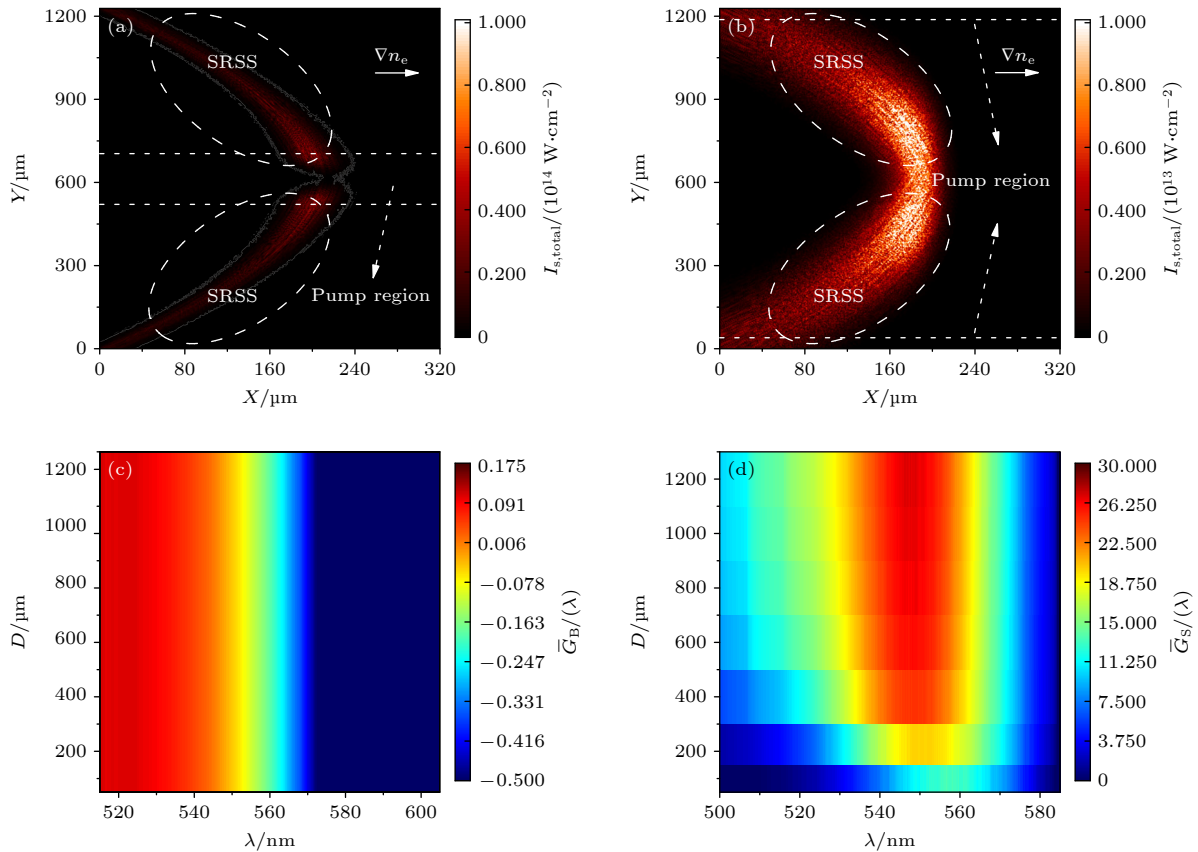


图 6 真空腔模拟结果 (a) SRS 散射光光强的空间分布 (焦斑直径取 200 μm , 与 Case I 对应), 白色长虚线区域为 SRSS 光强较大的区域, 白色短点虚线区域为入射光所在区域; (b) SRS 散射光光强的空间分布 (焦斑直径取 1200 μm , 与 Case II 对应); (c) SRBS 频谱 ($D = 200 \mu\text{m}$ 时与 Case I 对应, $D = 1200 \mu\text{m}$ 时与 Case II 对应); (d) SRSS 频谱

Fig. 6. Simulation results of empty hohlraum: (a) Profile of SRS light intensity (spot diameter is taken as 200 μm , corresponds to Case I), the white dashed line is the region where the SRSS light intensity is stronger, and the white dotted line is the region where the incident light is located; (b) profile of SRS light intensity (spot diameter is taken as 1200 μm , corresponds to Case II); (c) spectrum of SRBS ($D = 200 \mu\text{m}$ corresponds to Case I, and $D = 1200 \mu\text{m}$ corresponds to Case II); (d) spectrum of SRSS.

并且由于受到碰撞阻尼的影响, SRBS 会出现负增益 ($\bar{G}_B \approx -0.6$), 处于较低的水平, 与文献 [29] 都在定性上给出了 SRBS 信号很弱的模拟结果. 从 SRSS 的对流模型出发, 可以得到对流 SRSS 占主导的原因, 在 (10) 式中可以看到, 耦合系数 Γ 、入射光的光强 I_0 和 SRS 散射光自身的放大距离 L 是影响增益大小的三个主要因素, 其中 Γ 的变化能够表征入射光、SRS 散射光和电子等离子体波的耦合强度, 由于在 SRS 散射光的产生位置处满足三波匹配条件, Γ 会在此处达到极大值, 而当散射光逐渐传播出共振区域, Γ 的幅值会逐渐下降. 共振区域是指从 Γ 的极大值到极大值的 $1/e$ 之间的区域 (e 为自然常数), 在该区域传播的路程为共振放大距离. 在真空腔中, 对流 SRSS 占据主导的原因有两点: 一是在产生位置处, SRSS 的耦合强度 $\bar{\Gamma}_S$ 高于 SRBS 的耦合强度 $\bar{\Gamma}_B$; 二是 SRSS 的共振放大距离 $\bar{L}_{s,Sr}$ 大于 SRBS 的共振放大距离 $\bar{L}_{s,Br}$. 为便于后续的分析, 这里定义

$$\bar{G}_{\text{path},\alpha}(\bar{L}_{s,\alpha}) = \ln \left\{ \frac{\left[\frac{1}{N_\alpha} \sum_i I_{s,\alpha,i} \right] (L_{s,\alpha,i} = \bar{L}_{s,\alpha})}{\left[\frac{1}{N_\alpha} \sum_i I_{s,\alpha,i} \right] (L_{s,\alpha,i} = 0)} \right\}, \quad (19)$$

$$\bar{\Gamma}_\alpha(\bar{L}_{s,\alpha}) = \frac{\sum_i \Gamma_\alpha(L_{s,\alpha,i} = \bar{L}_{s,\alpha})}{N_\alpha(L_{s,\alpha,i} = \bar{L}_{s,\alpha})}, \quad (20)$$

其中 $\bar{G}_{\text{path},\alpha}$ 表示随平均路程 $\bar{L}_{s,\alpha}$ 变化的平均增益;

$\bar{\Gamma}_\alpha$ 则表示随平均路程 $\bar{L}_{s,\alpha}$ 变化的耦合强度, 是对各个 SRS 散射光的 Γ_α 在传播路程为 $L_{s,\alpha,i}$ 处求和平均得到的, $N_\alpha(L_{s,\alpha,i} = \bar{L}_{s,\alpha})$ 表示传播路程超过 $\bar{L}_{s,\alpha}$ 的 SRS 散射光数量, $\bar{L}_{s,\alpha r}$ 则是指从 $\bar{\Gamma}_\alpha$ 的极大值到极大值的 $1/e$ 之间的传播路程. 下面以大焦斑的模拟结果 (图 7) 为例, 对 SRSS 占主导的两点原因进行说明:

在 SRBS 和 SRSS 的产生位置 ($\bar{L}_{s,\alpha} = 0 \mu\text{m}$) 处, 二者均处于共振状态, $\bar{\Gamma}_S$ 和 $\bar{\Gamma}_B$ 达到极大值 (图 7(a)), 但由三波匹配关系 (16) 式可知, SRSS 在当地的 Landau 阻尼低于 SRBS 在当地的 Landau 阻尼, 所以在图 7(a) 中, 有 $\bar{\Gamma}_S(\bar{L}_{s,S} = 0 \mu\text{m}) \gg \bar{\Gamma}_B(\bar{L}_{s,B} = 0 \mu\text{m})$, 表明在产生位置处 SRSS 有更强的对流放大. 此外, 传播路径上的激光和等离子体条件也会影响 SRS 的对流放大过程, 但根据图 7(b), SRBS 路径上的入射光光强持续增加、SRSS 路径上的入射光光强持续减小, 所以等离子体参数的变化是导致 SRSS 的信号更强的主要因素. 由于 SRBS 路径上的密度标长较小 (图 7(b)), 在离开产生位置后会快速失谐, $\bar{L}_{s,Br} \approx 8.7 \mu\text{m}$, 而 SRSS 路径上的等离子体密度、温度几乎保持不变 (图 7(b)), 因此在离开产生位置后仍有一段较长的距离处于共振状态, $\bar{L}_{s,Sr} \approx 40 \mu\text{m}$, 即 $\bar{L}_{s,Sr} > \bar{L}_{s,Br}$, 在图 7(a) 中表现为 $\bar{G}_{\text{path},s}$ 随路径持续放大, $\bar{\Gamma}_S$ 的量级几乎保持不变, 而 $\bar{\Gamma}_B$ 的量级有明显减小. 综上, 真空腔中 SRSS 和 SRBS 的相对强弱不仅会受到共振点处状态的影响, 也会受到等离子体条件的影响.

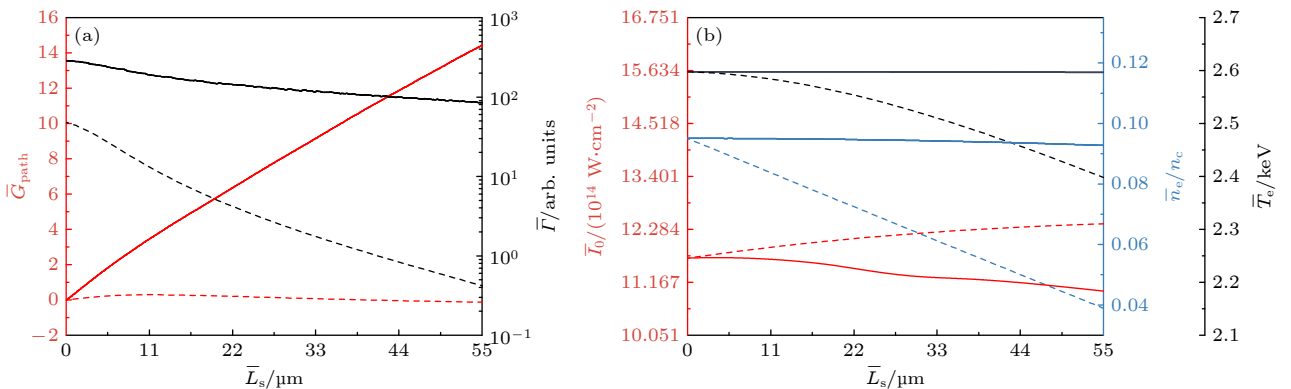


图 7 $0.1n_c$ 处产生的 SRS 的相关统计量随平均路程的变化, 实线代表 SRSS, 虚线代表 SRBS (a) 散射光对流增益与耦合系数随传播路程的变化; (b) 入射光光强, 以及等离子体的密度和温度随传播路程的变化. 除 (19) 式 \bar{G}_{path} 外, 其余各个物理量的统计方式与 $\bar{\Gamma}_\alpha$ 保持一致, 详见 (20) 式

Fig. 7. Statistical physical quantities *vs.* average distance of SRS generated at $0.1n_c$, the solid line and the dashed line are the physical quantities of SRSS and SRBS, respectively. (a) \bar{G}_{path} and coupling coefficient *vs.* average distance; (b) incident light intensity, electron density, and electron temperature of plasma *vs.* average distance. Statistical methods of each physical quantity are consistent with $\bar{\Gamma}_\alpha$ shown in Eq. (20), except for \bar{G}_{path} defined in Eq. (19).

模拟结果还表明, 等离子体的密度和温度会通过碰撞吸收和 Landau 阻尼影响 SRSS 的增益变化. 这里的增益是指随波长 (或频率) 变化的 SRS 增益, 定义为

$$\bar{G}_\alpha(\lambda) = \ln \left[\frac{\sum_i I_{s,\alpha,i}(L_{s,\alpha,i} = L, \lambda)}{\sum_i I_{s,\alpha,i}(L_{s,\alpha,i} = 0, \lambda)} \right], \quad (21)$$

其中 λ 表示 SRS 散射光的波长. $\bar{G}_S(\lambda)$ 随焦斑直径 D 和波长 λ 的变化如图 6(d) 所示, 当波长处于 540—60 nm 区间, SRSS 的增益较为显著, 这一区间与图 6(a), (b) 中 $120 \mu\text{m} < X < 240 \mu\text{m}$ 的区域相对应, 密度在 $0.08n_c$ — $0.12n_c$ 之间. 这一区间 SRSS 更为显著的原因与等离子体密度和温度的变化有关, 当温度升高或者密度降低, 会使 Landau 阻尼增强^[46]、碰撞阻尼减弱^[9], 而当温度降低或者密度升高, 则会使 Landau 阻尼减弱、碰撞阻尼增

强. 根据第 3 节的模拟条件可以得知, 当波长小于 540 nm, Landau 阻尼较强; 当波长大于 560 nm, 碰撞阻尼较强, 导致入射光的光强较弱; 而当波长处于 540—560 nm 区间, 碰撞阻尼和 Landau 阻尼都较弱. 因此, 频谱峰值出现在了这一区间 (图 6(d)), 而非高密度区间.

4.2 充气腔模拟结果

除真空腔外, 本文也在同样的入射光光强下对充气腔进行了模拟, 结果表明, 充气腔中的 SRSS 对流增益也强于 SRBS 对流增益: 充气腔中 $\bar{G}_B \approx 1.23$, 同样处于较低的水平, 并与文献 [29] 中的模拟结果定性一致 (SRBS 的信号强度都较弱, 且充气腔的 SRBS 强于真空腔的 SRBS). 而在小焦斑情况 (200 μm 直径, Case III) 下 $\bar{G}_S \approx 4.09$, 大焦斑情况 (1200 μm 直径, Case IV) 下 $\bar{G}_S \approx 20.36$.

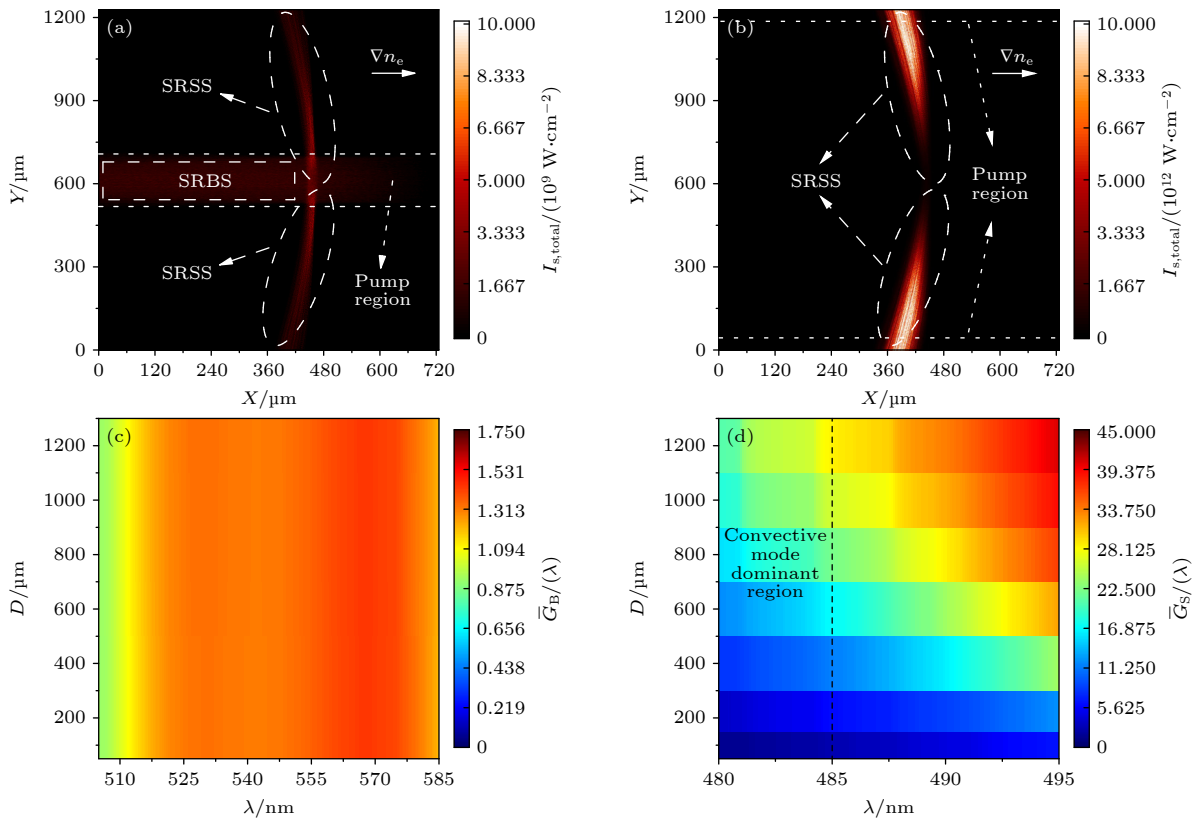


图 8 充气腔模拟结果 (a) SRS 散射光光强的空间分布 (焦斑直径取 200 μm , 与 Case III 对应), 白色长虚线区域为 SRSS 光强较大的区域, 白色短点虚线区域为入射光所在区域; (b) SRS 散射光光强的空间分布 (焦斑直径取 1200 μm , 与 Case IV 对应); (c) SRBS 频谱 ($D = 200 \mu\text{m}$ 时与 Case III 对应, $D = 1200 \mu\text{m}$ 时与 Case IV 对应); (d) SRSS 频谱, 黑色虚线左侧为对流模区间, 而虚线右侧通常被认为是绝对模区间

Fig. 8. Simulation results of gas-filled hohlraum: (a) Profile of SRS light intensity (spot diameter is taken as 200 μm , corresponds to Case III), the white dashed line is the region where the SRSS or SRBS light intensity is stronger, and the white dotted line is the region where the incident light is located; (b) profile of SRS light intensity (spot diameter is taken as 1200 μm); (c) spectrum of SRBS ($D = 200 \mu\text{m}$ corresponds to Case III, and $D = 1200 \mu\text{m}$ corresponds to Case IV); (d) spectrum of SRSS, the left side of the black dotted line is convective mode dominant region, and the right side is usually treated as absolute mode region.

但充气腔中对流模只在较低密度处 ($n_{e0} < 0.06n_c$) 占据主导, 如图 8(a) 和图 8(b) 所示, 对流 SRSS 主要发生在 $360 \mu\text{m} < X < 480 \mu\text{m}$ 的区域. 原因是充气腔的阻尼率较小, 根据 Short^[24] 的理论, 在高密度的区域 ($n_{e0} \geq 0.06n_c$), SRSS 达到了绝对模的阈值条件, 绝对模的 SRSS 可能占据了主导, 只有较低密度处 ($n_{e0} < 0.06n_c$) 产生的 SRSS 处于对流模主导的区间 (对应图 8(d) 中 $< 485 \text{ nm}$ 的频谱范围). 此外, 虽然在大焦斑情况下, SRSS 出现了较强的增益, 但因为对流 SRSS 的光斑较小 (直径在 $60 \mu\text{m}$ 左右, 如图 8(b) 所示), 对激光的能量转化过程可能影响较小.

充气腔的对流 SRSS 增益变化同样与等离子体条件有密切的关系. 与真空腔不同的是, 在充气腔中, 处于对流模主导区间的 SRSS 增益随着等离子体密度的增大而不断增大 (图 8(d)). 导致这一现象的原因是, 充气腔等离子体的碰撞阻尼较弱, 入射光光强的变化较小, 使得 SRSS 增益随波长的变化主要受到当地的等离子体条件影响, 而在这一区间内, 碰撞阻尼较弱, SRSS 主要受 Landau 阻尼的影响, 随着电子密度逐渐增加, 当地的 Landau 阻尼逐渐下降, 使得 SRSS 的对流放大随波长的增加逐渐增强. 此外, 对流模区间的 SRSS 在小焦斑情况下 ($200 \mu\text{m}$ 直径), 光强同样经历了逐渐减小的过程, 如图 8(a) 所示, 可以观察到与 SRSS 信号相当的 SRBS 信号. 但不同之处在于, 在大焦斑情况下 ($1200 \mu\text{m}$ 直径), SRSS 的光强持续增长, 未出现明显的减弱, 如图 8(b) 所示. 这是因为小焦斑对应的放大距离较短 (图 9), SRS 在产生后很快传出焦斑作用区域, 并且会受到碰撞阻尼的影响而使光强小幅下降; 但大焦斑下 SRSS 的放大距离较长, 所以光强持续上升 (图 9).

综上, 本文统计了真空腔和充气腔中处于对流模区间的 SRSS 的对流增益, 发现在神光 III 原型装置相关的光强条件下, 真空腔和充气腔中均会出现较强的 SRSS 对流增益, 此外, SRSS 的对流增益始终强于 SRBS 的对流增益. 上述真空腔和充气腔的模拟表明, 对流 SRSS 的增益不仅与等离子体条件有关, 也与入射激光的焦斑大小有关. 为了进一步研究对流 SRSS 的增益与焦斑之间的关系, 本文选取了不同的入射光光强, 研究焦斑对高光强和低光强下对流 SRSS 增益的影响. 在这里, 高光强

条件选取了与神光 III 原型装置间接驱动实验相同的光强^[29], 低光强条件选取了与 NIF 间接驱动实验相同的光强^[28], 并统计了 SRSS 对流增益随焦斑的变化情况, 下面对统计结果进行介绍.

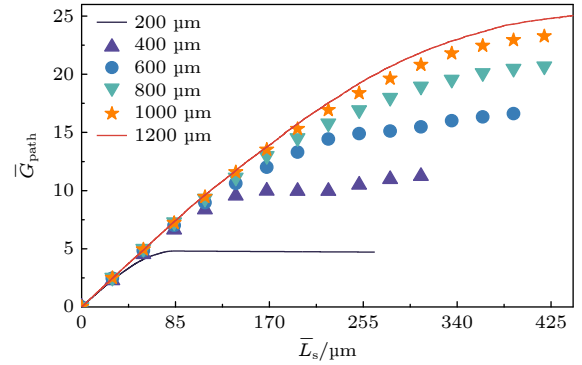


图 9 充气腔在 $0.05n_c$ 处产生的 SRSS 的平均增益 \bar{G}_{path} 在不同焦斑下随 SRSS 的平均路程的变化

Fig. 9. Average gain (\bar{G}_{path}) vs. average distance for SRSS generated at $0.05n_c$ with different spot size in the gas-filled hohlraum.

5 SRSS 对流增益随焦斑大小变化的规律

5.1 保持光强不变的条件下 SRSS 增益随焦斑的变化

在保持光强不变的条件下, 当焦斑尺寸较小时, 真空腔和充气腔中 SRSS 的对流增益均随着焦斑的增大而增大, 如图 10(a) 和图 10(b) 所示, 这一现象的原因是当焦斑较小时, 真空腔和充气腔中 SRSS 的弯折效应较弱, 此时真空腔和充气腔的 SRSS 均处于共振状态, 焦斑增大会使增益明显上升. 但当焦斑尺寸较大时, 真空腔的对流 SRSS 增益出现了饱和, 不随焦斑的增大而继续增大, 拟合得到的增益因子与焦斑直径 D 的定量关系为

$$\begin{aligned} \bar{G}_{S,1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2} &\approx 25 + [(-26) \times \exp(-0.007D)] \\ \bar{G}_{S,2.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2} &\approx -2.2 + [(-1.6) \\ &\quad \times \exp(-0.0014D)], \end{aligned}$$

分别对应图 10(a) 中的红色虚线和蓝色虚线, 其中 D 的单位为 μm . 充气腔的 SRSS 增益则随焦斑的增大而持续增加, 饱和现象不明显, 增益因子与焦斑直径 D 之间拟合的定量关系为 $\bar{G}_{S,1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2} \approx 1.1 + (0.017D)$; $\bar{G}_{S,2.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2} \approx 0.53 + (0.0032D)$, 分别对应图 10(b) 中的红色虚线和蓝色虚线. 这一现象的原因是当焦斑较大时, 由于密度标长的影

响, 真空腔的 SRSS 逐渐传播出共振区域, 此时焦斑增大对 SRSS 的对流放大的贡献较小, 导致 SRSS 增益的放大不明显; 而充气腔等离子体的密度标长较大, SRSS 的弯折较弱, 使得 SRSS 几乎始终处于共振状态 (图 9), 因此对流 SRSS 增益会随焦斑增大持续增加, 未出现明显的饱和现象. 此外, 由于在入射光光强为 2.0×10^{14} W/cm² 的算例中对流放大过程较弱, 而真空腔中的碰撞阻尼较强, 所以相应的 SRSS 的平均增益始终小于 0.

5.2 保持功率不变的条件下 SRSS 增益随焦斑的变化

通过上述研究, 本文探究了在保持光强不变的条件下, 对流 SRSS 增益随焦斑大小的变化规律, 发现对流 SRSS 增益往往会随焦斑的增大而增加. 而在保持功率不变的情况下, 焦斑增大会使光强下

降 ($P = \int_0^R I_0(r_p) \cdot 2\pi r_p dr_p$, P 为激光功率), 而光强下降会使增益下降 ((7) 式), 所以增大焦斑会同时存在使增益增加和使增益减小的效应. 因此, 在调节焦斑尺寸的过程中, 可能会存在合适的焦斑大小, 使得对流 SRSS 增益最小, 从而抑制 SRSS 的发生. 下面保持入射光功率不变, 测量真空腔和充气腔的 SRSS 增益随焦斑的变化规律, 模拟中设置的功率同样与神光 III 原型装置 [29] 和 NIF [28] 相关.

模拟结果表明, 在保持功率恒定的情况下, 真空腔和充气腔的对流 SRSS 的增益均随焦斑的增大而减小. 在真空腔中, SRSS 增益随焦斑大小呈现非线性的下降趋势, 拟合得到的增益因子与焦斑直径 D 的定量关系为 $\bar{G}_{S,2.95 \text{ TW}} \approx -30 + [(2.7 \times 10^4) D^{-1}]$; $\bar{G}_{S,1.56 \text{ TW}} \approx -15 + [(1.3 \times 10^4) D^{-1}]$, 分别对应图 11(a) 中的红色虚线和蓝色虚线. 而在充气腔中则是近似线性的下降趋势, 增益因子与

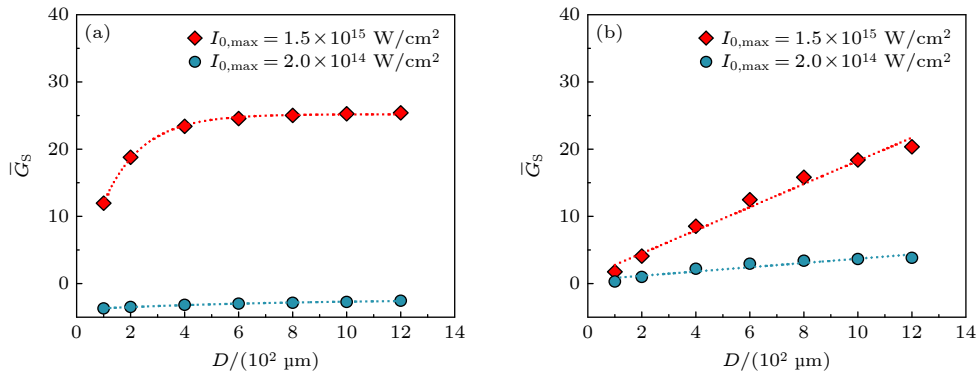


图 10 光强保持不变的条件下 SRSS 增益随焦斑直径的变化 (a) 真空腔; (b) 充气腔. 红色实点、蓝色实点分别代表不同入射光光强的模拟结果, 红色虚线、蓝色虚线则代表对数据点的拟合

Fig. 10. SRSS gain vs. spot diameter for the constant light intensity: (a) Empty hohlraum; (b) gas-filled hohlraum. The red dots and blue dots are the simulation results of different incident light intensity, the red dashed line and the blue dashed line represent the fitting results of data points, respectively.

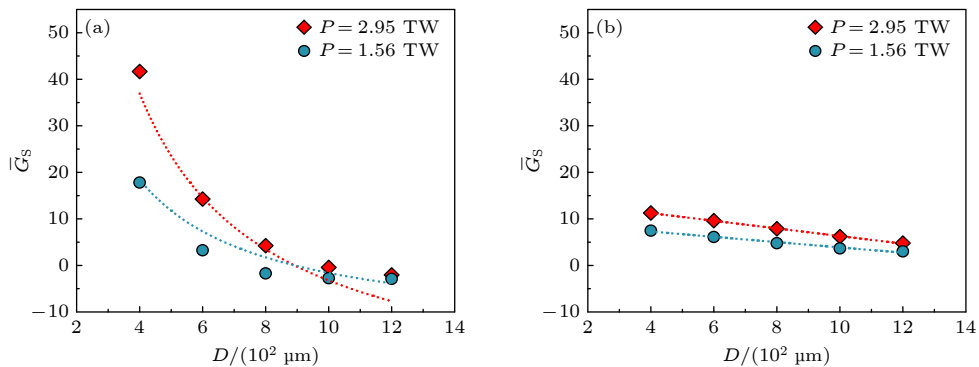


图 11 功率保持不变的条件下 SRSS 增益随焦斑直径的变化 (a) 真空腔; (b) 充气腔. 红色实点、蓝色实点分别代表不同入射光功率时的模拟结果, 红色虚线、蓝色虚线则代表对数据点的拟合

Fig. 11. SRSS gain vs. spot diameter for the constant power: (a) Empty hohlraum; (b) gas-filled hohlraum. The red dots and blue dots are the simulation results of different incident light power, the red dashed line and the blue dashed line represent the fitting results of data points, respectively.

焦斑直径 D 之间拟合的定量关系为 $\bar{G}_{S,2.95\text{ TW}} \approx 14.5 + [(-8 \times 10^{-3}) D]$; $\bar{G}_{S,1.56\text{ TW}} \approx 9.6 + [(-5.7 \times 10^{-3}) D]$, 分别对应图 11(b) 中的红色虚线和蓝色虚线, 如图 11(a) 和图 11(b) 所示. 这一现象可以从对流模型得到定性解释: 由于功率保持不变, 在焦斑增大的过程中, 光强与 D^2 成反比, 所以根据 (7) 式, 此时增益与 D 成反比, 并随焦斑的增大而持续下降. 但真空腔的 SRSS 增益下降较快, 充气腔的 SRSS 增益下降较慢. 原因是真空腔的对流模区间的大小保持恒定, 对流 SRSS 增益主要受到光强变化的影响; 但充气腔的对流模区域会随光强的下降而扩大, 所以除光强外, 充气腔的对流 SRSS 增益还会受到对流模区域变化的影响, 对流模区域的扩大会抵消一部分光强减小的效应, 使充气腔中的 SRSS 增益随焦斑增大缓慢下降.

6 结 论

本文利用基于光线追踪和对流放大模型的模拟程序 PHANTAM, 研究了神光 III 原型装置间接驱动相关条件下, 真空腔、充气腔中 SRSS 对流模的相关规律.

在真空腔和充气腔中, 均可观察到较强的 SRSS 信号, 其中真空腔的对流 SRSS 主要发生在 $0.08n_c$ — $0.12n_c$ 的密度区间, 而充气腔的对流 SRSS 主要发生在 $0.06n_c$ 以下. 此外, SRBS 的增益均较弱, SRSS 是模拟中主要的 SRS 过程. 需要指出的是, 尽管模拟中 SRSS 的增益较为显著, 充气腔中由于 SRSS 的光斑较小, 只有约 $60\ \mu\text{m}$, 远小于入射光焦斑直径, 从能量转化的角度来看对激光传输影响很小. 而在真空腔中 SRSS 的散射光斑较大 (约 $200\ \mu\text{m}$, 如图 6(b) 所示), 对激光的能量转换可能有较大影响.

对流 SRSS 增益不仅会受到等离子体条件的影响, 也会受到入射光焦斑大小的影响. 在保持光强不变的条件下, SRSS 增益均随着焦斑的增大而增大, 对于真空腔, 较强的共振失谐会导致 SRSS 对流增益逐渐饱和; 但对于充气腔, 由于密度标长较大, SRSS 的弯折效应较弱, SRSS 几乎始终处于共振状态, 对应的增益在模拟的焦斑范围内持续增大. 而在保持功率不变的条件下, 真空腔和充气腔的对流 SRSS 的增益均随焦斑的增大而减小, 其中真空腔 SRSS 的对流增益随焦斑的增大下降较快,

充气腔 SRSS 的对流增益则会随焦斑增大缓慢下降, 焦斑的增大对 SRSS 的对流放大的发展起到了抑制作用. 上述模拟工作表明, 在神光 III 原型装置间接驱动相关条件下, 真空腔和充气腔中都有可能出现强于 SRBS 的 SRSS 过程, 而通过改变焦斑的尺寸, 可以影响 SRSS 对流增益的大小, 从而抑制 SRSS 的发展, 这能够为间接驱动相关条件下的实验设计提供参考.

最后, 本文模拟所用的入射光光强在径向上满足高斯分布, 而实验中的光强分布是由很多散斑构成的, 如果考虑散斑, 可能会对 SRSS 的对流放大过程产生影响: 一方面, 如果在考虑散斑前后保持入射光的光强不变, SRSS 可能会经历非连续的对流放大过程, 在共振区域内, 不连续的放大过程不仅会缩短 SRSS 的共振放大距离, 还可能导致在 SRSS 放大时耦合系数的值相对较小, 从而抑制 SRSS 的对流放大过程. 另一方面, 如果在考虑散斑前后保持入射光的功率不变, 那么散斑区域的光强会增加, 从而有利于 SRSS 进行对流放大过程, 此时考虑散斑会同时存在增强对流放大和抑制对流放大的效应, 但具体是有利于 SRSS 的对流放大, 还是会抑制 SRSS 的对流放大, 可能与采用的人射光功率、焦斑直径和等离子体条件有关. 除散斑外, 宽带光和聚焦入射的激光也会影响 SRSS 的对流放大过程, 在 PHANTAM 中可以通过设置不同频率的平面波实现对于宽带光的拟合, 也可以通过设置焦斑截面上不同光线的波矢 k_0 实现对焦点的汇聚效果. 此外, PHANTAM 程序还可以通过设置多支不同角度注入的入射光, 考虑子波共用等多光束效应, 下一步将继续开展关于该程序的详细介绍及研究工作, 希望能为惯性约束聚变方面的研究提供帮助.

参考文献

- [1] Betti R, Hurricane O A 2016 *Nat. Phys.* **12** 435
- [2] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [3] 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
- [4] Zylstra A B, Hurricane O A, Callahan D A, et al. 2022 *Nature* **601** 542
- [5] Abu-Shawareb H, Acree R, Adams P, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 075001
- [6] Betti R 2022 *Nat. Rev. Phys.* **5** 6
- [7] Tollefson J, Gibney E 2022 *Nature* **612** 597

- [8] Hayes A C, Kyrala G, Gooden M, et al. 2023 *Phys. Plasmas* **30** 072704
- [9] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (New York: Addison-Wesley) pp73–85
- [10] Strozzi D J, Bailey D S, Michel P, Divol L, Sepke S M, Kerbel G D, Thomas C A, Ralph J E, Moody J D, Schneider M B 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 025002
- [11] Montgomery D S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055601
- [12] Rosenberg M J, Solodov A A, Seka W, et al. 2020 *Phys. Plasmas* **27** 042705
- [13] Yan R, Li J, Ren C 2014 *Phys. Plasmas* **21** 062705
- [14] Liu C S, Rosenbluth M N, White R B 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 697
- [15] Afeyan B B, Williams E A 1985 *Phys. Fluids* **28** 3397
- [16] Figueroa H, Joshi C, Azechi H, Ebrahim N A, Estabrook K 1984 *Phys. Fluids* **27** 1887
- [17] Drake R P, Turner R E, Lasinski B F, Estabrook K G, Campbell E M, Wang C L, Phillion D W, Williams E A, Kruer W L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1739
- [18] Drake R P, Turner R E, Lasinski B F, et al. 1988 *Phys. Fluids* **31** 3130
- [19] Renard N, Labaune C, Baldis H A, Bauer B S, Quesnel B, Schifano E, Michard A, Seka W, Estabrook K G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3807
- [20] Michel P, Rosenberg M J, Seka W, et al. 2019 *Phys. Rev. E* **99** 033203
- [21] Rosenberg M J, Solodov A A, Myatt J F, et al. 2023 *Phys. Plasmas* **30** 042710
- [22] Depierreux S, Neuville C, Baccou C, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 235002
- [23] Hironaka S, Sivajeyan J, Wang J, Rosenberg M J, Solodov A, Filkins T, Xiao C, Wang Q, Seka W, Myatt J F 2023 *Phys. Plasmas* **30** 022708
- [24] Short R W 2020 *Phys. Plasmas* **27** 042703
- [25] Michel P, Divol L, Dewald E L, Milovich J L, Hohenberger M, Jones O S, Hopkins L B, Berger R L, Kruer W L, Moody J D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 055003
- [26] Dewald E L, Hartemann F, Michel P, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 075003
- [27] Moody J D, Datte P, Krauter K, et al. 2010 *Rev. Sci. Instrum* **81** 10D921
- [28] Hall G N, Jones O S, Strozzi D J, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052706
- [29] Hao L, Zhao Y, Yang D, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 072705
- [30] Strozzi D J, Williams E A, Hinkel D E, Froula D H, London R A, Callahan D A 2008 *Phys. Plasmas* **15** 102703
- [31] Gong T 2015 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [龚韬 2015 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [32] Xiao C Z, Wang Q, Myatt J F 2023 *Phys. Rev. E* **107** 025203
- [33] Hao L, Yang D, Li X, et al. 2019 *AIP Adv.* **9** 095201
- [34] Colařtis A, Igumenshchev I, Mathiaud J, Goncharov V 2021 *J. Comput. Phys.* **443** 110537
- [35] Debayle A, Ruyer C, Morice O, Masson-Laborde P E, Loiseau P, Benisti D 2019 *Phys. Plasmas* **26** 092705
- [36] Colařtis A, Follett R K, Palastro J P, Igumenshchev I, Goncharov V 2019 *Phys. Plasmas* **26** 072706
- [37] Follett R K, Edgell D H, Froula D H, Goncharov V N, Igumenshchev I V, Shaw J G, Myatt J F 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103128
- [38] Kaiser T B 2000 *Phys. Rev. E* **61** 895
- [39] Forslund D W, Kindel J M, Lindman E L 1975 *Physics of Fluids* **18** 1002
- [40] Drake J F, Kaw P K, Lee Y C, Schmid G, Liu C S, Rosenbluth M N 1974 *Phys. Fluids* **17** 778
- [41] Rosenbluth M N 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 565
- [42] Huo W Y, Ren G, Lan K, et al. 2010 *Physics of Plasmas* **17** 123114
- [43] Huo W Y, Lan K, Li Y, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 145004
- [44] Huo W Y, Yang D, Lan K, et al. 2014 *Physics of Plasmas* **21** 022704
- [45] Xiao C Z, Zhuo H B, Yin Y, Liu Z J, Zheng C Y, Zhao Y, He X T 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 025020
- [46] Landau L D, Ter-Haar D 1965 *Collected Papers of L.D. Landau* (Oxford: Pergamon) pp445–460

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

Zeng Jia-Le¹⁾ Lian Chang-Wang^{1)†} Ji Yu¹⁾ Yan Rui^{1)2)‡}

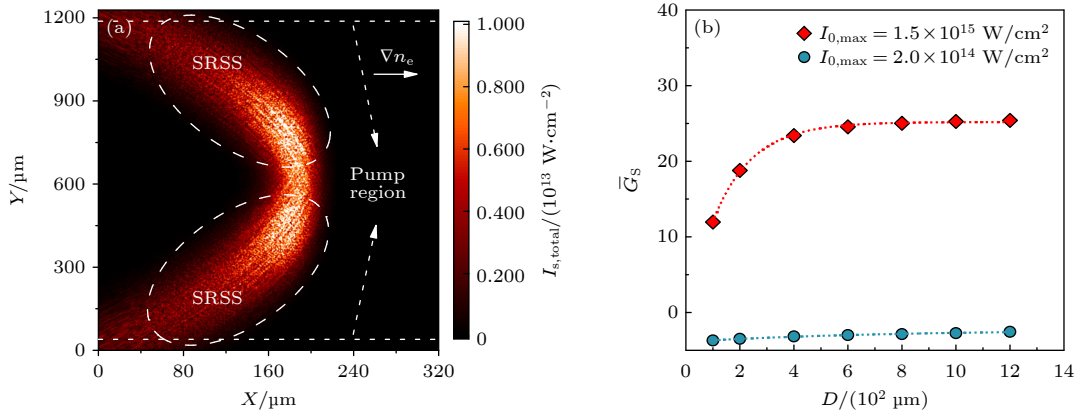
1) (*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

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

(Received 8 January 2024; revised manuscript received 14 March 2024)

Abstract

The large-spatial-scale stimulated Raman scattering relevant to the SG-III prototype indirect drive parameters is investigated by using the code PHANTAM, which is based on ray tracing and convective amplification. The simulations show that strong stimulated Raman side scattering processes occur in both empty hohlraum and gasfilled hohlraum. The incident laser spot size is found to be the critical factor affecting stimulated Raman side scattering: under the constant laser intensity conditions, the convective gain of stimulated Raman side scattering increases with the laser spot size increasing in both types of hohlraums. In our simulations, the wavenumber mismatch leads to a saturation of the convection gain of the stimulated Raman side scattering in empty hohlraum, while in gas-filled hohlraum the convection gain of the stimulated Raman side scattering keeps increasing as the spot size increases. Under constant laser power conditions, the convective gain of stimulated Raman side scattering decreases while laser spot size increases, and the convective gain of stimulated Raman side scattering decreases faster in empty hohlraum in our simulations. The convective gain of Raman side scattering can be adjusted by laser spot size.



Keywords: laser plasma instability, stimulated Raman side scattering, convective mode, ray tracing

PACS: 52.57.-z, 52.38.-r, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.73.20240045

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12375243, 12388101), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25050400), and the Science Challenge Project.

† Corresponding author. E-mail: lcw1993@ustc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: ruiyan@ustc.edu.cn

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

曾嘉乐 练昌旺 季雨 闫锐

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

Zeng Jia-Le Lian Chang-Wang Ji Yu Yan Rui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 105202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240045

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240045>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超强激光在均匀等离子体中的背向拉曼散射放大机制

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

物理学报. 2022, 71(5): 055202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211270>

非均匀等离子体中 $1/4$ 临界密度附近受激散射的非线性演化

Nonlinear evolution of stimulated scattering near $1/4$ critical density

物理学报. 2019, 68(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190883>

皮秒激光驱动下的背向受激布里渊散射的光谱结构

Spectral structures of backward stimulated Brillouin scattering driven by a picosecond laser

物理学报. 2021, 70(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210568>

水中受激拉曼散射的能量增强及受激布里渊散射的光学抑制

Enhanced stimulated Raman scattering by suppressing stimulated Brillouin scattering in liquid water

物理学报. 2019, 68(4): 044201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181548>

基于元胞自动机的气动光学光线追迹算法

Cellular automata ray tracing in two-dimensional aero-optical flow fields

物理学报. 2020, 69(19): 194201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200532>

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>