

文章编号: 1001-4322(2004)01-0045-05

351nm 激光入射大腔靶的受激 Raman 散射光谱*

王哲斌¹, 郑 坚¹, 蒋小华², 刘慎业², 李文洪², 刘万东¹, 俞昌旋¹,
刘永刚², 张海鹰², 谭晓青², 彭晓世², 丁永坤², 郑志坚²

(1. 中国科学技术大学 近代物理系, 安徽 合肥 230027;

2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 报道了“神光-”装置上 Au 大腔靶产生的受激 Raman 散射光谱。通过分析实验条件和测量结果, 排除了散射光谱来自增强非相干 Thomson 散射的可能性, 发现用丝化不稳定性与受激 Raman 散射的耦合能合理解释观测到的 Raman 光谱。考虑到丝化不稳定性与 SRS 的耦合, 测量到的散射光谱依然能用于密度诊断, 其结果与对流 SRS 理论的计算值相差不到 10%。

关键词: 受激 Raman 散射; 丝化不稳定性; 朗道阻尼; 增强非相干 Thomson 散射

中图分类号: O534.2; O436.2 **文献标识码:** A

在激光聚变研究中, 受激 Raman 散射 (SRS) 是一种重要的参量不稳定性过程^[1~3]。在这个过程中, 入射到等离子体中的光波 (频率 ω_0 , 波矢 k_0) 共振地衰变成电子等离子体波 (ω_{epw} , k_{epw}) 和散射光波 (ω_s , k_s)。因为部分入射激光被散射掉, SRS 降低了激光在等离子体中的吸收效率; 而激发起来的电子等离子体波所产生的超热电子能预热靶丸, 从而阻碍高增益聚变的发生^[1,4]。因此研究激光等离子体 SRS 物理机制并降低其份额对聚变具有重要的意义。

尽管在实验中观测到 SRS 的存在, 但实验结果与 SRS 的一些基本理论不完全一致, 尤其是与对流 SRS 理论不符^[5~7], 主要有: (1) 实验中 SRS 出现的光强远小于对流 SRS 理论阈值; (2) SRS 光谱在长波端截止的解释在一些实验中并不合理; (3) SRS 时间分辨光谱在一些实验中呈现的离散闪烁特征很难用对流 SRS 理论解释^[8,9]。为此人们结合激光等离子体具体状态提出了许多对流 SRS 理论的修正模型, 主要有: (1) 丝化不稳定性与 SRS 耦合理论^[5,7,9,10]; (2) 增强非相干 Thomson 散射理论^[8]; (3) 其它一些与特定等离子体状态有关的高增益 SRS 理论^[6,7,11]。从 SRS 实验研究来看, 前两种模型对激光等离子体状态具有广泛的普适性^[1,8,9]。

在“神光-”大腔靶实验中, 我们对 SRS 进行了能量和光谱测量。实验中的激光强度远低于对流 SRS 理论计算下的阈值, 这促使我们用修正的 SRS 理论对得到的 SRS 谱进行分析。本文中, 我们首先排除了增强非相干 Thomson 理论解释的可能性; 然后从丝化理论出发, 并考虑细丝内朗道阻尼的变化^[12], 利用 Short 成丝下的 SRS 理论^[13]进行了模拟计算, 发现实验测到的 SRS 光谱能用该理论模型得到较好的解释; 最后我们用该理论对实验测得的 SRS 光谱进行了密度诊断, 诊断结果与用 Liu^[2]等人的对流 SRS 理论得到的结果很接近, 该结论与 Afshar-rad 等人对成丝下 SRS 诊断应用的一般分析^[9]相符。

1 实验条件及结果

实验在“神光-”装置上进行。“神光-”的 8 路激光分南北两簇, 向心地入射到靶上。靶型为 Au 柱腔靶, 有大腔靶 (柱直径 \times 柱长) $\phi 1.2\text{mm} \times 2.1\text{mm}$, 标准腔靶 $\phi 0.8\text{mm} \times 1.4\text{mm}$ 和小腔靶 $\phi 600\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$ 三种规格。实验中每一路打靶激光波长 λ_0 为 351nm, 输出能量 E 一般为 260J, 时间波形近高斯型, 半高全宽 τ 约为 1ns。实验主要以聚焦和离焦 400 μm 两种方式打靶: 其中聚焦时激光焦斑 $D = 150 \sim 200\mu\text{m}$, 光强 $I = 8.3 \times 10^{14} \sim 1.5 \times 10^{15}\text{W/cm}^2$; 离焦时激光焦斑 $D = 200 \sim 250\mu\text{m}$, 光强 $I = 5.3 \times 10^{14} \sim 8.3 \times 10^{14}\text{W/cm}^2$ 。

图 1 为其中的一路激光的入射和背向散射测量光路。实验观测到的背向 SRS (SRS-B) 光谱都是在全反镜 8 后利用光纤将散射光传输到谱仪上得到的; 其中时间积分谱测量的是第 2 路激光的 SRS-B 光谱, 散射光谱经焦距为 75cm 的光谱仪分光后, 用电子耦合器件 (CCD) 探测; 时间分辨谱测量的是第 6 路激光的 SRS-B 光谱,

* 收稿日期: 2003-06-18; 修订日期: 2003-08-05

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题; 国家自然科学基金资助课题 (10176028)

作者简介: 王哲斌 (1978—), 男, 硕士, 主要从事激光等离子体冕区参量不稳定性研究; E-mail: wangzb@mail.ustc.edu.cn.

散射光经过焦距为 50cm 的光谱仪分光后,用条纹相机进行时间扫描,测量结果用一台 CCD 记录。实验中光谱分辨率 $\lambda = 0.74\text{nm}$,时间分辨率 $t = 110\text{ps}$ 。SRS 能量的角分布利用分立的硅光二极管^[14](PIN)阵列测量得到。

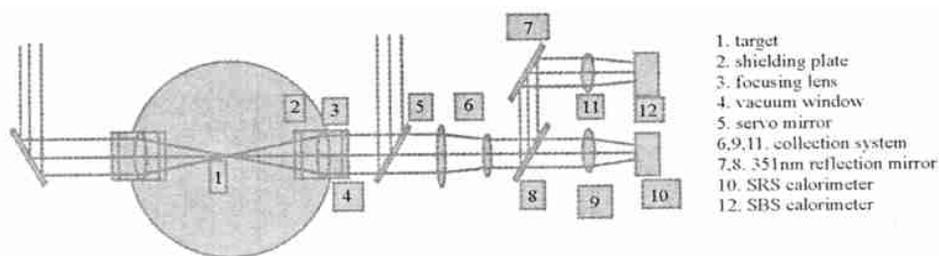


Fig. 1 Scheme of the experiment setup

图 1 实验装置示意图

大腔靶实验中典型的 SRS-B 谱如图 2 所示,图 2(a)为第 2 路激光的 SRS 时间积分谱,其能量为 370J;图 2(b)为第 6 路激光的 SRS 时间分辨谱,能量为 304J。其中 526nm 附近的尖锐光来自入射主激光中的残余二倍频光。实验分析时一般用它作相对时间和绝对波长的定标。测量得到的 SRS-B 时间积分光谱一般在 526nm 两侧各有一峰从而形成了 Raman 谱的短波域和长波域;整个光谱只在 351~702nm 中的某一段范围内出现,图 2 所示的 Raman 谱范围为 467.6~568.6nm。值得注意的是,图示谱强要通过系统的谱响应率换算才能得到谱的真实强度。从图 2 所示的时间分辨谱中可以明显地看到光谱呈现离散闪烁结构,这与对流 SRS 理论预言的连续谱结构不符。该发次 8 路激光以离焦 400 μm 入射打靶,由 PIN 阵列和背向 SRS 能量卡计测量拟合得到第 2 路激光产生的 Raman 光总能量为 2.07J,因此该路激光的 SRS 份额大约为 0.62%。

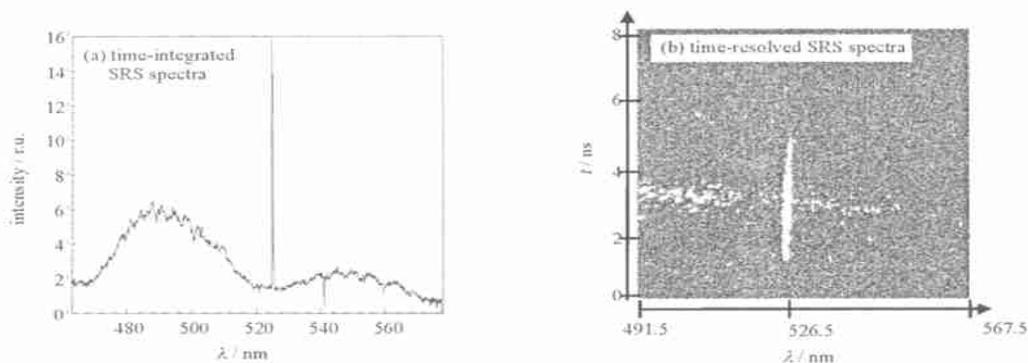


Fig. 2 Typical SRS-B spectra from hohlraum

图 2 腔靶实验中典型背向 SRS 散射谱

2 SRS 光谱与成丝的分析

我们首先估算 SRS 发生的阈值。理论上,SRS 的阈值是由于不稳定子波的阻尼引起的。对于高 Z 材料,如 Au 靶产生的激光等离子体,对流 SRS 的阈值计算要同时考虑对流阻尼和碰撞阻尼 γ_{ei} ^[11],如果是在低密度区域(如 0.05 n_c)还必须考虑朗道阻尼 γ_L 。此时 SRS 的增益系数为^[9]

$$G_{\text{SRS}} = 2 \frac{\gamma_0}{\gamma_p} l c^{-1} \quad (1)$$

式中: γ_0 为均匀等离子体下 SRS 的增长率^[15]; γ_p 为电子等离子体波阻尼率,它由碰撞阻尼和朗道阻尼组成^[15]; l 为 SRS 的对流区域长度,它由波数失配条件 $k dx = [k_0(x) - k_s(x) - k_{\text{epw}}(x)] dx = 1/2$ 决定。

实验中初致辐射光谱表明等离子体的典型电子温度约为 1keV,超热电子温度约为 10keV。离子平均电荷数约为 50。假定局域等离子体密度分布是线性的,即 $n = n_c(1 - x/L)$,其中 n_c 为等离子体临界密度,密度标长采用 $L = c_s$ 来估计^[17],其中 c_s 为离子声速。于是有 $L = 200\mu\text{m}$ 。利用这些等离子体参数,当增益系数 $G_{\text{SRS}} = 1$ 时得到我们实验条件下 SRS 发生的阈值:

$$0.1 n_c \text{ 密度, } \gamma_{ei} = 2.7 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}, \gamma_L = 5.6 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}, \text{ 阈值 } I_{\text{th}} = 3.7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2;$$

0.05 n_c 密度, $\epsilon_i = 1.4 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $L = 5.6 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, 阈值 $I_{th} = 1.3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 。

结果表明,在低密度区,朗道阻尼超过了碰撞阻尼,因此 SRS 的阈值大为提高。

以图 2 中的发次为例,离焦 400 μm 时焦斑取 250 μm ,则第 2 路和第 6 路激光光强分别为 $7.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $6.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,显然它们远小于上面计算的 SRS 阈值。可见对流 SRS 理论无法解释我们所测到的 SRS 谱。我们采用其它修正理论来解释实验结果。

增强非相干 Thomson 散射理论能对很多实验中观测到的 SRS 谱甚至是 $0 \sim 2 \theta_0$ 范围的谱宽作出很好的解释^[8]。该理论认为:源于 n_c 或 $n_c/4$ 的超热电子向晕区传播时使得晕区至少存在两个电子温度,而入射激光在这种多电子温度等离子体中的非相干 Thomson 散射谱能够被极大地增强。理论认为实验中看到的 SRS 谱实际上是这个被加强的 Thomson 散射光谱。该理论模拟表明,只有当超热电子份额 f_h 达到某一值时 SRS 谱才开始出现并且谱宽随着 f_h 的增加而增加。对于我们的腔靶实验,等离子体温度 T_e 1keV,超热电子温度 T_h 10keV,依此模拟得到的 SRS-B 光谱见图 3。

模拟表明,若要模拟的光谱宽度达到实验结果,超热电子份额至少要在 8% 上。在我们图 2 发次中,SRS 的散射光份额只有 $f_s = 0.62\%$,与之伴随的电子等离子体波份额 $f_{epw} = f_s \times \epsilon_{pw}/\epsilon_s f_s$,这样即使电子等离子体波的能量全部传给超热电子,它产生的超热电子份额也不会大于 f_s ,这一点也被 Drake 实验所验证^[17]。考虑到三倍频激光打靶实验中的超热电子主要源于 SRS,因此实验中总的超热电子份额很难达到该理论合理解释实验数据的 8% 的数值,所以这个理论无法合理解释我们测到的 SRS-B 谱。

图 2(b) 所示的 SRS-B 时间分辨谱图呈现离散闪烁结构,其中小斑的时谱尺度是: t 150ps, λ 2nm,这个结构也是成丝模型下预言的 SRS 谱的典型特征^[9]。丝化的产生源于激光光强的不均匀性^[19]。实验中,“神光-”输出的三倍频激光入射前没有经过任何束匀滑,因此很容易在等离子体内发生丝化不稳定性。如上所述,在 $Z = 50$, $L = 200\mu\text{m}$ 和 $T_e = 1\text{keV}$ 下可以算得我们实验条件下成丝发生的阈值^[19]:

0.1 n_c 密度,热丝化阈值 $2.5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,有质动力丝化阈值 $2.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$;

0.05 n_c 密度,热丝化阈值 $2.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,有质动力丝化阈值 $5.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。

可见无论是哪种丝化机制,我们实验中的入射光强都超过了它的阈值,激光可以在等离子体内形成细丝。设细丝内光强增加了 5 倍以上^[9],激光时间波形近高斯型,则峰值强度大约是平均值的 2 倍,这样实验中细丝内激光强度是激光平均强度的 10 倍,可以达到 $6 \times 10^{15} \sim 7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$,已经超过了 SRS 的阈值。因此在细丝内 SRS 完全可以被激发起来。

在成丝理论中,细丝的中心密度最低,密度标长最长,光强最大,因此该区域的 SRS 谱最容易激发。此时激发起来的 SRS 谱由于中心密度的限制是一个窄谱,不同的细丝可以认为相互独立,丝区中心密度、大小和光强都不尽相同,各自产生的 SRS 窄谱波长和强度也不一样,同时考虑到丝化不稳定性随时间的演化,因此在时谱分辨图上就呈现出离散闪烁的特征;这也正是我们实验中 SRS-B 时间分辨图谱(图 2(b))所表现的现象。

SRS 光谱的短波截止在成丝理论下仍认为是朗道阻尼所致,但是在 0.05 n_c 附近的低密度区域,即使考虑到丝化,细丝内的光强也很难超过 SRS 阈值。这样形成的 SRS 光谱在短波应该很难出现,至少不应该比长波域强。显然这个结论与我们的实验结果(图 2(a))不符。然而,Short 和 Simon 通过理论计算发现,在细丝内的朗道阻尼并不同于无穷均匀等离子体模型所给出的阻尼。Simon 和 Short 给出了细丝内的朗道阻尼,修正了 SRS 理论^[12,13]。我们依据此理论计算得到的朗道阻尼 L_{filament} 和阈值为

0.05 n_c 密度, $L_{\text{filament}} = 0.488 L = 2.7 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, 阈值 $I_{th} = 7.1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。

因此,考虑丝化不稳定性,SRS 在短波域是能够被激发的,而短波截止主要由细丝内的朗道阻尼决定。SRS 长波域的截止可能是更高密度区存在陡峭密度面所致。

利用上述细丝内的 SRS 理论,设等离子体丝区的背景密度 $n_0 = 0.1 n_c$, $T_e = 1\text{keV}$,则 351nm 入射激光产生的 SRS 光谱如图 4 所示。可见 SRS 光谱范围还受限于细丝内的密度。当然实验中产生的 SRS 短波截止主

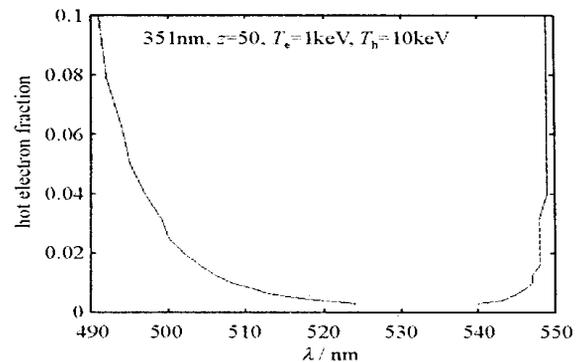


Fig. 3 Variation of SRS wavelength bands

图 3 SRS 谱宽与超热电子份额的关系

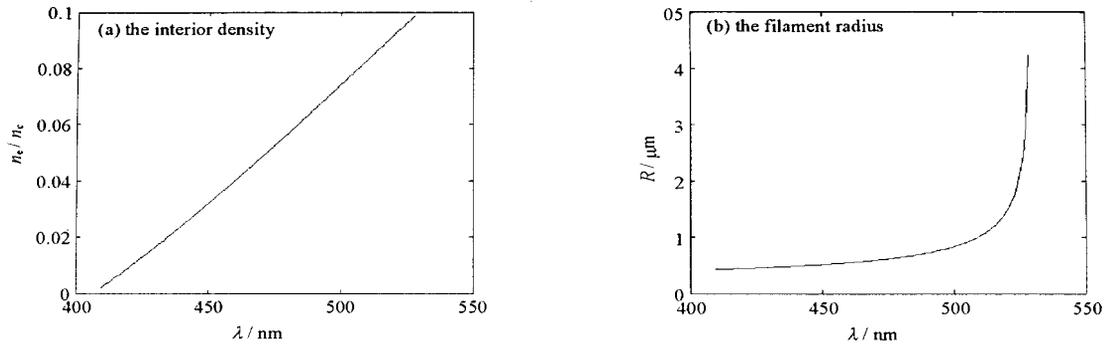


Fig. 4 Parameters of the filament model, plotted against the SRS emission wavelength

图 4 丝化条件下背向 SRS 光谱与细丝参数的关系

要受朗道阻尼的限制,长波截止还要受细丝直径的限制^[12]。

3 成丝下 SRS 谱的诊断应用

因为 SRS 光谱的短波截止取决于朗道阻尼,其短波截止可以用来诊断等离子体电子温度;而 SRS 光谱的波长与不稳定性发生区域的密度存在一一对应关系,因此利用 SRS 光谱能够分析等离子体晕区电子密度分布^[20]。在丝化不稳定性发生的情况下,SRS 谱的诊断应用同样可以用上述思路进行。只是由于细丝内朗道阻尼和色散关系的变化^[9,13],弱朗道阻尼的判据应该由 $k_{epw} D \ll 1$ 还原成基本形式 $v_{th}/v_{\phi} \ll 1$,其中 $v_{th} = \sqrt{T_e/m_e}$ 为电子热速度, v_{ϕ} 就是电子等离子体波的相速度。Afshar-rad 等人定性分析发现,由于成丝而造成的密度扰动不会超过 10%,因此仍然可以直接用对流 SRS 理论对 SRS 谱进行密度诊断应用^[9]。

我们用 Short 细丝内的 SRS 理论计算实验 SRS 谱和密度的对应关系。取电子温度 $T_e = 1\text{keV}$,则丝内电子温度 $T_0 = T_e = 1\text{keV}$ 。这是因为 $0.1 n_c$ 下电子平均自由程为 $23\mu\text{m}$,远大于细丝的直径,使得丝内丝外的电子温度基本一致。细丝的直径最多在几个波长之间,不妨取其最大半径 $R_{\max} = 2\mu\text{m}$ 。该半径对应的散射波长就是丝内能产生的最大散射波长。由图 4 模拟可知,即使 R 取得更大,散射波长变化也不大。由于最大散射波长对应的丝内密度已经非常接近丝外等离子体密度,由 T_0, R_{\max} 和 SRS 谱长波截止 λ_{\max} 估算得到它对应的等离子体密度 n_{\max} ,然后以该密度为背景密度 N_0 并配合 T_0 和 R_{\max} 算得其它波长对应的密度。

表 1 两种理论下 SRS 波长和密度的对应关系

typical wavelength/nm	467.6	488.3	544.3	568.6
convective SRS model	$0.044 n_c$	$0.063 n_c$	$0.113 n_c$	$0.1347 n_c$
SRS in filament model	$0.047 n_c$	$0.065 n_c$	$0.114 n_c$	$0.1454 n_c$

我们以图 2(a) 的长短截止波长和双峰波长为例比较丝化理论和对流 SRS 理论下的 SRS 谱密度诊断应用的结果如表 1 所示。由表 1 可见,它们相差均不超过 10%。这一点和 Afshar-rad 等人的分析是一致的。因此不同于温度的诊断,对于细丝中产生的 SRS 谱的密度诊断,我们仍然可以简单地用对流 SRS 理论加以处理。

4 结论

受激 Raman 散射的研究对于惯性约束聚变和激光等离子体物理具有重要的实际和理论意义。由于没有采用光束匀滑技术,“神光-”激光实验中激光很容易在等离子体内发生丝化不稳定性,使得 SRS 在低于阈值的光强下产生。在我们 Au 大腔靶实验中,光强为 $5 \times 10^{14} \sim 15 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ 下产生的 SRS 谱在产生阈值和时间分辨谱上都与基本理论不符;而结合实验条件发现,实验结果可以用丝化理论较好地解释。当发生丝化不稳定性时,不仅细丝内光强增大,而且低密度区的朗道阻尼变小,从而使得整个低密度区的 SRS 在实验光强下都可以被激发。不同细丝内产生的 SRS 光谱导致了时谱分辨图上的离散闪烁特征。实验中丝化条件下产生的 SRS 谱长波和短波截止分别由等离子体高密度区陡峭密度面和朗道阻尼决定。最后我们用丝化理论计算细丝内 SRS 谱对应的等离子体密度,发现与对流 SRS 理论计算值相差在 10% 以内,这一点与 Afshar-rad 等人的定性分析一致。因此我们可以用简单的对流理论对成丝下 SRS 谱进行等离子体密度分布的诊断。

致谢 作者谨在此向“神光-”运行小组以及中科院激光聚变研究中心一部和二部的实验人员表示感谢。

参考文献:

- [1] Baldi H S, Campbell E M, Kruer W L. Physics of laser plasmas[M]. New York: North-Holland, 1991.
- [2] Liu C S, Rosenbluth M N, White R B. Raman and Brillouin scattering of electromagnetic waves in inhomogeneous plasmas[J]. *Phys Fluids*, 1974, **17**(6): 1211.
- [3] 梅启庸,赵雪薇,郑志坚,等. 受激 Raman 散射实验研究[J]. *强激光与粒子束*, 1990, **2**(4): 409—417. (Mei Q Y, Zhao X W, Zheng Z J, et al. Experimental studies of stimulated Raman scattering. *High Power Laser and Particle Beams*, 1990, **2**(4): 409—417)
- [4] Estabrook K, Kruer W L, Lasinski B F. Heating by Raman Backscatter and Forward Scatter[J]. *Phys Rev Lett*, 1980, **45**(17): 1399.
- [5] Tanaka K, Goldman L M, Seka W, et al. Stimulated Raman scattering from UV-laser-produced plasmas[J]. *Phys Rev Lett*, 1982, **48**(17): 1179.
- [6] Drake R P, Williams E A, Young P E, et al. Evidence that stimulated Raman scattering in laser-produced plasmas is an absolute instability[J]. *Phys Rev Lett*, 1988, **60**(11): 1018.
- [7] Shepard C L, Tarvin J A, Busch G E, et al. Raman scattering in experiments with planar Au targets irradiated with 0.53 μm laser light[J]. *Phys Fluids*, 1986, **29**(2): 583.
- [8] Simon A, Seka W, Goldman L M, et al. Raman scattering in inhomogeneous laser-produced plasma[J]. *Phys Fluids*, 1986, **29**(5): 1704.
- [9] Afshar-rad T, Coe S E, Willi O, et al. Evidence of stimulated Raman scattering occurring in laser filaments in long-scale-length plasmas[J]. *Phys Fluids B*, 1992, **4**(5): 1301.
- [10] Barr H C, Boyd T J M, Coutts G A. Nonlocal effect and the Raman instability[J]. *Phys Rev Lett*, 1988, **60**(19): 1950.
- [11] Turner R E, Phillion D W, Campbell E M, et al. Investigations of the magnetic structure and the decay of a plasma-gun-generated compact torus [J]. *Phys Fluids*, 1983, **26**(2): 579.
- [12] Short R W, Simon A. Landau damping and transit-time damping of localized plasma waves in general geometries[J]. *Phys Plasmas*, 1998, **5**(12): 4124.
- [13] Short R W, Simon A. Collisionless damping of localized plasma waves in laser-produced plasmas and application to stimulated Raman scattering in filaments [J]. *Phys Plasmas*, 1998, **5**(12): 4134.
- [14] 刘慎业,蒋小华,滕浩,等. 0.351 μm 激光辐照靶角度和时间分辨的侧向散射研究[J]. *强激光与粒子束*, 1999, **11**(5): 591—595 (Liu S Y, Jiang X H, Teng H, et al. Investigation of angularly and temporally resolved scattered lights from 0.351 μm laser-produced plasmas. *High Power Laser and Particle Beams*, 1999, **11**(5): 591—595)
- [15] Drake R P, Williams E A, Young P E, et al. Narrow Raman spectra: The competition between collisional and Landau damping[J]. *Phys Fluids B*, 1989, **1**(11): 2217.
- [16] Rosenbluth M N. Parametric instabilities in inhomogeneous media[J]. *Phys Rev Lett*, 1972, **29**: 565.
- [17] Max C E, et al. Physics of the Coronal Plasma in Laser Fusion Targets[M]. New York: North-Holland, 1982.
- [18] Drake R P, Turner R E, Lasinski B F, et al. Efficient Raman sidescatter and hot-electron production in laser-plasma interaction experiments[J]. *Phys Rev Lett*, 1984, **53**(18): 1739.
- [19] 常铁强,张均,张家泰,等. 激光等离子体相互作用与激光聚变[M]. 长沙:湖南科学技术出版社,1991. (Chang T Q, Zhang J, Zhang J T, et al. The laser plasma interactions and laser fusion. Changsha: Hunan Science and Technology Press, 1991)
- [20] 张家泰,许林宝,常铁强,等. 激光靶等离子体受激 Raman 散射[J]. *物理学报*, 1991, **40**(10): 1642. (Zhang J T, Xu L B, Chang T Q, et al. Stimulated Raman scattering in laser-plasma targets. *Acta Physica Sinica*, 1991, **40**(10): 1642)

Stimulated Raman scattering from hohlraum irradiated with 351nm laser light

WANG Zhe-bin¹, ZHENG Jian¹, JIANG Xiao-hua², LIU Sherrye², LI Wen-hong²,
LIU Wan-dong¹, YU Chang-xuan¹, LIU Yong-gang², ZHANG Hai-ying²,
TAN Xiao-qing², PENG Xiao-shi², DING Yong-kun², ZHENG Zhi-jian²

(1. Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;

2. Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: Time-resolved and time-integrated stimulated Raman scattering (SRS) spectra from gold hohlraum irradiated with 351nm laser light are measured. The experimental results are inconsistent with the prediction of the convective SRS theory and enhanced incoherent Thomson scattering model. The analyses show that the prediction of SRS in filaments agrees reasonably with the experimental results. Based on the model of the coupling between filaments and SRS, the method of diagnosing plasma density with SRS spectrum was developed. The calculated result shows that the difference between the model and the convective SRS theory is less than 10%, which agrees with the conclusion made by Afshar-rad[*Phys. Fluids B* 4, 1301(1992)].

Key words: Stimulated Raman scattering; Filamentation instability; Landau damping; Enhanced Thomson scattering