

文章编号 : 0253-2239(2002)05-0517-06

# 基频光辐照靶产生的 $3\omega_0/2$ 光谱与散射角的关系\*

刘慎业 蒋小华 腾浩 丁永坤 丁耀南 袁小东 张剑波 张海鹰 郑志坚

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心高温高密度等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

摘要: 用六条光纤组成的光纤阵列配光学多道分析仪, 发展了一种多角度光谱分辨的诊断技术(MASRS)。用多角度谱分辨的散射光探测系统系统在 6 个角度对  $1.053 \mu\text{m}$  激光辐照 CH 平面靶产生的  $3\omega_0/2$  散射光谱进行了研究, 实验显示散射光谱红移峰的峰位移动量和峰宽度与散射角度有较强的依赖关系, 实验结果与理论模型计算的结果进行了比较, 并由此估计了碳氢等离子体的电子温度约为 0.55 keV。

关键词: 激光等离子体; 光谱分辨; 双等离子体衰变; 电子温度

中图分类号: O53 文献标识码: A

## 1 引 言

激光与等离子体耦合过程中, 频率为  $\omega_0$  的入射激光在四分之一临界密度面可以衰变为两个频率近似为  $\omega_0/2$  的电子等离子体波, 这种过程称之为双等离子体衰变(TPD)。双等离子体衰变产生的电子等离子体波与入射光波耦合, 可以产生频率近似  $3\omega_0/2$  的散射光。 $3\omega_0/2$  散射光的产生与双等离子体衰变密切相关, 对  $3\omega_0/2$  散射光的研究可以了解双等离子体衰变的行为和增长。双等离子体衰变产生的电子等离子体波可以加速电子, 从而产生超热电子。激光聚变实验中, 超热电子对氘氚燃料的预热严重影响氘氚靶的压缩, 因此双等离子体衰变是激光聚变研究中特别关心的不稳定性之一。

线性理论预测双等离子体衰变产生的  $3\omega_0/2$  散射光谱与散射角和等离子体的电子温度密切相关。散射角指的是激光入射方向与散射光方向之间的夹角。在激光等离子体实验中  $3\omega_0/2$  散射光很容易观测, 如果有一种成功的理论能解释观测的散射光谱, 那么将能很容易地诊断等离子体的电子温度。

按照现有的散射理论,  $3\omega_0/2$  散射产生的光谱由电子等离子体波的色散关系决定, 散射光谱依赖于电子温度。 $3\omega_0/2$  散射光谱的测量可以用来估计四分之一临界面附近区域的电子温度。在过去的

20 多年里, 有大量的理论<sup>[1~5]</sup>和实验<sup>[6~11]</sup>工作对这种散射进行了研究。散射理论认为  $3\omega_0/2$  正常位置两边存在对称的两条谱线, 一条红移线, 一条蓝移线。谱线移动量与散射角  $\theta$  和等离子体电子温度相关<sup>[2,3]</sup>。早期的工作一般仅在一个角度观测散射光谱, 然而由一个角度散射光谱的移动推测电子温度会带来相当大的误差。

在双等离子体衰变研究的初期, 有人就提出利用  $3\omega_0/2$  散射光谱诊断等离子体电子温度的设想。然而, 实验观测的散射光谱与线性理论预测的结果有较大的差别。比较典型的一个例子是背向反射的蓝移光谱的观测。理论预测的红移峰和蓝移峰应该关于中心波长对称分布, 但是实验观测的散射光谱中红移峰和蓝移峰常常是非对称的。最近的一系列实验表明受激布里渊散射产生的离子声波对双等离子体衰变产生的电子等离子体波有很重要的影响<sup>[10~12]</sup>, 受激布里渊散射产生离子声波将使  $3\omega_0/2$  散射光的波长发生移动, 使红移峰光谱与角度的关系发生变化。当受激布里渊散射存在时, 用双等离子体衰变产生的  $3\omega_0/2$  散射光谱推算等离子体的电子温度具有相当大的困难。如果实验能有效控制受激布里渊散射, 使激光强度在受激布里渊散射的产生阈值之下, 那么就可以使用线性理论拟合实验观测的  $3\omega_0/2$  散射光谱, 给出等离子体的电子温度, 为实验诊断电子温度提供一条重要的途径。

等离子体电子温度是激光等离子体研究中的重要参数。激光吸收、非线性过程如受激拉曼散射、受激布里渊散射等的发生、X 光转换等均与该参数密切相关。另外, 电子温度是数值计算的重要参数, 准

\* 国家高技术 863-416 主题和国家自然科学基金 (19735002) 资助课题。

E-mail: lsy1029@sina.com

收稿日期: 2001-02-26; 收到修改稿日期: 2001-04-29

确诊电子温度,对校验程序具有重要的意义。近年,人们仍然十分关心  $3\omega_0/2$  散射光谱的研究,设计的实验主要集中在  $3\omega_0/2$  散射光谱产生机制的研究,希望通过这些研究弄清楚影响  $3\omega_0/2$  散射光谱的诸多因素,为使用此方法诊断电子温度奠定一些基础。相关的诊断方法和理论都在发展。激光等离子体作用过程中,激光的强度是影响光散射的关键因素。一般情况下激光辐照在靶面的激光强度是非均匀的,中心的激光强度往往高于边缘的激光强度,光谱的解释存在极大的不确定性。采用均匀照明技术,使辐照在靶面空间各位置的激光强度近似相等,排除激光强度给光谱解释带来的不确定性是很重要的工作。最近我们发展了一种多角度光谱诊断的系统,系统采用一台光学多道分析仪,用 6 光纤阵列可以分析 6 个角度的散射光谱。本文主要介绍了我们在  $3\omega_0/2$  散射光诊断技术方面的一些进展,报道了采用新的诊断方法获得的一些实验结果,并对实验的结果进行了一些初步的分析,主要的目的是探索一种新的电子温度诊断方法。

## 2 实 验

实验是在“星光 II”上完成。星光 II 系统可输出脉宽为 0.8 ns、能量为 200 J、波长为  $1.053 \mu\text{m}$  的激光。激光器末级输出光束直径约  $\phi 200 \text{ mm}$ ,光束经列阵透镜后聚焦在真空靶室内的 CH 平面靶上,激光焦斑直径约  $400 \mu\text{m}$ ,激光强度约  $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。列阵透镜的主要作用是使辐照在靶面上的激光强度空间均匀化。用 X 光针孔相机和 X 光分幅相机监测激光焦斑,激光能量卡计监测辐照在靶面上的激光能量,光学条纹相机测量激光脉冲宽度。图 1 是入射激光的脉冲波形,图 2 是 X 光针孔相机记录的激光焦斑。

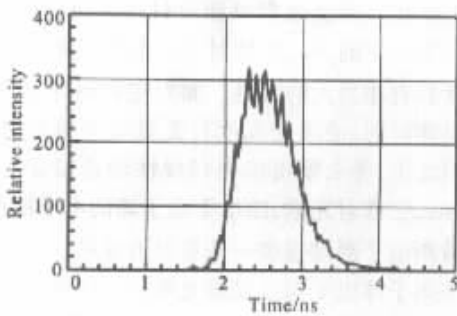


Fig. 1 Waveform of incident laser

实验采用光学多道分析仪(O MA 谱仪)研究激

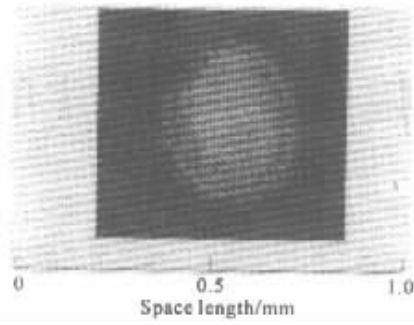


Fig. 2 Time-integrated pinhole image of the focus spot  
光等离子体产生的  $3\omega_0/2$  散射光谱。OMA 谱仪输入端是狭缝,而激光等离子体耦合产生的散射分布在靶周围空间  $4\pi$  立体角内,同时分析多个方位的散射光谱特性的谱仪须要进行特殊设计。实验过程中靶位于真空靶室内,散射激光在靶室内,要将多个方位的散射光引至谱仪狭缝只能使用光纤传输。

我们与中国建材研究院玻璃研究所合作,用石英玻璃掺杂拉丝的方法研制了  $\phi 45 \mu\text{m}$ 、 $\phi 100 \mu\text{m}$  两种通光孔径的紫外光纤。这种光纤截面上折射率是渐变的。由于采用石英作为传光材料,因此特别适用于紫外光的传输,透光范围为  $200 \text{ nm} \sim 800 \text{ nm}$ ,在  $308 \text{ nm}$  光附近每米透光效率在 95% 左右。光纤的数值孔径为 0.12。

测量前,需要考虑光在光纤传输中的衰减、色散和数值孔径 NA。本研究工作使用的光纤在 4 m 左右,衰减和色散都可以不必考虑。光纤前的收光系统设计需要考虑光纤的数值孔径,设计的  $F$  数应与光纤数值孔径 NA 相匹配,否则两者耦合时将大幅度衰减信号强度。为了减少信号的损失,针对  $\text{NA} = 0.12$  的光纤设计  $F/3$  或  $F/4$  的收光系统比较合理,实际设计取  $F/3$ 。

实验采用六条紫外光纤将真空靶室内六个角度的散射光信号耦合至 OMA 谱仪,构成多角度谱分辨的散射光探测系统。多角度谱分辨的散射光探测系统适合于各种散射过程相互耦合的实验研究。如受激布里渊散射与散射光探测系统的耦合、受激布里渊散射与双等离子体衰变间的耦合等。

OMA 谱仪位于真空靶室之外,光纤的探测端在靶室之内,我们通过巧妙设计与 OMA 谱仪的接口实现了用一台 OMA 谱仪同时分析六个散射角的散射信号,极大地提高了谱仪的利用率。

OMA 谱仪由输入光学系统、狭缝、光谱色散元件、光学成像系统和记录系统构成。系统光路如图 3 所示。

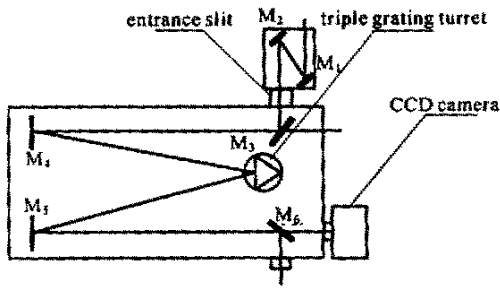


Fig. 3 Path of the rays in OMA spectrometer

光源发出的光线经两块非球面镜  $M_1$ 、 $M_2$  后成像于狭缝上,入射光通过狭缝由反射镜  $M_3$  反射,再经谱仪内的  $M_4$  反射,照在三光栅阵列中的一块反射光栅上产生色散,色散后的光再经  $M_5$  反射将狭缝成像于输出窗口,输出端配上 CCD 相机,由计算机进行记录。谱仪三块反射光栅的栅线数分别为 300 l/mm、1200 l/mm 和 2400 l/mm,以适应不同波长光谱测量的要求。光栅色散满足光栅方程

$$d \sin \theta_i = m \lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (1)$$

$d$  为光栅常数,由栅线数求得。 $\theta_i$  为光衍射角度, $m$  为光谱的衍射级, $m = 1$  对应一级衍射。由(1)式可以看出,当  $d$  一定时,除零级外,不同波长的光经光栅色散后所处位置不一样,形成色散后的光谱图像,CCD 记录这一光谱图像便可对散射光谱进行研究。通常情况下,记录光栅色散的一级光谱,避免高级谱相互重叠给谱的识别造成困难。

(1)式表明, $d$  反映了光栅能色散的最长波长的光,三光栅阵列正是基于这种考虑设计的。这里所使用的三块光栅能色散开的最长波长分别为 417 nm、833 nm、3333 nm。当然 300 l/mm 的光栅可以用来色散所有这三块光栅色散的光谱,我们知道栅线越密谱分辨越好,因此,较短波长的光采用 300 l/mm 光栅作色散元件,获得的谱分辨较差。实际测量中,谱仪选用 1200 l/mm 的一块光栅作色散元件。OMA 谱仪配 CCD 记录光谱图像,系统的光谱分辨好于 0.05 nm。谱仪中的三块光栅由计算机和专门设计的控制器精确控制。测量前依据测量对象选择合适的光栅,选好光栅后,再用汞灯提供的丰富谱线进行波长定标。

多角度谱分辨的散射光探测系统研究多个方位角度散射光谱行为。该系统用六条紫外光纤将六个角度的散射光经直径 8 mm,焦距 24 mm 的石英透镜收集后引至两台 OMA4 谱仪的狭缝上,经光栅色散后的光强用 CCD 记录,测量散射光谱。多角度谱

分辨的散射光探测系统探测的角度  $150^\circ$ 、 $140^\circ$ 、 $130^\circ$ 、 $120^\circ$ 、 $110^\circ$ 、 $100^\circ$ 。

### 3 实验结果

图 4 是约 0.8 ns、 $1.2 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>、1.053  $\mu$ m 激光  $0^\circ$  入射 CH 平面靶时,等离子体在  $150^\circ$ 、 $140^\circ$ 、 $130^\circ$ 、 $120^\circ$ 、 $110^\circ$ 、 $100^\circ$  六个角度产生的  $3\omega_0/2$  散射光谱。实验在六个角度均观察到了较强的  $3\omega_0/2$  散射。由于六条光纤的收光效率以及与谱仪的耦合效率有较大的差异,六个角度的散射光强很难进行比较。在六个角度均观测到了蓝移峰和红移峰,且蓝移峰的强度要明显弱于红移峰的强度,两峰的强度之比与散射角度没有明显的规律,蓝移峰峰位相对于中心波长的移动与散射角度也没有明显的关系,但是红移峰峰位相对于中心波长的移动与激光散射角有明显的依赖关系,大散射角位置红移较小,散射角变小红移量增大。在星光 II 上我们作了多发实验,限于篇幅这里所列举的仅仅是其中的一发结果,但是结果都是一致的。

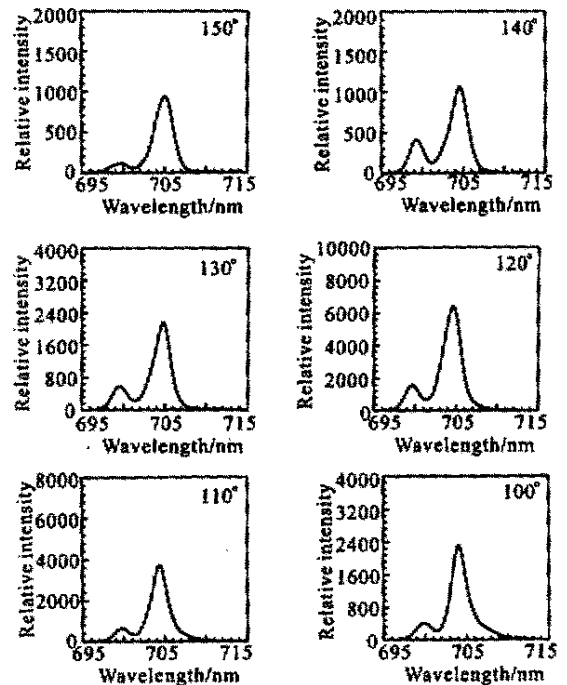


Fig. 4 Typical  $3\omega_0/2$  spectra obtained at six scattering angles in the experiments

### 4 结果的分析与讨论

双等离子体衰变产生的  $\omega_0/2$  与入射光波耦合可以产生  $3\omega_0/2$ 。在临界面附近共振吸收产生的

$2\omega_0$  谐波可以和双等离子体衰变产生的电子等离子体波耦合产生  $5\omega_0/2$  谐波辐射。从临界面来的高次谐波与四分之一临界面产生的  $\omega_0/2$  电子等离子体波耦合可产生高阶  $\omega_0/2$  谐波辐射。各种半整数谐波 ( $\omega_0/2, 3\omega_0/2, 5\omega_0/2, 7\omega_0/2$ ) 涉及到不同的离子声波长, 因此谐波光谱提供了四分之一临界面离子声光谱的信息以及亚临界密度区等离子体状态的信息。

在四分之一临界面强入射光波 ( $\omega_0, \mathbf{k}_0, \lambda_0$ ) 可以共振地衰减为两支电子等离子体波 ( $\omega_{1,2}, \mathbf{k}_{1,2}$ ), 共振条件是

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad (2)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (3)$$

光子和电子等离子体波的色散关系是

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + k_0^2 c^2, \quad (4)$$

$$\omega_{1,2}^2 = \omega_p^2 + 3k_{1,2}^2 V_e^2, \quad (5)$$

$$\text{则 } \omega_{1,2} = \omega_p \left( 1 + \frac{3}{2} k_{1,2}^2 \lambda_D^2 \right), \quad (6)$$

其中等离子体德拜长度

$$\lambda_D = V_e / \omega_p, \quad (7)$$

$\omega_p$  为电子等离子体波的频率,  $c$  和  $V_e$  分别为光束和电子的热速度。由 (6) 式有

$$\omega_p \approx \frac{1}{2} \omega_0 \left[ 1 - \frac{3}{4} (k_1^2 + k_2^2) \lambda_D^2 \right]. \quad (8)$$

因为  $k_{1,2}^2 \lambda_D^2 \ll 1$ ,  $k_1^2 + k_2^2 \geq k_0^2$ , 那么产生双等离子体衰变的最大密度区为

$$\frac{n_e}{n_c} = \left( \frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \approx \frac{1}{4} \left[ 1 - \frac{3}{2} (k_1^2 + k_2^2) \lambda_D^2 \right], \quad (9)$$

$$\left( \frac{n_e}{n_c} \right)_{\max} \approx \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{3}{2} k_0^2 \lambda_D^2 \right). \quad (10)$$

式中的  $n_e, n_c$  分别为等离子体的电子密度和等离子体临界密度。密度范围决定了双等离子体衰变产生的离子声频率

$$\omega_1 \approx \frac{\omega_0}{2} \left[ 1 + \frac{3}{4} (k_1^2 - k_2^2) \lambda_D^2 \right], \quad (11)$$

$$\omega_2 \approx \frac{\omega_0}{2} \left[ 1 - \frac{3}{4} (k_1^2 - k_2^2) \lambda_D^2 \right]. \quad (12)$$

当  $k_1 > k_2$  时 ( $\omega_1, \mathbf{k}_1$ ) 沿入射激光的方向向高密度区运动, 是蓝移声子, 而 ( $\omega_2, \mathbf{k}_2$ ) 沿入射光相反的方向向低密度区运动, 是红移声子。

由共振条件  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ , 如波矢图 5 有

$$\begin{aligned} k_2^2 &= k_0^2 + k_1^2 - 2k_0 k_1 \cos\beta = \\ k_0^2 + k_1^2 - 2k_0 (k_1^2 - k_{1y}^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

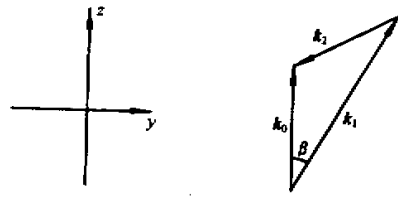


Fig. 5 Wave vector diagrams for two-plasmon decay

在某个区域双等离子体衰变产生的电子等离子体波 ( $\omega_1, \mathbf{k}_1$ ) 与入射光波耦合产生  $3\omega_0/2$ 。合成波矢如图 6 所示。

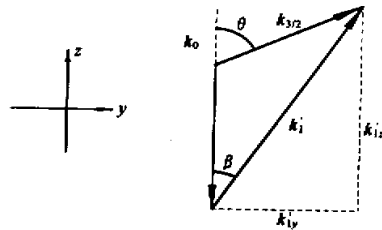


Fig. 6 Wave vector diagrams for the  $3\omega_0/2$  generation in plasma

如果  $3\omega_0/2$  产生的区域不在双等离子体衰变发生的区域, 则波矢  $\mathbf{k}_1$  的数值会发生变化。在一维平面等离子体中, 在  $y$  方向等离子体没有密度梯度, 由色散关系,  $\mathbf{k}_1$  在  $y$  方向的分量不变, 即  $k'_{1y} = k_{1y}$ , 变化的仅仅是  $z$  方向的分量。设  $\theta$  为散射角度, 则

$$k_{1y} = k'_{1y} = k_{3/2} \sin\theta, \quad (14)$$

$$k_2^2 = k_0^2 + k_1^2 - 2k_0 (k_1^2 - k_{3/2}^2 \sin^2\theta)^{1/2},$$

$$\begin{aligned} (k'_1)^2 &= (k_1/\alpha)^2 = k_{3/2}^2 + \\ &k_0^2 \pm 2k_0 k_{3/2} \cos(180^\circ - \theta). \end{aligned} \quad (15)$$

$\alpha$  为常数。在四分之一临界面处

$$k_0 = (3/4)^{1/2} (\omega_0/c), \quad (16)$$

$$k_{3/2} = (8/3)^{1/2} (\omega_0/c). \quad (17)$$

如果  $3\omega_0/2$  产生的区域不在双等离子体衰变发生的区域,  $\omega_1$  的波数  $k_1$  将发生改变, 在  $3\omega_0/2$  产生的区域,  $k_1$  变为  $k'_1$ , 设

$$\left( \frac{k_1}{\alpha} \right)^2 = (k'_1)^2 = k_0^2 \left( \frac{11}{3} \pm 2\sqrt{\frac{8}{3}} \cos\theta \right) \quad (18)$$

$$\text{即 } k_1 = k_0 \alpha \left( \frac{11}{2} \pm 2\sqrt{\frac{8}{3}} \cos\theta \right)^{1/2}, \quad (19)$$

将 (19) 式代入 (13) 式得

$$\begin{aligned} k_1^2 - k_2^2 &= \\ 2k_0^2 \left[ \alpha^2 \left( \frac{11}{3} \pm 2\sqrt{\frac{8}{3}} \cos\theta \right) - \frac{8}{3} \sin^2\theta \right]^{1/2} - k_0^2. \end{aligned} \quad (20)$$

由 (11) 式得

$$\omega_{3/2} = \omega_0 + \omega_1 = \omega_0 + \frac{\omega_0}{2} \left[ 1 + \frac{3}{4} (k_1^2 - k_2^2) \lambda_D^2 \right],$$

$$\frac{\omega_{3/2} - (3/2)\omega_0}{\omega_0} = \frac{3}{2} (k_1^2 - k_2^2) \left( \frac{V_e}{\omega_0} \right)^2,$$

$$\frac{c(\lambda_{3/2} - \Delta\lambda_{3/2}) - c/\lambda_{3/2}}{c/\lambda_L} \approx -\frac{9}{4} \frac{\Delta\lambda_{3/2}}{\lambda_L} = \frac{3}{2} (k_1^2 - k_2^2) \left( \frac{V_e}{\omega_0} \right)^2.$$

$$\Delta\lambda_{3/2}/\lambda_L = \frac{2}{3} \left( \frac{V_e}{\omega_0} \right)^2 k_0^2 \left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \left[ \alpha^2 (11 \pm 4\sqrt{6}\cos\theta) - 8\sin^2\theta \right]^{1/2} \right\}, \quad (21)$$

$$\Delta\lambda_{3/2} = \frac{1}{2} \left( \frac{V_e}{c} \right)^2 \lambda_L \left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \left[ \alpha^2 (11 \pm 4\sqrt{6}\cos\theta) - 8\sin^2\theta \right]^{1/2} \right\}, \quad (22)$$

式中  $\Delta\lambda_{3/2}$  为散射光峰值波长相对于  $3\omega_0/2$  光波长的移动量, 打靶激光波长  $\lambda_L = 1.053 \mu\text{m}$ 。

又  $(V_e/c)^2 = 1.954 \times 10^{-3} T_{\text{keV}}$ ,  $T_{\text{keV}}$  是以 keV 为单位的电子温度。 $\lambda_0 = 1053 \text{ nm}$  取  $\alpha = 1$ , 蓝移量为  $\Delta\lambda_{3/2}(\text{nm}) = 1.029 T_{\text{keV}} [1 - 1.154(1.732 \pm 2.828\cos\theta)]$ ; (23) 同理红移量为

$$\Delta\lambda_{3/2}(\text{nm}) = 1.029 T_{\text{keV}} (3 \pm 2.266\cos\theta). \quad (24)$$

激光产生的等离子体高速向外喷射, 在  $n_c/4$  界面处流体的速度可能非常高, 以致产生多普勒效应, 多普勒效应产生的光谱移动为<sup>[6]</sup>

$$\frac{\Delta\lambda_{3/2}}{\lambda_0} = \frac{3}{2} \frac{V_{\text{exp}}}{c} (\cos\theta - 1), \quad (25)$$

$V_{\text{exp}}$  为等离子体飞散的速率。

用(24)式对实验结果进行拟合可以获得靶区的电子温度, 处理的结果如图7所示。光学多道分析仪的记录系统是光学 CCD, CCD 相机灵敏面各单元对光的量子效率有 10% 左右的差异, 记录到的谱形上有一些毛刺, 数据处理时只能采用光滑的方法去除这些毛刺, 数据的这种处理必然带来一定的误差, 140° 处红移峰离群就是数据处理的误差带来的。我们对图4中的蓝移峰的峰位移动量也进行了处理,

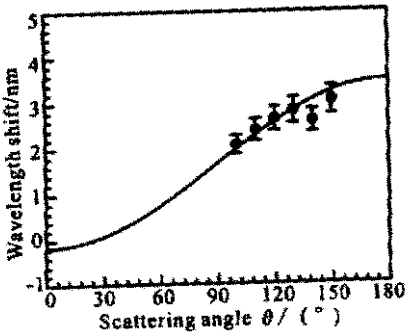


Fig. 7 Red-shift of  $3\omega_0/2$  scattered lights versus scattering angle for CH target irradiated by  $1.053 \mu\text{m}$  laser

数据点相对于(23)式给出的曲线有较大的偏离, 但大致的趋势还是一致的, 实际测量的蓝移量与(23)式给出的结果有较大偏离的原因之一是蓝移光初始的方向是从低密度指向高密度, 然后在其临界密度面处反射, 再出等离子体, 在其临界面上流体运动的多普勒效应对其波长移动的影响具有一定的不确定性。红移光运动的方向是由高密度区指向低密度区, 直接出等离子体, 多普勒效应的影响相对较易确定, 红移量可以用(24)式进行拟合。除了上述原因外, 蓝移光产生的区域相对红移光来说在高密度区, 产生区域有一定的不确定性, 使(19)式中的  $\alpha$  不易确定, 其值大于 1, 很难用(23)式进行拟合。蓝移峰的强度较红移峰的强度弱得多, CCD 相机记录的信号背景噪声对蓝移峰的干扰较红移峰强得多, 信噪比较差, 峰的位置较难精确确定, 增加了峰位波长的判读误差, 从减小误差的角度来说不宜用蓝移峰的波长移动给出等离子体的电子温度。从图4中可以明显看出散射光谱的宽度的变化很有规律, 图8是红移峰宽度与散射角度的关系。

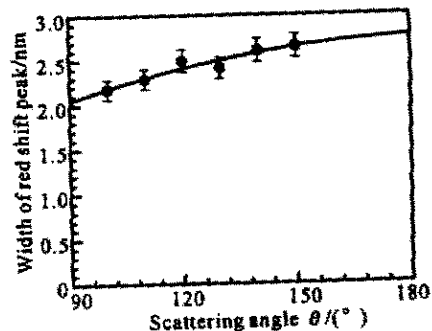


Fig. 8 Width of red-shift peaks of  $3\omega_0/2$  scattered lights versus scattering angle for CH target irradiated by  $1.053 \mu\text{m}$  laser

结论 在星光II激光装置上, 采用列阵透镜使激光空间强度平滑后辐照在靶面上, 创造近似一维的平面等离子体。0.8 ns, 约  $1.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、 $1.053 \mu\text{m}$  激光  $0^\circ$  入射 CH 平面靶时, 在六个散射角度获得了  $3\omega_0/2$

散射光谱。实验的结果表明  $3\omega_0/2$  散射光谱的红移峰相对中心波长的移动量与散射角有较强的依赖关系。散射角度越大,红移量越大,红移峰宽度也越大。结合线性理论给出的红移量公式对实验数据拟合,并考虑多普勒效应,得到 CH 等离子体晕区的电子温度是 0.55 keV。以上测量为时间积分的测量。数值模拟的结果表明激光产生的等离子体的电子温度是随时间变化的,那么  $3\omega_0/2$  散射光谱的峰位也会随时间变化,准确测量等离子体的电子温度需要时间分辨光谱的测量。本文给出的电子温度是时间平均的电子温度。散射光谱的实验误差在 0.05 nm,强度为相对测量,各角度的散射光强度只有相对的意义。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Meyer J. Mode coupling of the two-plasmon decay instability to ion-acoustic waves and the effect on  $(3/2)$ -harmonic emission. *Phys. Fluids*, 1992, **B4**( 9 ):2934 ~ 2941
- [ 2 ] Karttunen S J. Spectral analysis of half harmonics emission from laser-plasmas. *Laser & Particle Beams*, 1985, **3**( 2 ):157 ~ 172
- [ 3 ] Berger R L, Powers L V. Emission of light at half-integer harmonics of the laser frequency. *Phys. Fluids*, 1985, **28**( 9 ):2895 ~ 2909
- [ 4 ] Gabl E F, Berger R L, Busch G E *et al.*. Evidence for the modification of half-harmonics spectral shifts by plasma flow. *Phys. Fluids*, 1989, **B1**( 9 ):1850 ~ 1854
- [ 5 ] Powers L V, Berger R L. Kinetic theory of two-plasmon decay. *Phys. Fluids*, 1984, **27**( 9 ):242 ~ 246
- [ 6 ] Amiranoff F, Briand F, Labaune C. Three-halves harmonics measurements on 0.53  $\mu\text{m}$  laser produced plasmas. *Physics of Fluids*, 1987, **30**( 7 ):2221 ~ 2225
- [ 7 ] Seak W, Afeyan B B, Boni R *et al.*. Diagnostic value of odd-integer half-harmonic emission from laser-produced plasma. *Phys. Fluids*, 1985, **28**( 9 ):2570 ~ 2579
- [ 8 ] Villeneuve D M, Baldis H A, Walsh C J. The produced of  $(3/2)\omega_0$  light by the two-plasmon decay instability. *Phys. Fluids*, 1985, **28**( 5 ):1454 ~ 1459
- [ 9 ] Turner R E, Phillion D W, Lasinski B F *et al.*. Half-and three-halves harmonic measurements from laser-produced plasmas. *Phys. Fluids*, 1984, **27**( 2 ):511 ~ 515
- [ 10 ] Yong P E. Correlation between backscattered  $3\omega_0/2$  emission and stimulated Brillouin scattered light in laser-produced plasmas. *Phys. Fluids*, 1993, **B5**( 7 ):2265 ~ 2270
- [ 11 ] Yong P E, Baldis H A, Remington B A *et al.*. Three-halves harmonic emission from two-color experiments. *Phys. Fluids*, 1990, **B2**( 6 ):1228 ~ 1232
- [ 12 ] Yong P E, Moody J D, Rozmus W. Angular dependence of  $3\omega_0/2$  spectra from laser-produced plasmas. In: *Inertial Fusion Sciences and Applications 99*. Louis-Jean ( France ): Elsevier SAS Press, 1999. 363 ~ 365

## Angular Dependence of $3\omega_0/2$ Emission from Laser-Produced CH Plasmas

Liu Shenye Jiang Xiaohua Ten Hao Ding Yongkun Ding Yaonan Yuan Xiaodong  
Zhang Jianbo Zhang Haiying Zheng Zhijian

( Laboratory of High Temperature and Density Plasma Physics, Laser Fusion Research Center,  
The Chinese Academy of Engineering and Physics, Mianyang 621900 )

( Received 26 February 2001 ; revised 29 April 2001 )

**Abstract :** A multiply-angle spectra-resolved system was developed. The diagnostic can be used to measure scattered lights at six different observation angles from laser-produced plasmas simultaneously. This diagnostic consists of spectrometer, an array of 6 fibers, and light collectors. The  $3\omega_0/2$  harmonic spectra were measured. The comparison between the observed spectra and a linear theory shows that the electron temperature in the corona of CH plasma produced by 1.053  $\mu\text{m}$  laser is about 0.55 keV.

**Key words :** laser-produced plasma ; scattering light spectra ; two-plasmon decay ; electron temperature