

激光平面靶 $3\omega_0/2$ 谐波空间精细结构的 时间和光谱特性

林尊琪 谭维翰 顾 敏 梅 广

潘成明 余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1985年6月27日收到

提 要

我们从实验上观察到 $3\omega_0/2$ 谐波沿 90° 辐射精细结构,并从运动细丝底部附近 $n_c/4$ 处辐射 $3\omega_0/2$ 谐波来解释 $3\omega_0/2$ 谐波细丝结构的存在;从运动的细丝底部对 TPD 带来的 Doppler 修正解释 $3\omega_0/2$ 谐波的双峰结构以及红强蓝弱的特点,数量上对红移、蓝移的估算与实验大体相符。用宽带激光打靶,由于靶面照明均匀及宽频带作用,细丝不易形成,对抑制 TPD 产生的超热电子可能是有益的。

一、引 言

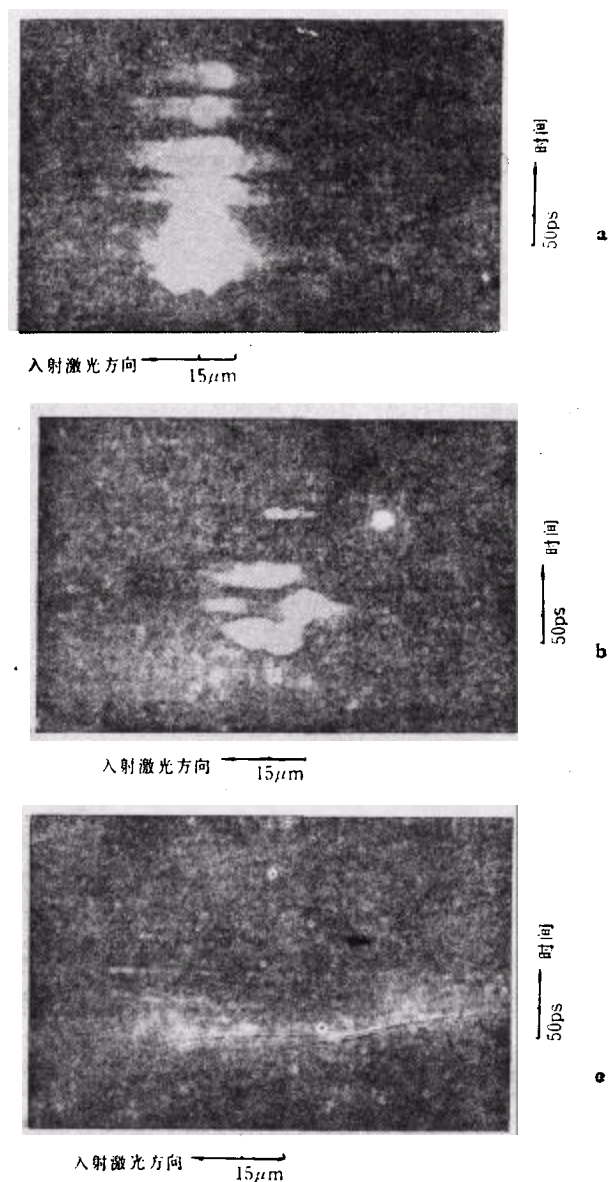
入射激光在等离子体 $1/4$ 临界密度面满足频率和波矢匹配条件时,产生双等离子体衰变 (TPD),造成两个由热修正决定、具有频率差 δ 的等离子体 ($\omega_0/2 \pm \delta$)。其中一个再与入射激光光子非线性耦合产生 $3\omega_0/2$ 谐波辐射^[1]。由三个 $\left(\frac{\omega_0}{2} \pm \delta\right)$ 等离子体非线性复合转换也有可能,但阈值较高。由于双等离子体衰变过程会产生大量超热电子^[2],预热靶心,不利于聚变等离子体的压缩,近年来对 $3\omega_0/2$ 谐波辐射研究愈来愈重视,已做了大量工作^[1-9]。

然而 $3\omega_0/2$ 谐波辐射时间、空间和光谱的微观结构十分复杂。过去用显微照相方法发现侧向 $3\omega_0/2$ 谐波沿激光方向存在狭长的细丝结构^[7]。在时间分辨谱中也有明显的时间及光谱脉冲调制结构,这些均未找到确切的解释^[8]。在确定预脉冲实验条件下,也发现时间脉冲结构的光谱红移和蓝移具有微小时间差异的现象^[9]。总之,揭示冕区 $3\omega_0/2$ 发射局部空间的相互作用机制及产生 $3\omega_0/2$ 的条件,为从根本上抑制双等离子体衰变过程,减小冕区热电子发射做出努力是必要的。

本文报道从实验上观察到具有高时间分辨 ($\sim 10\text{ps}$) 及光谱分辨 ($\sim 6\text{\AA}$) 的 $3\omega_0/2$ 谐波的细丝结构;然后比较不同偏振光入射到激光靶面和在宽频带激光入射 (约 $30\text{\AA}$) 和窄频带入射 (约 $0.2\text{\AA}$) 情况下 $3\omega_0/2$ 谐波辐射的行为。

二、实 验

实验是在本所六路实验室进行的。六路激光的一路辐照在 Al, CH₂ 和 Ta 平面靶上, 激光靶面辐照强度为 3.3×10^{13} 到 $2 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, 由调整激光放大器增益实现。相应激光输入能量为 2—12J, 脉宽约为 250ps。打靶透镜为 $f/2$ 非球面镜。与以前绝大多数实



- (a) 实验编号 107, 窄带打 Ta 靶, 入射角 10° , 能量 8.3J
 (b) 实验编号 124, 窄带打 Al 靶, 入射角 20° , 能量 8.1J
 (c) 实验编号 113, 宽带打 Ta 靶, 入射角 10° , 能量 3.6J

图 1 $3\omega_0/2$ 细丝空间、时间分辨的侧面图

实验室研究 $3\omega_0/2$ 谐波实验方法不同, $f/3.5$ 的显微物镜放在与激光轴成 90° 的方位. 从这一方位观察, 在一定阈值条件下则会出现沿激光轴的 $3\omega_0/2$ 辐射的分立细丝结构^[7]. 将一条狭长细丝的局部范围成像到可见光条纹相机狭缝上, 则可观察单个细丝(实际上是长条窗口纵深方向若干细丝总和)沿激光入射空间方向的时间发展过程. 显微光学系统放大倍率为 19. S-20 阴极条纹相机时间分辨率为 10ps, 狭缝宽为 $30\mu\text{m}$, 长为 3.4mm, 相应于取样窗口尺寸约为 $1.6\mu\text{m} \times 180\mu\text{m}$. 显微物镜与条纹相机之间安置中心波长为 $7100\text{\AA}$ 带宽为 $150\text{\AA}$ 的干涉滤光片, 与 $3\omega_0/2$ 谐波辐射中心波长 $7093\text{\AA}$ 相匹配, 滤片通带以外光的衰减率为 10^4 , 可较好地除去等离子体发光和其它杂散光.

实验时应使平面靶法线向探测系统光轴偏转 10° — 20° . 如果偏角过小, 靶面电子密度梯度分布将使出射的 $3\omega_0/2$ 光折射出显微物镜收集立体角而得不到信号. 由条纹相机使用情况估算, 正常情况下侧面接收到的 $3\omega_0/2$ 信号比后向散射信号要小一到两个数量级.

接收到的单个细丝侧面空间、时间分辨的典型照片示于图 1(a), (b), (c), 它们分别对应于靶面法线偏角约为 10° , 20° (窄带激光入射) 及 10° (宽带激光入射). 照片中激光是从右方照射靶面的, 时间扫描方向为自下而上, 分析图 1(a) 可以发现, $3\omega_0/2$ 辐射强区宏观上以大约 $6 \times 10^6\text{cm/s}$ 的速度向激光方向推进. 强区距靶面约为 50 到 $80\mu\text{m}$, 有关强区产生的分析, 连同若干打靶中发现沿空间方向产生有规则强度调制的现象将另文讨论.

图 1 中另外一个有意义的现象是 $3\omega_0/2$ 辐射沿时间的强烈调制. 可以看到, 沿取样细丝 100 到 $170\mu\text{m}$ 长的尺度内的 $3\omega_0/2$ 辐射, 从激发到淬灭只存在约 20ps 极短的时间, 此后再开始下一个脉冲过程. 根据冕区密度测量的一般结果^[10], 如果没有成象畸变, 有理由认为细丝开始形成并产生 $3\omega_0/2$ 辐射时背景最低电子密度可达 $0.1n_c$ 或更低.

实验发现: $3\omega_0/2$ 辐射强区的出现总是伴随着大尺度空间细丝的时间调制. 当激光

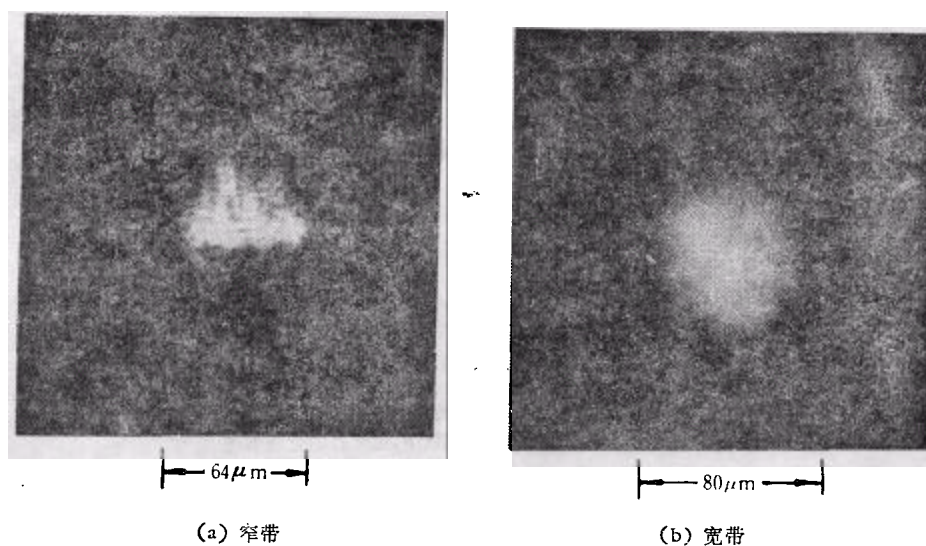


图 2

辐射强度弱时,首先出现不是强区,而是短时间脉冲发射的空间细丝. 在窄带(约 $0.2 \text{ \AA}$) 激光打靶时, $3\omega_0/2$ 辐射的阈值在 $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; 然而在使用宽带(约 $30 \text{ \AA}$) 激光打靶时,即便激光靶面功率提高五倍,通常也很难捕捉到 $3\omega_0/2$ 辐射信号. 图 1(c) 为宽带打靶的实验结果,照片中不存在 $3\omega_0/2$ 辐射的强区.

图 2(a), (b) 为窄带和宽带激光靶面功率密度分布轮廓,显然在窄带情况存在严重的强度分布小尺度调制. 这种小尺度的强度调制也许是引起小尺度自聚焦形成细丝并在丝内部造成 $3\omega_0/2$ 辐射的根本原因.

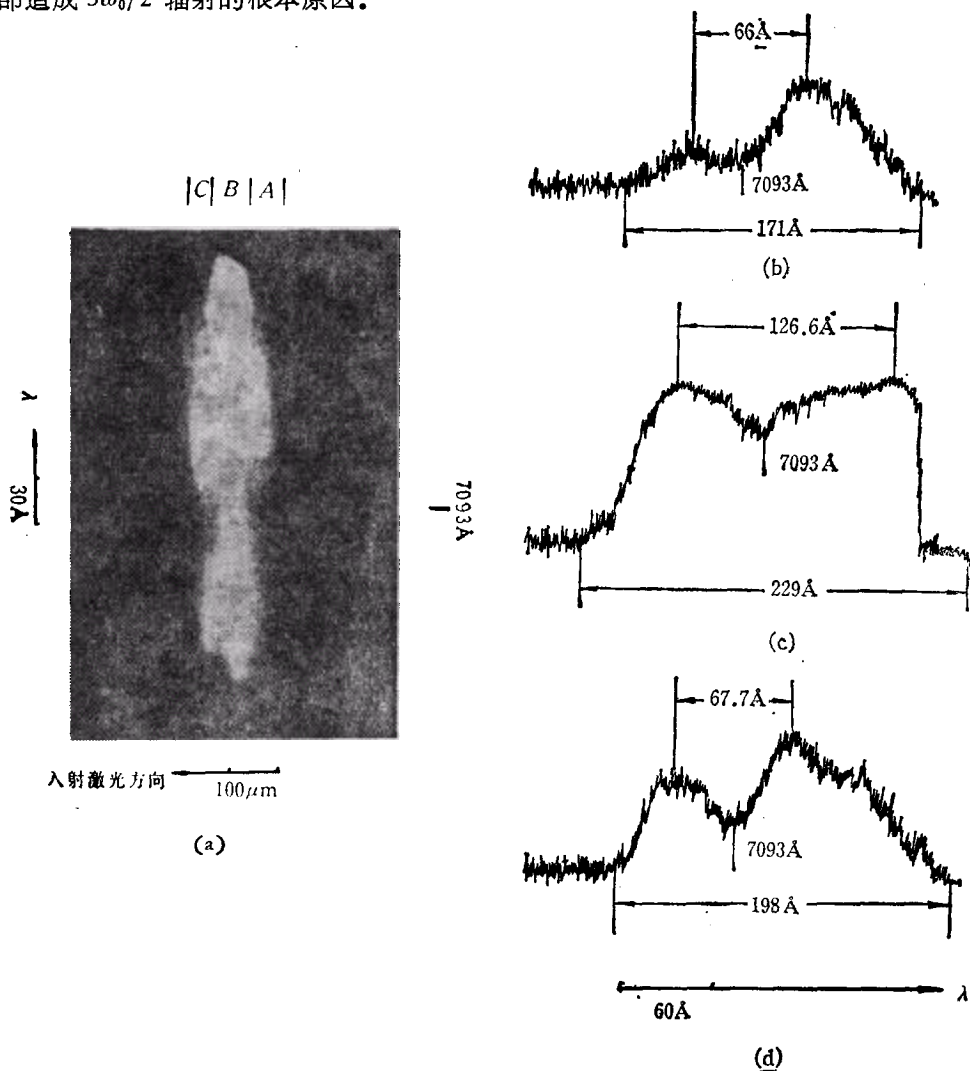


图 3

(a) 为 $3\omega_0/2$ 空间、光谱分辨照片, 实验编号 161, 窄带打 Ta 靶, 入射角 20° , 能量 10.7 J ;

(b), (c), (d) 分别为 (a) 中宽区 A, 强区 B, 宽区 C 的光谱描述

当靶面法线与激光辐射成 20° 夹角时, 分别使用 P 偏振和 S 偏振来辐照靶, 没有发现两种偏振分量入射的时空分辨图象有明显差别.

进一步实验是沿空间细丝方向做时间积分的空间光谱分辨. 由于侧向 $3\omega_0/2$ 辐射非

常弱,我们把光谱仪狭缝调宽到 $200\mu\text{m}$, 相应于靶侧向取样窗口尺寸为 $10\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$. 为获得整个 $3\omega_0/2$ 细丝光谱发射结构, 需进一步增强光谱强度. 在谱仪后采用 S-20 阴极的象增强器, 使光谱强度放大约 200 倍. 获得的典型空间、分辨光谱示于图 3(a). 图中激光自右方入射, 光谱红移方向向上. 图 3(b), (c), (d) 分别为图 3(a) 中的低密度冕区 A, $3\omega_0/2$ 强区 B, 以及高密度冕区 C 等不同部位的光谱描述. 可以发现, 在低密度冕区, 细丝发射的 $3\omega_0/2$ 辐射有较强的红移峰, 蓝移很弱, 有时甚至没有蓝移峰. 在强区, 红移和蓝移都较强, 而且宏观双峰光谱的两个峰之间的间隔几乎为低密度区的一倍. 在高密度区, $3\omega_0/2$ 辐射减弱, 但红移和蓝移强度相当, 宏观双峰光谱的两个峰之间的间隔减小到近似于低密度情况的间距.

三、讨 论

1. 从图 1(a), 可见, $3\omega_0/2$ 谐波辐射区位于距靶面沿入射激光方向 150 到 $170\mu\text{m}$ 的大尺度范围内, 在 $\sim 20\text{ps}$ 的极短时间内准同时激发; 而这个现象带有强烈的不稳定激发和衰变的特征. 这种大尺度、准同时发射不应该由于小范围 $3\omega_0/2$ 辐射经冕区等离子体折射畸变造成^[13]; 原因之一是我们使用短激光脉冲, 绝大部分冕区等离子体对 $3\omega_0/2$ 波长呈光学薄的状态^[10], 原因之二是图 1(a) 中从开始到结束所有的 $3\omega_0/2$ 脉冲具有相似的形态, 不受冕区密度轮廓向靶外推进的影响. 此外, 在若干实验中发现 $3\omega_0/2$ 脉冲辐射沿细丝空间方向存在有规则的强度调制, 这也是不能用简单的折射畸变来解释的. 这些实验事实都说明, $3\omega_0/2$ 辐射确实在低密度等离子体背景中以短时间脉冲的方式出现. 如果 TPD 过程只在 $n_c/4$ 产生的基本认识不变, 那么在不稳定^[9]细丝形成、发展的过程中, 在低于 $n_c/4$ 面的背景中冲击新的 $n_c/4$ 面(位于运动细丝的底部附近)则可能是激发 TPD 造成 $3\omega_0/2$ 发射的根本原因, 这就在一定程度上又为不稳定细丝的存在提供了新的实验证据.

2. 已有若干文献[5, 11]涉及到 $3\omega_0/2$ 谐波在处于平衡状态的细丝壁上的 $n_c/4$ 面被激发时的光谱特征, 建立了以热修正为基础解释 $3\omega_0/2$ 谐波发射的数学模型. 这些模型遇到的困难是不能解释低密度等离子体在冕区中 $3\omega_0/2$ 发射现象. 此外, 只考虑热修正时由文献[2]计算出 $3\omega_0/2$ 谱宏观红移和蓝移峰与 $3\omega_0/2$ 中心位置的波长间隔分别为

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_R &= -\frac{1}{2}\left(\frac{v_e}{c}\right)^2\lambda_L\left(1 - \frac{4\sqrt{2}}{3}\cos\theta\right), \\ \Delta\lambda_B &= -\frac{1}{2}\left(\frac{v_e}{c}\right)^2\lambda_L\left(1 + \frac{4\sqrt{2}}{3}\cos\theta\right),\end{aligned}\quad (1)$$

其中 λ_L 为入射激光波长, θ 为 $3\omega_0/2$ 谐波波矢与入射激光方向的夹角, v_e 为电子热运动速度, $v_e = 4.19 \times 10^7 T_e^{1/2} \text{cm/s}$, 如取 $T_e = 500\text{eV}$, $\theta = 90^\circ$, 则得 $\Delta\lambda_R = \Delta\lambda_B = -9.82 \times 10^{-4} \lambda_L \simeq -5 \text{\AA}$. 这个修正与图 3(a) 的红移 $70 \text{\AA}$, 蓝移 $50 \text{\AA}$, 全宽分别为 $100 \text{\AA}$, $80 \text{\AA}$ 相比, 显然是太小了, 而且没有双峰结构, 这与实验不符. 由文献[1] 计算给出 $\Delta\lambda_R = \Delta\lambda_B = 0$, 也同样与实验不符. 看来为了解释在 $\theta = 90^\circ$ 方向观察到 $3\omega_0/2$ 谐

波红移、蓝移双峰结构除了要考虑 $\propto \left(\frac{v_c}{c}\right)^2$ 的热修正外,还有必要考虑由于细丝底部运动带来的 Doppler 修正 $\Delta\lambda \propto \left(\frac{v_E}{c}\right)$, 这里 v_E 为细丝中 $3\omega_0/2$ 辐射源运动速度在观察方向的分量。在细丝形成时,由于有质动力的作用,细丝底部以速度 v 向靶面推进(见图 4),

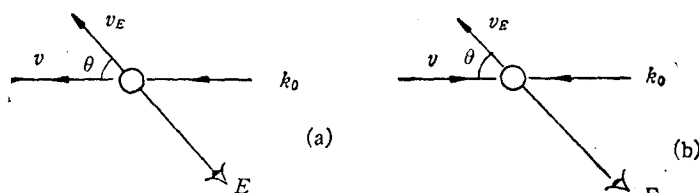


图 4

v 为产生 TPD 的局部等离子体运动速度; v_E 为细丝底部运动速度在观察方向的分量; k_0 为入射激光波矢; E 为观察方位。

在相对于运动等离子体为静止的坐标系中,双等离子体衰变能量方程为

$$\omega_1 + \omega_2 = \frac{\omega_0 - \frac{v}{c}\omega_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \quad (2)$$

这样便得出

$$\omega_{3/2} = \frac{3\omega_0}{2} \left(1 - \frac{v}{c}\right) + \frac{3}{8} \omega_0 \lambda_D^2 (k_1^2 - k_2^2). \quad (3)$$

在相对于实验室为静止的坐标系,上式加上修正 $(1 - v_E/c)/\sqrt{1 - (v_E/c)^2}$, 则有

$$\omega_{3/2}^R = \frac{3\omega_0}{2} \cdot \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \cdot \frac{1 - v_E/c}{\sqrt{1 - (v_E/c)^2}} + \frac{3}{8} \omega_0 \lambda_D^2 (k_1^2 - k_2^2), \quad (4)$$

$$\Delta\lambda_{3/2}^R \simeq \lambda_{3/2} ((v/c) + v_E/c) - \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{c}\right)^2 \lambda_L \left(1 - \frac{4\sqrt{2} \cos\theta}{\sqrt{3}}\right). \quad (5)$$

对于细丝崩塌情形,同样可导出

$$\Delta\lambda_{3/2}^R \simeq \lambda_{3/2} (-(v/c) + v_E/c) - \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{c}\right)^2 \lambda_L \left(1 + \frac{4\sqrt{2} \cos\theta}{\sqrt{3}}\right). \quad (6)$$

故细丝形成产生 Doppler 红移,而细丝崩塌产生 Doppler 蓝移。由图 3(a) 的红移 $70 \text{ \AA}$, 蓝移 $50 \text{ \AA}$ 可估算出细丝形成、崩塌的速度分别为 $3 \times 10^8 \text{ cm/s}$, $2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 。这与有质动力产生的向内推进的速度 $4.2 \times 10^8 \text{ cm/s}^{[14]}$ 大致相符,至于加宽则是 (5), (6) 式中电子热运动产生的 Doppler 加宽。除了热修正、Doppler 频移、加宽外,也还有另一些因素,需要加以考虑。

3. 实验观察到 $\theta = 90^\circ$, $3\omega_0/2$ 谐波有可能起因于细丝漏光,即 $3\omega_0/2$ 谐波在细丝通道传布时不完全束缚在细丝壁内,受到侧向散射造成漏光,这种 $3\omega_0/2$ 散射光应携带有细丝通道中 Doppler 频移信息及热修正加宽的全部信息,从而导致 $3\omega_0/2$ 谐波谱的双峰结构。由不稳细丝的 Doppler 频移出发,在图 3(a) 的低密度冕区 A, 细丝开始形成

时, $3\omega_0/2$ 辐射较强, 细丝壁散射表现为红移. 但在细丝崩塌过程中, 又重新回到这一区域时, 由于壁热运动扩散, 束缚的激光强度减弱, $3\omega_0/2$ 强度显著减弱, 即造成蓝移减弱或几乎消失, 这一推论是与实验结果相符的. 在图 3(a) 所示强区 B 和高密度区 C, 显然蓝移变弱现象应不明显, 这也与光谱实验结果相符.

作者向参加本工作的吴同洋、毕无忌、谢梓铭、何兴法、施阿英、章辉煌等同志和六路实验室全体工作人员表示感谢.

参 考 文 献

- [1] C. S. Lin, Marshall N. Rosenbluth, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 967;
A. L. Avrov *et al.*, *Sov. Phys. JETP*, **45**(1977), 507;
V. Yu Bychenkov, *Sov. J. Plasma Phys.*, **2**(1977), 457.
- [2] N. A. Ebrahim, H. A. Baldis, C. Joshi and R. Benesch, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1179.
- [3] H. Figueroa, C. Joshi, H. Azechi, N. A. Ebrahim, Kent Estabrook, *Phys. Fluids*, **27**(1984), 1887.
- [4] E. McGoldrick, S. M. L. Sim, R. E. Turner and O. Willi, *Opt. Commun.*, **50**(1984), 107.
- [5] R. W. Short, W. Seka, K. Tanaka and E. A. Williams, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1496.
- [6] V. Yu Bychenkov, A. A. Zozulja, V. P. Silin, V. T. Tikhonchuk, *Beitr. Plasma Phys.*, **23**(1983), 331.
- [7] Zunqi Lin, O. Willi and P. T. Rumsby, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **14**(1981), L35; M. J. Herbst *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 328.
- [8] P. D. Carter, S. M. L. Sim, H. C. Barr and R. G. Evans, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 1407.
- [9] Zunqi Lin, *Opt. Commun.*, **42**(1982), 351.
- [10] A. Raven and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.*, **43** (1979), 278;
R. Sigel, *Phil. Trans. R. Soc., Lond.*, **A298** (1980), 407.
- [11] A. B. Langdon and B. F. Lasinski, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 934;
H. A. Baldis and P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1260.
- [12] H. C. Barz, Rutherford Laboratory Report. RL-79-036. Sec 8. 3. 3(1979).
- [13] M. Z. Herbst, I. A. Stamper, R. R. Whitlock, R. H. Lehmberg and R. H. Ripin, NRL Memorandum Report, 443 (1981).
- [14] 谭维翰等, 激光等离子体 $\frac{3}{2}\omega_0$ 谐波的时空分辨与密度轮廓分布, 待发表.

TEMPORAL AND SPECTRAL FEATURE OF THE $3(\omega_0)/2$ SPATIALLY FINE STRUCTURES IN LASER IRRADIATED PLANAR TARGETS

LIN ZUN-QI TAN WEI-HAN GU MIN MEI GUANG

PAN CHENG-MING YU WEN-YAN DENG XI-MING

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Both temporally and Spectrally resolved fine structures of 90° lateral $\frac{3}{2}\omega_0$ harmonic emission were experimentally observed. The existence of $\frac{3}{2}\omega_0$ harmonic filaments is attributed to the $\frac{3}{2}\omega_0$ harmonic radiation emitted from neighborhood of the bottom of moving filament, about $n_c/4$ away from it. The double hump structure with intense red hump of laterally emitted $\frac{3}{2}\omega_0$ spectrum can also be explained by Doppler correction besides the thermal correction due to fast moving TPD process occurring in the unstable filaments. Estimation of both red and blue shifts using our simple model is well consistent with experimental results. Experiments showed that the $\frac{3}{2}\omega_0$ emission was obviously suppressed by using broad band laser owing to more uniform illumination on the target surface and broad band effect. These may be promising for superhot electron suppression.