

由激光等离子体细丝引起的二次 谐波侧向空间分辨谱*

顾 敏 谭维翰 林尊琪 陈文华

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文从实验上,用窄频带和宽频带激光,在无预脉冲和有预脉冲两种情况下,辐照平面 Al 靶。在垂直入射激光方向观察到高光谱分辨($\sim 0.2 \text{ \AA}$)和空间分辨($\sim 2 \mu\text{m}$)的二次谐波空间分辨谱。通过分析各种现象,基本上证明了在垂直入射激光方向的二次谐波辐射是由激光与等离子体细丝相互作用所引起的,而不是由平面波与等离子体相互作用引起的,理论和实验基本一致。

关键词: 激光等离子体;二次谐波。

一、引 言

激光等离子体二次谐波辐射有线性转换和参量衰变两种机制^[1~11]。建立在 P 偏振斜入射平面波与有一线性密度梯度等离子体相互作用基础上的线性转换理论告诉我们^[2,4,12]:二次谐波主要在入射光的镜向反射方向辐射。在垂直入射情况下,因为共振吸收很小,由此产生的二次谐波线性转换很弱。然而,文献[13]发现,对垂直入射情况,在垂直于入射光方向观察到二次谐波,沿入射光方向有长为 $125 \mu\text{m}$ 的细丝结构。对小角度($\sim 10^\circ$)或 S 偏振入射情况,我们在垂直于入射光的方向,观察到足够强的二次谐波时间分辨谱^[10],和拍到丝状二次谐波的时、空分辨结构^[11]。这些丝状结构沿入射光方向伸展至 $180 \mu\text{m}$,接近等离子体细丝长度^[14]。这些现象均是平面波相互作用理论难以解释的。

本文首先简述前文[12]激光等离子体细丝二次谐波的主要特点,进而在实验中用宽频带和窄频带激光,在有预脉冲和无预脉冲两种情况下,近乎垂直辐照平面 Al 靶。在垂直入射光方向观察二次谐波的空间分辨谱;同时检测靶面二次谐波发射的时、空分辨结构。从空间分辨谱发现二次谐波辐射从临界面一直伸展至离靶面 $180 \mu\text{m}$,在这样长的发光区内,光谱没有红移。并且,二次谐波谱分布与入射光的偏振无关,经过比较两种带宽激光打靶的实验结果,基本上证明了激光等离子体细丝二次谐波辐射的新机制,实验结果与理论较好地相一致。

二、激光等离子体细丝二次谐波理论

如果激光沿 z 方向入射,激光等离子体细丝在 z 方向(轴向)有一线性密度梯度,在 r 方

收稿日期: 1987年7月10日;收到修改稿日期: 1987年10月17日

* 本课题得到中国科学院自然科学基金的资助。

向(径向或侧向)也有一个密度分布(见图 1)。在这种情况下,基波 E_{1r} (E_{1r} 是基波在 r 方向的投影分量)在径向共振点 $r=r_0$ 有一局域强场产生^[10],称为径向隧道效应,由此产生的二次谐波的线性转换有如下特点^[10]:

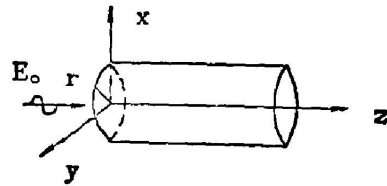


Fig. 1

(1) 如果基波是对于 z 轴是对称分布的,则二次谐波在 z 方向的辐射为零,但在垂直入射光方向有较强的辐射。

(2) 如果基波对于 z 轴不是对称分布的,则在 z 方向和垂直于入射光方向均有二次谐波辐射。一般来说,侧向辐射较强; z 方向的辐射强度取决于基波的对称性,对称性愈好, $2\omega_0$ 谐波的辐射强度愈弱。

(3) 侧向二次谐波有较长的发光区,从沿 z 方向的临界面开始可一直向外伸展,其长度应与等离子体细丝长度同量级。

(4) 因为二次谐波由线性转移而产生,故二次谐波谱没有红移。

三、实验装置和实验结果

1. 实验装置

实验是在上海光机所六路激光系统上完成的。以前的实验表明^[15,10],由于窄带激光照明不均匀,易产生等离子体细丝;而宽带激光照明均匀,不易产生细丝结构。因此,用窄带激光和宽带激光打靶,可以比较等离子体细丝对二次谐波辐射的影响。宽带激光为 30 \AA ,而窄带激光为 0.2 \AA 。宽带和窄带激光每次打靶的能量在 $0.4 \sim 10 \text{ J}$,光脉冲宽度均为 250 ps ,故靶面功率密度为 $0.3 \sim 8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。

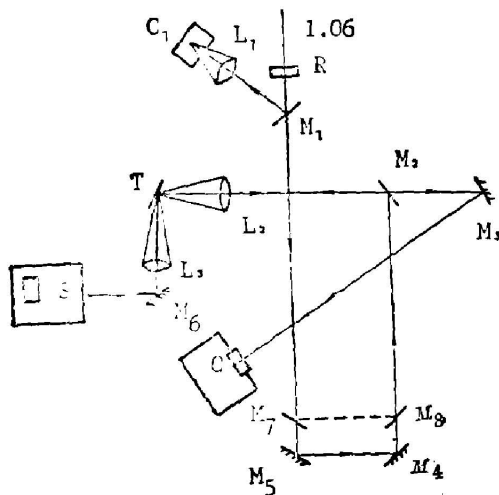


Fig. 2

实验的光路布置见图 2 所示, M_2 、 O_1 、 L_{11} 为测定入射激光能量的取样镜、能量卡计和聚光镜。入射激光(宽带和窄带)经过旋光片 R 后右旋或左旋 45° 变成 P 或 S 偏振光(即水平或垂直偏振光)。在光路中插入对 $1.06 \mu\text{m}$ 部分反射片 M_7 、 M_8 则可以在主脉冲前形成一个能量为主脉冲的 0.1% 的预脉冲,预脉冲比主脉

冲提前 1.5 ns 。入射光经 $f/2$ 非球面透镜 L_2 后,以 3° 的入射角聚焦到平面 $A1$ 靶上,产生二次谐波。

光谱仪 S 位于与入射光成 90° 的方向,对 $0.53 \mu\text{m}$ 的色散率 16 \AA/mm 。为了测得二次谐波沿垂直入射光方向的空间分辨谱,谱仪狭缝是水平放置的,缝宽为 $100 \mu\text{m}$,长度为 6 mm 。显微物镜 L_3 ($f=100 \text{ mm}$) 与 $0.53 \mu\text{m}$ 全反镜 M_6 构成一个成像系统,造成靶侧面沿入射激光方向 $5 \mu\text{m} \times 280 \mu\text{m}$ 的取样窗口精确成像于光谱仪狭缝上,从而获得由等离子

体细丝产生的二次谐波的空间分辨率,其空间分辨率为 $2\mu\text{m}$,光谱分辨率为 0.2\AA 。条纹相机 C 用来获得靶后向二次谐波时、空分辨结构散射信号。

2. 实验结果

二次谐波的空间分辨谱均用 Ne 线定标。照片中细直谱线为 Ne 定标线,最靠近二次谐波谱的那根 Ne 线的波长为 5330.78\AA ; C 点为临界面位置。仔细分析图 3~图 7 后,有如下主要特点:

(1) 无预脉冲情况

a. 由图 3 可以发现,二次谐波空间分辨谱与入射光偏振基本无关。

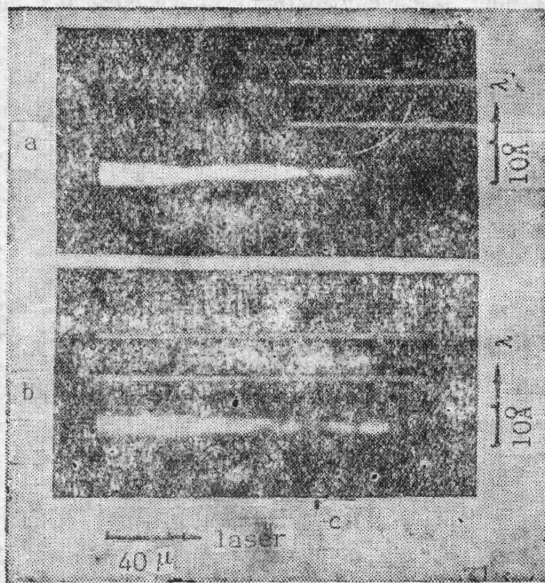


Fig. 3

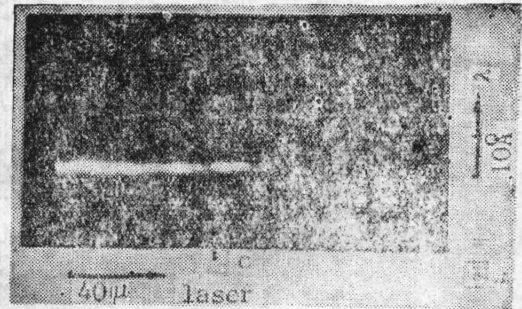


Fig. 4

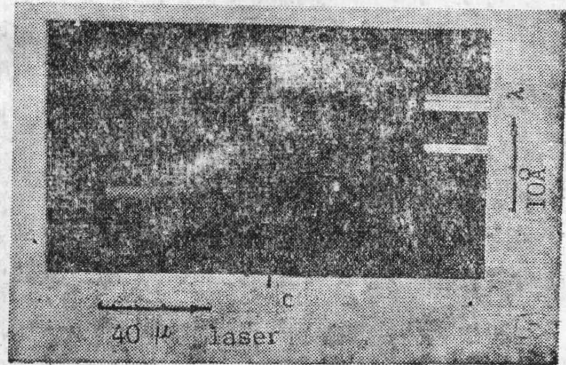


Fig. 5

b. 当入射能量较小时,在谱仪探测范围内,二次谐波的发光长度约 $30\sim 40\mu\text{m}$ (图 5),而且,从离临界面 $60\mu\text{m}$ 处向外伸展,越接近临界面,发光越弱,光谱也越窄。在中等能量时(图 4),二次谐波的发光长度增大至 $120\mu\text{m}$,而且,伸展到临界面,并且在临界面内也有二次谐波的发光区。产生这个现象的原因可能是 Al 平面靶向光谱仪偏一小角度 ($\sim 3^\circ$),二次谐波经临界面反射后,在临界面内形成一个虚发光像。如果在垂直于入射光方向观察二次谐波,则在临界面外面是实发光区,而在临界面内是虚发光区。当入射激光能量进一步增大时,发光长度增长达 $180\mu\text{m}$ (图 3)。

c. 在二次谐波的整个发光区内,光谱中心位置没有红移。谱的加宽在临界面附近是 5.6\AA ,而在远离临界面区,谱加宽为 7.2\AA 。

d. 对窄带激光打靶(图 3~5),即使在低能量情况,在垂直入射光方向和后向,都有二次谐波辐射。而在宽带激光打靶时,在垂直入射光方向二次谐波很弱,沿入射激光方向有 $90\mu\text{m}$

长的发光区。光谱中心没有红移,加宽为 10 \AA (图 6)。

(2) 预脉冲情况

在窄带激光辐照 Al 平面时,在垂直于入射激光方向仍观察到强的二次谐波辐射,沿激光方向的发光长度大于 $120 \mu\text{m}$ (图 7)。光谱中心位置没有红移,谱加宽约 4.8 \AA 。而在宽带激光打靶时,当能量大于 10 J ($8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) 时,才在侧向观察到很弱的二次谐波辐射。把图 7 与图 3~5 比较,发现有下列不同之处:

a. 在临界面附近,二次谐波很强。

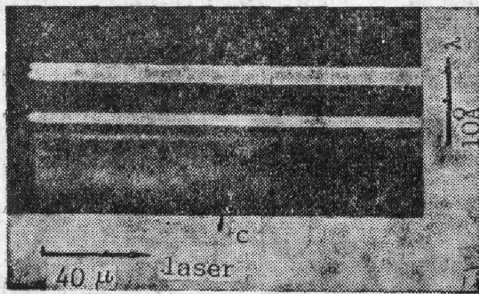


Fig. 6

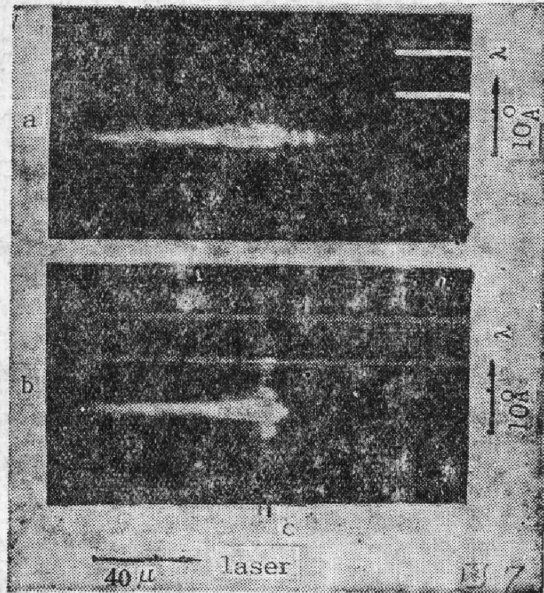


Fig. 7

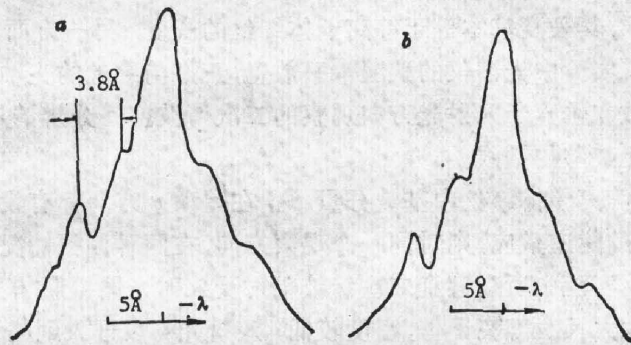


Fig. 8

b. 在临界面附近,沿入射光方向,二次谐波谱有空间调制条纹。条纹间隔约 $8 \mu\text{m}$ (图 7a)。

c. 由图 7b, 以及图 8 的光谱描述表明,在临界面附近,除无红移的谱外,还有对称分布的红移和兰移峰。峰与峰之间的波长差为 3.8 \AA 。

四、讨 论

上面在垂直入射光方向所观察到的二次谐波空间分辨谱,沿入射光方向的发光长度约 $180 \mu\text{m}$,与文献 [11] 中在垂直入射光方向拍摄到的二次谐波时、空分辨结构沿入射光方向的发光长度 ($\sim 180 \mu$) 是一致的。这种在等离子体临界面外大尺度二次谐波辐射现象用平

面波与等离子体相互作用的线性转换理论^[1,4,12]是难以解释的。首先,按照这种理论,二次谐波只能在入射激光的镜向反射方向有强辐射^[12]。

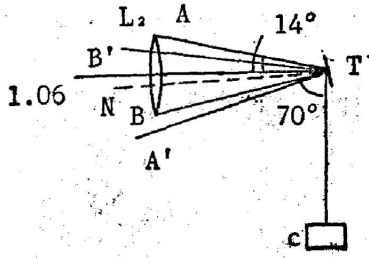


Fig. 9

在近垂直入射时,由于共振吸收很小^[15],故产生的二次谐波就更弱。然而,在我们的实验中,入射角很小, $\theta \sim 3^\circ$ 。在这种情况下打靶透镜 L_2 对靶面的张角是 14° ,经过透镜边缘A点(图9)的光线,由靶面反射后与垂直入射光方向有 70° 的夹角,所以,在垂直入射光方向二次谐波辐射几乎为零。其次,如果是平面波线性转换理论,二次谐波只能在临界面附近有强辐射,不可能在临界面外约 $180 \mu\text{m}$ 长的范围内都有很强的辐射。另外,如果二次谐波是由参量衰变所产生的,那么,在临界面外面的二次谐波辐射应有较大的红移。对Al靶,红移为十几个埃。但在实验中,二次谐波谱的中心几乎没有红移。

由此可以推断:在垂直于入射光方向观察到的大尺度二次谐波辐射,应是激光与等离子体细丝相互作用所产生的。在图3~7中所示的各种性质,可以用第二节阐述的理论^[12]来解释。实验表明^[15]:窄带激光形成等离子体细丝,在这些细丝中的光场,对于 z 轴不是对称的。而在宽带激光打靶,照明均匀,不易产生细丝。因此,这就导致窄带打靶时,在垂直于入射光方向有强的二次谐波辐射,而在宽带时,二次谐波辐射很弱,一般难以观察到。

激光等离子体细丝从临界面向外伸展^[14]由于在细丝中沿其轴(z 轴)每一点都产生径向隧道效应,在细丝壁(n_0)出现局域强场,导致二次谐波辐射。所以二次谐波的发光区从临界面开始一直向外伸展,其长度基本等于等离子体细丝的长度;另一方面,线性转换的二次谐波的光谱没有红移。实验中光谱仪的狭缝水平放置,正好与细丝的光轴一致,把细丝成像在狭缝上,这样便导致在垂直于入射光方向观察的二次谐波空间分辨谱是一条沿入射光方向长度为细丝长度的无红移的谱线。

由图1可知,在等离子体细丝中基波分量 E_1 ,在 x 和 y 方向都有投影分量,大小基本相等。所以,产生相同的隧道效应,则对同一个观察方向,在两种偏振情况下,二次谐波应有相同的辐射。这就产生实验中所观察到二次谐波辐射受入射光偏振影响不大的现象。

由于预脉冲产生大尺度等离子体,密度较低,入射光可以进入到临界面附近,产生由文献[14]所描写的在临界面附近的等离子体细丝的共振吸收,同时在径向也出现隧道效应,导致局域强场。这两种效应都产生二次谐波线性转换,所以在临界面附近的二次谐波很强。离开临界面处,前一种效应消失,故二次谐波较弱(图7)。

产生临界面附近的红移和兰移的原因是由于等离子体密度调制,对等离子体Langmuir波的波矢带来限制的机制^[10]。对预脉冲情况,等离子体细丝长度较长,产生很强的双等离子体衰变和Raman散射,使超热电子温度升高^[17]。当 $T_e = 4 \text{ keV}$ 则由文献[10]的公式(10)得 $\Delta\lambda_2 = 3.6 \text{ \AA}$,与实验值 3.8 \AA 相近。等离子体密度调制的另一个重要后果是临界面附近产生二次谐波的调制条纹^[11]。预脉冲辐照靶面产生等离子体膨胀,其速度为 0.42 cm/ns ^[18],则等离子体特征长度 $z_0 = 0.42 \times 1.5 = 0.63 \text{ cm}$ 。按Airy函数的驻波间距算出条纹间隔为 $8.1 \mu\text{m}$,基本与实验相符。在无预脉冲时 $\Delta x = 4.4 \mu\text{m}$ ^[11]。这些条纹随时间向内或向外弯曲。由于空间分辨谱对时间积分,故图3~5中未观察到明显的空间条纹结构。

作者向参加本工作的程瑞华, 何兴发, 毕无忌, 林康春, 以及六路激光装置运行组的全体同志表示感谢。

参 考 文 献

- [1] N. S. Erokhin, S. S. Moiseev, V. V. Mukhin; *Nuclear Fusion*, 1974, 14, No. 2 (Apr), 333~339.
- [2] J. L. Bobin, M. Decroisette, B. Meyer *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1973, 30, No. 13 (Mar), 594~597.
- [3] M. Decroisette, B. Meyer, Y. Vital; *Phys. Lett. A.*, 1973, 45, No. 6 (Nov), 443~444.
- [4] N. G. Basov, V. Yu. Bychenkov, O. N. Krokhin *et al.*; *Sov. J. QE*, 1979, 9, No. 9 (Sep), 1081~1101.
- [5] P. D. Carter, S. M. L. Sim, T. P. Hughes; *Opt. Commun.*, 1978, 27, No. 3 (Dec), 423~425.
- [6] A. G. M. Maaswinkel; *Opt. Commun.*, 1980, 35, No. 2 (Nov), 236~238.
- [7] G. Auer, K. Sauer, K. Baumgärtel; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 42, No. 26 (Jun), 1744~1746.
- [8] S. Jackel, S. Eliezer, A. Zigler; *Phys. Rev. A.*, 1981, 24, No. 3 (Sep), 1601~1608.
- [9] K. Tanaka, W. Seka, L. M. Goldman *et al.*; *Phys. Fluids*, 1984, 27, No. 8 (Aug), 2187~2190.
- [10] Gu Min, Tan Weihan, Lin Zunqi *et al.*; *Phys. Fluids*, 1987, 30, No. 5 (May), 1515~1520.
- [11] Tan Weihan, Lin Zunqi, Gu Min *et al.*; *Phys. Fluids*, 1987, 30, No. 5 (May), 1510~1514.
- [12] 谭维翰, 顾敏; 《光学学报》, 待发表。
- [13] M. J. Herbst, J. A. Stamper, R. B. Whitlock *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, 46, No. 5 (Feb), 323~331.
- [14] Lin Zunqi, Tan Weihan, Gu Min *et al.*; *Laser Part. Beams*, 1986, 4, No. 2 (May), 223~230.
- [15] Tan Weihan, Yu Wenyan, Lin Zunqi *et al.*; *Laser Part. Beams*, 1986, 4, No. 2 (May), 231~237.
- [16] 邓锡铭等; 《光学学报》, 1983, 3, No. 2 (Mar), 97~101.
- [17] 郭永明等; 《中国激光》, 1987, 14, 待发表。
- [18] 谭维翰; 《中国科学 A》, 1986, No. 8 (Aug), 833~839.

The second harmonic space resolved spectrum initiated by laser produced plasma filament

GU MIN, TAN WEIHAN, LIN ZUNQI, CHEN WENHUA, ZHENG YUXIA,
WANG GUANZHI, YU WENYAN AND DENG XIMING
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 10 July 1987; revised 17 October 1987)

Abstract

Space resolved spectra with both high spectral resolution ($\sim 0.2 \text{ \AA}$) and spatial resolution ($\sim 2 \mu\text{m}$) of the second harmonic emission scattered at 90° to the laser axis were observed when both narrow band and broad band laser beams were adopted in an Al planar target experiment. After analyzing many phenomena, it has been proved that the second harmonic emission observed at 90° to the laser axis is initiated by the interaction of laser with plasma filaments other than that of planar wave with plasmas. And theory is in agreement with experiment on the whole.

Key words: laser plasma; second harmonic emission.