

# 激光等离子体二次谐波时间 分辨光谱的细结构\*

顾 敏 谭维翰 林尊琪  
毕无忌 余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1986年6月2日收到

## 提 要

本文报道沿与光轴成 $90^\circ$ 方向拍摄的 $2\omega_0$ 谐波时间分辨光谱。谐波的主峰与次峰是由许多细而亮的条纹组成。对此我们作了理论分析。

## 一、引 言

前文报道了后向二次谐波的时间分辨谱与时间积分谱<sup>[1,2]</sup>。本文报道与光轴成 $90^\circ$ 方向拍摄的高时间分辨( $\sim 10\text{ps}$ )及光谱分辨( $\sim 0.6\text{\AA}$ )的二次谐波时间分辨光谱。早期研究<sup>[3-5]</sup>表明, $2\omega_0$ 谐波发射有线性转换与参量衰变两种机制。线性转换对谐波的主峰作出贡献,而参量衰变则对 Stokes 次峰作出贡献。但在时间分辨实验中,我们发现主峰、次峰是不连续分布的,而是有许多细的亮纹。亮纹间隔 $1.5-3\text{\AA}$ 。还有 $2\omega_0$ 时间分辨光谱与入射激光的偏振特性、频带宽度等有复杂关系。实验上我们用了文献[6]的拍谱方法。理论上考虑了电磁驻波有质动力作用给等离子体色散关系带来的影响,并用于分析实验数据。

## 二、产生 $2\omega_0$ 谐波的理论

线性转换与参量衰变理论虽然能描述时间积分谱的大致轮廓,但无法解释时间分辨谱的细致结构。这是因为理论是建立在密度基本上均匀但稍加梯度修正的等离子体色散关系基础上,忽略了电磁驻波对等离子体密度的调制<sup>[7]</sup>。

1. 电磁驻波通过有质动力对电荷的排斥作用,在原有的密度轮廓上产生一准周期的调制,使等离子体密度分布为 $\bar{n}(x) = n_0 + n_1 \cos \bar{k}x$ 。电子密度起伏 $n(x,t)$ 的运动方程为<sup>[8]</sup>

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \frac{4\pi\bar{n}e^2}{m_e} n - \frac{3KT}{m_e} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \bar{k}^2 n_1 \cos \bar{k}x \right) = 0. \quad (1)$$

\* 中国科学院科学基金资助的课题。

又设  $n \propto e^{i\omega t}$ , 则得

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{(\omega^2 - \omega_p^2 \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \cos \bar{k}x\right))}{3\nu^2} n = \bar{k}^2 n_1 \cos \bar{k}x. \quad (2)$$

这是由  $\bar{k}^2 n_1 \cos \bar{k}x$  驱动的有关  $n$  的非齐次方程。色散关系由等式左面的齐次项决定。设  $n = e^{i\nu x} \sum b_n e^{i2nx}$ , 经过一些计算得  $\nu$  应满足<sup>[9]</sup>

$$\sin^2\left(\frac{\nu\pi}{2}\right) = \Delta(0) \sin^2\left(\frac{\sqrt{\theta_0}\pi}{2}\right), \quad \theta_0 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{3\nu^2 \bar{k}^2},$$

$$\Delta(0) \simeq 1 + \frac{\pi \cot(\pi\sqrt{\theta_0}/2)}{4\sqrt{\theta_0}} \frac{\theta_1^2}{1 - \theta_0}, \quad \theta_1 = \frac{-n_1 \omega_c^2}{3\nu^2 \bar{k}^2 n_0}. \quad (3)$$

当  $\theta_1$  很小时,  $\Delta(0) \simeq 1$ . 由(3)式的第1式得

$$\nu = \sqrt{\theta_0}, \quad \omega^2 \simeq \omega_p^2 + 3\nu^2 \bar{k}^2. \quad (4)$$

与通常的色散关系比较, 得  $k = \nu \bar{k}$ , 即 Langmuir 波的波数  $k$  只能是  $\bar{k}$  的  $\nu$  倍。这就是考虑到密度调制后对  $k$  带来的限制。

2. 离子声频  $\omega_i$  的计算, 可按能量、动量守恒关系得出。

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_i, \quad \omega_0 = \omega_e + \omega_i,$$

$$\omega_i = k_i v_{ia}, \quad v_{ia} = \sqrt{\frac{zT_e}{m_i}}, \quad v_e = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}. \quad (5)$$

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + k_0^2 c^2, \quad \omega_e^2 = \omega_p^2 + 3k_e^2 v_e^2,$$

$$\omega_0^2 - \omega_e^2 = k_0^2 c^2 - 3k_e^2 v_e^2,$$

$$\omega_i \simeq \frac{\sqrt{3} k_e v_e}{\omega_e} (k_0 c - \sqrt{3} k_e v_e)$$

$$= \eta (k_0 c - \sqrt{3} k_e v_e) = k_i v_{ia} \simeq k_e v_{ia}, \quad (6)$$

式中  $\eta = (1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2} \simeq (1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}$ , 故有

$$k_e = \frac{\eta^2 \omega_0}{\sqrt{3} \eta v_e + v_{ia}},$$

$$\omega_i = \frac{\eta^2 \omega_0 v_{ia}}{\sqrt{3} \eta v_e + v_{ia}} = \frac{\eta^2 \omega_0}{1 + 73 \eta \mu^{1/2}}, \quad \mu = \frac{m_i}{zm_p},$$

$$\Delta\omega_i = v_{ia} \Delta k = v_{ia} \bar{k} \Delta\nu. \quad (7)$$

(7)式给出了线性转换与参量衰变  $\omega_i$  的统一描述。当  $73 \eta \mu^{1/2} \gg 1$ , (7)式便过渡到参量衰变的离子声频。这时

$$\omega_i = 0.0135 \eta \mu^{-1/2} \omega_0, \quad k_e \simeq \frac{\eta \omega_0}{\sqrt{3} v_e},$$

$$k_e \lambda_D = \frac{\eta \omega_0}{\sqrt{3} v_e} \left(\frac{T_e}{4\pi n e^2}\right)^{1/2} = \eta / \sqrt{3}. \quad (8)$$

当  $73 \eta \mu^{1/2} \ll 1$  时, (7)式便过渡到线性转换的离子声频。

$$\omega_i = \eta^2 \omega_0, \quad k_c = \eta^2 \omega_0 / v_{ia}. \quad (9)$$

### 三、实验装置、结果与分析

实验是在本所六路激光装置上进行的. 窄带( $\sim 0.2 \text{ \AA}$ )打靶实验采用六路激光的一路辐照平面靶;宽带( $\sim 30 \text{ \AA}$ )打靶,还要用六路系统中的另一路打副靶产生宽带. 光脉冲宽度约  $250 \text{ ps}$ ,靶面功率密度  $0.3\text{--}2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,激光按  $\theta = 10^\circ, 20^\circ$  入射到靶面. 靶材为  $\text{CD}_2$ , Al 与 Ta. 光谱仪狭缝(垂直方向)成像到条纹照相机的狭缝上(水平方向).  $2\omega_0$  谐波谱沿垂直方向进行扫描. 便得出  $2\omega_0$  谐波时间分辨谱照片. 现按其特点,逐一进行分析.

1. 二次谐波谱的主峰与次峰 二次谐波时间分辨谱照片中,有不少具有明显的主峰与次峰结构,如图 1(a) 与 (b).

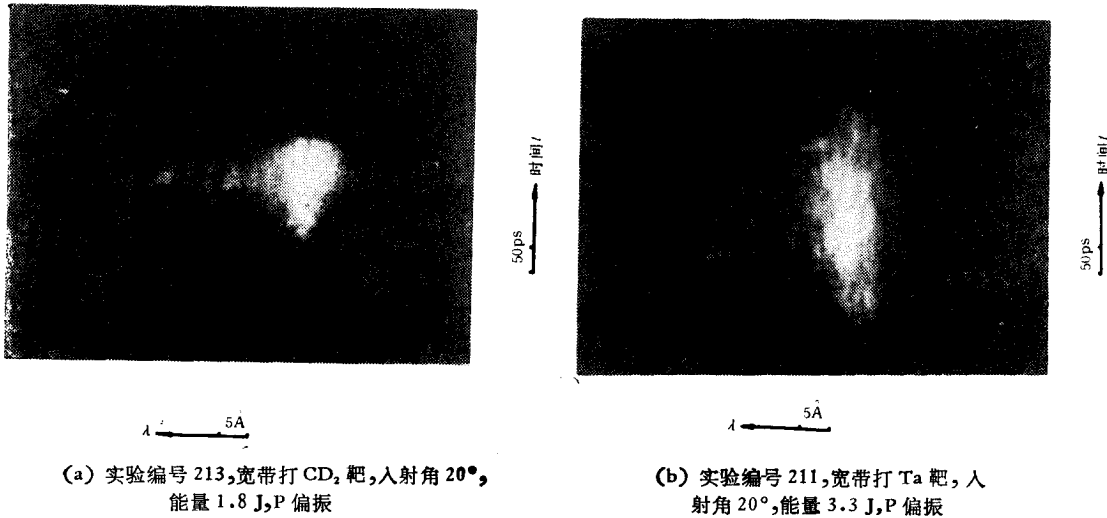


图 1

根据图 1(a), (b) 的光谱描述量出次峰相对主峰的红移  $\Delta\lambda_2$  分别为  $24 \text{ \AA}$ ,  $20 \text{ \AA}$ . 按 (8) 式计算  $\Delta\lambda_2 = \frac{2 \times 0.0135 \mu^{-1/2} \omega_0}{\omega_2} \lambda_2 = 71.5 \eta \sqrt{\frac{z m_p}{m_i}} \text{ \AA}$ , 取  $n = 0.8 n_c$ , 得  $\text{CD}_2$  与 Ta 靶的红移  $\Delta\lambda_2$  分别为  $22.6 \text{ \AA}$  与  $18.5 \text{ \AA}$ , 略小于实测值  $24 \text{ \AA}$ ,  $20 \text{ \AA}$ . 计算中 D, Ta 的  $z$  为 1, 60.

2. 二次谐波谱的亮纹结构 由图 1(a) 及图 2(a), (b) 可明显看出二次谐波时间分辨谱有许多间隔近乎相等的细纹结构, 其条纹间隔分别为  $3 \text{ \AA}$ ,  $2.0 \text{ \AA}$ ,  $1.5 \text{ \AA}$ , 对应的靶材为  $\text{CD}_2$ , Al, Ta.

参量衰变的红移量为  $2\omega_i = 2v_{ia} \bar{k} \nu$ . 设  $\nu$  是 (3) 式的解, 则最邻近的解为  $\nu \pm 2$ . 故相邻亮纹对应的  $\nu$  的差为  $\Delta\nu = 2$ , 红移差  $2\Delta\omega_i = 2v_{ia} \bar{k} \Delta\nu = 4v_{ia} \bar{k}$ . 由  $2\omega_0$  谐波时间空间分辨结构估算出相邻亮纹间隔约  $4 \mu\text{m}^{[11]}$ . 对于 Ta 靶,  $m_i = 181$ , 设  $T_e = 1 \text{ keV}$ , 则

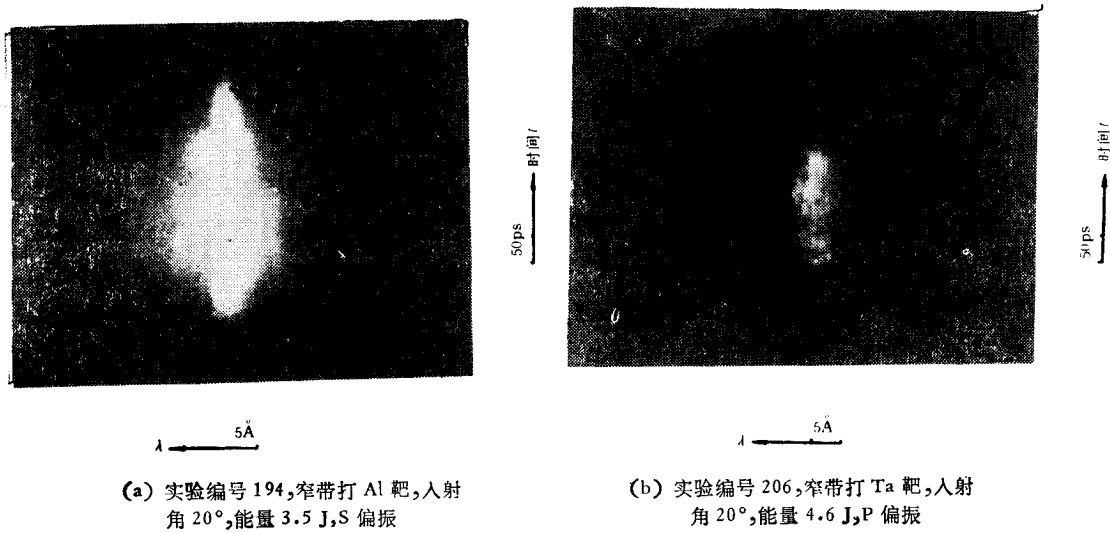


图 2

$$\Delta\lambda_2 = \lambda_2 \frac{4\nu_{ia}\bar{K}}{\omega_2} = 0.2\sqrt{z}\text{ \AA}.$$

离化度  $z \leq 73$ , 像前面一样取  $z = 60$ , 则  $\Delta\lambda_2 = 1.5\text{ \AA}$ . 同样可计算 Al 与  $\text{CD}_2$  的  $\Delta\lambda_2$  分别为  $1.8\text{ \AA}$  与  $2.0\text{ \AA}$ . Al 的  $z$  取为 13. 将这些亮纹间隔计算值  $2.0\text{ \AA}$ ,  $1.8\text{ \AA}$ ,  $1.5\text{ \AA}$  与上面的测量值  $3\text{ \AA}$ ,  $2.0\text{ \AA}$ ,  $1.5\text{ \AA}$  相比, 略小些. 但趋势是对的.

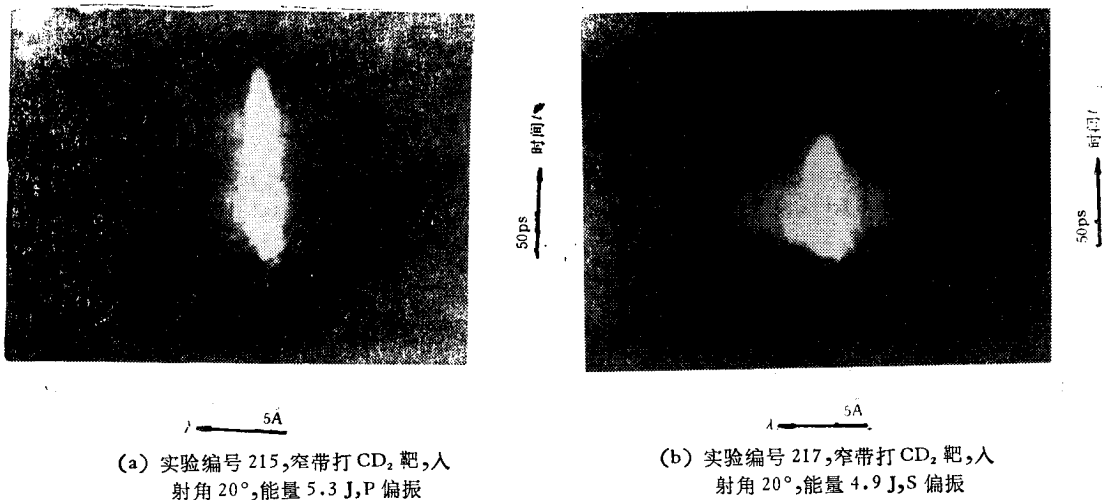


图 3

3. 二次谐波谱与打靶激光带宽、偏振的关系 图 3(a), (b) 给出窄带激光 P, S 偏振打  $\text{CD}_2$  靶的  $2\omega_0$  谐波时间分辨光谱.

P 偏振激光打靶的谱窄而延续时间长; S 偏振激光打靶的谱宽而延续时间短, 这与前文报道的沿反激光方向测定二次谐波时间分辨谱特点一致<sup>[2]</sup>. P 偏振激光打靶的谱窄反映了在临界面附近激光线性转换频移甚小, 且在低的人射光强时就辐射出二次谐波, 故

持续时间长。而 S 偏振激光打靶产生的二次谐波谱, 主要是参量衰变的红移引起的。产生这种衰变要求入射激光功率密度达到或超过阈值。这就使得二次谐波的持续时间相应地缩短了。仔细观察图 3(b), 除了红移部份外, 还有窄的线性转换部份。这就是文献[10]阐述的由细丝自聚的共振吸收引起的。形成内径  $a \approx 1\lambda$  的激光等离子体自聚细丝有一定的阈值, 这又使得 S 偏振激光打靶的二次谐波线性转换部份的延续时间要比 P 偏振激光打靶二次谐波的线性转换部份延续时间短。

作者向参加本工作的施阿英、何兴法、王笑琴等同志和六路激光实验室全体工作人员一并致谢。

### 参 考 文 献

- [1] 谭维翰、余文炎、丁丽明、陈时盛、邓锡铭, 光学学报, **2**(1982), 193.
- [2] 余文炎、谭维翰、丁丽明、周复正、张伟清、黄关龙、邓锡铭, 中国科学 A 辑, (11)(1982), 1047.
- [3] N. G. Basov, V. Yu. Bychenkov *et al.*, *Sov. Phys. JETP*, **49**(1979), 1059.
- [4] N. S. Erokhin, S. S. Moissev and V. V. Mukhin, *Nuclear Fusion*, **14**(1974), 33.
- [5] K. Tanaka, W. Seka *et al.*, *Phys. Fluids* **27**(1984), 2187.
- [6] 谭维翰、林尊琪、顾敏、章辉煌、施阿英、余文炎、邓锡铭, 中国科学 A 辑, (8)(1986), 833.
- [7] K. Estabrook and W. L. Kruer, *Phys. Fluids* **20**(1983), 1888.
- [8] H. Motz, *The Physics of Laser Fusion*. Academic Press, Inc. London, (1979), p. 41.
- [9] 王竹溪、郭敦仁, 特殊函数概论, 科学出版社, 北京, (1965), 707 页.
- [10] 谭维翰、余文炎、林尊琪、毕无忌、邓锡铭, 物理学报, **35**(1986), 535.
- [11] 谭维翰、林尊琪、顾敏、施阿英、余文炎、邓锡铭, 本刊本期.

## THE FINE STRUCTURES OF THE SECOND HARMONIC TIME RESOLVED SPECTRUM IN LASER PLASMAS

GU MIN TAN WEI-HAN LIN ZUN-QI BI WU-JI YU WEN-YAN DENG XI-MING

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

### ABSTRACT

This paper presents the time resolved spectrum with high temporal resolution ( $\sim 10$  ps) and spectral resolution ( $\sim 0.6 \text{ \AA}$ ) of  $2\omega_0$  harmonic emission at  $90^\circ$  to the laser axis. It is shown experimentally that the primary peak and the secondary peak of  $2\omega_0$  harmonic are actually composed of many fine and bright fringes with the interval about  $1.5 \sim 3 \text{ \AA}$  directly connected with atomic weight. Analysis and discussion on these are given.