

激光频带宽度对二次谐波时空分辨结构的影响*

谭维翰 林尊琪 顾敏
施阿英 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

本文报道用条纹相机在沿与激光光轴成 90° 方向拍摄的二次谐波发射的时空分辨结构, 宽频带激光打靶与窄频带激光打靶表现出明显的差异. 用孤立波产生理论进行分析, 得出与实验基本相符的结果.

一、引 言

文献[1,2]报道过沿反激光方向观察二次谐波时间分辨谱与时间积分谱. 本文报道用条纹相机在沿与激光光轴成 90° 方向拍摄的二次谐波发射的时空分辨结构, 宽频带激光打靶与窄频带激光打靶表现出明显的差异. 当用宽频带激光打靶时, 无论是 Al 靶还是 Ta 靶均观察到两个空间分离的二次谐波强区. 且强区间隔由小变大. 除此以外, 还有许多细而亮的条纹叠加在上面. 强激光入射到靶面, 在临界面附近被等离子体共振吸收; 强的有质动力驱动等离子体运动, 使临界密度面附近的轮廓变陡. 这是一个十分复杂的非均匀等离子体非线性相互作用过程. 曾有过许多理论模型描述^[3-5]. 其中主要有电容器模型^[3,4], 理论给出当有质动力大于某一阈值时密度轮廓变陡的计算; 另一为孤立波产生模型^[5], 将密度轮廓变陡描述为多次产生电子等离子体孤立波的结果. 虽然就整个来说, 密度变陡有待进一步研究, 但产生孤立波的条件是存在的. 事实上在文献[6]报道的 $3\omega_0/2$ 谐波时间空间分辨结构的实验中, 我们已论证了存在磁声孤立波的条件. 为解释本文在实验中观察到的二次谐波发射的时间空间分辨结构及不同频带宽度激光打靶的影响, 我们认为在临界面附近产生电子等离子体孤立波模型是值得重视的. 当然现在遇到的是另一种类型的与文献[6]不同的孤立波, 即电子等离子体(或称为 Langmuir) 孤立波. 下面将证明在细丝自聚情况下没有孤立子解, 这恰能说明实验中观察到的激光频带宽度给谐波带来的影响.

* 中国科学院科学基金资助的课题.

二、变密度梯度与细丝自聚激光等离子体非线性 Schrödinger 方程的解

对不考虑激光细丝自聚且密度梯度为常数的等离子体非线性 Schrödinger 方程(以下简称 N. L. S. 方程)的孤立波解已由 Chen 与 Liu 等人研究过^[7]. P 偏振斜入射平面波入射到具有常数密度梯度的非均匀等离子体中, $n = n_0(1 + x/L)$, 在临界面 $x = 0$ 附近产生一纵的驱动场, $E_d = E_0\phi(\tau)/(2\pi k_0 L)^{1/2}$, $\phi(\tau)$ 为共振函数, $\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin\theta$, θ 为激光入射角. 被驱动的等离子体 Langmuir 波 $\mathcal{E}(x, t) = E(x, t)e^{(-i\omega_p t + ik_0 y)} + \text{c.c.}$ 的振幅 $E(x, t)$ 满足如下的方程^[7]:

$$i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + 2(|E|^2 - \alpha x + i\Gamma/2)E = E_d \theta(t). \quad (1)$$

x, t, E (或 E_d) 的单位分别为 $\lambda_D, \omega_{pe}^{-1}, 4(\pi n_0 T)^{1/2}$. $\theta(t)$ 为步函数, $\alpha = 1/2L$, Γ 表示碰撞阻尼. 初始时, E 很小, (1) 式中的非线性项 $|E|^2 E$ 可略去, E 随 t 线性增长而截止于饱和值 $E_c = E_d \pi / (2\alpha)^{2/3}$. E 增大后可略去(1)式中的驱动场 E_d . 得 E 所满足的 N. L. S. 方程.

$$i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + 2(|E|^2 - \alpha x + i\Gamma/2)E = 0. \quad (2)$$

产生 N ——孤子解所必需满足的条件为

$$\int |E| dx \simeq E_c L = \pi E_d / (2\alpha)^{5/3} \geq N\pi. \quad (3)$$

当 $N = 1$ 时, $E = A(x, t)e^{i\varphi(x, t)}$,

$$A = 2\eta \operatorname{sech} 2\eta(x + 2\alpha t^2 - 4\xi t - x_0). \quad (4)$$

为解释实验结果, N. L. S. 方程(2), 需要从两方面进行推广并求解, 即

1. 考虑等离子体密度梯度随时间 t 变化. $\alpha = 1/2L = \bar{\beta}t^{\mu-1}$, 方程(2)为

$$i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + 2(|E|^2 - \bar{\beta}t^{\mu-1}x + i\Gamma/2)E = 0, \quad (5)$$

令 $E = A(x, t)e^{i\varphi(x, t)}$ 代入(5)式, 便得

$$\begin{aligned} A_t + 2A_x \varphi_x + A \varphi_{xx} &= 0, \\ -[2\bar{\beta}t^{\mu-1}x + \varphi_t + \varphi_x^2]A + A_{xx} + 2A^3 &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

取定

$$\begin{aligned} A &= \bar{\lambda} \operatorname{sech} \bar{\lambda} \left(x + \frac{4\bar{\beta}}{\mu(1+\mu)} t^{1+\mu} - 4\xi t \right), \\ \varphi &= 2 \left(\xi - \frac{\bar{\beta}}{\mu} t^\mu \right) x + h(t), \\ h(t) &= \int \left[\bar{\lambda}^2 - 4 \left(\xi - \frac{\bar{\beta}}{\mu} t^\mu \right)^2 \right] dt, \end{aligned} \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式, 易证(6)式是满足的. 故(7)式是(6)式的解. 考虑到临界面附近密度

迅变,计算中取 $\mu = -0.25$.

由(7)式得 A 的峰值即孤立波的运动方程为

$$x = 4\xi t - \frac{4\bar{\beta}}{\mu(1+\mu)} t^{1+\mu}. \quad (8)$$

2. 现考虑激光细丝自聚情况下的 N. L. S. 方程. 这时入射波场 E_0 , 因而驱动场 E_d 不再是振幅均匀的平面波, 而是带有因子 $e^{-r^2/2a^2}$ 的细丝高斯光束. 如将(1)式推广到细丝高斯光束的情形, 只需作如下的代换:

$$\begin{aligned} E_0 &\Rightarrow \varepsilon_0(x) e^{-r^2/2a^2}, \quad E_d \Rightarrow \varepsilon_d(x) e^{-r^2/2a^2}, \\ E &\Rightarrow \varepsilon(x) e^{-r^2/2a^2}, \quad n \Rightarrow n(x) e^{-\beta\varepsilon^2(1+\beta\varepsilon^2r^2/a^2)}, \\ \beta &= \frac{e^2}{2m\omega^2 k(T_c + T_i)}, \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r}. \end{aligned} \quad (9)$$

于是 Langmuir 波满足如下的方程:

$$\begin{aligned} i\omega \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + 3v_c^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{a^2} r^2 \frac{\partial}{\partial x} + \frac{r^2}{a^4} - \frac{2}{a^2} \right) \varepsilon \\ + (\omega^2 - \omega_p^2 e^{-\beta\varepsilon^2(1+\beta\varepsilon^2r^2/a^2)}) \varepsilon = \varepsilon_d \theta(t). \end{aligned} \quad (10)$$

设 $1/a^2$ 为 x 的慢变函数, 并取

$$\frac{3v_c^2}{a^2} = a^2 \frac{\partial 1/a^2}{\partial x} \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial x} + \omega_p^2 \beta \varepsilon^2 e^{-\beta\varepsilon^2} \simeq \omega_p^2 \beta \varepsilon^2 e^{-\beta\varepsilon^2},$$

则有

$$\left(i\omega \frac{\partial}{\partial t} + 3v_c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega^2 - \omega_p^2(1 + \beta\varepsilon^2) \right) \varepsilon = \varepsilon_d \theta(t). \quad (11)$$

仍采用上面的归一化, 并略去驱动项, 引进碰撞阻尼 $i\Gamma/2$, 使得

$$i \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + 2(-|\varepsilon|^2 - \alpha x + i\Gamma/2)\varepsilon = 0. \quad (12)$$

(12)式就是细丝自聚光束作用下 Langmuir 波满足的 N. L. S. 方程. 正如文献[8]所证明的, 方程(12)不存在分立谱, 亦即不存在孤立子解.

三、实验布置、结果与分析

实验布置基本上与文献[6]相同. 窄带激光打靶采用六路激光系统中的一路, 若为宽带激光打靶, 还要用六路中的另一路打副靶产生宽带激光. 窄带激光带宽为 0.2 \AA ; 宽带激光带宽约为 30 \AA , 激光能量为 $2-12 \text{ J}$, 光脉冲宽度为 250 ps . 靶面功率密度为 $0.3-2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. 实验布置参见文献[6]图 4.

$M_1, L_1, C_1; M_3, L_3, C_2$ 分别为测定入射激光、后向散射激光的取样镜、聚光镜、能量卡计. R 为旋光片, 左旋或右旋 45° , 使入射激光为 P 偏振或 S 偏振. $1.06 \mu\text{m}$ 激光按 $10^\circ, 20^\circ$ 入射角辐照靶面产生二次谐波. 条纹照相机放在与入射光成 90° 方位, 其狭缝方向平行于

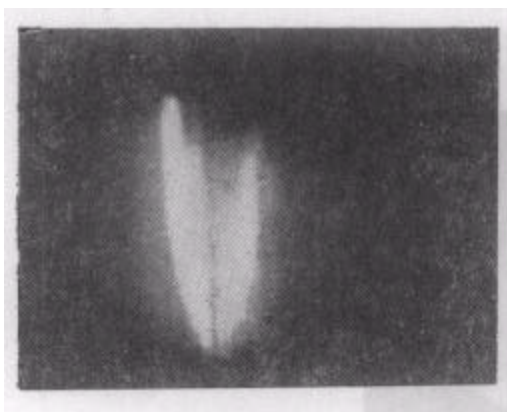
入射光方向。二次谐波经透镜系统 L , 成像在条纹相机狭缝上, 并进行时间扫描。图 1 给出宽频带激光打靶的二次谐波时空分辨照片。图 2 为窄频带激光打靶的时空分辨照片。图 1 (a)–(e) 均明显显示出有两个空间分离的强斑在时间 t 的增长方向扫描开来。其中正对激光的那个光斑以较快的速度迎着激光运动; 另一光斑亮度较暗, 几乎不动。图 1 (a)–(c) 的靶材为 Al, 打靶的能量相近, 强斑运动的轨迹几乎相同。图 1 (d)–(f) 的靶



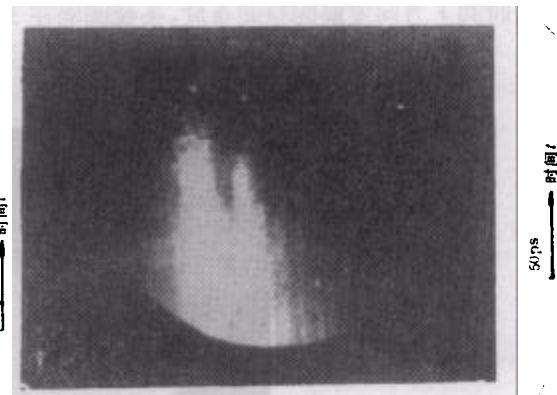
(a) 实验编号 53, 宽带打 Al 靶, 能量 6.6 J, P 偏振



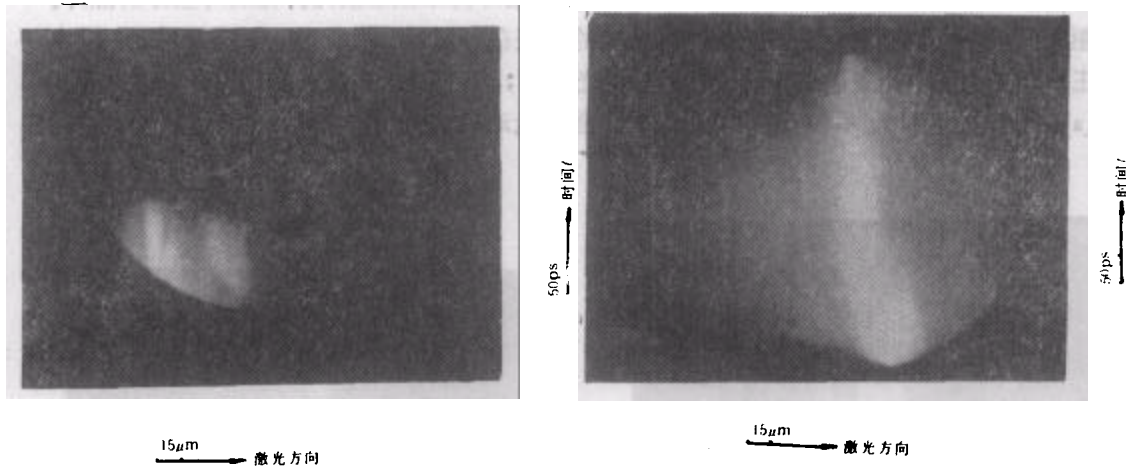
(b) 实验编号 54, 宽带打 Al 靶, 能量 4.5 J, S 偏振



(c) 实验编号 55, 宽带打 Al 靶, 能量 6.8 J, S 偏振



(d) 实验编号 101, 宽带打 Ta 靶, 能量 3.6 J, P 偏振



(e) 实验编号 90, 宽带打 Ta 靶,
能量 4.9 J, P 偏振

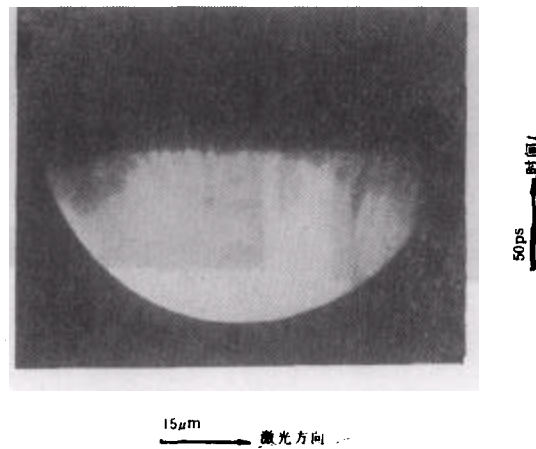
(f) 实验编号 97, 宽带打 Ta 靶,
能量 6.2 J, S 偏振

图 1 入射角均为 20°

材为 Ta 仍能看出两个强斑的运动。由图 1 还可看出两个强斑的起始位置靠得很近, 到后来才逐渐分开, 除强斑外, 还有许多沿时间 t 方向发展的空间调制条纹, 条纹间隔为 $3-5 \mu\text{m}$ 。将窄频带激光打靶的图 2 与宽频带激光打靶的图 1 比较, 有如下异同。

1. 发光区占据的空间较大, 没有明显的强斑。
2. 发光的延续时间较短, 不同于宽带打靶产生的强斑延续时间长。相同的是也有许多沿时间 t 方向发展的空间条纹, 条纹间隔在 $3-5 \mu\text{m}$ 。

现应用前节理论, 对上述现象进行分析。首先是两个强斑的运动是怎样发生的呢? 我



(a) 实验编号 25, 窄带打 Al 靶, 入射角 20° , 能量 6.6 J, 45° 偏振

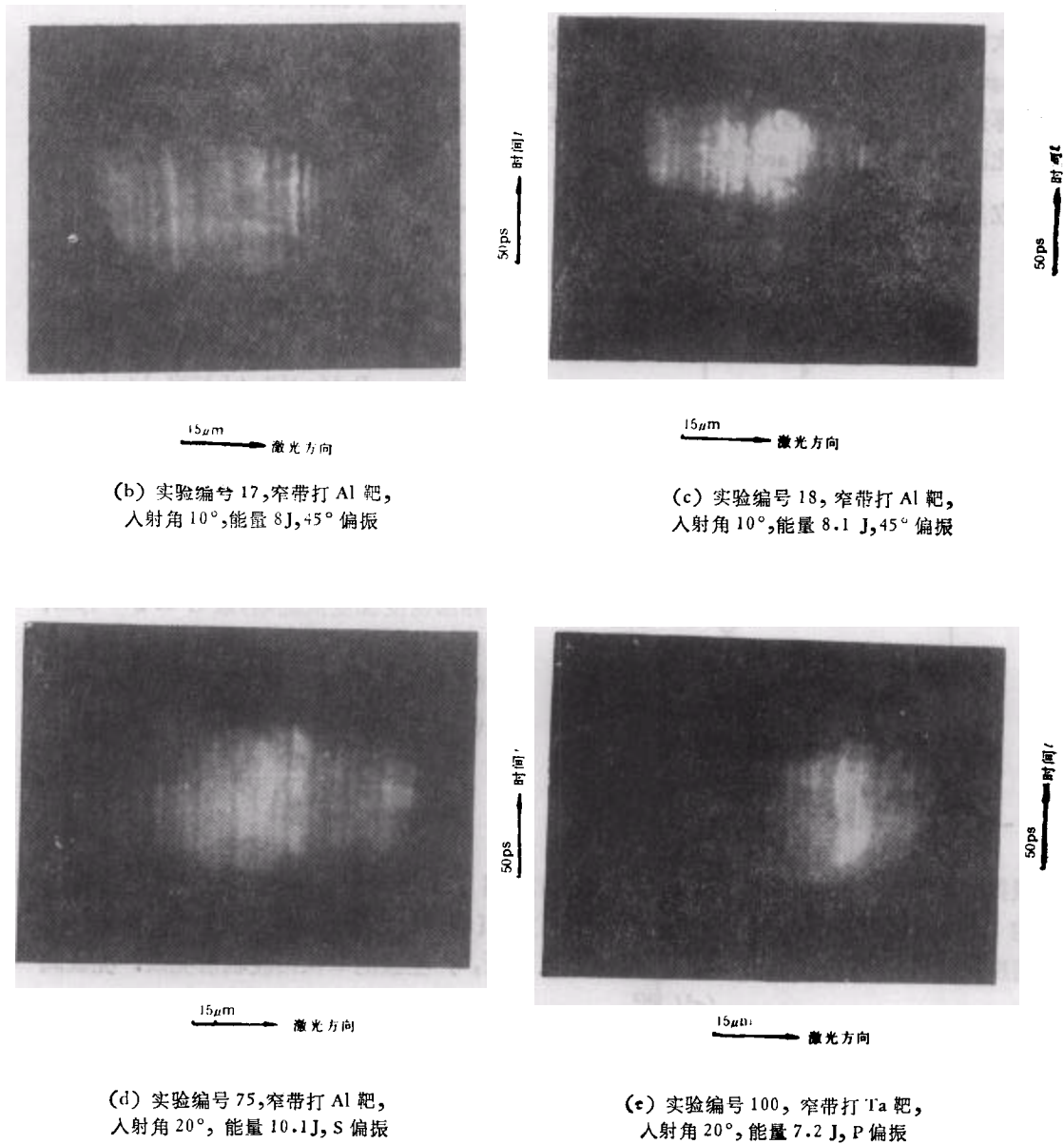


图 2

们认为,迎着激光的强斑发生于激光与等离子体孤立波的相互作用产生的二次谐波;而一部份光透过孤立波直射临界密度面上,与之相互作用,便产生另一二次谐波强斑,其强度较前一强斑为弱。这是容易理解的,因激光透过孤立波厚度层的吸收,强度已经减弱,相应地产生二次谐波强斑也减弱了。为叙述方便,将前一强斑称为孤立波强斑,后一强斑称为临界面强斑。孤立波强斑向外推进,速度较快;临界面强斑向内推进,速度很慢,到后来几乎停止不进。它们的轨迹如图 3 所示。由于宽带打靶很容易出现两个强斑;而窄带打靶

则从未出现两个强斑。可判明这种孤立波在性质上应不同于文献[6]讨论过的磁声孤立波,因为后者的形成条件与激光带宽的关系与此不同,且与临界面相距 50—80 μm ,而二次谐波与临界面距离约 0—40 μm 。故我们认定这里观察到的孤立波即前节讨论的 Langmuir 孤立波。按(8)式计算孤立波的轨迹与实验曲线相比较,基本符合。从理论上计算孤立波宽度可按(3),(4),(7)式及文献[4] E_d 的表式进行。当然还要考虑 E, x 的归一化因子。由(7)式,当 sech 的宗量由零变到 π , A 便由峰位 $\bar{\lambda}$ 下降到 $\bar{\lambda}\text{sech}\pi \approx 0.09\bar{\lambda}$ 。故孤立波的全宽 $2\Delta x$ 可取为 $2\Delta x = 2\pi/\bar{\lambda} = 2\pi/E_c = \frac{2}{E_d} (2\alpha)^{-2/3}$ 。考虑到 $\Delta x, E_d$ 的归

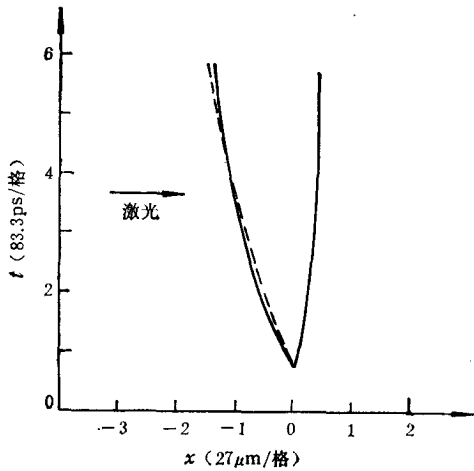


图3 Langmuir 孤立波运动轨迹 实线为实验值(实验编号55);虚线为理论值,由(8)式算出, $\xi = -0.175, \mu = -0.75, \beta = 0.036$, 初始时刻取为 0.7

根据图1和图2及横坐标的标尺长度,可估算出 $(2\Delta x)_* \approx 10-15 \mu\text{m}$ 。与上面算得的 $15.6 \mu\text{m}$ 相近。至于空间调制条纹可参照文献[6]进行解释。激光场驻波使等离子体密度发生调制,密度峰值处,由于与激光相互作用,产生强的二次谐波辐射亮纹。亮纹间隔按文献[6]估算, $\Delta l = 1.5 \left(\frac{c^2 L}{\omega^2} \right)^{1/2} \approx 4.5 \mu\text{m}$ 与图1,图2的亮纹间隔实验值 3—5 μm

比较相符,图2中亮纹分布的空间很宽,沿时间 t 方向有清晰的边界,这表明产生二次谐波的阈值。如图2(b),(c)为打 Al 靶的二次谐波照片,靠近靶内临界面的亮纹向内弯,远离靶内临界面的亮纹向外弯曲,分别表明调制的等离子体密度峰值向内压缩与向外膨胀运动,向外运动速度大于向内运动速度。

窄频带激光打靶与宽频带相比有如上一些特点与差异,主要是窄频带激光打靶时,靶面亮度分布不均,易于形成细丝自聚的等离子体,二次谐波就在细丝自聚等离子体中产生。第2节中已经证明细丝自聚等离子体不存在分立谱的孤立波解。这与实验上窄频带激光打靶从未观察到二次谐波的两个强斑发射是相符的。而宽带激光打靶,表面亮度分布均匀,不易形成细丝。当 $\int |E| dx \geq \pi$ 时,便会产生一个孤立波解。这就意味着有一

一化因子 λ_D 与 $4(\pi n_0 T)^{1/2}$, 故 $2\Delta x$ 可写为

$$\frac{2\Delta x}{\lambda_D} = \frac{2 \times 4(\pi n_0 T)^{1/2}}{E_0 \phi(\tau) (2\pi k L)^{-1/2}} \left(\frac{L}{\lambda_D} \right)^{2/3},$$

即

$$2\Delta x \approx 8\pi \frac{T}{e E_0} \left(\frac{L}{\lambda} \right)^{1/2} \left(\frac{L}{\lambda_D} \right)^{2/3}. \quad (13)$$

取 $T = 500 \text{ eV}$, $n = 10^{21}$, 又考虑到临界面密度梯度很陡峭,取 $L \approx \lambda = 1 \mu\text{m}$, 激光强度 10^{14} W/cm^2 , 这样便得出 $\lambda_D = 0.005 \mu\text{m}$, $e E_0 = 2.74 \times 10^8 \text{ eV/cm}$, 代入(13)式得

$$\begin{aligned} 2\Delta x &\approx 8\pi \frac{500}{2.74 \times 10^8} (0.005)^{-2/3} \\ &= 15.6 \mu\text{m}. \end{aligned}$$

部分质量从临界面剥离出来并形成一向前运动的孤立波。也正是这个孤立波才导致二次谐波中有一前向运动的亮斑，与存在于临界面附近的亮斑在一起表现出双亮斑结构。

作者向参加本工作的毕无忌、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表示感谢。

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] P. Koch and J. Albritton, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 1420.
- [4] F. David, P. Mora and R. Pellet. *Phys. Fluids*, **26**(1983), 747.
- [5] H. H. Chen and C. S. Liu, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1147.
- [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] H. H. Chen and C. S. Liu, *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 693.
- [8] B. E. 札哈罗夫, C. B. 马纳科夫, C. II. 诺维科夫 JI. II. 皮达也夫斯基, 孤子理论, 科学出版社, (1985), 87 页.

THE INFLUENCE OF LASER FREQUENCY BANDWIDTH ON THE TIME AND SPACE STRUCTURES OF THE $2\omega_0$ HARMONIC GENERATION

TAN WEI-HAN LIN ZUN-QI GU MIN

SHI A-YING YU WEN-YAN DENG XI-MING

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

ABSTRACT

Reported here are the $2\omega_0$ harmonic space and time structures taken by streak camera in the direction of 90° with the laser optical axis. The evident differences, as shown between the broadband and narrowband laser shooting, are analyzed based on the theory of plasma soliton generation. The results obtained are consistent with the experiments on the whole.