

微波与非均匀等离子体相互作用 过程中坑子的形成与谐波发射*

刘建敏 蒋 勇 丁卫星 胡根泽 俞昌旋

中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026

1991年10月8日收到

在稳态的等离子体装置中, 利用微波和等离子体的相互作用, 模拟了激光等离子体过程, 研究了非线性相互作用过程中产生的坑子 (caviton), 观察了坑子幅度增长、衰减及传播的演化过程。同时利用数值计算求解了在实验条件下的 Zakharov 方程, 得到与实验较为符合的结果。实验测量了在相互作用过程中的二次谐波发射谱, 并用参量衰变过程分析了二次谐波的频率红移。

PACC: 5240; 5235

一、引 言

电磁波和等离子体的相互作用是等离子体强湍流研究的一个重要方面, 它对研究电磁波在电离层中的传播^[1], 空间电离层的加热^[2], 聚变等离子体中的射频加热以及激光等离子体相互作用的研究有重要意义^[3,4]。坑子和谐波发射是强电磁波和非均匀等离子体相互作用过程中的一个非常有趣的非线性现象^[5], 也是描述等离子体强湍流的 Zakharov 理论的一个必然结果^[6]。在非均匀等离子体中, 当泵浦的电磁波沿密度梯度的方向入射等离子体时, 在临界面 ($\omega_0 = \omega_{pe}(Z)$) 附近与等离子体产生共振, 局域的强电场驱动了静电的振荡, 静电的模转换和动力学效应限制了共振电场的幅度^[7], 与局域的强电场有关的有质动力将排开等离子体, 引起密度的稀疏, 密度的空腔捕获高频电场, 引起密度的进一步减小, 因而产生一个坑子, 形成的坑子沿密度减小的方向传播, 这一过程的时间大约是离子的时间尺度。在临界面附近, 强电磁波和等离子体也会发生参量共振而导致参量不稳定性, 参量衰变形成的朗缪尔波和入射的电磁波或朗缪尔波本身再次相互作用形成了二次谐波^[8]。另一方面, 由于临界面附近存在共振吸收, 强的非简谐的电子运动也会发射二次谐波^[8,9]。二次谐波的发射是激光等离子体研究中的一个很重要的部分。在激光与等离子体相互作用中, 物理过程的时间尺度和空间尺度非常小, 要详细研究该过程是非常困难的。在激光等离子体过程中, 等离子体密度高, 激光频率也高。我们利用密度较低的等离子体和频率较低的微波相互作用, 模拟了激光等离子体的相互作用, 通过这个模拟能够了解激光和等离子体相互作用的细致过程。

* 国家自然科学基金资助的课题。

本文报道在稳态装置上进行的有关坑子和二次谐波发射的一些实验结果。

二、实验装置及安排

实验是在一台稳态非磁化等离子体装置(直径为 30cm, 长为 110cm) 上进行的[图 1(a)]^[10]。在真空室的一端, 等离子体由径向对称的十根热灯丝和室壁直流放电产生, 工作气体为氩气, 充气压强为 8×10^{-4} Torr。等离子体由一端的等离子体源向另一端扩散, 因而形成一个沿轴向密度衰减的空间分布。典型的等离子体参数为: 轴上的最高电子密度为 $4 \times 10^{14}/\text{cm}^3$, 电子温度 $T_e = 2-3\text{eV}$, 离子温度 $T_i = 0.2\text{eV}$, 轴向的密度梯度的标长 $L = \left(\frac{d \ln n_e}{dz}\right)^{-1} = 60\text{cm}$, 径向密度梯度比较平缓。微波从磁控管振荡器经定向耦合器、环行器以及波导传输, 最后由位于低密度端的栅网喇叭天线沿密度梯度方向入射等离子体。

微波频率 $f = 1.25\text{GHz}$, 脉冲重复频率 10—300Hz 连续可调, 脉冲宽度为 $1.5 \mu\text{s}$, 脉冲功率 100—300kW 可调。在天线喇叭口处微波的电场方向平行于波导的短边(即垂

直于密度梯度方向), 但由于天线的辐射模式和非均匀等离子体的折射效应, 使得在临界密度面附近微波是斜入射的, 因而入射的微波中既包含 P 极化分量也有 S 极化分量。

用一个可移动的朗缪尔探针(丝径为 0.3mm, 长度为 5mm) 测量等离子体的密度分布和电子的密度扰动, 探针测量到的等离子体电子饱和流信号经 Boxcar 取样平均后, 送入 X-Y 记录仪的 Y 输入端, 探针位置信号接 X 输入端, 这样可以得到不同时刻等离子体密度的

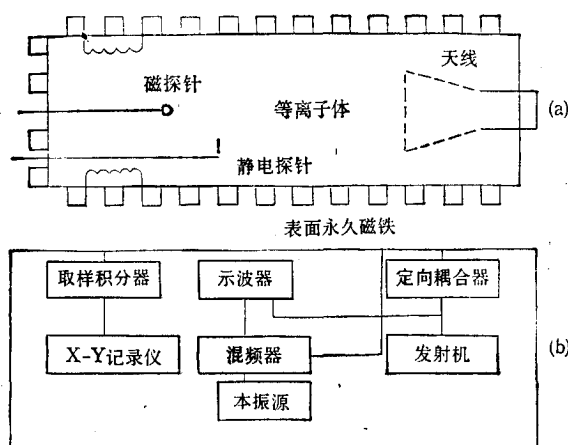


图 1 实验装置及安排示意图

空间分布的图形, 测量的信号也可以直接由示波器观察。高频磁探针和单极电探针(它们均由半刚性耐高温的 50Ω 的同轴电缆制成) 分别测量二次谐波的磁场分量和电场分量。为了抑制泵浦波的干扰, 探针位于临界密度面的高密度侧。探针输出的信号和标准信号源输出的本振信号(1—4GHz) 送入平衡混频器, 混频器输出的中频信号由示波器观察。改变本振源的频率(保持其幅度不变), 并且记录中频信号的幅度, 可以得到二次谐波辐射的频谱[图 1(b)]。

三、实验结果与讨论

1. 坑子的形成与演化

等离子体由真空室一端向另一端扩散产生, 沿轴向自然形成了一定的密度梯度。

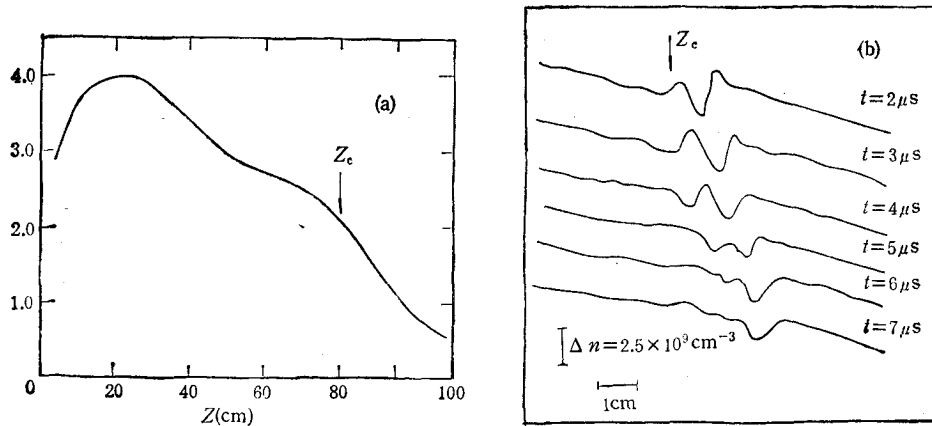


图 2

(a) 为无微波注入时的等离子体密度的空间分布, Z_c 表示临界面的位置;
(b) 为坑子的时间空间演化图, 箭头指临界面

图 2(a) 给出了用可移动的朗缪尔探针测得的、未受扰动的电子密度的轴向分布。当频率为 $f = 1.25 \text{ GHz}$ 的电磁波入射到这个非均匀的等离子体的共振点时(这时电磁波的

频率等于电子等离子体频率), 平行于密度梯度方向的电场分量将共振地激励起强的朗缪尔振荡, 在临界点处与电子等离子体波相关的电场将极大地增强, 伴随着强的局域电场所形成的有质动力把等离子体中的粒子排出临界区, 从而在临界面附近等离子体密度分布形成凹坑结构, 通常称为坑子。为了研究强电磁波与非均匀等离子体相互作用中的共振吸收的物理过程, 我们用静电探针测量了坑子的生成和演化过程。为了避免强泵浦波对静电探针的强烈干扰, 我们观察了微波脉冲关闭之后的轴向电子密度分布的变化。图 2(b) 给出在微波脉冲关闭之后不同时刻密度坑子的空间演化波形。由图可以看出: 在微波脉冲关闭之后的前 $3 \mu\text{s}$ 内, 坑子的幅度略有增长(从 $2 \mu\text{s}$ 的 13.2% 增长到 14.5%), 随后

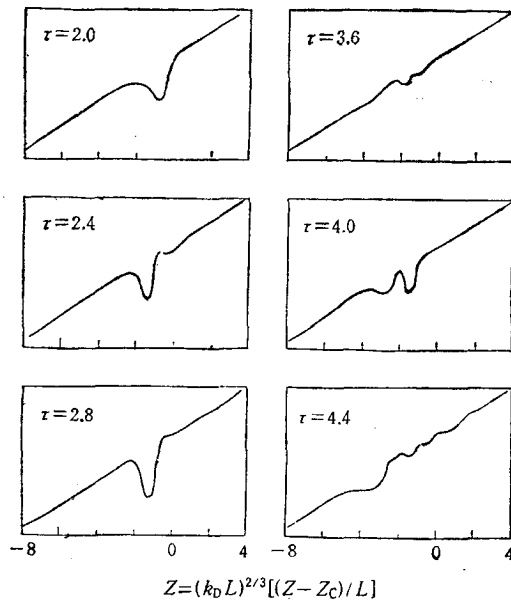


图 3 计算机数值模拟坑子过程的计算结果
 $P = 3, \Gamma_1 = 0, \tau = 3.0$ 时关闭泵场

开始逐步衰减。坑子的初始增长反映了共振电场被密度坑子捕获的物理过程, 即由共振电场的有质动力所产生的密度坑子可以起谐振腔的作用, 有利于共振场的捕获, 减少了电子等离子体波的对流损失, 这导致了共振电场的进一步增强, 使得密度坑子的幅度进一步增加, 这个过程一直持续到饱和为止。随后便由于电子等离子体波的对流损失和渡越时

间阻尼,而使坑子的幅度逐步衰减。由图 2 还可以看出,在临界点附近形成的密度坑子分别向低、高密度区传播,但向高密度区传播的坑子阻尼较大,它很快衰减,只能在微波脉冲关闭的前 $4\mu\text{s}$ 内,看到微弱的信号传播。由飞行时间法我们可以得到向低密度方向传播的密度坑子平均传播速度为 $3.5 \times 10^7 \text{cm/s}$, 它大约是离子声速的数量级。由坑子的空间演化波形,我们还可以推得临界面的位置,大约在 $Z = 80 \text{cm}$ 处,它与从未扰动的轴向电子密度分布导出的临界面位置相符,密度坑子在向低密度区传播过程中,其宽度基本保持不变(约 $w = 5.5 \text{mm}$)。这里还要指出:由于静电探针与等离子体接触,它对密度坑子将有一定的干扰,而降低了谐振腔的 Q 值,从而使坑子的幅度比实际的小,而宽度比实际的宽。为了将实验结果和理论相比较,我们根据具体的实验条件,利用 Morales-Lee 模型^[1],数值计算了 Zakharov 方程组,以得到密度坑子的演化规律。计算时假定初始的密度梯度是常数,利用实验参数得到无量纲参数如下:

$$\begin{aligned} T_e &= 2.6 \text{eV}, & K &= (k_D L)^{2/3}, \tau = K \left(\frac{\omega_0 t}{2} \right), \\ V_e &= 6.7 \times 10^7 \text{cm/s}, & V^2 &= K(M/m)(4/3); A = K \left(\frac{\tilde{E}}{E_0} \right), \\ K_D^2 &= 3(V_e/\omega_0)^2, & N &= K \left(\frac{|E_0|^2}{16\pi n_e T_e} \right)^{-1} \left(\frac{n_i}{n_e} \right), \\ K_D &= 70 \text{cm}^{-1}, & P &= K \left(\frac{|E_0|^2}{16\pi n_e T_e} \right), \\ L &= n_e \left(\frac{d}{dz} - n \right)^{-1} \Big|_{z_c} = 60 \text{cm}, & \Gamma_e &= K(v_e/\omega_0), \Gamma_i = K(v_i/\omega_0). \end{aligned}$$

图 3 给出数值计算得到的密度坑子的空间演化图。从图 3 可以看出:这个理论计算结果基本上再现了我们实验观察的密度坑子的形成和演化特征,如微波脉冲关闭后($\tau > 3.0 \mu\text{s}$),向高密度区传输的坑子衰减很快,而向低密度区传输的坑子也经历了初始增长、饱和以及持续衰减的过程,而且其平均传播速度为 $3 \times 10^7 \text{cm/s}$,这些和实验结果基本一致,所不同的是,计算得到的结果,坑子的宽度在传播过程中逐步展宽,而实验测得的坑子宽度在传输过程中基本保持不变,这表明静电探针对于密度坑子有较大的扰动。

2. 谐波发射

在微波脉冲入射期间,利用位于高密度区的磁探针接受在微波和不均匀等离子体相互作用时辐射的电磁波,首先在没有等离子体时测量基波和系统本身产生的二次谐波,基波的频率为 1.235GHz ,在本实验测量的灵敏度范围内没有测到二次谐波,然后在有等离子体的情况下测量辐射的电磁波,因为探针位于高密度区,基波的幅度受到明显的抑制,同时测量到了谐波的谱。图 4 中 a 为入射微波脉冲信号的检波输出, b 为混频器输出的中频信号,在微波关闭之后,中频无输出,也就是说在微波结束之后没有测量到二次谐波的辐射。二次谐波的辐射主要发生在微波入射期间,由改变本振源的信号频率,保持本振源幅度不变,记录中频输出的幅度,得到了二次谐波的频谱(如图 5 所示),谱的最大值位于 $f = 2.465 \text{GHz}$ 处,谱的峰值对应的频率略低于泵浦波的二倍频($2f = 2.470 \text{GHz}$),

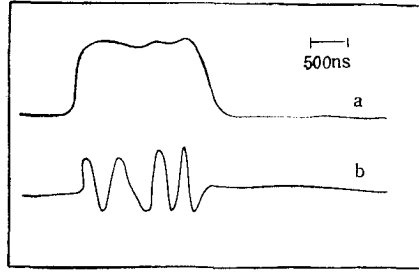


图 4

a 为输入微波脉冲信号的检波输出; b 为振荡信号为混频后的中频输出信号, 信号输出幅度为任意单位, 读出中频频率和本振频率可推出被探测信号频率

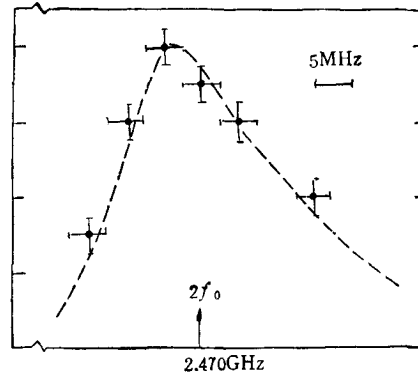


图 5 二次谐波的谱分布 箭头所指的是微波频率的 2 倍频的位置

谱在频率高端下降得略为缓慢, 在实验中转动磁探针的环平面对谱信号的影响不明显, 表明二次谐波在本实验中没有明显的偏振特性。这可能是由于装置的有限尺寸产生的影响。

在电磁波入射非均匀等离子体的过程中, 靠近临界面附近通常有两种过程, 共振吸收和参量衰变, 在共振层处等离子体和入射微波发生共振, 强的共振电场驱动了电子的非简谐振振荡, 辐射出二次谐波, 它的频率是入射波的二倍频。而对于参量衰变过程, 由于入射微波的功率较大, 当它与等离子体中的一些本征模耦合时, 在满足动量守恒和能量守恒的前提下, 将能量传输给电子等离子体波和离子声波, 这样电磁波和等离子体波相互作用就形成了二次谐波。因等离子体波的频率低于入射电磁波的频率, 电磁波和等离子体波相互作用形成的二次谐波的频率低于共振吸收所产生的二次谐波的频率, 频率相差为离子声频率。下面我们考虑在临界面附近的参量过程来分析二次谐波的谱^[8]。在临界面附近入射电磁波 (ω_0 , k_0) 衰变为电子等离子体波和低频的离子声波, 该过程满足动量守恒和能量守恒, 以及三种波的色散关系:

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_{pe} + \omega_{ia}, & \omega_0^2 &= \omega_p^2 + k^2 c^2, \\ k_0 &= k_{pe} + k_{ia}, & \omega_{pe}^2 &= \omega_p^2 + k_{pe}^2 \cdot 3V_e^2, \\ & & \omega_{ia} &= k_{ia} V_{ia}\end{aligned}$$

其中 $\omega_p = (4\pi n_e/m_e)^{1/2}$ 为等离子体的频率, $V_e = (T_e/m_e)^{1/2}$ 为电子热速度, $V_{ia} = (T_i/M)^{1/2}$ 为离子声速度。入射电磁波继续和参量衰变所形成的电子等离子体波再次相互作用而生成二次谐波, 同时局域的电子等离子体波自身相互作用也会生成二次谐波, 即

$$\begin{aligned}\omega_0 + \omega_{pe} &\rightarrow \omega_2, & \Delta\omega &= \omega_2 - 2\omega_0 = \omega_{ia}, \\ \omega_{pe} + \omega_{pe} &\rightarrow \omega_2, & \Delta\omega &= 2\omega_{ia}.\end{aligned}$$

这样由参量衰变形成的二次谐波的频率相对于共振吸收产生的二次谐波频率有一个频率红移, 红移量约为离子声频率 (约 4MHz)。实验中测量到的红移量为 5MHz, 这个结果表明在我们的实验条件下, 临界面附近的参量衰变过程对二次谐波的发射起了很大作用。在微波和非均匀等离子体相互作用过程中共振吸收所产生的二次谐波仍然对所测量的二次谐波谱有贡献, 在图 4 中 b 表现为谱在高端下降的较为缓慢, 由于实验中频率分辨的限

制不能分辨这两个峰。在我们的实验条件下,入射泵浦场的功率很强,密度梯度较小,因此参量过程的阈值条件和波矢匹配条件容易满足,另一方面,泵浦波的人射角偏离理想的共振条件,使得线性模转换而产生的二次谐波幅度受到抑制,因而共振层附近的二次谐波的发射主要是由于参量衰变而产生的,所观察到的二次谐波谱相对于共振吸收的二次谐波有一个频率红移,红移量为离子声频率的数量级。另外在实验中我们也测量到了三倍频和二分之三倍频的谐波辐射,有关这方面的研究仍在进行之中。

四、结 论

在微波和非均匀等离子体相互作用过程中,实验研究了坑子的产生和演化,在泵浦场关闭后的前 $3\mu\text{s}$ 内,坑子的幅度逐步增长,随后幅度开始衰减,坑子以 $3.5 \times 10^5 \text{cm/s}$ 的速度向密度低的方向传播,在传播过程中坑子的幅度基本保持不变,数值计算的结果和实验的结果基本符合。在微波入射期间,实验观察到了二次谐波的发射,测量到的谐波谱包含有参量衰变过程和共振吸收过程的贡献,谱的中心频率相对于入射微波二倍频有 4MHz 的频率红移,利用等离子体波的参量衰变过程分析了该频率红移。实验结果和理论分析定性符合。

- [1] B. Л. 金兹堡,电磁波在等离子体中的传播,科学出版社,(1978)。
- [2] J. A. Fejev, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**(1979), 135.
- [3] G. C. A. M. Janssen *et al.*, *Phys. Fluids*, **27**(1984), 726.
- [4] 余玮、徐至展,物理学报, **33**(1984), 547;
J. L. Bobin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 594;
P. Lee *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **24**(1974), 406;
K. Eidman and R. Sigel, *Phys. Rev. Lett.*, **4**(1975), 799.
- [5] A. Y. Wong *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 886;
T. Tanikawa *et al.*, *Phys. Fluids*, **27**(1984), 1416.
- [6] V. E. Zakharov, *Sov. Phys. JETP*, **35**(1972), 908.
- [7] P. PeNeef, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 997;
A. Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1407.
- [8] 徐至展等,中国科学,(8)(1984),754;
Xu Zhizhan *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983), 4902.
- [9] N. G. Basov *et al.*, *Sov. J. Quantum Electron*, **9**(1979), 1081.
- [10] Ding Weixing *et al.*, *Chinese Phys. Lett.*, **5**(1988), 260.
- [11] G. J. Morales and Y. C. Lee, *Phys. Fluids*, **20**(1977), 1135.

CAVITON FORMATION AND SECOND HARMONIC EMISSION DURING THE INTERACTION OF MICROWAVE WITH INHOMOGENEOUS PLASMA

LIU JIAN-MIN JIANG YONG DING WEI-XING HU GEN-ZE YU CHANG-XUAN

Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026

(Received 8 October 1991)

ABSTRACT

The experimental simulations of laser-plasma interaction process by means of the microwave-plasma interaction have been performed in a steady state plasma device. The evolution of caviton in the nonlinear interaction is experimentally investigated. The good agreement between experimental results and numerical calculation of Zakharov equation is obtained. The second harmonic emission spectrum is measured, and the mechanism of red-shift of second harmonic frequency is discussed.

PACC: 5240; 5235