

超短超强激光与稀薄等离子体相互作用中 后孤立子的观测^{*}

朱 斌^{1,2)} 谷渝秋^{1,†)} 王玉晓²⁾ 刘红杰¹⁾ 吴玉迟¹⁾ 王 磊^{1,3)}
王 剑^{1,4)} 温贤伦¹⁾ 焦春晔¹⁾ 滕 建¹⁾ 何颖玲¹⁾

1) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) 哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

3) 四川大学原子核科学技术研究所, 成都 610064)

4) 四川大学原子与分子物理研究所, 成都 610065)

(2008 年 4 月 15 日收到, 2008 年 6 月 28 日收到修改稿)

开展了超短超强激光与稀薄等离子体相互作用实验. 在实验中采用等离子体单色成像法观测等离子体发光图像, 捕捉到了近乎对称的环形等离子体发光结构. 在对实验结果进行分析并与理论预言进行比较后确认这是由激光-等离子体相互作用形成的后孤立子云外围的高密度等离子体壳层发光所致. 同时通过对等离子体通道的观测还发现, 孤立子的形成对超短超强激光在稀薄等离子体中的传输产生了非常大的影响.

关键词: 超短超强激光, 稀薄等离子体, 单色成像, 后孤立子

PACC: 5235S, 5240D

1. 引 言

随着啁啾脉冲放大(CPA)技术的发展, 脉宽小于 1 ps, 功率密度高于 10^{17} W/cm² 的超短超强激光装置在越来越多的实验室得到应用. 超短超强激光与等离子体相互作用由于涉及诸如激光尾场加速^[1]、X 射线激光^[2]以及快点火^[3]等多方面的应用而引起人们的广泛关注并开展了大量研究. 而相互作用过程中产生的丰富的非线性现象也是人们的研究重点之一. 其中, 有质动力与相对论效应扮演了重要角色. 当相对论强度的激光脉冲在等离子体中传输时, 强大的有质动力将把电子排出激光的高强度区域, 随后离子在有质动力引起的电荷分离场的作用下也被拉出, 等离子体密度分布因此发生改变, 形成低密度等离子体通道^[4]或所谓的等离子体空腔(cavity)^[5]. 同时电子在强光场中的振动速度接近光速, 这将引起电子质量的相对论增加, 从而改变局部等离子体频率. 这些效应将导致许多非线性现象的产生, 如激光的自聚焦^[6-8]、电磁孤立子^[9]的产生

等. 本文将介绍在超短超强激光与稀薄等离子体相互作用实验中观察到的电磁后孤立子非线性现象.

2. 电磁孤立子形成及向后孤立子演化机制介绍

孤波现象最早于 1834 年由苏格兰工程师 Russell 在水中发现, 这也正是后来被人们广泛研究的孤立子. 相对水中和等离子体中产生的孤立子, 激光与等离子体相互作用形成的电磁孤立子研究起步较晚. 上世纪 70 年代, 人们提出了相对论激光在等离子体中传播形成电磁孤立子的一维解析理论. Bulanov 等^[9]首次通过数值模拟方法发现了一维电磁孤立子的存在. Naumova 等^[10]通过二维半粒子模拟程序研究了孤立子随时间的演化, 并提出了后孤立子(postsoliton)的概念. 2002 年, Borghesi 等^[11]在实验中使用质子探针观察到了强激光与次稠密等离子体相互作用产生的等离子体空泡结构, 并将其解释为由激光-等离子体相互作用过程中形成的后孤立子云引起, 从而首次在实验中证实了后孤立子的存

^{*} 国家自然科学基金重点项目(批准号:10535030)和中国工程物理研究院基金重大项目(批准号:2006Z0202)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yqgu@sina.com

在^[11]. Kando 等^[12]在实验中使用与主激光波长相近的带通滤片在时间积分的图像中也观察到了以后孤立子形式存在的分立不动点,但由于空间分辨不足未观测到后孤立子的细致结构. 电磁孤立子是等离子体内的自捕获电磁结构,其形成机制可大致表述为^[9-16]:当激光在等离子体中传播时,由于激光能量的损耗和光子数守恒,激光脉冲后沿部分的频率逐渐降低,传播速度逐渐变慢,当频率下移至接近电子等离子体频率时将被局域在等离子体内. 被局域的电磁波随后通过有质动力作用将电子排出,形成电子密度空腔. 电子密度空腔的出现也标志着孤立子的形成. 孤立子的形成时间极短,远小于离子的响应时间,通常认为在孤立子形成时,离子是静止的. 电子被排出后,电荷分离场也随之形成. 随着时间的发展,离子将被电荷分离场以及电子密度空腔内的库仑斥力拉出,从而形成一个与电子密度空腔对应的离子密度空腔. 低频电磁波则被局域在等离子体密度空腔内并通过有质动力作用使得密度空腔不断扩大. 文献^[12]中将这种内部捕获了电磁波并不断膨胀的等离子体密度空腔称为后孤立子. 在膨胀过程中等离子体密度空腔内的电磁波振幅与频率都将逐渐衰减,当外部等离子体压与内部捕获的电磁波的有质动力压达到平衡时,等离子体密度空腔将停止膨胀.

作为激光-等离子体相互作用过程中重要的非线性现象之一,电磁孤立子的特性在理论上得到了较详细的研究,但其形成过程的高度非线性以及极短的时空尺度却让人们很难从实验中对孤立子进行深入研究. 实际上,由于孤立子的产生会吸收相当一部分的激光能量,且孤立子外围的高密度等离子体壳层也会显著影响后续激光的注入,因此孤立子的产生对激光在等离子体中的传输具有非常大的影响. 这需要人们更多的从实验中去研究孤立子的性质.

3. 实 验

实验在激光聚变研究中心的 SILEX-I 超短脉冲激光装置上进行. 实验的主要技术参数为激光功率约 100 TW,脉冲宽度 30 fs,波长 800 nm. 实验设置示意图如图 1 所示,采用 F/20 的抛面聚焦镜将主激光聚焦在 3 mm 喷嘴产生的氩团簇束流上. 激光焦斑采用成像系统和 16 bit CCD 测量,焦斑大小为 68 μm

(FWHM)在这个尺寸内集中了约 38% 的激光能量. 在激光主脉冲前 4 ns 处有占主激光能量约 0.4% 的预脉冲. 在主激光与氩团簇相互作用前,这个预脉冲将使氩团簇解体并形成低密度等离子体. 主脉冲在几个纳秒后到达时,团簇已经不存在,强的主激光脉冲实际上是与预脉冲形成的低密度等离子体相互作用. 对孤立子的诊断采用等离子体单色成像法,即在与激光入射方向接近垂直的方向设置长焦距显微镜,配合中心波长 400 nm,带宽 20 nm 的滤光片,滤去主激光产生的杂散光,将等离子体发光图像成像记录在 16 bit 科学级 CCD 上. 实验前在不加带通滤片的情况下对激光-等离子体作用区域成像以确定成像系统放大倍数,获得的空间分辨为 7 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. 高的空间分辨率能保证观察到较细致的结构. 由于孤立子极快的发展时间,目前无法实现时间分辨的观测,因此实验中采用积分测量. 为防止图像饱和,在实验中还根据入射激光的能量加入适量的中性滤片.

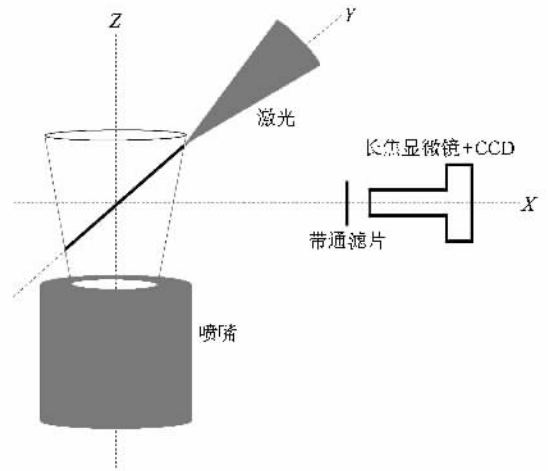


图 1 实验设置示意图

4. 典型图像与结果讨论

图 2 为实验中拍得的等离子体发光图像. 图像中一片等离子体发光背景中出现了—个外径约 500 μm 的亮度远高于背景的发光圆环,在这个圆环状发光结构的右侧还存在数个亮度稍低但同样高于背景亮度的发光圆环. 这些环状发光结构均出现在激光传输的路径中. 这个环状等离子体发光结构的形成可以做如下解释:当后孤立子在等离子体中形成时,外围的高密度壳层中的等离子体密度可达数倍临界

密度 $n_c^{[13]}$ 远高于壳层以外的等离子体密度, 而且后孤立子内部捕获的电磁波对电子的加热将使得壳层等离子体温度升高, 而等离子体发光强度随等离子体密度和电子温度增加而增加, 因此后孤立子外围的高密度壳层发光强度将远高于周围的等离子体发光强度. 这样一个高密度球壳边缘亮度高于中心, 从而在 CCD 上呈现为我们所观察到的发光的高密度环结构. 同时, 我们能看出在环状发光结构中有同心环结构, 这与文献 [12] 的模拟结果中关于后孤立子外围高密度环结构的描述是符合的.

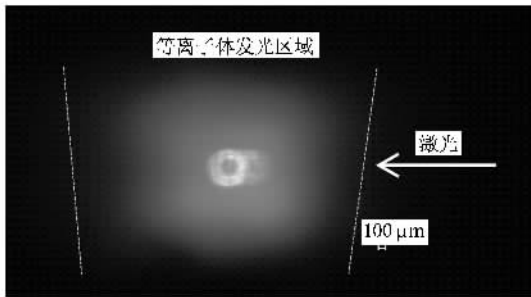


图 2 典型等离子体发光图像 $I = 8.4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$, $n_0 = 6.8 \times 10^{18} / \text{cm}^3$

孤立子的运动也已被人们在 PIC (particle-in-cell) 模拟中证实^[14], 而图 2 中亮环右侧的数个亮度较弱的发光结构看起来正像是后孤立子在形成后发生运动时在 CCD 上留下的痕迹. 从运动痕迹上看, 后孤立子逆着激光传输的方向运动. 根据模拟结果, 孤立子沿着密度梯度方向由高密度区向低密度区加速运动, 而强激光在传输过程中波前的有质动力会在激光传输的前端堆积起高密度等离子体, 后端激光的有质动力把等离子体向四周排开形成低密度区. 当后孤立子处于这样一个密度分布的等离子体中时, 运动方向正是逆着激光传输的方向, 这与我们从图像中做出的判断是符合的.

同时我们还可以看到, 发光高密度环左端的宽度明显大于右端宽度. 这是因为当孤立子还未形成时, 激光从右向左传播, 波前的有质动力已经给了传播路径中的等离子体一个集体向左的动量. 而当后孤立子在等离子体中形成并膨胀过程中, 内部捕获的电磁波的有质动力压向四周压缩等离子体形成高密度壳层. 这时左端的高密度壳层内的等离子体初始动量与内部有质动力压施加的动量方向相同而被拉宽. 与此相反, 右端的高密度壳层中的等离子体由于初始动量与内部有质动力压施加的动量方向相

反而被压缩, 由此便形成了左宽右窄的高密度壳层结构. 这样的—个结构投影到 CCD 上正是我们观察到的左宽右窄的亮环. 形成这样的—个结构带来的—个直接影响就是左端壳层中的等离子体密度将低于右端的等离子体密度, 发光强度上的左弱右强也证明了这一点.

由上所述我们可以看出, 我们观察到的这样一个高密度的球壳结构与后孤立子外围的壳层结构特征是符合的. 根据解析理论^[12], 后孤立子的特征膨胀时间可写为 $\tau = \sqrt{6\pi R_0^2 n_0 m_i / E_0^2}$, 其中 n_0 为等离子体密度, $R_0 = c/\omega_{pe}$ 为初始的孤立子半径, $E_0^2/8\pi$ 为孤立子内的电磁能量密度. 在我们的密度条件下可得 $R_0 \approx 1.36 \mu\text{m}$, 这与 PIC 模拟^[11]观察到的孤立子大小基本符合. 当 $t \gg \tau$ 时, 后孤立子半径随时间的增长可写为 $R \approx R_0 (2t/\tau)^{1/3}$, 内部电场强度及电磁场频率随时间的衰减分别为 $E \sim t^{-2/3}$ 和 $\omega_s \sim t^{-1/3}$. 从图像中我们可以看到这个高密度的球壳尺寸较大. PIC 模拟指出^[12, 14], 当激光焦斑较大 (数十倍激光波长) 时, 在激光尾场中会形成孤立子云, 即一连串的孤立子. 并且随着时间的发展, 这些孤立子将演变成逐渐膨胀的后孤立子, 随后这些后孤立子发生融合形成一个尺寸更大的后孤立子, 最终这个融合形成的后孤立子尺寸甚至能达到激光耗散长度 $l_{\text{depl}} \approx l_{\text{pulse}} (\omega/\omega_{pe})^2$ 的尺度. 实验中我们的激光焦斑大小 (FWHM) 达到了 $68 \mu\text{m}$, 这样一个大焦斑激光足以在等离子体中形成孤立子云. 且我们实验中采用了积分测量, 时间足够长. 在这样长的—个时间内孤立子云将演化并最终融合成大尺寸的后孤立子, 这样一个大尺寸的后孤立子其外围的高密度壳层尺寸也相应较大.

综上所述, 我们可以确认实验中观察到的环状等离子体发光图像正是由激光-等离子体相互作用过程形成的后孤立子外围的高密度壳层发光造成的.

在孤立子形成过程中会吸收相当一部分的激光能量^[13], 而超短激光要在等离子体中保持自聚焦传输, 需要足够高的功率^[8]. 如果一部分能量转化成了孤立子的能量, 剩余的激光能量是否还能维持激光的自聚焦传输将成为—个问题.

当激光在等离子体中发生自聚焦传输时, 激光的有质动力将把等离子体从激光传输区域排开, 从而在激光的传输区域内出现低密度等离子体通道, 在等离子体发光图像上呈现为暗区, 如图 3 所示. 然而在实验中我们没有同时观察到后孤立子与等离

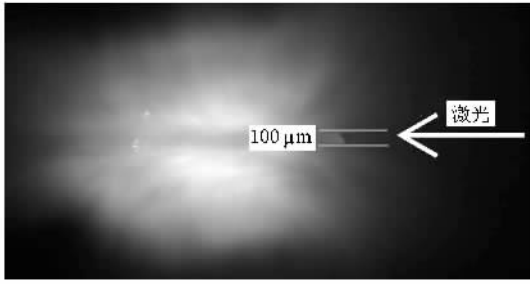


图 3 侧面长焦显微镜获得的氘等离子体通道图像 $I = 1.25 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $n_0 = 7.74 \times 10^{18} / \text{cm}^3$

子体通道的存在,同样的现象也发生在文献 [14]中.这说明孤立子形成对激光在等离子体内的传输产生了非常大的影响.

5. 结 论

在超短超强激光与稀薄等离子体相互作用实验

中,通过等离子体单色成像技术,我们观察到了大尺寸的近乎对称的环形等离子体发光结构.这是由于激光-等离子体相互作用过程中形成了孤立子云,并且随着时间的发展孤立子云逐渐演化并最终融合成一个大尺寸的后孤立子.我们所观察到的图像正是由这样一个后孤立子外围的高密度壳层发光所致.实验中我们还观察到了激光在等离子体自聚焦传输时形成的等离子体通道,但却没有在同一发次中观察到等离子体通道与后孤立子的存在,这说明孤立子形成对激光在等离子体内的传输产生了非常大的影响.在激光-等离子体相互作用的诸多应用领域中都要求激光能在等离子体中维持聚焦并传输足够的距离,因此有必要进一步深入研究孤立子的形成对激光在等离子体中传输的影响.

本论文工作得到了 SILEX-I 超短脉冲激光装置运行组全体成员的大力支持,在此表示衷心感谢.

- [1] Pukhov A, Meyer-Ter-Vehn J 2002 *Appl. Phys. B* **74** 355
- [2] Rocca J J, Shlyaptsev V, Tomasel F G, Cortazar O D, Hartshorn D, Chilla J L A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2192
- [3] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [4] Sarkisov G S, Bychenkov Yu V, Novikov V N, Tikhonchuk V T, Maksimchuk A, Chen S Y, Wagner R, Mourou G, Umstadter D 1999 *Phys. Rev. E* **59** 7042
- [5] Feit M D, Komashko A M, Musher S L, Rubenchik A M, Turitsyn S K 1998 *Phys. Rev. E* **57** 7122
- [6] Hafizi B, Ting A, Sprangle P, Hubbard R F 2000 *Phys. Rev. E* **62** 4120
- [7] Jha P, Wadhvani N, Raj G, Upadhyaya A K 2004 *Phys. Plasmas* **11** 1834
- [8] Chen L M, Kotaki H, Nakajima K, Koga J, Bulanov S V, Tajima T, Gu Y Q, Peng H S, Wang X X, Wen T S, Liu H J, Jiao C Y, Zhang C G, Huang X J, Guo Y, Zhou K N, Hua J F, An W M, Tang C X, Lin Y Z 2007 *Phys. Plasmas* **14** 040703
- [9] Bulanov S V, Inovenkov I N, Kirsanov V I, Naumova N M, Sakharov A S 1992 *Phys. Fluids B* **4** 1935
- [10] Naumova N M, Bulanov S V, Esirkepov T Zh, Farina D, Nishihara K, Pegoraro F, Ruhl H, Sakharov A S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
- [11] Borghesi M, Bulanov S V, Campbell D H, Clarke R J, Esirkepov T Zh, Galimberti M, Gizzi L A, MacKinnon A J, Naumova N M, Pegoraro F, Ruhl H, Schiavi A, Willi O 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
- [12] Kando M, Fukuda Y, Pirozhkov A S, Ma J, Daito I, Chen L M, Esirkepov T Z, Ogura K, Homma T, Hayashi Y, Kotaki H, Sagisaka A, Mori M, Koga J K, Daido H, Bulanov S V, Kimura T, Kato Y, Tajima T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 135001
- [13] Esirkepov T, Nishihara K, Bulanov S V, Pegoraro F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
- [14] Kaw P K, Sen A, Katsouleas T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3172
- [15] Bulanov S V, Esirkepov T Zh, Naumova N M, Pegoraro F, Vshivkov V A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
- [16] Sheng Z M, Zhang J, Yu W 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 125 (in Chinese)[盛政明、张 杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 125]



Observation of macroscopic postsolitons in ultrashort ultraintense laser-plasma interaction *

Zhu Bin¹⁾²⁾ Gu Yu-Qiu^{1)†} Wang Yu-Xiao²⁾ Liu Hong-Jie¹⁾ Wu Yu-Chi¹⁾ Wang Lei¹⁾³⁾
Wang Jian¹⁾⁴⁾ Wen Xian-Lun¹⁾ Jiao Chun-Ye¹⁾ Teng Jian¹⁾ He Ying-Ling¹⁾

1) *Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

2) *Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

3) *Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

4) *Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China*

(Received 15 April 2008; revised manuscript received 28 June 2008)

Abstract

Experiments were performed using ultrashort (30 fs) ultraintense (up to 10^{18} W/cm²) laser pulse focused into underdense deuterium plasmas ($n_e < 10^{20}$ /cm³). Macroscopic bubblelike structures were observed using monochromatic plasma irradiance imaging method. These structures are interpreted as the overdense shells of postsolitons generated in the plasma by the laser pulse, which is found to have important influence on the formation of plasma channel.

Keywords: ultrashort ultraintense laser, underdense plasmas, monochromatic imaging, postsoliton

PACC: 5235S, 5240D

* Project supported by the Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10535030) and the Key Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2006Z0202).

† Corresponding author. E-mail: yqgu@sina.com