

# 激光尾波场中光子加速研究<sup>\*</sup>

王 剑<sup>1,2)</sup> 谷渝秋<sup>1)†</sup> 蔡达峰<sup>3)</sup> 焦春晔<sup>1)</sup> 吴玉迟<sup>1)</sup> 何颖玲<sup>1)</sup> 滕 建<sup>1)</sup>  
杨向东<sup>2)</sup> 王 磊<sup>1)</sup> 赵宗清<sup>1)</sup>

1) 中国工程物理研究院激光聚变中心高温高密度等离子体国家重点实验室, 绵阳 621900)

2) 四川大学原子与分子物理研究所, 成都 610065)

3) 内江师范学院物理学与电子信息工程系, 内江 641112)

(2007 年 10 月 22 日收到 2008 年 3 月 14 日收到修改稿)

在 SILEX-I 激光装置上, 测量了超短超强激光脉冲与稀薄等离子体相互作用之后的透射谱. 实验中发现, 激光尾波场产生的密度扰动导致等离子体折射率随时间空间不断变化, 导致光子的加速/减速. 透射谱上主要表现为激光频率谱峰的劈裂和随密度变化的展宽, 没有发现与前向受激拉曼散射或自调制不稳定性相联系的边频波. 同时, 利用 LPIC++ 无碰撞粒子模拟程序模拟了超短超强激光与稀薄等离子体相互作用后的透射谱, 模拟结果也发现了明显的光子加速过程.

关键词: 超短超强激光脉冲, 透射谱, 光子加速/减速

PACC: 5260, 5240, 5240D

## 1. 引 言

1979 年, Tjijima 等人<sup>[1]</sup>提出了激光等离子体尾波场电子加速的设想. 近年来, 随着激光脉冲啁啾放大(CPA)技术的出现和发展, 激光器件输出功率有了极大的提高, 达到了几十到几百 TW 的水平, 为激光等离子体尾波场电子加速开辟了崭新的前景. 与传统的直线电子加速器相比, 激光尾波场加速有许多优点: 等离子体能承受更高的加速梯度, 在几个毫米的空间尺度内, 可以将电子加速到几百 MeV 乃至 GeV 水平, 而且电子束能散小, 发散角也很小. 基于上述优点, 国内各科研机构竞相开展大量的理论、模拟研究和实验研究, 取得了不少新突破<sup>[2-5]</sup>. 激光与稀薄等离子体相互作用时, 包含着许多新颖的物理过程. 例如激光在稀薄等离子体中传播时, 被尾波场加速的电子赶上激光脉冲并且改变波前的折射率, 导致激光传播方向的显著弯曲<sup>[6]</sup>, 与此同时入射的激光光子也同时要经历频率上移和频率下移, 或者说光子的加速/减速<sup>[7-11]</sup>. 光子加速所体现出

来的波的加速过程并不仅限于光波, 因此有着广泛的应用. 这种波包调制的过程被认为是一种调制不稳定性, 可以用来描述大量激光或者其他电磁波与等离子体相互作用所产生的物理现象. 在非线性光学、空间物理、光子朗道阻尼、行星大气物理、磁约束聚变以及天体物理中也有许多应用. 其中光子加速/减速概念的一项潜在的重要应用就是有可能用它作为一种诊断手段来确认强激光驱动的大振幅尾波场的振幅.

本文将介绍了 SILEX-I 激光装置上开展的超短超强激光脉冲与稀薄等离子体相互作用产生的透射光谱实验研究. Chen 等人<sup>[6]</sup>详细报道了激光脉冲在等离子体中传播方向发生偏折的原因, 我们将主要介绍另外一种新颖的物理现象: 光子加速. 实验中发现光子加速/减速过程在超强超短脉冲与稀薄等离子体相互作用中确实存在, 分析了产生该过程的原因, 同时利用粒子模拟程序仔细研究了光子加速/减速过程, 以及与等离子体密度的关系, 并且和实验结果进行了比较.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金重大项目(批准号:10535030), 中国工程物理研究院基金重大项目(批准号:2006Z0202), 高温高密度等离子体国家重点实验室基金(批准号:9140C6802050604)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: yqgu@sina.com

## 2. 实验结果

在中国工程物理研究院激光聚变中心的 SILEX-I 掺钛蓝宝石激光装置上进行了超短超强激光脉冲尾波场电子加速实验. 在此期间, 我们测量了激光穿过等离子体所形成的透射谱. 激光器采用啁啾脉冲放大技术, 其技术指标为, 激光最大输出能量 6 J, 中心波长 800 nm, 脉冲宽度 30 fs. 实验设置如图 1 所示, 主激光束进入真空靶室内, 经过一块  $F/8.7$  离轴抛物面镜 (OAP) 聚焦到超声速喷嘴喷出的氦气柱上, 所形成的透射光穿过电子磁谱仪的准直孔, 由真空靶室外的镀铝反射镜反射进入 Czerny-Turner 谱仪的狭缝内, 光栅常数为  $1200 \text{ l/mm}$ , 实验中光谱分辨率好于  $5 \text{ nm}$ . 本文采用 PI 公司生产的 TEA/CCD-512TKBM 型电荷耦合器件来记录最终的实验信号. 等离子体密度与气体背景压力关系如图 2 所示, 图 3(a) 和 (b) 是实验中获得的在不同气体背景压力下的典型结果. 主激光具有  $20 \text{ nm}$  (FWHM) 的带宽, 即使这样, 可以看出图中频谱分别向频谱的低频

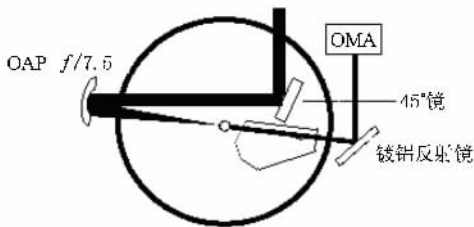


图 1 实验布局图

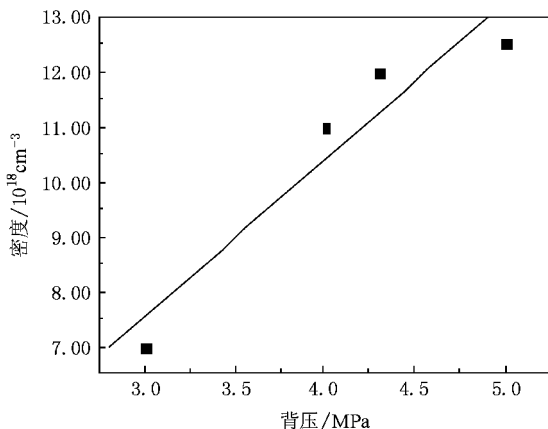


图 2 等离子体密度与背压关系

和低频方向展宽. 图 3(a) 中低频端展宽到了  $730 \text{ nm}$  左右, 而高频端展宽到了  $840 \text{ nm}$ , 而图 3(b) 中低频

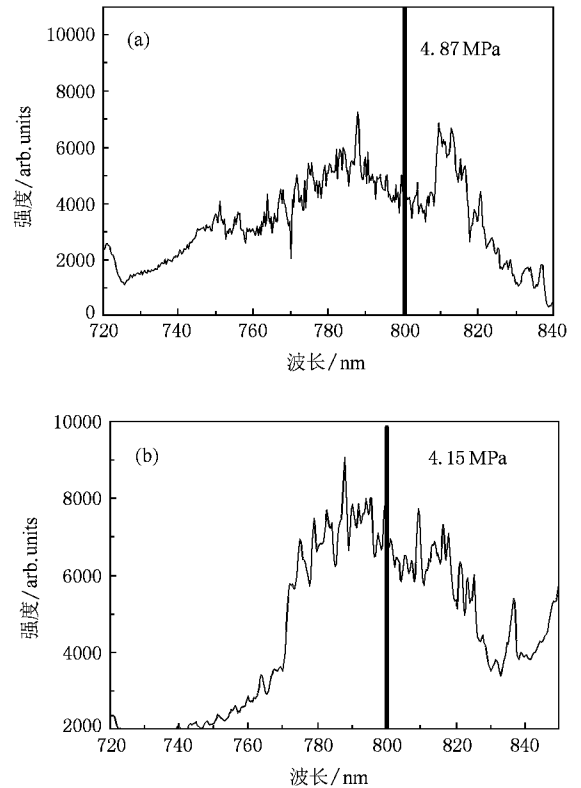


图 3 不同密度下的透射谱实验结果

端展宽到了  $740 \text{ nm}$ , 高频端展宽到了  $830 \text{ nm}$ , 展宽已经远远超过了主激光的带宽. 在更高的气体背景压力下, 频谱展宽得更宽, 这与光子加速模型的预期符合得很好, 也与模拟结果吻合. 值得说明的是, 由于本文在实验中使用了衰减片, 该衰减片在  $730\text{--}850 \text{ nm}$  范围内透过率为平响应, 图中光谱边沿的记录是衰减片边缘带来的, 在此不予考虑. 激光脉冲在  $800 \text{ nm}$  处劈裂成两个峰, 分别向频谱低频和高频方向移动, 而且是不对称的.

为了更好地理解各种可能的物理机理对激光透射光谱的贡献, 我们使用了 PIC 数模拟并且和实验结果进行了对比.

## 3. 粒子模拟结果

强激光与等离子体作用时, 往往产生强烈的非线性效应, 解析方法很难得到理想的结果. 粒子模拟程序 PIC 是研究强激光与等离子体相互作用的一种强有力工具. 我们利用 1D3V 无碰撞相对论粒子模拟程序 LPIC++<sup>[12]</sup>, 研究了典型实验条件下的前向透射光谱. 如图 4 所示, 假设一束波长为  $800 \text{ nm}$ , 沿

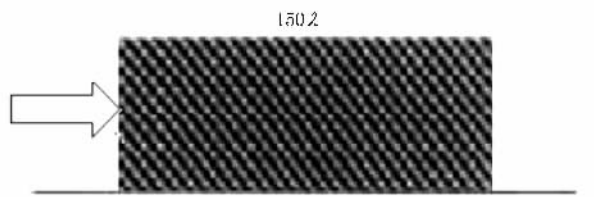


图 4 粒子模拟示意图

$x$  方向传播的 P 偏振激光垂直地入射到厚度为  $120 \mu\text{m}$  的等离子体上. 激光电场强度为

$$E(t) = a_0 \sin^2(\pi t/\tau),$$

其中  $a_0$  用  $m c \omega / e$  归一化,  $c$  与  $\omega$  分别为真空中的光速和激光频率. 离子作为中性背景在激光作用过程中可以运动. 其中  $e$  与  $m$  分别为电子电荷与质量.  $\tau$  为激光周期,  $t = 20\tau$  (约 55 fs). 时间, 等离子体长度和密度分别用激光周期、激光波长和临界密度  $n_c = 1.7 \times 10^{21} / \text{cm}^3$  归一化. 初始电子温度为 200 eV.

我们首先模拟了强度  $a_0 = 3$  (对应的激光功率密度为  $1.94 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) 的激光脉冲与密度为  $n_e = 0.007 n_c$  (对应的实际密度为  $n_e = 1.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) 的等离子体相互作用的情形. 模拟中总共用了 9000 个网格, 540000 个粒子. 为了避免边界效应, 在距离等离子体  $10\lambda$  处诊断透射光. 对透射光进行傅里叶分析, 图 5 给出了相应的光谱. 横轴表示透射光的频率, 用激光基频归一化. 纵轴表示相对强度.

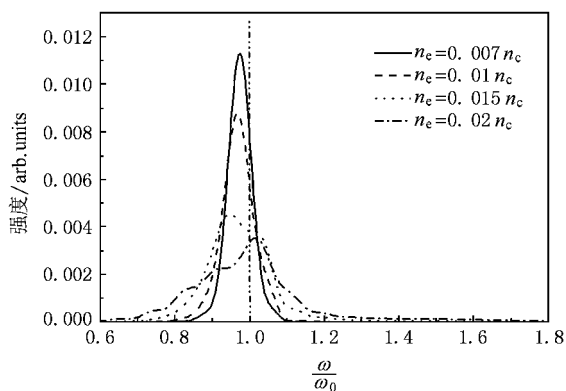


图 5 不同密度下的透射谱

图 6 所示的是一典型的结果, 模拟采用的等离子体密度  $n_e = 0.015 n_c$ , 实心线表示的是主激光脉冲, 点线表示的是经历  $200\tau$  后穿过等离子体后的透射光谱. 可以看到, 与入射激光相比, 透射光谱出现了明显的展宽. 可以注意到, 整个频谱可以被图中的点横线分成两个不同的峰, 且呈现的是不对称的

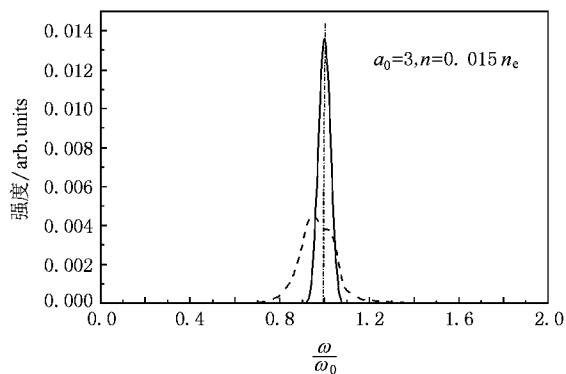


图 6 粒子模拟结果

结构, 频率的上移和下移分别距入射激光频率  $0.05\omega_0$  和  $0.02\omega_0$ . 为了考察透射光谱与等离子体密度的关系, 我们计算了各种密度条件下的透射光谱. 从图 5 中发现, 随着等离子体密度的增加, 展宽也变得越来越大. 尤其是在较高的密度下, 光谱有从激光频率劈裂的趋势, 包络的两端不再那么陡峭, 而是变得比较平缓. 用  $\Delta\omega$  来表示频谱的最大蓝移量, 表 1 中列出了  $\Delta\omega$  随等离子体密度变化的情况.

表 1 不同等离子体密度下的频谱展宽

$n_e/n_c$	$\Delta\omega/\omega_0$
0.007	0.1
0.01	0.15
0.015	0.45
0.02	0.65

### 4. 实验与模拟结果分析

除了光子加速/减速过程, 造成激光透射频谱移动和展宽主要物理机理有: 受激 Raman 散射或者自调制不稳定性, 自相位调制不稳定性, 激光前沿对中性原子的离化等. 下面对这些物理机理逐一进行分析.

考虑到在超短脉冲激光条件下, 离子往往来不及响应, 因此由离子运动带来的各种效应可以忽略不计, 我们仅仅考虑由电子运动带来的各种效应. 以往理论和实验表明, 激光在稀薄等离子体中传播, 尤其是当激光脉冲长度大于等离子体波长时, 有可能发生前向受激拉曼散射或者自调制不稳定性<sup>[13-15]</sup>. 前向受激 Raman 散射或者自调制不稳定性在透射谱中最显著的表现若若干个以等离子体频

率为间隔的边频波的出现. 不过, 在图 3 中没有发现受激拉曼散射过程或者自调制不稳定性产生. 从图 5 和图 6 的中的模拟结果来看, 同实验结果一样, 边频波没有出现, 也就是说前向受激 Raman 散射或者自调制不稳定性在超短脉冲与稀薄等离子体相互作用中没有产生, 这很有可能与激光脉冲在等离子体中的自压缩和陡化有关<sup>[15]</sup>.

在国外类似的实验中, Walton 等人<sup>[16]</sup>同样观测到了透射光谱的展宽却没有观测到受激 Raman 散射或者自调制不稳定性, 他们把这解释为激光脉冲在等离子体尾波场中受到自相位调制. 和本文实验结果不同的是, 在他们的实验结果中并没有发现主激光脉冲频谱的劈裂. 虽然自相位调制肯定对于主激光频谱的加宽有所贡献, 但还不能解释频谱中基频峰的劈裂.

尽管中性原子的离化有可能使得光子频率上移, 但是根据文献 [9] 中的讨论, 在本文的实验条件下, 离化造成的频率上移并不重要. 上面的分析表明, 在我们的实验条件下, 光子加速/减速过程为激光透射频谱移动与展宽的主要因素.

上面已经提到, 图 2 中的光谱呈现出明显的不对称结构, 这种不对称性正是光子加速的直接证据. 频率上移的光子与等离子体波相速度之间最大差值为  $c - v_{\phi}$  (其中  $c$  是光速,  $v_{\phi}$  是等离子体波的相速度) 频率上移的光子失相比较小. 相反地, 频率下移的光子传播的速度比等离子体波的相速度慢, 不受频率上移光子那样的速度差限制. 频率上移的光子在尾波场结构中获得加速的时间比频率下移的光子在尾波场结构中获得减速的时间要长, 于是就会出现图 2 中那样的特征不对称结构. 这种不对称结构 Nakajima 等人<sup>[17]</sup>也报道过.

Murphy 等人<sup>[11]</sup>的实验以及模拟研究中, 证实了光子加速或者减速的存在. 他们实验和模拟结果表明, 文献 [11] 中图 5 所示, 由于光子加速/减速过程的存在, 透射谱在激光基频附近劈裂, 一部分光子红移, 一部分光子蓝移. 光子加速/减速的原因在于, 在超短超强激光脉冲入射进入稀薄等离子体之后, 紧接着在等离子体中产生尾波场, 由于尾波场的存在, 密度随等离子体随时间空间的变化, 局部密度增加而局部密度减小, 从而导致等离子体的折射系数发生变化, 引起光子的蓝移或者红移. 如表 1 所示,

随着等离子体密度的增加, 频谱的展宽量随之增加, 特别是向频率上移部分的展宽更明显, 这与本文实验观察到的结果也是一致的. 与 Kato 等人<sup>[18]</sup>解释的由激光脉冲前沿离化中性原子产生等离子体密度陡变所引起的蓝移有明显不同, 在我们的模型中并没有包含电离过程, 却得到和实验相似的结果, 这也从另外一个角度说明了电离过程造成的频率上移与尾波场结构造成的频率上移相比并不重要.

光子加速/减速作为大振幅等离子体波存在的一个显著依据, 它的一个重要的潜在应用就是用来诊断等离子体波的振幅. 通过透射光频谱的移动量可以获得等离子体波的信息. 不过, 却很难从中得到解析表达式. Dias 等人<sup>[19]</sup>给出了标准解析式, 不过这个公式仅限于线性等离子体波, 而在我们的实验或模拟中, 等离子体波往往都是强烈非线性的. Esirkepov 等人<sup>[10]</sup>仔细研究了光子上移的最大频率与尾波场的关系

$$\tilde{\omega}_{\max} = \gamma_{\text{ph}} \tilde{\omega}_{\text{pe}} \{1 + \beta_{\text{ph}} [1 - \tilde{\omega}_{\text{pe}0}^2 / \tilde{\omega}_{\text{pe}}^2]^{1/2}\}, \quad (1)$$

在考虑尾波场带来的电子密度扰动远大于等离子体本征振荡时 (1) 式可以简化为

$$\tilde{\omega}_{\max} = 2\gamma_{\text{ph}} \tilde{\omega}_{\text{pe}}, \quad (2)$$

其中  $\tilde{\omega}_{\text{pe}}$  为尾波场中的最大等离子体频率. 表 1 列出了光子在尾波场可以获得的频谱蓝移量. 通过比较发现, 粒子模拟的结果和 (2) 式的预期符合得很好, 这为诊断等离子体波振幅提供了一种方法.

## 5. 结 论

本文 PIC 数值模拟与实验结果都证明, 由于超短超强激光脉冲进入稀薄等离子体之后产生尾波场, 尾波场中局部等离子体密度增加, 局部密度减小且随着时间而在不断变化, 随之而来的是等离子体折射率的变化, 从而导致光子加速/减速. 光子的加速/减速过程表现在透射谱的结构上具有自己显著的特征, 频谱在基频附近发生劈裂, 同时向低频端和高端端发生显著的展宽, 而且这种展宽随着密度的增加而增加. 由于频率上移的光子比频率下移光子获得更长的加速时间, 因此高频端的展宽比低频端的展宽更远. 通过诊断透射谱, 甚至有可能间接观测等离子体中存在的大振幅电子等离子体波振幅.

- [ 1 ] Tijima T , Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [ 2 ] Mangles S P D , Murphy C D , Najmudin Z , Thomas A G R , Collier J L , Dangor A E , Divall E J , Foster P S , Gallacher J G C , Hooker J , Jaroszynski D A A , Langley J , Mori W B , Norreys P A , Tsung F S , Viskup R , Walton B R , Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 535
- [ 3 ] Faure J , Glinec Y , Pukhov A , Kiselev S , Gordienko S , Lefebvre E , Rousseau J-P , Burg F , Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [ 4 ] Geddes C G R , Toth Cs , van Tilborg J , Esarey E , Schroeder C B , Bruhwiler D , Nietner C , Cary J , Leeman W P 2004 *Nature* **431** 538
- [ 5 ] Chen M , Sheng Z M , Zhang J 2006 *Chin. Phys.* **15** 0568
- [ 6 ] Chen L M , Kotaki H , Nakajima K , Koga J , Bulanov S V , Tajima T , Gu Y Q , Peng H S , Wang X X , When T S , Liu H J , Jiao C Y , Zhang C G , Hua J F , An W M , Tang C X , Lin Y Z 2007 *Phys. Plasmas* **14** 040703
- [ 7 ] Lee H J , Kim C G H , Kim J U , Suk H 2007 *AIP Conf. Proc.* **920** 170
- [ 8 ] Trines R M G M 2007 *AIP Conf. Proc.* **647** 187
- [ 9 ] Solodov A A , Mora P , Chessa P 1999 *Phys. Plasmas* **6** 503
- [ 10 ] Esirkepov T , Bulanov S V , Yamagiwa M , Tajima T 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 014803
- [ 11 ] Murphy C D , Trines R , Vieira J , Reitsma A J W , Collier J L , Divall E J , Foster P S , Hooker C J , Langley A J , Norreys P A , Fonseca R A , Fiuza F , Silva L O , Mendonca J T , Mori W B , Gallacher J G , Viskup R , Jaroszynski D A , Mangles S P D , Thomas A G R , Krushelnick K , Najmudin Z 2006 *Phys. Plasmas* **13** 033108
- [ 12 ] Lichters R , Prund R E W , Meyer-ter-Vehn J 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [ 13 ] Tang Y H , Han S S , Zhang C X , Wu Y Q , Cheng J , Zhong F C , Zhu Y Z , Xu Z Z 2002 *Chin. Phys.* **11** 0050
- [ 14 ] Xu H , Chang W W , Zhuo H B 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 135 ( in Chinese ) [ 徐 涵、常文蔚、卓红斌 2003 物理学报 **52** 135 ]
- [ 15 ] Hur M S , Lindberg R R , Charman A E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 115003
- [ 16 ] Walton B , Mangles S P D , Najmudin Z , Dangor A E , Burgy F , Fritzier S , Malka V 2006 *Plasma. Phys. Control Fusion* **48** 29
- [ 17 ] Nakajima K 2006 *First Asian Summer School on Laser Plasma Acceleration* ( <http://highfield.iphy.ac.cn/summerschool.htm> )
- [ 18 ] Dias J M , Oliveira e Silva L , Mendonca J T 1998 *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* **1** 031301
- [ 19 ] Kato S , Kishimoto Y , Koga J 1998 *Phys. Plasmas* **5** 292

## Photon acceleration in the laser wakefield<sup>\*</sup>

Wang Jian<sup>1,2)</sup> Gu Yu-Qiu<sup>1)†</sup> Cai Da-Feng<sup>3)</sup> Jiao Chun-Ye<sup>1)</sup> Wu Yu-Chi<sup>1)</sup> He Ying-Ling<sup>1)</sup>  
Teng Jian<sup>1)</sup> Yang Xiang-Dong<sup>2)</sup> Wang Lei<sup>1)</sup> Zhao Zong-Qing<sup>1)</sup>

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

2) *Atom and Molecule Physics Institute, Sichuan University, Chengdu 610065, China*

3) *Department of Physics, Neijiang Normal College, Neijiang 641112, China*

( Received 22 October 2007 ; revised manuscript received 14 March 2008 )

### Abstract

On the SILEX- I laser facility , we measured the transmission spectra after ultrashort and ultraintense laser pulse interaction with tenuous plasma . Due to the existence of the wakefield , the time-dependent refractive index of the plasma can accelerate or decelerate photons of laser pulse when the laser pulse propagates in the plasma . Its main features are the splitting of the fundamental frequency and its evident broadening in the laser transmission spectra . The side-band wave which is often associated with Raman and Self modulation were not observed in our experiments . Utilizing the LPIC + + code , we also simulated the transmission spectrum after the ultrashort-ultrahigh intensity laser pulse interacts with the tenuous plasma . The simulation results are in good agreement with the experiment results .

**Keywords** : ultrashort-ultrahigh intensity laser pulse , transmission spectrum , photon acceleration/deceleration

**PACC** : 5260 , 5240 , 5240D

<sup>\*</sup> Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10535030 ) , the Key Foundation of China Academy of Engineering Physics ( Grant No. 2006Z0202 ) and the Foundation of National Key Laboratory of Laser Fusion , China ( Grant No. 9140C6802050604 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : yqgu@sina.com