

# 超热电子产生的靶后相干渡越辐射光谱实验研究<sup>\*</sup>

远晓辉<sup>1)2)</sup> 李玉同<sup>1)†</sup> 徐妙华<sup>1)</sup> 于全芝<sup>1)</sup> 王首钧<sup>1)</sup> 张 杰<sup>1)</sup> 赵 卫<sup>2)</sup>  
王光昶<sup>3)4)</sup> 温贤伦<sup>3)</sup> 焦春晔<sup>3)</sup> 何颖伶<sup>3)</sup> 张双根<sup>3)</sup> 王向贤<sup>3)4)</sup> 黄文忠<sup>3)</sup> 谷渝秋<sup>3)</sup>

1) 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

2) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

3) 中国工程物理研究院等离子体物理国家级重点实验室, 绵阳 621900)

4) 四川大学原子分子物理研究所, 成都 610065)

(2005 年 12 月 21 日收到, 2006 年 1 月 23 日收到修改稿)

利用 OMA 光学多道分析仪测量了激光与薄膜靶相互作用中产生的辐射光谱, 在靶后观察到红移的二次谐波发射. 这种二次谐波是  $v \times B$  加热产生的、具有微脉冲结构的超热电子束在等离子体-真空边界产生的相干渡越辐射(CTR). 随着激光能量的增大, 红移峰向长波方向移动, 光谱同时发生展宽. 分析认为, 等离子体临界面的迅速膨胀是导致二次谐波红移的主要原因. 随着预脉冲能量的增大, 临界面膨胀速度增大, 导致了发射峰更大的红移. 实验还测量了靶面法线方向的辐射光谱, 观察到基频辐射的红移和展宽. CTR 为诊断临界面的运动方向和速度提供了一种新的方法.

关键词: 相干渡越辐射, 超热电子, 超短超强激光, 等离子体相互作用

PACC: 5250J, 5270K

## 1. 引 言

超短超强激光与等离子体相互作用产生高能超热电子<sup>[1-3]</sup>. 为了解释超热电子的产生, 人们提出了很多的加热机理, 比如共振吸收<sup>[4]</sup>、真空加热<sup>[5]</sup>和  $v \times B$  加热<sup>[6]</sup>等. 不同的加热机理产生的超热电子的发射方向不同, 而且在纵向具有不同的周期, 形成超热电子的不同微脉冲结构. 如真空加热机理产生的超热电子会沿着靶面法线方向发射, 同时由于在每一个激光周期内, 电子得到一次加速, 所以相邻微脉冲的时间间隔为一个激光周期. 而对于  $v \times B$  加热, 发射方向沿着激光传输方向, 每个激光周期内电子得到两次加速, 所以相邻微脉冲的时间间隔为半个激光周期. 如果能够测量超热电子的微脉冲周期, 就能确切地知道起主要作用的加热机理.

渡越辐射(TR)<sup>[7]</sup>是运动的带电粒子穿过两种不同电磁特性的介质分界面时产生的电磁辐射. TR 携带了丰富的信息, 它是对超热电子的微脉冲结构进行测量的一种新方法<sup>[8]</sup>. 利用耦合了条纹相机的

可见光谱仪, Baton 等人<sup>[9]</sup>和 Santos 等人<sup>[10]</sup>分别测量到了激光正入射靶面时靶后法线方向的时间分辨辐射光谱, 观察到了  $v \times B$  加热或真空加热产生的超热电子的二次谐波相干渡越辐射(CTR). Zheng 等人<sup>[11]</sup>也利用光谱仪测量了激光斜入射时靶后法线方向的辐射光谱, 在激光基频位置测量到共振吸收产生的超热电子微脉冲的 CTR 尖峰, 其宽度为 2nm. Jung 等<sup>[12]</sup>利用相同的方案, 测量到二次谐波附近的相干辐射, 峰值带宽为 4nm. 这些实验的共同特点是激光脉冲宽度都在亚皮秒量级, 而且均在靶面法线方向上测量 TR 光谱.

在靶后的激光传输方向利用 OMA 光学多道分析仪测量到斜入射飞秒超强激光与等离子体相互作用产生的辐射光谱. 实验观察到二次谐波辐射的红移. 随着激光能量的增大, 发射峰向长波方向持续移动, 光谱同时发生展宽. 分析认为, 二次谐波附近的尖峰是  $v \times B$  加热产生的、具有微脉冲结构的超热电子束的 CTR, 等离子体临界面向真空方向的膨胀是二次谐波红移的主要原因. 随着预脉冲能量的增大, 临界面的膨胀速度也随之增大, 这导致了发射

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 30374115, 10374116, 10376160), 国家高技术惯性约束聚变委员会, 等离子体国家级重点实验室资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: ytli@aphy.iphys.ac.cn

峰的持续红移. 在靶后的靶面法线方向, 还观察到了基频辐射的红移和展宽. CTR 为诊断临界面的运动方向和速度提供了一种新的方法.

## 2. 实验装置

本实验是在中国工程物理研究院等离子体物理国家级重点实验室 SILEX-1 超强超短脉冲激光装置上进行的. 该激光系统采用啁啾脉冲放大(CPA)技术, 激光峰值波长为 782nm, 脉宽为 50fs, 最大输出能量可达 6J. 在本实验中, 主激光之前 8ns 时有一个 50fs 的预脉冲, 强度是主激光强度的  $10^{-2}$ — $10^{-3}$ , 所以主激光到达之前, 在靶前已经产生一个向真空膨胀的预等离子体. 实验布局如图 1 所示. P 偏振的主激光经  $f/3$  的离轴抛物面镜聚焦后, 入射在 50 $\mu$ m 厚的 Cu 靶上, 激光轴与靶法线之间的夹角为 24°. 自准直光学系统用来监视、调节激光聚焦状态. X 射线针孔相机用于测量打靶产生的 X 射线焦斑. 典型焦斑的半高全宽(FWHM)为 65 $\mu$ m. 在激光传输方向, 利用  $f/5$  的透镜收集产生的 CTR 光, 聚焦到 OMA 光学多道分析仪的狭缝上, 测量时间积分的辐射光谱, 光谱分辨率为 0.1nm. 另外, 还对靶面法线方向的 CTR 进行了探测.

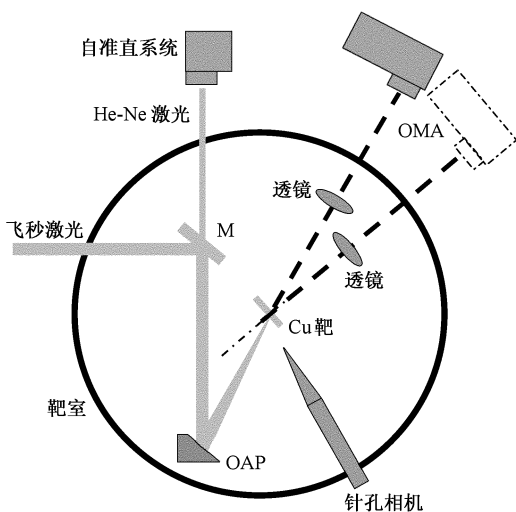


图 1 靶后 CTR 光谱测量示意图.  $M$  为 800nm 全反、632.8nm 全透的平面镜, OAP 为离轴抛物面镜, OMA 为光学多道分析仪

## 3. 实验结果和分析

图 2 为利用光纤光谱仪测量的主激光光谱, 峰

值波长为 782nm, 半高全宽(FWHM)为 31nm.

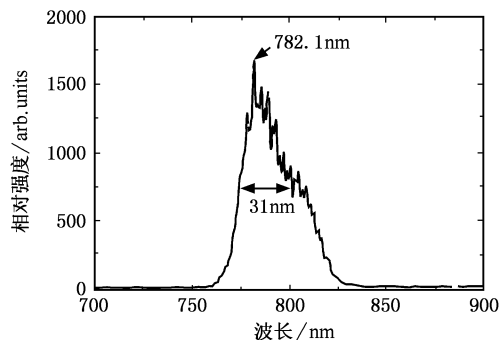


图 2 主激光光谱

图 3 为 OMA 光学多道分析仪测量的 3 个不同激光能量下、激光传输方向的辐射光谱, 能量分别为 0.24J、0.78J 和 2.3J. 图中可以看到, 在二次谐波附近存在强的发射峰. 相对于激光的二次谐波, 发射峰出现了红移. 随着激光能量的增大, 红移峰向长波方向持续移动, 峰值强度增大, 光谱同时发生展宽. 将发射峰中心相对二次谐波的偏移定义为二次谐波的红移量. 表-1 给出了三个激光能量下的峰值聚焦功率、二次谐波红移量和 FWHM 的对比. 而在激光频率附近, 没有观察到任何相干辐射峰.

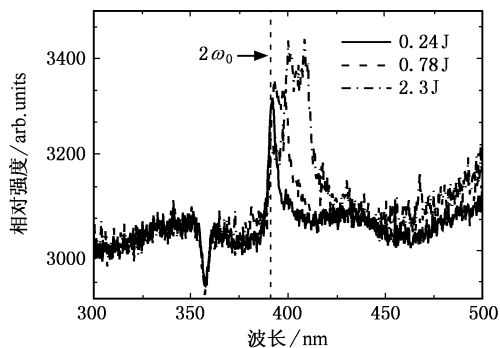


图 3 激光能量为 0.24J、0.78J 和 2.3J 时, 激光传输方向的 CTR 光谱

表 1 不同激光能量下二次谐波红移量、宽度的对比

激光能量/J	聚集功率密度 ( $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	相对二次谐波的 红移/nm	半高全宽/nm
0.24	$1.45 \times 10^{17}$	1	5.3
0.78	$4.7 \times 10^{17}$	5.8	11.5
2.3	$1.39 \times 10^{18}$	13	18.0

实验中产生的超热电子具有一定的空间分布和动量分布, 分布函数可以简单的表示为<sup>[13]</sup>

$$F(\mathbf{r}, z, p) = f(\mathbf{r})f(z)f(p), \quad (1)$$

其中  $f(\mathbf{r})$ 、 $f(z)$  和  $f(p)$  分别为电子束的横向分布、纵向分布和动量分布,  $r$  和  $z$  分别为电子的径向和运动方向的坐标,  $p$  为超热电子的动量. 对于纵向分布是一定周期结构的超热电子束, 假设相邻微脉冲的时间间隔为  $\delta$ , 那么其产生的 CTR 的发射峰出现在频率  $1/\delta$  和其谐波位置<sup>[14]</sup>. 如真空加热, 相邻微脉冲的时间间隔为一个激光周期, CTR 出现在激光频率和其谐波位置<sup>[11]</sup>; 而对于  $\nu \times B$  加热, 相邻微脉冲的时间间隔为半个激光周期, CTR 只出现在激光的偶次谐波位置. CTR 的角分布由超热电子横向束分布的傅里叶变换决定, 发射角度  $\theta \leq \frac{\lambda}{2\pi d}$ <sup>[14,15]</sup> 其中  $\lambda$  为辐射波长,  $d$  为电子束(或者电流细丝)直径. 在我们的实验条件下, 辐射波长远小于电子束直径  $\lambda \ll d$ , 所以 CTR 主要集中在电子束方向附近极窄的角度范围. 而非相干渡越辐射(CTR)的角分布主要由超热电子的温度决定. 在温度比较低时, 有很大的发散角, 产额也远小于 CTR. 对于斜入射情况, 在激光传输方向测量就可以排除共振吸收、真空加热机理产生的超热电子对测量到的辐射谱的贡献. 如果能测量到偶次谐波相干辐射信号, 就可以归结为  $\nu \times B$  加热产生的超热电子的 CTR<sup>[16]</sup>. 因此, 实验中, 在激光传输方向测量的二次谐波附近的相干辐射主要是  $\nu \times B$  加热产生的超热电子造成的.

我们认为二次谐波辐射的红移是由于相邻微脉冲之间的间隔变大造成的, 而临界密度面的高速膨胀是造成超热电子微脉冲间隔变大的主要原因. 不考虑临界面运动时,  $\nu \times B$  加热产生超热电子微脉冲的间隔可以表示为

$$L_1 = \beta \cdot \frac{T}{2}, \quad (2)$$

其中  $\beta = (1 - \gamma^{-2})^{1/2}$ ,  $\gamma$  为相对论因子,  $T$  为激光周期. 而如果临界面以速度  $c_s$  向真空方向膨胀时,  $\nu \times B$  加热产生的超热电子微脉冲的间隔要改写为

$$L_2 = (\beta - c_s) \frac{v_p}{v_p + c_s} \frac{T}{2}, \quad (3)$$

其中  $v_p$  为光在等离子体中的相速度. 相邻微脉冲的间隔的改变为

$$\Delta L = L_2 - L_1 = \frac{c_s(v_p - \beta)}{v_p + c_s} \cdot \frac{T}{2} > 0, \quad (4)$$

在临界面附近,  $v_p \rightarrow \infty$ ,  $\Delta L \approx c_s \cdot \frac{T}{2}$ . 因此, 临界面运

动速度的增大, 导致了电子束相邻微脉冲间隔的增大, 产生的 CTR 峰向长波长方向移动(即红移). 红移量满足

$$\Delta\lambda/\lambda_T \approx c_s/\beta, \quad (5)$$

其中  $\lambda_T = \lambda/2$  为激光的二次谐波. 同理, 如果临界密度面以速度  $c_s$  向高密度区运动时, 相邻微脉冲的间隔改变为

$$\Delta L = L_2 - L_1 = \frac{c_s(\beta - v_p)}{v_p - c_s} \cdot \frac{T}{2} < 0, \quad (6)$$

那么若相邻微脉冲的间隔减小, 产生的 CTR 峰就向短波长方向移动(即蓝移). 蓝移量表达式与(5)式相同.

实验中, 主激光峰值之前 8ns 处的预脉冲产生了向真空方向膨胀的预等离子体. 由于激光脉冲宽度很短和光强较低, 激光有质动力引起的动量改变很小, 因此不足以阻止临界密度面向外的高速膨胀. 所以, 实验上只观察到了二次谐波的红移. 图 4 给出了利用 MEDUSA 程序模拟的峰值强度  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 、脉宽 50fs 的预脉冲产生的等离子体的临界密度面在 7.7—8.5ns 时的空间-时间分布, 线性拟合的膨胀速度为  $1.8 \times 10^{-3} c$ , 其中  $c$  为光速.

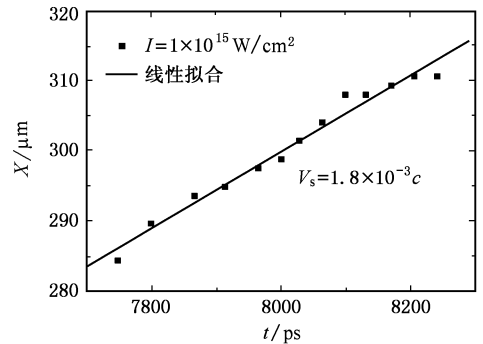


图 4 一维双温流体程序 MEDUSA 模拟的临界密度面时间-空间位置

图 5 给出了不同激光能量下, 利用二次谐波的红移量计算的临界面的运动速度. 激光能量为 0.23J 时, 计算的临界密度面膨胀速度与模拟的预等离子体膨胀速度相近. 图中可以看到, 随着激光能量的增大, 临界密度面的运动速度几乎线性增大. 这是因为, 随着激光能量的增大, 预脉冲能量同时增大, 产生了更大膨胀速度的等离子体. Kalashnikov<sup>[18]</sup>等认为临界面的运动方向和速度取决于激光有质动力和等离子体热压力的竞争. 在文献 [9—12] 提到的实验中, 主激光到来之前并没有一个

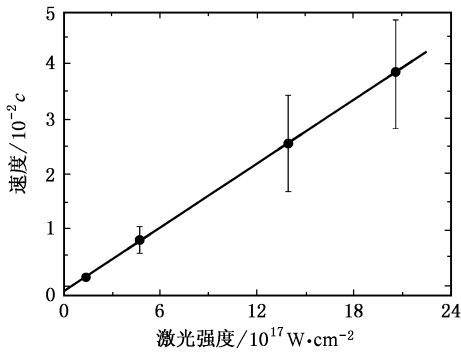


图5 根据红移峰位置拟合的临界面运动速度

高速膨胀的预等离子体,而且相互作用的激光脉冲宽度在亚皮秒量级,激光光强也很高,所以有质动力引起的动量改变足以阻止临界密度的运动。在主激光脉冲作用期间,有质动力光压和等离子体热膨胀达到一个动态的平衡,临界密度面几乎没有移动。所以,在他们的实验中没有观察到 CTR 的红移或者蓝移现象。

CTR 峰的展宽表明电子束微脉冲内电子的相似性变差。一个可能的原因是,临界面具有非均匀的运动速度。随着主激光脉冲峰值的到达,激光有质动力光压增大,临界密度面向真空方向运动的速度降低。主激光峰值过后,激光有质动力光压减小,临界面的运动速度增大。结果产生的超热电子微脉冲具有随时间变化的间隔,从而引起 CTR 峰的展宽。激光能量增大时,激光有质动力增大,膨胀的等离子体临界面受到较大的阻止,所以光谱进一步展宽。除了临界面的非均匀运动速度,超热电子束的发散也会展宽 CTR 谱,展宽量<sup>[14]</sup>满足:  $\delta\lambda = \sqrt{w^2} \sin\theta\lambda$ , 其中  $w$  为垂直激光传输方向上超热电子的速度分量,  $w^2$  为  $w^2$  的平均值,  $\theta$  和  $\lambda$  分别为辐射角和相干辐射波长。  $f/5$  的收集系统决定了收集角  $2\theta < 10^\circ$ , 而且 CTR 集中在超热电子束发射方向附近很窄的角度范围。因此,只有发散角较小的那部分电子产生的 CTR 光才会被收集进入 OMA 谱仪的狭缝。由此估算在激光二次谐波处的 CTR 谱展宽量  $\delta\lambda < 3\text{nm}$ , 即电子束的发散对 CTR 谱的展宽贡献较小。

图 6 为靶面法线方向测量的基频光附近的辐射谱。红移量约为在激光传输方向测量的二次谐波的红移量的两倍,这与(4)式相一致。在激光的二次谐波附近没有观察到相干辐射信号。测量到的相干辐射信号与主激光的光谱明显不同,首先证明测量的

确实是超热电子越过靶后表面的 CTR。其次,由于靶面法线方向超热电子复杂的产生机理,产生的超热电子相似性较差,CTR 峰有更大的光谱展宽。

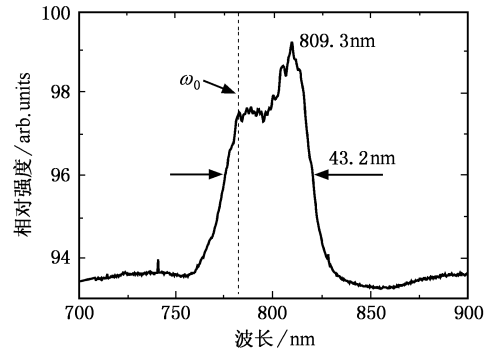


图6 靶面法线方向测量的 CTR 光谱,激光能量为 1.85J

通过测量反射光的 Doppler 频移, Kalashnikov<sup>[18]</sup> 等研究了不同信噪比激光脉冲打靶时的临界面运动,发现临界面的运动方向与激光脉冲前沿的陡度有关。在低的信噪比下,反射光呈现红移,临界密度面向高密度区运动;在高的信噪比下,反射光表现为蓝移,临界密度面向真空方向运动。Zepf 等<sup>[19]</sup> 利用超高强度激光脉冲与固体靶相互作用产生的高次谐波测量了钻孔速率。当  $I \sim 1.0 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$  (信噪比  $10^6:1$ ) 时,反射谐波由蓝移转变为红移,相应的等离子体由膨胀转变为钻孔。但这种测量方法有一定的缺点,探针光在低密度等离子体中传输会被吸收或者受到非均匀等离子体的调制和各种不稳定性的影响,导致相位信息的改变,从而改变探针光的光谱。而且,由于需要确定探针光与打靶激光的空间、时间同步,操作比较困难。实验表明,通过测量激光-等离子体相互作用中产生的超热电子穿过固体-真空边界的 CTR 谱的频移,也可以推断临界密度面的移动方向和速度,这为诊断临界密度面的运动提供了一种新的方法。

## 4. 结 论

在靶后激光传输方向利用 OMA 光学多道分析仪测量了激光与薄膜靶相互作用产生的辐射光谱,观察到二次谐波发射的红移。这种二次谐波是  $v \times B$  加热产生的、具有微脉冲结构的超热电子束在等离子体-真空边界产生的相干渡越辐射(CTR)。随着激光能量的增大,发射峰向长波方向移动,光谱同时发生展宽。分析认为,等离子体临界面的迅速膨

胀是导致二次谐波红移的主要原因. 随着预脉冲能量的增大, 临界面膨胀速度增大, 这导致了发射峰更大的红移. 主激光有质动力对临界密度面膨胀速度的抑制, 是光谱展宽的一个可能原因. 实验也测量了靶面法线方向的辐射光谱, 观察到基频光附近辐射的红移和展宽. 实验结果表明, CTR 为诊断临界

面的运动方向和速度提供了一种新的方法.

感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心激光工程部 SILEX-I 运行组的大力支持和帮助. 感谢与董全力副研究员、鲁欣副研究员、陈民同学和郑君同学的有益讨论.

- [ 1 ] Zhang Jun , Zhang Jie , Sheng Z M *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** , 046408  
Zheng Z Y , Li Y T , Yuan X H *et al* 2005 *Acta. Phys. Sin.* **55** ( in Chinese ) , accepted [ 郑志远、李玉同、远晓辉等 2005 物理学报 **55** 已接收 ]
- [ 2 ] Peng X Y , Zhang J , Jin Z *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 026414
- [ 3 ] Li Y T , Zhang J , Sheng Z M *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 1650021-4
- [ 4 ] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [ 5 ] Krueer W L , Estabrook K G 1985 *Phys. Fluids.* **28** 430
- [ 6 ] Estabrook K , Krueer W L *et al* 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 42
- [ 7 ] Happek U , Sievers A J , Blum E B *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2962
- [ 8 ] Lumpkin A H , Dejus R , Berg W J *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 79
- [ 9 ] Baton S D , Santos J J , Amiranoff F *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 105001
- [ 10 ] Santos J J , Amiranoff F , Baton S D *et al* *Central Laser Facility Annual Report* 2001/2002 , P4
- [ 11 ] Zheng J , Tanaka K A , Sato T *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 165001
- [ 12 ] Jung R , Osterholz J , Loewenbrueck K *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 195001
- [ 13 ] Happek U , Sievers A J *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2962
- [ 14 ] Zheng J , Tanaka K A , Miyakoshi T *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2610  
Zheng J , Tanaka K A , Miyakoshi T *et al* 2003 *Phys. Plasmas* **10** 02994  
Wang G C , Zheng Z J , Yang X D *et al* 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 4803 ( in Chinese ) [ 王光昶、郑志坚、杨向东等 2005 物理学报 **54** 4803 ]
- [ 15 ] Shibata Y , Ishi K , Takahashi T *et al* 1994 *Phys. Rev. E* **49** 785
- [ 16 ] Wilks S C , Krueer W L 1997 *Quantum Electronics* **33** 1954
- [ 17 ] Liu X , Umstadter D 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1935
- [ 18 ] Kalashnikov M P , Nickles P V , Schlegel T *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 260
- [ 19 ] Zepf M , Castro-Colin M , Chambers D *et al* 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3242

# Observation of the rear-side coherent transition radiation generated by hot electrons<sup>\*</sup>

Yuan Xiao-Hui<sup>1)2)</sup> Li Yu-Tong<sup>1)†</sup> Xu Miao-Hua<sup>1)</sup> Yu Quan-Zhi<sup>1)</sup> Wang Shou-Jun<sup>1)</sup> Zhang Jie<sup>1)</sup> Zhao Wei<sup>2)</sup>  
Wang Guang-Chang<sup>3)4)</sup> Wen Xian-Lun<sup>3)</sup> Jiao Chun-Ye<sup>3)</sup> He Ying-Ling<sup>3)</sup> Zhang Shuang-Gen<sup>3)</sup> Wang Xiang-Xian<sup>3)4)</sup>  
Huang Wen-Zhong<sup>3)</sup> Gu Yu-Qiu<sup>3)</sup>

1) *Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

2) *State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068, China*

3) *National Key Laboratory of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

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

( Received 21 December 2005 ; revised manuscript received 23 January 2006 )

## Abstract

The red-shifted second harmonic emission of the laser light is observed in the laser propagation direction on the rear side of a foil target irradiated by femtosecond laser pulses. The emission is attributed to the coherent transition radiation (CTR) when the hot electrons accelerated by the  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  heating process traverse the solid-vacuum boundary. The red shift is caused by the expansion of the critical density surface towards the vacuum side. With the increase of the prepulse energy, the peak of the CTR moves further to the long wavelength side causing the broadening of the spectrum. The measurements of the CTR provide a potential diagnosis to the movement of the critical surface in the laser-plasma interaction process.

**Keywords** : coherent transition radiation, hot electrons, ultrashort-ultraintense laser, plasma interaction

**PACC** : 5250J, 5270K

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10374115, 10374116, 10376160 ), the National High-Tech ICF Program, and National Key Laboratory of Laser Fusion.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : ytli@aphy.iphy.ac.cn