

# 相对传播的双脉冲激光与薄膜靶 作用产生的强单色谐波<sup>\*</sup>

闫春燕 张秋菊<sup>†</sup>

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2009 年 4 月 9 日收到, 2009 年 5 月 2 日收到修改稿)

研究了相对传播的双脉冲激光与薄膜靶的作用, 观察到很强的谐波产生. 其物理图像是: 圆偏振高对比度强激光脉冲作用于薄膜靶, 由光压推动产生的高密度等离子体靶向前运动, 同时由于电荷分离场的作用, 使得离子束和电子束在纵向上都有好的聚束, 从而产生以相对论速度向前运动的等离子体镜; 反向入射一个探测光到已被加速的等离子体镜上, 由多普勒频移产生强的单色  $N$  次谐波. 探测光脉冲被“压缩”至原来的  $1/N$ . 还讨论了激光和等离子体参数对等离子体镜的运动和谐波级次的影响, 以及相对论运动等离子体镜的稳定性对谐波的影响.

关键词: 谐波, 多普勒频移, 超强激光, 等离子体镜

PACC: 4265K, 5250J, 5250G, 5260

## 1. 引言

随着激光核聚变研究和激光技术的迅速发展, 特别是超短脉冲啁啾放大技术的突破<sup>[1-5]</sup>, 使激光的峰值强度提高了 5—6 个数量级, 脉宽也由皮秒短至飞秒. 将这样一束超强激光脉冲聚焦在很小的空间范围内, 最高的聚焦光强已经超过  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, 如此强的激光系统为许多的创造性研究和重大突破提供了极其重要的实验条件. 当强度超过  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光与物质作用时, 不仅相对论效应和非线性效应起作用, 而且会有超强的光压, 产生很多新的物理现象. 例如照射到等离子体薄膜靶时, 电子很容易从激光场中获得能量而加速, 使其速度接近光速, 产生高能电子、高能离子以及高次谐波等等<sup>[6-15]</sup>.

人们对超强激光辐照超薄固体靶来产生多 MeV 的高能离子束或高能质子束进行了大量的研究<sup>[16-21]</sup>. 强脉冲与物质作用可以产生极高的加速(梯度), 由此可以把其中的带电粒子(包括电子和离子)在厘米量级或更短距离内加速到百兆甚至千兆电子伏的能量, 实现台面紧凑型粒子加速. 最近发现了采用高对比度的圆偏振激光与薄膜靶相互作用的

稳相加速机理<sup>[20]</sup>. 当靶的厚度大于某临界值时(该临界厚度取决于入射激光强度、靶密度和入射激光波长), 就会形成稳相加速. 稳相加速存在于整个激光脉冲作用期间, 在此过程中质子束的能量不断提高. 同时由于静电场的存在其纵向空间产生聚束, 因此与靶面鞘层加速机理相比, 稳相加速机理产生的质子束具有能量高、方向性好、效率高、单色性好等优点. 在稳相加速过程中, 由于电荷分离场的存在, 电子被激光推进的前向速度与质子几乎一致, 从而形成了稳定加速运动的等离子体镜. 当相对论强激光辐射靶面时, 由于光压的推动, 靶面会有向前的移动. 在实验中, 人们可以通过观察反射光的多普勒频率下移来探测临界面的推进速度. 人们发现在超短脉冲激光与超临界密度等离子体平板相互作用产生高次谐波时会出现频率红移现象<sup>[22]</sup>. 由于其中振荡靶面的移动速度很小, 因此产生的多普勒频移量也很小. 另外研究还发现由于多普勒效应, 相对论的强飞秒激光在稠密等离子体的振荡边界反射后得到仄秒脉冲<sup>[23]</sup>. 因为这些脉冲的长度在波尔半径量级并且强度极高能达到  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>, 所以这些脉冲将成为独特的实验和技术工具. 本文采用高对比度的圆偏振激光与薄膜靶相互作用产生的等离子体镜以相

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10547122)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: qjzhang@sdu.edu.cn

对论速度运动,我们发现当一束相对论强度激光被该相对论运动的等离子体镜反射时发生的多普勒效应可以产生很大的频移,从而形成强单色的谐波.

利用超强、超短脉冲激光与固体靶相互作用产生高次谐波被认为是获得相干、脉冲持续时间短的XUV和X射线源的一个极有希望的途径.高次谐波辐射脉冲持续时间短(可达到飞秒量级)、频带宽、波长可调谐的特点,使得它在需要高的时间和空间分辨的微观快过程研究领域有着广泛的应用;其次,高次谐波辐射是人们实现阿秒相干脉冲的首选光源;另外,高次谐波的研究对强场物理的研究有着强大的推动作用,是检验强场物理理论合理性的一个重要工具,是深入认识强场物理本质的一个重要手段.激光与等离子体相互作用产生的高次谐波主要有以下几种情况,一种是共振吸收诱发产生的谐波<sup>[24]</sup>;另一种是有质动力造成 $2\omega$ 的静电振荡,从而产生奇次谐波,还有由相对论性导致的奇次谐波<sup>[25]</sup>;而本文是研究相对论强度高对比度激光被相对论运动的等离子体镜反射时,由相对论多普勒效应产生的高次谐波.基本思想是:用超强激光与等离子体薄靶相互作用产生高速运动的等离子体镜,然后用另一束相对论强度的探测激光从相反的方向入射到运动

的等离子体镜上,经过反射产生强的单色谱波.

## 2. 激光等离子体相互作用中相对论运动等离子体镜的产生

在一维模拟中,选择沿着 $x$ 方向传播的圆偏振激光脉冲,电场为

$$E = E_L(x) \sin(\omega_L t) \hat{y} + \cos(\omega_L t) \hat{z}, \quad (1)$$

脉冲初始包络为矩形,其电场的无量纲振幅为 $a_L$ ,其中 $a_L$ 为归一化到 $m_e \omega_0 c / e$ 的电场峰值振幅, $\omega_0$ , $e$ , $m_e$ 和 $c$ 分别为初始激光脉冲的中心频率、电子电荷、电子质量和真空中的光速.模拟中取归一化峰值振幅 $a_L = 10$ ,脉冲长度为 $100 T_L$ 的激光正入射到纯的高密度氢等离子体平板上,其中 $T_L$ 为激光的周期.等离子体平板的初始密度为 $n_e = 20 n_c$ ,厚度 $D = 0.35 \lambda_L$ ,其中 $\lambda_L$ 为入射激光在真空中的波长, $n_c$ 为入射激光的临界密度.在模拟中,靶的左边界位于 $x = 10 \lambda_L$ 处,即激光在 $t = 10 T_L$ 时与等离子体薄靶开始相互作用.

首先由于电子的质量较小,对激光的辐射压力响应非常迅速,电子在极短的时间内被辐射压力加

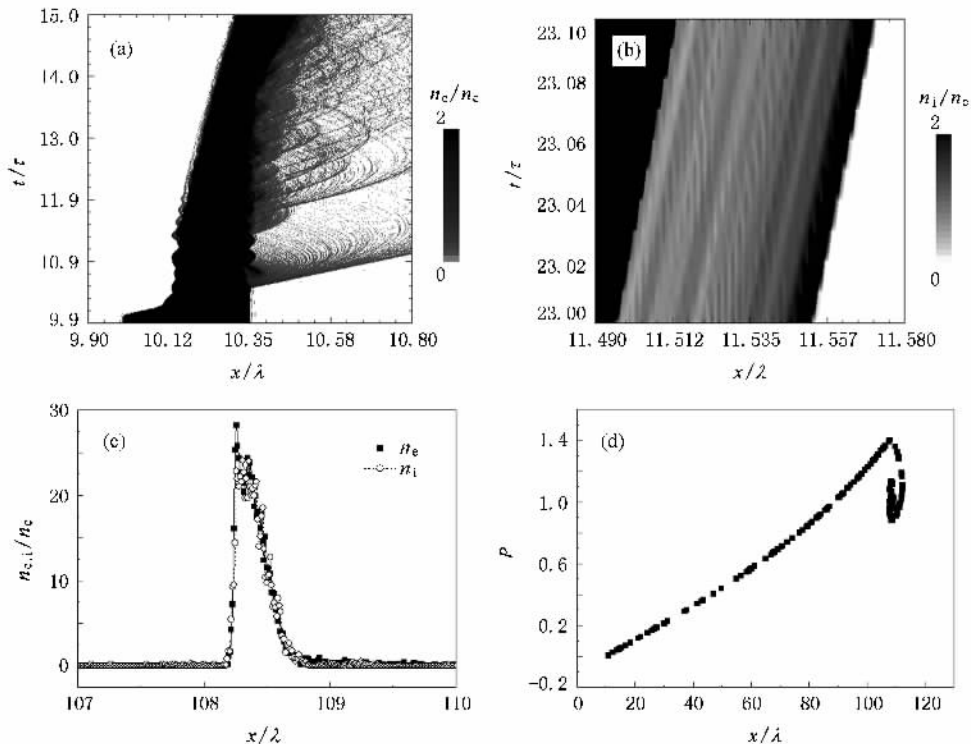


图1 在激光脉冲初始参数为 $a_L = 10$ ,  $\tau = 100 T_L$ , 等离子体初始参数为 $n_e = 20 n_c$ ,  $D = 0.35 \lambda_L$ 的情况下 (a) 电子在辐射压力的作用下被推出薄靶,又被静电场力拉回 (b) 质子在加速的过程中出现振荡的现象 (c)  $t = 200 T_L$  时电子密度与质子密度的空间分布 (d)  $t = 200 T_L$  时质子的相空间分布

速形成电子压缩层,达到很高的密度.由于电子的加速,在电子束与质子束之间形成电荷分离场,质子在电荷分离场的作用下加速而形成高密度的质子束.图 1(a)中我们可以清楚地看出,部分电子在辐射压力的作用下被推出薄靶,但是有些电子离开后又在静电场力的作用下被拉回到靶的表面;由于质子束的加速过程是一种动态平衡,所以质子在加速的过程中会呈现振荡现象如图 1(b)所示.随着电子束与质子束速度的增加,所受的辐射压力逐渐减小,因而形成的静电场力的大小也在逐渐减小.由于静电场的存在使得电子束与质子束在纵向空间上产生聚束,加速的结果是质子几乎与电子同步运动形成准中性的等离子体束如图 1(c)所示;图 1(d)示出了  $t = 200 T_L$  时质子的相空间分布,我们可以看出质子束在坐标空间上和动量空间上都发生凝聚,这个方法被用来获得单能质子束(文献[20]),因此也就获得了高速运动的等离子体镜.

根据超相对论相似性理论,在超相对论光强下,当激光强度与等离子体密度同时变化而保持  $S = n_e/a_L n_e$  为常数时,激光等离子体系统的动力学性质相似<sup>[15]</sup>.对这里的光压加速,等离子体镜的加速不仅与激光光强和等离子体密度有关,还和等离子体的厚度有关,在相同的激光光强和等离子体密度情况下,随着等离子体的厚度的增加,等离子体镜的加速被减慢.因此定义加速特征量  $S' = \frac{a_L^2 \cdot n_e \cdot \lambda_L}{n_e \cdot D}$ , 我们研究了激光强度、等离子体的密度和厚度分别取  $a_L = 10, n_e = 20, D = 0.35\lambda_L$ ;  $a_L = 20, n_e = 50, D = 0.35\lambda_L$ ;  $a_L = 30, n_e = 80, D = 0.45\lambda_L$ ;  $a_L = 40, n_e = 100, D = 0.5\lambda_L$ ;  $a_L = 50, n_e = 120, D = 0.6\lambda_L$ ;  $a_L = 60, n_e = 150, D = 0.65\lambda_L$ ;  $a_L = 60, n_e = 150, D = 0.8\lambda_L$ ;  $a_L = 80, n_e = 200, D = 0.75\lambda_L$ ;  $a_L = 80, n_e =$

200,  $D = 0.75\lambda_L$  等参数的情况下获得的等离子体镜的速度,如图 2 所示,得到的等离子体镜的速度  $v$  随着加速特征量  $S'$  的增大而升高.

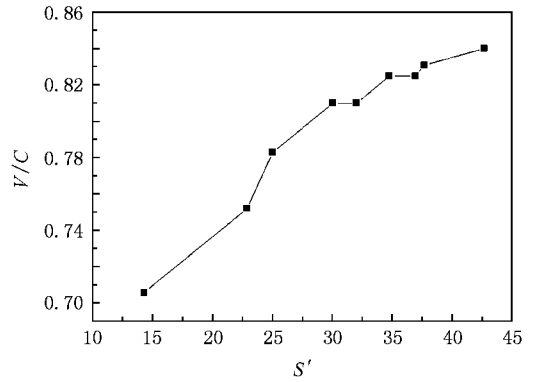


图 2 加速特征变量对等离子体镜的速度的影响

### 3. 激光与相对论运动的等离子体镜相互作用中高次谐波的产生

模拟中取归一化峰值振幅  $a_2 = 1$ , 脉冲长度为  $100 T_L$  的探测激光在右侧入射到前面得到的相对论运动等离子体镜上,其反射光电场如图 3(a)所示,其脉冲宽度被压缩为原来的  $1/6$ , 振幅变为原来的 6 倍.这是用这种方法最大的优点,即可以通过这种方法获得极强的谐波.图 3(b)为其反射光的频谱分布.由图 3 可以明显地看出主频已经变为强的六次谐波.

图 4 为不同时刻激光与等离子体薄靶相互作用过程中粒子的密度分布,由平均速度可以估算出探测光与运动的等离子体镜相接触时等离子体镜的速度的近似值  $v$ ,

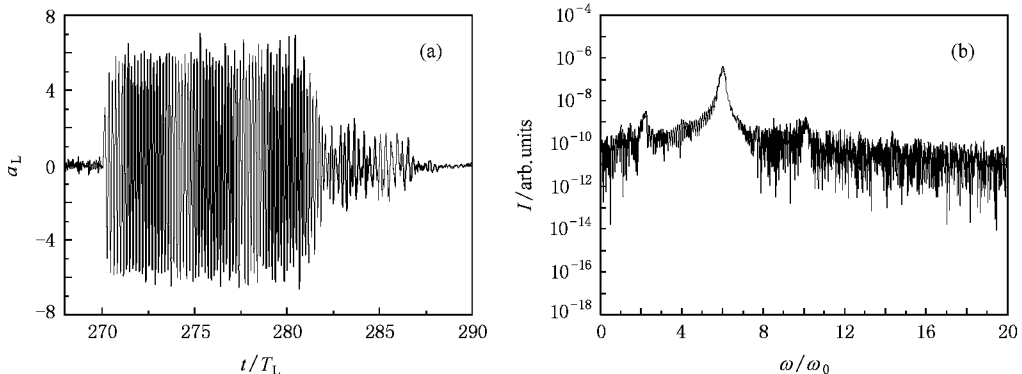


图 3 (a)探测光被相对论运动的等离子体镜反射后的电场 (b)反射光的频谱分布

$$v \approx \frac{115.4 - 101.2}{210 - 190} \cdot \frac{\lambda}{T_L} = 0.71c. \quad (2)$$

探测光被相对论运动的等离子体镜反射,由相对论多普勒频移公式得到的反射光的频率

$$\omega' = \frac{c + v}{c - v} \cdot \omega_0, \quad (3)$$

其中  $\omega_0, \omega'$  分别为探测光和被反射光的频率,  $v$  为等离子体镜的速度.

将等离子体的速度代入(3)式可得

$$\omega' = \omega_0 \cdot \frac{c + 0.71c}{c - 0.71c} \approx 6\omega_0, \quad (4)$$

与模拟得到的结果相一致.

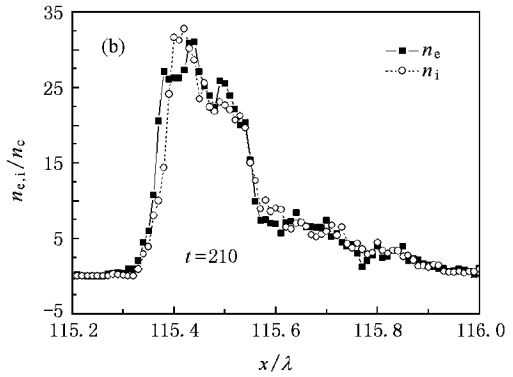
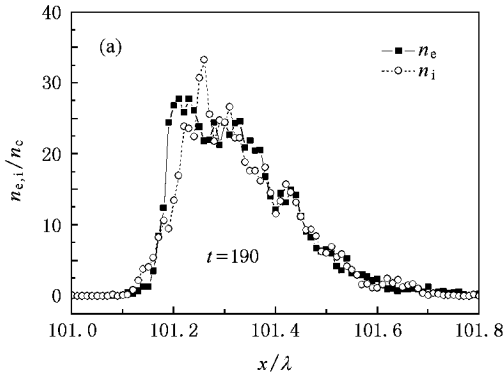


图4 (a)  $t = 190T_L$  时运动等离子体镜的位置;(b)  $t = 210T_L$  时运动等离子体镜的位置

如果使探测光在不同时刻入射到相对论运动的等离子体镜表面,即探测光被反射时等离子体镜的速度不同时,可以获得不同级次的高次谐波,并且不

一定为整数次,如图5所示.图5(a)为在探测光比第一束光延迟250个周期的情况下获得的5.5次谐波.图5(b)为在探测光比第一束光延迟270个周期

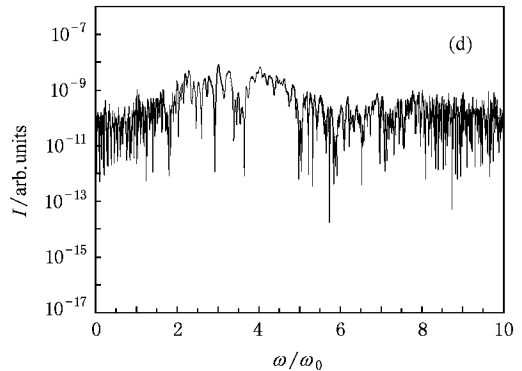
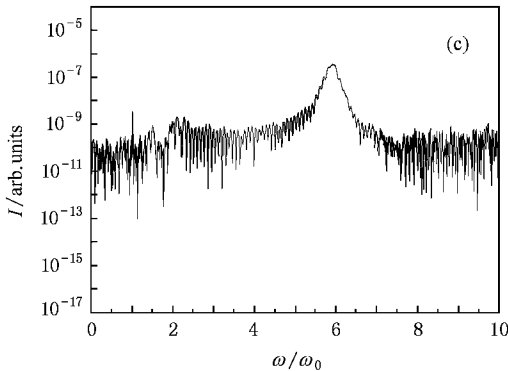
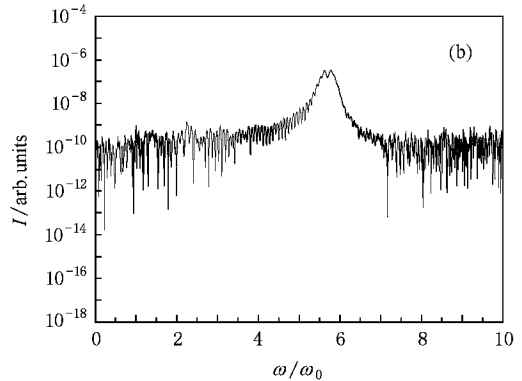
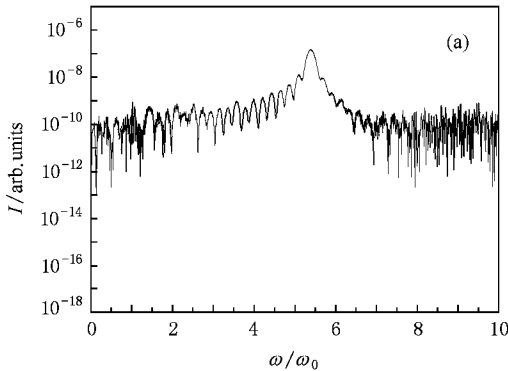


图5 (a)探测光比第一束光延迟250个周期的情况下获得的5.5次谐波;(b)探测光比第一束光延迟270个周期的情况下获得的5.7次谐波;(c)探测光比第一束光延迟300个周期的情况下获得的6次谐波;(d)探测光比第一束光延迟380个周期的情况下无法获得理想的强单色高次谐波

的情况下获得的 5.7 次谐波. 图 5 (c) 为在探测光比第一束光延迟 300 个周期的情况下获得的 6 次谐波. 因此改变等离子体镜的速度可以获得不同级次的高次谐波. 等离子体镜的速度越高, 获得的高次谐波的级次越高. 图 5 (d) 为在探测光比第一束光延迟 380 个周期的情况下获得的频谱, 没有产生强单色的高次谐波. 这是因为当探测光与等离子体相互作用时, 第一束激光已经结束对等离子体的作用, 由于扩散等不稳定性因素使等离子体不能稳定的加速, 所以不能产生强单色的高次谐波, 因此如果想得到

理想的强单色高次谐波, 就必须保证被加速的等离子体镜保持稳定的加速状态.

我们可以用不同强度的激光与等离子体薄靶相互作用产生的高速等离子体镜对探测光进行反射得到不同级次的高次谐波. 比如图 6 (a) 为在  $a = 10, n = 20$  的情况下得到的高次谐波, 而图 6 (b) 为在  $a = 20, n = 40$  的情况下得到的高次谐波, 图 6 (c) 为在  $a = 30, n = 80$  的情况下得到的高次谐波, 而图 6 (d) 为在  $a = 40, n = 100$  的情况下得到的高次谐波.

通过以上分析以及对图 6 中各图的比较, 我们

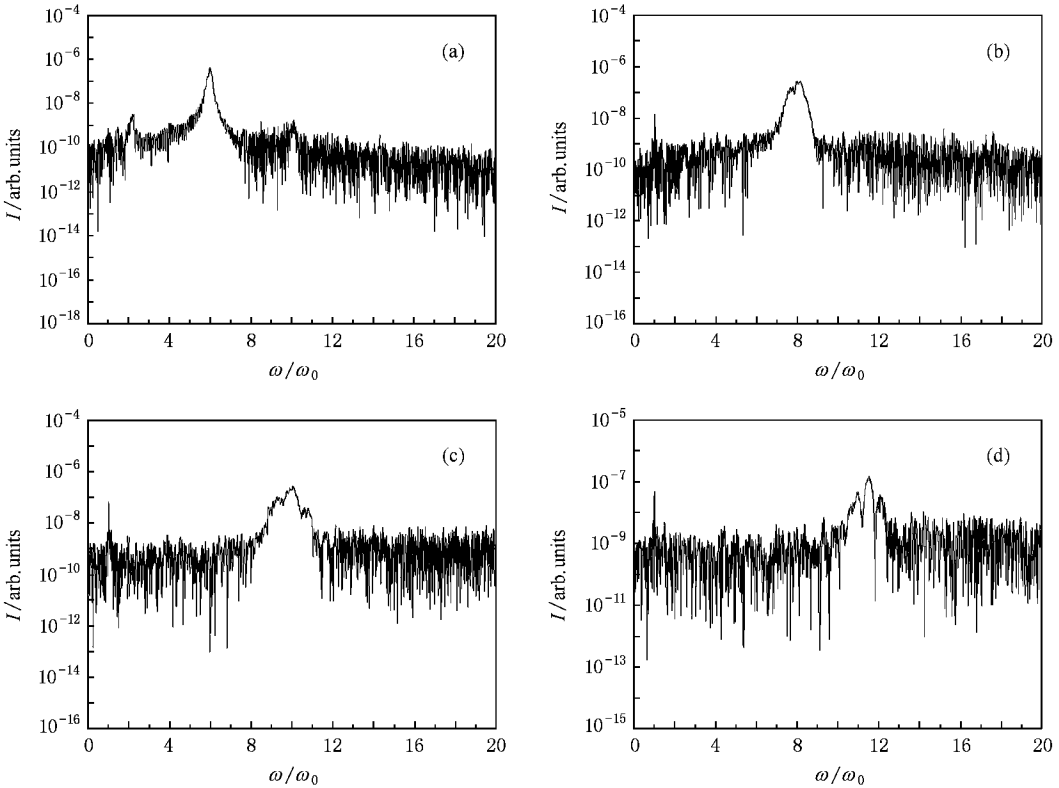


图 6 (a) 在  $a = 10, n = 20$  的情况下得到的高次谐波; (b) 在  $a = 20, n = 40$  的情况下得到的高次谐波; (c) 在  $a = 30, n = 80$  的情况下得到的高次谐波; (d) 在  $a = 40, n = 100$  的情况下得到的高次谐波

也可以发现随着等离子体镜速度的增加获得的高次谐波的级次也增高, 但是所获得高次谐波的单色性却有所降低. 图 7 示出了被不同加速特征量下得到的不同级次的高次谐波.

如果改变探测光的频率, 分别取  $\omega' = 0.05, 0.1, 0.5\omega_0$ , 得到如图 8 (a) (b) (c) 所示的高次谐波. 因此我们也可以通过改变探测光的频率来获得更高级次的谐波. 但是当取  $\omega' = 2\omega_0$  时, 却不能获得期望的高次谐波, 如图 8 (d) 所示. 这是因为此时等离子体镜对激光的吸收是主要因素, 不能将探测光全反射造成的.

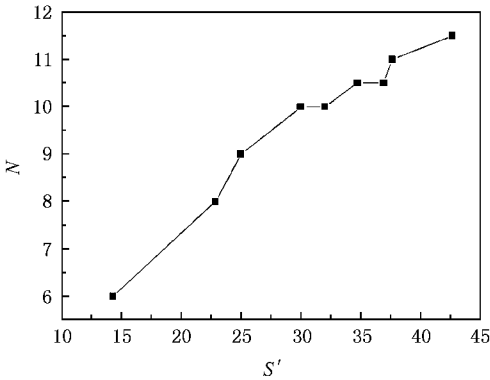


图 7 不同加速特征变量下得到的高次谐波

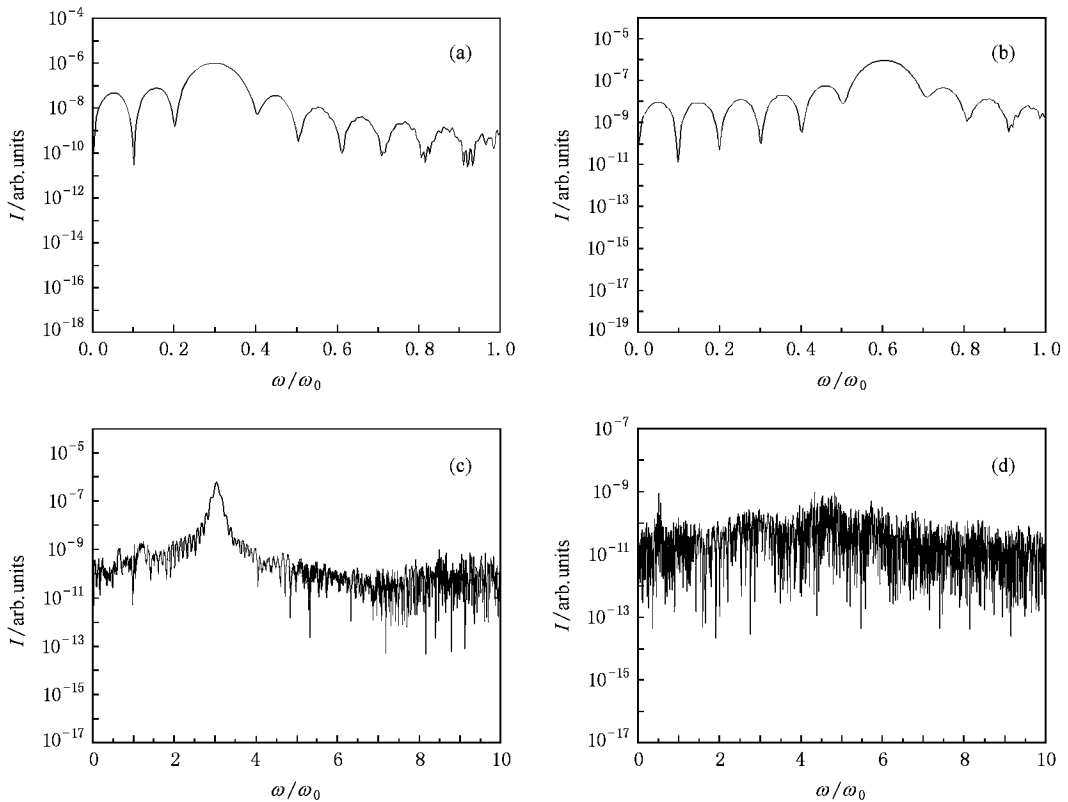


图8 (a)探测光的频率为  $\omega' = 0.05\omega_0$  时得到的高次谐波 (b)探测光的频率为  $\omega' = 0.1\omega_0$  时得到的高次谐波 (c)探测光的频率为  $\omega' = 0.5\omega_0$  时得到的高次谐波 (d)探测光的频率为  $\omega' = 2\omega_0$  时得到的高次谐波

因此,要想获得期望的高次谐波必须使等离子体镜的速度更大,或等离子体镜的密度更高,并且用这种机理来产生高次谐波对探测光的偏振态没有要求。

通过前面的分析与一维模拟,我们用圆偏振激光产生的等离子体镜与另一束激光相互作用得到了强的单色高次谐波。按照一维模拟圆偏振激光产生的等离子体镜其实就是由高速运动的电子和质子组成的镜面,但在实验上获得高流单能准直的等离子体镜却是多维的,其加速过程会因为更多因素的影响而变得复杂。一般来说,如果薄靶在横向上被不均匀的辐照,它的表面很快就会弯曲变形而变得“透明”或者在某种意义上说产生烧孔现象,从而导致电子的横向加速,并且由于横向的瑞利-泰勒不稳定性及韦伯不稳定性等不稳定因素的影响使得离子束的能谱变宽,而且限制了离子加速到更高的能量。如果用大焦斑的激光会有助于减小烧孔效应以及其他不稳定因素的影响。对于圆偏振激光来说,所产生的有质动力没有横向的振荡分量,对电子加速具有横

向的聚束作用,因此电子可以被稳定的向前加速,也可以产生加速离子的稳定的静电场。如在文献[20]和文献[21]中,利用二维模拟,用横向上高斯分布的圆偏振高对比度激光与等离子体薄靶相互作用获得了较理想的等离子体镜,因此我们可以通过多普勒效应得到相应的高次谐波。

## 4. 结 论

本文对激光与运动的等离子体镜作用产生的强单色的高次谐波进行了研究。高次谐波是由于多普勒频移产生的,改变等离子体镜的速度可以获得不同级次的高次谐波,等离子体镜的速度越高,获得的高次谐波的级次越高;也可以通过改变探测光的频率来获得更高级次的谐波,不过需要等离子体镜的密度更高,要远大于探测光的临界密度。另外,运动等离子体镜的稳定性对高次谐波的产生有很大的影响。对于更高级次的高次谐波的产生及其条件,还需要作进一步的研究。

- [ 1 ] Perry M D , Mourou G 1994 *Science* **264** 917
- [ 2 ] Strickland D , Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [ 3 ] Strickland D , Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [ 4 ] Mourou G A , Barty C P J , Perry M D 1998 *Phys. Today* **51** 22
- [ 5 ] Tajima T , Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [ 6 ] Pukhov A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3562
- [ 7 ] Clark E L , Krushelnick K , Davies J R , Zepf M , Beg F N , Machacek A , Norreys P A , Santala M I K , Watts I , Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 670
- [ 8 ] Snavely R A , Key M H , Hatchett S P , Cowan T E , Roth M , Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [ 9 ] L Huillier A , Balcou P 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 774
- [ 10 ] Zeitoun P 2004 *Nature ( London )* **431** 426
- [ 11 ] Sprangle P , Esarey E , Ting A 1990 *Phys. Rev. A* **41** 4463
- [ 12 ] Ruth R , Chao A , Morton P , Wilson P 1985 *Part. Accel.* **17** 171
- [ 13 ] Webwe S , Riconda C , Tikhonchuk V T 2005 *Phys. Plasmas* **12** 43101
- [ 14 ] Baeva T , Gordienko S , Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046404
- [ 15 ] Gordienko S , Pukhov A 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043109
- [ 16 ] Toncian T , Borghesi M , Fuchs J , D 'Humieres E , Antici P , Audebert P , Brambrink E , Cecchetti C A , Pipahl A , Romagnani L , Willi O 2006 *Science* **312** 410
- [ 17 ] Hegelich B M , Albright B J , Cobble J , Flippo K , Letzring S , Paffett M , Ruhl H , Schreiber J , Schulze R K , Fernandez J C 2006 *Nature ( London )* **439** 441
- [ 18 ] Schwoerer H , Pfotenhauer S , Jackel O , Amthor K U , Liesfeld B , Ziegler W , Sauerbrey R , Ledingham K W D , Esirkepov T 2006 *Nature ( London )* **439** 445
- [ 19 ] Kruer W L , Estabrook K 1985 *Phys. Fluids* **28** 430
- [ 20 ] Yan X Q , Lin C , Sheng Z M , Guo Z Y , Liu B C , Lu Y R , Chen J E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [ 21 ] Qiao B , Zepf M , Borghesi M , Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002
- [ 22 ] Zhang Q J , Sheng Z M , Zhang J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2180 ( in Chinese ) [ 张秋菊、盛政明、张 杰 2004 物理学报 **53** 2180 ]
- [ 23 ] Gordienko S , Pukhov A , Shorkhov O , Baeva T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 115002
- [ 24 ] Yu W , Wu Y , Shen B F , Qu W X , Xu Z Z 1996 *Acta Opt. Sin.* **16** 601 ( in Chinese ) [ 余 玮、徐 远、沈百飞、屈卫星、徐至展 1996 光学学报 **16** 601 ]
- [ 25 ] Shen B F , Yu W , Zeng G H , Xu Z Z 1996 *Acta Opt. Sin.* **16** 903 ( in Chinese ) [ 沈百飞、余 玮、曾贵华、徐至展 1996 光学学报 **16** 903 ]

## Strong monochromatic harmonics generated by the interaction of two counter-propagating pulses with a foil target<sup>\*</sup>

Yan Chun-Yan Zhang Qiu-Ju<sup>†</sup>

( College of Physics and Electronics , Shandong Normal University , Jinan 250014 , China )

( Received 9 April 2009 ; revised manuscript received 12 May 2009 )

### Abstract

This paper studies the strong harmonic generation in the interaction of two counter-propagating pulses with a foil target. When the thin target is irradiated by high-contrast circularly polarized laser pulse, the light pressure push high-density plasma forward. At the same time, because of the role of charge separation field, the ion beam and electron beam bunch well in longitudinal direction, and generate the plasma mirror with a forward movement at relativistic speed. When incidenting on a probe laser pulse on the plasma mirror in the opposite direction, they produce strong monochromatic  $N$ -order harmonics by Doppler shift, with the new duration of pulses compressed to  $1/N$  of the original ones. This paper also discusses the effect of the laser and plasma parameters on plasma mirror movement which influences the order of harmonics, and also the effect of the stability of the relativistic plasma mirror on the harmonics.

**Keywords :** harmonics , Doppler shift , ultra-intense laser , plasma mirror

**PACC :** 4265K , 5250J , 5250G , 5260

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10547122 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : qjzhang@sdu.edu.cn