

# 超相对论激光和稠密等离子体作用 产生阿秒脉冲的优化\*

罗牧华 张秋菊<sup>†</sup> 闫春燕

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2009 年 12 月 20 日收到; 2010 年 7 月 8 日收到修改稿)

利用一维粒子模拟程序研究了超相对论激光脉冲与稠密等离子体相互作用得到的阿秒脉冲. 从超相对论近似的角度分析了电子运动行为和高次谐波的产生, 发现当等离子体密度一定时, 随着无量纲相似参数  $S$  的减小, 阿秒脉冲的转换效率呈先增大后减小的趋势, 因此选择适当的光强就可以得到转换效率较高的阿秒脉冲. 当  $S$  一定时, 随着等离子体密度的增加, 阿秒脉冲转换效率有增大的趋势. 这说明用适当的光强照射更稠密度的等离子体靶面, 可以产生更强的阿秒脉冲.

**关键词:** 阿秒脉冲, 超相对论激光, 稠密等离子体, 粒子模拟

**PACC:** 4265K, 5240H, 7230, 5265

## 1. 引 言

阿秒脉冲(特别是单个阿秒脉冲)的产生一直是阿秒科学的首要问题, 它是研究原子尺度内微观动态过程及各种超快过程的有力工具. 目前, 人们在产生阿秒脉冲的原理和方法上做了大量的探索工作, 其中最具有前途的方案是超短脉冲的谐波合成技术. 由于高次谐波辐射脉冲具有持续时间短(可达到飞秒量级)、波长可调谐等特点, 使得它在需要高的时间和空间分辨率的微观快过程研究领域中有着广泛的应用.

目前关于阿秒脉冲的研究工作取得了很多进展. 曾志男等<sup>[1]</sup>提出了采用双色场驱动产生高次谐波阿秒脉冲的方式. 曹伟等<sup>[2]</sup>研究了多个光周期的长脉冲(43 fs)激光与氦原子相互作用产生的高次谐波的辐射特性. 文献[2]通过计算机数值模拟, 发现当激光场的强度超过饱和光强时, 原子将会在若干个光周期内被迅速电离, 使得原子的高次谐波谱在截止区呈现出平滑的多平台结构. 通过选取合适的子平台进行频率叠加, 在消除了离子的高次谐波的影响后, 可以获得单个的阿秒软 X 射线脉冲.

Goulielmakis 等<sup>[3]</sup>获得了持续时间约为 80 as 的超快脉冲, 第一次将时间测量范围限制在 100 as 以内, 为观察原子内部的电子运动提供了超快速度. 以上主要是激光与气体原子相互作用机制产生阿秒脉冲的研究. 另一方面, 利用超强、超短脉冲激光与固体靶相互作用产生高次谐波的方式由于具有无饱和和光强的限制<sup>[4]</sup>、转换效率较高、无截止频率<sup>[5]</sup>等特点, 也被认为是获得相干、脉冲持续时间短的紫外 X 射线和 X 射线源的一个极有希望的途径. 1981 年, Garman 等<sup>[6,7]</sup>用纳秒二氧化碳高功率激光器对激光与固体靶相互作用作了研究, 第一次在实验上获得了 46 次谐波. Lichters 等<sup>[8]</sup>利用“振荡镜面”模型<sup>[9]</sup>解释了高次谐波的产生. 等离子体临界密度面在激光的作用下做高频振动, 由临界密度面反射的激光光波的相位被调制, 于是产生了高次谐波. Plaja 等<sup>[10]</sup>第一次意识到振荡的靶面也可以产生超短脉冲, 而且为振荡等离子体靶面反射产生的亚飞秒脉冲提供了数值证明. Baeva 等<sup>[11]</sup>根据相对论峰值和超相对论近似理论<sup>[12]</sup>, 在理论上系统地描述了理想稠密等离子体靶面振荡产生高次谐波的物理图像, 并用滤波的方法得到了阿秒脉冲. 但是, 实验中的等离子体行为与理想模型是有一定差距的, 而粒子

\* 山东省自然科学基金(批准号: ZR2009AQ009)资助的课题.

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

模拟与理论模型比较可以为进一步的实验提供有意义的指导.

本文就以 Baeva 等给出的相对论峰值和超相对论近似理论为基础,利用一维粒子模拟程序首先对等离子体中电子的动力学行为与理想的振荡等离子体靶面的理论进行了比较,然后分析了滤波后得到的阿秒脉冲的转换效率.研究发现:当等离子体密度一定时,无量纲相似参数  $S$  随着激光光强的减小而增大,阿秒脉冲的转换效率  $\eta$  呈先增大后减小的趋势.因而选择适当的光强,就可以得到转换效率较高的阿秒脉冲.当  $S$  一定时,随着等离子体密度的增加,阿秒脉冲转换效率  $\eta$  有增大的趋势.这说明用适当的光强照射更稠密度的等离子体靶面,可以产生更强的阿秒脉冲.

## 2. 稠密等离子体表面阿秒脉冲的物理图像和理论模型

本文研究的是脉冲宽度为若干个周期的超相对论激光脉冲与稠密等离子体板相互作用产生的阿秒脉冲.由于离子质量较大,对激光的响应较慢,因此可忽略低速离子运动,只考虑电子运动.等离子体表面电子在激光作用下做振荡运动.当等离子体表面电子向激光脉冲移动且表面速度  $v_s$  达到最大值  $c$  时,等离子体表面的相对论因子  $\gamma$  有一个尖峰,这时在反射方向上能观测到入射波产生的高次谐波,这就是相对论峰值模型<sup>[13]</sup>.在物理上可表述为反射信号中的高次谐波是由高速电子束移向激光脉冲的集体运动产生的,而对反射信号进行适当的滤波就能得到阿秒脉冲.电子动量  $\mathbf{P}$  和矢势  $\mathbf{A}$  的切向分量  $P_r$  和  $A_r$  的关系为  $P_r = eA_r/c$ .根据相对论峰值模型,在一个激光周期中,  $A_r = 0$  的次数就是产生的阿秒脉冲的个数.故对于线偏振光,每个激光周期内出现两次  $A_r = 0$ ,即可产生两个阿秒脉冲,而对于椭圆偏振光,  $A_r \neq 0$ .

由于本文所研究的激光强度接近超相对论(即无量纲激光矢势  $a_0 \gg 1$ ,  $a_0 = eA_0/(mc^2)$ ),因而本文的研究工作适用于超相对论近似原理.一般而言,激光与等离子体相互作用的动力学行为依赖于激光振幅  $a_0$ 、无量纲的激光聚焦半径  $k_0R$ (其中  $k_0 = \omega_0/c$  为波数)、脉冲持续时间  $\omega_0\tau$  和归一化的等离子体密度  $n_e/n_c$ .定义一个无量纲相似参

数  $S$ ,

$$S = \frac{n_e}{a_0 n_c}, \quad (1)$$

其中  $n_e$  是等离子体电子密度,  $n_c$  是频率为  $\omega_0$  的电磁波对应的临界电子密度,

$$n_c = \omega_0^2 m / (4\pi e^2).$$

这样激光与等离子体相互作用的动力学行为就依赖于  $k_0R$ ,  $\omega_0\tau$  和  $S$ .引入新的无量纲变量

$$\begin{aligned} \hat{R} &= S^{1/2} k_0 R, \\ \hat{\tau} &= S^{1/2} \omega_0 \tau. \end{aligned} \quad (2)$$

对于无碰撞等离子体系,当  $a_0 \gg 1$  时,电子分布函数  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$  就变成了  $\hat{f}(\hat{t}, \hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}, a_0, S, \hat{R}, \hat{\tau})$  的形式,其中

$$\begin{aligned} \hat{t} &= S^{1/2} \omega_0 t, \\ \hat{\mathbf{r}} &= S^{1/2} k_0 \mathbf{r}, \\ \hat{\mathbf{p}} &= \mathbf{p} m_e c a_0. \end{aligned} \quad (3)$$

可以证明新的电子分布函数  $\hat{f}$  也满足 Vlasov 方程和 Maxwell 方程<sup>[11]</sup>,而且在超相对论条件下激光等离子体的动力学行为只依赖于无量纲参数  $S$ .当  $S$  为常数时,激光等离子体的动力学行为并不随等离子体密度  $n_e$  和激光振幅  $a_0$  的变化而发生质的变化.下面我们就从超相对论近似的角度分析激光等离子体的动力学行为随  $S$  变化关系.

## 3. 数值模拟结果及讨论

在一维粒子模拟中,我们采用的脉冲包络是矩形脉冲,脉冲宽度  $\tau = 5T$ ,  $T$  为激光振荡周期.等离子体的厚度为两倍激光中心波长  $2\lambda$ ,等离子体电子初始温度为 10 eV,每个波长内有 10000 个空间网格,每个网格内电子数为 100.在模拟过程中假设离子静止不动,只考虑等离子体电子的运动.

### 3.1. 电子运动与振荡靶面反射的高次谐波

我们首先对等离子体密度  $n_e/n_c$  一定,  $S$  随振幅变化而变化的情况进行了分析,  $x$  和  $t$  分别为模拟中的空间坐标和模拟时间.图 1 和图 2 分别给出了当  $n_e = 90n_c$  和  $n_e = 30n_c$  时,改变无量纲振幅  $a_0$  的情况下电子的运动行为.图 3 为图 1 中的电子运动对应的反射光谱,  $I$  和  $\omega$  分别为反射光的光强和频率.

从图 1 和图 2 都可以看出,当  $S$  逐渐变小时,电子振荡的幅度越来越大,等离子体靶面的振荡逐渐

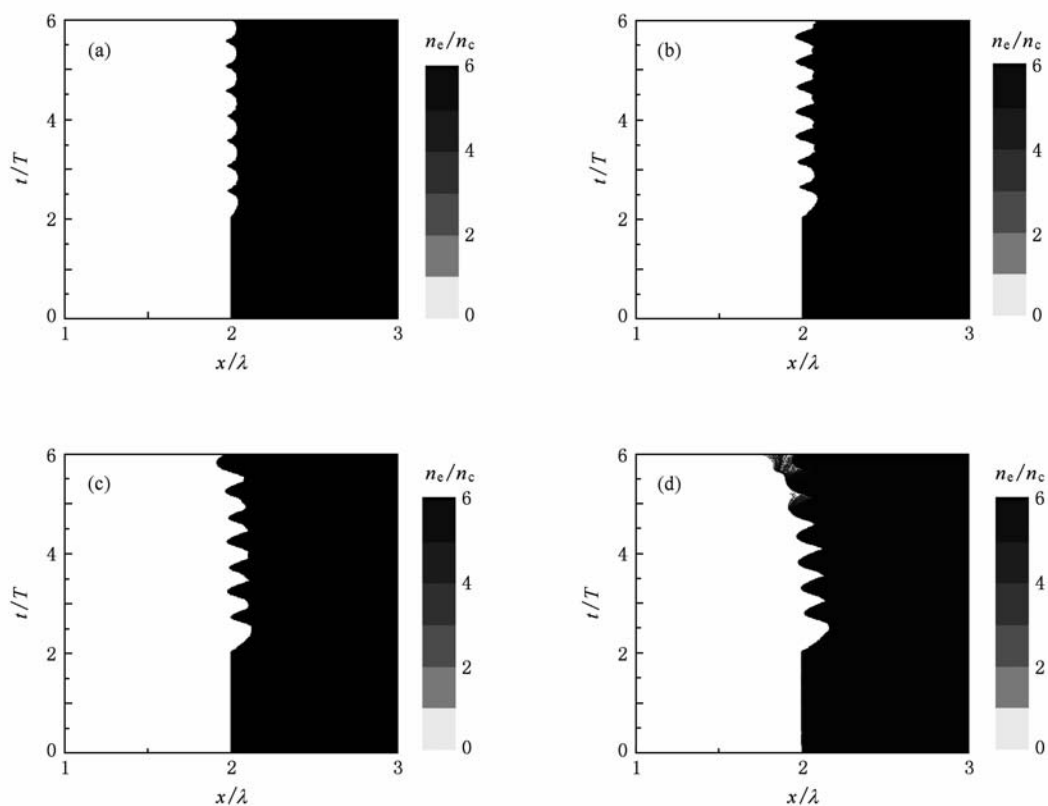


图1 当  $n_e = 90n_c, \tau = 5T, S = 6, 3, 2, 1.5$  时的电子密度分布 (a)  $S = 6$ , (b)  $S = 3$ , (c)  $S = 2$ , (d)  $S = 1.5$

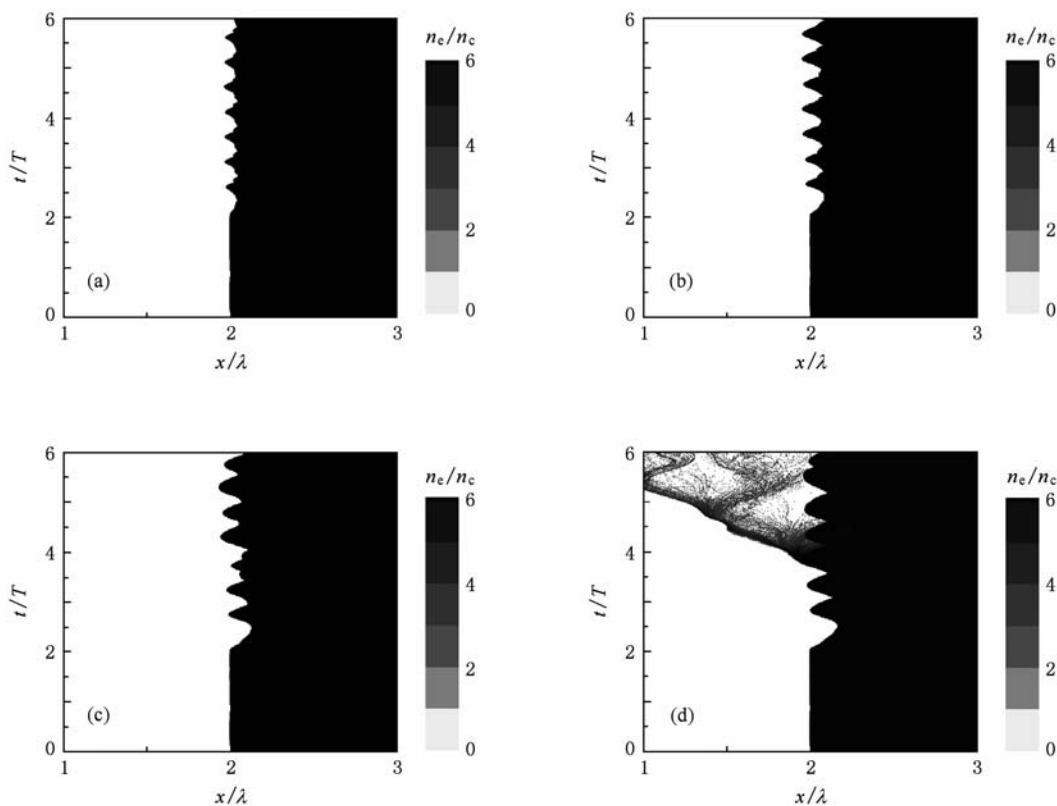


图2 当  $n_e = 30n_c, \tau = 5T, S = 6, 3, 2, 1.5$  时的电子密度分布 (a)  $S = 6$ , (b)  $S = 3$ , (c)  $S = 2$ , (d)  $S = 1.5$

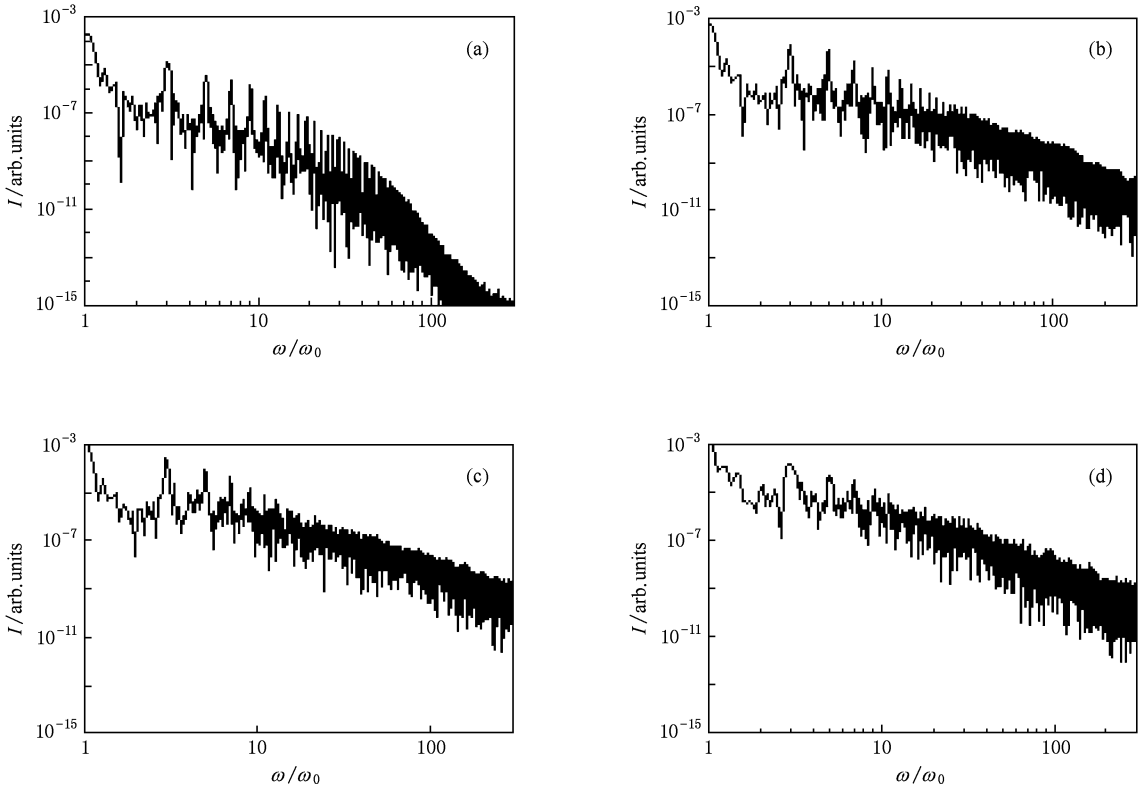


图3 当  $n_e = 90n_c$ ,  $\tau = 5T$ ,  $S = 6, 3, 2, 1.5$  时的反射光频谱 (a)  $S = 6$ , (b)  $S = 3$ , (c)  $S = 2$ , (d)  $S = 1.5$

变得不稳定. 例如图 1 (d) 和图 2 (d) 中为  $S = 1.5$  的情况, 靶面的规则振荡变化比较明显, 表现为电子振荡周期和平衡位置的改变. 此时, 振荡的靶面就不能看作是理想的“振荡镜面”, 因此与理论模型偏差较大, 该条件下的作用情况只能通过粒子模拟或者实验来进行分析.

另外, 如图 1 (a) 和 (b) 以及图 2 (a) 和 (b) 所示,  $S$  越大, 等离子体表面电子的振荡在时间上越趋于持续稳定, 也就越接近于理论模型中的理想靶面. 从图 3 也可以看出,  $S$  越大, 其反射光频谱具有相干性的谐波次数也就越多, 这有利于阿秒脉冲的合成. 但阿秒脉冲的转换效率是否只与反射光频谱的相干性有关, 即是否  $S$  越大转换效率就越高却不一定, 下面将具体讨论这个问题.

### 3. 2. 影响阿秒脉冲转换效率的因素

以上我们讨论了  $S$  与电子运动行为及产生的高次谐波的关系, 这里我们将比较相应条件下通过对反射光滤波后得到的阿秒脉冲的转换效率. 最大阿

秒脉冲转换效率  $\eta$  定义为

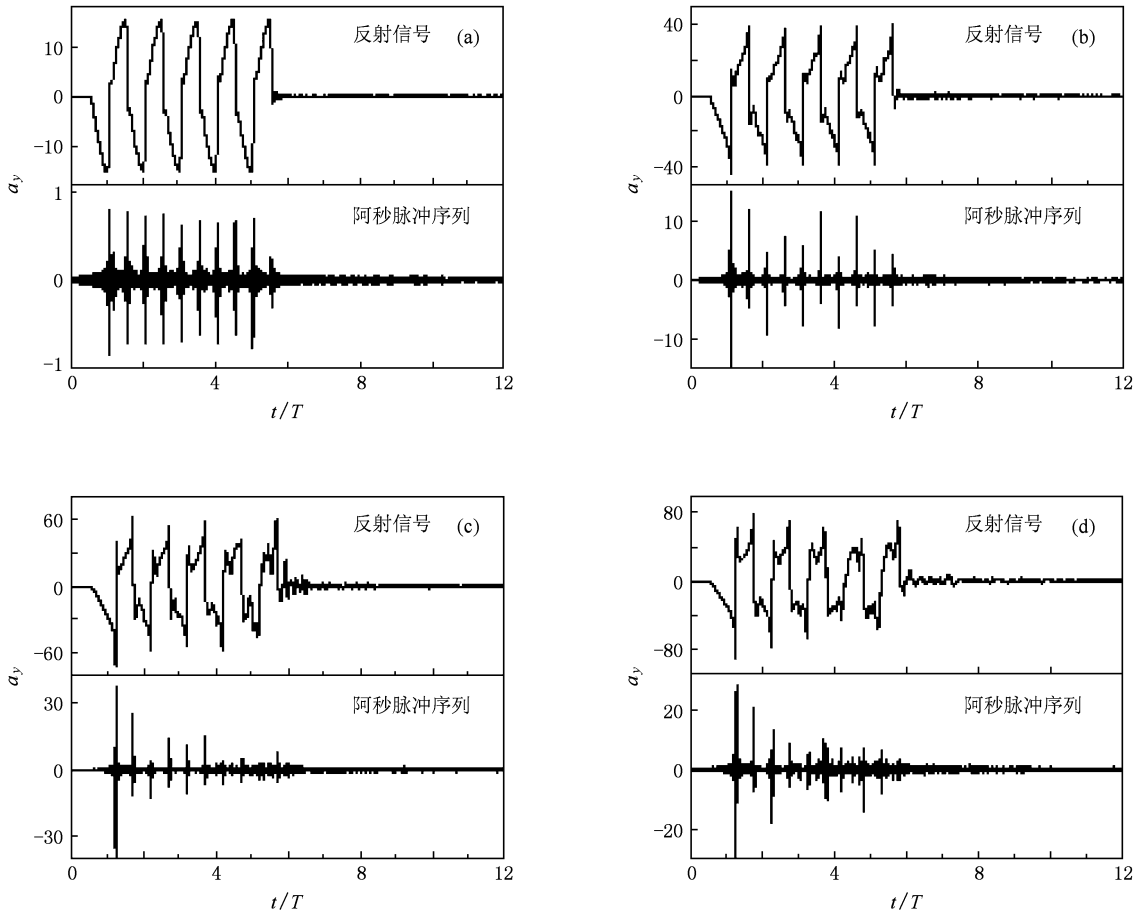
$$\eta = \frac{a_{\max}^{(r)}}{a_0^{(i)}} \times 100\%, \quad (4)$$

其中  $a_{\max}^{(r)}$  指反射信号经滤波后得到的阿秒脉冲的最大振幅,  $a_0^{(i)}$  指入射脉冲的振幅. 图 4 和图 5 分别给出了当  $n_e = 90n_c$  和  $n_e = 30n_c$  时, 改变无量纲振幅  $a_0$  的情况下, 反射信号及其滤波 25 次后得到的阿秒脉冲序列,  $a_r$  为反射光振幅.

从图 4 (a) 和 (b) 可以看出, 持续时间为  $5T$  的矩形脉冲滤波后得到的阿秒脉冲个数为 10, 且相邻阿秒脉冲的时间间隔相同. 这说明当线偏振光入射时, 在每个激光周期内出现两个阿秒脉冲, 与理论模型一致. 而图 4 (c) 和 (d) 中的阿秒脉冲的个数明显减少, 这是因为在入射脉冲的后期, 靶面的规则振荡被破坏. 实际应用中, 我们更应该考虑的是单个阿秒脉冲的转换效率, 而不是阿秒脉冲的个数. 表 1 列出了  $n_e$  为  $90n_c$ ,  $60n_c$  和  $30n_c$  时, 当  $S$  取不同值时获得的最大阿秒脉冲转换效率.

表1 当  $n_e$  为  $90n_c$ ,  $60n_c$  和  $30n_c$ ,  $S$  取不同值时获得的最大阿秒脉冲转换效率

$n_e/n_c$	$S=6$	$S=3$	$S=2$	$S=1.5$
90	6.67%	50%	88.89%	50%
60	3%	50%	66.67%	50%
30	2%	30%	53.33%	25%

图4 当  $n_e = 90n_c$ ,  $\tau = 5T$ ,  $S = 6, 3, 2, 1.5$  时的反射信号和滤波 25 次后得到的阿秒脉冲序列 (a)  $S = 6$ , (b)  $S = 3$ , (c)  $S = 2$ , (d)  $S = 1.5$ 

从表1可以看出,当密度一定, $S$ 随着 $a_0$ 的增加而减小时,阿秒脉冲的转换效率都呈先增大后减小的趋势.由此可知:不论密度 $n_e = 90n_c$ , $60n_c$ 还是 $n_e = 30n_c$ ,电子运动行为不只单与初始等离子体密度和入射激光振幅有关,而是与超相对论相似参数 $S$ 有关.例如在 $S = 2$ 时,三种密度情况下的阿秒脉冲的转换效率 $\eta$ 都相对较高,均超过了50%.这是因为随着 $a_0$ 的增加,靶面振荡的振幅就会增加,使得频谱后面的高频成分就会整体抬高(图3),因此得到的阿秒脉冲的强度就高.但是如果 $a_0$ 过大,就会破坏规则的靶面振荡,那么反射信号中高次谐波的频率都会移动,发生非相干叠加,所以反过来又

会制约得到的阿秒脉冲的强度.因此密度一定时,只要选择一个适当的 $a_0$ 就可以得到转换效率较高的阿秒脉冲,这就为阿秒脉冲的实际应用提供了可能.

从表1还可以看出,当 $S$ 一定时,随着等离子体密度的增加,阿秒脉冲转换效率 $\eta$ 有增大的趋势.这说明用适当的光强照射更稠密的等离子体靶面,就可以产生更强的阿秒脉冲.所以,对超相对论光强范围的激光与固体靶作用的反射信号做高通滤波之后,有望产生更短波长、更高亮度的超短相干辐射,例如阿秒脉冲X射线.这将为阿秒脉冲的实际应用打开一个新的局面.

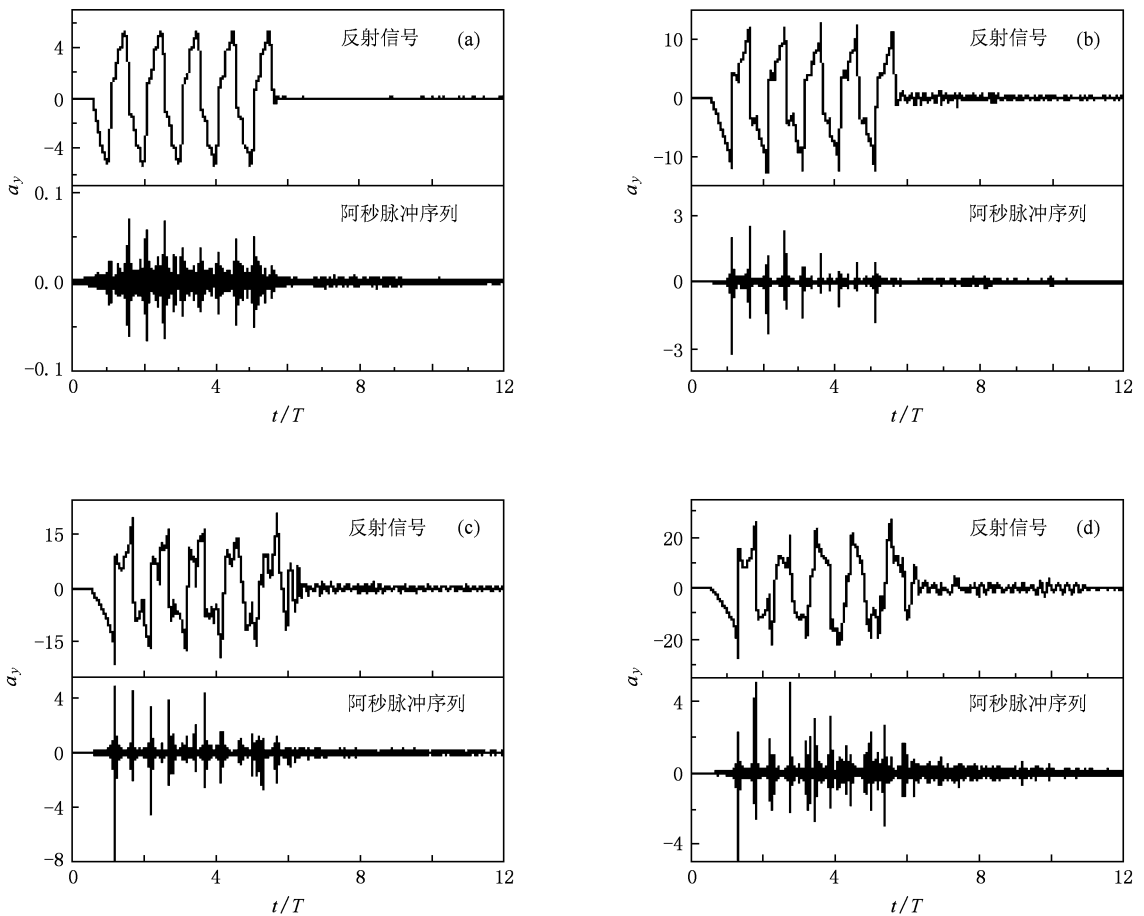


图5 当  $n_e = 30n_c$ ,  $\tau = 5T$ ,  $S = 6, 3, 2, 1.5$  时的反射信号和滤波 25 次后得到的阿秒脉冲序列 (a)  $S = 6$ , (b)  $S = 3$ , (c)  $S = 2$ , (d)  $S = 1.5$

## 4. 结 论

超相对论强度激光与稠密等离子体相互作用产生高次谐波是一个很复杂的物理过程. 我们利用一维粒子模拟从超相对论近似的角度分析了电子运动行为与高次谐波的产生以及滤波后得到的阿秒脉冲的转换效率. 结果显示, 在超相对论条件下, 激光与等离子体相互作用的动力学行为只依赖于无量纲相似参数  $S$ . 当密度一定时,  $S$  越大, 等离子体表面电子的振荡越接近于理想的振荡镜面模型, 当

$S$  随着  $a_0$  的增加而减小时, 阿秒脉冲的转换效率呈先增大后减小的趋势. 而当  $S$  一定时, 随着等离子体密度的增加, 阿秒脉冲转换效率  $\eta$  有增大的趋势. 由以上所述可知, 用适当的光强照射更稠密的等离子体靶面, 可以产生更强的阿秒脉冲.

本文的一维粒子模拟结果给出了在强激光和固体靶作用中镜面振荡机制产生阿秒脉冲的物理过程, 并和镜面振荡理论模型做了相对应的比较, 给出了本文模型的适用范围. 考虑到镜面振荡模型本身是一维的, 也有文献表明二维横向效应对纵向的影响还不小<sup>[14,15]</sup>, 所以本文没有考虑横向效应.

[1] Zeng Z N, Li R X, Xie X H, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2316 (in Chinese) [曾志男、李儒新、谢新华、徐至展 2004 物理学报 **53** 2316]

[2] Cao W, Lan P F, Lu P X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1608 (in

Chinese) [曹 伟、兰鹏飞、陆培祥 2007 物理学报 **56** 1608]

[3] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, Yakovlev V S, Gagnon J, Uiberacker M, Aquib A L, Gullikson E M, Attwood D T, Kienberger R, Krausz F, Kleineberg U 2008 *Science* **320** 1614

- [4] Li K, Zhang J, Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1412 (in Chinese) [李 昆、张 杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 1412 ]
- [5] 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 ]
- [6] Garman R L, Rhodes C K, Benjamin R F 1981 *Phys. Rev. A* **24** 2469
- [7] Garman R L, Forslund D W, Kindel J M 1981 *Phys. Rev. Lett.* **46** 29
- [8] Lichters R, Meyer-ter-Vehn J, Pukhov A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3245
- [9] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [10] Plaja L, Roso L, Rzazewski K, Lewenstein M 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1904
- [11] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046404
- [12] Gordienko S, Pukhov A 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043109
- [13] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 065401
- [14] 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
- [15] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002

## Optimization of attosecond pulses from the interaction of ultrarelativistic laser with overdense plasma \*

Luo Mu-Hua Zhang Qiu-Ju<sup>†</sup> Yan Chun-Yan

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

(Received 20 December 2009; revised manuscript received 8 July 2010)

### Abstract

Using one-dimensional particle-in-cell simulations, the generation of attosecond pulses is studied due to the interaction of a short ultrarelativistic laser pulse with overdense plasma. According to the ultrarelativistic similarity theory, we analyze the motion of the electrons and the generation of high-order harmonics. We find that when the plasma density is constant and the dimensionless similarity parameter  $S$  decreases, the conversion efficiency of attosecond pulses first increases and then decreases. So we can choose a laser pulse with an appropriate intensity to obtain an attosecond pulse with a high conversion efficiency. Furthermore, when  $S$  is fixed, with the increase of the plasma density, the conversion efficiency of attosecond pulses shows an upward tendency. This implies that we can obtain a higher attosecond pulse when a laser with an appropriate intensity is incident on a denser plasma.

**Keywords:** attosecond pulse, ultrarelativistic laser, overdense plasma, particle-in-cell simulations

**PACC:** 4265K, 5240H, 7230, 5265

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2009AQ009).

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