

超短脉冲强激光与固体靶作用产生的高次谐波红移*

张秋菊 盛政明 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理开放实验室, 北京 100080)

(2003 年 11 月 3 日收到 2003 年 11 月 20 日收到修改稿)

用一维粒子模拟程序研究了超短脉冲强激光与超临界密度等离子体平板作用产生的高次谐波。分析了振荡镜面模型所不能解释的伴随高次谐波出现的频率红移现象。通常激光与固体靶作用中的高次谐波是由于激光从振荡靶面的反射产生的。除此之外, 相对论光强的激光与固体靶作用还应考虑光压对靶的烧蚀推进作用, 这时激光相当于从一个移动的振荡靶面反射, 所以产生了带有红移的高次谐波。

关键词: 红移, 超短脉冲强激光, 高次谐波, 粒子模拟

PACC: 4265K, 4255R, 5260, 5265

1. 引 言

多年来, 人们一直朝着获得从极紫外(XUV)到软 x 射线频段可调的相干辐射源努力。这种光源, 由于其短波长以及高分辨特性, 在 x 射线成像领域有广泛的应用, 其中包括 x 射线显微和全息、x 射线刻蚀以及在材料和生物学方面的应用等。除了同步辐射源、x 射线激光源, 超短超强激光脉冲的出现使人们在获得超短相干辐射方面有了新的可能性。这就是利用强激光与物质非线性相互作用产生的高次谐波。与同步辐射源、x 射线激光源相比, 这种新的方案有望成为使人们在台面系统上获得超短相干辐射。产生高次谐波有两种方式, 一种是用超短光脉冲与稀有气体作用。用这种方法由于受高次谐波与基波相位匹配上的困难, 而限制了产生高次谐波的阶数。另一种方法是用超短脉冲激光与固体靶相互作用。在上世纪 80 年代初, Carman 等人最早用 CO₂ 激光与炭靶相互作用, 观察到超过 40 阶的高次谐波^[1]。利用目前已有的超短超强激光脉冲基础, 则可以产生更高阶的谐波。Gibben 的数值模拟表明, 在光强为 $I > 10^{19} \text{ W}/\mu\text{m}^2/\text{cm}$ 光脉冲作用于 10 倍临界密度的等离子体, 至少可以产生 60 阶的高次谐波, 其转换功率效率大于 10^{-6} ^[2]。因此完全有可能使高次谐波进入“水窗”频段。Lichters 等人对固体靶表面高

次谐波作了最深刻而仔细的研究。根据数值模拟, 发现固体靶表面的临界区密度附近在激光场作用(包括激光场的法向分量和有质动力)下作强烈的振荡运动, 因此, 他们同时考虑到延迟势的效应, 提出了高次谐波产生的镜面振荡模型^[3]。根据这个模型, 高次谐波的产生可理解成是激光从振荡镜面反射的结果。Lichters 等人的模型结果与 PIC 模拟结果符合很好。但是激光与固体靶相互作用产生高次谐波是一个复杂的物理过程。由于此振荡镜面模型忽略了许多物理过程和现象, 在与粒子数值模拟及实验结果想比较时, 不可避免地存在一些差别^[4]。例如用它描述相对论光强激光产生的谐波和阶数较高的谐波时, 就不能解释粒子数值模拟结果中高次谐波的红移现象^[3]。Shen 等人对两束激光约束高密度薄膜靶的研究中, 获得了高达 200 次的谐波发射, 并且发现当激光脉冲较短时, 出现了明显的高次谐波频移^[5,6]。

2. 一维数值模拟中产生的高次谐波红移

镜面振荡模型虽然与粒子数值模拟以及实验有较好的符合结果, 但是人们还发现, 数值模拟中出现的高次谐波频率并不在其恰当的位置上, 而是出现了向低频方向稍稍偏离的红移现象。这种红移现象是镜面振荡模型不能解释的。由于可以在每个网格

* 国家自然科学基金(批准号: 10335020 和 10390160)、国家高技术惯性约束聚变基金和国家重点基础研究专项基金资助的课题。

中采用较多的粒子数,一维粒子数值模拟具有可以分辨更高次谐波的优点.本文用一维粒子数值模拟对此现象作了研究,用包络为 $E(t) = E_0 \sin^2\left(\frac{t}{T}\right)$ 脉宽为 $T = 20\tau$, S 偏振的激光脉冲正入射到初始密度为 $n_0 = 4n_c$ 的超临界密度等离子体平板上,分析和比较了 a_0 分别为 1.0 和 2.0 时产生的高次谐波频移,这里 $\tau = 2\pi/\omega_0$ 为激光的振荡周期, $n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ 为临界密度, $a_0 = eE_0 / m_e \omega_0 c$ 为激光的无量纲振幅, a_0 与激光强度的对应关系为 $I_0^2 = a_0^2 \cdot 1.37 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$. 图 1 给出等离子体的初始密度分布.

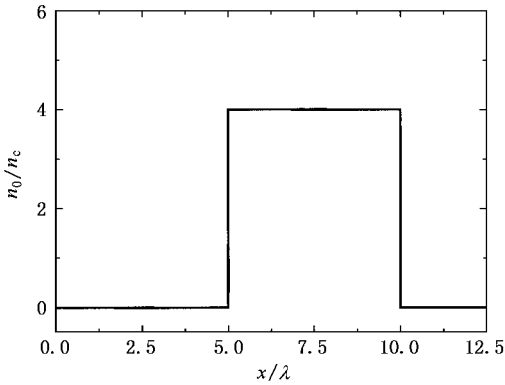


图 1 等离子体的初始密度分布

图 2 为当激光脉冲强度为 $a_0 = 1.0$ 时,获得的反射光的谐波频谱.我们发现,频谱中出现了微小的红移现象,且随高次谐波阶数的增加,红移呈越来越大的趋势.表 1 列出对应图 2 的各次谐波的频率位置,从中可以看出随谐波阶数的升高,红移也在有规律地变大.

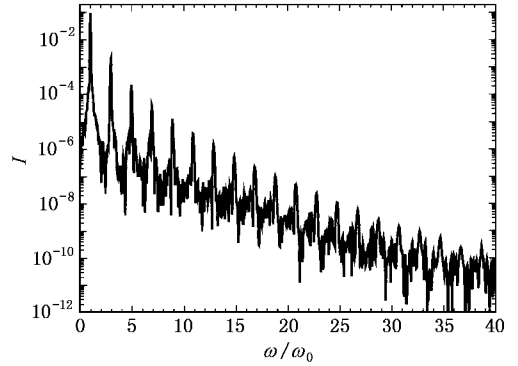


图 2 参数为 $a_0 = 1.0$, S 偏振, $n_0 = 4n_c$ 时的谐波频谱

随激光脉冲强度由 $a_0 = 1.0$ 增大到 $a_0 = 2.0$, 图 3 为 $a_0 = 2.0$ 时反射光的频谱.表 2 列出对应图 3 的各次谐波的频移位置.可以看出,这时反射光的频谱中出现的红移同样是随谐波阶数的升高而逐渐变大.而且与 $a_0 = 1.0$ 时的情况相比, $a_0 = 2.0$ 时高次谐波的频移明显大于 $a_0 = 1.0$ 时的频移.

表 1 图 2 对应的谐波频率位置 $\omega_i(\omega_0)$

ω_1	ω_3	ω_5	ω_7	ω_9	ω_{11}	ω_{13}	ω_{15}	ω_{17}	ω_{19}	...	ω_{43}
1.0 ₋	2.95 ₊	4.95	6.9 ₊	8.9	10.85 ₊	12.85	14.85 ₋	16.8 ₊	18.8	...	42.5

表 2 图 3 对应的谐波频率位置 $\omega_i(\omega_0)$

ω_1	ω_3	ω_5	ω_7	ω_9	ω_{11}
1.0 ₋	2.95 ₊	4.90 ₊	6.85	8.80	10.80

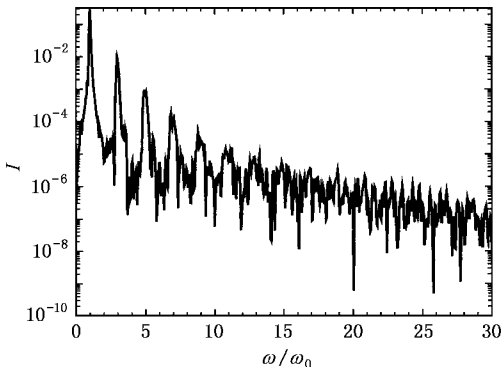


图 3 参数为 $a_0 = 2.0$, S 偏振, $n_0 = 4n_c$ 时的谐波频谱

3. 结果分析与讨论

激光与固体靶作用时,根据光强的大小可以把光压对靶面的影响分成三个不同的阶段.激光强度远小于相对论光强时,光压对靶面的影响可以忽略.当光强可以与相对论强度相比时,光压对靶面有所谓的烧蚀作用,这时靶面受激光作用会有轻微的向前推移现象.如果光强在大于相对论强度条件下再增大到一定的阈值(对于线偏振,穿透阈值 $a_0 \approx \frac{4}{\pi}$

$\times \frac{n}{n_c}$) 就会产生所谓的反常穿透现象^[7-9]. 在反常穿透现象中, 激光经过后会留下低于临界密度的等离子体区域, 激光前面仍然是超临界密度面, 在激光推动下, 超临界密度面能够不断地向前移动^[9]. 在上面所说的第二和第三个阶段中, 激光都是从一个向前移动的振荡镜面上反射回来的. 本文的光强对 $4n_c$ 密度的靶而言, 并未达到它的穿透阈值, 所以属于第二种情况.

图 4 为当激光脉冲强度为 $a_0 = 2.0$ 时, 超临界密度等离子体靶面随时间的变化. 可以看出, 正如镜面振荡模型中描述的那样, 靶面或靶表面的临界区密度等离子体在激光场(对于正入射, 是有质动力)作用下随时间在空间上作强烈的振荡运动, 正是激光从这种振荡镜面的反射产生了高次谐波. 除了振荡之外, 还因为该激光脉冲已经达到相对论光强, 其对靶面的光压为 $P_L = 2I/c$ (对于 $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $P_L \approx 6 \times 10^8 \text{ MPa}$) 已经足够大, 出现了靶面向前推进的现象. 这时的激光由一个向前移动的振荡镜面上反射回来, 所以靶面推移使反射光频率有了一个频移量 Δ , 反射光频率由 $\omega_r = \omega_0$ 变为由多普勒公式得

$$\omega_r = \omega_0 \frac{1-v}{1+v} = \omega_0 (1 - \Delta), \text{ 其中 } v =$$

$$a_0 \left[\frac{1}{2} R (n_c/n_e \chi m_e/m_i) \right]^{1/2} \text{ 为靶面的推移速度, } R$$

为反射率^[5]. 于是这时形成的高次谐波频率由原来 $\omega_n = n\omega_0$ 变为 $\omega_n = n\omega_0 (1 - \Delta)$. 例如我们估算了对应 $a_0 = 1.0$, $n_c/n_e = 4$ 以及 $m_i/m_e = 1836$ 的情况, 当完全反射时, 可以得到 $\Delta = 0.016$. 而由图 2 的频移结果表 1 可得

$$1 - \frac{\omega_9}{9} \approx 0.0111, \quad 1 - \frac{\omega_{13}}{13} \approx 0.0115,$$

$$1 - \frac{\omega_{19}}{19} \approx 0.0105, \quad 1 - \frac{\omega_{43}}{43} \approx 0.0116.$$

取平均后可得 $\Delta \approx 0.011$. 这与对应的估算结果比较一致. 同理, 由表 2 中数据可得

$$1 - \frac{\omega_7}{7} \approx 0.0214, \quad 1 - \frac{\omega_9}{9} \approx 0.0222,$$

$$1 - \frac{\omega_{11}}{11} \approx 0.01818,$$

则可得 $a_0 = 2.0$, $n_c/n_e = 4$ 时的频移 $\Delta \approx 0.0206$.

从以上可以看出, 相对论光强下的光压对靶面的推进也会对激光与固体靶作用产生一定的影响, 高次谐波的红移就是其中之一. 当光强达到穿透阈

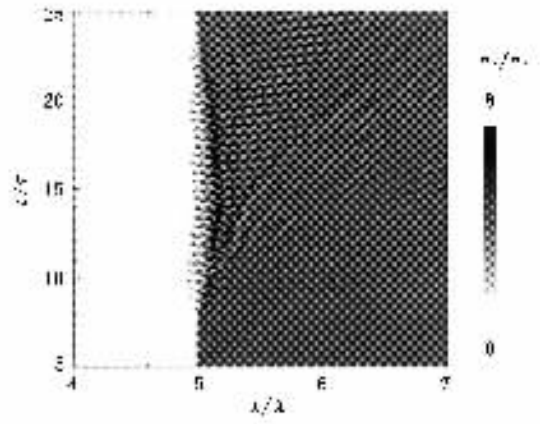


图 4 参数为 $a_0 = 2.0$, S 偏振, $n_0 = 4n_c$ 时的靶面振荡和推进

值以上时, 如图 5 所示, 激光波前推动着超临界密度面以一定的速度向前运动, 而后面则留下了低于临界密度的等离子体区域. 这种状况已经破坏了形成高次谐波的条件, 在反射谱中看不到谐波的产生.

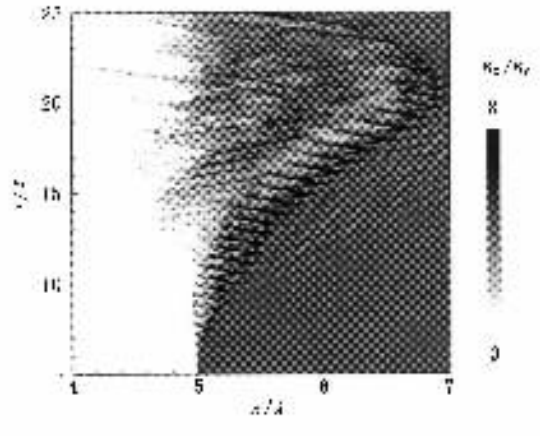


图 5 $a_0 = 6.0$, $n_0 = 4n_c$ 激光穿透时对靶的影响

4. 结 论

本文讨论了用一维粒子数值模拟观察到超短脉冲强激光与超临界密度等离子体平板作用产生的高次谐波及其红移现象. 相对论光强的激光与固体靶作用时, 除了靶面在激光场作用下振荡运动之外, 光压对靶面还有烧蚀推进作用, 这是产生了高次谐波红移的原因. 通常激光与固体靶作用中的高次谐波是由于激光从振荡靶面的反射产生的. 本文只是分析了激光与固体靶相互作用中的一个小问题, 激光与固体靶相互作用产生高次谐波是一个复杂的物理过程, 还有许多物理过程和现象需要进一步分析和讨论.

- [1] Carman R L *et al* 1981 *Phys. Rev. A* **24** 2649
- [2] Gibbon P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 50
- [3] Lichters R *et al* 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [4] Li K *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1412 (in Chinese [李 昆等 2003 物理学报 **52** 1412]
- [5] Shen B F *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1003
- [6] Shuai B *et al* 2002 *Phys. Scr.* **65** 438
- [7] Guerin S *et al* 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2693
- [8] Lefebvre E and Bonnaud G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2002
- [9] Sakagami H and Mima K 1996 *Phys. Rev. E* **54** 1870

Redshift of harmonics by laser interaction with solid target *

Zhang Qiu-Ju Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

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

(Received 3 November 2003 ; revised manuscript received 20 November 2003)

Abstract

Using the one-dimensional particle-in-cell simulation code , we have studied the generation and redshift of harmonics from overcritical plasma layer irradiated by ultrashort intense laser pulses . Except for the strong oscillations of target surface driven by the laser field , the light pressure of the intense laser can ablate and push the target surface , which is the reason for the redshift of harmonics .

Keywords : redshift , ultrashort intense laser pulse , high-order harmonics , particle-in-cell simulations

PACC : 4265K , 4255R , 5260 , 5265

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10335020 and 10390160) , the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China , and the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China .