

超短强激光与固体薄膜靶作用产生 keV 相干 X 射线数值模拟研究*

贾倩倩¹⁾ 王伟民¹⁾ 董全力¹⁾ 盛政明^{1)2)†}

1) (中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100190)

2) (教育部激光等离子体重点实验室, 上海交通大学物理系, 上海 200240)

(2010 年 12 月 3 日收到; 2011 年 2 月 14 日收到修改稿)

用一维粒子模拟研究了超短强激光脉冲与两个固体薄膜靶作用产生 X 射线的方案, 特别研究了该方案中产生相对论电子层的源靶的厚度和密度分布对产生 X 射线的能谱、能量转换效率的影响. 数值模拟发现当产生高能电子层的源靶的厚度 d 与产生的 X 射线的波长 $\lambda/4\gamma_x^2$ 相当或者更小 (λ 是入射激光波长) 时, 才能产生准单色的 X 射线光谱, 否则产生的光谱有极大展宽, 且最高频率下降很快. 另外, 当薄膜靶前面存在不均匀预等离子体时, X 射线光谱会明显变差.

关键词: 相对论电子层, Doppler 频移, 相干 X 射线

PACS: 52.59.Ye, 52.38.Ph, 98.70.Rz

1 引言

X 射线源 (尤其是相干的 X 射线) 在许多领域都有应用^[1], 这些领域包括 X 射线光谱学、显微镜学、X 射线摄影、生物医学成像、超快过程分析和 X 射线全息照相相等^[2]. 超短 X 射线的产生有很多种方法^[3], 其中一种是激光与相对论电子束作用发生 Thomson 散射. Thomson 散射分为相干和非相干两种, 当 λ_R^3 范围内的电子束具有同样动量, 并且数目 N 很大时, 发生相干散射, 其中 λ_R 是激光在电子束坐标系中的波长. 相干和非相干散射的区别主要表现在两个方面: 一是相干散射的强度 $\propto N^2$, 而非相干散射的强度 $\propto N$; 二是相干散射的 Doppler 频移 $\propto \gamma_x^2$, 散射光与入射光的频率之比 $\omega/\omega_L = (1 + \beta_x)/(1 - \beta_x) \approx 4\gamma_x^2$ ^[4], 而非相干散射的 Doppler 频移 $\propto \gamma^2$ ^[5], 其中 γ 是电子的相对论因子, γ_x 是电子在与之相互作用的入射光方向的相对论因子. 基于传统加速器技术的电子束由于在 λ_R^3 范围内的电子数量有限, 目前实验得到的大多是非相干的散射.

最近武慧春等^[1]提出了一个利用超短激光脉冲产生的高密度电子层来产生相干 X 射线的方案, 可以称为相干 Thomson 散射. 在该方案中用一个强激光脉冲与第一个薄膜靶 (下面都称之为源靶) 作用, 将靶中的电子整体推出, 生成高密度的相对论电子层, 这部分的具体讨论见文献 [6]. 在驱动光场的作用下, 源靶中被打出的电子层中电子的横向动量 $p_y \neq 0$, 这样 $\gamma_x = \gamma/\sqrt{1 + p_y^2} \ll \gamma$ ^[5], 得到的反射光谱频率比较小. 武慧春等提出在电子层的能量达到最大的位置放入另外一个较厚的薄膜靶 (下面都称之为反射靶), 用于反射穿透源靶的激光脉冲, 而允许电子层穿过该靶. 电子层在透过反射靶前, 由于受到反射光的作用, 其横向动量消失, 但其纵向动量获得提高, 并且相对论因子 $\gamma_x \approx \gamma$. 这样电子层与一个反向传播的信号光作用能够产生高频相干 X 射线.

上述方案产生的 X 射线强度和光谱将极大地依赖于所采用薄膜靶的厚度. 由于在实验中激光脉冲总是存在一定的预脉冲, 该预脉冲会在薄膜靶周围产生预等离子体. 本文采用一维粒子模

* 国家自然科学基金 (批准号: 10734130, 10935002)、国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2009GB105002) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB815100, 2007CB310406) 资助的课题.

† E-mail: zsheng@sjtu.edu.cn

拟 (particle-in-cell, PIC) 模拟研究了信号光在电子层上反射后的反射光谱与源靶厚度、反射靶厚度的关系, 并且研究了预等离子体的存在对反射光谱的影响.

2 数值模拟和分析

这里采用的一维 PIC 模拟程序 K LAP-1D 是全相对论的 [7], 它包含一维坐标空间和三维速度空间. 首先考虑只有源靶的情况, 模拟空间的总尺寸是 10λ , 空间分辨率是每个波长 5000 个网格, 每个网格内的最大电子数为 100. 从左侧入射的驱动脉冲是 $a_0 \sin^2(\pi t/\tau)$ 形式的单周期脉冲, 即 $\tau = 1.0\lambda/c$, 脉冲强度 $I_L = 7.78 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$,

波长 $\lambda = 800 \text{ nm}$, 对应归一化的无量纲振幅 $a_0 = 6.0$, 驱动脉冲是 p 偏振的, 振动方向沿 y 轴. 源靶放在 $x = 1.0\lambda$ 处, 其厚度是 $d = 0.001\lambda$, 密度 $n_e = 5.0n_c$. 在模拟中由于涉及的时间远小于离子运动的特征时间, 假设离子是固定不动的. 从右侧入射的信号光也是 $a_s \sin^2(\pi t/\tau_s)$ 形状的, 其中 $a_s = 0.1$, $\tau_s = 15.0\lambda/c$. 为了区别于驱动脉冲, 信号光选择 s 偏振的, 振动方向沿 z 轴. 这里采用的信号光强度相对较弱, 以保证信号光不对电子层的加速造成影响. 驱动脉冲相对于信号脉冲的时间延迟为 $8.0\lambda/c$, 保证了两个脉冲能够同时作用到靶上面, 这样信号光的反射光谱能够完全反映电子层在驱动脉冲作用下的运动情况 [1].

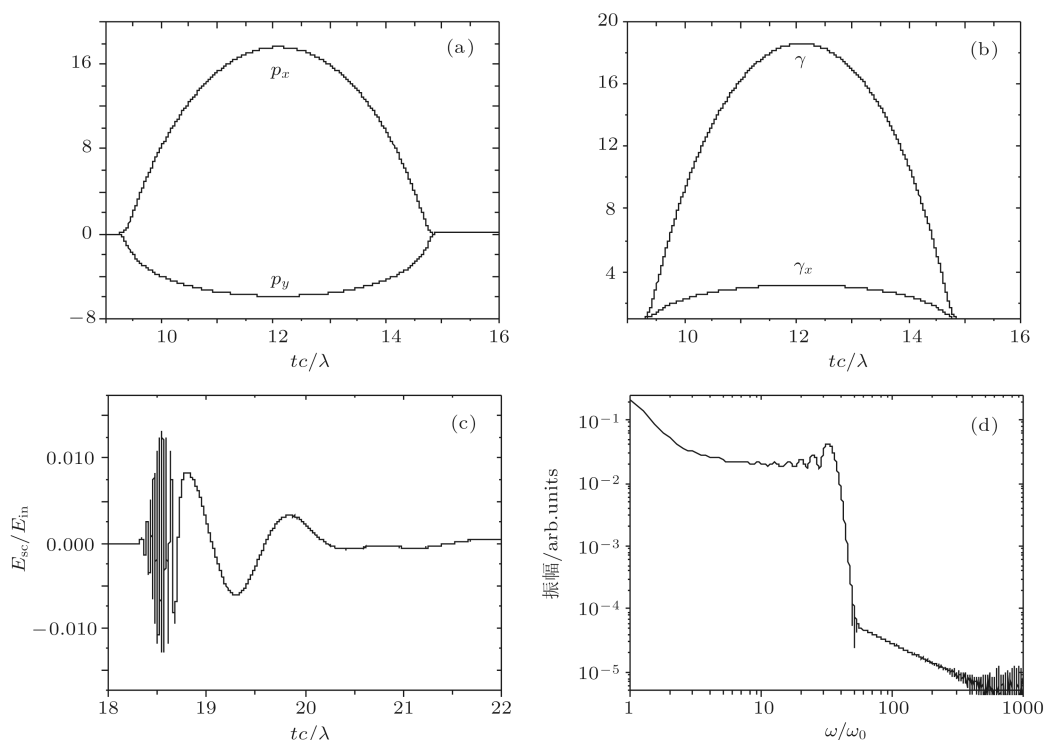


图 1 (a) 位于源靶右侧面的电子的纵向动量 p_x 和横向动量 p_y ; (b) 电子的 γ 和 γ_x 随时间的变化; (c) 信号光从电子层反射的光场; (d) 反射光场对应的频谱

图 1(a), (b), (c) 和 (d) 分别是电子层最右侧电子的动量、能量、信号光的反射光场及其对应的频谱. 可以看出, 只有源靶的情况下 $p_y \neq 0$, $\gamma_x \ll \gamma$, 信号光的反射光场振荡频率先变大再变小的趋势与 γ_x 的变化趋势一致, $\gamma_{x,max} \approx 3.0$, 对应反射光谱在 $\omega/\omega_L \approx 4\gamma_x^2 \approx 36.0$ 处的峰. 电子层对信号光的反射率 $\alpha = E_{sc}^2 \tau_{sc} / E_{in}^2 \tau_{in}$, 其中 E_{in} , E_{sc} 分别是信号脉冲的入射和反射光场, τ_{in} , τ_{sc} 分别是入射光和

反射光的脉宽 [5], 根据图 1(c) 可以计算出这种情况下电子层对信号光的反射率约为 4.56×10^{-5} .

如果在电子层运动的反向加入一个与驱动脉冲强度相当、偏振态相同的脉冲, 在反向脉冲的作用下, 能够实现 $p_y = 0$, $\gamma_x \approx \gamma$ [8,9]. 为了达到这个目的, 在源靶的后面适当位置加入一个高密度的反射靶. 驱动脉冲穿过源靶以后打到反射靶上, 几乎全部被反射靶反射. 在这个反射脉冲的作用

下, 电子层的横向速度被抵消. 要想使电子层在透过反射靶以后 γ_x 保持最大, 反射靶应该放在电子层的 γ_x 值达到最大的位置. 从图 1(b) 可以看出电子 γ_x 值在 $tc/\lambda = 12$ 时达到最大值, 此时电子层运动到 $x/\lambda = 3.5$ 处, 所以把反射靶放在 $x/\lambda = 3.5$ 处. 反射靶的厚度 $d_R = 0.2\lambda$, 密度 $n_R = 100.0n_c$.

模拟空间的尺寸增加到 15λ , 空间分辨率提高到每个波长 8000 个网格, 以便能够分辨上千倍的频率上转换. 这个模拟中将驱动脉冲相对于信号脉冲的时间延迟改为 $6.0\lambda/c$, 使信号光在电子层穿过反射靶以后作用到电子层上, 并且能够保证信号光在电子层上和反射靶上的反射光在时间上区分开.

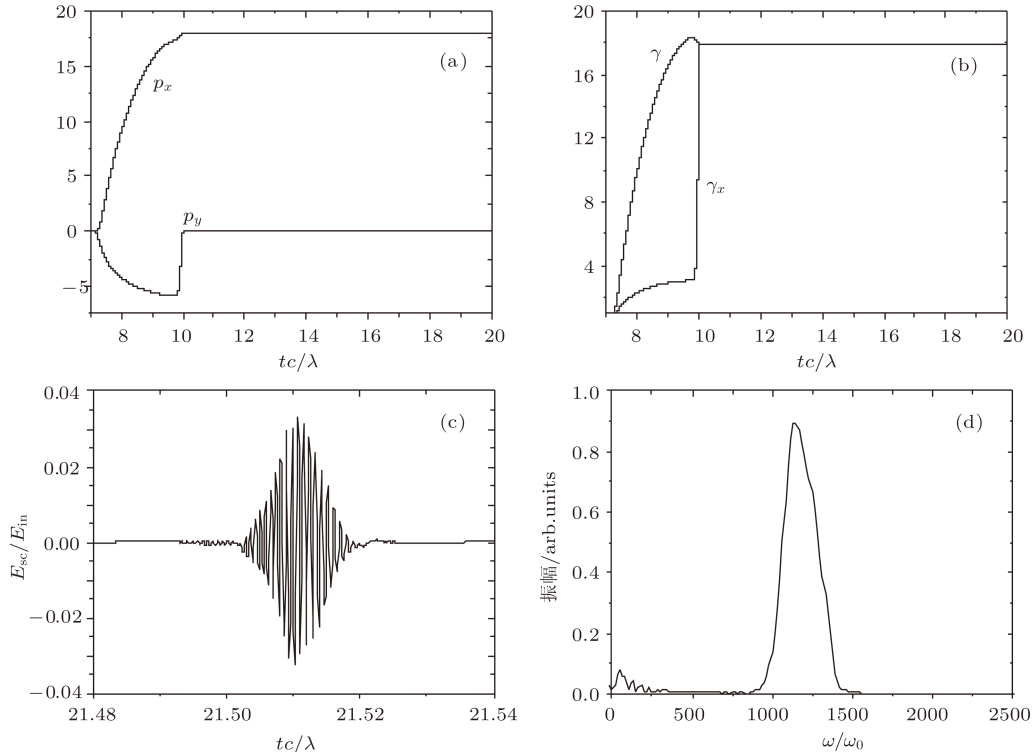


图 2 (a) 位于源靶右侧面的电子的纵向动量 p_x 和横向动量 p_y ; (b) 电子的 γ 和 γ_x 随时间的变化; (c) 信号光从电子层反射的光场; (d) 反射光场对应的频谱

如图 2 所示, 加入反射靶后, 电子层中电子的横向动量 p_y 在经过反射靶后一直为 0, γ_x 值相对于加反射靶前大大增加, 而在驱动脉冲的反射光作用下, 电子的 γ 值只是略有减小, 且 $\gamma_x \approx \gamma \approx 17.7$, 所以信号脉被电子层反射以后, 变得很窄, 并且几乎是均匀振荡的, 反射光谱中的最高频率值 $\omega/\omega_L \approx 4\gamma_x^2 \approx 1250.0$. 此时光子的能量达到 keV 量级, 脉冲的宽度只有 30 阿秒左右, 而且是准单色的. 这种情况下电子层对信号光的反射率约为 2.47×10^{-6} . 将该方案与激光和固体靶作用产生高次谐波相比, 后者产生的高次谐波的最高阶数约为 $a_0^3 = 216$, 而效率为谐波阶数的 $-8/3$ 次方^[10], 即 6.0×10^{-7} . 所以, 无论从频率上转换的阶数和转换效率来看, 这种激光从高密度电子层反射的相干 Thomson 散射方案具有很大的优势.

响, 将源靶的厚度由 0.001λ 分别增大到 0.005λ 和 0.01λ . 在只有源靶的情况下, 电子的 γ_x 值达到最大时电子层所在的位置分别为 3.2λ 和 3.0λ , 所以对于双靶的情况, 反射靶应该分别放在 3.2λ 和 3.0λ 处, 模拟得到的信号光在电子层上的反射光场及其对应的光谱如图 3.

为了说明源靶厚度的改变对结果造成的影

从图 3 可以看出, 源靶的厚度越大, 反射光的频谱展宽越明显, 频率最大值越小, 低频部分占的比例越大, 反射光谱中的频率峰越多. 在穿过反射靶后运动的过程中, 电子层中的所有电子的速度并不是完全相等的, 右侧的电子速度最大, 反射谱中的最大频率对应信号光在电子层最右侧部分的反射. 源靶越厚, 驱动脉冲到达源靶最右侧时的能量损失越严重^[9], 最右侧电子的速度就越小, 这样信号光在电子层右侧反射得到的光谱频率最大值越小. 源靶越厚, 电子层中的电子数目越多, 电子

层自生的 Coulomb 场越强, 在驱动脉冲的强度不变的情况下, 电子层在经过反射靶以后传播的过程中发散现象越明显, 信号脉冲在电子层不同深度的反射次数就越多, 所以得到的反射光谱中的峰就越多. 这个现象还可以通过图 4 中的电子能谱分布来解释. 图 4 (a) 和 4 (b) 分别为源靶厚度为 0.001λ 和 0.005λ 情况下数值模拟给出的不同时刻电子束的能谱分布. 可以看出, 在源靶很薄时, 电子的单能

性比较好, 这样信号光在电子层上反射以后得到的反射光的单色性就好. 而源靶厚度增大以后, 电子的能谱迅速展宽, 这样信号脉冲在不同能量的电子层上反射得到的反射光频率就不同. 另外, 这两种情况对应的电子层的反射率分别为 2.94×10^{-6} 和 1.76×10^{-5} , 所以, 源靶越厚, 电子层对信号光的反射率越大.

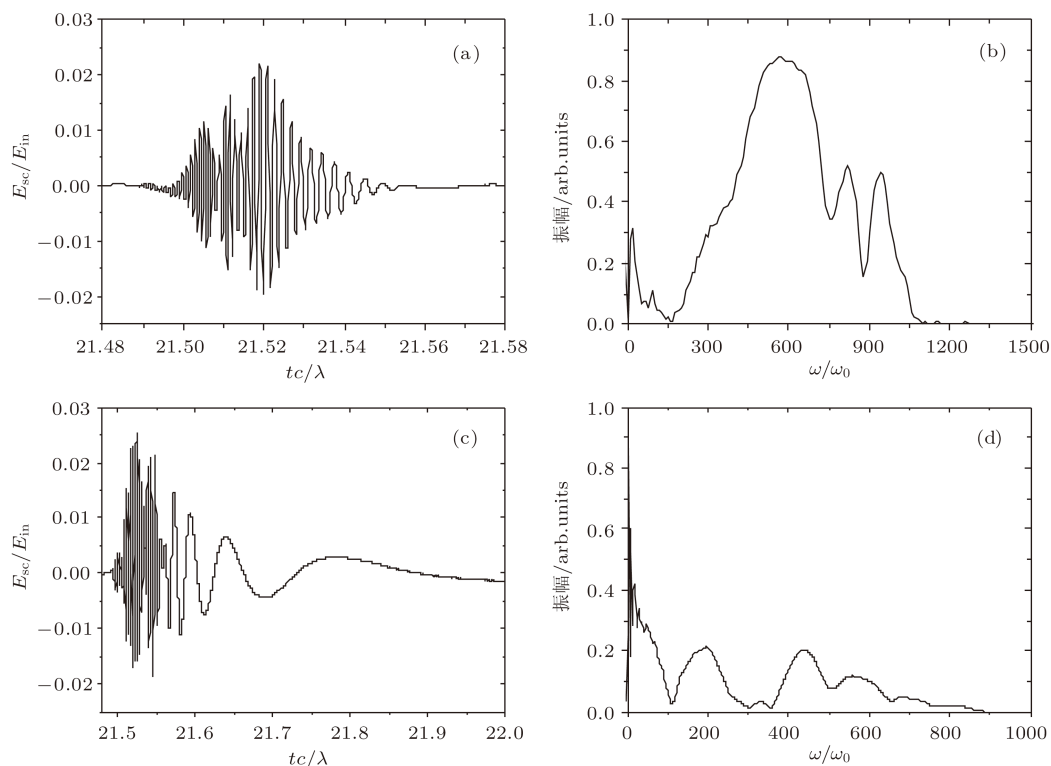


图 3 (a) 源靶的厚度为 0.005λ 时信号光在电子层上的反射光场; (b) 与图 (a) 对应的频谱; (c) 源靶的厚度为 0.01λ 时信号光在电子层上的反射光场; (d) 与图 (c) 对应的频谱

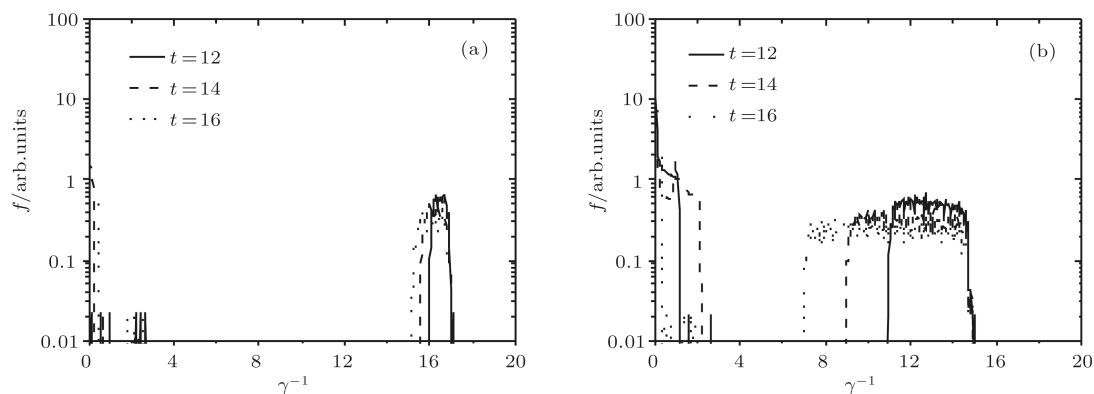


图 4 (a) 源靶的厚度为 0.001λ 和 (b) 源靶的厚度为 0.005λ 的情况下, 信号脉冲与电子层作用的过程中不同时刻电子的能谱分布

反射靶厚度的改变对结果影响并不大,这是因为反射靶在整个过程中的作用是用来反射驱动脉冲,对电子层的运动并不产生明显的影响.但是反射靶的厚度不能小于驱动脉冲的趋肤深度,因为此时驱动脉冲能够透过反射靶,不能达到消去电子层的横向动量的目的.另外,在实验过程中,因为预脉冲的存在,在主脉冲作用到源靶之前,会有预等离子体形成,所以预等离子体也是计算过程中应该考虑的一个因素,考虑源靶厚度为 0.001λ ,反射靶厚度为 0.2λ 的情况,两靶的密度分别为 $5.0n_c$

和 $100.0n_c$,假设预等离子体的尺寸分别为 0.01λ 和 0.03λ ,其密度从 0 递增至源靶的密度 $5.0n_c$.

图 5(a) 和 (b) 是预等离子体的尺寸为 0.01λ 时信号光的反射光场和对应的频谱, (c) 和 (d) 是预等离子体的尺寸为 0.03λ 时信号光的反射光场和对应的频谱.可以看出,随着预等离子体尺寸的增加,反射光谱中的频率最大值减小,频率峰的个数增加.所以考虑预等离子体以后,信号光的反射光谱质量下降,而且预等离子体的尺寸越大,反射光谱的质量越差.

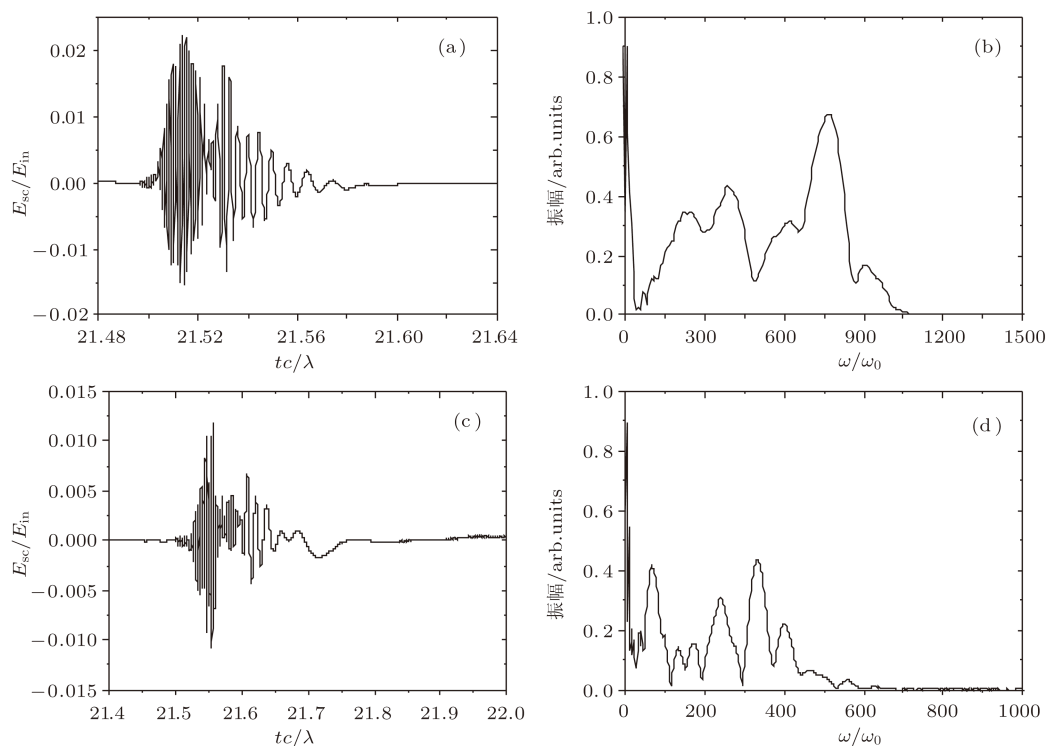


图 5 (a) 预等离子体的尺寸为 0.01λ 时信号光的反射光场; (b) 是 (a) 对应的频谱; (c) 预等离子体的尺寸为 0.03λ 时信号光的反射光场; (d) 是 (c) 对应的频谱

3 结论

运用粒子模拟的方法对激光和由另一束强激光驱动薄膜靶产生的相对论电子层相互作用,以及由此产生相干 X 射线的过程进行了模拟研究.在超短超强驱动脉冲的作用下,源靶中的电子层被整体打出,与之相对传播的强度相对较弱的信号光作用到电子层上,会有一部分被高密度电子层反射,由于 Doppler 效应,产生高频的反射光. Doppler 频移因子 $\omega/\omega_L \approx 4\gamma_x^2$,在只有源靶的情况下,电子的横向动量 p_y 不为 0, γ_x 的值很小,所以反射光的频率也很小.在电子层的能量达到最大的位置加入一个

反射靶,在其反射的驱动脉冲的作用下,电子层透过反射靶后横向动量消失, $\gamma_x \approx \gamma$,这样反射光的频率增大很多,得到高频的 X 射线.譬如,采用光强不到 10^{20} W/cm^2 激光脉冲,可以产生 keV 波段的相干 X 射线.随着源靶厚度的增加,反射光的频率减小,低频部分占的比例增大.因为预等离子体的存在是不可避免的,所以我们在模拟中重点考虑了不同尺度预等离子体的存在.考虑预等离子体以后得到的反射光谱质量相对于没有预等离子体的情况有明显下降,且预等离子体尺寸越大,反射光谱的质量越差.这些结果表明,在实验中必须控制预等离子体的尺度.因为反射靶的作用是反射驱动脉

冲的同时使电子层完全透过, 不对电子层的运动造成影响, 所以反射靶的厚度在一定范围内的改变对结果影响并不明显.

作者衷心感谢美国洛斯阿拉莫斯实验室武慧春博士的有益讨论.

- [1] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Fernandez J, Hegelich B M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 234801
- [2] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1998 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [3] Lee K, Kim B H, Kim D 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043107
- [4] Einstein A 1905 *Ann. Phys. (Leipzig)* **17** 891
- [5] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 443
- [6] Kulagin V V, Cherepenin V A, Hur M S, Sur H 2007 *Phys. Rev. Lett* **99** 124801
- [7] Chen M, Sheng Z M, Zheng J, Ma Y Y, Zhang J 2008 *Comput. Phys.* **25** 43 (in Chinese) [陈民, 盛政明, 郑君, 马燕云, 张杰 2008 计算物理 **25** 43]
- [8] Meyer-ter-Vehn J, Wu H C 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 433
- [9] Wang W M, Sheng Z M, Li Y T, Chen L M, Kawata S, Zhang J 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 071301
- [10] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046404

Numerical study on coherent keV x ray generation by the interaction of ultra-short intense lasers with thin solid foils*

Jia Qian-Qian¹⁾ Wang Wei-Min¹⁾ Dong Quan-Li¹⁾ Sheng Zheng-Ming^{1)2)†}

1) (Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (Key Laboratory of Laser Plasma of the Education Ministry, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 3 December 2010; revised manuscript received 14 February 2011)

Abstract

The scheme of x ray generation by the interaction of ultra-short intense laser puls with two thin solid foils is re-investigated by one-dimensional numerical simulation. Attention is paid particularly to the effects of the thickness and the density distribution of the source target on the frequency spectrum and the conversion efficiency of the produced x ray emission, where the source target provides a relativistic electron layer. When the thickness of the source target is comparable to or smaller than the wavelength of x ray $\lambda/4\gamma_x^2$ (λ is the wavelength of the incident laser), quasi-monochromatic x ray spectrum can be generated. Otherwise the spectrum will be broadened significantly and the maximum frequency will decrease rapidly. In addition, the presence of inhomogeneous preplasma in front of the foil will induce a similar change of the spectrum.

Keywords: relativistic electron layer, Doppler frequency shift, coherent x ray

PACS: 52.59.Ye, 52.38.Ph, 98.70.Rz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10734130, 10935002), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009GB105002), and the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2007CB815100, 2007CB310406).

† E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn