

超相对论强度激光与薄膜靶作用中 0.4 nm 以下 X 射线阿秒脉冲的产生*

白易灵 张秋菊[†] 田密 崔春红

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2012年9月14日收到; 2013年3月9日收到修改稿)

用一维粒子模拟程序对功率密度在 10^{22} W/cm² 以上的超强激光驱动薄膜靶产生的相对论电子层及其经过汤姆孙散射产生的阿秒 X 射线进行了研究. 结果表明, 在超相对论强度范围下增大驱动激光强度, 相应减小等离子体密度及厚度可使电子层获得更高纵向动量, 使汤姆孙散射光明显向更短波长移动. 优化相关参数得到了波长为 1.168 nm 的阿秒脉冲. 经过对倍频探测光方案与驱动光以及薄膜靶参数进行综合考虑和优化, 得到的 X 射线相干辐射波长有效减小到 0.4 nm 以下, 产生的光子能量达到 2 keV 以上.

关键词: 超相对论强度激光, 阿秒 X 射线, 相对论电子层, 汤姆孙后向散射

PACS: 52.38.Ph, 52.38.-r, 52.59.Ye

DOI: 10.7498/aps.62.125206

1 引言

在强场物理领域中, 激光与物质相互作用中阿秒量级超短脉冲、X 射线超短波长辐射尤其是 X 射线阿秒脉冲的产生一直是人们关注的热点问题. 如今极短激光脉冲的产生和操控已经获得了巨大的发展, 为阿秒科学的实现奠定了基础^[1,2]. 目前产生阿秒脉冲的方式中主要有高次谐波^[3,4]、汤姆孙散射^[5-8]、受激拉曼散射^[9]等. Esarey 等^[10]在 1993 年给出了电子层和等离子体对强激光的非线性汤姆孙散射理论. Schoenlein 等^[11]利用 50 MeV 的电子层横向穿过 TW 激光束焦平面, 观测到由非线性汤姆孙散射产生的脉宽为 300 fs 的 X 射线脉冲. 近些年随着超短激光脉冲的快速发展, 由激光驱动产生的电子乃至电子层加速可以达到相对论速度^[12,13]. 具有相对论速度的电子层对激光脉冲的汤姆孙散射可得到 X 射线范围的阿秒脉冲, 该方法由于具有可调谐、小型化、超短、高亮度等突出优点, 有着很好的应用前景^[14-20], 由此引起

人们对经典问题汤姆孙散射的极大兴趣. 2009 年 Meyer-ter-Vehn 和 Wu^[20]提出了由激光驱动薄膜靶产生的相对论电子束和探测光作用, 经汤姆孙散射得到高频散射光的方法. 该文献着重于物理图像和过程的分析, 给出了相对论电子束动量的横向、纵向分量, 相对论因子和相对论因子的纵向分量以及汤姆孙信号(探测光的散射光)的电场和频谱, 散射光频谱中相当多的能量集中在低频部分, 高频部分主要在 100 倍频以下. 2011 年, 我们小组^[21]利用功率密度在 10^{20} W/cm² 以下的激光驱动薄膜靶产生的相对论电子束对探测光的散射模拟产生了波长为 5.8 nm (137 倍频)的软 X 射线阿秒脉冲. 2010—2012 年之间文献^[22-24]提出了关于产生相干 X 射线的双靶方案. 该方案是在单薄膜靶产生电子层的基础上, 放置第二个高密度靶来消除电子束的横向动量, 提高纵向动量, 从而使得汤姆孙信号中 X 射线频率比同参数下单靶的情况明显提高. 文献^[25]中利用双靶方案得到了主频率在 1250 倍频的 X 射线阿秒脉冲.

在以上所述的研究中, 无论是单靶还是双靶方

* 国家自然科学基金(批准号: 11104168)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: qjzhang@sdu.edu.cn

案, 最终获得的 X 射线信号强度和波长都与激光驱动单靶产生的相对论电子束的纵向动量、能谱分布及电子数密度有关, 因此有必要对激光尤其是强激光束驱动单薄膜靶的相关参数对汤姆孙散射 X 射线信号的影响进行总体考虑和优化. 考虑这些参数的具体影响和优化, 对于相关实验的开展也有一定的参考意义. 因此, 为了获得波长更短的 X 射线相干辐射, 本文在以往研究的基础上对功率密度在 10^{22} W/cm² 以上的超相对论强度激光驱动薄膜靶产生相对论电子层及其经过汤姆孙散射产生的阿秒 X 射线进行了研究. 研究内容主要围绕以下三点: 1) 对单薄膜靶方法下产生 X 射线阿秒脉冲的激光和等离子薄膜靶参数进行了综合考虑和优化; 2) 利用该方法探讨了以倍频光作为探测光的方案及其对结果的影响; 3) 参数优化和利用倍频光作为探测光之后, 将得到的 X 射线阿秒脉冲进一步向短波方向推动, 最后得到了 0.4 nm 以下的 X 射线阿秒脉冲.

2 阿秒 X 射线脉冲的获得

2.1 驱动激光作用下等离子体薄膜靶中电子层加速的理论模型

考虑驱动激光脉冲沿 x 方向传播, 为线偏振 (p 偏). 激光电场形式为 $E = E_L(x) \sin(\omega_L t) \mathbf{y}$, 脉冲初始包络为矩形. 驱动激光对薄膜靶产生的辐射压力为 $F_L = I_L(1+R)/c$, 其中 R 为物质表面的能量反射率, I_L 为单位时间垂直入射到单位面积的光能量, 对于波长为 λ_L 的线偏振光:

$$I_L = 1.37 \times 10^{18} a_L^2 / \lambda_L^2, \quad (1)$$

其中 a_L 为归一化到 $m_e \omega_0 c / e$ 的激光电场峰值振幅, ω_0 , e , m_e , c 分别为初始激光脉冲的中心频率、电子电荷、电子质量以及真空中的光速, λ_L 的单位为 μm , I_L 的单位为 W/cm². 电子相对于质子质量极小, 易从激光场获取能量. 当超强激光辐照在密度为 n_0 厚度为 D 的高密度氢等离子体平板靶上, 电子受到辐射压力作用在极短时间被加速至高密度 n_{p0} 的电子压缩层 (厚度为 δd), 速度接近光速. 电子和质子分离, 电子压缩层和耗尽层之间形成静电场, 静电场最大值 $E_0 = 4\pi e n d$. 压缩层的电子受到耗尽层的

质子向后的静电场力最大值为

$$F_{\max} = qE_0 = 4\pi e^2 n^2 d^2 = 4\pi e^2 n_0^2 D^2, \quad (2)$$

当 $F_L \gg F_{\max}$ 时, 电子可以在短时间内被激光加速推出, 离开质子的束缚区. 电子层的加速度可以看作

$$a = \frac{F_L}{M} \quad (M = m_e n_0 D). \quad (3)$$

由 (1) 和 (3) 式得出 (物质表面能量反射率取 1)

$$a = \frac{2.74 \times 10^{18}}{\lambda_L^2 \cdot \text{cm}_e} \cdot \frac{a_L^2}{n_0 D} = \frac{2.74 \times 10^{18}}{\lambda_L^2 \cdot \text{cm}_e} \cdot S', \quad (4)$$

其中 $S' = a_L^2 / n_0 D$ 定义为加速特征量 [21]. 在 $F_L \gg F_{\max}$ 条件下, 由于加速推出阶段时间短, 不同参数下电子层加速获得的相对论速度大小是与加速特征量直接相关的. 理论上驱动光强越大, 薄膜靶的密度及厚度越小, 激光从薄膜靶中推出的电子层速度会越大, 但是相应地相对论电子层的密度也会减小. 因为电子层的速度和密度都会影响到下一步汤姆孙散射获得的 X 射线高频信号的波长和强度, 故在理论模型的基础上, 利用粒子模拟程序对相关参数进行综合优化分析是非常必要的.

2.2 粒子模拟中高能电子层的产生

在一维粒子模拟中, 模拟箱长度为 $20\lambda_L$ (λ_L 为驱动激光在真空中的波长), 模拟箱分辨率为每个 λ_L 中有 10000 格子 (cell), 每个格子内最大电子数为 100. 等离子体靶位于 $x = 5\lambda_L$ 处, 其厚度为 D . 入射激光从模拟箱左侧正入射到高密度氢等离子体平板靶上. 当入射光电场振幅为 $a_L = 180$, 脉冲宽度为 $\tau = 20T_L$ (T_L 为激光振荡周期), 等离子体靶初始密度 $n_e = 1.2n_c$ (n_c 为入射激光中心频率对应的临界密度), 厚度 $D = 0.18\lambda_L$ 时, 激光辐射压力远大于质子和电子之间的静电场力, 使得电子层在短时间内被压缩至高密度并以相对论速度被推出靶外. 图 1(a) 为 $t = 14T_L$ 时运动电子层的密度分布, 图 1(b) 为其能谱分布. 可以看出 $a_L = 180$ 的超相对论强度激光加速推出的电子层密度和速度都明显大于文献 [20, 21] 中的情况, 其中压缩后的电子层密度接近 $120n_c$, 加速后能量约为 212 MeV, 能谱展宽约为 $\Delta\omega/\omega = 7/212 = 0.033$, 电子层聚束性好, 能量比较集中.

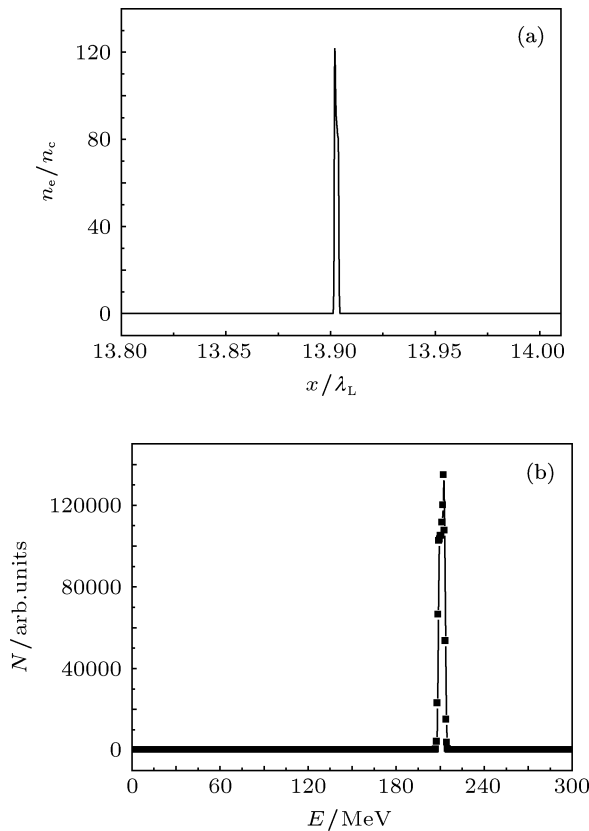


图1 在激光脉冲初始参数为 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, 等离子体参数为 $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$ 时, $t = 14T_L$ 时刻的 (a) 电子密度分布, (b) 电子层的能谱分布

2.3 短波长 X 射线辐射的产生

在图 1 产生的电子层基础上, 用归一化峰值振幅 $a_p = 0.1$, 脉宽 $\tau_p = 20T_L$, 与驱动光频率相同的探测脉冲从右侧相对入射到电子层上. 探测激光被电子层散射, 其后向汤姆孙散射光的频谱如图 2(a) 所示, 高频部分的主峰接近了 700 倍频.

模拟结果与文献 [21] 相比, 说明采用激光功率密度为 10^{22} W/cm^2 以上的超相对论强度激光驱动薄膜靶大幅提高了电子层的速度, 使得散射后产生的 X 射线辐射明显向短波长方向移动. 由于频谱中高频成分的范围非常大, 并伴随着不同程度的衰减. 为了更好地比较不同参数下散射信号的高频部分, 我们在一定的高频与基频成分强度比值下, 对频谱的范围进行定量讨论. 如图 2(a) 中, 与基频的强度比值在 10^{-4} 以上的高频部分超过了 800 倍频, 这个结果比其他在单靶情况下得到的结果 [20,21-25] 有了明显提高. 对散射光信号经过 600 倍频以上的高通滤波, 可以得到光强约为 10^{14} W/cm^2 , 波长 1.168 nm, 脉宽半高全宽约 17 as 的软 X 射线阿秒脉冲, 如图 2(b) 所示.

理论上若电子层速度为 v , 汤姆孙散射中入射光与散射光频率差则为 $\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, 其中 ($\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ 散射光和入射光波矢之差) 即为

$$\frac{2\pi c}{\lambda'} - \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \left(\frac{2\pi}{\lambda'} + \frac{2\pi}{\lambda_0} \right) \cdot v, \quad (5)$$

其中入射波的波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, 设散射光的波长为 λ' .

我们从不同时刻的电子层位置 (如图 3) 估算出激光被电子层散射时电子层的运动速度为 $v = 0.9971c$, 则由 (5) 式可以得到散射波长约为 1.168 nm, 与模拟结果符合很好.

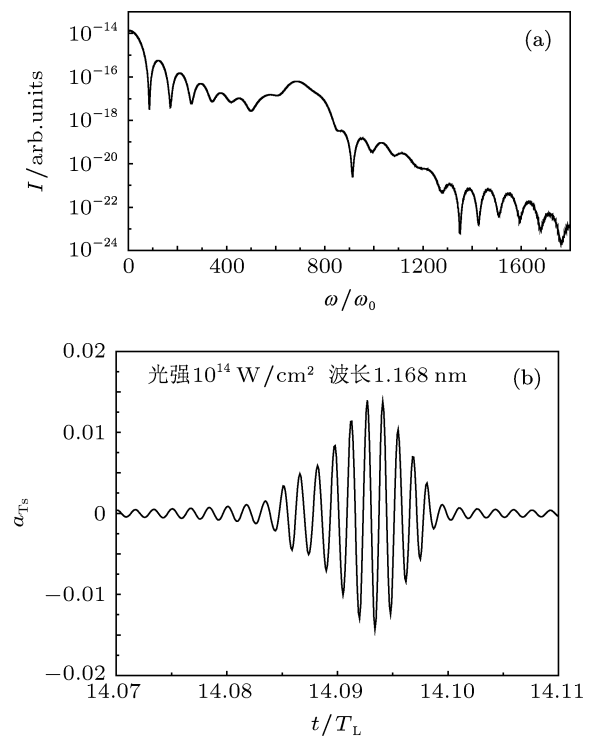


图2 驱动光、等离子体薄靶以及探测光参数分别为 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 情况下 (a) 汤姆孙散射光的频谱分布, (b) 散射光信号经过 600 倍频以上高通滤波后的电场

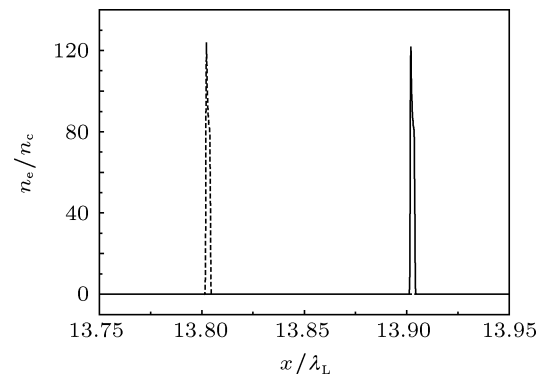


图3 时间分别为 $t = 14.00T_L$ (左 - 虚线), $t = 13.98T_L$ (右 - 实线) 时电子层的位置

3 激光等离子体参数的影响

3.1 驱动激光强度的影响

我们比较了不同强度的驱动激光与相同密度和厚度的等离子体靶的作用情况. 由于驱动激光强度的增大, 电子层的压缩密度和速度都增大, 获得的 X 射线波长减小, 且高频部分强度明显抬高. 图 4(a), (b) 是在 $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 参数下, 驱动激光强度分别为 $a_L = 150$ 和 250 的情况下得到的散射光频谱图, 高频部分的主峰分别约在 622 和 815 倍频, 即得到了中心波长为 1.286 和 0.982 nm 的 X 射线辐射.

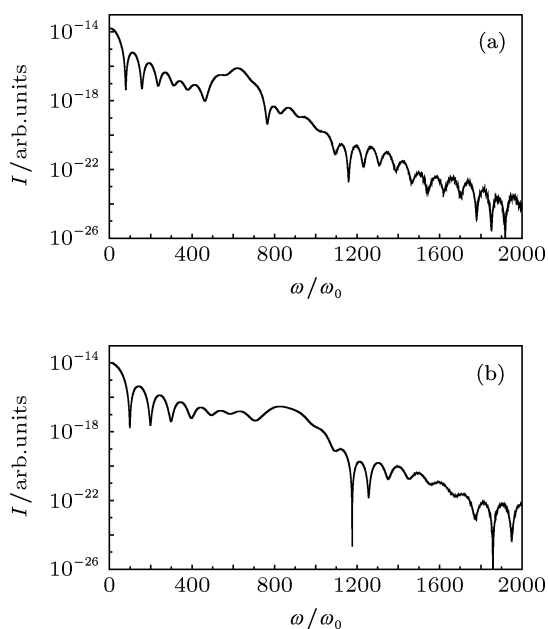


图 4 在 $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 情况下, (a) 激光强度 $a_L = 150$, (b) 激光强度 $a_L = 250$ 时得到的散射光的频谱图

在图 4(b) 的频谱中, 与基频信号的强度比值在 10^{-4} 以内的高频成分延长至 1000 倍频以上, 强度比值在 10^{-8} 以上的高频部分也明显向短波长移动.

3.2 等离子体薄靶厚度的影响

在 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 的参数下, 我们分别模拟了等离子体厚度为 $D = 0.35\lambda_L$, $0.20\lambda_L$, $0.18\lambda_L$ 以及 $0.14\lambda_L$ 时的情况. 结果表明, 产生的电子层速度随着厚度减小而变大, 所以相应的散射光后得到的 X 射线波长也变小, 这一模拟结果与电子层加速特征量 $S' = a_L^2/n_0D$ 相符合. 但当等离子体靶厚度减小到 $D = 0.14\lambda_L$

时, 被压缩电子层的密度太小, 也会影响到反射光中 X 射线辐射的强度. 所以适度减小等离子体厚度才可使电子层的速度和密度得到均衡最优, 从而获得较高强度的 X 射线阿秒脉冲.

3.3 等离子体薄靶密度的影响

图 5(a), (b) 是在 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 参数下, 等离子体靶密度分别为 $n = 1.5$ 和 1.3 时, 模拟得到的汤姆孙散射光频谱. 可以看出散射光基频成分强度变小, 高频部分主峰向短波长方向移动. 即随着靶密度减小得到的相对论电子层的速度增大, 散射得到的 X 射线主峰波长变小. 密度 $n = 1.5$ 时, 推出的电子层的能谱展宽比 $n = 1.3$ 的情况下大, 因为探测脉冲在不同能量的电子层上反射得到的反射光频率不同, 所以密度适度减小至 $n = 1.3$ 时由于电子层的单能性变好, 得到的散射光高频部分主峰的展宽也减小.

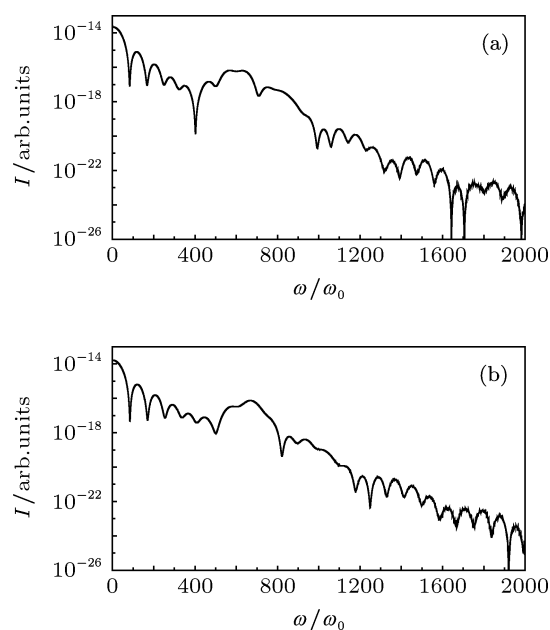


图 5 在 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 情况下, (a) 等离子体密度 $n = 1.5$, (b) 等离子体密度 $n = 1.3$ 时得到的软 X 射线的频谱图

3.4 探测激光强度的影响

在驱动激光和等离子体薄靶参数为 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, 以及 $\tau_p = 20T_L$ 不变时, 比较了不同探测激光强度的影响. 图 6(a), (b) 分别为 $a_p = 0.5$ 和 $a_p = 5.0$ 时得到的散射光的频谱图. 可以看出, 反射光从低频到高频成分都变大, 其中 $a_p = 5.0$ 时的散射光经过 600 倍频以上

高通滤波后的电场如图 6(c) 所示, 阿秒脉冲的光强约为 10^{16} W/cm^2 . 在一定范围内, 探测激光强度的增大对得到的 X 射线中心波长没有影响, 散射光子能量没有提高. 但当探测激光强度增大到 $a_p = 15.0$ 时, 由于激光强度过大会将电子层打散, 从而影响反射光中 X 射线部分的强度.

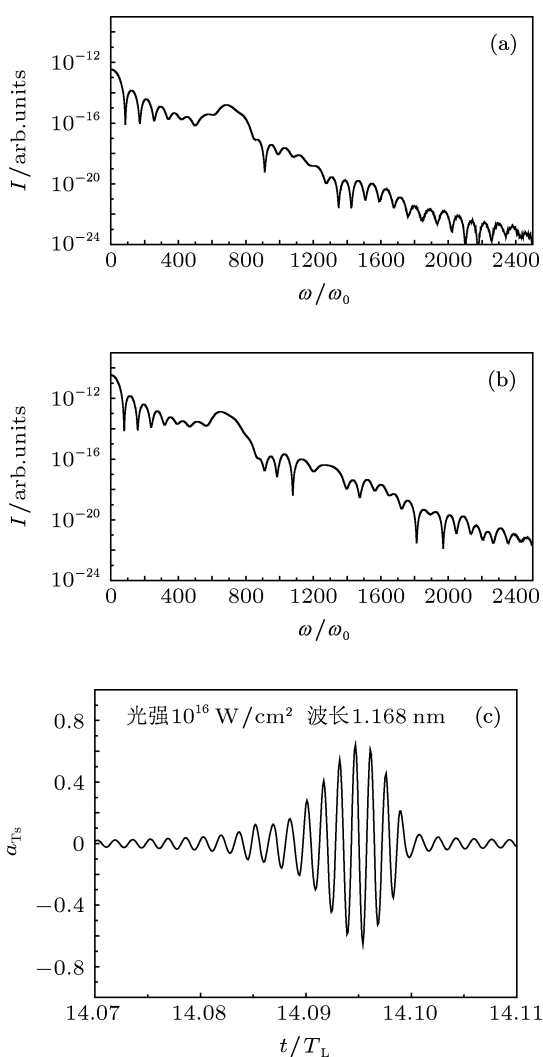


图 6 在 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, $\tau_p = 20T_L$ 情况下, (a) 探测激光强度 $a_p = 0.5$, (b) 探测激光强度 $a_p = 5.0$ 时得到的软 X 射线的频谱图; (c) 探测激光强度 $a_p = 5.0$ 被相对论运动的电子层散射后的散射光经过 600 倍频以上高通滤波后的电场

4 倍频光方案下波长为 0.4 nm 以下 X 射线的获得

本文第三部分通过对相关参数的分析和优化, 得到了如图 2(b) 和图 6(c) 的波长为 1.168 nm 的阿秒脉冲, 对应光子能量达到 1 keV. 为获得更高能量

的光子, 我们采用了倍频探测光方案. 图 7(a), (b) 分别为探测激光频率是驱动激光频率 2 倍、4 倍时得到的散射光的频谱分布.

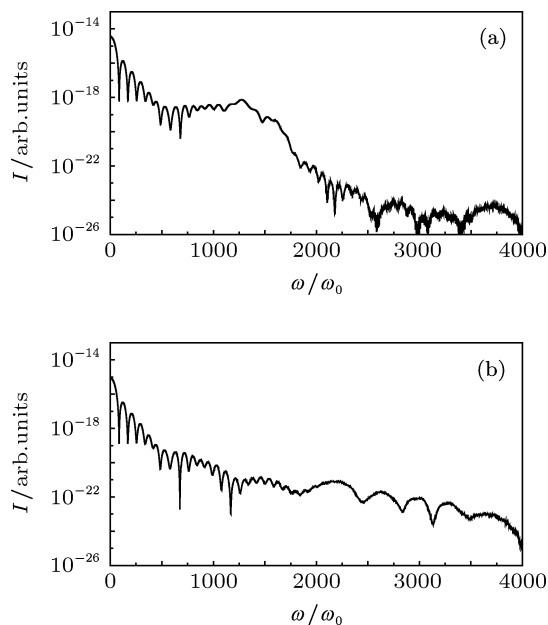


图 7 在 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 情况下, 探测激光频率是入射激光频率分别为 (a) 2 倍, (b) 4 倍时得到的散射光的频谱图

图 7(a) 的散射光频谱中, 高频成分的主峰增加至 1300 倍频以上, 强度比值在 10^{-8} 以上的高频部分延展至 2100 倍频以上. 对该散射光经过 1000 倍频以上的高通滤波后的电场如图 8 所示, 阿秒脉冲的光强约为 10^{12} W/cm^2 . 图 7(b) 中, 采用四倍频探测光的情况则更好, 频谱中的能量明显转向高频部分, 使得整个平台区延长至 4000 倍频, 且与基频的强度比值都在 10^{-8} 以上的高频部分达到了 3750 倍频. 对该情况下得到的散射光信号进行 2000 倍频以上的高通滤波, 可以得到中心波长在 0.40 nm 以下的阿秒脉冲 (阿秒脉冲的光强约为 10^{10} W/cm^2), 产生的光子能量可以达到 2 keV 以上.

探测激光频率为入射激光频率五倍和六倍情况下得到的散射光转化率会有所下降, 对电子层密度的要求更高. 由此可知, 倍频光方案下, 探测光的单个光子能量增加, 和电子束作用时透射能力增强, 反射能力减弱, 所以反向散射光强也有所下降, 只有通过增加电子层的密度和提高运动速度来解决这一问题. 前面参数的优化中可见, 高能电子束密度有提高时, 速度就受到一定限制, 因此需要进一步在电子层密度和速度之间寻找更好的平衡.

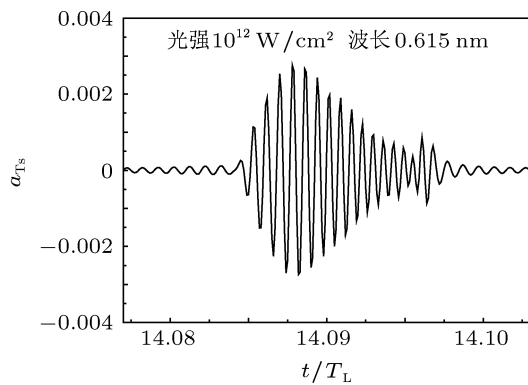


图8 在 $a_L = 180$, $\tau = 20T_L$, $n_e = 1.2n_c$, $D = 0.18\lambda_L$, $a_p = 0.1$, $\tau_p = 20T_L$ 情况下, 探测激光频率为入射激光频率 2 倍时得到的散射光经过 1000 倍频以上高通滤波后的电场

5 总结

本文用一维粒子模拟程序对功率密度在 10^{22} W/cm² 以上的超强激光驱动薄膜靶产生的相对论电子层及其经过汤姆孙散射产生的阿秒 X 射线进

行了研究. 对单薄膜靶方法下产生 X 射线阿秒脉冲的激光和等离子薄膜靶参数进行了综合考虑和优化, 增大驱动激光强度, 适度减小等离子体密度及厚度可使电子层获得更高的纵向动量, 从而使汤姆孙散射得到的散射光向更短波长移动, 探测光强度会影响得到的 X 射线阿秒脉冲强度. 通过对相关参数的优化, 得到了波长为 1.168 nm 的阿秒脉冲. 另外探讨了利用倍频光作为探测光的方案及其对结果的影响, 只靠采用倍频探测光方案并不能使得到的 X 射线辐射频率成倍增大, 还需要对驱动光以及薄膜靶参数进行优化, 提高相对论电子层的密度. 参数优化和利用倍频光作为探测光之后, 得到了波长在 0.4 nm 以下的 X 射线阿秒脉冲, 产生的光子能量达到 2 keV 以上. 目前还未见比这一指标更好的报道. 如何提高 N 倍频探测光方案下电子密度相对不够高的问题, 是提高更短波长 X 射线辐射强度的关键问题, 其条件还需要进一步研究.

- [1] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science* **291** 1923
- [2] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [3] 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]
- [4] Wang Q, Chen J X, Xia Y Q, Chen D Y 2003 *Chin. Phys.* **12** 524
- [5] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066501
- [6] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2006 *Phys. Plasmas* **13** 013106
- [7] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J, Wei Z Y, Yu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1018 (in Chinese) [郑君, 盛政明, 张杰, 魏志义, 余玮 2005 物理学报 **54** 1018]
- [8] Zhang P, Song Y R, Zhang Z G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6208 (in Chinese) [张鹏, 宋晏蓉, 张志刚 2006 物理学报 **55** 6208]
- [9] Kaplan A K 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1243
- [10] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [11] Schoenlein R W, Leemans W P, Chin A H, Volfbeyn P, Glover T E, Balling P, Zolotarev M, Kim K J, Chattopadhyay S, Shank C V 1996 *Science* **274** 236
- [12] Wang F C, Shen B F, Zhang X M, Li X M, Jin Z Y 2007 *Phys. Plasmas* **14** 083102
- [13] Kulagin V V, Vladimir A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 124801
- [14] Leemans W P, Schoenlein R W, Volfbeyn P, Chin A H, Glover T E, Balling P, Zolotarev M, Kim K J, Chattopadhyay S, Shank C V 1997 *J. Quan. Elec.* **33** 1925
- [15] Pogorelsky I V, Ben-Zvi I, Hirose T, Kashiwagi S, Yakimenko V, Kuschel K, Siddons P, Skaritkal J, Kumita T, Tsunemi A, Omori T, Urakawa T, Washio M, Yokoya K, Okugi T, Liu Y, He P, Cline D 2000 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **3** 090702
- [16] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2638 (in Chinese) [郑君, 盛政明, 张杰 2005 物理学报 **54** 2638]
- [17] Uesaka M, Kotaki H, Nakajima K, Harono H, Kinoshita K, Watanabe T, Ueda T, Yoshii K, Kadno M, Dewa H, Kondo S, Sakai F 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **455** 90
- [18] Li Y, Huang Z, Borland M D, Milton S 2003 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5** 044701
- [19] Anderson S G, Barty C P J, Betts S M, Brown W J, Crane J K, Cross R R, Fittinghoff D N, Gibson D J, Hartemann F V, Kuba J, Lesage G P, Rosenzweig J B, Slaughter D R, Springer D T, Tremaine A M 2004 *Appl. Phys. B* **78** 891
- [20] Meyer-ter-Vehn J, Wu H C 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 433
- [21] Yan C Y, Zhang Q J, Luo M H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 035202 (in Chinese) [闫春燕, 张秋菊, 罗牧华 2011 物理学报 **60** 035202]
- [22] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Fernández J, Hegelich B M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 234801
- [23] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Hegelich B M, Fernández J 2011 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 070702
- [24] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J 2012 *Nature* **6** 304
- [25] Jia Q Q, Wang W M, Dong Q L, Sheng Z M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 015203 (in Chinese) [贾倩倩, 王伟民, 董全力, 盛政明 2012 物理学报 **61** 015203]

Generation of attosecond X-ray pulse of wavelength below 0.4 nm from the interaction of ultra-relativistic intense lasers with thin foil targets*

Bai Yi-Ling Zhang Qiu-Ju[†] Tian Mi Cui Chun-Hong

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

(Received 14 September 2012; revised manuscript received 9 March 2013)

Abstract

By one-dimensional particle-in-cell simulations, the relativistic electron sheets generated by interaction between the ultra-relativistic intense laser pulse with intensity above 10^{22} W/cm² and the thin foil target, as well as the attosecond X-ray pulses induced by Thomson backscattering from electron bunch are studied in this paper. The results indicate that increasing the intensity of the driving laser, reducing the density and thickness of foil target corresponding make the longitudinal momentum of the electrons enhanced and the wavelength of X-ray radiation reduced. Attosecond X-ray pulse with wavelength 1.168 nm can be obtained through optimizing correlated parameters. Especially, using probing laser pulse with doubling frequency and optimizing parameters of the drive light and thin film target can make the wavelength of coherent attosecond X-ray radiation reduced obviously, even below 0.4 nm, and the energy of the scattered photons can achieve more than 2 keV.

Keywords: ultra-relativistic intense laser, attosecond X-ray, relativistic electron sheets, Thomson backscattering

PACS: 52.38.Ph, 52.38.-r, 52.59.Ye

DOI: 10.7498/aps.62.125206

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11104168).

[†] Corresponding author. E-mail: qjzhang@sdu.edu.cn