

激光与相对论电子束相互作用中阿秒 X 射线脉冲的产生*

闫春燕 张秋菊[†] 罗牧华

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2010 年 5 月 5 日收到; 2010 年 5 月 18 日收到修改稿)

本文对激光与相对论电子束相互作用产生的阿秒 X 射线脉冲进行了研究. 阿秒 X 射线脉冲是由于激光被相对论运动的电子束经过汤姆孙后向散射产生的. 讨论了等离子体参数对产生的阿秒 X 射线的影响. 发现其波长随着入射激光的频率的增加或电子束的速度增加而减小. 选择合适的参数还可以获得“水窗”波段的 X 射线. 还讨论了相对论电子束的密度与其前沿的密度梯度的大小对产生 X 射线的转化效率的影响.

关键词: 阿秒 X 射线脉冲, 汤姆孙后向散射, 超强激光, 相对论电子束

PACS: 52.38.Ph, 52.38.Kd, 52.65.Ky

1. 引言

由于激光技术的迅速发展, 人们对强光与物质相互作用的研究产生了很大的兴趣. 利用超强激光与等离子体相互作用中的一些高阶非线性物理过程所获得的阿秒脉冲可使直接观测和控制电子在原子和分子中运动的超快动力学过程成为可能^[1,2]. 阿秒脉冲的产生使超快科学的研究进入一个全新的阶段^[3,4]. 目前阿秒脉冲的产生方式很多, 其中主要有高次谐波^[5-9]、汤姆孙散射^[10-13]、受激拉曼散射^[14]等. 利用相对论电子束对强激光超短脉冲的汤姆孙散射所获得的阿秒脉冲具有可调谐、小型化、超短、高亮度等独特的优点, 具有广泛的应用前景^[15-25]. 1970 年, Sarachik 等人^[26]系统地分析了静止单电子对激光的非线性相对论汤姆孙散射产生的频谱图. 1993 年, Esarey 等人^[15]对电子束和等离子体对强激光的非线性汤姆孙散射理论做了详细的介绍. Schoenlein 等人^[27]利用 50 MeV 的电子束横向穿过 TW 激光束焦平面, 观测到由非线性汤姆孙散射产生了脉宽为 300 fs 的 X 射线脉冲. 郑君等人^[12]根据电子汤姆孙散射的经典理论, 研究了超短超强激光脉冲作用下电子产生的辐射脉冲的性质,

发现此时电子的辐射通常以阿秒脉冲序列的形式出现. 他们^[20]还研究了单电子在横向穿越高斯激光束束腰时所辐射的 X 射线阿秒脉冲列的性质.

本文作者^[28]曾讨论了当激光被高速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, 虽然用这种方法能得到高转化率的强单色谐波, 但是由于所获的等离子体镜速度的限制, 所以只能得到级次较低的谐波. 而利用超强激光与薄膜靶相互作用所产生的相对论电子束, 则可以到达相对论速度. 激光辐照超薄等离子体靶会将电子从离子中推出形成高密度的相对论的电子束^[29,30], Kulagin 等人^[29]所获得的相对论电子束的有以下三个优点: 1) 只有一个 as 长度的单电子束产生; 2) 参数很容易控制; 3) 电荷密度大, 由于电荷冻结效应, 一直保持初始表面电荷密度. 但其缺点是相对论电子束的寿命很短, 大约为 4 个激光周期. 本文所获得的电子束的寿命已达 15 个激光周期以上. 电子束能量达到 42 MeV 以上, 能谱展宽 $\Delta\omega/\omega = 2/42 = 0.048$.

本文研究了利用高强度对比度的激光通过相对论电子束时产生的汤姆孙散射, 获得了单个的阿秒 X 射线脉冲. 基本思想是: 用超强激光与等离子体薄靶相互作用产生相对论运动的电子束, 然后用另一束相对论强度的探测激光从相反的方向入

* 山东省自然科学基金(批准号: ZR2009AQ009)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: qjzhang@sdu.edu.cn

射到运动的电子束上,经过汤姆孙后向散射产生阿秒软 X 射线脉冲. 所产生的阿秒 X 射线脉冲有两个特点:一是其脉冲持续时间为阿秒量级,二是具有相干性. 由于它具有很短的持续时间,可以为凝聚态结构动力学等方面的研究提供快速时间分辨手段,将会大大推动医学、生物学、物理学和材料科学的发展. 通过改变入射激光以及等离子体的参数可以获得 4nm 的软 X 射线,已经进入“水窗”波段,因此有望在对细胞内超快过程的研究中获得重要的应用.

2. 光压加速机制对等离子体靶中电子的加速

选择沿着 x 方向传播电场为 $E = E_L(x) \sin(\omega_L t) \hat{y}$ 的线偏振激光脉冲,其产生的辐射压力为 $F_L = I_L(1 + R)/c$. 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, ω_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. 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

$$I_L = 1.37 \times 10^{18} \frac{a_L^2}{\lambda_L^2 (\mu\text{m}^2)} (\text{W}/\text{cm}^2), \quad (1)$$

由于质子与电子的质量相差很大,电子对激光的响应非常敏感,当超强的高对比度偏激光辐照在密度为 n_0 厚度为 D 超薄的高密度等离子体薄箔上时,其中的电子在辐射压力的作用下在极短的时间内被迅速加速而被推至厚度为 δd 密度为 $n_{\rho 0}$ 的电子压缩层,此时由于电子与质子的分离,在电子压缩层与电子耗尽层区域形成电荷分离场即静电场,形成的静电场的最大值为 $E_0 = 4\pi e n d$. 此时,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 $F_L > F_{\max}$, 即电子受到的辐射压力大于电子所受的静电场力的最大值时,电子会在辐射压力的作用下加速脱离等离子体薄靶,形成电子束. 故称之为电子被推出条件.

当电子受到的辐射压力远大于电子所受的静电场力的最大值时,可以获得高单能的电子束,此时电子束受到的静电场力可以忽略,电子的加速度

可以近似为

$$a = \frac{F_L}{M}, \quad (3)$$

其中, $M = m_e n_0 D$.

将(1)式代入(3)式,并取 $R = 1$, 得

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

其中 $S' = \frac{a_L^2}{n_0 D}$ 为与电子束加速相当的量,我们称之为加速特征量.

可以看出对于一定波长的激光束入射时,电子束的加速度随着入射激光强度的增加,等离子体密度与厚度的减小而变大,因此在相同的时间内获得的电子束的速度越大.

3. 高能电子束的产生

我们在一维粒子模拟中取归一化峰值振幅 $a_L = 10$, 脉冲长度为 $20T_L$ 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 $n_e = n_c$, 厚度 $D = 0.1\lambda_L$, 其中 λ_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,靶的左边界位于 $x = 5\lambda_L$ 处.

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. 电子在光压作用下被加速,在极短的时间内被压缩到很高的密度,以相对论速度被推出薄靶,形成高密度的相对论电子束,如图 1(a)所示;而超薄靶中质子的其密度变化比较缓慢;由于电子被压缩,使得电子束与质子束之间产生电荷分离场,其静电场力与光压对电子束均有纵向的聚束作用,远远超过了电子之间库仑斥力的扩散作用,因此,在短时间内电子束被加速到相对论速度. 但是,随着质子束与电子束的距离的增加,电子束受到的静电场力的束缚作用逐渐减小,另外,随着电子束速度的增加,光压对电子束的作用也减小. 因此,当电子束被压缩到一定程度之后,就在光压、库仑斥力和静电场力的共同作用下,电子束呈现振荡式的扩散,如图 1(b)所示. 图 1(c)为 $t = 15T_L$ 时电子束的密度分布;图 1(d)为 $t = 15T_L$ 时电子束的能谱分布,因此也就获得了相对论运动的电子束. 所获得电子束的能量约为 $\omega = 42 \text{ MeV}$, 其能谱展宽约为 $\Delta\omega/\omega = 2/42 = 0.048$.

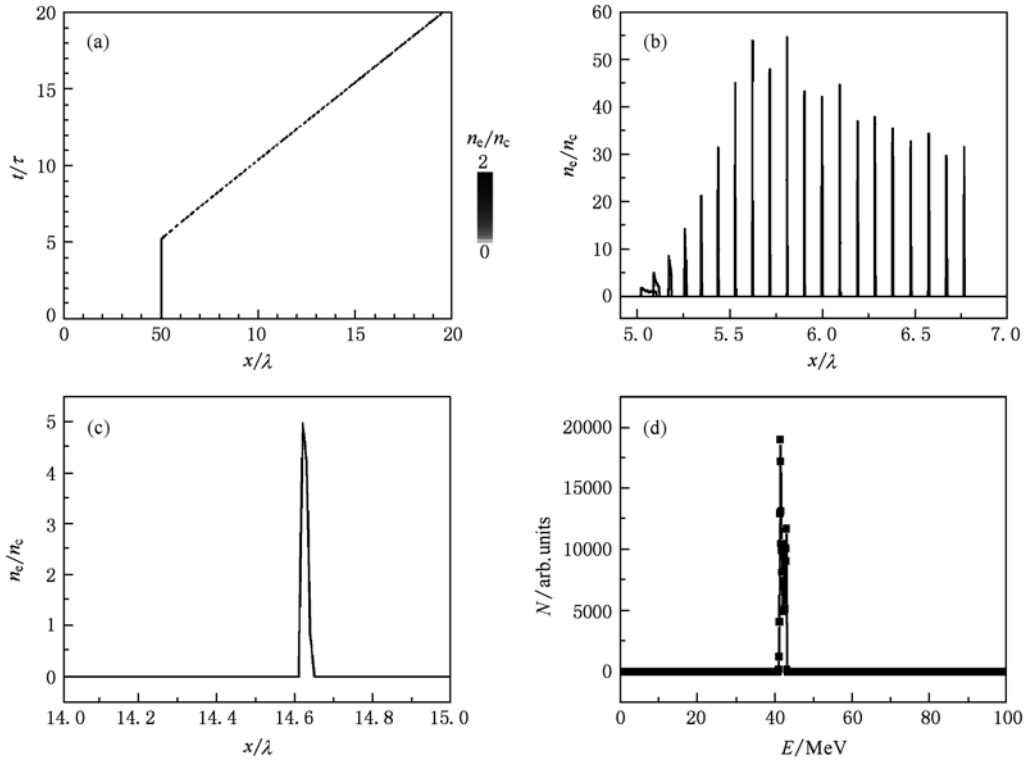


图 1 在激光脉冲初始参数为 $a_L = 10, \tau = 20T_L$, 等离子体初始参数为 $n_e = n_c, D = 0.1\lambda_L$ 得到的电子束 (a) 电子密度的时空分布; (b) 电子在不同时刻的密度; (c) $t = 15T_L$ 时电子密度的空间分布; (d) $t = 15T_L$ 时电子束的能谱分布

4. 阿秒 X 射线脉冲的产生

我们利用上节产生的电子束, 在右侧入射归一化峰值振幅 $a_2 = 0.1$, 脉冲长度为 $20T_L$ 的激光, 被

相对论运动的电子束后向汤姆孙散射的散射光经过 100 次高通滤波后的电场如图 2 (a) 所示, 脉冲长度已经达到阿秒量级. 图 2 (b) 为其散射光的频谱分布. 由图 2 (b) 可以明显的看出已经获得了 137 次的谐波, 即波长为 5.8 nm 的软 X 射线.

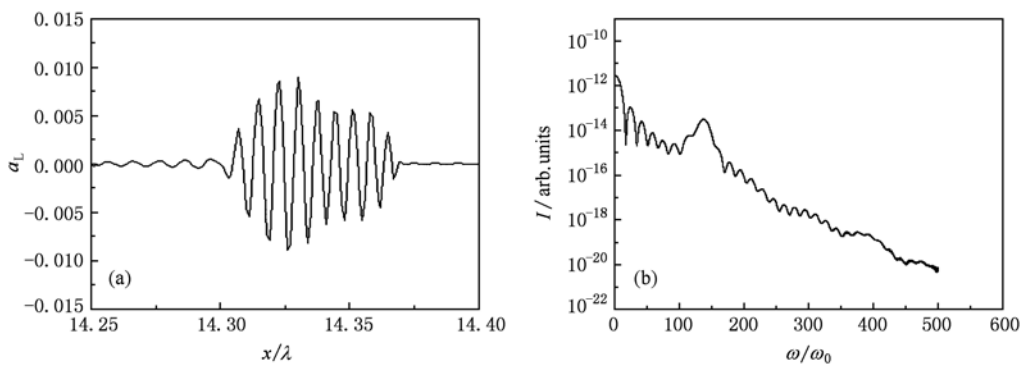


图 2 探测光被相对论运动的电子束散射后的散射光 (a) 经过了 100 次高通滤波后的电场; (b) 散射光的频谱分布

在汤姆孙后向散射中, 如果相对论电子束的速度 v , 则散射光的频率与入射光的频率差为

$$\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (5)$$

这里 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ 是散射光的波矢与入射光的波矢之差, 称为散射差矢. 若入射波的波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, 设散射光的波长为 λ' , 代入上式可得

$$\frac{2\pi c}{\lambda'} - \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \left(\frac{2\pi}{\lambda'} + \frac{2\pi}{\lambda_0}\right) \cdot v. \quad (6)$$

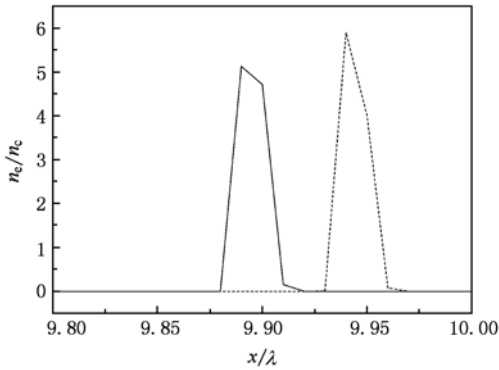


图3 时间分别为 $t = 10.2T_L$ (实线), $10.25T_L$ (虚线) 时电子束的位置

图3为激光与等离子体薄靶相互作用过程中产生的电子束在不同时刻的密度分布,我们可以由平均速度估算出激光被电子束散射时电子束速度的近似值 $v = 0.985518c$. 将速度代入(6)式,可得散射波的波长为 $\lambda' = 5.8 \text{ nm}$. 与模拟得到的137次谐波的结果相一致.

5. 激光等离子体参数的影响

产生的阿秒 X 射线脉冲的频率除了随着探测光频率的增加而增加外,以下几种因素也对所产生的阿秒 X 射线脉冲的性质有重要的影响.

5.1. 探测光的入射时间

随着探测光与第一束入射激光延迟时间的增加,探测光被散射时电子束的速度越大,所获得的 X 射线的波长就越大,如图4(a),(b)分别是在探测光比第一束光延迟为1,2个周期的情况下获得中心

波长分别为 5.56 nm , 5.47 nm 的 X 射线的频谱图. 因此改变电子束的速度可以获得不同波长的 X 射线,电子束的速度越高,获得的 X 射线的波长越短. 但是由于电子束在高速运动过程中扩散等因素的影响密度逐渐降低,得到的 X 射线的转化率也会随之逐渐降低;研究表明,在探测光比第一束光延迟为5个周期的情况下可获得中心波长为 5.35 nm 的 X 射线,而当探测光比第一束光延迟10个周期的情况下没有产生理想的 X 射线. 这是因为当探测光与电子束相互作用时,由于扩散等不稳定性因素使得电子束的密度减小到相对于激光来说是透明的,所以不能产生理想的 X 射线. 因此如果想得到理想的 X 射线,就必须保证被加速的电子束保持高密度稳定的加速状态.

5.2. 入射激光的峰值强度

用不同强度的激光与同一超薄等离子体靶相互作用,在相同时间内获得的相对论电子束的速度随着入射激光峰值强度的增加而增大,因此对同一探测光进行散射时所得到的 X 射线的波长越短. 当激光强度 $a = 11, 12, 15, 20$ 的情况下得到了中心波长分别为 $5.31 \text{ nm}, 4.94 \text{ nm}, 4.08 \text{ nm}, 3.35 \text{ nm}$ 的 X 射线. 如图5(a),(b)分别为在激光强度 $a = 11, 15$ 时得到的 X 射线的频谱图,其中的 4 nm 左右的 X 射线已经进入“水窗”波段,对细胞内的超快过程的研究有重要的应用.

电子束在激光的辐射压力和静电场力的共同作用下被加速并且压缩,电子束的密度随着入射激光的峰值强度的增加而增大,因而电子间的库仑斥力也越大,因此由于纵向的扩散,使得被压缩的电子束前沿的密度梯度下降,故对激光的吸收增强,所以随着激光强度的增加,虽然获得的 X 射线的波长减小,但是转化效率却有所下降.

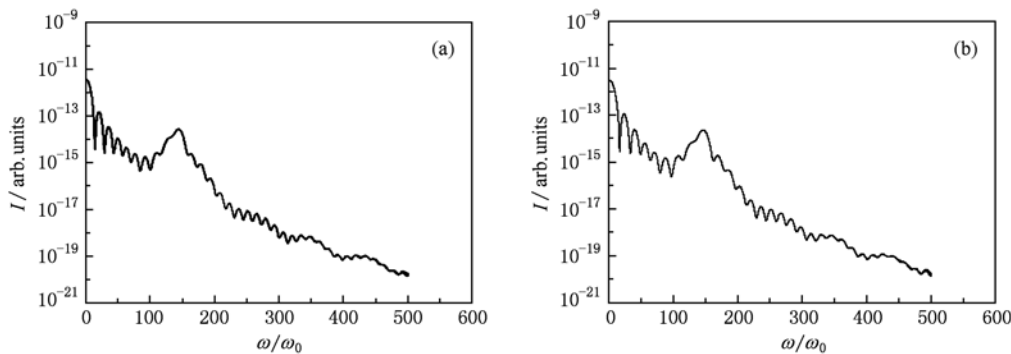


图4 探测光比第一束光延迟不同时间获得时的 X 射线的频谱图 (a) 延迟1个周期;(b) 延迟2个周期

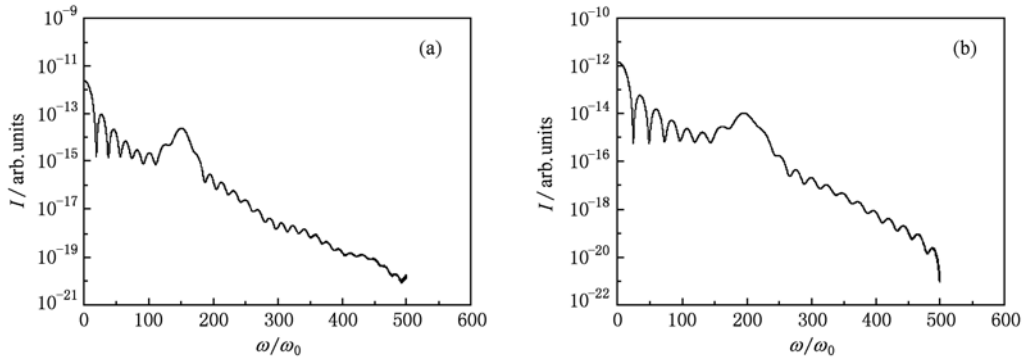


图5 在不同激光强度时得到的软 X 射线的频谱图 (a) $a = 11$; (b) $a = 15$

5.3. 等离子体薄靶的密度

用相同强度的激光与不同密度超薄等离子体靶相互作用,在相同时间内产生的相对论电子束的速度随着等离子体靶密度的增加而减小,因此对探测光散射得到的软 X 射线的波长也随之增大. 当等

离子体密度为 $n = 1.1, 1.2, 1.5, 2.0$ 的情况下得到了中心波长分别为 6.09 nm, 6.36 nm, 7.05 nm, 9.04 nm 软 X 射线. 如图 6 所示,在等离子体密度为 (a) $n = 1.1$, (b) $n = 1.2$ 的情况下得到的软 X 射线的频谱图.

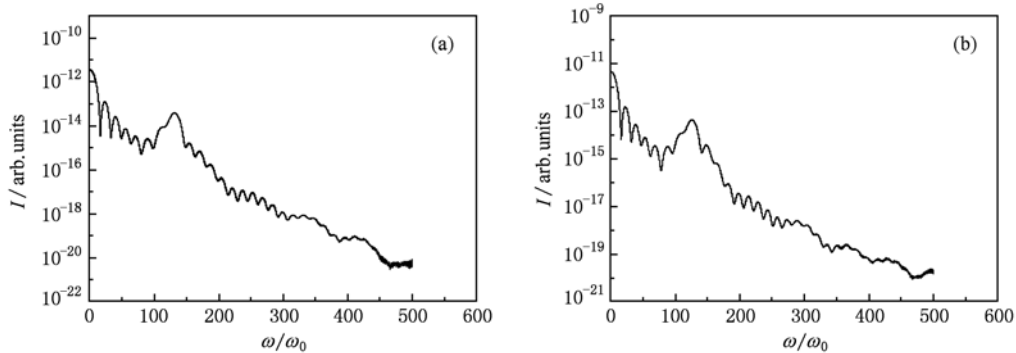


图6 在不同等离子体密度情况下得到的软 X 射线的频谱图 (a) $n = 1.1$; (b) $n = 1.2$

5.4. 等离子体薄靶的厚度

用相同强度的激光与不同厚度的超薄等离子体靶相互作用,在相同时间内产生的相对论电子束的速度随着等离子体靶厚度的增加而减小,因此对探测光散射得到的软 X 射线的波长也随之增大. 通过一维粒子模拟,当等离子体厚度为 $D = 0.11, 0.12, 0.15, 0.20$ 的情况下得到了中心波长分别为 6.09 nm, 6.36 nm, 7.05 nm, 9.04 nm 的软 X 射线.

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 $S = n_e/a_L n_c$ 为常数时,激光等离子体系统的动力学性质相似(文献[9]). 由上面的讨论我们可以看出对于用光压加速的电子束的速度,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. 根据前面所定义加速特征量 $S' = \frac{a_L^2}{n_0 \cdot D}$, 对图 4, 5, 6 中的各图进行比较,我们可以发现随着入射激光强度的增加、等离子体薄靶的密度、厚度的减小,电子束的速度会随之增加. 相应地,获得的 X 射线的波长也就越短. 但是由于压缩得到的电子束的密度越大,因而产生的库仑斥力越大,相对论电子束扩散越明显,其前沿的密度梯度下降就越大,所以所得到 X 射线的转化率会降低. 图 7 示出了不同加速特征量下得到的不同波长的软 X 射线.

通过前面的模拟可以看出:所获得散射光的波长与相对论电子束的速度有关,随着相对论电子束速度的增加而变短;而获得散射光的转化效率却与

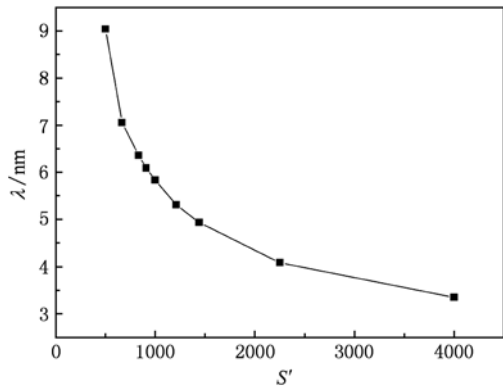


图7 不同加速特征变量下得到的不同波长的软 X 射线

电子束的密度和电子束前沿的密度梯度有关,电子束的密度越大,散射光的转化效率越高,电子束前沿的密度梯度越大,散射光的转化效率越高.

通过前面的分析与一维模拟,我们用线偏振激光产生的电子束与另一束激光相互作用得到了软 X 射线.按照一维模拟线偏振激光产生的电子束其实就是由大量以相对论速度运动的电子组成的镜面.但在实验上获得高流单能准直的电子束却是多维的,其加速过程会因为更多因素的影响而变得复杂.对于二维情况下,用线偏振光作用于薄靶时,线偏振光对电子有横向的有质动力也会引起电子束的扩散.当激光的强度很大时,线偏光所产生的横

向的有质动力将不能忽略,这是用超强线偏振激光辐照薄靶时导致横向扩散的最主要的原因.一般来说,如果薄靶在横向上被不均匀的辐照,也会导致电子的横向加速,并且由于横向的瑞利-泰勒不稳定性、韦伯不稳定性等不稳定因素的影响使得电子束的能谱变宽,而且限制了电子加速到更高的能量.如果用大焦斑的激光会有助于减小不稳定因素的影响.对于超强线偏振激光来说,由于电子的尺寸相对太小,因此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一段时间.

6. 结 论

本文对激光被相对论运动的电子束相互作用产生的相干软 X 射线辐射进行了研究.相干软 X 射线辐射是由于激光被相对论运动的电子束经过后向汤姆孙散射产生的,改变电子束的速度可以获得不同级次的软 X 射线,电子束的速度越高,获得的相干软 X 射线的单光子能量越高;也可以通过改变探测光的频率来获得更高能量的 X 射线,不过需要电子束的密度更高,要远大于探测光的临界密度.另外,相对论运动电子束前沿的密度梯度大小对软 X 射线的产生有很大的影响.对于更高能量的 X 射线或者 γ 射线的产生及其条件,还需要作进一步的研究.

- [1] Agostini P, DiMauro L F 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 813
- [2] Ivanov M Y, Kienberger R, Scrizzi A, Villeneuve D M 2006 *J. Phys. B* **39** R1
- [3] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science* **291** 1923
- [4] 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
- [5] 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]
- [6] 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]
- [7] Wang Q, Chen J X, Xia Y Q, Chen D Y 2003 *Chin. Phys.* **12** 524
- [8] Ye X L, Zhou X X, Zhao S F, Li P C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1579 (in Chinese) [叶小亮、周效信、赵松峰、李鹏程 2009 物理学报 **58** 1579]
- [9] Gordienko S, Pukhov A 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043109
- [10] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066501
- [11] Tan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2006 *Phys. Plasmas* **13** 013106
- [12] 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]
- [13] 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]
- [14] Kaplan A K 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1243
- [15] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [16] Ting A, Fischer R, Fisher A, Evans K, Burris R, Krall J, Esarey E, Sprangle P 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 575
- [17] 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
- [18] Kotaki H, Kando M, Dewa H, Kondo S, Watanabe T, Kinoshita K, Yoshii K, Uesaka M, Nakajima K 2000 *Proc. SPIE* **3935** 149

- [19] Pogorelsky I V, Ben-Zvi I, Hirose T, Kashiwagi S, Yakimenko I V, Kuschel K, Siddons I P, Skaritka J, Kumita T, Tsunemi A, Omori T, Urakawa J, Washio M, Yokoya K, Okugi T, Liu Y, He P, Cline D 2000 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **3** 090702
- [20] 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]
- [21] Uesaka M, Kotaki H, Nakajima K, Harano 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
- [22] Li Y, Huang Z, Borland M D, Milton S 2003 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5** 044701
- [23] 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, Tremain A M 2004 *Appl. Phys. B* **78** 891
- [24] Gao J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 243001
- [25] Meyer-ter-Vehn J, Wu H C 2008 *Physics. Plasm-ph* **3** 0710
- [26] Sarachik E S, Schappert G T 1970 *Phys. Rev. D* **1** 2738
- [27] 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
- [28] Yan C Y, Zhang Q J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 0322 (in Chinese) [闫春燕、张秋菊 2010 物理学报 **59** 0322]
- [29] Kulagin V V, Cherepenin V A, Hur M S, Suk H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 124801
- [30] Kulagin V V, Cherepenin V A, Gulyaev Y V, Kornienko V N, Pae K H, Valuev V V, Lee J, Suk H 2009 *Phys. Rev. E* **80** 016404

Generation of attosecond X-ray pulse in the interaction between the pulses and the relativistic electrons *

Yan Chun-Yan Zhang Qiu-Ju[†] Luo Mu-Hua

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

(Received 5 May 2010; revised manuscript received 18 May 2010)

Abstract

The attosecond X-ray pulse which is produced by the interaction between the laser pulse and the relativistic electrons is studied in this paper. The attosecond X-ray pulse is generated by Thomson backscattering from the relativistic electrons. It also discusses the effect of the plasma parameters on the attosecond X-ray. The wavelength of attosecond X-ray pulse becomes shorter when the frequency of the laser or the velocity of the relativistic electrons increases. We obtained the “water window” X-ray by selecting the appropriate laser and plasma parameters. This paper also discusses the effect of relativistic electrons density and density grad on the translation efficiency.

Keywords: attosecond X-ray pulse, Thomson backscattering, ultra-short intense laser pulse, relativistic electrons

PACS: 52.38.Ph, 52.38.Kd, 52.65.Ky

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

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