

超短激光脉冲驱动的 Thomson 散射空间分布特性^{*}

兰鹏飞 陆培祥[†] 曹 伟

(激光技术国家重点实验室和武汉国家光电实验室, 华中科技大学, 武汉 430074)

(2006 年 6 月 19 日收到, 2006 年 7 月 20 日收到修改稿)

研究了超短激光脉冲驱动的 Thomson 散射的辐射空间分布. 发现辐射的空间分布对称性显著地依赖于超短脉冲的载波相位 η_0 . 在 $\eta_0 = 0, \pi$ 时, 辐射的空间分布呈现出二重或一重对称性, 而在其他载波相位时, 这些空间分布对称性遭到破坏. 辐射光的准直性也依赖于驱动脉冲的载波相位, 在 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时辐射光的准直性最好. 这些结果表明可以通过改变驱动激光脉冲的载波相位来控制辐射光的空间分布, 也可以利用辐射空间分布对相位的依赖特性来测量超短激光脉冲的载波相位.

关键词: Thomson 散射, 空间分布, 载波相位

PACC: 0330, 3480, 3130J, 6180C

1. 引 言

随着啁啾脉冲放大^[1]等激光技术的不断发展, 激光脉冲的强度越来越高, 脉冲宽度越来越短. 利用超强超短激光脉冲研究 Thomson 散射是近年来的热门课题^[2-12]. 这主要是因为 Thomson 散射被认为是一种新的 X 射线辐射源^[5, 6], 而且, 最新的研究结果表明 Thomson 散射还可以产生阿秒^[7, 8]甚至亚阿秒^[9]的超短 X 射线脉冲.

现在, 超短激光脉冲的脉宽已经接近一个光周期^[13, 14], 此时电子在电磁场中的运动行为受载波相位的影响变得越来越显著. 比如, 电子在被激光脉冲电离时感受到的相位不同, 运动行为会有显著不同, 从而对一系列效应产生影响^[13, 14]. 这启发我们研究 Thomson 散射过程对相位的依赖特性. 这个问题很早就引起了 Gunn 和 Ostriker 的兴趣^[11]. 随后, He 等人^[3]也研究了电子入射到平面波激光场的初始相位对辐射光的影响, 他们的结果表明电子的运动和辐射频率都显著地依赖于驱动激光场的相位. He 等人^[12]还研究了电子在平面电磁波与恒定磁场的叠加场中的 Thomson 散射过程, 他们的结果表明电子的运动和辐射频率同样受到驱动激光相位的影响. 上面的工作^[3, 11, 12]只考虑了电子运动以及辐射

频率对驱动激光相位的依赖特性, 而且所采用的都是平面波形式的电磁场, 这无法准确地描述周期量级的超短激光脉冲. 本文采用 \cos^2 形状的超短激光脉冲重点研究 Thomson 散射空间分布对超短激光脉冲载波相位的依赖特性. 众所周知, Thomson 散射的极角分布(即关于 θ 角的分布)在非相对论条件下呈现二重对称性, 在相对论条件下辐射分布集中在电子运动方向而呈现一重对称性^[15]; 辐射的方位角分布(即关于 ϕ 角的分布)呈现二重对称性^[15], 且这种对称性已经得到了实验证实^[10]. 但我们的结果表明, 超短激光脉冲驱动的 Thomson 散射辐射的空间分布显著地依赖于驱动激光脉冲的载波相位 η_0 , 只有在 $\eta_0 = 0, \pi$ 时空间分布才呈现出对称性, 而在其他相位时空间对称性遭到了破坏. 而且, 辐射光的准直性也依赖于载波相位. 这些结果表明可以通过改变驱动激光脉冲的载波相位来控制辐射光的空间分布, 从而可以改善辐射光的准直性, 获得准直性较好的 X 射线光源. 准直性好的 X 射线光源在许多领域都有着重要的应用价值. 另一方面, 近年来随着激光技术的发展, 超短激光脉冲的载波相位已经可以得到控制. 如何精确地测量超短脉冲的载波相位也成了研究的热点^[16-19]. 利用电子电离过程对相位的依赖特性^[13, 14], 已经有人提出了测量载波相位的方法^[18, 19], 而且也得到了实验结果的证实^[17]. 我

^{*} 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20040487023)和国家自然科学基金(批准号: 10574050)资助的课题.

[†] 联系人. E-mail: lupeixiang@mail.hust.edu.cn

们的结果表明 Thomson 散射空间分布的相位依赖特性也可以用来测量超短激光脉冲的载波相位.

2. 基本方程

考虑一个沿 \hat{z} 传播的线偏振激光脉冲,假设电场沿 x 方向,矢势可以写为^[13,14]

$$\mathbf{a} = a_0 f(t) \sin(\eta + \eta_0) \mathbf{x}, \quad (1)$$

其中 $\eta = t - z$, η_0 就是激光脉冲的载波相位, a_0 是被 mc^2/e 归一化后的激光振幅,通常 $a_0 \geq 1$ 被认为是强激光,空间量和时间量已分别用 k_0^{-1} 和 ω_0^{-1} 归一化,其中 k_0 和 ω_0 分别是激光的波数和角频率, $f(t)$ 是激光脉冲的波形函数,文章中采用 $f(t) = \cos^2\left(\frac{\eta}{2N}\right)$, $-N\pi \leq \eta \leq N\pi$.

由拉格朗日方程以及电子能量表达式可以得到电子在电磁场中的运动方程^[15,20]

$$d_t(\mathbf{p} - \mathbf{a}) = -\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}), \quad (2)$$

$$d_t \gamma = \mathbf{u} \cdot \partial_t \mathbf{a}, \quad (3)$$

其中 \mathbf{u} 是电子的速度, $\mathbf{p} = \gamma \mathbf{u}$ 是电子的动量,它们已分别用 c , mc 归一化, \mathbf{a} 是方程(1)所表示的激光场矢势, $\gamma = (1 - u^2)^{-1/2}$ 是相对论因子,也是被 mc^2 归一化后的电子能量,方程(2)中的 ∇_a 只作用于 \mathbf{a} 上. 由方程(2)(3)可以得到

$$p_x = \gamma u_x = a_0 \cos^2\left(\frac{\eta}{2N}\right) \sin(\eta + \eta_0), \quad (4)$$

$$\gamma(1 - u_z) = \gamma_0(1 - u_{z0}) = 1. \quad (5)$$

计算过程中,已经假设电子初始时刻静止. 由方程(4)(5)很容易得到

$$\gamma = 1 + \frac{a^2}{2}. \quad (6)$$

把方程(6)代入到方程(4)(5)中就能得到电子的速度,然后可由下面的公式求辐射瞬时功率的角分布^[15]:

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \mathbf{u}) \times d_t \mathbf{u}|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{u})^3}, \quad (7)$$

辐射功率被 $e^2 \omega_0^2 / 4\pi c$ 归一化. 上式对时间积分可以得到一段时间内总辐射能量的角分布

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\Omega} &= \int \frac{|\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \mathbf{u}) \times d_t \mathbf{u}|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{u})^3} dt \\ &= \int \frac{|\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \mathbf{u}) \times d_t \mathbf{u}|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{u})^3} \gamma d\eta. \end{aligned} \quad (8)$$

3. 结果和讨论

Thomson 散射的示意图如图 1 所示. 激光脉冲沿 z 方向传播,电场沿 x 方向,磁场沿 y 方向,辐射光沿 $\hat{\mathbf{n}}$ 方向出射, \mathbf{n} 由极角 θ 和方位角 ϕ 决定. 首先,

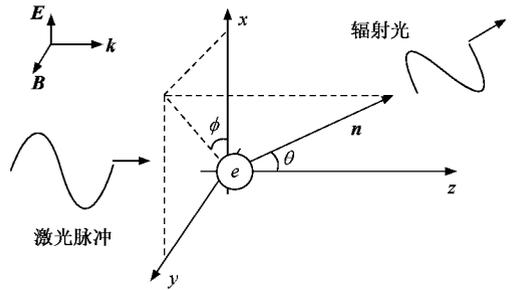


图 1 Thomson 散射的示意图. 激光脉冲沿 z 方向传播,辐射光沿 \mathbf{n} 方向出射

固定方位角 $\phi = 0$ 考虑辐射能量关于极角 θ 的分布. 图 2(a) 给出了超短弱激光脉冲作用下不同载波相位时辐射能量关于极角 θ 的分布,激光参数为 $a_0 = 0.15$, $N = 1.5$. 为了便于比较,文中的辐射角分布均被各自的最大值归一化. 由图 2(a) 可以看出,在 $\eta_0 = 0, \pi$ 时,辐射的极角分布重合,且关于 z 轴和 x 轴对称,呈现出二重对称性. 很明显,这是非相对论条件下典型的 $\sin^2(\pi/2 - \theta)$ 分布^[14],其中 $\pi/2 - \theta$ 是电子加速度方向(即 x 方向)与 \mathbf{n} 方向的夹角,这与 Jackson 所得的结果^[15]一致. 而我们的研究表明辐射的极角分布依赖于驱动激光脉冲的载波相位. 如图 2(a) 所示,辐射分布的上下对称性在 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时遭到破坏,当 $\eta_0 = \pi/2$ 时, x 方向辐射的能量大于 $-x$ 方向辐射的能量,当 $\eta_0 = -\pi/2$ 时, $-x$ 方向辐射的能量大于 x 方向辐射的能量. 图 2(b) 给出了在脉宽较长的脉冲激光作用下不同载波相位时辐射能量关于极角 θ 的分布,激光脉宽 $N = 5$,其他参数与图 2(a) 相同. 如图 2(b) 所示,在脉宽较长的激光脉冲作用下, $\eta_0 = 0, \pi, \pm \pi/2$ 时的辐射分布重合,且都关于 z 轴和 x 轴对称,呈现二重对称性. 对比图 2(a)(b) 的结果可知,在超短脉冲作用下,辐射的极角分布显著地依赖于驱动脉冲的载波相位,而随着激光脉宽的增大,辐射的极角分布受载波相位的影响逐渐减弱.

图 3(a) 给出了超短强激光脉冲作用下不同相位时辐射能量关于极角 θ 的分布,激光振幅 $a_0 =$

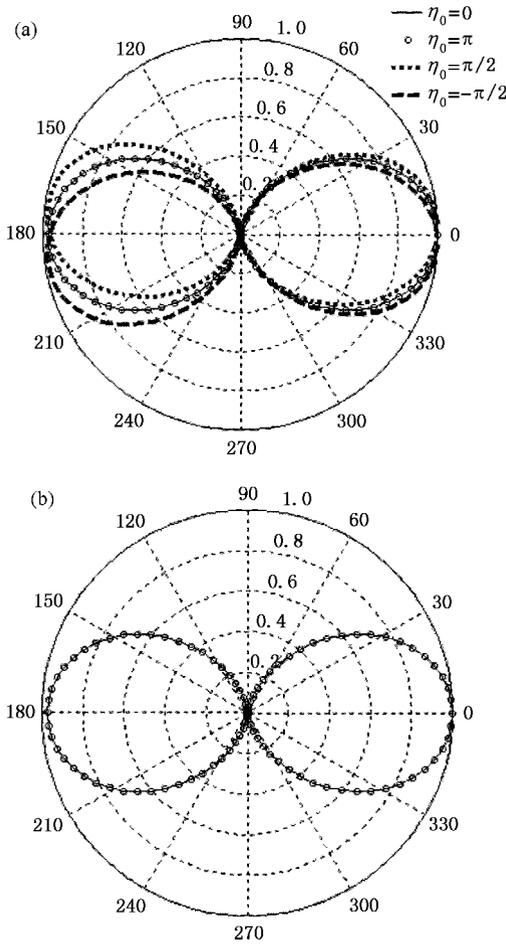


图 2 不同载波相位时辐射能量关于极角 θ 的分布. 计算中方位角 $\phi = 0$, 激光振幅 $a_0 = 0.15$ (a) $N = 1.5$ (b) $N = 5$

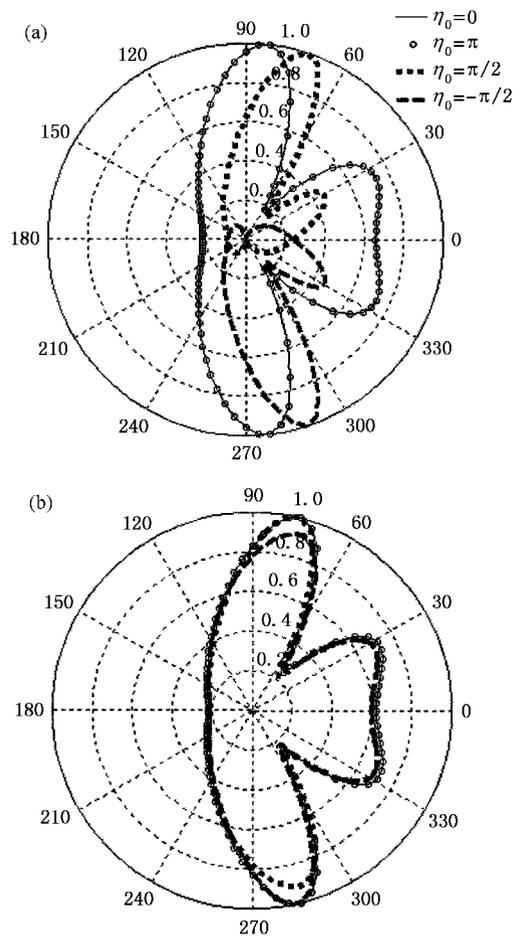


图 3 不同载波相位时辐射能量关于极角 θ 的分布. 激光振幅 $a_0 = 1.5$, 其他参数与图 2 相同

1.5, 其他参数与图 3(a) 相同. 如图 3(a) 所示, 在强激光场中 $\eta_0 = 0, \pi$ 时辐射的极角分布仅关于 z 轴对称, 呈现一重对称性. 这是由强激光场中电子运动相对论特性变得显著造成的^[15]. 由图 3(a) 还可以看出, 在超短强激光脉冲作用下辐射的极角分布也显著地依赖于驱动脉冲的载波相位, 当 $\eta_0 = \pi/2$ 时, 辐射光集中在斜向 x 的方向; 当 $\eta_0 = -\pi/2$ 时, 辐射光集中在斜向 $-x$ 的方向. 而且, 在强激光场中, 电子运动相对论特性显著, 空间对称性破坏得更严重. 需要指出的是在 $\eta_0 = 0, \pi$ 时, 辐射的极角分布呈现 4 个峰, 其中一个是由偶极辐射引起的, 另一个是由电子相对论运动引起的^[7, 15], 由于上下对称性而呈现出 4 个峰, 而在 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时, 由于上下对称性遭到破坏, 辐射分布仅呈现出 2 个峰. 图 3(b) 给出了脉宽较长的激光脉冲作用下不同载波相位时辐射能量关于极角 θ 的分布, 激光脉宽 $N = 5$, 其他参数与图 3(a) 相同. 相比于图 3(a) 的结果, 辐射的极角分

布在脉冲脉宽较长的情况下受载波相位的影响相对较弱.

接下来, 我们固定极角 $\theta = \pi/2$ 考虑辐射能量关于方位角 ϕ 的分布. 有图 2 和图 3 的结果可知辐射分布在脉宽较长情况下受载波相位的影响较弱, 因此, 我们只考虑超短脉冲作用时辐射能量的方位角分布. 图 4 给出了弱激光脉冲作用下不同载波相位时辐射能量关于方位角 ϕ 的分布, 激光参数与图 2(a) 相同. 如图 4 所示, 在 $\eta_0 = 0, \pi$ 时, 辐射的方位角分布完全重合, 且关于 y 轴和 x 轴对称, 呈现出二重对称性. 很明显, 这是非相对论条件下典型的 $\sin^2(\phi)$ 分布^[15], 其中 ϕ 是电子加速度方向(即 x 方向)与 n 方向的夹角. 图 4 的结果显示, 辐射的方位角分布也依赖于载波相位, 在 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时, 辐射分布的左右对称性遭到破坏, 当 $\eta_0 = \pi/2$ 时, x 方向辐射的能量大于 $-x$ 方向辐射的能量, 当 $\eta_0 = -\pi/2$ 时, $-x$ 方向辐射的能量大于 x 方向辐射的能量.

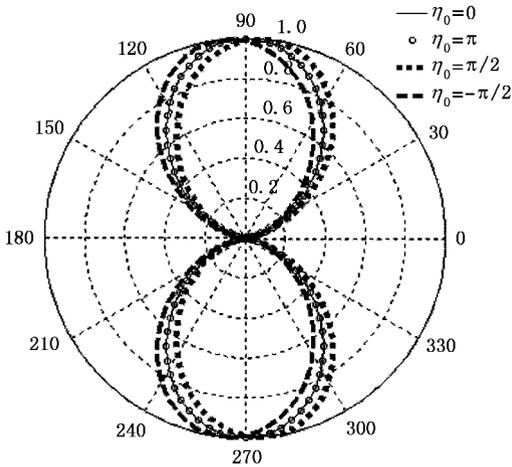


图4 不同载波相位时辐射能量关于方位角 ϕ 的分布,极角 $\theta = \pi/2$,其他参数与图 3(a) 相同

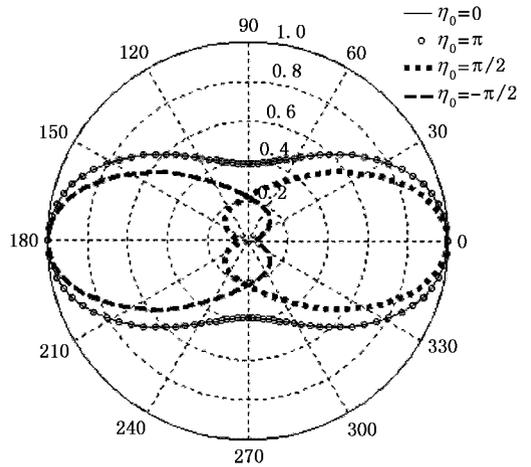


图5 不同载波相位时辐射能量关于方位角 ϕ 的分布,极角 $\theta = \pi/2$,其他参数与图 3(a) 相同

图5给出了强激光脉冲作用下不同载波相位时辐射能量关于方位角 ϕ 的分布,激光参数与图 3(a) 相同。如图 5 所示,在超短超强脉冲作用下辐射的方位角分布呈现出与图 4 同样的相位依赖特性。所不同的是,在强激光场中,电子运动相对论特性显著,辐射主要集中在电子运动方向,空间分布对称破坏得也更严重。

从上面的结果可以观察到一个有趣的现象:在超短激光脉冲作用下,当 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时,辐射能量分

别集中在 x 和 $-x$ 方向,而当 $\eta_0 = 0, \pi$ 时 $\pm x$ 方向的辐射能量相等。这表明在 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时,辐射光集中在一个方向,因而准直性相对较好。我们可以用 $\pm x$ 方向辐射能量的比值 P_{-x}/P_x 来描述辐射分布的不对称性和准直性, P_{-x}/P_x 越小,辐射光越集中,准直性也越好。图 6(a)(b) 分别给出了在弱激光脉冲 ($a_0 = 0.15$) 和强激光脉冲 ($a_0 = 0.15$) 作用下辐射极角(即 θ 角)分布不对称性 P_{-x}/P_x 与驱动激

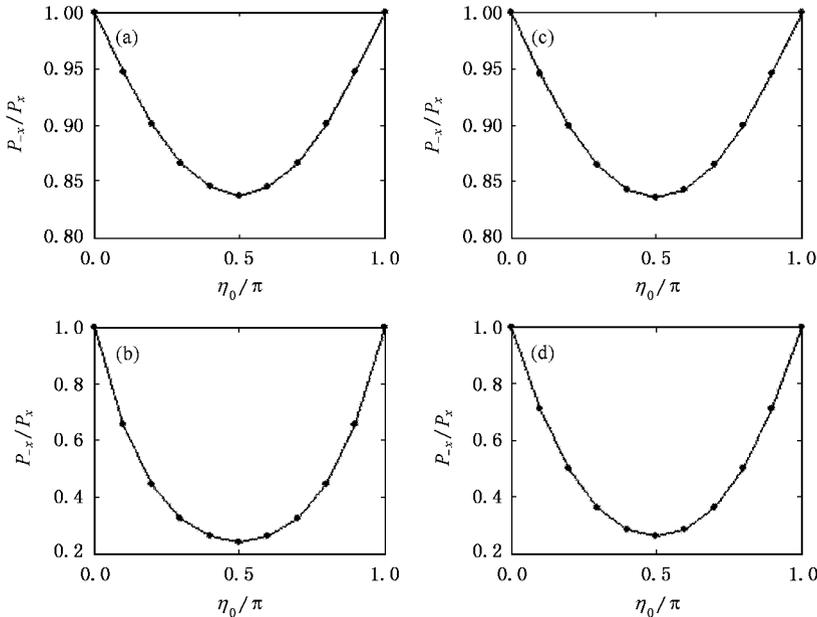


图6 (a)(b)分别是在弱激光脉冲($a_0 = 0.15$)和强激光脉冲($a_0 = 1.5$)作用下辐射极角(即 θ 角)分布不对称性与驱动脉冲载波相位的变化关系 (c)(d)分别是在弱激光脉冲($a_0 = 1.5$)和强激光脉冲($a_0 = 1.5$)作用下辐射方位角(即 θ 角)分布不对称性与载波相位的变化关系,其他参数同图 3(a)

光脉冲载波相位的变化关系. 图 6(a)的结果显示, 在弱激光场中, 当 $0 \leq \eta_0 < \pi/2$ 时, P_{-x}/P_x 随着 η_0 的增加而减小, 当 $\pi/2 \leq \eta_0 \leq \pi$ 时, P_{-x}/P_x 随着 η_0 的增加而增大, 在 $\eta_0 = \pi/2$, P_{-x}/P_x 达到最小, 即辐射光的准直性最好. 由图 6(b)的结果可以看出, 在强激光场中尽管电子运动的相对论特性变得很显著, 但辐射极角分布的相位依赖特性与在弱激光场中相同. 图 6(c)(d)分别给出了在弱激光脉冲($a_0 = 0.15$)和强激光脉冲($a_0 = 1.5$)作用下辐射方位角(即 ϕ 角)分布不对称性 P_{-x}/P_x 与驱动激光脉冲载波相位的变化关系. 如图 6(c)(d)所示, 辐射的方位角分布与极角分布有同样的相位依赖特性, 辐射光的准直性在 $\eta_0 = \pi/2$ 时最好.

辐射空间分布对载波相位的依赖特性可以作为一种控制辐射分布的手段. 通过改变驱动激光脉冲的载波相位可以改善辐射光的准直性, 从而得到准直性较好的 X 射线辐射源, 准直性好的 X 射线光源在许多领域都有着重要的应用价值. 另一方面, 辐射空间分布对载波相位的依赖特性也可以用来测量超短脉冲的载波相位. 通过测量辐射的空间分布,

然后跟上面的结果比较就可以确定驱动激光脉冲的载波相位. 而且, 测量辐射空间分布的技术已经实现了^[10], 所以这种测量超短脉冲载波相位的方法在现在的实验条件下是可行的.

4. 结 论

研究了 Thomson 散射辐射的空间分布对驱动激光脉冲载波相位的依赖特性. 结果表明, 在超短脉冲作用下 Thomson 散射辐射的空间分布显著地依赖于驱动激光脉冲的载波相位 η_0 , 当 $\eta_0 = 0, \pi$ 时, 辐射分布呈现出二重或一重对称性, 而在其他相位时, 空间分布对称性遭到破坏. 辐射光的准直性也依赖于载波相位, 在 $\eta_0 = \pm \pi/2$ 时辐射光准直性最好. 而对于脉宽较长的激光脉冲, 辐射分布受载波相位的影响逐渐减弱. 这些结果表明可以通过改变驱动激光脉冲的载波相位来控制辐射光的空间分布, 从而改善辐射光的准直性, 获得准直性更好的 X 射线源; 另一方面, 也可以通过测量辐射的空间分布来确定超短激光脉冲的载波相位.

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] He F, Lau Y Y, Umstadter D P, Kowalczyk R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 055002
- [3] He F, Lau Y Y, Umstadter D P, Strickler T 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4325
- [4] Gao J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 243001
- [5] Sprangle P, Ting A, Esarey E, Fisher A 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 5032
- [6] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [7] Lee K, Cha Y H, Shin M S, Kim B H, Kim D 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026502
- Lee K, Kim B H, Kim D 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043107
- Lan P F, Lu P X, Cao W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 013106
- [8] 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]
- Zheng J, Sheng Z M, Zhang J, Wei Z Y, Yu W *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]
- [9] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066501
- Kaplan A E, Shkolnikov P L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 074801
- [10] Chen S Y, Maksimchuk A, Umstadter D 1998 *Nature (London)* **396** 653
- Chen S Y, Maksimchuk A, Esarey E *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5528
- [11] Gunn J E, Ostriker J P 1971 *Astrophys. J.* **165** 523
- [12] He X K, Shuai B, Ge X C, Li R X, Xu Z Z 2003 *Phys. Rev. E* **68** 056501
- [13] Bohan A, Antoine P, Milosevic D B, Piraux B 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1837
- [14] Zhang J T, Feng X L, Xu Z Z, Guo D S 2004 *Phys. Rev. A* **69** 043409
- Bai L H, Zhang J T, Xu Z Z 2005 *Chinese Physics* **14** 1009
- [15] Jackson J D 1975 *Classical Electrodynamics* 2nd ed. (Wiley, New York, 1975)
- [16] Apolonskil A, Poppe A, Tempea G *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 740
- [17] Baltuska A, Udem Th, Uiberacker M *et al* 2003 *Nature (London)* **421** 611
- [18] Dietrich P, Krausz F, Corkum P B 2000 *Opt. Lett.* **25** 16
- Chelkowski S, Bandrauk A D 2002 *Phys. Rev. A* **65** 061802(R)
- [19] Paulus G G, Grasbon F, Walther H *et al* 2001 *Nature* **414** 182
- Milosevic D B, Paulus G G, Becker W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 153001
- Paulus G G, Becker W 2003 *Opt. Express* **11** 1418
- [20] He F, Yu Wei, Lu P X 2003 *Acta Phys. Sin.* **50** 1965 (in Chinese) [何 峰、余 玮、陆培祥 2003 物理学报 **50** 1965]

Spatial distribution of Thomson scattering driven by ultrashort laser pulse^{*}

Lan Peng-Fei Lu Pei-Xiang[†] Cao Wei

(State Key Laboratory of Laser Technology and Wuhan National Laboratory for Optoelectronics , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

(Received 19 June 2006 ; revised manuscript received 20 July 2006)

Abstract

The spatial distribution of Thomson scattering in an ultrashort laser pulse is investigated. It is found that the spatial distribution of the radiation depends sensitively on the carrier-envelope (CE) phase η_0 of the ultrashort driving laser pulse. At $\eta_0 = 0, \pi$, the spatial distribution of the radiation shows fourfold or twofold symmetry, while the symmetry breaks down at other CE phases. The collimation of the radiation also depends sensitively on the CE phase, and it reaches the best at $\eta_0 = \pm \pi/2$. These results suggest that it is possible to control the spatial distribution of Thomson scattering by varying the CE phase of the driving laser pulse, or the CE phase of the ultrashort laser pulse can be measured by utilizing the phase-dependent spatial symmetry of Thomson scattering.

Keywords : Thomson scattering , spatial distribution , carrier-envelope phase

PACC : 0330 , 3480 , 3130J , 6180C

^{*} Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20040487023) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574050).

[†] E-mail : lupeixiang@mail.hust.edu.cn