

紧聚焦飞秒脉冲与石英玻璃相互作用过程中的电子动量弛豫时间研究*

卞华栋¹⁾ 戴晔^{1)†} 叶俊毅¹⁾ 宋娟²⁾ 阎晓娜¹⁾ 马国宏¹⁾

1)(上海大学物理系, 上海 200444)

2)(江苏大学材料科学与工程学院, 镇江 212013)

(2013年10月11日收到; 2013年12月2日收到修改稿)

本文通过数值模拟(3+1)维扩展的广义非线性薛定谔方程, 研究了紧聚焦飞秒激光脉冲在诱导石英玻璃的非线性电离过程中电子动量弛豫时间对于该电离过程的影响. 计算结果证明电子动量弛豫时间会直接影响入射脉冲在焦点区域所形成的峰值场强、自由电子态密度和能流等参量的分布态势, 因此在与实验结果相比较后发现适合于相互作用过程的电子动量弛豫时间的理论值约为1.27 fs. 进一步的研究表明, 电子动量弛豫时间与逆韧致吸收效应、雪崩电离的概率、等离子体密度、等离子体的自散焦效果以及间接引起的焦平面位置的移动都有着密切的联系. 当前的研究结果表明电子动量弛豫时间在飞秒激光脉冲与物质相互作用的过程中发挥着重要作用.

关键词: 飞秒激光, 多光子电离, 石英玻璃, 广义非线性薛定谔方程

PACS: 42.65.Jx, 52.38.Mf, 79.20.Ws

DOI: 10.7498/aps.63.074209

1 引言

飞秒激光脉冲有着超短持续时间和超高峰值场强的显著特点, 在透明介质内传播时会诱导出群速度色散、自聚焦、自陡峭、等离子体吸收和散焦、多光子电离等极为丰富的非线性光学效应^[1-3], 并且在这些效应的作用下又产生了如自组织纳米周期结构^[4,5]、光纤超连续谱^[6,7]、光束自陷^[8-10]、金属纳米粒子析出^[11]和超快磁光耦合^[12]等常规条件下难以实现的物理现象, 因此已被广泛应用于研究极端物理条件下的物质结构变化. 以往的研究充分表明, 飞秒激光脉冲与介质发生相互作用时的能量传递主要依赖于光子-电子-原子-声子四种微观层面上的相互作用, 特别是相比较引起原子、声子这种类晶格尺度的结构变化过程, 受激形成的自由电子等离子体的寿命更接近于单个脉冲持续时间, 一般的超快时间分辨技术难以实现对这个瞬态过

程的全程掌控, 所以如何有效准确地理解和描绘自由电子的产生和弛豫过程是研究飞秒激光脉冲与物质相互作用的重点研究方向之一^[5,8,13-16].

通常认为, 受激产生的自由电子在紧聚焦飞秒激光脉冲所形成的超强电场作用下获得了动量, 但是随后与晶格的相互碰撞会逐渐使之削弱, 当动量降低至初始值的 $1/e$ 时所需要的平均时间即为电子动量弛豫时间. 然而, 以往文献中对它的取值存在着较大的分歧, 变化范围从0.4 fs到23.3 fs不等. 例如, Tzortzakis和Sudrie在计算单个飞秒脉冲在石英玻璃中的非线性传播过程时分别使用了10 fs^[13]和23.3 fs^[14], 但是没有对选择该数值的原因进行解释. Gong小组则用超快抽运探测结合干涉条纹成像技术测量到电子动量弛豫时间为1.7 fs^[15], 从实验上证明了电子动量弛豫时间在几个飞秒量级. 随后, Burakov等在模拟飞秒激光诱导石英玻璃三维微结构的折射率变化过程中参考了

* 国家自然科学基金(批准号: 60908007, 11174159, 61205128)和上海市自然科学基金(批准号: 13ZR1414800)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yedai@shu.edu.cn

这个实验结果, 并且选择了单位飞秒量级的电子动量弛豫时间^[16]. 在近期 Bellec 等用飞秒激光在光敏玻璃中制作超精细微纳结构的研究中, 他们在计算所形成的等离子体密度时则使用较小的数值 0.4 fs^[17] 取得了近似于实验的模拟效果, 但是也没有说明选择这个数值的原因. 从上述研究内容来看, 电子动量弛豫时间在理解分析飞秒脉冲与物质相互作用的物理机理方面是一个十分重要的参考量, 但是由于该作用过程潜在地影响着多个不同的非线性效应, 所以目前为止我们对其在自由电子等离子体形成过程及后继效应中所起到的作用还缺乏清晰的认识. 在这篇文章中, 我们首先在实验上使用紧聚焦的飞秒脉冲辐照石英玻璃内部诱导出永久性的结构变化, 然后在实验分析的基础上对比单脉冲 (3+1) 维非线性薛定谔方程的数值模拟结果, 详细研究了不同电子动量弛豫时间对焦点区域能流、峰值场强和等离子体密度等参量的分布态势的影响, 并就电子动量弛豫时间影响飞秒脉冲在石英玻璃中传播特性的原因进行了分析.

2 实验与数值模拟结果

2.1 飞秒激光与熔融石英相互作用的实验

实验中所用的飞秒激光光源为可再生放大的自锁模掺钛蓝宝石激光器 (Spitfire, Spectra-Physics Co.), 脉宽 (FWHM) 120 fs, 波长 800 nm, 重复频率为 1 kHz. 这里需要强调的是使用低重复频率的飞秒激光系统可以很好地避免热累积效应. 单个脉冲能量通过调节中性密度衰减片而衰减至 1 μ J. 在经 100 \times , NA=0.9 的物镜聚焦于六面抛光的石英玻璃表面以下 50 μ m 处, 焦点处腰斑直径测得约为 1 μ m. 我们通过控制三维电控平台使得飞秒激光沿着样品的垂直面以 1 μ m/s 的速度移动, 在侧面可以观察到折射率变化区域.

石英玻璃受激光辐照之后, 从侧面将微结构变化损伤区域磨出至样品表面并抛光, 然后经氢氟酸腐蚀后用 SEM 观察材料的损伤区域, 得到的图像如图 1 所示. 在飞秒脉冲辐照的焦点区域, 由于传播过程中非线性效应的影响导致场强分布不均匀, 从而使得局域的材料电离率升高, 待材料冷却后形成大量的缺陷和激子, 因此该区域氢氟酸腐蚀率较周围区域明显偏高, 也就是图 1 中的头部和尾部两个区域.

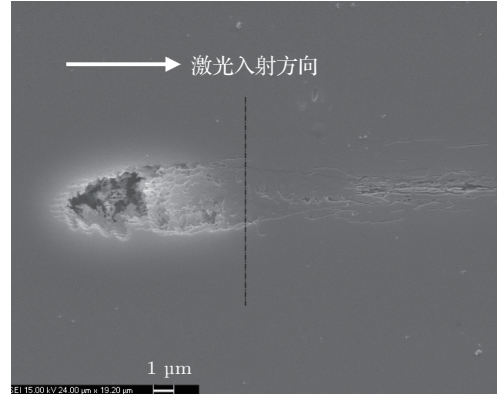


图 1 飞秒激光脉冲在石英玻璃内部诱导微结构后经氢氟酸腐蚀后的扫描电镜图像

2.2 理论模型

我们随后对单个飞秒脉冲在石英玻璃内部传输的过程进行了数值模拟, 使用的 (3+1) 维非线性薛定谔方程中包含了克尔效应、群速度色散、自陡峭、等离子体线性吸收和散焦、多光子电离等效应. 此外, 方程还加入了 $T = 1 + (i/\omega_0)(\partial/\partial t)$ 算子^[16,18] 用于模拟自陡峭和时空耦合效应.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & \frac{i}{2k} T^{-1} \nabla_{\perp}^2 E - \frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \\ & + ik_0 n_2 T \left[(1 - f_R) |E|^2 \right. \\ & \left. + f_R \int_{-\infty}^{\tau} R(\tau - t') |E|^2 dt' \right] E \\ & - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) T^{-1} (\rho E) \\ & - \frac{1}{2} \frac{W_{PI}(|E|) U_i E}{|E|^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $E(r, t, z)$ 为光场振幅, z 为传播距离, 初始振幅为高斯形状 $E(r, t, 0) = E_0 \exp(-r^2/w^2 - t^2/t_p^2 - ikr^2/2f)$. 光束横向宽度 $w = w_f(1 + d^2/z_f^2)^{1/2}$, z_f 为 Rayleigh 长度, $f = d + z_f^2/d$ 为光束聚焦至 d 处的曲率半径, 物镜聚焦深度 $d = 50 \mu$ m, $\tau_p = 100$ fs 为激光振幅 $1/e$ 的时间半宽度, 等价于 120 fs 的 FWHM. 迟滞时间 $\tau \equiv t - z/v_g$ 表示时间坐标系相对高斯脉冲静止. 逆韧致辐射吸收系数的计算遵循 Drude 模型^[19], 为 $\sigma = ke^2 \omega_0 \tau_c / [n_0^2 \omega_0^2 \epsilon_0 m_e (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)]$. (1) 式右侧的多项式依次代表高斯光束横向扩散, 二阶群速度色散, 克尔效应以及克尔-拉曼延时效应, 等离子体的线性吸收和散焦, 多光子电离能量吸收. 其中, 等离子体密度计算则通过

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI}(|E|) + \frac{\sigma \rho}{U_i} |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r}, \quad (2)$$

这里, 我们取等离子体弛豫时间 $\tau_r = 150$ fs^[16]. 等式右侧的几项依次表示多光子电离速率, 雪崩电离速率以及等离子体的湮没速率. 通常认为, 激光击穿介质产生等离子体有三种基本途径: 第一种是多光子电离, 是指价带中的电子同时吸收多个光子, 使得电子拥有大于原子电离能的能量, 从而能够挣脱原子核的束缚逃逸出来, 最终导致介质被击穿; 第二种是隧穿电离, 指的是当入射光场的强度达到与第一库伦场相当时, 原子势垒都开始发生严重形变, 电子在轨道上周期运动时, 有机会从势能薄弱的地方逃逸; 最后一种是雪崩电离, 前期存在的等离子体中或者存在于基体杂质和缺陷中的自由电子, 容易受到激光强电场的加速, 进而会撞击介质中的原子, 通过撞击电离的形式释放原子中的电子, 这种链式反应形式能够得到更高密度的等离子体. 这三种电离过程在超强激光与介质相互作用过程中可同时发生, 其中(2)式的光致电离概率 W_{PI} 根据Keldysh公式^[20]计算得到, 因为较弱的光强 ($< 10^2$ TW/cm²)作用下, 原子的库仑势垒仅发生轻微形变, 因此隧穿电离概率较小, 该变量数值由多光子电离主导, 所以一些文献基于编码难度和程

序效率的考虑直接用多光子电离概率代替^[13,14,18], 但是这样处理等离子体密度有可能会存在几个数量级的误差, 个别作者在文中也明确交代了这个问题^[18]. 本文为了准确还原等离子体密度分布, 代码中仍然使用的较复杂的原Keldysh公式.

2.3 数值模拟飞秒激光在石英中传输的结果

我们进行数值模拟的材料为熔融石英玻璃, 其电离势垒的计算包含了自由电子在导带底部振荡效果^[21], 为 $E_g = E_{gap0} + e^2 |E|^2 / 2cn_0\epsilon_0 m\omega_0^2$, 其中初始带隙 $E_{gap0} = 9$ eV. 单脉冲能量同实验参数一样为 1 μ J. 数值模拟所用材料的其他参数如表 1 所示.

表 1

熔融石英参数	数值 (引用文献 [15])
多光子电离吸收光子个数 K	6
二阶群速度色散系数 $k''/(s^2/m)$	3.61×10^{-26}
背景原子密度 ρ_0/m^{-3}	2.1×10^{28}
非线性折射率 $n_2/(m^2/W)$	2.48×10^{-20}

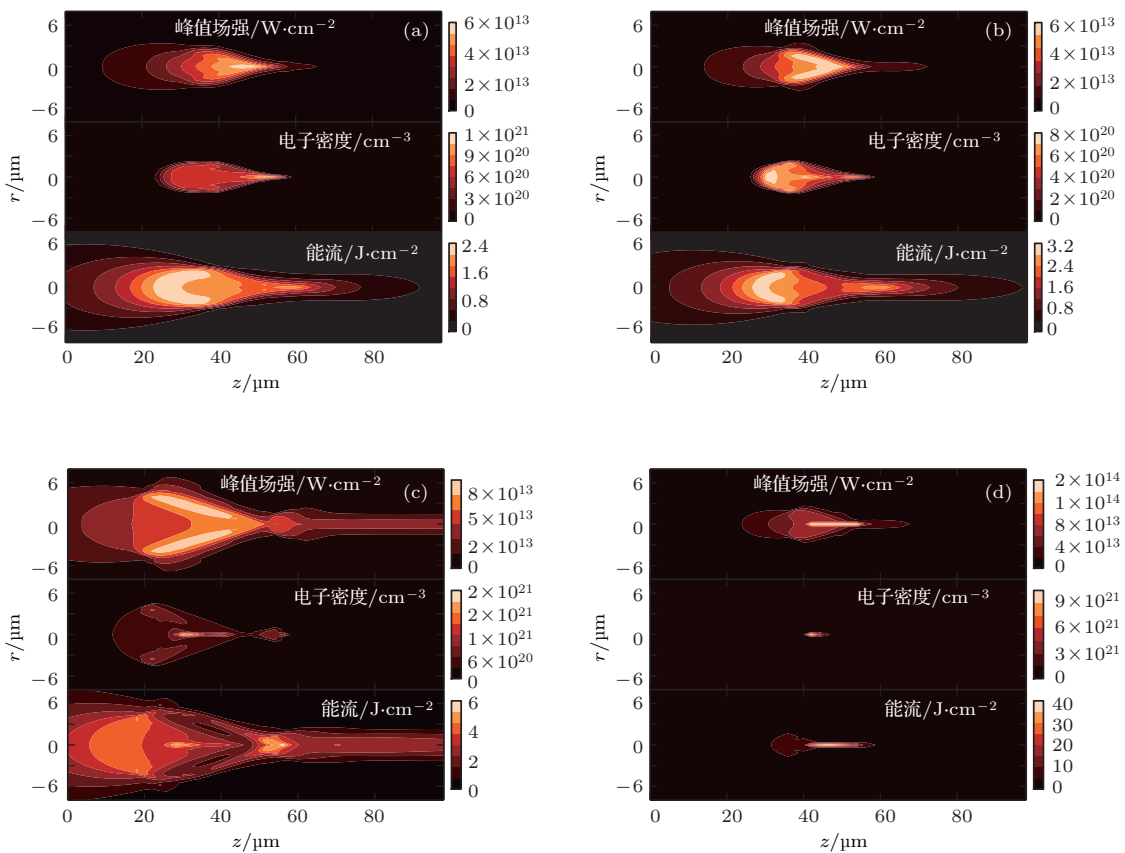


图 2 (网刊彩色) 电子动量弛豫时间分别为 0.4 fs, 1.27 fs, 4 fs, 10 fs 时的峰值场强、自由电子密度和能流分布情况 (a) $\tau_c = 0.4$ fs; (b) $\tau_c = 1.27$ fs; (c) $\tau_c = 4$ fs; (d) $\tau_c = 10$ fs

图 2 中的 4 组图分别展示了电子动量弛豫时间 τ_c 为 0.4 fs, 1.27 fs, 4 fs, 10 fs 的情形下计算得到的圆柱坐标系下介质内的峰值场强、自由电子态密度 (取 50 fs^[16] 的时间切片) 和能流密度分布.

3 讨论

图 1 中测得实验结果的焦平面位置大概在 42 μm , 对比图 2 数值模拟的峰值场强分布, 发现与取 0.4 fs 和 1.27 fs 的电子动量弛豫时间下的焦平面位置一致, 而更大的弛豫时间 4 fs 和 10 fs 则导致焦平面位置后移, 分别位于 53 μm 和 55 μm . 对比图 1 中的实验结果, 我们还发现使用较短的电子动量弛豫时间模拟出来的结果与整个激光诱导形成的微结构变化区域的轮廓和面积比较符合, 其峰值场强、自由电子密度和能流分布的极大值与较长弛豫时间的计算结果相比也更为合理. 但是我们也发现, 图 2 (a) 和 (b) 在自由电子态密度的分布上有着明显的差异. 电子弛豫时间为 0.4 fs 时, 焦点位置处的自由电子态密度分布比较均匀, 随后的微结构尾部区域出现了一段最高峰; 而 1.27 fs 时的自由电子态密度与能流分布基本一致, 分为前后两部分, 考虑到自由电子态密度与飞秒激光辐照石英玻璃后所形成的缺陷和激子有直接的联系, 因此我们认为 1.27 fs 时的计算结果更匹配于图 1 中所观察到的腐蚀结果. 为了得到更高的匹配精度, 我们对电子动量弛豫时间在 0.1 fs 至 3 fs 的区间密集取值数值模拟, 并筛选得到与实验结果相符合的数值大约在 1.27 fs 附近, 这也是本文之所以选择 1.27 fs 作为比较中间值的原因.

此外, 从图 2 (b) 中我们可以看到, 能流密度分布的极大值出现在这个微结构的前后两个区域, 其中前一个极大值区域主要是因为物镜的几何紧聚焦而导致; 而后一个极大值区域则主要是因为非线性克尔效应的出现, 同时前期形成的等离子体又会导致自散焦效应, 因此两者的相互平衡下, 脉冲的径向呈现出小幅度重复性的收缩和扩张, 使得脉冲的径向直径在微结构尾部的一小段区域几乎维持不变, 这个现象又可称为重聚焦^[9]. 对比图 2 的几种电子动量弛豫时间的模拟结果可以看出, 随着弛豫时间的增加, 等离子体对激光能量的吸收越来越弱, 导致峰值光强逐渐提升, 另一方面散焦效果变强, 其极值分布面积呈逐渐扩大的趋势, 在图 2 (b) 和 (c) 中可以发现峰值光强在后半部分出现明显的

分岔趋势. 同时由于前向传播的脉冲能量相对增加, 因此诱发的克尔效应导致自聚焦效应越来越明显, 能流逐渐集中到光轴区域. 需要指出的是图 2 (d) 中 $\tau_c = 10$ fs 的情况下, 各项特征数值的极值分布区域明显收缩, 这是由于等离子体的吸收变弱导致各项特征物理量出现极强的峰值, 因此数值较低的区域在高峰的反衬下无法清晰显示.

上面的研究已经表明, 自由电子动量弛豫时间的取值在模拟紧聚焦飞秒脉冲在介质中传输有着十分重要的影响. 从方程上来看, 它平衡着方程 (1) 中的等离子体散焦系数 $\omega_0\tau_c$ 和等离子体逆韧致吸收系数 σ , 前者对于重聚焦区域的长度以及聚焦平面的位置有极大影响, 而后者即逆韧致吸收, 是弱场情形下等离子体吸收激光能量的主要方式, 电子吸收能量越多则更容易发生撞击电离, 另外从 (2) 式可看出, 雪崩电离概率与逆韧致吸收系数是成正比关系, 随后者线性增长. 我们计算了逆韧致吸收系数与电子动量弛豫时间之间隐含的依赖关系, 如图 3 所示, 弛豫时间越长则吸收系数越小, 等离子体对于光子的吸收能力也就越弱, 但此时等离子体散焦系数 $\omega_0\tau_c$ 线性增大, 散焦效应得到增强; 反之, 电子动量弛豫越快则等离子体的光子吸收能力越强, 而散焦效应越弱. 所以, 等离子体散焦效应和光子吸收能力是此消彼长的关系, 弛豫时间的取值将同时决定这两者在薛定谔方程中的速率, 因而, 如弛豫时间取值不当将导致无法模拟出与实验现象相一致的结果, 这一点可从图 2 (a)、(c)、(d) 与 (b) 的明显差别看出来.

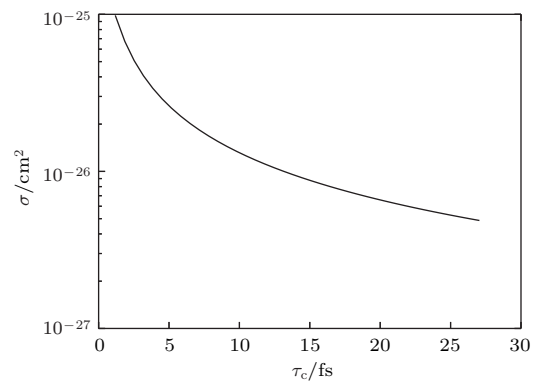


图 3 逆韧致辐射吸收系数随电子动量弛豫时间变化

为了进一步研究电子动量弛豫时间对等离子体产生机理, 特别是对多光子电离和雪崩电离概率的影响, 我们根据等离子体密度计算 (2) 式, 采用一维时间高斯型的脉冲, 仍然选择 0.4 fs, 1.27 fs, 4 fs

和 10 fs 这几个比较典型的电子动量弛豫时间来计算等离子体的密度. 结果如图 4 所示, 等离子体密度在不同的电子动量弛豫时间下有 2—3 个数量级的差别, 可见电子动量弛豫时间的取值对于我们计算等离子体的密度有着十分重要的影响. 同时由图 4 可知, 在飞秒脉冲与物质相互作用的整个过程中, 不同的电子动量弛豫时间下, 多光子电离对等离子体密度的贡献几乎不变, 而雪崩电离概率则有较大的波动, 所以等离子体密度的变化大部分来自雪崩电离, 因此我们可以推断电子动量弛豫时间主要是影响雪崩电离概率. 从本质上来看, 电子动

量弛豫的主要机理是介质中的元激发的相互作用, 即电子-声子耦合, 自由电子通过发射和吸收声子的途径减小自身的动量, 当激光场强处于 TW/cm^2 量级时, 声子辅助线性吸收、空穴辅助线性吸收和声子辅助双光子吸收等能量传递方式极大的增强了导带电子的光子吸收能力, 即强化了逆韧致吸收^[22]. 所以电子动量弛豫越快, 意味着电子-声子耦合越强, 电子逆韧致辐射吸收的速率也越高, 雪崩电离概率也得到极大增强, 成为介质内部激光焦点区域等离子产生的主导因素.

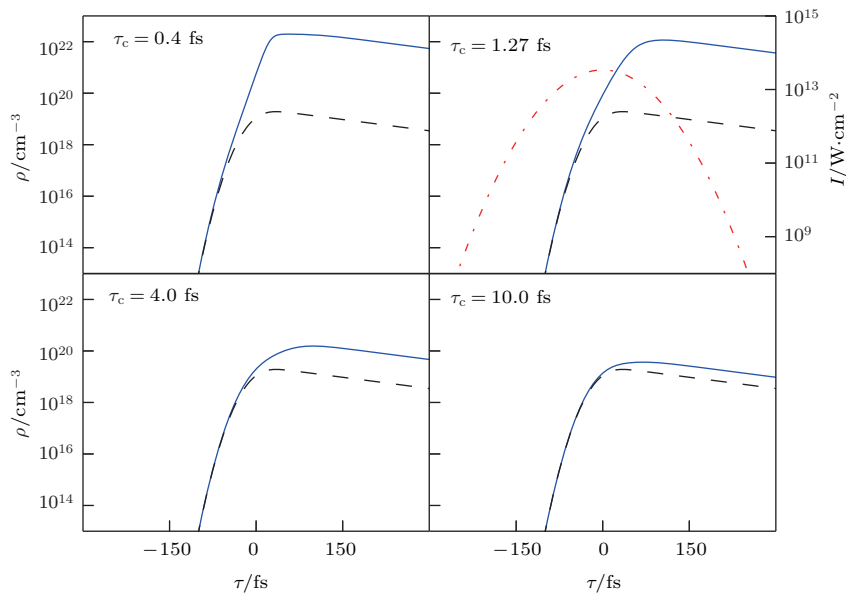


图 4 不同电子动量弛豫时间下等离子体密度随时间的变化 (图中点划线表示计算过程中使用的一维高斯型脉冲的峰值场强, 实线和虚线分别表示包括和未包括雪崩电离概率时数值计算得到的等离子体密度)

4 结 论

我们选择了不同的电子动量弛豫时间对紧聚焦飞秒脉冲辐照石英玻璃内部后焦点区域的峰值场强、自由电子态密度和能流分布三个特征数值进行模拟, 通过与实验结果相比较发现当电子动量弛豫时间为 1.27 fs 时, 可以得到与实验结果相一致的模拟结果. 同时当前的研究还发现: 1) 电子动量弛豫时间变快, 等离子体的散焦能力会被极大地削弱, 以致无法平衡物镜的紧聚焦以及激光的自聚焦效果, 导致激光实际的焦平面位置前移. 2) 电子动量弛豫越快, 电子-声子耦合效应变得越强, 逆向韧致辐射吸收由于导带电子的光子吸收能力增加而变得愈加显著, 从而雪崩电离概率也因此得到极大增强, 这导致了等离子体密度的大幅度增加. 当前

的数值计算得出雪崩电离是等离子体产生的主导因素. 3) 电子动量弛豫越快, 激光传播方向上的峰值场强和能流密度降低的越明显, 这是因为逆韧致吸收的增强引起了大量光子被等离子体所吸收, 同时雪崩电离概率增加导致等离子体密度急剧增大, 增强了光子吸收能力. 综上所述, 电子动量弛豫时间在理解分析飞秒脉冲与物质相互作用的物理机理方面是一个十分重要的参考量, 当前的结果有助于加深我们对飞秒脉冲与物质相互作用时内部物理机理的理解, 并对用飞秒激光在透明介质中制备三维全光器件起到一定的理论指导.

参考文献

- [1] Gattass R R, Mazur E 2008 *Nature Photon.* **2** 219
- [2] Poumellec B, Lancry M, Chahid-Erraji A, Kazansky P G 2011 *Opt. Mater. Express* **1** 766

- [3] He F, Cheng Y 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 595 (in Chinese)
[何飞, 程亚 2007 中国激光 **34** 595]
- [4] Peng N N, Huo Y Y, Zhou K, Jia X, Pan J, Sun Z R, Jia T Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094201 (in Chinese)[彭娜娜, 霍燕燕, 周侃, 贾鑫, 潘佳, 孙真荣, 贾天卿 2013 物理学报 **62** 094201]
- [5] Richter S, Jia F, Heinrich M, Döring S 2012 *Opt. Lett.* **37** 482
- [6] Agger C, Petersen C 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 635
- [7] Zhang Z X, Xu R J, Song L W, Wang D, Liu P, Leng Y X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184209 (in Chinese)[张宗昕, 许荣杰, 宋立伟, 王丁, 刘鹏, 冷雨欣 2012 物理学报 **61** 184209]
- [8] Mauclair C, Mermillod-Blondin A, Landon S, Huot N, Rosenfeld A, Hertel I V, Audouard E, Myiamoto I, Stoian R 2011 *Opt. Lett.* **36** 325
- [9] Dai Y, Hu X, Song J, Yu B K, Qiu J R 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1941
- [10] Sun Q, Asahi H, Nishijima Y, Murazawa N, Ueno K, Misawa H 2010 *Opt. Express* **18** 24495
- [11] Gao Y C, Qu S L, Song Y L, Liu S T, Zhao C J, Qiu J R, Zhu C S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 143 (in Chinese)[高亚臣, 曲士良, 宋瑛林, 刘树田, 赵崇军, 邱建荣, 朱从善 2005 物理学报 **54** 143]
- [12] Jin Z M, Guo F Y, Ma H, Wang L H, Ma G H, Chen J Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 087803 (in Chinese)[金钻明, 郭飞云, 马红, 王立华, 马国宏, 陈建中 2011 物理学报 **60** 087803]
- [13] Tzortzakis S, Sudrie L, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A, Couairon A, Bergé L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 19
- [14] Sudrie L, Couairon A, Franco M, Lamouroux B, Prade B, Tzortzakis S, Mysyrowicz A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 186601
- [15] Sun Q, Jiang H, Liu Y, Wu Z, Yang H, Gong Q 2005 *Opt. Lett.* **30** 320
- [16] Burakov I M, Bulgakova N M, Stoian R, Mermillod-Blondin A, Audouard E, Rosenfeld A, Husakou A, Hertel I V 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 043506
- [17] Bellec M, Royon A, Bousquet B, Bourhis K 2009 *Opt. Express* **17** 10304
- [18] Couairon A, Sudrie L, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A 2005 *Phys. Rev. B* **71** 125435
- [19] Stuart B, Feit M, Herman S 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1749
- [20] Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 1307
- [21] Rethfeld B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 187401
- [22] Jia T Q, Chen H, Zhang Y M 200 *Phys. Rev. B* **61** 16522

Analysis of electron momentum relaxation time in fused silica using a tightly focused femtosecond laser pulse*

Bian Hua-Dong¹⁾ Dai Ye^{1)†} Ye Jun-Yi¹⁾ Song Juan²⁾ Yan Xiao-Na¹⁾ Ma Guo-Hong¹⁾

1) (*Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China*)

2) (*School of Material Science and Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

(Received 11 October 2013; revised manuscript received 2 December 2013)

Abstract

The electron momentum relaxation time is studied systematically in order to understand its effect during the excited nonlinear ionization process in fused silica with an irradiation of tightly focused femtosecond laser pulses. According to the analysis of a (3+1)-dimensional extended general nonlinear Schrödinger equation, the electron momentum relaxation time shows a huge effect on peak intensity, free electron density, and fluence distributions in the focal region of the incident pulse, meanwhile a value of 1.27 fs is thought to meet the present experimental result based on the theoretical model. Further research indicates that the change of electron momentum relaxation time can have significant difference among several nonlinear mechanisms, such as the laser-induced avalanche ionization, reverse bremsstrahlung, self-defocusing of plasma, etc. Results show that the electron momentum relaxation time plays an important role in the process of femtosecond laser pulses interaction with materials.

Keywords: femtosecond laser, multiphoton ionization, fused silica, general nonlinear Schrödinger equation

PACS: 42.65.Jx, 52.38.Mf, 79.20.Ws

DOI: [10.7498/aps.63.074209](https://doi.org/10.7498/aps.63.074209)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60908007, 11174159, 61205128), and the Shanghai Natural Science Foundation, China (Grant No. 13ZR1414800).

† Corresponding author. E-mail: yedai@shu.edu.cn