

超短 THz 脉冲在随机散射介质中的传播^{*}

陈 敏 肖体乔 徐洪杰

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

(2002 年 11 月 19 日收到 2003 年 2 月 17 日收到修改稿)

用 Monte-Carlo 方法模拟了超短 THz 脉冲在随机散射介质中的传播. 根据 Mie 理论计算出随机散射介质的散射系数和各向异性因子, 研究了随机散射颗粒及介质厚度的大小对透射脉冲的影响. 结果表明在 Mie 散射范围内, 在相同的浓度下, 颗粒尺寸越小, 散射介质越厚, THz 散射越严重, 对透射脉冲的影响越大. 散射同时降低了 THz 脉冲在随机散射介质中的成像分辨率.

关键词: 超短 THz 脉冲, 随机散射介质, Mie 理论, Monte-Carlo 方法

PACC: 4280W, 0380, 7115Q

1. 引 言

随着高功率飞秒激光器的广泛使用, 飞秒 THz 脉冲很容易实现^[1,2]. 由于 THz 光源及探测手段的飞速发展, THz 脉冲的成像技术及其应用已经成为近几年来研究的热点之一. 目前已发展了好几种探测手段^[3], 如 THz 时域谱学(terahertz-time domain spectroscopy, 即 THz-TDS)研究^[4,5]、THz 层析术^[6]和 THz 近场成像术^[7-10]等. 这些方法在许多方面得到了应用, 如 TDS 应用于生物蛋白质检测等. 目前 THz 成像应用于生物组织中还相当少, THz 脉冲与生物组织的相互作用的一些光学参数还非常缺乏, 主要的原因是 THz 脉冲入射到生物组织中会引起散射, 现有的 THz 光源的功率太小, 无法对厚样品成像. 然而, 由于 THz 脉冲的波长相对较长, 它在生物组织中的散射比可见光和近红外光小得多, 有可能得到较好的成像分辨率^[11], 因此有必要研究散射对 THz 脉冲传播的影响. 同时 THz 脉冲入射到散射介质中还可能引起光子的定域化^[12,13]. 关于 THz 脉冲在自由空间中传播导致的波形变化已有人研究^[14], 但是迄今为止关于 THz 脉冲在散射介质中的传播很少进行研究^[15]. 本文在不考虑衍射的情况下, 用 Monte-Carlo 方法^[16]研究无限细的超短 THz 脉冲在均匀的随机散射介质中的传播, 主要讨论在不同厚度、不

同散射颗粒尺度下透射脉冲形状及强度的变化, 并给出空间上强度扩展的变化.

2. THz 脉冲在随机散射介质中的传播

光在生物介质中传播通常以散射为主, 因为细胞结构的不均匀性和粒子尺度与光的波长相当. 散射传播通常基于这样一个事实, 即介质的厚度远大于光子的平均散射自由程 l_s . THz 脉冲入射到随机散射介质如生物介质中时, 除了被介质吸收, 还会发生多次散射. 随着介质厚度的增加, 散射次数相应增加, 这时候透射光基本上就是多次散射光.

本文用 Monte-Carlo 方法模拟 THz 脉冲在随机散射介质中的传播. 随机散射介质由随机分布的散射小颗粒组成, 比如用 Teflon 小颗粒. 假定颗粒大小一定, 分布均匀, 入射的 THz 脉冲在时间上具有高斯分布, 在空间上为无限细光束, 这样就可以得到散射介质的强度传递函数. 一般而言, 介质的吸收系数、散射系数和各向异性因子都与光子的频率有关. Teflon 材料的吸收系数相当小, 对于频率低于 500GHz 其吸收系数小于 0.1/cm, 在 1THz 处约为 0.5/cm, 同时其折射率近似与频率无关^[17]. 为简单起见, 假定介质的吸收系数与频率无关, $\alpha = 0.2/\text{cm}$, 用 Mie 理论计算散射系数 μ_s 和各向异性因子 g . 介质

^{*} 中国科学院上海原子核研究所知识创新前沿领域资助的课题.

的折射率为 1.3 并且考虑光子在界面处(在这里是散射介质与空气的接触面)的反射和折射,如图 1 所示.

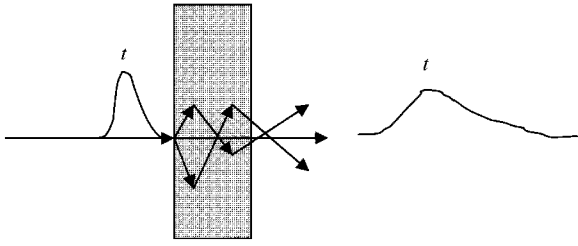


图 1 THz 脉冲入射到散射介质中的示意图

3. 计算结果

假定入射的 THz 脉冲可以表示为

$$I = I_0 \exp \left[-2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_c} \right)^2 \right],$$

中心频率 ω_0 为 1THz, 脉宽 ω_c 为 0.5THz. 现在首先讨论散射粒子大小对 THz 脉冲传播的影响. 随机散射介质的厚度 d 为 1cm, 散射粒子的浓度为 50%, 计算当粒子半径大小 a 分别为 0.1, 0.5 和 1mm 时相当于粒子密度分别为 120, 0.95 和 0.12mm^{-3} 时的透射脉冲的形状及强度. 对于给定的脉冲, 散射系数及各向异性因子 g 与入射脉冲的频率的关系直接与粒子的大小有关. 对于小粒子, 除了低频部分, THz 脉冲的有效散射系数远远大于大粒子散射的情况, 散射系数在 $1-60\text{cm}^{-1}$ 之间.

图 2 给出不同散射粒子大小时透射脉冲的形状. 光子在随机介质中传播时, 不仅被吸收, 还被散射, 其总的衰减系数可以表示为 $\mu_t = \alpha + \mu_s(1-g)$. 从图 2 可以看出, 随着粒子尺寸的增加, 前向散射的光子数增加, 因此总的透射脉冲强度也增强. 透射脉冲的谱宽相对于入射脉冲会有一些改变, 在本文的计算中, 变化量约为 1%—10%, 主要取决于有效散射系数 $\mu'_s (= \mu_s(1-g))$ 与入射光频率的关系. 如对于半径为 0.5mm 的散射颗粒, 当入射频率为 0.3THz 时其有效散射系数最大, 因此在这个频率附近的光子在介质中传播时被散射的概率就比其他频率的光子大, 不同频率的光子有效散射系数不同这个结果显然会影响透射脉冲的形状, 也与实验结果^[15]相符. 同时, 从图 2 还可看到透射脉冲的中心频率会有轻微的漂移.

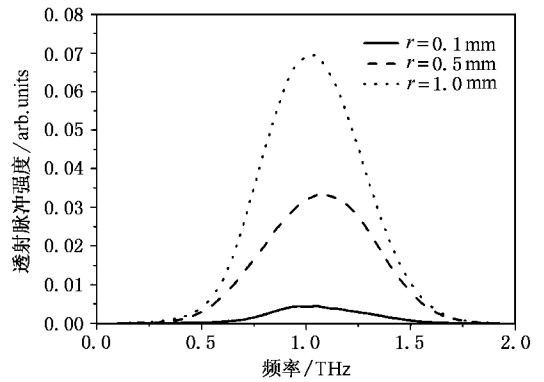


图 2 不同散射颗粒尺寸下的透射脉冲强度与入射频率的关系

图 3 给出不同散射粒子半径下的透射脉冲强度的时间分辨传播曲线. 随机散射介质的厚度为 1cm, 即如果没有散射, 光子经过约 43.3ps 后透射出介质. 然而光子在散射介质中传播时, 会被散射和吸收. 散射次数越多, 相应地在介质中的行走路径增加, 光强被吸收更多, 同时透射时间被延迟, 因此脉冲波形在时域上被大大拓宽. 对于大粒子, 由于有效散射系数较小, 总的散射次数也相对较少, 而对于小粒子, 则正好相反, 散射次数少的光子数减少, 多次散射光子相对增加. 这显然对 THz-TDS 相当不利. 但是与近红外光相比, THz 脉冲在散射介质中的时域上展宽程度要小得多. 对于小粒子(半径为 0.1mm), 从图 3 可以看到透射脉冲的最大值出现在 60ps 以后, 这表明多次散射光子占了绝大多数, 而对于较大的粒子, 透射脉冲的最大值出现在未散射光子透射后的 10^2fs 内, 如图 3 所示.

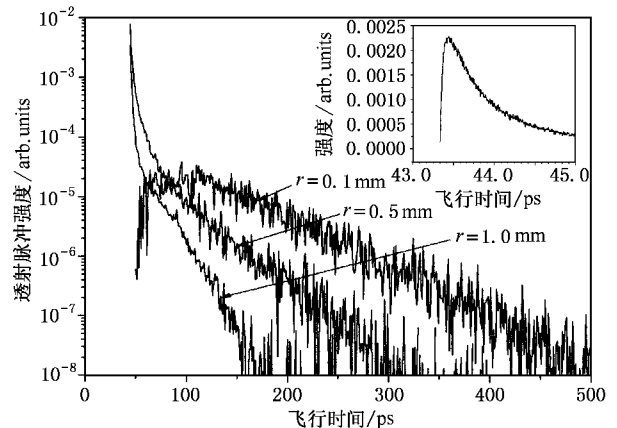


图 3 不同散射颗粒半径下的透射脉冲强度的时间分辨曲线. 三种散射颗粒的半径分别为 0.1, 0.5 和 1.0mm, 散射介质厚度为 10mm. 内插图中散射颗粒半径为 0.5mm

现在讨论随机散射介质的厚度对透射脉冲的影响. 散射粒子的半径为 0.5mm . 对于各向异性的散射介质, 其光强的衰减可以表示为 $I \propto \exp[-\mu_s(1-g)d] \exp(-\alpha d)$, 可以预期透射光强将随介质的厚度增加而减弱. 同时随着厚度的增加, 光子在介质中被散射的概率大大增加, 透射脉冲在时域上被展宽, 如图 4 所示. 当介质的厚度达到 2cm 时, 透射脉冲的最大值出现在 100ps 附近, 这表明这部分的光子在透射之前已经经历了更长的行走路径, 透射脉冲中多次散射光子占了绝大部分. 因此, 介质的厚度对透射脉冲的影响也非常严重, 介质越厚, 出射的绝大多数是多次散射光子, 在时间域上展开得越宽.

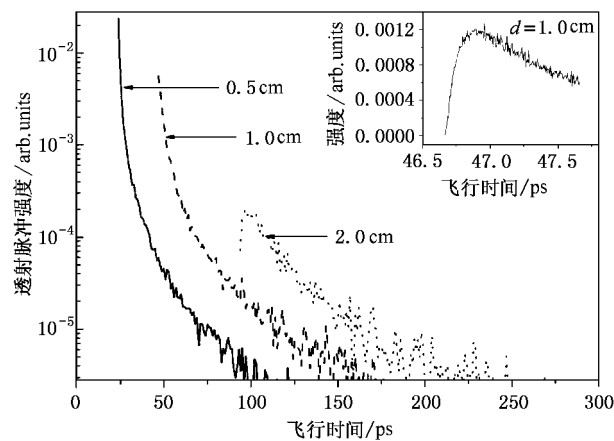


图 4 不同介质厚度下的透射脉冲强度的时间分辨曲线. 曲线从左到右分别表示在散射介质厚度为 0.5 , 1.0 和 2.0cm 下的透射脉冲强度随时间的变化. 散射颗粒半径为 0.5mm . 内插图表示在透射脉冲前几百飞秒内的形状.

由于散射, 无限细入射的 THz 脉冲在空间上被展宽, 如图 5 所示. 透射脉冲在空间上的脉宽约为 $20\text{--}60\mu\text{m}$, 取决于散射粒子尺度及散射介质的厚度. 散射颗粒尺寸越小, 介质厚度越大, 则透射脉冲在空间中展开得越宽. 这意味着在不考虑其他因素的情况下, THz 脉冲的成像分辨率只能达到几十微米. 但是在 THz 脉冲扫描成像中, 其成像分辨率还与扫描的光斑大小 (一般为几十至几百微米) 有关, 并且如果考虑到 THz 脉冲的波长是亚毫米量级, 我们认为由于散射引起的成像分辨率下降在厚样品的情况下应当加以考虑, 但并不像近红外光透射成像和 OCT 那样是决定性的. 在近红外光成像中决定成像分辨率的因素主要是样品的散射, 因此采用相干门或其他时间门来过滤散射光^[18]. 而在 THz 脉冲成像中, 限制成像分辨率的主要因素应该是它的波长

和聚焦光斑尺寸. 对于强散射介质或者厚样品, 则应该考虑散射对成像分辨率的影响. 相比于近红外光透射成像, THz 脉冲透射成像或许可以得到更好的分辨率^[15, 18].

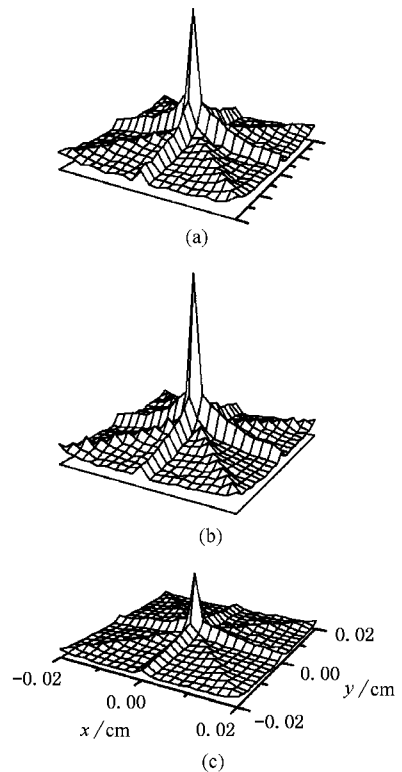


图 5 透射脉冲在空间上分布的归一化强度. (a) 为散射粒子半径为 0.5mm , 介质厚度为 1.0cm ; (b) 为散射粒子半径为 0.5mm , 介质厚度为 0.5cm ; (c) 为散射粒子半径为 1.0mm , 介质厚度为 0.5cm .

4. 结 论

本文用 Mie 散射理论计算了随机散射颗粒的散射系数和各向异性因子, 并根据计算的参数, 用 Monte-Carlo 方法计算了宽频的 THz 脉冲在随机散射介质中的传播. 结果表明散射颗粒的大小和介质的厚度对透射脉冲的强度和形状具有很大的影响. 在 Mie 散射理论的有效范围内, 除了低频部分, 颗粒尺寸越小, 则散射系数越大, 散射介质的厚度越大, 透射脉冲的强度降低越多, 同时在时域上被展得更宽. 同时, 由于光子被多次散射, THz 脉冲在空间域上也被展宽, 这意味着 THz 脉冲在随机散射介质中的成像分辨率有所降低, 但是对于近红外光成像影响要小得多.

- [1] Xu L , Zhang X C and Auston D H 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1784
- [2] Uhd Jepsen P *et al* 1996 *Phys. Rev. E* **53** R3052
- [3] Mittleman D M , Jacobsen R H and Nuss M C 1996 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **2** 679
- [4] Smith P R , Auston D H and Nuss M C 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 255
- [5] van Exter M and Grischkowsky D 1990 *IEEE Trans. Microwave Theor. Technig.* **38** 1684
- [6] Nuss M C and Oreste J 1997 *Millimeter-Wave Spectroscopy of Solids* ed G Gruener (Heidelberg , Germany : Springer-Verlag) , and references therein
- [7] Wang S H *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 120 (in Chinese) [王少宏等 2003 物理学报 **52** 120]
- [8] Hu Q , Hewitt T D and Zhang X C 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1026
- [9] Hu B B and Nuss M C 1995 *Opt. Lett.* **20** 1716
- [10] Chen Q *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1122
- [11] Han P Y , Cho G C and Zhang X C 2000 *Opt. Lett.* **25** 242
- [12] Wiersma D S *et al* 1997 *Nature* **390** 671
- [13] Liu X D *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2117 (in Chinese) [刘晓东等 2002 物理学报 **51** 2117]
- [14] Xu J Z *et al* 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 568
- [15] Pearce J and Mittleman D M 2001 *Opt. Lett.* **26** 2002
- [16] Meier R R , Lee J S and Anderson D E 1978 *Appl. Opt.* **17** 3216
- [17] Birch J R , Dromey J D and Lesuref J 1981 *Infrared Phys.* **21** 225
- [18] Chen M , Chen J W and Xu Z Z 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 1390 (in Chinese) [陈 敏、陈建文、徐至展 1998 光学学报 **18** 1390]

Propagation of ultrashort THz pulse in random scattering media^{*}

Chen Min Xiao Ti-Qiao Xu Hong-Jie

(Shanghai Institute of Nuclear Research , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China)

(Received 19 November 2002 ; revised manuscript received 17 February 2003)

Abstract

Propagation of a femtosecond THz pulse in random scattering media is described using Monte-Carlo simulation. We study the effects of the radius of scattering spheres and the depth of scattering media , in relation to the parameters of scattering coefficient and anisotropic factor by Mie theory. The results show that when Mie theory holds , the smaller the spheres , the more the THz pulse is scattered. The scattering effect expands in the width of pulse in temporal domain and reduces the imaging resolution of THz pulse in random scattering media.

Keywords : ultrashort THz pulse , random scattering media , Mie theory , Monte-Carlo method

PACC : 4280W , 0380 , 7115Q

^{*} Project supported by the Frontiers of Knowledge Innovation of Shanghai Institute of Nuclear Research , Chinese Academy of Sciences.