

文章编号: 1001-3806(2002)01-0029-04

## 激光在光子局域化研究中的应用\*

刘晓东 侯蓝田

(燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛, 066004)

**摘要:** 概述了无序光学介质中光子局域化的理论基础及其研究内容, 介绍了几个常用激光器进行强光子局域化现象观测的实验, 总结了用超短脉冲激光器进行的光子局域化时域研究所取得的成果, 建议加强中红外可调谐超短脉冲激光生成的研究以促进中红外光子局域化的研究。

**关键词:** 激光; 光子局域化; 超短脉冲; 中红外

**中图分类号:** TN249 **文献标识码:** A

### Application of lasers in photon localization study

Liu Xiaodong, Hou Lantian

(Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors, Yanshan University, Qinhuangdao, 066004)

**Abstract:** The basic physics of photon localization in random optical system and its research topics have been described. Some important experiments to observe the phenomena of strong photon localization with ordinary lasers are introduced. Experimental results of photon localization at time domain with ultrashort laser pulses are summarized. It is recommended to enhance the study on generation of tunable mid-infrared ultrashort laser pulses in order to stimulate the investigation on the photon localization at mid-infrared wavelength range.

**Key words:** laser; photon localization; ultrashort pulse; mid-infrared

### 引言

在凝聚态物理学中, 电子局域化是 Anderson 于 1958 年提出的概念, 它开创了非晶态固体物理学研究的新领域, 并在半个世纪以来一直是非晶态材料科学的理论基础之一, 其应用范围已广泛地涉及了日常见到的各种非晶半导体、玻璃、高分子聚合物和新近发展起来金属玻璃、非晶态超导体、非晶态离子导体乃至千变万化的生物世界。为此, Anderson 和发展了该理论的 Mott 以及阐明了固体磁学性能的 van Vleck 分享了 1977 年的诺贝尔物理学奖, 由此可见, 电子局域化的研究工作对人类科技文明的贡献。

光子和电子一样是凝聚态物质和原子物理中基本的相互作用媒介子, 光子的波动特性也类似于电子的波动特性, 但人们研究光子局域化则始于 80 年代<sup>[1]</sup>, 这比电子局域化的提出晚了 25 年。光子局域

化的实验观测自然离不开一定波长及波长范围的激光器, 而光子局域化研究的目的是要局域一定波长和波长范围的激光, 以达到对其特殊的控制及应用。我们首先概述无序光学介质中光子局域化的理论基础及其研究内容, 然后介绍几个用常用激光器进行强光子局域化现象观测的实验, 总结用超短脉冲激光器进行的光子局域化时域研究所取得的成果, 最后建议加强中红外可调谐超短脉冲激光生成的研究以促进中红外光子局域化的研究。

### 1 光子局域化的理论基础

一束频率为  $\omega$  的光在不均匀的无损耗介质中传播时, 其电矢量  $E$  所满足的 Maxwell 方程可化为:

$$\nabla^2 E + \nabla(\nabla \cdot E) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1(r) E = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 E \quad (1)$$

式中,  $\epsilon_0$  是复合介质的平均介电常数,  $\epsilon_1(r)$  是介电常数扰动。

当光子在一个介电常数做周期性变化(周期为  $Rn$ ) 的介质中传播时, 则有:

$$\epsilon_1(r) = \epsilon_1(r + Rn) \quad (2)$$

若此时的  $Rn$  是光波长的量级时, 则此种复合介质叫做光子晶体, 其规律类似于完整晶体中的电子波

\* 国家高技术“八六三”资助项目。

作者简介: 刘晓东, 男, 1968 年 7 月出生。工程师, 博士研究生。从事大功率红外激光能量传输用光纤材料和结构的研究。

收稿日期: 2001-01-10; 收到修改稿日期: 2001-04-20

$$\text{动: } \begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V(r) \Psi = E_0 \Psi \\ V(r) = V(r + Rn) \end{cases} \quad (3)$$

光子在光子晶体中同电子在普通晶体中一样具有光子能带结构和相应的光子能隙,因而有“光子半导体”的美称,人们期望它会像半导体一样有极为广泛的用途,所以,各国(包括中国)投入了大量的研究力量。

当一种介质中含有随机分布的另一种介电常数(或折射率)的材料时,扰动介电常数是随机涨落的,它满足:

$$\langle \varepsilon_i(r) \rangle = 0 \quad (4)$$

此种材料中光子运动规律就类似于无序电子系统中的电子波动。当介电常数涨落足够大(即散射体与基质的折射率比足够大)和散射体的间距足够小时,就会发生光子局域化。

实际上,强光子局域化的实验观测是比较困难的,主要困难在于如何制备出符合理论预期条件的材料。根据分析,要观测到强局域化必须满足3个条件:(1)要求散射体和背景的介电常数之比要大( $\geq 2.5$ ),而且要散射体尺寸均匀并接近于光波长;(2)要求吸收甚小,即要求非弹性散射的平均自由程要远大于弹性散射的平均自由程(两者之比大于100);(3)要能够控制材料的宏观结构,从而减小可供光波传播的相空间区域。通常要满足上述的一两个条件还并不太难,但要找到同时满足这3个条件的材料颇不容易。

## 2 光子局域化的研究内容

### 2.1 相干背向散射

在光波经典输运(扩散)理论中,由于散射体的无规分布,电介质内的多重散射被认为是不相干的,散射波总强度是各个波场振幅平方的和。但是由于时间反演路径的出射波的干涉效应,系综平均后,在背向附近的一定角度内发生明显的相长干涉,在精确的背向相长干涉将使强度变为振幅相加后的平方,因而精确地等于忽略干涉效应的散射强度的两倍<sup>[2]</sup>。

衡量介质内散射光波强弱的量是平均自由程  $l$ , 定义为光波矢方向在被一个散射体随机化前所传播的长度,因而散射强时  $l$  小, 散射弱时  $l$  大。局域化被期望出现在  $k_e l \leq 1$  ( $k_e$  为等效介质光波矢) 时, 即 Ioffe-Regel 临界条件, 其直观理解是: 如果实现  $k_e l \leq 1$ , 则在光波被散射前电场甚至不能进行一次振荡。

无吸收的无穷大电介质半空间表面进行相干背散射实验, 其强度(设扩散背景强度为 1) 角分布(设背向  $\theta=0$ ) 特征是:  $\theta=0$  时, 增强因子  $\Xi$  为 2; 在背散射方向附近分布轮廓为一个三角方锥; 锥的宽度  $W$  定义为半最大值处的全宽度, 它与平均自由程  $l$ 、介质中光波矢  $k_e$ 、介质等效折射率  $n_e$ 、表面反射系数  $R$  的关系是<sup>[3]</sup>:

$$k_e l = 0.7 n_e W^{-1} (1 - R) \quad (5)$$

即锥的宽度较小时,  $k_e l$  值较大, 说明散射较弱; 锥的宽度较大时,  $k_e l$  值较小, 说明散射较强。

相干背散射的系统实验始于 1985 年<sup>[4]</sup>, 在随后的 10 年中一直是一个热门课题, 它已成为光子局域化研究中的基本实验项目。

### 2.2 透射

光透射过程即是光输运过程, 对于无序体系(随机介质), 它最初的理论模型是经典扩散理论——玻尔兹曼输运理论(1903 年), 该理论适于  $l \gg \lambda$  的弱散射条件, 其结论是<sup>[3]</sup>: 在弱散射和忽略吸收的情况下, 光脉冲受到多次弹性散射, 其平均自由程为  $l$ , 它相当于经典粒子的无规行走(如液体中悬浮颗粒的布朗运动), 光强的透射率  $T$  为:

$$T(L) \approx l/L \quad (6)$$

$$\text{或} \quad T(L) \approx 3D/cL \quad (7)$$

式中,  $D$  是光子的扩散常数,  $D = d/3$ , 而  $c$  是光速。(6) 式即相当于导体的欧姆定律, 属于静态公式; (7) 式则属于动态公式。

如果散射足够强, 则在能量输运过程中, 波的干涉起重要作用, 扩散系数开始依赖于整个样品的宏观相干性质, 即类似于电子局域化的标度理论, 扩散按重整化后的扩散系数进行<sup>[5]</sup>。对于强局域化样品, 有:

$$T(L) \approx \exp(-L/\xi) \quad (8)$$

式中,  $\xi$  为局域化长度, 在该尺度内透射率指数式地快速衰减。

在几乎所有的静态实验中, 都要测量光子的透射率  $T$  随样品厚度  $L$  的变化关系, 检查  $T$  与  $l/L$  (或  $T^{-1}$  与  $L/l$ ) 的线性情况以计算  $l$ 。所以, 测量透射率随样品厚度变化的关系是观测光子局域化的有效方法。

### 2.3 其它

光子局域化研究涉及的内容非常丰富, 研究领域还很多, 如: (1) 无序光子晶体(含有缺陷或结构适当无序)的光子局域化模; (2) 无序光学介质的等效介质理论; (3) 光子局域化的统计特征; (4) 激光增益

介质中的光子局域化; (5) 磁性散射粒子的光子局域化理论; (6) 外磁场中的光子局域化理论。

这里就不一一介绍了。另外, 声子局域化的理论与实验研究也大大推动了光子局域化的研究, 因为声波、电子德布罗意波和光波(电磁波)的波动特性极为相似, 所以, 它们统称为经典波。

### 3 实验

#### 3.1 时域研究

在声波和电磁波的经典运输研究中, 均以扩散理论作为出发点, 其中最重要的参数是扩散常数  $D$  和运输平均自由程  $l$ , 它们通过下式联系起来:

$$D = v_e l / 3 \quad (9)$$

式中,  $v_e$  是光波能量的运输速度。光子运输现象的实验观察可以分为两种方法: 静态实验和动力学实验。在静态实验里, 人们主要测量光波进行随机行走的平均步长, 即运输平均自由程  $l$ , 当  $l$  小到波长量级时开始出现局域化现象; 而在动力学实验中, 人们通常测量超短激光脉冲在很短的时间尺度内(ps, fs) 扩散过程的时间进化, 当扩散常数显著减小时, 预示着局域化的建立。

可以说, 光子的光学运输特征就包含在光子通过体系(样品)的飞行时间分布中。下面是几例用超短激光脉冲进行的时域光子局域化实验的报道。

(1) 1987年, Watson 等人用脉宽为 50ps 的 532nm Nd YAG 激光器测定了体积比(下同)  $f = 9.6\%$  的乳胶球-水(latex spheres-water) 样品<sup>[6]</sup>, 理论与实验数据符合得非常好, 说明了弹性多重散射的扩散效应可明显地与吸收效应区分开来。

(2) 1989年, Drake 和 Genack 用 100ps 的 514.5nm Ar<sup>+</sup> 离子激光器和可调染料激光器(570nm~650nm, 5~7ps) 测量了  $f = 50\% \sim 70\%$ , 直径(下同)  $d = (0.6 \pm 0.2) \mu\text{m}$ ,  $L = 129\mu\text{m}$  的 TiO<sub>2</sub> 水悬浊液<sup>[7]</sup>。实验测得该样品在  $\lambda = 514.5\text{nm}$  处扩散常数具有非常小的值:  $D = 1.45\text{mm}^2/\mu\text{s}$ , 由此推算,  $l = d/25$ , 明显在物理上不合理, 说明散射体密度很大时, 经典扩散理论已不成立。

(3) 1990年, Yoo 等人用 100fs 的 620nm 染料激光器测量了  $d = 0.296\mu\text{m}$ ,  $3.134\mu\text{m}$  及不同粒密度的乳胶球-水样品<sup>[8]</sup>。该工作证明, 经典扩散近似在样品光学厚度  $L/l \approx 10$  时, 误差达 10%。对于高浓度体系,  $L/l$  较大(光学厚), 扩散方程较精确符合实际; 对于光学薄( $L/l < 10$ ) 体系, 扩散近似显著地偏离实验数据。

(4) 1991年, van Albada 等人用 632.8nm 飞秒 Nd : YAG 激光器测量了  $f = 36\%$ ,  $d = 220\text{nm}$ ,  $L = 8 \sim 200\mu\text{m}$  的 TiO<sub>2</sub> 粉末<sup>[9]</sup>。该工作阐明: 在无多重散射的透明介质中, 能量是由相干波运输的, 因而能量速度可由群速描述; 而在多重散射介质中, 由于散射波亦携带能量, 故群速不能描述能量运输, 尤其是在共振散射时。如果设  $D = v_e l / 3$  中的  $v_e$  是群速或相速(即认为小的扩散常数来源于小的平均自由程), 则静态测量得到的  $l$  小于甚至远小于动力学实验得到的  $l$ , 因而认为小的扩散常数归因于小的能量运输速度是合理的。

(5) 1997年, Kop 等人用 70fs 的 781nm Ti: Sa 激光器测量了  $d = 220\text{nm}$ ,  $L = 1.43 \sim 18\mu\text{m}$  的 TiO<sub>2</sub> 样品<sup>[10]</sup>。实验说明,  $L/l > 10$  时, 经典扩散描述的长时行为仍然与实验符合; 而在  $L/l < 8$  时, 如果仍假设扩散过程成立, 则扩散常数成了样品厚度的函数。

很明显, 采用扩散常数的形式描述光子运输和光子局域化并非处处合适, 倒是将运输速度和运输平均自由程作为两个独立的参量来考虑更合适。静态实验获得平均自由程的信息, 而动力学实验可以得到运输速度, 即与许多凝聚态物理“常识”相反, 扩散常数不可能只从静态实验中获得。因此可以说, 只用静态实验研究光子局域化是不全面的, 尽管动力学实验设备比较复杂, 但仍是必要的。

#### 3.2 强光子局域化的实验观测

截至 2001 年初, 共有 5 次报道认为观察到了较强的光子局域化, 其中 1 例是微波局域化实验, 这里就不介绍了, 其余的 4 例都是用激光器完成的, 它们是:

(1) 1995年, 红光区(阿姆斯特丹大学 van de waals-zeman 实验室)<sup>[11]</sup>

他们实验用的激光波长为  $\lambda = 632.8\text{nm}$  和  $\lambda = 514.0\text{nm}$ , 通过测量 TiO<sub>2</sub> 样品的背散射宽度(FWHM: full width at half maximum) 来确定局域化参数为  $k_e l = 5.8$ 。

(2) 1997年, 近红外区(意大利非线性光谱学欧洲实验室等)<sup>[12]</sup>

该工作使用 GaAs 半导体粉末( $n = 3.48$ ) 制备强散射样品, 所用激光器是锁模 Nd YAG 激光器, 波长为 1064nm, 脉宽是 100ps, 重复频率是 76MHz, 功率是 100mW。通过相干背散射实验确定平均粒度为  $1\mu\text{m}$  的样品, 其  $l = 0.17\mu\text{m}$ ,  $k_e l = 1.5$ 。通过测量作为样品厚度  $L$  函数的透射系数  $T$ , 得到粒度为  $1\mu\text{m}$  的诸样品的透射行为是  $T \propto L^{-2}$ , 则与局域化相变

点处标度理论<sup>[2]</sup>预言的精确一致;对于粒度为300nm的诸样品,透射行为已变为指数行为,即 $T \propto \exp(-L/\xi)$ ,这里, $\xi$ 为局域化的特征长度,该实验中 $\xi = 4.3\mu\text{m}$ ,这说明观察到了较强的光子局域化。

(3) 1999年,红光区(阿姆斯特丹大学 van de waals-zeeman 实验室)<sup>[13,3]</sup>

该工作所用材料为电化学方法蚀刻的大孔单晶GaP( $n \approx 3.3$ ),选用的激光波长是 $\lambda = 685\text{nm}$ 。

他们所做的第1步工作<sup>[13]</sup>是测量总的光透射率 $T$ 与样品板厚度 $L$ 的函数,测得: $l = 0.17\mu\text{m}$ , $k_{el} = 2.6$ ,因而该研究组宣称获得了迄今为止(1999年)可见光区最强的散射材料。

他们所做的第2步工作<sup>[3]</sup>是测量相干背散射锥。根据公式可算得局域化特征指标, $k_{el} = 3.2 \pm 0.4$ ,与前面的结果一致。

(4) 中红外区(阿姆斯特丹大学 van de waals-zeeman 实验室等)<sup>[14]</sup>

该作用红外自由电子激光器(FEL)首次测量了高折射率( $n = 4$ )低吸收的锗粉(Ge)在 $4 \sim 8\mu\text{m}$ 区透射强度,得到了 $k_{el} = 3$ 的局域化参数,虽然这也已接近了安德森局域化相变点,但并没有好于折射率较低的GaAs样品( $k_{el} = 1.5$ )<sup>[12]</sup>,这是很难解释的。

虽然这几例报道声称观察到了光子局域化,但学术界仍然认为观察真正意义的光子局域化还是一个挑战。

#### 4 结束语

由前面的介绍我们可以看出,光子局域化是凝聚态物理学前沿领域之一,它在21世纪基础研究中会有重要地位。十几年来,物理学家们在可见光、近红外和微波频段作了大量的实验,仍未能实现真正意义上的强光子局域化。值得注意的是,处于近红外和微波区之间的中红外波段( $\lambda = 2.5 \sim 25\mu\text{m}$ )和远红外波段( $\lambda = 25 \sim 1000\mu\text{m}$ )一直是空白领域,其主要原因是受该波段的激光器(尤其是超短脉冲激光器)和探测手段的限制。只是临近20世纪的末

尾,才见到1例中红外光子局域化观测工作的报道(见本文3.2节),但是根据我们的研究,中红外区是最有希望观察到真正意义的强光子局域化的谱区,因为大多数离子型材料在该区具有反常色散的特点,根据光子局域化的基础理论,它们的微米级颗粒具有独特的散射中红外激光的能力,从而使适当波长的中红外激光局域化。可以说,中红外光子局域化的研究不仅可以填补科学研究的一个空白领域,而且会发现许多与材料的色散特性和颗粒度大小有关的新的物理现象和规律。由于中红外区波长比可见区波长长5~50倍,所以样品尺寸可以相应的大5~50倍,当进行时域研究时所用的激光脉冲宽度就允许宽一至两个数量级。

总之,中红外区光子局域化的研究具有特殊重要的意义,而中红外超短激光脉冲系统<sup>[15]</sup>也将起到特殊重要的作用。这里,我们建议应该加强中红外超短激光脉冲生成的研究。

#### 参 考 文 献

- [1] John S. Phys Rev Lett, 1984, 53:2169~ 2172.
- [2] Shen P. Introduction to wave scattering, localization, and mesoscopic phenomena San diego: Academic Press, 1995.
- [3] Schuunnans F J P, Vanmaekebergh D, van de Lagemaat J *et al.* Science, 1999, 284: 141~ 143.
- [4] van Albada M P, Lagendijk A. Phys Rev Lett, 1985, 55: 2692~ 2695.
- [5] Anderson P W. Pibls Mag, 1985, B52: 505~ 509.
- [6] Waston G H, Fleury P A Jr, McCall S L. Phys Rev Lett, 1987, 58: 945~ 948.
- [7] Drake JM, Genack A Z. Phys Rev Lett, 1989, 63: 259~ 262.
- [8] Yoo K M, Alfano R R. Opt Lett, 1990, 15: 322~ 325.
- [9] van Albada M P, van Tiggelen B A, Lagendijk A *et al.* Phys Rev Lett, 1991, 66: 3132~ 3135.
- [10] Kop R H J, de Vries P, Sprik R *et al.* Phys Rev Lett, 1997, 79: 4369~ 4372.
- [11] Wiersma D S, van Albada M P, van Tiggelen B A *et al.* Phys Rev Lett, 1995, 74: 4193~ 4196.
- [12] Wiersma D S, Bartolin P, Lagendijk A *et al.* Nature, 1997, 390: 671~ 673.
- [13] Schuunnans F J P, Megens M, Vanmaekebergh D *et al.* Phys Rev Lett, 1999, 83: 2183~ 2186.
- [14] Rivas J G, Sprik R, Lagendijk A *et al.* Phys Rev, 2000, E62: 4540~ 4543.
- [15] Haidar S, Nakamura K, Niva E *et al.* Appl Opt, 1999, 38: 1798~ 1801.