

# 非晶态 $As_2S_8$ 薄膜波导光阻断效应切断过程研究

王关德<sup>1</sup> 陈抱雪<sup>1,2</sup> 浜中广见<sup>3</sup> 矶 守<sup>4</sup>

(<sup>1</sup> 上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093; <sup>2</sup> 上海市现代光学系统重点实验室, 上海 200093)  
(<sup>3</sup> 日本法政大学 工学院物质化学系, 日本 184-8584; <sup>4</sup> 日本东京农工大学 工学院应用化学系, 日本 184-8588)

**摘要** 采用真空镀膜技术在石英基板上制备了纯  $As_2S_8$  以及掺杂  $As_2S_8$  平面波导, 通过棱镜耦合技术观察了光阻断效应。结合 S 和 As 的外层电子构型, 分析了样品内部的化学键结构, 利用电子能带结构理论和杂化轨道理论, 建立了光阻断效应的动力学方程, 并对切断过程进行了数值分析, 分析结果与实验数据十分符合, 得出该模型能很好地解释光阻断效应的实验现象, 并揭示了光阻断效应切断过程的内在机理。

**关键词** 集成光学; 光阻断效应; 光波导技术; 硫化物玻璃

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.1213002

## Research on Cut-Off Process of Optical Stopping Effect in Amorphous $As_2S_8$ Thin-Film Waveguide

Wang Guande<sup>1</sup> Chen Baoxue<sup>1,2</sup> Hiromi Hamanaka<sup>3</sup> Mamoru Iso<sup>4</sup>

<sup>1</sup> School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China

<sup>2</sup> Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System, Shanghai 200093, China

<sup>3</sup> Faculty of Engineering, Hosei University, Tokyo 184-8584, Japan

<sup>4</sup> Department of Chemical Engineering, Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo 184-8588, Japan

**Abstract** The cut-off process of optical stopping effect in thin film waveguide with doping  $As_2S_8$  and pure  $As_2S_8$  is studied. Based on this, the chemical bond structures of the samples are analyzed. With the help of the theory of hybridize valence orbital and the theory of electron energy band gap, the dynamical equation of optical stopping effect is proposed. The numerical analysis results are well agreeable with the experimental data, and the cut-off process of optical stopping effect can be explained by the deduction of this model. It reveals the mechanism of cut-off process of optical stopping effect.

**Key words** integrated optics; optical stopping effect; optical waveguide technique; chalcogenides glass

**OCIS codes** 130.0130; 310.0310; 160.0160; 250.0250

## 1 引 言

硫系非晶态半导体在结构上是一种共价无规网络, 没有周期性排列的约束, 在光学和电学性质上与晶态半导体很不相同<sup>[1~3]</sup>。由于在近远红外区透光好, 本征损耗低, 呈现比较低的声子能量, 可制备成光波导等优点, 使硫系非晶态半导体材料的特性、功能及其在光电集成方面的应用一直受到广泛关注,

成为凝聚态物理学中最为活跃的领域之一<sup>[4~7]</sup>。硫系材料中硫化砷非晶态半导体的光阻断效应是一个很独特的现象<sup>[8~10]</sup>, 利用短波长抽运光的电子抽运, 可以实现对长波长信号光传输的阻断, 该效应可用于波导回路实现光光相互作用。关于光阻断过程的机理有一些推断, 认为禁带内多阶层的次能级是构成光子抽运的基本条件, 但至今还没有明确的可

收稿日期: 2011-05-24; 收到修改稿日期: 2011-06-09

基金项目: 国家自然科学基金(61077042, 60677032, 60967003)、上海市重点实验室建设项目(08DZ2272800)、上海市重点学科建设项目(S30502)和上海市研究生创新基金项目(JWCXSL1001)资助课题。

作者简介: 王关德(1980—), 男, 博士研究生, 主要从事集成光电子学及光学材料等方面研究。E-mail: wgdnice@foxmail.com

导师简介: 陈抱雪(1955—), 男, 博士, 教授, 主要从事集成光电子学与光通信器件等方面的研究。

E-mail: bxchen55@live.cn

供理论解析的结论。为此本文在光阻断实验结果的基础上,分析了  $As_2S_8$  的分子结构模型,讨论了反常电子组态的形成机制和转移机制,提出了光阻断的物理模型,并用数值拟合方法对光阻断效应切断过程的实验数据进行分析,得出的理论预期与实验现象一致,表明关于硫化砷的光阻断模型及其解析方法反映了光阻断效应的基本规律,为光阻断效应切断过程的分析提供了有效的理论手段。

## 2 样品制备和实验方法

硫化砷材料采用烧结方法制备,将高纯度的 As 和 S 以及掺杂材料按摩尔分数配平,在分析天平上称量后置于石英管中,抽高真空后两端熔封,放入具有摇摆功能的高温桶式电炉中加温至  $800\text{ }^\circ\text{C}$  熔融,并保温 10 h,然后室温自然冷却 48 h,得到  $As_2S_8$  块状玻璃,然后在玛瑙钵中研磨成粉,采用热蒸镀膜方法<sup>[11~13]</sup>,将薄膜材料蒸镀在清洁后的石英基板上,制备出平面波导。然后采用棱镜耦合技术进行光阻断实验,图 1 是光阻断效应的实验结构图。长波长  $632.8\text{ nm}$  传输光通过棱镜-薄膜耦合技术经左侧等腰金红石棱镜耦合进平面波导,传输一小段距离后,经右侧棱镜耦合输出,输出光功率经功率计探测后用示波器记录。柱透镜用于汇聚出射光,使

其能量集中出射至光功率计。小孔光阑用于遮蔽杂散光,以免影响光功率计的检测。短波长  $441.6\text{ nm}$  抽运光通过多模光纤引导,垂直样品表面辐照波导。 $441.6\text{ nm}$  抽运光由电光快门 1 控制, $632.8\text{ nm}$  传输光由电光快门 2 控制。在  $441.6\text{ nm}$  光辐照处  $632.8\text{ nm}$  光传输被阻断,切断  $441.6\text{ nm}$  光辐照, $632.8\text{ nm}$  光回复传输。电光快门为大恒新纪元 GCI-73 型多功能精密电子定时器,时间控制范围在  $1\text{ ms}\sim 2.8\text{ h}$ 。定时精度为  $1\text{ ms}$ ,将定时器开启状态设置为  $2.5\text{ s}$ ,触发以后,定时器开启  $2.5\text{ s}$  后自动关闭,即 He-Cd 激光对波导的辐照时间为  $2.5\text{ s}$ 。 $632.8\text{ nm}$  传输光功率在输入等腰棱镜前为  $1.5\text{ mW}$ , $441.6\text{ nm}$  阻断光的辐照功率为  $15\text{ mW}$ 。图 2 是  $632.8\text{ nm}$  光传输被阻断时用示波器记录的实测结果,可以看出切断响应是毫秒量级,横虚线标记归一化传输功率。

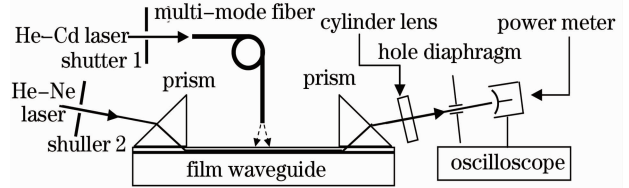


图 1  $As_2S_8$  波导的光阻断实验结构

Fig. 1 Experimental structure of optical stopping effect in  $As_2S_8$  waveguide

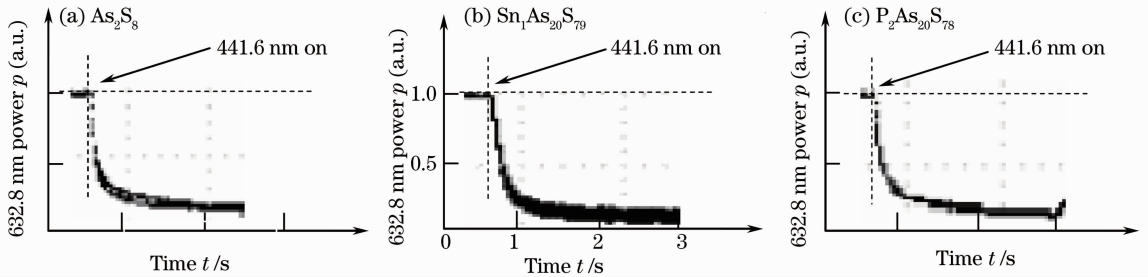


图 2  $As_2S_8$  波导的光阻断实验测试结果

Fig. 2 Measurement results of optical stopping effect in  $As_2S_8$  waveguide

## 3 光阻断效应物理学模型

非晶态  $As_2S_8$  是含有富硫成分的硫系非晶态半导体,比稳定配平的  $As_2S_3$  的缺陷态密度更高,缺陷态更复杂,造成它在结构上自由度更大,具有很大的柔软性,是一种软玻璃体<sup>[14]</sup>。从分子结构上说, $As_2S_8$  除了含有稳定的 As 原子和 S 原子组成的金字塔结构 As-S 外,还存在亲价对和变价对、孤对电子以及链式 S-S, As-As 结构,导致其在能级结构上存在缺陷态或区域态能级,禁带内存在着大量的次能级。S 的外层电子构型是  $s^2p^4$ ,二度配位的  $C_2^0$  是正常成键

态;As 的外层电子构型是  $s^2p^3$ ,三度配位的  $P_3^0$  是正常成键态;在 S 和 As 的缺陷态中,最简单的分别是电中性的悬挂键  $C_1^0$  和  $P_2^0$ ,因为  $(C_1^0 + C_2^0 \rightarrow C_2^0 + C_3^0, 2C_3^0 \rightarrow C_3^+ + C_1^-)$  以及  $(P_3^0 + P_2^0 \rightarrow P_4^0 + P_3^0, 2P_4^0 \rightarrow P_4^+ + P_2^-)$  等缺陷转移具有负的有效相关能<sup>[15,16]</sup>是降低结构能量的放热反应,反常电子组态  $C_3^+, C_1^-$  和  $P_4^+, P_2^-$  分别是 S 和 As 的主要缺陷。 $C_3^+$  和  $P_4^+$  荷正电,分别有 3 个成键态 p 电子和 4 个成键态  $sp^3$  杂化电子; $C_1^-$  和  $P_2^-$  荷负电,分别有 1 个和 2 个成键态 p 电子。这些带等量异号电荷的缺陷态在库仑作

用下趋向于构成能量较低的变价对。在库仑作用下正负电中心进一步靠近形成亲价对，使整体能量降得更低，故亲价对比变价对有更高的浓度。 $As_2S_8$  中 S 所占摩尔比例远大于 As，因此占多数的缺陷态是  $C_3^+ - C_1^-$  变价对和亲价对。用  $D^+$  表示  $C_3^+$  和  $P_4^+$ ，用  $D^-$  表示  $C_1^-$  和  $P_2^-$ ，用  $D^0$  表示  $C_3^0, C_1^0, P_4^0$  和  $P_2^0$ ； $D^+ - D^-$  变价对对应松束缚激子态， $D^+ - D^-$  亲价对对应紧束缚激子态，受激电子和激子态相互作用分别构成大极化子和小极化子势阱。被大极化子势阱俘获的电子一般处于或接近导带底的隙内浅能级中，陷入小极化子势阱的电子通常被某个离子俘获，较大极化子有更低能量，落在隙内深能级上。

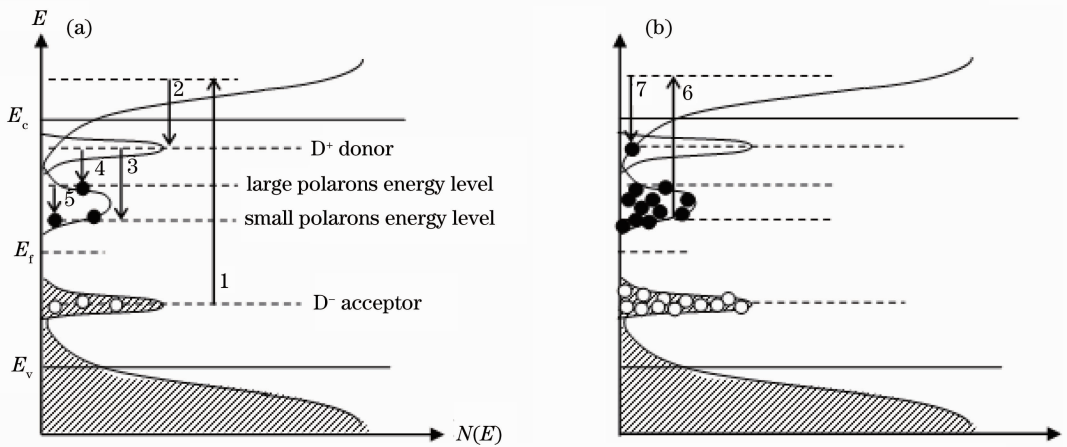


图 3 (a)  $As_2S_8$  电子抽运模型；(b)  $As_2S_8$  光阻断效应切断过程模型

Fig. 3 (a) Electron-pumping model of  $As_2S_8$ ; (b) cut-off process model of optical stopping effect in  $As_2S_8$

3) 扩展态受激电子通过原子弛豫(电子-声子耦合作用)被  $D^+$  俘获，跌入导带尾定域态(过程 2)。导带尾定域态的受激电子不稳定，它与  $D^+ - D^-$  亲价对紧束缚激子发生库仑作用，引起局部网格畸变导致所在区域内电子静电势下降，出现趋于束缚电子的小极化子势阱，构成电子的自陷态(过程 3)。导带尾定域态受激电子也可能与  $D^+ - D^-$  变价对松束缚激子发生相互作用，构成大极化子自陷态(过程 4)。对于一些松束缚的大极化子自陷态，电子仍然可能与  $D^+ - D^-$  亲价对紧束缚激子发生库仑作用，构成小极化子自陷态(过程 5)。

4) 由于负相关能作用，过程 1 产生的  $D^0$  悬挂键可以与邻近的正常电子组态( $C_2^0$  或  $P_3^0$ )相互作用，实现  $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$  的放热反应，补偿  $D^+ - D^-$  亲价对或变价对。由于补偿小于消耗，电子抽运过程会趋于饱和。此时， $As_2S_8$  内部绝大多数电子都被抽运到能隙中的极化子自陷态上，其中深能级的小极化子自陷态占多数。

非晶态  $As_2S_8$  薄膜的半导体能带模型、电子抽运过程模型和光阻断过程模型分别示于图 3(a), (b) 中，图中  $E_c$  是导带的迁移率边， $E_f$  是费密能级， $E_v$  是价带的迁移率边， $N(E)$  是态密度。光阻断的动力学过程为：

1) 非晶态  $As_2S_8$  薄膜的禁带宽度为 2.8 eV，将光子能量为 1.96 eV 的 He-Ne 激光耦合进薄膜形成导模时不会被  $As_2S_8$  吸收，He-Ne 激光正常传输。

2) 打开 He-Cd 激光，辐照在薄膜表面。这时， $D^-$  缺陷态的电子吸收光子能量被激发到导带迁移率边  $E_c$  以上的扩展态(过程 1)， $D^-$  缺陷态转变成  $D^0$  悬挂键缺陷。

5) 632.8 nm 波长传输光的光子能量为 2.0 eV，传输光通过样品时，光子被  $D^+ - D^-$  极化子自陷态的电子吸收，光传输被阻断，受激电子跃迁到导带迁移率边  $E_c$  以上的扩展态(过程 6)。扩展态受激电子通过原子弛豫(电子-声子耦合作用)被  $D^+$  俘获，跌入导带尾定域态(过程 7)。

6) 由于 441.6 nm He-Cd 激光的持续抽运，已使大部分极化子自陷势阱被电子占据，跌入导带尾定域态的电子以抗键态与  $D^+$  构成  $D^0$  缺陷态( $C_3^0$  或  $P_4^0$ )。  $D^0$  缺陷态可以与邻近的正常电子组态( $C_2^0$  或  $P_3^0$ )相互作用，实现  $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$  的放热反应，完成退激，并补偿  $D^+ - D^-$  亲价对或变价对。只要 441.6 nm He-Cd 激光的抽运不中断，上述过程将持续进行，632.8 nm 波长的传输被阻断。

用  $\Delta N$  表示  $As_2S_8$  非晶态半导体极化子自陷态电子的浓度，在  $t=0$  时刻，441.6 nm 激光开通，辐照在样品上时，处与  $D^-$  的电子吸收 2.8 eV 光子能量被激发(过程 1)，该过程使得极化子自陷态电子

浓度  $\Delta N$  增加, 表示为  $N_s \beta_s \alpha_s (1 - \Delta N / \Delta N_{\max})$ ,  $N_s$  是单位时间、通过单位面积的 441.6 nm 带隙光的光子数,  $\beta_s$  是 441.6 nm 带隙光子的量子产额,  $\alpha_s (1 - \Delta N / \Delta N_{\max})$  是有效吸收系数, 当  $\Delta N$  趋近极化子缺陷浓度  $\Delta N_{\max}$  时, 由于势阱被填满, 有效吸收系数趋于零。此时  $\text{As}_2\text{S}_8$  内部大部分极化子自陷势阱处在被电子占据的状态。同时, 被 632.8 nm 传输光激发的自陷电子(过程 6), 经原子弛豫跌入导带尾(过程 7), 以抗键态与  $\text{D}^+$  构成  $\text{D}^0$  缺陷态, 该过程使得极化子自陷态电子浓度  $\Delta N$  减少, 表示为  $-N_1 \alpha_1 \beta_1$ ,  $N_1$  是单位时间、通过单位面积的 632.8 nm 传输光的光子数;  $\beta_1$  是 632.8 nm 光子的量子产额;  $\alpha_1$  是吸收系数, 表示单位时间、被单位体积吸收的 632.8 nm 光子数, 与  $\Delta N$  成比例, 记为  $\alpha_1 = u \Delta N$ ,  $u$  是吸收面积。随着自陷势阱中的电子迅速减少, 受激电子再次被自陷势阱俘获的概率增加, 导带尾部分电子重新跌入自陷势阱(过程 2 和 3)。该过程与  $\Delta N$  的减少有关, 记为  $\eta N_1 \alpha_1 \beta_1$ ,  $\eta$  是一个小于 1 的无量纲的比例系数。同时, 由于热扰动, 小极化子自陷态电子摆脱势阱束缚, 转变为松束缚的大极化子自陷态(过程 4), 这些电子处在浅能级, 容易在热作用下跃入导带尾, 并以抗键态与  $\text{D}^+$  构成  $\text{D}^0$  缺陷态, 这是一个复合过程, 复合率记为  $r \Delta N^2$ ,  $r$  是复合几率。综上所述, 光阻断效应的切断过程涉及的极化子自陷势阱中非平衡电子浓度的变化可以写成

$$\frac{d\Delta N}{dt} = N_s \beta_s \alpha_s (1 - \Delta N / \Delta N_{\max}) - r \Delta N^2 - N_1 u \beta_1 \Delta N + \eta N_1 u \beta_1 \Delta N, \quad (1)$$

(1) 式等号右边第一项代表 441.6 nm 抽运光抽运引起极化子自陷态电子浓度  $\Delta N$  的增加, 第二项表示热平衡驱动下发生复合导致  $\Delta N$  的减少, 第三项代表 632.8 nm 传输光的激发导致极化子自陷态电子浓度  $\Delta N$  的减少, 第四项表示被 632.8 nm 传输光抽运到导带尾定域态的电子再次被极化子自陷势阱俘获导致  $\Delta N$  的增加。由于  $\Delta N / \Delta N_{\infty}$  是极化子自陷态电子浓度的比值, 它是一个无量纲的常数; 从而得到  $\Delta N$  的归一化表达式

$$f_s(t) = 1 - \frac{\Delta N}{\Delta N_{\infty}} = 1 - \frac{(1/\tau_{sl} + 1/\tau_1) \tanh(t/2\tau_{sl})}{1/\tau_{sl} + (1/\tau_1) \tanh(t/2\tau_{sl})}, \quad (2)$$

632.8 nm 光波的吸收系数  $\alpha$  是时间的函数, 表示为  $\alpha(t) = u \Delta N(t)$ ,

于是 632.8 nm 导波光的传输功率可以写成  $P_s(t) = P_0 \exp[-2\alpha(t)z] = P_0 \exp[-2u\Delta N(t)z]$ , (3)

这里  $P_0$  是  $z = 0$  处 632.8 nm 导波光的功率, 由(2)式得  $\Delta N(t) = \Delta N_{\infty} [1 - f_s(t)]$ , 将(3)式代入得  $P_s(z, t) = P_0 \exp\{-2u\Delta N_{\infty} [1 - f_s(t)]z\}$ , 令  $\alpha_{\infty} = u\Delta N_{\infty}$ , 又  $P_s(t = 0, z) = P_0$ ,  $P_s(t = \infty, z) = P_0 \exp(-2\alpha_{\infty}z)$ , 由于实验中传输距离  $z$  是不变的, 故  $2\alpha_{\infty}z$  是常数。于是可得传输光功率的表达式为

$$P_s(t) = P_0 \exp\left[-2\alpha_{\infty}z \frac{(1/\tau_{sl} + 1/\tau_1) \tanh(t/2\tau_{sl})}{1/\tau_{sl} + (1/\tau_1) \tanh(t/2\tau_{sl})}\right], \quad (4)$$

式中  $1/\tau_1 = (1 - \eta)N_1 u \beta_1 + N_s \beta_s \alpha_s / \Delta N_{\max}$ ,  $1/\tau_{sl} = \sqrt{(1/\tau_1)^2 + 4N_s \alpha_s \beta_s r}$ ,  $2\tau_{sl}$  是极化子自陷态电子的有效寿命。在 441.6 nm 开始作用的  $t=0$  时刻, 有

$$\left. \frac{\partial P_s(t, z)}{\partial t} \right|_{t=0} = 2\alpha_{\infty}z \left. \frac{df_s(t)}{dt} \right|_{t=0} = -\alpha_{\infty}z P_0 \left( \frac{1}{\tau_{sl}} + \frac{1}{\tau_1} \right), \quad (5)$$

显然,  $\tau_1$  和  $\tau_{sl}$  对光阻断响应都发挥作用, 由于  $\tau_{sl} \ll \tau_1$ , 故当 632.8 nm 光子抽运的净电子数越多, 意味着 632.8 nm 传输光被吸收的越快, 则  $\tau_1$  或  $\tau_{sl}$  越小, 阻断响应越快。

## 4 数值分析与验证

对图 2 He-Cd 激光开通后的光阻断过程曲线做测绘(横坐标时间为  $t$ , 纵坐标为 632.8 nm 光传输功率), 将最大传输功率  $P_0$  归为 1, 将  $t = \infty$  时的传输功率归为某个最小值(依据实际测量, 依次将 632.8 nm 激光在  $\text{As}_2\text{S}_8$ ,  $\text{Sn}_1\text{As}_2\text{S}_{79}$ ,  $\text{P}_2\text{As}_2\text{S}_{78}$  材料中的传输光功率归为 0.05, 0.02, 0.03), 得到归一化实测曲线数据, 记为  $P_m(t)$ ; 采用统计优化的方法拟合, 用  $D(t)$  表示理论值  $P_s(t)$  和实测值  $P_m(t)$  的差

$$D(t) = P_s(t) - P_m(t). \quad (6)$$

定义评价函数  $\delta$  来统计反映理论曲线  $P_s(t)$  和实测曲线  $P_m(t)$  的吻合程度:

$$\delta = \sum_{i=0}^M D^2(i\Delta t) = \sum_{i=0}^M [P_s(i\Delta t) - P_m(i\Delta t)]^2, \quad (7)$$

$\Delta t$  是采样时间间隔。这样,  $\delta$  愈小,  $P_s(t)$  和实测值  $P_m(t)$  愈接近, 将(4)式得到的归一化理论曲线  $P_s(t)$  以及实测  $P_m(t)$  数据代入(7)式, 利用遗传算法编制求优程序, 对  $P_m(t)$  采样 150 个左右的点进行了 1000, 5000, 8000 和 10000 代迭代求优, 发现 5000 代迭代已经达到很好的效果, 理论曲线和实测曲线已经符合很好, 再进行更多代得迭代意义不大。

图 4(a)~(c) 分别给出了  $\text{As}_2\text{S}_8$ ,  $\text{Sn}_1\text{As}_{20}\text{S}_{79}$  和  $\text{P}_2\text{As}_{20}\text{S}_{78}$  薄膜波导光阻断效应的理论拟合结果, 实测切断曲线由图 2 给出, 理论曲线由(4)式提供, 图中 632.8 nm 传输光的功率都被归一化, 拟合结果表明理论曲线很好地反映了实验结果。对于  $\text{As}_2\text{S}_8$ , 数值拟合得到  $\tau_{sl}=0.204$ ,  $\tau_1=0.413$ 。对于  $\text{Sn}_1\text{As}_{20}\text{S}_{79}$ ,  $\tau_{sl}=0.426$ ,  $\tau_1=0.802$ , 对于  $\text{P}_2\text{As}_{20}\text{S}_{78}$ ,  $\tau_{sl}=0.339$ ,  $\tau_1=0.871$ , 掺杂样品的  $\tau_{sl}$  与  $\tau_1$  差距进一步加大, 表明掺杂样品提供的额外浅能级退激通道

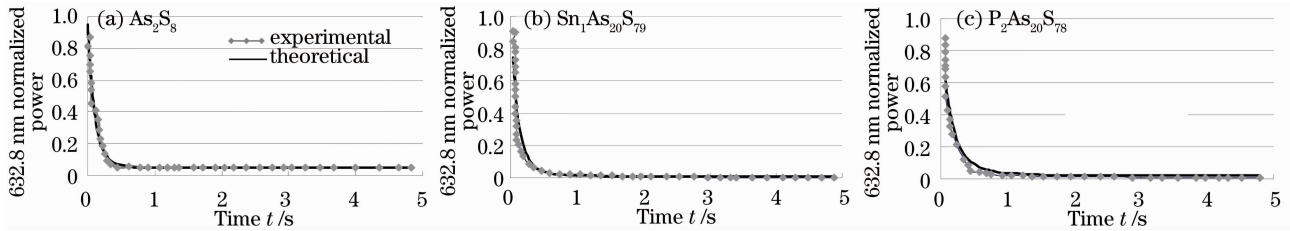


图 4  $\text{As}_2\text{S}_8$  光阻断效应切断过程数值拟合

Fig. 4 Numerical fitting of cut-off process of optical stopping effect in  $\text{As}_2\text{S}_8$

## 5 结 论

在实验研究  $\text{As}_2\text{S}_8$  和低浓度掺杂  $\text{As}_2\text{S}_8$  薄膜波导光阻断效应的基础上, 讨论了反常电子组态的形成机制和转移机制, 提出了光阻断效应阻断过程的动力学方程, 并利用最小二乘法原理进行了数值分析与拟合; 数值验证结果表明提出的动力学模型准确地抓住了光阻断效应阻断过程的基本特征, 反映了实验现象揭示的内在机理, 对于深入理解和把握光阻断效应阻断过程本质以及在材料构成设计和导波功能预期等方面可以期待发挥指导性的作用。

## 参 考 文 献

- 1 A. Zakery, S. R. Elliott. Optical properties and applications of chalcogenide glasses; a review[J]. *J. Non-Cryst. Solids.*, 2003, **330**(1-3): 1~12
- 2 Keiji Tanaka. Photoinduced processes in chalcogenid glasses[J]. *J. Non-Cryst. Solids.*, 1996, **1**(4): 567~571
- 3 J. M. González-Leal, R. Prieto-Alcón, J. A. Angel *et al.*. Optical properties of thermally evaporated amorphous  $\text{As}_{40}\text{S}_{60-x}\text{Se}_x$  films[J]. *J. Non-Cryst. Solids.*, 2003, **315**(1-2): 134~143
- 4 Bruno Bureau, Xianghua Zhang, Frederic Smektala *et al.*. Recent advances in chalcogenide glasses[J]. *J. Non-Cryst. Solids.*, 2004, **345-346**: 276~283
- 5 Sandrine Hocdé, Catherine Boussard-Plédel, Gilles Fonteneau *et al.*. Recent developments in chemical sensing using infrared glass fibers[J]. *J. Non-Cryst. Solids.*, 2000, **274**(1-3): 17~22
- 6 J. Troles, F. Smektala, G. Boudebs *et al.*. Chalcogenide glasses as solid state optical limiters at 1.064  $\mu\text{m}$ [J]. *Opt. Mater.*, 2004, **25**(2): 231~237
- 7 Masaki Asobe. Nonlinear optical properties of chalcogenide glass fibers and their application to all-optical switching[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 1997, **3**(2): 142~148

显著加快了极化子自陷态电子的复合退激过程。另外,  $\text{Sn}_1\text{As}_{20}\text{S}_{79}$  的  $\tau_1$  是  $\text{As}_2\text{S}_8$  的一倍以上, 其原因是掺 Sn 导致  $\text{C}_1^-$  缺陷浓度升高、 $\text{C}_3^+$  缺陷浓度降低, 从而使  $\text{C}_3^+-\text{C}_1^-$  极化子自陷势阱的浓度  $\Delta N_{\text{max}}$  减小。较快的复合退激速度和较低的极化子缺陷浓度使得  $\text{Sn}_1\text{As}_{20}\text{S}_{79}$  自陷态电子有效寿命  $\tau_{sl}$  比  $\text{As}_2\text{S}_8$  的几乎短了一半。

- 8 L. E. Zou, B. X. Chen, H. Hamanaka *et al.*. Fabrication of an  $\text{As}_2\text{S}_8$  stripe waveguide with an optical stopping effect by exposure to ultraviolet irradiation[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**(15): 153510-1~153510-3
- 9 L. E. Zou, B. X. Chen, L. P. Du *et al.*. Photo- and thermally induced changes in the refractive index and film thickness of amorphous  $\text{As}_2\text{S}_8$  film[J]. *J. Appl. Phys.*, 2008, **103**(12): 123523-1~123523-5
- 10 Zou Lin'er, Chen Baoxue, Chen Lin *et al.*. Study on  $\text{As}_2\text{S}_8$  glass stripe waveguide fabrication using illumination [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(7): 1043~1047
- 11 邹林儿, 陈抱雪, 陈林等.  $\text{As}_2\text{S}_8$  玻璃条形波导的光激励法制备技术研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(7): 1043~1047
- 12 Liu Chuanbiao, Wei Aixiang, Liu Yi. Optical constant and dielectric properties of erbium oxide thin film[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1724~1728
- 13 刘传标, 魏爱香, 刘毅.  $\text{Er}_2\text{O}_3$  薄膜的光学常数和介电性能[J]. *光学学报*, 2009, **29**(6): 1724~1728
- 14 Lu Baowen, Xu Xueke, Yu Xiang *et al.*. Optical properties and structures of silver thin films deposited by thermal evaporation with different deposition rate [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 283~286
- 15 卢宝文, 徐学科, 余祥等. 不同沉积速率下热蒸发银膜的光学性能和结构分析[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 283~286
- 16 Cui Dongmeng, Xie Quan, Chen Qian *et al.*. Study on the electronic structure and optical properties of  $\text{Ru}_2\text{Si}_3$  epitaxial on Si(001)[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(11): 3152~3156
- 17 崔冬萌, 谢泉, 陈茜等. Si(001)面上外延生长的  $\text{Ru}_2\text{Si}_3$  电子结构及光学性质研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(11): 3152~3156
- 18 O. I. Shpotyuk, J. Filipecki, M. Hyla *et al.*. Coordination defects in chalcogenide amorphous semiconductors studied by positron annihilation[J]. *Physica B: Condensed Matter*, 2001, **308-310**: 1011~1014
- 19 F. Bass, V. Halpern, M. I. Klinger. Theoretical model of photostructural changes in glassy semiconductors [J]. *Phys. Lett. A*, 2000, **278**(3): 165~171
- 20 Pankaj Sharma, S. C. Katyal. Optical study of  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90-x}\text{Te}_x$  glassy semiconductors[J]. *Thin Solid Films*, 2007, **515**(20-21): 7966~7970