

掺杂 As_2S_3 非晶态薄膜波导的光阻断效应*

杜丽萍¹⁾ 陈抱雪^{1)†} 孙蓓¹⁾ 陈直¹⁾ 邹林儿²⁾ 浜中广见³⁾ 矶守⁴⁾

1) 上海理工大学 光电学院, 上海 200093)

2) 南昌大学物理系, 南昌 330031)

3) 日本法政大学 工学院物质化学系, 东京 184-8584)

4) 日本东京农工大学 工学院应用化学系, 东京 184-8588)

(2007 年 10 月 13 日收到 2007 年 11 月 14 日收到修改稿)

实验研究了未掺杂和低浓度掺锡和掺磷的 As_2S_3 薄膜波导的光阻断效应, 提供了三种样品的光阻断响应曲线、室温退激实验数据和光谱测试数据. 结果表明, 掺锡样品可以明显提升毫秒级响应的快过程恢复作用, 同时还具有减少残留传输损耗的效果, 掺磷的效果则相反. 结合实验结果给出了分析讨论.

关键词: 光波导技术, 硫属化合物玻璃, 光阻断效应, 掺杂

PACC: 4282, 4280L, 4270Y

1. 引 言

非晶态的硫族多元化合物半导体依其组成元素、配比、样品形态、工艺条件等的不同显示出非常多样的光学、电子学和光电子学特性^[1-4]. 与氧化物玻璃比较, 构成硫族玻璃的元素的原子半径较大, 键强较弱, 显示较低的声子能量, 因此在红外区域有很好的透光性, 被用来制备红外透镜、红外生化传感器、CO₂ 激光功率传输光纤等^[5-7]. 硫族玻璃中 As_2S_3 的平均配位数非常接近临界配位数, 结构和化学性质比较稳定, 尤其是三阶非线性效应比石英大 10^2-10^3 倍, 在高速光开关、功率限制器、光克尔效应斩波器、光学非线性环境等方面有重要应用^[8-11]. 与 As_2S_3 相比, 平均配位数较低的 As_2S_8 是欠约束软玻璃, 化学键缺陷浓度较高, 能隙内存在若干次能级^[12]. 利用了次能级电子跃迁对信号光的吸收, 我们报告了在 As_2S_8 薄膜以及用光激励法制备的 As_2S_8 条波导上实现光-光效应的光阻断试验^[13-17], 测得的切断响应为毫秒量级, 恢复有两个阶段, 一个是毫秒量级的早期快过程, 另一个是秒量级的后期慢过程. 为了改善恢复响应, 本文报告在 As_2S_8 中掺

杂的实验效果, 结果表明低浓度掺锡不仅可以明显提升早期快过程的恢复作用, 还具有减少残留损耗的效果. 掺磷则效果相反. 对此本文结合实验给出了分析讨论.

2. $As-S$ 系非晶态薄膜波导的光阻断效应

采用真空镀膜技术在石英衬底上制备了 As_2S_8 , $P_2As_{19}S_{79}$ 和 $Sn_1As_{20}S_{79}$ 三种硫族非晶态薄膜波导, 膜厚为 $0.5 \mu m$. 蒸发源采用烧结方法制备, 将各组分材料按莫尔数配平, 放入高温电炉中加温至 $800^\circ C$ 熔融, 搅拌保温 10 h, 冷却固化后磨成粉末. 为了防止镀膜过程中成分配比变动, 基板温度控制在 $60^\circ C$ 以下. 图 1 给出了上述三种硫族非晶态材料的可见光光谱, 短波吸收边在 450 nm 附近, 能隙宽度约为 2.81 eV, 与 He-Cd 激光的光子能量基本一致.

光阻断实验结构如图 2, 632.8 nm He-Ne 激光经输入棱镜选择性耦合激励薄膜波导的基模, 导波光经输出棱镜耦合后用柱透镜汇聚于功率计探头, 小孔光阑用于遮蔽杂散光, 示波器用于输出记录. 带隙光选用 441.6 nm He-Cd 激光, 经多模光纤引导, 从样品表面辐照波导, 光束照射半径约为 1.5 mm , 功

* 国家自然科学基金(批准号 60677032)、教育部博士学科点专项基金(批准号 20060252005)和上海市重点学科建设项目(批准号:10501)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: lxchen@online.sh.cn

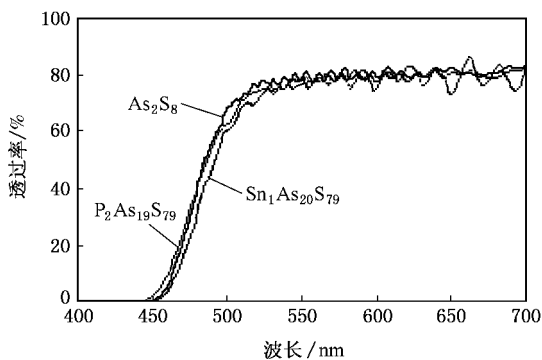


图1 As₂S₈、P₂As₁₉S₇₉和 Sn₁As₂₀S₇₉的可见光光谱

率为 13 mW. 快门开关 1 和 2 用于控制实验程序. 光阻断效应表现为 632.8 nm 导模传输在 441.6 nm

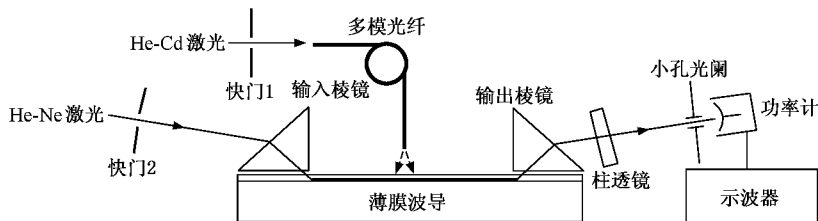


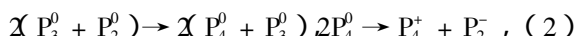
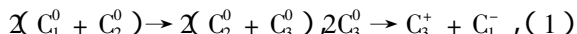
图2 光阻断实验结构

3. 掺杂效应的讨论

光阻断效应的机理尚没有定论,由于发生在蓝限附近,一般认为是隙内缺陷能级的电子抽运过程. As₂S₈ 玻璃是短程有序的亚稳结构,缺陷密度较高,主要缺陷是原子的反常电子组态构成的化学键缺陷,存在不足配位或过配位原子^[18]. 6A 族元素 S 和 5A 族元素 As 的外层电子构型分别是 s²p⁴ 和 s²p³. S 的正常成键态 C₂⁰ 是二度配位,价电子由 2 个未成对 p 电子提供,有一对孤对电子处于无键态;As 的正常成键态 P₃⁰ 是三度配位,价电子由 3 个未成对 p 电子提供. 因此理想的 As₂S₈ 无序网络的平均配位数是 2.2,是欠约束的软玻璃结构. S 和 As 的最简单缺陷态分别是悬挂键 C₁⁰ 和 P₂⁰,都是电中性的,在无键态上都有一个未成对的电子,配位数比正常电子组态少一个. 在 5A 族元素中,As 具有中等程度的 sp³ 杂化倾向,因此 As 的缺陷态还包括 sp³ 杂化的 P₄⁰ 反常电子组态, P₄⁰ 也是电中性的,有 4 个 sp³ 杂化电子处于成键态,另一个处在抗键态. 由于抗键态和悬挂

激光照射处被截断,撤除 441.6 nm 辐照,632.8 nm 导模恢复传输. 测试结果列于图 3,图 3(a)显示 As₂S₈ 样品的切断响应是毫秒量级,恢复有快、慢两个阶段,响应分别是毫秒和秒量级. 在 As-S 基质中的掺杂效应随掺杂元素的变化而不同,图 3(b)和 (c)分别是掺 P 和掺 Sn 的样品,切断响应与 As₂S₈ 的无甚差别,但掺 P 的恢复响应明显变慢,快过程消失,掺 Sn 的则变快,快过程起主要作用,且达到了与切断响应相同的毫秒量级. 另外,图 3 的横向虚线标记显示,He-Cd 激光辐照切断后的 632.8 nm 导模传输损耗较 He-Cd 激光辐照开通前的大,掺 P 样品的传输损耗劣化程度比 As₂S₈ 样品的更大,掺 Sn 样品则有明显改善.

键电子能量较高、不稳定,容易与周围正常电子组态相互作用,通过电荷转移转变为其他缺陷态,并引起局部网格的畸变,产生原子弛豫,导致网格能量进一步降低. 因此,由于原子弛豫的介入,缺陷态引起的电荷转移具有负的有效相关能^[19,20],是放热反应. S 和 As 的以下缺陷转移具有负有效相关能^[21]:



这里, S 缺陷 C₃⁰ 有 3 个成键态 p 电子、一个抗键态 p 电子; C₃⁺ 荷正电、有 3 个成键态 p 电子; C₁⁻ 荷负电、有 1 个成键态 p 电子、两对无键态孤对电子. As 缺陷 P₄⁺ 荷正电、有 4 个成键态 sp³ 杂化电子; P₂⁻ 荷负电、有 2 个成键态 p 电子、一对无键态孤对电子. 由于上述放热反应降低结构能量,所以 S 和 As 的主要反常电子组态分别是 C₃⁺, C₁⁻ 和 P₄⁺, P₂⁻, 这些缺陷没有未成对电子,观察不到电子自旋共振信号. 这些带等量异号电荷的缺陷态在库仑作用下倾向于形成变价对^[21],因为变价对的成键数与两个正常电子组态的相同,却有较低的能量. 库仑作用大的变价对的正负电中心紧密靠近,形成亲价对. 亲价对可

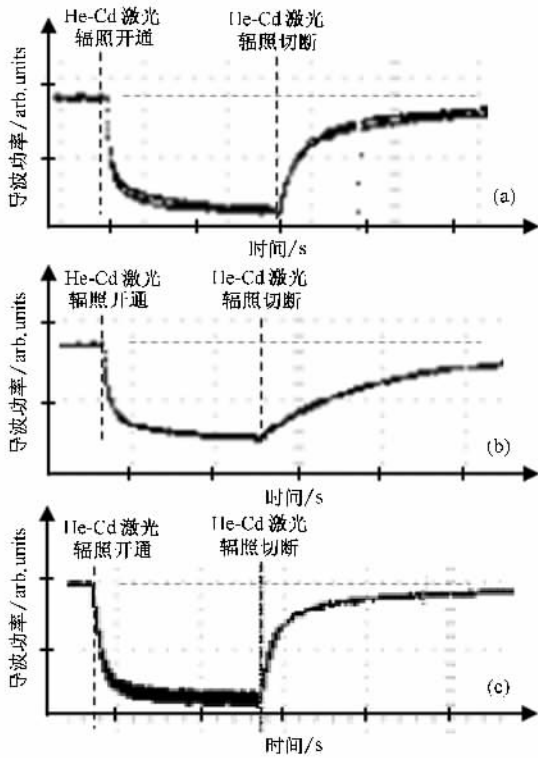


图3 硫属化合物薄膜波导的光截断效应 (a) As_2S_8 波导; (b) $P_2As_{19}S_{79}$ 波导; (c) $S_1As_{20}S_{79}$ 波导 横坐标每刻度代表 2.5 s

使整体的能量降得更低, 故比变价对有更高的浓度. 在二元化合物 As_2S_8 中, 还可以存在不同元素缺陷之间构成的变价对和亲价对, 由于 S 的摩尔比远大于 As, 可以估计 $C_3^+ - C_1^-$ 变价对或亲价对缺陷应占多数.

统一用 D^+ 表示荷正电的 C_3^+ 和 P_4^+ 缺陷态, 用 D^- 表示荷负电 C_1^- 和 P_2^- 缺陷态, 用 D^0 表示电中性的 C_3^0 , C_1^0 , P_4^0 和 P_2^0 缺陷态. 如此, As_2S_8 的缺陷主要是 $D^+ - D^-$ 变价对和亲价对, 变价对和亲价对可以分别看成是一种松束缚和紧束缚的激子态. 受激电子与激子态相互作用会引起局域位移极化, 形成自陷态. 松束缚和紧束缚的激子态的自陷态分别对应于大极化子和小极化子, 跌入大极化子势阱的电子通常处在导带底或接近导带底的能隙浅能级中, 跌入小极化子势阱的电子常被俘获在某个离子上, 能量比大极化子的低, 处于能隙深能级中. 依此分析, As_2S_8 的光阻断效应可以用图 4 来解释, 图 4 中 E_c , E_v 和 E_f 分别是导带迁移率边、价带迁移率边和费密能级, $N(E)$ 是能态密度. 441.6 nm 光波照射样品时, D^- 电子吸收 2.8 eV 光子能量被激发到 E_c 以上的扩展态(过程 1), D^- 转变成 D^0 悬挂键缺陷. 受激

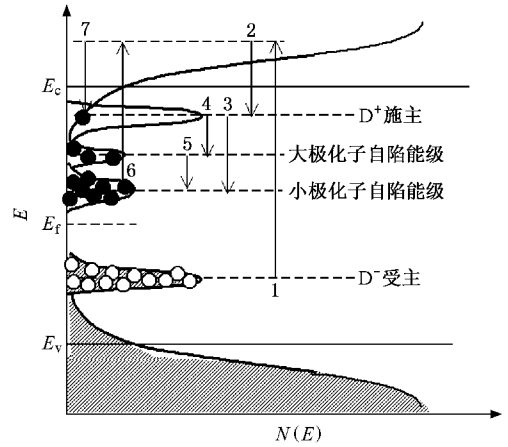
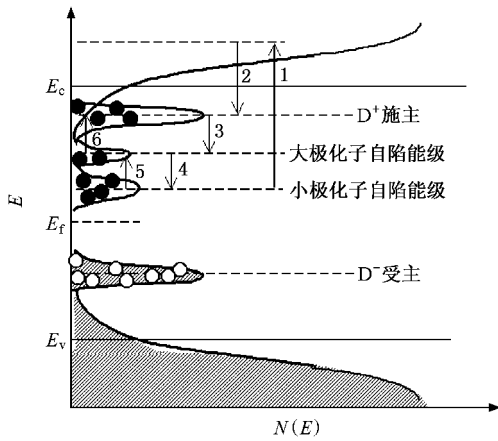


图4 As_2S_8 非晶态半导体的光阻断效应

电子经原子弛豫被 D^+ 俘获, 跌入导带尾定域态(过程 2), 该受激电子是不稳定的, 要么与 $D^+ - D^-$ 亲价对发生自陷作用, 被小极化子势阱俘获(过程 3), 要么与 $D^+ - D^-$ 变价对相互作用, 降为大极化子自陷态(过程 4). 由于大极化子自陷态是松束缚的, 部分电子仍然可能与 $D^+ - D^-$ 紧束缚激子发生库仑作用, 构成小极化子自陷态(过程 5). 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相互作用, 实现 $2 D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ 的放热反应, 补偿 $D^+ - D^-$ 亲价对或变价对. 由于缺陷补偿小于消耗, 如图 3 所示, 电子抽运过程很快趋于饱和. 632.8 nm 传输光的光子能量是 2.0 eV, 通过样品时被极化子自陷电子吸收, 光传输被阻断, 受激电子跃迁到的扩展态(过程 6)后弛豫到导带尾定域态(过程 7). 由于 441.6 nm 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逐以抗键态与 D^+ 构成 D^0 缺陷(C_3^0 或 P_4^0), 与周边高浓度的正常电子组态通过负相关能相互作用实现 $2 D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ 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 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.

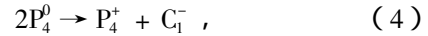
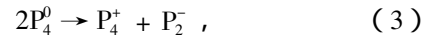
441.6 nm 激光被切断后的恢复过程示于图 5, 刚被切断时, 大部分极化子自陷势阱仍处在被电子占据的状态, 这些电子被 632.8 nm 传输光激发到扩展态(过程 1)后经原子弛豫跌入导带尾定域态(过程 2), 以抗键态与 D^+ 构成 D^0 缺陷(C_3^0 或 P_4^0). 这是恢复阶段的前期快过程. 随着极化子自陷势阱中的电子迅速减少, 受激电子再次被极化子自陷势阱俘

图5 As_2S_8 非晶态半导体的恢复过程

获的概率增加,导带尾电子除了与 D^+ 构成 D^0 缺陷以外,还有一部分以自陷态的形式重新跌入极化子自陷势阱(过程3和4)。同时,由于室温热扰动,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5),这些电子处在浅能级,容易在热作用下跃入导带尾(过程6),并以抗键态与 D^+ 构成 D^0 缺陷(C_3^0 或 P_4^0)。过程1、5、6和过程2、3、4历经再三后趋于动态平衡,残留的少量极化子自陷态电子具有几乎相同的抽空率和补偿率,光阻断效应消失,这是恢复阶段的后期慢过程。动态平衡意味着光子抽运、热扰动与自陷过程大小相等作用相反,因此光阻断效应消失后的很长一段时间里,632.8 nm 传输光的传输损耗较光阻断实验之前略有增加。由于负相关能作用,上述过程产生的 D^0 缺陷可以与邻近的正常电子组态相互作用,实现 $2\text{D}^0 \rightarrow \text{D}^+ + \text{D}^-$ 的放热反应,退激并使缺陷态浓度复原。

第3周期P的网格振动吸收边约为0.1 eV,比第4周期As的0.08 eV高。P原子的电负性也比As更接近S,故P和S的键合具有更强的共价性,短程序比较稳定。因此在 As_2S_8 中掺P后,室温热扰动对原子弛豫的影响变小,加深了极化子自陷势阱的深度。另外,P的电子跃迁吸收边约为2.5 eV,比As的2.0 eV高,P的原子半径比As的小,P和S的键强大于As和S的,因此掺P会引起较大的成键—抗键分裂,增加了能隙变宽的趋势。如图1光谱所示,掺磷 As_2S_8 玻璃的短波长吸收边发生了大约7.2 nm的蓝移。对于5A族元素化合物, sp^3 杂化程度按 $\text{Sb} \rightarrow \text{As} \rightarrow \text{P}$ 的顺序依此增强^[22],P处在正常电子组态时, sp^3 杂化就已经很大了,容易形成 P_4^0 缺陷,导致 P_4^0 缺陷态增加。 P_4^0 与 As_2S_8 基质中邻近的正常电子组态 P_3^0

或 C_2^0 相互作用具有负的有效相关能,因此可以通过如下放热反应实现缺陷态转变:



这些掺杂引起的变价对或亲价对增加了激子态缺陷种类,能级分裂导致隙内极化子自陷态能带展宽和部分交叠。

上述掺P引起的室温热扰动作用变小、能隙略微变宽和自陷态能带展宽交叠的现象几乎不涉及对 D^- 受主电子的激发,因此对光阻断效应影响甚小,主要涉及带隙光切断以后的恢复过程,如图6所示,尽管图6中过程1—6的解释与图5的基本相同,但由于掺磷使得隙内能级展宽,引起能级互相交叠,因此,跌入导带尾的电子除了部分以抗键态与 D^+ 构成 D^0 (C_3^0 或 P_4^0) 以外,其余的电子容易被极化子自陷势阱再次俘获(过程3和4),被俘获概率随着极化子自陷势阱中的电子逐渐减少而增加。这种隙态交迭机构使得极化子自陷电子的补偿从带隙光被切断时刻即开始, $\text{P}_2\text{As}_{19}\text{S}_{79}$ 的恢复阶段前期快过程由此变得不明显。也是因为这种补偿作用,使得光子抽运、热扰动与自陷过程趋于动态平衡时残留的极化子自陷电子的浓度大于 As_2S_8 的,导致 $\text{P}_2\text{As}_{19}\text{S}_{79}$ 的632.8 nm 光传输损耗劣化程度比 As_2S_8 的更大。

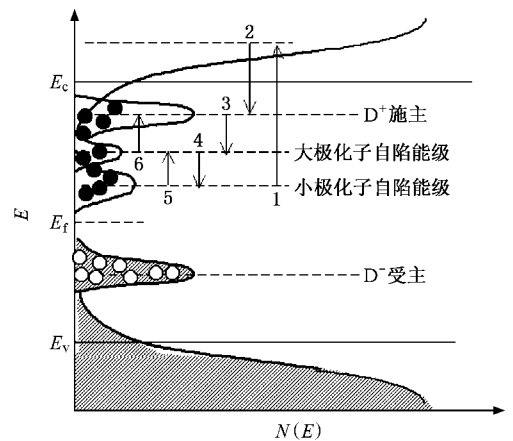
图6 $\text{P}_2\text{As}_{19}\text{S}_{79}$ 非晶态半导体的恢复过程

图5和图6的模型预示,即使没有过程1、2表示的632.8 nm光的抽运,由室温热扰动(过程5、6)和隙态浓度差驱动(过程3、4)之间的相互作用仍然可以实现退激并达到饱和。图7的实验结果证实了这种可能性,图7中的室温退激费时是指441.6 nm激光被切断的时点起算,至25°室温退激恰好达到饱

和时的间隔,室温退激期间 632.8 nm 传输光也被遮断. 测试数据表明,室温退激费时与 441.6 nm 激光的辐照时间成正比,在辐照时间相同的条件下,掺 P 样品的退激时间比 As_2S_8 的长. 这从一个侧面表明掺 P 的确有可能导致自陷态势阱加深,自陷电子的补偿机构会延迟达到退激饱和的时间.

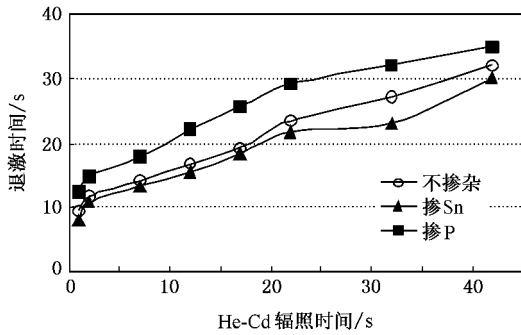


图7 He-Cd 激光辐照时间和室温退激费时之间的关系

Sn 是 4A 族金属元素, s^2p^2 外层电子一般是以 sp^3 杂化构成正四面体配位的正常成键态 T_4^0 , 但是在掺 Sn 样品中, 由于基质中 As 原子是三度配位的、S 原子是二度配位的, 原子半径大、电负性小的金属 Sn 原子在网格结构限制下会退杂化并放出一个电子离解成离子型的 T_1^+ 电子组态, T_1^+ 是退杂化的, 两个 p 轨道是空的, 参与成键的只有一个 p 电子, 配位自由度高, 有利于减缓因掺入大原子引起的应力. 由于周边浓度占绝大多数的 6A 族 S 具有未成键的孤对电子, 因此 T_1^+ 的两个 p 电子空轨道容易与周围两个 S 原子分别构成配价键. 这是因为处在价带顶的孤对电子具有较高的能量, 几乎不需要额外的能量就能与具有空轨道的 4A 族原子构成配价键^[23]. 配价键会引入相应的抗键态, T_1^+ 通过库仑力吸引一个受激电子的激子态会使配价键退化, 因此配价键抗键态能级处在导带尾定域态附近. 由于基质中存在高密度的 S 原子 $C_3^+ - C_1^-$ 变价对缺陷, Sn 原子离解成 T_1^+ 时放出的电子可以使一些 C_3^+ 转化为 C_1^- 缺陷, 这种现象在掺铟或掺镓时也出现^[23], 因此掺 Sn 导致 C_1^- 缺陷浓度升高、 C_3^+ 缺陷浓度降低, 从而使 $C_3^+ - C_1^-$ 极化子自陷势阱的浓度减小. 另外 Sn 的电负性较 As 的小很多、原子半径较 As 的大不少, 故 Sn—S 共价键具有比较明显的离子性、键强小于 As—S 的, 因此掺 Sn 引起较小的成键—抗键分裂. 加之 Sn 的电子跃迁吸收边约为 1.0 eV, 比 As 和 S 都小, 这些因素使掺 Sn 增加了能隙变窄的趋

势. 事实如图 1 所示, $Sn_1As_{20}S_{79}$ 的短波长吸收边带整体有一个大约 8 nm 的红移. 此外, 第 5 周期的 Sn 原子的网格振动吸收边约为 0.06 eV, 比 As 和 S 的都小, 掺 Sn 助长室温热扰动对原子弛豫的影响, 相当于减小了极化子自陷势阱的深度.

与掺 P 的情形类似, 由掺 Sn 引起的能隙以及隙内能级的变化主要对带隙光切断以后的恢复过程产生影响, 如图 8 所示, 由于极化子自陷态的浓度变小、隙内能带变窄, He-Cd 激光刚被切断时, 大部分极化子自陷势阱仍处在被电子占据的状态, 被 632.8 nm 光抽运到导带尾定域态(过程 1 2 和 3)后, 一部分以抗键态与 D^+ 构成 D^0 缺陷 (C_3^0 或 P_4^0), 另一部分被 T_1^+ 缺陷吸引形成激子填充配价键抗键态. 这是恢复阶段的前期快过程. 随着极化子自陷势阱中的电子迅速减少, 导带尾电子再次被极化子自陷势阱俘获的概率增加, 部分电子以自陷态的形式重新跌入极化子自陷势阱(过程 4 5 和 6). 由于掺 Sn 引入的配价键抗键态能级的截断, 重新跌入自陷势

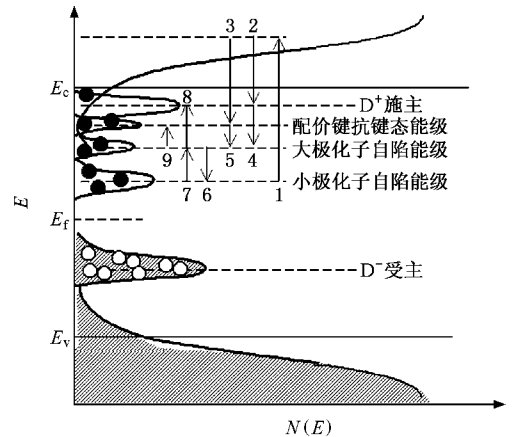


图8 $Sn_1As_{20}S_{79}$ 非晶态半导体的恢复过程模型

阱的电子大幅减少, 如图 2(c) 所示那样, 前期快过程发挥了主要的恢复作用. 同时, 小极化子自陷电子在室温热扰动下摆脱束缚转变为松束缚的大极化子自陷态(过程 7), 大极化子自陷态电子处在浅能级, 容易在热作用下跃入导带尾定域态(过程 8 和 9)并以抗键态与 D^+ 构成 D^0 缺陷 (C_3^0 或 P_4^0) 或与 T_1^+ 缺陷构成激子态. 上述对向过程屡经反复后, 余留的极化子自陷态电子具有几乎相同的抽空率和补偿率, 光阻断效应消失, 这是恢复阶段的后期慢过程. 因为前期快过程的高抽空率, 余留的极化子自陷电子较少, $Sn_1As_{20}S_{79}$ 的传输损耗残余量比 As_2S_8

的小很多,这在图 2(c)的实测曲线中可以明显观察到.

由于硫族化合物具有负相关能作用,上述过程产生的 D^0 缺陷可以与邻近的正常电子组态相互作用,实现 $2 D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ 的放热反应,退激并补偿 $D^+ - D^-$ 亲价对或变价对缺陷. 配价键抗键态电子也是不稳定的,可以与浓度较高的 C_3^+ 结合使其转化为 C_1^- 缺陷. 脱离激子态的 T_1^+ 电子组态与周围高浓度的 S 原子孤对电子恢复配价键. 这些放热退激过程使缺陷态浓度复原. 图 7 的实验结果证实室温热扰动下的退激过程确实存在,在同等条件下,掺 Sn 样品的退激时间比 As_2S_8 的短,这与 $Sn_1As_{20}S_{79}$ 独有的配价键抗键态能级提供了额外的浅能级退激通

道有重要关系.

4. 结 论

实验研究了低浓度掺 Sn 和掺 P 的 As_2S_8 薄膜波导的光阻断效应,实测结果表明,掺 Sn 样品可以明显提升毫秒级响应的早期快过程的恢复作用,同时还具有减少残留传输损耗的效果. 掺 P 样品则表现出相反的效果. 结合室温退激实验和光谱测试的结果,分析了掺杂对隙内能级的影响,掺 Sn 提供的配价键抗键态浅能级对改善光阻断效应的恢复响应起到了主要作用. 该结果为进一步研制新型的光光效应波导开关器件提供了实验依据.

- [1] Zakery A , Elliott S R 2003 *J. Non-Cryst. Solids* **330** 1
- [2] Gonzalze-Leal J M , Vlcek M , Prieto-Alcon R , Stronski A , Wagner T , Marquez E 2003 *J. Non-Cryst. Solids* **326&327** 146
- [3] Tanaka K 2003 *Journal of Optics* **32** 294
- [4] Lyubin V M , Tikhomirov V K 1991 *J. Non-Cryst. Solids* **135** 37
- [5] Bureau B , Zhang X H , Smektala F , Adam J , Troles J , Ma H L , Boussard-pledrel C , Lucas J , Lucas P , Le Coq D , Riley M , Simmons J H 2004 *J. Non-Cryst. Solids* **345&346** 276
- [6] Hocde S , Boussard-Pledrel C , Fonteneau G , Lecoq D , Ma H L , Lucas J 2000 *J. Non-Cryst. Solids* **274** 17
- [7] Nishii J , Inagawa M , Lizuka R 1992 *J. Non-Cryst. Solids* **140** 324
- [8] Asobe M , Kanamori T , Naganuma K , Itoh H , Kaino T 1995 *J. Appl. Phys* **77** 5518
- [9] Troles J , Smektala F , Boudebs G , Monteil A , Bureau B , Lucas J 2004 *Opt. Mater* **25** 231
- [10] Asobe M , Kobayashi H , Itoh H 1993 *Opt. Lett* **18** 1056
- [11] Asobe M , Ohara T , Yokohama I , Kaino T 1996 *Electron. Lett.* **32** 1396
- [12] Gupta P K 1996 *J. Non-Cryst. Solids* **195** 158
- [13] Zou L E , Chen B X , Chen L , Yuan Y F , Hamanaka H , Iso M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 153510-1
- [14] Zou L E , Chen B X , Chen L , Yuan Y F , Hamanaka H , Iso M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1868 (in Chinese) [邹林儿、陈抱雪、陈林、袁一方、浜中广见、矾 守 2006 物理学报 **55** 1868]
- [15] Zou L E , Chen B X , Chen L , Yuan Y F , Hamanaka H , Iso M 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1043 (in Chinese) [邹林儿、陈抱雪、陈林、袁一方、浜中广见、矾 守 2006 光学学报 **26** 1043]
- [16] Zou L E , Chen B X , Chen L , Yuan Y F , Hamanaka H , Iso M 2007 *Optical Technique* **33** 44 (in Chinese) [邹林儿、陈抱雪、陈林、袁一方、浜中广见、矾 守 2007 光学技术 **33** 44]
- [17] Liang D B , Hamanaka H , Chen B X , Chen L , Yuan Y F , Iso M 2002 *Optoelectronic Technology & Information* **15** 19 (in Chinese) [梁东波、浜中广见、陈抱雪、袁一方、矾 守 2002 光电子技术与信息 **15** 19]
- [18] Adler D 1980 *J. Non-Cryst. Solids* **35&36** 819
- [19] Street R A , Mott N F 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1293
- [20] Anderson P W 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 953
- [21] Kastner M , Adler D , Fritzsche H 1976 *Phys. Rev. Lett.* **37** 1504
- [22] Elliton S R , Davis E A 1979 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **12** 2577
- [23] Ovshinky S R , Adler D 1978 *Contemp. Phys.* **19** 109

Optical stopping effect of impurity-doping As_2S_8 glass waveguide^{*}

Du Li-Ping¹⁾ Chen Bao-Xue^{1)†} Sun Bei¹⁾ Chen Zhi¹⁾ Zou Lin-Er²⁾ Hiromi Hamanaka³⁾ Mamoru Iso⁴⁾

¹⁾ College of Optics and Electron Information Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

²⁾ Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

³⁾ Faculty of Engineering, Hosei University, Tokyo 184-8584, Japan)

⁴⁾ Department of Chemical Engineering, Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo 184-8588, Japan)

(Received 13 October 2007 ; revised manuscript received 14 November 2007)

Abstract

The optical stopping effect in undoped and low concentration Sn- and P-doped As_2S_8 amorphous thin films is studied experimentally. The optical stopping response curve, experimental data of room temperature deexcitation and spectral testing data of the samples are provided. The results show that, the Sn-doped sample can significantly improve the ms range response in the fast-recovery process, and has the effect in decreasing the residual propagation loss. But in P-doped sample, the effects are contrary to that in the Sn-doped sample. Based on the experimental results, some analysis and discussions are presented.

Keywords : optical waveguide technique, chalcogenide glass, optical stopping effect, impurity-doping

PACC : 4282, 4280L, 4270Y

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60677032), the Doctoral Fund of Ministry of Education of China (Grant No. 20060252005) and the Shanghai Leading Academic Discipline Project (Grant No. T0501).

[†] Corresponding author. E-mail : bxchen@online.sh.cn