

连续波激光辐照半导体 InSb 材料的 熔融破坏

强希文 刘 峰 张建泉 陈雨生 黄流兴

(西北核技术研究所 西安 710024)

提要 采用数值方法,研究了半导体 InSb 材料受连续波激光辐照的熔融阈值,讨论了 InSb 材料的熔融阈值与入射激光波长、功率密度以及辐照时间的关系,同时考虑了载流子效应对靶内升温过程以及熔融阈值的影响,给出了材料内温度与载流子密度的瞬态分布。

关键词 激光辐照效应, 半导体材料, 熔融破坏阈值, 载流子效应

1 引 言

当一束连续波激光辐照半导体材料时,由于靶材吸收激光的能量而被加热,从而使半导体材料的光学、热学和力学性质发生显著变化。当激光功率达一定值且辐照时间足够长时,靶材就会出现光学击穿、热应力破坏和熔融破坏。一般说来,光学击穿和热应力破坏阈值较低,所以熔融破坏阈值应当是破坏阈值的上限。一旦出现熔融破坏,便会使探测器致盲,造成永久性破坏。因此,研究连续波激光辐照探测器材料产生的各种破坏效应,就成为激光武器、激光加工和激光防护及加固技术中的重要课题。

本文采用数值方法,考虑自由载流子吸收、单光子光致电离吸收和双光子光致电离吸收等激光吸收机制,以及材料的光学、热学性质对温度和载流子密度的依赖性,通过求解温度和载流子密度的耦合扩散方程,给出不同波长连续波激光辐照 InSb 材料时的熔融破坏阈值与激光辐照时间的关系,并给出了材料内的温度与载流子密度的时空关系。

2 物理模型

2.1 数学描述

当一束连续波激光辐照半导体材料时,靶材由于吸收激光的能量而被加热,这个过程与材料的光学、热学性质及能带结构等密切相关。另外,自由载流子的输运和复合过程也与加热过程密切相关。此时,靶材中的激光能量输运方程、温度及载流子密度的耦合扩散方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa(n, T) \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{Q}{\rho c(n, T)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D(n, T) \frac{\partial n}{\partial x} \right] + g(n, T, z, t) - \frac{n - n_i}{\tau_B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\alpha I \quad (3)$$

初始及边界条件为

$$\begin{aligned} T(x, y, z, t = 0) &= T_0, & n(x, y, z, t = 0) &= n_i(T_0) \\ \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0,d} &= \left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=0,d} = 0, & I(z = 0, t) &= (1 - R)I_0 \end{aligned}$$

其中, $\rho, c, \kappa (= K/\rho c)$ 分别为材料的密度、比热和热扩散系数, K 为热传导率; n 和 n_i 分别为自由载流子数密度和本征载流子数密度; Q 为单位体积中的热产生速率; g 为过剩载流子生成速率; D 为载流子偶极扩散系数; T 和 T_0 分别为靶内温度和环境温度; I_0 和 I 分别为初始激光强度和靶材中的激光强度; α 和 R 分别为靶材吸收系数和表面反射系数; τ_B 为体载流子复合寿命。

2.2 激光的吸收机制

考虑半导体的光学性质, 半导体材料中导致光子吸收和发射主要有如下机制: (1) 带间跃迁; (2) 杂质-带间跃迁; (3) 自由载流子跃迁(带内跃迁); (4) 声子跃迁; (5) 激子跃迁^[1]。由于我们在此考虑的材料为本征半导体, 且激光波长较小不致激发材料晶格的声子, 另外考虑到激子间的库仑作用较弱, 所以忽略声子和激子的吸收以及杂质-带间吸收。所考虑的激光吸收机制是带间吸收和带内吸收, 即吸收机制为自由载流子吸收、单光子光致电离吸收和双光子光致电离吸收, $\alpha = \alpha_{fc} + \alpha_1 + \alpha_2$, 当光子能量大于带隙能时, 带间吸收主要是单光子光致电离吸收。其中自由载流子吸收系数为

$$\alpha_{fc} = n_i(T) \sigma_{fc}(T) \quad (4)$$

上式中, α_{fc} 和 n_i 分别为自由载流子微观吸收截面和数密度。InSb 材料与温度相关的自由载流子数密度和微观吸收截面分别为^[2]

$$n_i(T) = 2.99 \times 10^{18} (T/T_0)^{1.5} \exp(-4.98T_0/T) \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (5)$$

$$\sigma_{fc}(T) = 7.83 \times 10^{-16} (T/T_0)^{-0.73} \quad (\text{cm}^2) \quad (6)$$

单光子光致电离吸收和双光子光致电离吸收导致过剩载流子的产生, 其中半导体 InSb 材料的单光子光致电离吸收系数 $\alpha_1 (\text{cm}^{-1})$ 为

$$\alpha_1 = \begin{cases} 22.7 \exp[164(E' - 0.16)] & E' < 0.185 \text{ eV} \\ 2050 \exp[6.52(E' - 0.238)] & 0.185 \text{ eV} \leq E' < 0.364 \text{ eV} \\ 4.34 \times 10^4 \exp[2.77(E' - 1.17)] & 0.364 \text{ eV} \leq E' < 1.55 \text{ eV} \\ 1.51 \times 10^5 \exp[0.824(E' - 1.79)] & 1.55 \text{ eV} \leq E' < 2.3 \text{ eV} \\ 5.37 \times 10^5 \exp[0.54164(E' - 4.028)] & E' \geq 2.3 \text{ eV} \end{cases} \quad (7)$$

式中 $E' = h\nu + E_g(T_0) - E_g(T)$, $E_g(T)$ 为材料的禁带宽度, 即带隙能。双光子光致电离吸收系数 α_2 依赖于激光功率, 即 $\alpha_2 = \beta I$, β 为双光子吸收系数, 对 InSb 材料, 近似取 $\beta = 2.0 \times 10^{-7} \text{ cm/W}$ 。单位体积中的热产生速率为^[3]

$$Q = \alpha_{fc} I + \alpha_1 \left[1 - \frac{\eta_Q E_R}{h\nu} \right] I + \beta \left[1 - \frac{E_R}{2h\nu} \right] I^2 + \frac{E_R(n - n_i)}{\tau_B^{\text{NR}}} \quad (8)$$

上式右边第一项为自由载流子吸收的贡献, 第二、第三项分别为单光子光致电离吸收和双光子光致电离吸收产生的贡献, 即光受激电子-空穴对趋于准平衡态时的热化能; 第四项为电子-空穴对非辐射复合后转化成的晶格热能; τ_B^{NR} 为非辐射体复合寿命; η_Q 为单光子吸收产生载流

子的量子效率; $h\nu$ 为激光光子能量。

2.3 载流子的产生、复合与扩散

价带中的电子受光子激发到导带后, 就产生了电子-空穴对, 当产生的过剩载流子达到一定浓度后, 就会出现一个与之抗衡的反过程, 即电子-空穴对的复合过程, 复合过程包括辐射复合和非辐射复合。非辐射复合有几种形式, 如将能量转移给晶格振动, 或将能量传给其他的自由电子, 即俄歇过程, 另外还有因半导体缺陷、杂质畸变等原因造成的缺陷中心产生的间接复合^[4]。

当激光辐照半导体材料时, 就会有一定数目的非平衡载流子产生与复合, 反映复合作用强弱的参数是载流子的寿命。由于在此主要考虑带间跃迁产生的载流子, 故过剩载流子产生速率可表示为 $g = g_1 + g_2$, 其中 g_1 和 g_2 分别为单光子光致电离和双光子光致电离的过剩载流子生成速率^[3]

$$g_1 = \eta_0(1 - R)I_0\alpha_1 e^{-\alpha x}/h\nu \quad (9)$$

$$g_2 = (1 - R)^2 I_0^2 e^{-2\alpha x} \beta/2h\nu \quad (10)$$

体复合寿命为

$$\bar{\tau}_B^{-1} = \bar{\tau}_{SR}^{-1} + \bar{\tau}_R^{-1} + \bar{\tau}_A^{-1} = \bar{\tau}_{SR}^{-1} + \gamma_2(n + n_i) + \gamma_3 n(n + n_i) \quad (11)$$

这里, τ_{SR} , τ_R 和 τ_A 分别为 Shockley-Read 复合寿命、辐射复合寿命和俄歇复合寿命, γ_2 和 γ_3 分别为相应的复合系数。由于 τ_R 和 τ_A 反比于载流子密度, 所以材料中光致载流子浓度、俄歇复合和辐射复合居于支配地位。当温度在室温附近或高于室温, 且激光强度较强时, InSb 材料的载流子寿命主要由俄歇复合决定, 俄歇复合系数 γ_3 近似取为

$$\gamma_3(T) = A E_g^2(T) (T/T_0)^{-3/2} \exp(-E_A/kT) \quad (12)$$

其中激活能

$$E_A = E_g(T) \frac{m_c}{m_c + m_h} - \eta_p \quad (E_A \geq 0, \eta_p \geq 0) \quad (13)$$

引进费米能 $\eta_p [\equiv E_{Fp}/k_B T]$ 是为了解释在空穴密度较大时引起激活能 E_A 的减小。由于高激发态的复合决定着过剩载流子的寿命, 所以在材料表面被抛光时, 辐射复合和表面复合即可不作考虑。而常数 A 可由室温时实验值拟合确定, 从而有^[2]

$$\gamma_3 = 0.6 \times 10^{-25} \left[\frac{E_g(T_0)}{E_g(T)} \right]^2 \left[\frac{T}{T_0} \right]^{-3/2} \exp \left[\frac{E_A(T_0)}{k_B T_0} - \frac{E_A(T)}{k_B T} \right] \quad (\text{cm}^6/\text{s}) \quad (14)$$

一旦过剩载流子产生, 即依靠电场的作用而形成电流, 一种电流是在未受光照时载流子在外加电压作用下产生的漂移电流, 还有另一种形式的电流即扩散电流, 在大多数情况下, 扩散电流是非平衡载流子电流的主要形式。

扩散电流主要是因载流子浓度不均匀, 从而造成的扩散运动所产生的, 电子和空穴的扩散系数与迁移率一样, 都随材料的光学、热学性质以及材料的掺杂浓度而变化。半导体由于吸收光子而产生的非平衡载流子在材料内一边扩散一边复合, 形成一个由高浓度到低浓度的分布。根据 Einstein 关系, 偶极扩散系数为

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (15)$$

其中 μ 为载流子的迁移率, 可由下式给出

$$\mu = \left[\frac{F_{1/2}(\eta_n)}{F_{-1/2}(\eta_n)} + \frac{F_{1/2}(\eta_p)}{F_{-1/2}(\eta_p)} \right] \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \tag{16}$$

这里 F_k 为 k 阶费米积分, μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的扩散迁移率。对 InSb 材料有^[5] $\mu_n \approx 10^5(T/T_0)^{-2.35}(\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s})$, $\mu_p \approx 1700(T/T_0)^{-1.81}(\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s})$ 。

3 结果与分析

根据以上的分析,我们分别对波长为 $1.315 \mu\text{m}$ 和 $2.7 \mu\text{m}$, 强度为 $80 \sim 10^4 \text{ W/cm}^2$ 的激光辐照 InSb 材料时的熔融阈值进行了计算。计算结果如图 1 所示。根据文献报道^[6], 在 $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$, $I = 200 \text{ W/cm}^2$ 时, 可在 1 s 的激光驻留时间损伤卫星上的探测器(InSb 或 HgCdTe); 当 $I = 1000 \text{ W/cm}^2$ 时, 造成探测器(InSb 或 HgCdTe) 损伤的驻留时间约为 0.1 s 。而根据我们的计算, 当 $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$, $I = 200 \text{ W/cm}^2$, 1000 W/cm^2 时, 造成探测器(InSb) 熔融损伤的辐照时间分别为 1.43 s 和 0.085 s , 这与上述文献报道的结果较为一致。

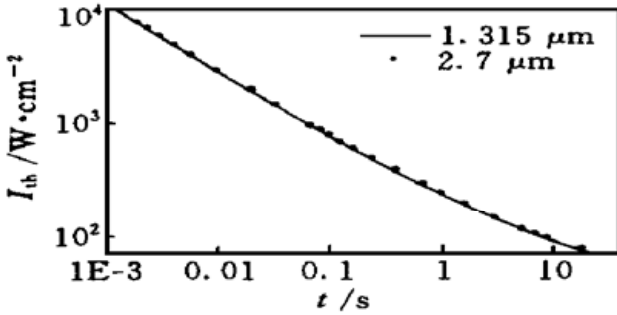


图 1 InSb 的熔融阈值与辐照时间的关系
Fig. 1 Melted threshold of InSb vs times

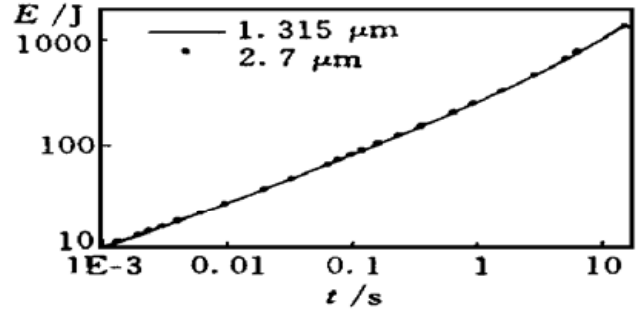


图 2 靶内能量沉积与辐照时间的关系
Fig. 2 Energy deposition in the target vs times

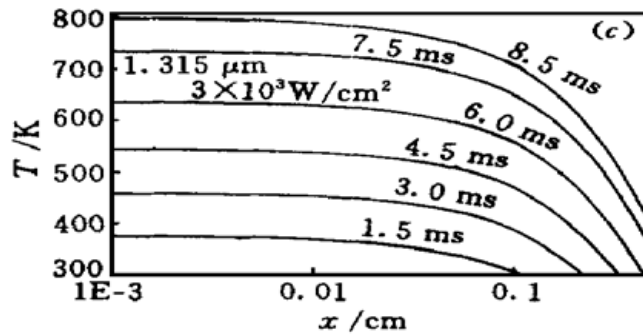
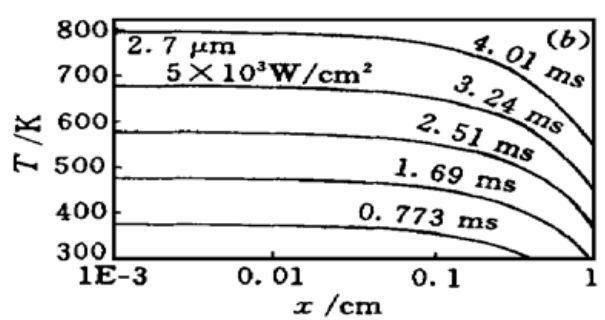
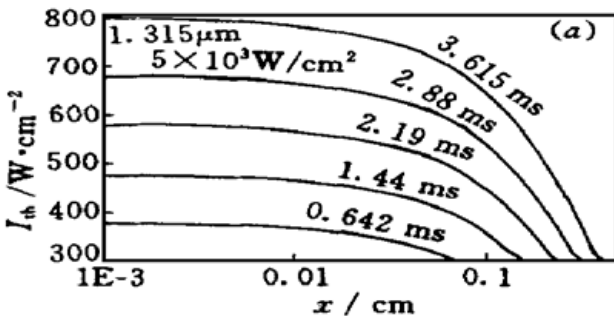


图 3 不同时刻靶内的温度分布
Fig. 3 Temperature in the target at various times

图 2 为熔化时间与靶内能量沉积的关系。从图中可以看出,当脉冲持续时间较短时,达到熔化所需能量较少,但从图 1 知,此时所需激光功率密度较高,这种对靶材的破坏通常称为大功率破坏;当脉冲持续时间较长时,达到熔化所需能量较多,但从图 1 知,此时所需激光功率密度较低,这种破坏通常称为大能量破坏。从图中可以看出,当脉冲持续时间相同时,造成靶材破坏所需的能量基本相同。

图 3 (a) 和 (b) 分别是波长为 $1.315 \mu\text{m}$ 和 $2.7 \mu\text{m}$, 激光辐照强度为 $5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 时靶内温度的瞬态空间分布。可以看出,当波长较短时,由于单位体积的热产生速率较大,靶内能量沉积速率也较大,从而温升随时间的变化较快,达到相同温度需要的时间较短。

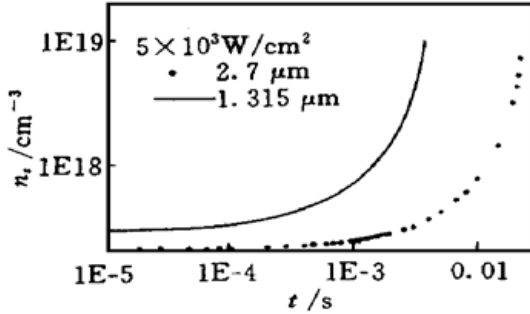


图 4 表面载流子浓度随时间的变化关系

Fig. 4 Surface carrier concentration vs times

图 3 (a) 和 (c) 是波长为 $1.315 \mu\text{m}$, 激光辐照强度分别为 $5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$, $3 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 时的情况。从图中可以看出,当激光强度较高时,达到相同的表面温度所需要的时间较短,从而达到熔融阈值所需的时间较短。

图 4 是强度为 $5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$, 波长为 $1.315 \mu\text{m}$ 和 $2.7 \mu\text{m}$ 的激光辐照靶材时,靶表面载流子浓度随时间的变化关系。当激光辐照靶材时,在很短的时间内,靶表面载流子浓度即从开始时的平衡载流子浓度增加到大约 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($2.7 \mu\text{m}$) 和 $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($1.315 \mu\text{m}$)。波长较短时,表面载流子浓度增加较快。

参 考 文 献

- 1 Wang Zhonghe, Zhang Guangyin. Elementary Physics of Photonics. Beijing: National Defense Industry Press, 1998. 468~ 473 (in Chinese)
- 2 J. R. Meyer, M. R. Kruer, F. J. Bartoli. Optical heating in semiconductors: Laser damage in Ge, Si, InSb, and GaAs. *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**(10): 5513~ 5522
- 3 J. R. Meyer, F. J. Bartoli, M. R. Kruer. Optical heating in semiconductors. *Phys. Rev. B*, 1980, **21**(4): 1559~ 1568
- 4 Huang Kun, Han Ruqi. Elementary Physics of Semiconductors. Beijing: Science Press, 1979. 101~ 109 (in Chinese)
- 5 J. R. Meyer, F. J. Bartoli, R. E. Allen. Photo-hall measurements on InSb. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1978, **23**: 328~ 329
- 6 F. Bartoli, L. Esterowitz, M. Kruer *et al.*. Irreversible laser damage in ir detector materials. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(11): 2934~ 2937

An Numerical Simulation of the Melt-threshold of InSb Induced by CW Laser beams

Qiang Xiwen Liu Feng Zhang Jianquan Chen Yusheng Huang Liuxing
(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024)

Abstract By means of a numerical method, it deals with the problem of the melt-threshold of semiconductors induced by CW laser beam. The melt threshold as a functions of wavelength, power and irradiating time of irradiating laser are given. The influence of the carrier effects on the temperature rise and melt threshold, the distributions of temperature and carrier concentration in the targets are also discussed.

Key words laser irradiating effects, semiconductor material, melt threshold, carrier effects