

532nm 长脉冲激光致 GaAs 热分解损伤的半解析法分析*

毕娟¹⁾ 金光勇^{1)†} 倪晓武²⁾ 张喜和¹⁾ 姚志健³⁾

1) (长春理工大学理学院, 长春 130022)

2) (南京理工大学理学院, 南京 210094)

3) (中国兵器科学研究院, 北京 100089)

(2012年5月2日收到; 2012年6月22日收到修改稿)

考虑到 GaAs 具有受热分解的特性, 采用热传导理论和半解析法研究了波长 532 nm 的毫秒量级长脉冲激光致 GaAs 的表面热分解损伤. 首先, 建立了激光辐照 GaAs 的二维轴对称瞬态温度场及表面热分解损伤阈值的计算模型, 模拟了吸收率不同时, GaAs 的瞬态温度场分布及热分解损伤阈值. 计算结果表明: 较高的吸收率引起 GaAs 表面的温升较高, 但所需的热分解损伤阈值较低; 增加作用激光能量密度, GaAs 表面发生热分解损伤随之提前. 本文研究结果对激光与 GaAs 相互作用及其损伤机理的研究具有指导意义和实用价值.

关键词: 长脉冲激光, 热分解损伤, 半解析法, GaAs

PACS: 42.62.-b

1 引言

GaAs 半导体材料由于具有较宽禁带和直接带隙, 从而在光电子器件中被广泛应用. 当 GaAs 半导体材料及器件在强激光环境下工作时, 常常会出现性能下降、失效甚至产生损伤, 因此开展强激光与 GaAs 半导体材料相互作用及其损伤机理的研究对于光电器件的破坏及防护均具有指导意义和实用价值.

一般来说, 激光辐照 GaAs 材料时, 材料表面将吸收激光能量, 并将其转化为热量进而使材料表面温度升高. 当温度达到 950 K 时, 材料表面开始分解^[1,2], As 从 GaAs 体内向外扩散, 进而导致 GaAs 材料的 As 含量降低; 温度达到熔点 1513 K 时, 材料表面开始熔融^[3,4]; 随着温度继续升高, 材料表面还会进一步出现烧蚀^[5-7]等现象. 这些现象都是由于材料表面出现温升引起的, 并且产生不可恢复

的效果. 而该过程与特性的变化不仅与材料的物理性质、光学性质等有关, 并且还与作用激光能量、脉宽、波长等有关. 需要指出的是, 文献报道的脉冲激光与材料相互作用过程及损伤的研究中, 大多集中在脉冲宽度介于 10^{-8} — 10^{-13} s 的短脉冲或超短脉冲激光, 此时高功率密度的激光束会引起材料表面产生瞬间熔融、气化, 同时也将产生高温高密度的等离子体, 该等离子体吸收后续的激光能量, 致使激光能量利用效率大幅度降低. 为避免上述问题, 近来兴起了脉宽为毫秒量级的激光器^[8-13], 此时输出的激光束不仅在传输过程中减小了损耗, 而且在与材料相互作用过程中可以避免出现等离子体及其冲击波等伴生现象, 因而可有效地提高激光能量与材料间的耦合效率.

本文针对 GaAs 的因 As 元素蒸发引起其含量降低而导致的表面热分解损伤形式, 利用波长 532 nm 的长脉冲激光对 GaAs 进行表面热分解损伤的半解析法分析, 模拟材料的瞬态温度场,

* 吉林省科技支撑重点项目 (批准号: 2010PT) 资助的课题.

† E-mail: jgy_cust@yahoo.com.cn

考察并分析 GaAs 的温度场分布规律与变化特征、表面热分解损伤阈值情况以及吸收率对长脉冲激光作用结果的影响等。

2 计算模型

根据 GaAs 的物理化学性质可知, GaAs 晶体在 950K 以下能在空气中稳定存在, 在空气中加热到 950 K 以上, 材料开始分解, As 从 GaAs 体内向外扩散; 当温度达到熔点 1513 K 时, GaAs 出现熔融. 可见, 温度变化是引起 GaAs 特性发生变化的直接原因. 因此, 温度场的精确计算结果对研究热作用过程及损伤机理甚为重要.

当脉宽为毫秒量级的长脉冲激光对 GaAs 材料作用时, 材料吸收激光能量且有足够的时间转化成热能, 因此对长脉冲激光作用 GaAs 材料的理论处理必须考虑材料的热传导问题. 在假定入射激光束具有轴对称分布且垂直照射在圆板形 GaAs 材料表面情形下建立的二维轴对称热传导模型如图 1 所示.

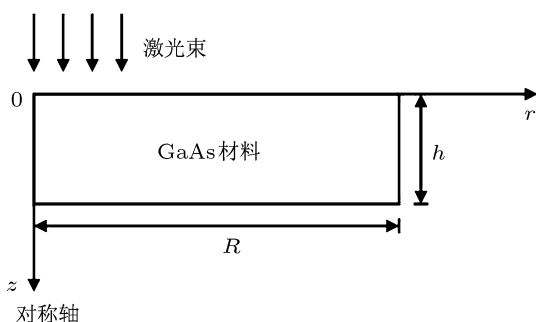


图 1 激光辐照 GaAs 材料示意图

对均匀各向同性 GaAs 材料, 在圆柱坐标系下固体热传导偏微分方程为^[14]

$$\rho c \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial z^2} \right) + Q(r, z, t), \quad (1)$$

式中, $T(r, z, t)$ 表示 t 时刻材料的温度分布; ρ , c , k 分别表示材料的密度、比热和热传导系数; $Q(r, z, t)$ 是体热源, 表示激光作用产生材料所吸收的激光能量.

初始条件为

$$T(r, z, t)|_{t=0} = T_0, \quad (2)$$

式中, T_0 为材料的初始温度.

由于 GaAs 对 532 nm 激光的吸收系数为 10^5 cm^{-1} , 因而激光在 GaAs 材料内的吸收深度为 100 nm 左右, 对应的入射光束可以视为在材料表面薄层被吸收, 反映在计算模型上则可以将作用激光看作初始时刻在材料表面有一功率密度为 $I(r, t)$ 的热源, 这样 (1) 式中的体热源项就可以改为边界条件中的面热源来表示:

$$-k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = AI(r, t), \quad (3)$$

式中, A 表示材料表面对入射激光的吸收率.

选取入射激光光强呈平顶分布, 则 $I(r, t)$ 表示为

$$I(r, t) = \begin{cases} I_0, & 0 \leq r \leq r_0, 0 \leq t \leq \tau. \\ 0, & r > r_0, t > \tau, \end{cases} \quad (4)$$

式中, I_0 为常数; r_0 为激光光斑半径; τ 为激光脉冲宽度.

在长脉冲激光作用过程中, 在物体侧面边界和后表面为绝热边界条件, 边界条件为

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0. \quad (5)$$

针对上述温升问题, 采用半解析法求解, 不但可以利用解析方法的研究成果, 弥补纯数值方法的不足; 而且在体现一定物理内在联系的同时, 还能弥补用纯数值方法解决复杂问题带来的计算机资源浪费.

首先, 令 $\Gamma(r, z, t)$ 表示材料相对于初始时刻的温度, 则 $\Gamma(r, z, t)$ 也满足 (1) 式给出的热传导方程

$$\rho c \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} \right). \quad (6)$$

初始条件为 $\Gamma|_{t=0} = 0$, 边界条件为

$$-k \frac{\partial \Gamma}{\partial z} \Big|_{z=0} = AI_0, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{\partial \Gamma}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0. \quad (7)$$

对上面的热传导方程分离变量^[15], 令

$$\Gamma(r, z, t) = \Gamma_r(r) \Gamma_z(z, t), \quad (8)$$

则可以得到

$$\frac{d^2 \Gamma_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \Gamma_r}{dr} + \mu^2 \Gamma_r = 0, \quad (9)$$

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \Gamma_z}{\partial t} - \frac{\partial^2 \Gamma_z}{\partial z^2} = -\mu^2 \Gamma_z. \quad (10)$$

方程 (9) 为零阶 Bessel 方程, 其解为零阶 Bessel 函数, 由于当 $r = 0$ 时其解为有限值, 因此 Bessel 函数取为 $J_0(\mu r)$. 利用边界条件 $\left. \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right|_{r=R} = 0$, 可得

$$J_1(\mu R) = 0. \quad (11)$$

由于一阶 Bessel 函数有无穷多个零点, 上式方程有无穷多个正解 $\mu_n (n = 1, 2, \dots)$, 并且每一个解 μ_n 都能使方程 (10) 成立. 对 μ_n 满足的方程 (10) 两端作拉普拉斯变换, 可得

$$\frac{\partial^2 \Gamma_{zn}^*(z, s)}{\partial z^2} - \left(\mu_n^2 + \frac{s}{a} \right) \Gamma_{zn}^*(z, s) = 0. \quad (12)$$

令

$$\frac{i\varepsilon}{h} = \sqrt{\mu_n^2 + \frac{s}{a}}, \quad (13)$$

则方程 (12) 的解可表示为

$$\Gamma_{zn}^*(z, s) = B_1 e^{\frac{i\varepsilon}{h}z} + B_2 e^{-\frac{i\varepsilon}{h}z}. \quad (14)$$

由边界条件 $\left. \frac{\partial \Gamma}{\partial z} \right|_{z=h} = 0$, 两端作拉普拉斯变换得: $\left. \frac{\partial \Gamma_{zn}^*}{\partial z} \right|_{z=h} = 0$, 因此可得

$$B_2 = B_1 e^{2i\varepsilon}. \quad (15)$$

进而可得

$$\Gamma_{zn}^*(z, s) = B_1 \left(e^{\frac{i\varepsilon z}{h}} + e^{2i\varepsilon - \frac{i\varepsilon z}{h}} \right). \quad (16)$$

在拉普拉斯域中, 有

$$\Gamma^*(r, z, s) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \Gamma_{zn}^*(z, s) J_0(\mu_n r). \quad (17)$$

由边界条件 $-k \left. \frac{\partial \Gamma}{\partial z} \right|_{z=0} = AI_0$, 两端作拉普拉斯变换, 得

$$-k \left. \frac{\partial \Gamma^*(r, z, s)}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{AI_0}{s}. \quad (18)$$

将 $\Gamma^*(r, z, s)$ 表达式代入上式, 并把 $I_0(r)$ 利用 Bessel 函数展开得

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left[\sum_{n=1}^{\infty} a_n \Gamma_{zn}^*(z, s) J_0(\mu_n r) \right] \\ &= -\frac{A}{ks} \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\mu_n r), \end{aligned} \quad (19)$$

其中

$$C_n = \frac{\int_0^R r J_0(\mu_n r) I_0(r) dr}{\int_0^R r J_0^2(\mu_n r) dr}. \quad (20)$$

如果令 I_0 的半径 (即激光光斑半径) 为 r_0 , 则有

$$C_n = \frac{2I_0 r_0 J_1(\mu_n r_0) / \mu_n}{R^2 [J_0^2(\mu_n R) + J_1^2(\mu_n R)]}. \quad (21)$$

将 (16) 式代入 (19) 式中, 可得

$$a_n B_1 = \frac{AC_n}{ks(i\varepsilon/h)[e^{2i\varepsilon} - 1]}. \quad (22)$$

将上式代入 (17) 式, 并利用 (16) 式, 可得

$$\begin{aligned} \Gamma^*(r, z, s) &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \Gamma_{zn}^*(z, s) J_0(\mu_n r) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{AC_n J_0(\mu_n r)}{k} \\ &\quad \times \frac{\cos[\varepsilon(z/h - 1)]}{is(i\varepsilon/h) \sin \varepsilon}. \end{aligned} \quad (23)$$

要想得到温度的时空分布, 还需要计算上式的拉普拉斯逆变换. 由于 $s = 0$ 是上式的一个奇点, 解析求解上式的拉普拉斯逆变换比较困难, 因此本文采用数值方法得到其拉普拉斯逆变换 [16].

3 结果分析

3.1 计算参数

根据上述计算模型, 对波长 532nm 的长脉冲激光辐照 GaAs 的瞬态温度场和表面热分解损伤阈值进行模拟. 计算中使用的激光参数和材料参数 [17] 如表 1 所示, 这里假定 GaAs 的热传导系数不随温度发生变化.

表 1 计算参数

参数	数值
密度 / (kg/m ³)	5320
比热 / (J/kg·K)	318
热传导系数 / (W/m·K)	42.5
材料厚度 / mm	2
材料半径 / mm	5
激光能量 / mJ	848.2
激光光斑半径 / mm	1.5
脉冲宽度 / ms	1
T_0 / K	300

3.2 算法验证

为了验证本文提出的半解析法的正确性, 首先考虑吸收率为 0.61 时, $t = 1$ ms 时, 温度随半径 r 的变化情况, 分别在 (23) 式中将求和项数设定为 $N = 5, 10, 20, 50$, 并与有限元方法的计算结

果(如图2中FEM所示)进行了对比. 从图2中的曲线可以看出, 当求和项数为50项时已经与有限元算法结果相当符合, 说明了本文半解析法的有效性. 同理, 考虑 $r = 0$ mm, 温度随 t 的变化情况与 $t = 1$ ms 时的温度随 z 的变化情况, 分别在(23)式中将求和项数设定为 $N = 5, 10, 20, 50$, 并与有限元方法作对比, 结果也体现出基本相同的规律, 如图3和图4所示.

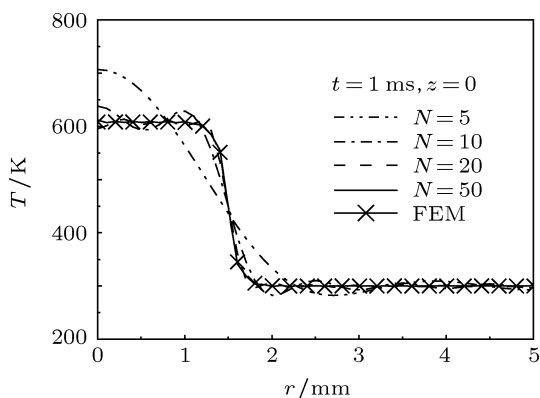


图2 N 取值不同时, $t = 1$ ms 时的温度沿径向分布图

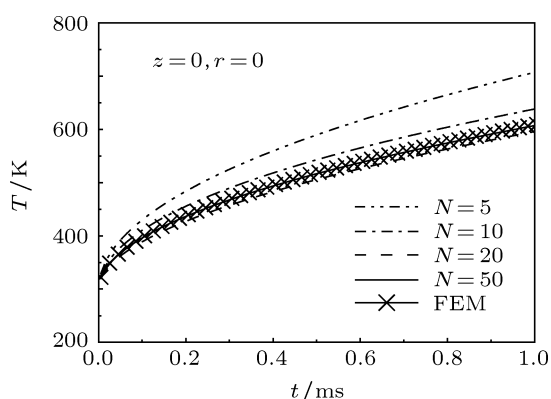


图3 N 取值不同时, 材料表面中心点的温度随时间变化曲线图

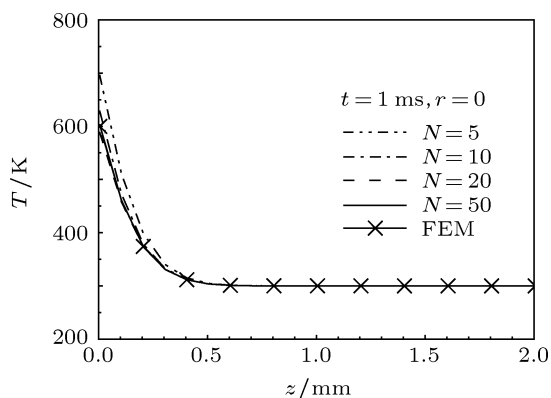


图4 N 取值不同时, $t = 1$ ms 时的温度沿轴向分布图

3.3 瞬态温度场分布

在验证了算法正确性的基础上, 首先给出了 GaAs 的瞬态温度场变化情况, 如图5—图10所示. 综合分析各图中的曲线可以得到以下结论. 在同一时刻, 光斑区内的温度要高于光斑附近及远离光斑的温度, 并且材料表面距离光斑中心较近的一定区域内温升呈现一致的特点, 在光斑附近及远离光斑的区域, 温度迅速下降, 这是由于在激光辐照下, 材料的温升依靠激光源效应和热传导作用共同完成, 在不同位置, 这两种作用所占的主导地位不同, 进而导致温度分布出现差异. 光斑区内各个位置的分布特点主要受到激光源效应的影响, 热传导的作用占次要地位, 由于入射激光光斑横截面能量呈平顶分布, 因此在该区域内, 激光加载的强度相同, 导致材料的热流强度相同, 所以温升也相同; 而此时光斑附近及远离光斑区域的温升主要依靠热传导的作用, 将光斑区以内的热量在热传导的作用下不断地向光斑之外的区域扩散, 这就出现了该区域内温度迅速下降的特点.

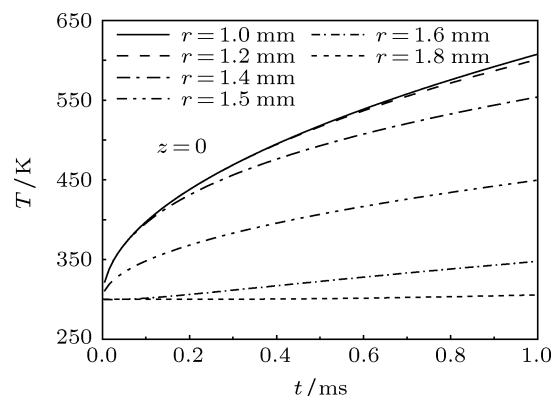


图5 材料表面 ($z = 0$) 径向不同位置的温度随时间变化曲线图

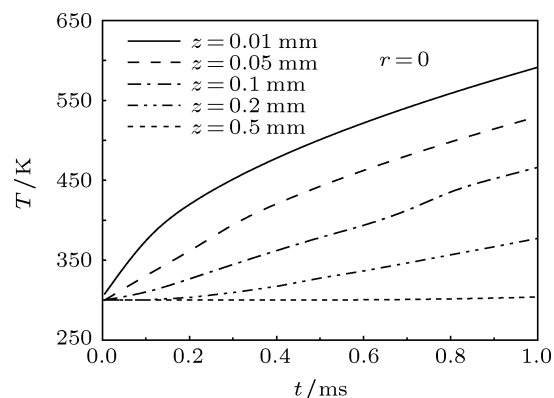


图6 材料中心轴 ($r = 0$) 不同位置的温度随时间变化曲线图

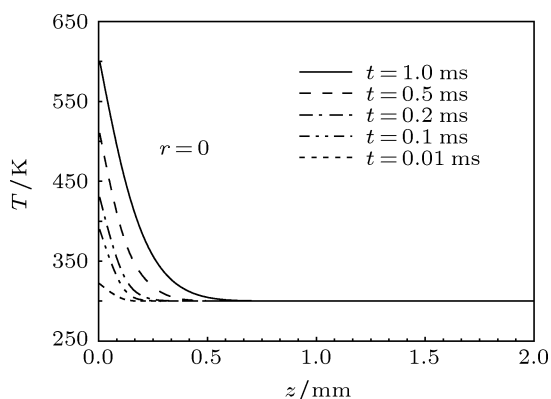


图7 不同时刻, 材料中心轴 ($r = 0$) 的温度沿轴向分布图

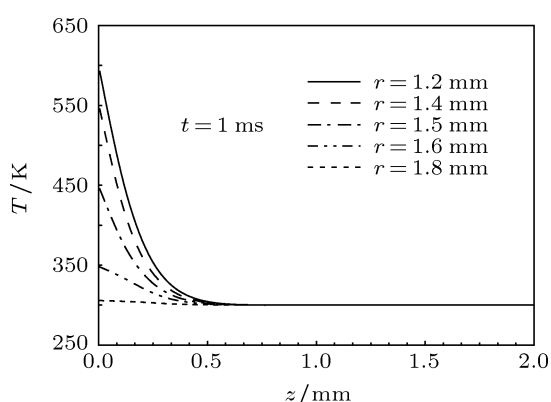


图8 $t = 1$ ms 时, 材料径向不同位置的温度沿轴向分布图

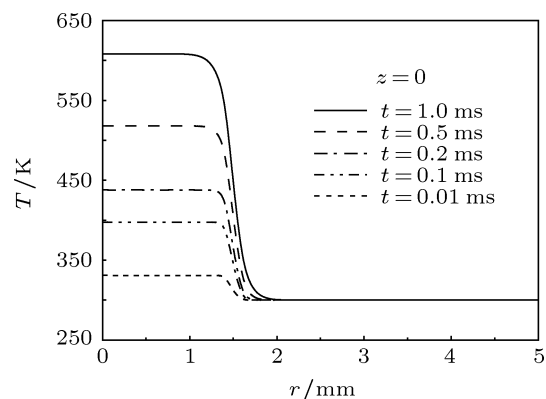


图9 不同时刻, 材料表面 ($z = 0$) 温度沿径向分布图

随着作用时间的延长, 径向各个位置的温度不断升高, 其中, 被作用表面光斑区内的温升最快; 径向温升范围随着作用时间的延长逐渐扩大, 厚度方向的温升深度也逐渐加深. 在单个激光脉冲结束时, 径向温升范围为 2 mm, 大于作用光斑半径 1.5 mm. 由此可见, 在激光作用期间, 热量主要影响光斑附近区域, 而对光斑以外区域影响有

限. 温升沿厚度方向呈 e 指数逐渐减弱, 并且只集中在表层区域, 基底没有受到热量的影响, 这是由于 GaAs 材料对 532 nm 激光的吸收能力较强, 吸收深度 ($1/\alpha$) 很浅, 因此, 材料吸收的激光能量相当于表面处的快速热源促使表层温度快速提高, 再以热量的形式向内部传递, 所以温升主要停留在 GaAs 表层.

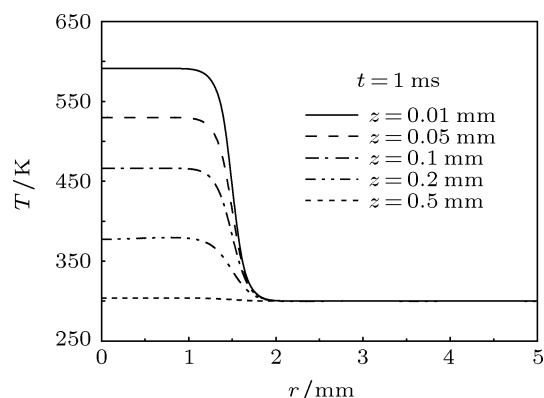


图10 $t = 1$ ms 时, 材料轴向不同位置的温度沿径向分布图

此外, 我们还考察了吸收率的不同取值对瞬态温度场影响情况, 如图 11—图 13 所示. 由图中的结果可以看出, 吸收率越大引起材料温升速度越快、温升越高; 不同的吸收率情况下, 温升的径向范围差别不大, 温升的轴向深度几乎一致.

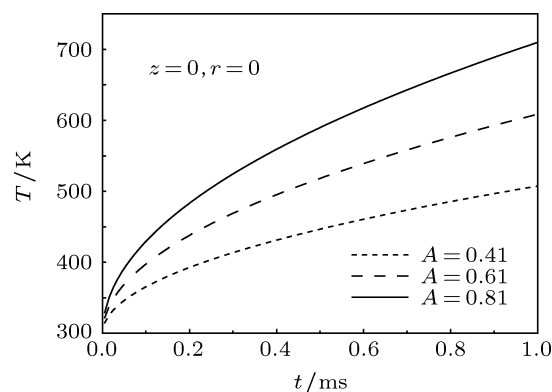


图11 不同吸收率时, 材料表面中心点温度随时间变化曲线图

3.4 长脉冲激光致 GaAs 热分解损伤阈值

由瞬态温度场模拟结果可知: 在激光作用期间, 被作用表面光斑内一定区域的温升最高, 且温度最高处的温升也最快, 因此可以认为该区域内

的温度达到 GaAs 的分解温度 950 K 时, 最先发生损伤. 基于上述分析, 我们将被作用表面中心处达到 950 K 所需的作用激光能量密度定义为 GaAs 的表面热分解损伤阈值. 当作用激光能量密度高于热分解损伤阈值时, GaAs 表面将出现热分解损伤, 导致 As 含量降低, 并且随着温度的逐渐升高, GaAs 开始出现熔融, 将会有更多的 As 从表面蒸发出去,

最终只剩下 Ga 元素.

由于激光作用期间, 单脉冲激光能量密度表示为

$$E_0 = I_0\tau. \quad (24)$$

令 E_{th} 为 GaAs 的表面热分解损伤阈值, T_d 为材料分解温度, 则利用 (23) 式和 (24) 式可以得到

$$E_{th} = \tau(T_d - T_0) \left(L^{-1} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2Ar_0 J_1(\mu_n r_0) J_0(\mu_n r)}{k\mu_n R^2 [J_0^2(\mu_n R) + J_1^2(\mu_n R)]} \frac{\cos[\varepsilon(z/h - 1)]}{is(i\varepsilon/h) \sin \varepsilon} \right\} \right)^{-1}, \quad (25)$$

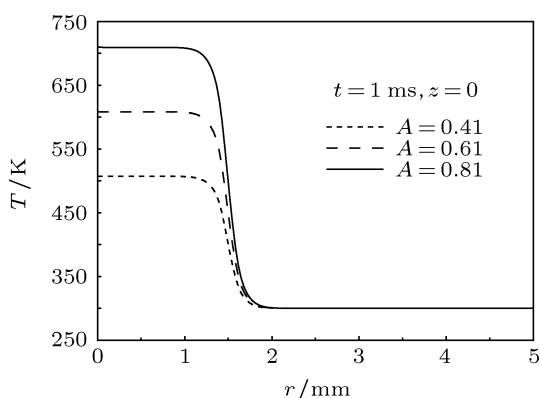


图 12 不同吸收率时, 材料表面 ($z = 0$) 的温度在 $t = 1$ ms 时沿径向分布图

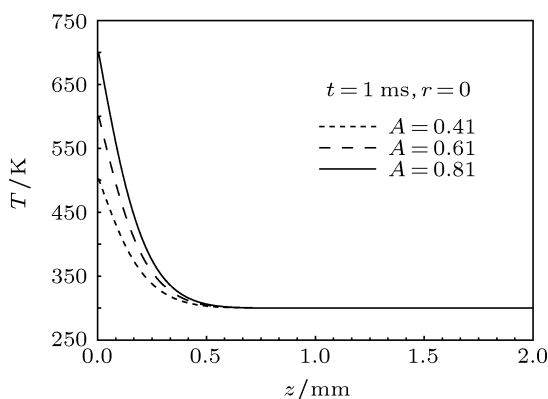


图 13 不同吸收率时, 材料中心轴 ($r = 0$) 的温度在 $t = 1$ ms 时沿轴向温度分布图

其中, $L^{-1}\{X\}$ 表示 X 的拉普拉斯逆变换.

图 14 给出了不同吸收率时, 长脉冲激光致 GaAs 的表面热分解损伤阈值随时间变化关系曲线. 从图中的结果可以看出: 随着作用激光能量密度的增加, GaAs 表面发生热分解损伤的时刻不断提前, 该结论与参考文献 [1] 报道的实验结果

在趋势上一致, 说明了本文的分析与实验结果符合; 另外, 从图中的结果还可以看出, 在相同的时刻, 吸收率较高时, 所需的热分解损伤阈值较低; 在相同激光能量密度下, 吸收率较高时, 所需的热分解损伤时间较短.

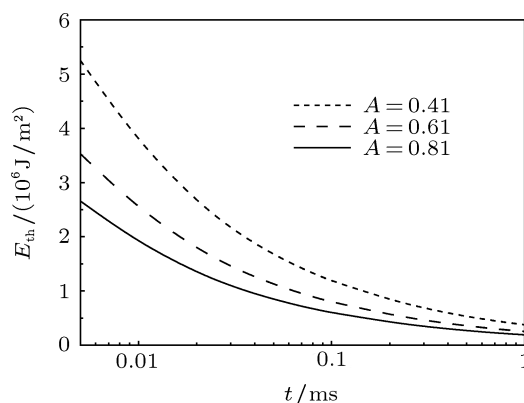


图 14 不同吸收率时, 长脉冲激光致 GaAs 的表面热分解损伤阈值随时间变化曲线图

4 结论

本文对波长 532nm 的长脉冲激光辐照 GaAs 的表面热分解损伤进行了半解析法分析, 建立了二维轴对称瞬态温度场和表面热分解损伤阈值的计算模型, 模拟了材料的瞬态温度场, 利用有限元法验证了半解析法的有效性, 考察并分析了激光作用期间 GaAs 的温度场分布与变化规律、表面热分解损伤阈值情况以及吸收率对作用结果的影响等. 研究表明: 较高的吸收率引起 GaAs 表面的温升较高, 但所需热分解损伤阈值较低; 增加作用激光能量密度, GaAs 表面发生热分解损伤随之提前且与相关实验结果符合.

- [1] Qi H F, Wang Q P, Li Y F, Zhang X Y, Liu Z J, Wang Y R, Zhang S S, Xia W, Jin G F 2007 *Appl. Sur. Sci.* **254** 1373
- [2] Qi H F, Wang Q P, Zhang X Y, Liu Z J, Liu Z J, Chang J, Xia W, Jin G F 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 033106
- [3] Garg A, Kapoor A, Tripathi K N 2003 *Optics & Laser Technology* **35** 21
- [4] Kuanr A V, Bansal S K, Srivastava G P 1996 *Optics & Laser Technology* **28** 25
- [5] Lv G H, Man B Y, Zhang Y H, Liu A H, Zhang Q G 2004 *OPTIK* **115** 347
- [6] Trelenberg T W, Dinh L N, Saw C K, Stuart B C, Balooch M 2004 *Applied Surface Science* **221** 364
- [7] Srivastava P K, Singh A P, Kapoor A 2006 *Optics & Laser Technology* **38** 649
- [8] Bi J, Zhang X H, Ni X W 2007 *Proceedings of SPIE* **6839** 683926
- [9] Qin Y, Chen Y B, Ni X W, Shen Z H, Bi J, Zhang X H 2010 *Optics and Lasers in Engineering* **48** 361
- [10] Wang B, Qin Y, Ni X W, Shen Z H, Lu J 2010 *Applied Optics* **49** 5537
- [11] Liu J, Lu J, Ni X W, Dai G, Chen Y B 2010 *Chinese Journal of lasers* **37** 1398 (in Chinese) [刘剑, 陆建, 倪晓武, 戴罡, 陈彦北 2010 *中国激光* **37** 1398]
- [12] Bi J, Zhang X H, Ni X W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114210 (in Chinese) [毕娟, 张喜和, 倪晓武 2011 *物理学报* **60** 114210]
- [13] Bi J, Zhang X H, Ni X W, Jin G Y, Li C L, Xu L J, Chen Y B 2012 *Lasers in Engineering* **22** 37
- [14] Ozisik M N (Translated by Yu C M) 1983 *Heat conduction* (Beijing: Higher Education Press) pp7–8 (in Chinese) [奥奇西克 M N 著, 俞昌铭译 1983 *热传导* (北京: 高等教育出版社) 第 7—8 页]
- [15] Gospavic R, Sreckovic M, Popov V 2004 *Mathematics and Computers in Simulation* **65** 211
- [16] Press W H, Flannery B P, Teukolsky S A, Vetterling W T 1992 *Numerical Recipes in FORTRAN* **77** (Cambridge University Press)
- [17] Meyer J R, Kruer M R, Bartoli F J 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 5513

Analysis of 532nm long pulse laser-induced thermal decomposition damage to GaAs by semi-analytical method*

Bi Juan¹⁾ Jin Guang-Yong^{1)†} Ni Xiao-Wu²⁾ Zhang Xi-He¹⁾ Yao Zhi-Jian³⁾

1) (School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

2) (School of Science, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

3) (China Research and Development Academy of Machinery Equipment, Beijing 100089, China)

(Received 2 May 2012; revised manuscript received 22 June 2012)

Abstract

Considering the fact that the GaAs has the characteristics of thermal decomposition, the thermal decomposition damage to GaAs surface, induced by a 532 nm wavelength long pulse laser with a millisecond pulse width is studied by the heat conduction theoretical and semi-analytical method. First, the calculation models of two-dimensional axisymmetric transient temperature field and the surface thermal decomposition damage threshold for long pulse laser irradiation of GaAs are established, and the transient temperature fields and the thermal decomposition damage thresholds in GaAs with different absorption rates are simulated. The results show that the higher absorption rate causes the higher temperature rise on the surface of material, but the required decomposition damage energy density is lower. With the increase of laser energy density, the decomposition damage occurs more early. This paper has guiding significance and practical value for investigating the interaction between long pulse laser and GaAs and its damage mechanism.

Keywords: long pulse laser, thermal decomposition damage, semi-analytical method, GaAs

PACS: 42.62.-b

* Project supported by the Key Program of Science Technology of Jilin Province (Grant No. 2010PT).

† E-mail: jgy_cust@yahoo.com.cn