

KTN 薄膜脉冲激光沉积过程的机理研究*

李智华 张端明[†] 陈中军 黄明涛 关 丽

(华中科技大学(主校区)物理系, 武汉 430074)

钟志成 李国栋

(襄樊学院物理系, 襄樊 441053)

(2000 年 10 月 27 日收到 2001 年 4 月 12 日收到修改稿)

根据能量平衡原理, 导出了脉冲激光作用靶材的烧蚀率公式, 并根据流体动力学理论, 得出了脉冲激光产生的等离子体的空间运动特性方程, 将靶材烧蚀率公式与等离子体空间动力学方程结合起来, 根据实验研究了不同激光功率密度和波长对 $\text{KTa}_{0.65}\text{Nb}_{0.35}\text{O}_3$ (KTN) 薄膜沉积特性的影响, 得到了一些有价值的结果, 并对结果进行了详细的讨论, 理论计算结果与实验大体符合.

关键词: PLD 技术, 烧蚀率, 等离子体, KTN 薄膜

PACC: 5255, 5225

1 引 言

近年来, 随着高功率脉冲激光技术的发展, 脉冲激光制膜技术(PLD 技术)日益显示了其独特的优越性, 薄膜沉积速率高, 基片衬底温度低, 薄膜的组分与靶材组分极为相似等优点^[1, 2]. 人们利用 PLD 技术已成功制备了许多铁电薄膜、光学光电薄膜、半导体金属超硬材料等功能薄膜^[3, 4], 在实验上已取得很大进展, 但在理论上对 PLD 的成膜机理等研究较少. 国外只有 Singh 和 Narayan 提出的针对等离子体自由膨胀过程的理论模型(S-N 模型)^[5]. 国内还未见这方面的系统研究报道^[9]. 深入了解和掌握激光与靶材的相互作用动力学过程及成膜机理, 对应用 PLD 法制备高质量的薄膜、进行薄膜物理的研究, 是极为重要的. 本文根据能量平衡原理, 得出了脉冲激光作用靶材的烧蚀率公式, 并在我们修正了的 S-N 模型基础上, 根据流体动力学理论, 重新研究了等离子体在空间的膨胀特性, 导出了等离子体的空间飞行动力学特性方程, 并将靶材烧蚀率公式与等离子体空间动力学特性方程联系起来, 对 $\text{KTa}_{0.65}\text{Nb}_{0.35}\text{O}_3$ (KTN) 薄膜的激光沉积特性进行了数值模拟计算.

2 理论模型

高强度脉冲激光照射靶材, 靶材吸收激光的能量并在靶表面形成较高温度的高密度等离子体, 等离子体迅速向真空膨胀, 并在基片上沉积成薄膜. 一般将脉冲激光制备薄膜的过程分为三个阶段: 1) 脉冲激光照射靶材, 在靶表面形成高温高密度等离子体(即烧蚀靶材过程); 2) 等离子体向真空中迅速膨胀; 3) 等离子体在基片上沉积成薄膜. 为研究方便, 我们建立坐标系 xyz , 坐标原点在靶表面激光束斑的中心, x 轴沿垂直靶表面的方向, y 和 z 轴沿平行靶表面的方向, 并互相垂直. 下面对激光烧蚀靶材的过程及激光产生的等离子体在真空中的迅速膨胀过程做一简要的描述.

2.1 激光烧蚀靶材的过程及靶材烧蚀率

强激光束照射靶材, 靶材吸收激光的能量, 当靶材吸收的激光能量达到材料升华能以上时, 材料即从靶面被蒸发出去, 这就是激光对靶材的烧蚀过程.

激光对靶材的烧蚀率可表示为

$$\dot{N} = \rho d / \tau m, \quad (1)$$

其中 \dot{N} 是单位面积靶材上的粒子蒸发速率, τ 是激光脉冲持续时间, ρ 和 d 分别是靶材的密度和 τ 时间内烧蚀靶材的厚度, m 是被蒸发粒子的平均质量.

* 华中理工大学激光技术国家重点实验室和湖北省教育厅重大科研项目(批准号 2000B5002)资助的课题.

[†]E-mail: zhangd@public.wuhan.cnbg.com

设入射到靶材表面的激光功率密度为 I_0 , 靶材对激光的吸收系数为 b , 激光渗透到靶材内位置 x 处的功率密度为 $K(x)$, 则

$$dK(x)dx = -bK(x), \quad (2)$$

由边界条件 $x=0$ 时, $K(0)=I_0$, 得

$$K(x) = I_0 e^{-bx}. \quad (3)$$

当激光入射到位置 x_i 时, 激光功率密度降为 I_i , 激光不能再继续蒸发粒子, 我们定义这一位置处的深度为一个激光脉冲所能蒸发靶材的厚度 d , 由 (3) 式可得

$$x_i = (1/b) \ln(I_0/I_i), \quad (4)$$

I_i 为入射激光功率密度阈值, 即当激光入射功率密度 $I_0 < I_i$ 时, 激光不能从靶材蒸发粒子, 入射的激光功率密度越大, 被蒸发靶材的厚度也越大, 这与实验结果是一致的.

根据能量平衡原理, 要使单位面积上厚度为 x 的材料蒸发掉, 所需的激光能量必须与这些材料由固态变到气态的升华能 E_s 相当, 即

$$\rho \cdot E_s \cdot x = \tau \int_0^x bK(x') dx' = \tau I_0 (1 - e^{-bx}). \quad (5)$$

因每一激光脉冲蒸发靶材厚度是一个很小的量, 因此我们将 e^{-bx} 在 $x=0$ 附近级数展开, 得

$$e^{-bx} \approx 1 - bx + \frac{1}{2} b^2 x^2, \quad (6)$$

由 (5) 和 (6) 式可得

$$x = 2 \left(\frac{1}{b} - \frac{\rho E_s}{b^2 \tau I_0} \right). \quad (7)$$

根据文献 [6], 靶材对激光的吸收系数 b 与脉冲激光波长 λ 和靶材的折射率 c 有关, 即

$$b = 4\pi c / \lambda, \quad (8)$$

将 (7) 和 (8) 式同时代入 (1) 式, 得脉冲激光对靶材的烧蚀率 \dot{N} 为

$$\dot{N} = \frac{\rho \lambda}{2\pi c \tau m} \left(1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi c \tau I_0} \right). \quad (9)$$

至此, 我们得出了激光对靶材的烧蚀率公式. 由 (9) 式看出, 靶材的烧蚀率不仅与激光的功率密度和波长有关, 还与靶材本身的性质有很大关系.

2.2 等离子体的空间膨胀过程

在靶表面产生的高温高密度等离子体会迅速向真空中膨胀, 并最终在基片表面上沉积成薄膜. 下面对等离子体的空间膨胀过程做一描述. 为讨论方便,

将等离子体的空间膨胀过程分为两个阶段: (1) $t \leq \tau$; (2) $t > \tau$, 其中 τ 为激光的脉冲持续时间. 根据文献 [5], 等离子体在 $t \leq \tau$ 阶段可认为是等温膨胀. 因等离子体一边膨胀致冷, 一边继续吸收激光的后续能量, 两种作用效果近似相互抵消. 在 $t > \tau$ 阶段是绝热膨胀, 膨胀致冷使得等离子体温度迅速下降.

我们假设等离子体的空间浓度 $n(x, y, z, t)$ 在 y 和 z 方向类呈高斯分布, 而在 x 方向符合泊松分布, 这是因为高功率脉冲激光作用在靶面上, 大量粒子从靶面喷射出来, 在 y 和 z 方向粒子是自由膨胀的, 具有高斯分布的特点, 而在 x 方向膨胀受到靶面的限制, 粒子的浓度具有泊松分布的特点. 因此, 等离子体的空间浓度可表示为

$$n(x, y, z, t) = C \dot{N} t s_1 \times \exp \left[-\frac{x}{\alpha(t)} - \frac{y^2}{2\beta(t)^2} - \frac{z^2}{2\alpha(t)^2} \right], \quad t \leq \tau, \quad (10)$$

其中 C 为归一化系数, \dot{N} 为激光对靶材的烧蚀率, s_1 为激光束斑的面积, $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\alpha(t)$ 为等离子体的空间尺寸, 相当于等离子体浓度在 x 方向上下降为靶表面等离子体浓度的 37.5%, 而在 y 和 z 方向上下降为靶表面等离子体浓度的 60.65% 时的等离子体尺寸.

将 (10) 式对整个空间积分, 可得归一化系数 C ,

$$C = \frac{1}{2\pi \alpha(t) \beta(t) \alpha(t)}. \quad (11)$$

将 (9) 和 (11) 式代入 (10) 式, 可得到等离子体浓度的空间分布为

$$n(x, y, z, t) = \frac{\rho \lambda t s_1}{4\pi^2 c \tau m \alpha(t) \beta(t) \alpha(t)} \left(1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi c \tau I_0} \right) \times \exp \left[-\frac{x}{\alpha(t)} - \frac{y^2}{2\beta(t)^2} - \frac{z^2}{2\alpha(t)^2} \right], \quad t \leq \tau. \quad (12)$$

根据理想气体状态方程 $P = nkT_0$ (其中 T_0 为等离子体温度), 可得等离子体的压强空间分布 $P(x, y, z, t)$ 为

$$P(x, y, z, t) = \frac{\rho \lambda t s_1 k T_0}{4\pi^2 c \tau m \alpha(t) \beta(t) \alpha(t)} \left(1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi c \tau I_0} \right) \times \exp \left[-\frac{x}{\alpha(t)} - \frac{y^2}{2\beta(t)^2} - \frac{z^2}{2\alpha(t)^2} \right], \quad t \leq \tau. \quad (13)$$

等离子体空间速度可表示为

$$\mathbf{v}(x, y, z, t) = \frac{d\alpha(t)}{dt} \mathbf{i} + \frac{y}{\beta(t)} \frac{d\beta(t)}{dt} \mathbf{j} + \frac{z}{\alpha(t)} \frac{d\alpha(t)}{dt} \mathbf{k}, \quad (14)$$

其中 i, j, k 分别为 x, y, z 方向的单位矢量, $\frac{dx(t)}{dt}$, $\frac{dy(t)}{dt}$, $\frac{dz(t)}{dt}$ 为等离子体边缘的膨胀速度.

根据流体动力学理论, 等离子体向空间膨胀时, 满足粒子连续性方程和动量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \int_S (\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{s}_0) dS + \frac{\partial}{\partial t} (m \dot{N}t), \quad (15)$$

$$\int_V \left[\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \rho \mathbf{v}) + \nabla P \right] dV = 0, \quad (16)$$

式中 V 代表等离子体的体积, S 为包围体积 V 的闭合曲面, \mathbf{s}_0 为面元 dS 法线方向的单位矢量, ρ 为等离子体的密度, m 为原子的质量, 方程(15)的最后一项表示入射到等离子体中的粒子质量变化.

将等离子体的浓度、压强和速度表达式分别代入方程(15)和(16), 可得

$$\begin{aligned} x(t) \left[\frac{1}{\tau} \frac{dx}{dt} + \frac{d^2 x(t)}{dt^2} \right] &= y(t) \left[\frac{1}{\tau} \frac{dy}{dt} + \frac{d^2 y(t)}{dt^2} \right] \\ &= z(t) \left[\frac{1}{\tau} \frac{dz}{dt} + \frac{d^2 z(t)}{dt^2} \right] \\ &= \frac{kT_0}{m} \quad t \leq \tau. \end{aligned} \quad (17)$$

方程(17)式描述了在激光作用时间内($t \leq \tau$), 等离子体边缘膨胀尺寸随时间的变化关系, 一般来说, 等离子体的横向初始尺寸为毫米数量级, 而纵向尺寸为微米数量级, 则其纵向加速度将大于其横向加速度, 在空间将会出现一个拉长的等离子体区, 这在以后的讨论中还会具体看到.

2.3 等离子体的绝热膨胀过程

对于 $t > \tau$ 阶段, 激光作用停止, 因此等离子体的运动过程为绝热膨胀过程, 它满足绝热过程热力学过程

$$T[x(t)y(t)z(t)]^{\gamma-1} = \text{constant}, \quad (18)$$

式中 γ 为比热容, T 为绝热温度.

等离子体在绝热膨胀过程中, 由于激光作用已经停止, 没有粒子从靶材被蒸发出来, 整个空间中粒子数为一恒定值, 所以, 根据(12)式, 等离子体的空间浓度 $n(x, y, z, t)$ 可表达为

$$\begin{aligned} n(x, y, z, t) &= \frac{\rho \lambda s_1}{4\pi^2 c m \alpha(t) \gamma(t) \alpha(t)} \left(1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi c \tau I_0} \right) \\ &\times \exp \left[-\frac{x}{\alpha(t)} - \frac{y^2}{2\gamma(t)^2} - \frac{z^2}{2\alpha(t)^2} \right], \\ &t > \tau. \end{aligned} \quad (19)$$

同样, 根据理想气体状态方程 $P = nkT$ (其中 T 为等离子体温度), 可得等离子体的压强空间分布 $P(x, y, z, t)$ 为

$$\begin{aligned} P(x, y, z, t) &= \frac{\rho \lambda s_1 kT}{4\pi^2 c m \alpha(t) \gamma(t) \alpha(t)} \left(1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi c \tau I_0} \right) \\ &\times \exp \left[-\frac{x}{\alpha(t)} - \frac{y^2}{2\gamma(t)^2} - \frac{z^2}{2\alpha(t)^2} \right], \\ &t > \tau. \end{aligned} \quad (20)$$

绝热过程的状态方程和温度方程分别为

$$\frac{1}{P} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P \right] - \frac{\gamma}{n} \left[\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla n \right] = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = (1 - \gamma) T \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (22)$$

我们假定在绝热过程中, 等离子体的温度不随空间变化, 即 $\Delta T = 0$, 再将等离子体的浓度、压强和速度表达式分别代入(14)(18)(21)(22)式后, 可得到在绝热过程中, 描述等离子体空间尺寸变化的过程

$$\begin{aligned} x(t) \left[\frac{d^2 x}{dt^2} \right] &= y(t) \left[\frac{d^2 y}{dt^2} \right] = z(t) \left[\frac{d^2 z}{dt^2} \right] \\ &= \frac{kT_0}{m} \left[\frac{x_0 y_0 z_0}{x(t) y(t) z(t)} \right]^{\gamma-1}, \\ &t > \tau, \end{aligned} \quad (23)$$

其中 x_0, y_0 和 z_0 分别为激光脉冲结束($t = \tau$)时等离子体的膨胀尺寸.

至此, 我们得到了一套完整的描述等离子体在空间膨胀的特性方程(17)和(23), 采用差分的方法对这两个方面进行数值求解, 将得到等离子体在空间的膨胀尺寸、膨胀速度随时间的变化关系, 利用这些关系, 可对薄膜的一系列沉积特性作进一步的模拟和讨论, 在下面我们作详细论述.

3 实 验

选用 $K(\text{OC}_2\text{H}_5)_3$, $\text{Nb}(\text{OC}_2\text{H}_5)_5$, $\text{Ta}(\text{OC}_2\text{H}_5)_5$ 为原料, 我们用 Sol-Gel 法制备了 $\text{KTa}_{0.65}\text{Nb}_{0.35}\text{O}_3$ (KTN) 粉料, 然后压成 $\phi 30\text{mm} \times 3\text{mm}$ 的圆片, 再在氧化钾气氛中烧结 45h, 烧结温度为 1100°C , 制成了优质的 KTN 陶瓷靶材. 我们对制得的 KTN 陶瓷靶材进行了性能研究, 测得其体密度为 $6.14 \times 10^3 \text{kg/m}^3$, 折射率为 2.23, 材料的升华能为 $1.0 \times 10^7 \text{J/kg}$. 我们采用 Lambda, EMG201MSC 准分子激光器, 激光能量密度 $E_r = 1.6 \text{J/cm}^2$, 输出波长 308nm, 脉冲持续时间 45ns

在衬底温度 $T_s = 560^\circ\text{C}$ 的 p-Si(100) 衬底上成功地制备出了 KTN 薄膜^[10,11]。

4 分析与讨论

利用上述实验参数,并根据靶材烧蚀率(9)式及等离子体的空间动力学方程(17)和(23),我们对不同激光功率密度和波长对薄膜沉积特性的影响进行了数值模拟。因激光产生的等离子体中的粒子成分较多,且不同粒子的运动速度不同,为研究方便,取铌(Nb)为代表粒子来讨论薄膜的空间厚度分布特性。在分析激光功率密度对薄膜组分特性影响时,以 Ta、Nb 和 K 为代表粒子,认为 K 在薄膜中的比例为 1,将其他粒子的数目与之比较,可得其他粒子在薄膜中的组分比例,在正常情况下, $\text{K}:\text{Ta}:\text{Nb} = 1:0.65:0.35$ 。计算过程中,等离子体的绝热过程的比热容 γ 取为 1.66。

设靶材位置固定不变,基片与靶材平行,基片与靶材距离 3cm,薄膜的沉积厚度为

$$d(y) \propto \int_{t_1}^{t_2} n(x, y, z, t) v_x(t) dt,$$

其中 t_1 是等离子体边缘 $X(t)$ 到达基片表面时的时间, t_2 是薄膜沉积的时间。为简明起见,取 $z = 0.0$, 只研究沿 y 轴方向薄膜的厚度分布情况,其 y 轴零点对应靶材表面的激光束斑中心。

4.1 薄膜厚度分布与激光功率密度的关系

在不同激光功率密度下薄膜的厚度分布如图 1 所示。图 1 中 y 轴代表基片上的不同位置,纵轴表示薄膜的厚度。

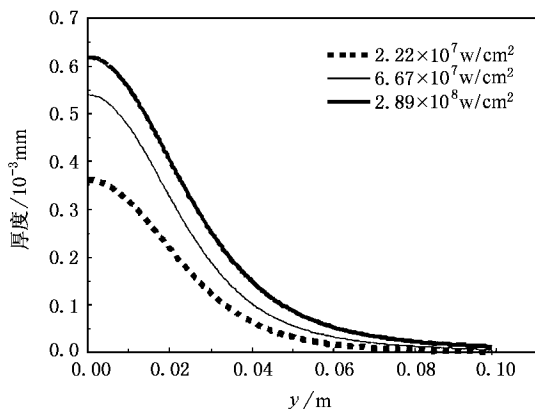


图 1 不同激光功率密度下薄膜的厚度分布

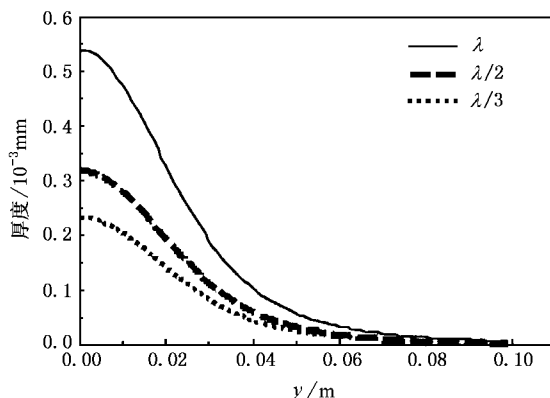


图 2 不同激光波长下薄膜的厚度分布

由图 1 看出,无论激光功率密度多大,沿 Y 轴方向薄膜的厚度分布都是不均匀的,在 Y 轴零点膜厚度最大,偏离 Y 轴零点薄膜厚度逐渐降低。当脉冲激光功率密度偏大时,薄膜的沉积速率也较大,但在远离 Y 轴零点的位置,薄膜厚度的变化受激光功率密度变化的影响不太明显。这是因为等离子体溅射出来的过程是随机的,其空间浓度分布前面我们认为是类高斯分布,故在 Y 轴零点等离子体浓度最大,偏离 Y 轴零点等离子体浓度逐渐降低,因此薄膜的厚度分布也同样出现了类高斯分布。当入射激光功率密度高时,由(9)式可知,从靶材表面蒸发速率也较大,等离子体的浓度较大,因此薄膜的厚度也较大。但当基片上位置与 Y 轴零点比较远时,因此处等离子体的浓度很低,因此薄膜厚度的变化随入射激光功率密度的变化不太明显。由此可知,要想提高薄膜的沉积速率,可使激光的功率密度增大,但我们知道,过高的沉积速率会使制得的薄膜结构致密性变差,因此在实际工作中要使激光的功率密度选择适当,另外由图 1 也可看到,较小的激光功率密度还可使制得的薄膜厚度分布均匀性得到改善。

4.2 薄膜厚度分布与激光波长的关系

在不同激光波长下薄膜的厚度分布如图 2 所示。图 2 中 Y 轴代表基片上的不同位置,纵轴代表薄膜的厚度。

由图 2 看出,无论激光波长多长,薄膜的厚度分布都是不均匀的,同样在 Y 轴零点薄膜厚度最大,偏离 Y 轴零点薄膜厚度逐渐降低;波长越大,薄膜越不均匀;当基片上位置与 Y 轴零点比较远时,薄膜厚度变化随激光波长变化不太明显(这是因为偏离 Y 轴零点越远,等离子体浓度低,薄膜厚度的变

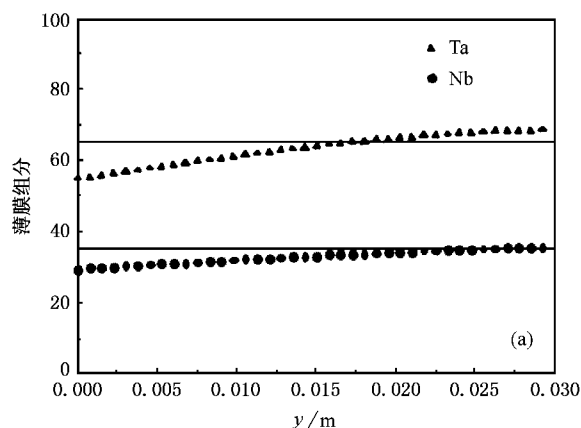
化随激光波长的变化不明显).可见,波长较短的激光对于得到厚度分布均匀的薄膜是有利的,因此要改善薄膜的厚度分布均匀性,应选用短波长的脉冲激光.这一理论分析得出的结论是与我们制备 KTN 薄膜的实际实验结果是相符的^[11].由上讨论可知,要提高薄膜的沉积速率,可选用波长较长的脉冲激光,但太高的沉积速率同样会降低所得薄膜的致密性,使薄膜的厚度分布均匀性变差,因此在实验中,要选取波长适当的激光来制备各种功能的薄膜.在实际工作中,激光的功率密度和波长可能不能随意调节,或调节范围有限,因此我们可以采用旋转透镜的方法,使激光束照射靶材的方向和位置不断变化,或将基片置于可多方向快速移动的基片台上,来改善薄膜的沉积厚度分布均匀性.我们采取旋转透镜法已成功地在硅片上沉积了大面积、均匀的 KTN 薄膜^[7].

4.3 KTN 薄膜的组分特性与激光功率密度的关系

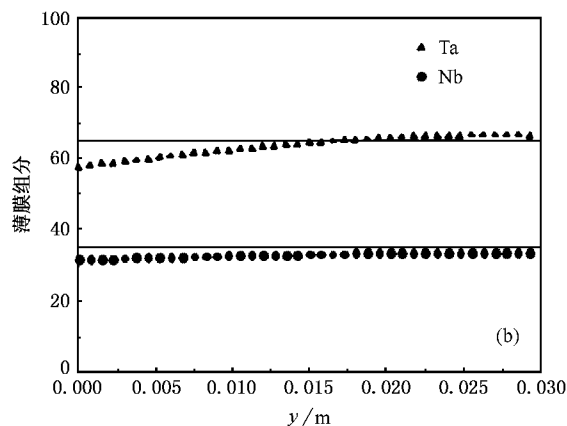
在不同激光功率密度下,KTN 薄膜的组分特性不同.采用四极质谱仪检测等离子体和尾气组分可得出在不同激光功率密度下制备的 KTN 薄膜的组分特性如图 3 所示.图 3(a)和(b)分别对应激光功率密度为 $2.22 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 和 $6.67 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 时的薄膜组分情况.为讨论方便,我们已在图 3 中画出了在正常情况薄膜中的 Ta 和 Nb 的比例曲线,如图 3 中实线所示, $Ta:K=0.65:1$, $Nb:K=0.35:1$.

由图 3 看出,当激光功率密度($6.67 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$)较大时,薄膜中 K, Ta 和 Nb 的比例与正常情况下靶材中的粒子数组分比例很相近,而当激光功率密度($2.22 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$)较小时,K, Ta 和 Nb 的比例与靶材中粒子的比例相差较大,即激光功率密度低时,薄膜的保成分性较差.这是因为,在高激光功率密度下,激光对靶材的烧蚀速率大,迅速在靶表面形成高温高密度等离子体云,但由 $E_{\text{动}} = \frac{1}{2}mv^2$ 可知,当功率密度较大时,即每个粒子平均的 $E_{\text{动}}$ 也越大,此时能量主要取决于速度,而粒子质量的差异对能量的影响相对较小,因而沉积成膜的成分与靶材自身组分相近,即保成分性好.但反之当激光功率密度低时,因粒子质量的差异对能量的影响显著了,因此所得的薄膜的保组分性就会差些.这一结果与实验结果是相符的^[8].由上可见,要使脉冲激光制膜过程中薄膜组分与靶材组分比例保持一致,就要提高激光的功率密度,但过高的激光功率密度会使薄膜的

结构性能变差,因此在实验中选择合适的脉冲激光功率密度是很重要的.



(a) $2.22 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$



(b) $6.67 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$

图 3 不同激光功率密度下 KTN 薄膜的组分特性

5 结 论

1. 根据能量平衡原理,导出了激光烧蚀靶材的烧蚀率公式,并根据流体动力学理论,得出了脉冲激光产生的等离子体的空间运动特性方程.
2. 将激光烧蚀靶材的过程同等离子体的空间膨胀过程有机地结合起来,得到了完整的描述准分子激光沉积薄膜的过程方程.
3. 根据我们的实验工作得到的靶材参数,研究了激光工作参数(波长和功率密度)对薄膜厚度分布的影响,以及薄膜组分特性与激光功率密度的关系,并将实验结果与理论分析进行初步比较符合得较好.
4. 我们还根据理论与我们的实验,得到了沉积

大面积、厚度分布均匀薄膜的工艺条件, 从而为改善 PLD 法制备薄膜提供了线索.

- [1] J. A. Agostinelli, G. H. Braunstein, T. N. Blanton, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(2):1993, 123.
- [2] J. M. Liu, F. Zhang, Z. G. Liu *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **65**(16)(1994), 1995.
- [3] T. Venkatesan, *Appl. Phys. Lett.*, **52**(14)(1988), 1193.
- [4] S. R. Foltyn, P. Tiwari, R. C. Dye *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(1993), 1848.
- [5] R. K. Singh, J. Narayan, *Phys. Rev.*, **B41**(13)(1990), 8843.
- [6] Jian Lu *et al.*, the Interaction physics of Laser and Materials (Machinery industry press, 1996).
- [7] W. D. Wang, S. M. Wang, D. M. Zhang *et al.*, *Chinese Science Bulletin*, **43**(3)(1998), 259.
- [8] C. W. An *et al.*, *Applied Laser*, **9**(5)(1989), 193.
- [9] Zhai Kan, Hanshen Sheng *et al.*, *Chinese Physics*, **8**(5)(1999), 351.
- [10] Shi-min Wang, Duan-ming Zhang *et al.*, *Journal of Sol-Gel Science and Technology*, **17**(2000), 159.
- [11] Duan-ming Zhang, Zhi-hua Li *et al.*, *Ceramic Bulletin* (U. S.), February, 2001, p.57-61.

STUDY ON THE MECHANISM OF THE DEPOSITON PROCESS OF KTN THIN FILM BY PULSED LASER*

LI ZHI-HUA ZHANG DUAN-MING CHEN ZHONG-JUN HUANG MING-TAO GUAN LI
(Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

ZHONG ZHI-CHENG LI GUO-DONG

(Department of Physics, Xiangfang College, Xiangfang 441053, China)

(Received 27 October 2000; revised manuscript received 12 April 2001)

ABSTRACT

According to energy balance consideration, the ablation ratio formula of target irradiated by pulsed laser is derived, and the spatial-characteristic equations of plasma generated by pulsed laser are obtained by using fluid dynamic theory. Combining the ablation ratio formula with the spatial-characteristic equations of plasma, the effects of different laser power density and wavelength on the deposition characteristics of $K_{0.65}Nb_{0.35}O_3$ (KTN) thin film are studied on the basis of our experiments. And many valuable results are obtained which have been discussed in detail. The calculated results are in agreement with experiments on the whole.

Keywords: PLD technology, ablation ratio, plasma, KTN thin film

PACC: 5255, 5225

* Project supported by the National Key Lab of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology (Grant No.2000B5002).