

# 垂直 Bridgman 法多组元晶体生长的多场耦合模型

陆 军<sup>1</sup>, 李 恒<sup>1</sup>, 苏燕兵<sup>1</sup>, 白博峰<sup>1</sup>, 王跃社<sup>1</sup>, 王国祥<sup>1,2</sup>, 郭烈锦<sup>1</sup>

(1. 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 710049, 西安;

2. 阿克伦大学机械工程系, 44325, 美国阿克伦城)

**摘要:** 对垂直 Bridgman 法多组元晶体生长的准稳态模型所采用的 Boussinesq 线性密度假设进行了改进, 基于密度的 Taylor 展开式, 得到了熔体密度随温度、浓度变化的非线性函数关系并引入到模型中, 改进后的准稳态模型 (PSSM) 能揭示晶体生长过程的非线性本质. 明确了模型的边界条件, 得到了晶体生长的完整数学描述. 改进后的 PSSM 以及已获得的多组元晶体准确物性为晶体生长的多场耦合定量数值模拟研究奠定了基础.

**关键词:** 垂直 Bridgman; 多场耦合; 准稳态模型

**中图分类号:** TN304 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-987X(2006)05-0582-05

## Improved Mathematical Model for the Multi-Field Coupling Growth Process of Multi-Compound Crystal by Vertical Bridgman Method

Lu Jun<sup>1</sup>, Li Heng<sup>1</sup>, Su Yanbing<sup>1</sup>, Bai Bofeng<sup>1</sup>, Wang Yueshe<sup>1</sup>, Wang Guoxiang<sup>1,2</sup>, Guo Liejin<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi an Jiaotong University, Xi an 710049, China;

2. Department of Mechanical Engineering, The University of Akron, Akron 44325, USA)

**Abstract:** The Boussinesq linear hypothesis used in pseudo-steady-state model (PSSM) for multi-compound crystal growth by vertical Bridgman method was amended. Based on Taylor expansion of melt density, a nonlinear density function coupling with temperature and concentration was deduced. The improved PSSM can reveal the non-linear physical mechanism of crystal growth more effectively. Moreover, the boundary conditions for improved PSSM were determined clearly, and thus a completed multi-field coupling mathematical model for multi-compound crystal growth process was proposed. The improved PSSM and the exact thermal properties of multi-compound crystal obtained provide a sound foundation for quantitative multi-field coupling numerical simulation of crystal growth process.

**Keywords:** vertical Bridgman method; multi-field coupling; pseudo-steady-state model

### 符号表

$c_p$	定压比热	$T$	温度		无量纲坩埚壁厚
$D$	溶质扩散系数	$h_f$	结晶潜热		运动黏度
$h$	界面形状函数		热扩散系数		导热系数
$H$	对流换热系数	$c$	溶质膨胀系数	$\mu$	动力黏度
$m$	液相线斜率	$\tau$	温度膨胀系数		密度

收稿日期: 2005-10-21. 作者简介: 陆 军(1977~),男,博士生;白博峰(联系人),男,副教授. 基金项目: 国家自然科学基金重点资助项目(50336040).

下标	无量纲坩埚内径	a	坩埚	hot	热区
0	初始值	c	晶体	l	液相线
		cold	冷区	m	熔体

类似 - 族、- 族等具有特殊光电性能的多组元化合物半导体功能材料在航空、航天、军事及电子信息计算机等高技术领域有着极为重要而广泛的应用,其经济、社会效益十分巨大,属材料科学的前沿和国际国内竞争的焦点之一,开展相关问题的科学研究与应用开发极为重要.多组元化合物半导体的应用依赖于半导体单晶的质量,因此掌握成分精确、组分均匀、缺陷少的优质晶体的生长条件和控制规律是问题的关键.晶体的质量是由生长过程中复杂的组分传递、热量传递、动量传递及相互间的耦合作用决定的,理论研究非常困难.晶体生长过程的数值模拟能够为晶体生长条件及过程的控制和优化提供依据,并减少昂贵实验的次数,因此受到了广泛的关注.

## 1 数学模型与数值模拟研究的现状

近 20 年来,国内外有关多组元化合物半导体晶体生长的数值模拟研究十分活跃.以垂直 Bridgman 法晶体生长为例,国际上主要有以下几个小组在开展研究. MIT 的 Brown 小组<sup>[1-5]</sup>对小直径坩埚垂直 Bridgman 法晶体生长过程中的熔体传输行为开展了持续的研究,定性指出了熔体的对流、传热和传质间的耦合作用是晶体产生径向和轴向溶质分凝的内在机制.德国的 Müller 小组<sup>[6-8]</sup>对晶体的熔体生长方法做了大量工作,指出垂直 Bridgman 生长过程中热质对流形成的物理机理之一是导热系数差异引起的径向温度梯度,并讨论了如何减小热质对流的方法.英国的 Capper<sup>[9,10]</sup>对 ACRT-Bridgman 晶体生长工艺进行了大量的研究,指出坩埚旋转引起的 Ekman 流充分发展后可以减小固液界面弯曲程度,同时旋转方式对溶质分凝有很大影响.捷克的 Cerny<sup>[11,12]</sup>应用  $k$ - $\epsilon$  湍流模型研究了 Bridgman 晶体的生长过程,结果表明:与线性模型相比,湍流模型能更加准确地描述结晶过程中的传输现象.西北工业大学的介万奇小组<sup>[13-16]</sup>对 ACRT 工艺多组元晶体生长中的传输现象做了许多工作,研究了旋转坩埚中的多场耦合现象,分析了固液界面弯曲的原因,并提出了改善方法.

由于晶体生长的过程复杂、影响因素众多,目前能将温度场、溶质场和流场耦合起来综合考虑的数

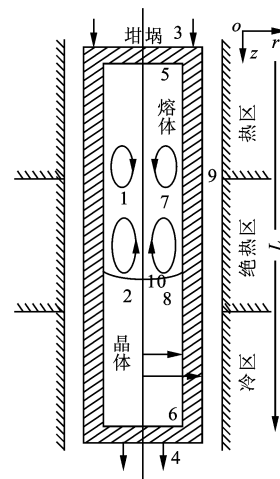
学模型和定量数值模拟都很不成熟.已有的各种模型均存在如下两点不足:

(1) 已有模型中的热质对流驱动力都由 Boussinesq 线性假设给出,不能真实反映晶体生长过程的非线性特征,进一步的数值模拟必须考虑晶体生长过程的非线性效应;

(2) 已有的数值计算大多忽略了物性的变化,所得的结果只能定性分析而不能定量给出生长参数与场量分布之间的规律,进一步的工作必须获取和引入准确计算多组元晶体物性变化的方法.

## 2 物理模型

垂直 Bridgman 法晶体生长装置具有温度梯度小、温度分布可控等优点,如图 1 所示,这种装置主要包括加热炉和置于加热炉轴线处的坩埚两部分,通过调节炉子加热装置的功率可以将炉子分成由绝热区隔开的高、低温两个区域.晶体生长时坩埚通过牵引装置缓慢向下移动,熔体在绝热区结晶形成晶体.由图 1 可以看出,结晶界面是一个凹向晶体的弯曲面,在凹形固液界面附近存在沿坩埚壁向下的对流胞,同时热区与绝热区交界处存在沿坩埚壁向上流动的对流胞.



1: 熔体内坩埚轴线; 2: 晶体内坩埚轴线; 3: 坩埚外顶部; 4: 坩埚外底部; 5: 坩埚顶部-熔体界面; 6: 坩埚底部-晶体界面; 7: 坩埚侧壁-熔体界面; 8: 坩埚侧壁-晶体界面; 9: 坩埚-生长炉界面; 10: 固液生长界面

图 1 垂直 Bridgman 法晶体生长装置示意图

结晶过程中的流动是由温度梯度、溶质浓度梯度所引起的密度差驱动的热质对流。对流的强度和结构对晶体生长过程中的传热、传质和界面形貌有重要的影响,需要特别加以重视。温度梯度包括轴向温度梯度和径向温度梯度,对于图1所示装置,垂直温度梯度引起的密度差是稳定的,所以对流的驱动力是径向温度梯度和溶质梯度。径向温度梯度产生的原因有两个:一是界面附近熔体、晶体和坩埚的导热系数存在较大差异;二是热区和绝热区交界处热边界条件不匹配。溶质梯度由平衡分凝系数 $k$ 及溶质密度决定。以 $k > 1$ 的多组元晶体为例,结晶时界面不断向外排出溶剂,界面附近熔体是富溶剂状态。如果溶质密度小于溶剂,界面附近将形成一个稳定的密度层,此时流动的惟一驱动力是径向温度梯度。这种由温度梯度和溶质梯度耦合作用引起的热质对流十分复杂,需要深入研究。

### 3 数学模型

选择二维准稳态模型(PSSM)进行研究,该模型是在暂态模型<sup>[5]</sup>基础上忽略时间非稳项及物性变化得到的。虽然PSSM是一种简化模型,但集中考虑了熔体热质对流、传热和传质过程的物理机理及相互间的耦合作用,能深刻揭示晶体生长过程的本质。Bridgman法晶体生长的速度极缓慢(一般在 $\mu\text{m/s}$ 量级),流动多为对称结构,所以二维假设是合理的。

#### 3.1 PSSM 的介绍

PSSM假设坩埚位置不变化,坩埚的移动通过在坩埚顶端以速度 $v_t$ 注入初始浓度为 $C_0$ 的熔体,同时在坩埚底部以长晶速度 $v_c$ 抽出同组分的晶体来实现,其中 $v_t = v_c$ ( $\text{cm/s}$ )以保证质量守恒。同时,假设 $v_c$ 等于拉晶速度 $v_a$ ,在温度场不发生波动时该假设近似成立。坩埚位置不变可以保证数值计算区域不变,降低计算难度。在图1所示的柱坐标系中,PSSM的数学描述如下。

熔体控制方程

$$\nabla \cdot \mathbf{V}_m = 0 \quad (1)$$

$$\rho_m \mathbf{V}_m \cdot \nabla u_m = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu_m \nabla^2 u_m \quad (2)$$

$$\rho_m \mathbf{V}_m \cdot \nabla v_m = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu_m \nabla^2 v_m + (\rho - \rho_m) g \quad (3)$$

$$\rho_m \mathbf{V}_m \cdot \nabla T = - \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + \mu_m \nabla^2 T \quad (4)$$

$$\rho_m \mathbf{V}_m \cdot \nabla C = D_m \nabla^2 C \quad (5)$$

晶体导热方程

$$\nabla \cdot (c_c \nabla T) = \nabla \cdot \left( \frac{c}{c_{pc}} \nabla T \right) \quad (6)$$

坩埚导热方程

$$\nabla \cdot (c_a \nabla T) = \nabla \cdot \left( \frac{c}{c_{pa}} \nabla T \right) \quad (7)$$

固液界面方程

$$T(r, h(r)) = T_l(C) \quad (8)$$

由于溶质的固相扩散率非常小,PSSM忽略了晶体中的组分方程。动量方程中的浮力项一般采用Boussinesq线性假设计算,不能反映过程的非线性耦合关系,有必要进行改进。

#### 3.2 PSSM 的改进

Boussinesq线性假设的主要内容是:除动量方程中浮力项中的密度外,晶体的所有物性均为常数,且浮力项中的密度只是温度和浓度的线性函数。对线性假设改进的具体方法如下。

将浮力项中的密度变量 $\rho(T, C)$ 在参考密度 $\rho_0(T_{\text{hot}}, C_0)$ 处Taylor展开

$$\rho(T, C) = \rho_0 + \frac{\partial \rho}{\partial T} T + \frac{\partial \rho}{\partial C} C + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} T^2 + \frac{\partial^2 \rho}{\partial C^2} C^2 + \frac{\partial^2 \rho}{\partial C \partial T} C T \right) + O(T^3, C^3) \quad (9)$$

式中: $T = T - T_{\text{hot}}$ ;  $C = C - C_0$ 。由式(9)可知,Taylor展开式的前3项就是Boussinesq密度线性函数。为了反映温度、浓度的非线性影响,保留展开式的第4项,将第4项近似表示如下

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} T^2 + \frac{\partial^2 \rho}{\partial C^2} C^2 + \frac{\partial^2 \rho}{\partial C \partial T} C T = A \frac{\partial^2 \rho}{\partial T \partial C} T C = -A_0 \frac{\partial \rho}{\partial C} T C \quad (10)$$

式中: $A$ 是一个待定常数,在计算过程中可以调整。将式(10)代入式(9)并忽略三阶无穷小量,得到密度随温度、浓度变化的非线性函数

$$\rho(T, C) = \rho_0 + \frac{\partial \rho}{\partial T} T + \frac{\partial \rho}{\partial C} C - \frac{3}{2} A_0 \frac{\partial \rho}{\partial C} T C = \rho_0 \left( 1 - \tau T + c C - \frac{3}{2} \frac{\partial \rho}{\partial C} T C \right) \quad (11)$$

式(11)引入了 $\tau$ 对浓度的偏导数 $\frac{\partial \rho}{\partial C}$ ,揭示了晶体生长中的热质对流驱动力是由温度场和浓度场耦合决定的规律。将式(11)代入式(3),得

$$\rho_m \mathbf{V}_m \cdot \nabla v_m = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu_m \nabla^2 v_m + \rho_m \left( c(C - C_0) - \tau(T - T_{\text{hot}}) - \right)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T}{\partial C} (C - C_0) (T - T_{hot}) \Bigg) g \quad (12)$$

引入坩埚长度  $L$ 、扩散速度  $v_m/L$ 、压力尺度  $v_m^2/L^2$  对方程无量纲化,同时定义无量纲浓度  $S = \frac{C}{C_0} - 1$ 、无量纲温度  $T = \frac{T - T_{cold}}{T_{hot} - T_{cold}}$ ,得到模型的无量纲形式

$$\nabla \cdot \mathbf{V}_m = 0 \quad (13)$$

$$\mathbf{V}_m \cdot \nabla u_m = - \frac{\partial p}{\partial r} + Pr \nabla^2 u_m \quad (14)$$

$$\mathbf{V}_m \cdot \nabla v_m = - \frac{\partial p}{\partial z} + Pr \nabla^2 v_m + Pr \left[ Ra_S S - Ra_T (S - 1) - \frac{3}{2} \frac{\partial Ra_T}{\partial S} S \right] \quad (15)$$

$$\mathbf{V}_m \cdot \nabla S = \nabla^2 S \quad (16)$$

$$\mathbf{V}_m \cdot \nabla S = \frac{Pr}{Sc} \nabla^2 S \quad (17)$$

$$Pe_c \mathbf{e}_z \cdot \nabla = \nabla^2 \quad (18)$$

$$Pe_a \mathbf{e}_z \cdot \nabla = \nabla^2 \quad (19)$$

$$(r, h(r)) = \frac{0}{1} + m(S + 1 - 1/k) \quad (20)$$

式中:  $\frac{0}{1}$  是浓度为  $C_0/k$  时的无量纲液相温度;  $\mathbf{e}_z$  是无量纲  $z$  轴单位向量. 无量纲数的定义见表 1.

表 1 无量纲数的定义

名 称	定 义
普朗特数 $Pr$	$Pr = \nu / \alpha$
热瑞利数 $Ra_T$	$Ra_T = (\alpha L^3 g (T_{hot} - T_{cold})) / (\nu \alpha)$
质瑞利数 $Ra_S$	$Ra_S = (\alpha c L^3 g C_0) / (\nu \alpha)$
斯密特数 $Sc$	$Sc = \nu / D_m$
贝克数 $Pe$	$Pe = VL / \alpha$
导热系数比 $K$	$K = \alpha / \alpha_m$
热扩散系数比	$\alpha / \alpha_m$
毕渥特数 $Bi$	$Bi = h_0 L / \alpha_a$
史蒂芬数 $St$	$St = h_f / (c_{pm} (T_{hot} - T_{cold}))$

### 3.3 边界条件

边界条件界定物理问题的惟一性,需要正确给出.考虑轴对称情况,边界位置参见图 1.

(1) 坩埚轴线 1、2 取轴对称边界条件

$$u_m|_{r=0} = 0, \frac{\partial v_m}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \frac{\partial S}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (21)$$

(2) 坩埚上下端的边界条件在坩埚足够长时对计算结果影响很小,所以假定坩埚上下端温度分别

等于生长炉热区和冷区的温度

$$\Big|_{z=0} = 1; \Big|_{z=1} = 0 \quad (22)$$

(3) 坩埚顶-熔体的边界条件:速度方程取无滑移边界条件,浓度恒等于补充熔体浓度,能量方程取热通量相等边界条件;坩埚底-晶体取热通量相等边界条件

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{z_m=0} &= Ka \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{z_a=0}, u_m \Big|_{z_m=0} = 0, \\ v_m \Big|_{z_m=0} &= Pe_t, S \Big|_{z_m=0} = 0; \\ Kc \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{z_c=1} &= Ka \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{z_a=1} \end{aligned} \quad (23)$$

(4) 坩埚内壁-熔体的边界条件:速度方程取无滑移边界条件,组分方程取无渗透边界条件,能量方程取热通量相等边界条件;坩埚内壁-晶体取热通量相等边界条件

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r_m} &= Ka \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r_a}, u_m \Big|_{r_m} = 0, \\ v_m \Big|_{r_m} &= Pe_a, \frac{\partial S}{\partial r} \Big|_{r_m} = 0; \\ Kc \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r_c} &= Ka \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r_a} \end{aligned} \quad (24)$$

(5) 坩埚外侧壁取辐射对流换热边界条件

$$\frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r=r_+} = Bi(z) [T - T_c(z)] \quad (25)$$

式中:  $T_c(z)$  是无量纲炉温.  $Bi(z)$  是生长炉-坩埚间对流换热的 Biot 数,函数表达由下式给出<sup>[17]</sup>

$$Bi(z) = B_4 \{ 1 + 0.5 [ B_1 \tanh B_2 (z - B_3) + \tanh(-B_2(z + B_3)) ] \} \quad (26)$$

式中:  $B_1$  是热区与冷区 Biot 数的比率;  $B_2$  是绝热区换热系数函数随温度变化的斜率;  $B_3$  是以坩埚外半径为长度尺度的无量纲绝热区长度;  $B_4$  是与热、冷区 Biot 数有关的常数.

(6) 固液界面的边界条件:速度取无滑移边界条件,组分、能量方程取通量守恒条件

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} \right] \Big|_{z_m=h(r)} &= St Pe_c \\ Kc \left[ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} \right] \Big|_{z_c=h(r)} &= St Pe_c \end{aligned} \quad (27)$$

$$\left[ \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial r} \frac{\partial S}{\partial r} \right] \Big|_{z_m=h(r)} = \frac{Pe_c Sc (1 - k) (S + 1)}{Pr} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \left[ u_m - \frac{\partial h}{\partial r} v_m \right] \Big|_{z_m=h(r)} &= - Pe_c \frac{\partial h}{\partial r} \Big|_{z_m=h(r)}, \\ \left[ v_m - u_m \frac{\partial h}{\partial r} \right] \Big|_{z_m=h(r)} &= Pe_c \end{aligned} \quad (29)$$

## 4 讨 论

多组元晶体生长的多场耦合数值计算是目前晶体生长研究的热点、难点,优化控制晶体生长参数需要深入研究晶体生长过程中热质传输发生的物理机理.现有的研究大多侧重工艺和技术改进方面,忽略了晶体生长的动力学机制的基础研究,导致知道现象不了解原因,能实验拉出却不能保证批量生长出优质晶体的现状,因此有必要深入开展晶体生长物理机理的数值模拟研究.

PSSM 集中考虑了熔体热质对流与传热、传质过程的物理机理及相互间的耦合作用.对于垂直 Bridgman 法生长装置,流动是由密度差引起的自然对流,所以浮力项的模化非常关键,一般的方法是引入 Boussinesq 线性假设,不能真实反映晶体生长过程中的非线性机制.基于密度的 Taylor 展开式保留了温度与浓度的非线性耦合项,对原有的线性密度假设加以改进,理论上是可行的.

改进后的 PSSM 中的温度、浓度耦合关系是由温度膨胀系数对浓度的偏导数给出的,所以必须要有晶体的准确物性作基础,方可开展实际的数值模拟计算.前期工作汇总了现有的 HgCdTe、CdZnTe 晶体物性数据,为下一步定量模拟分析垂直 Bridgman 法晶体生长过程准备了条件.

改进后的非线性 PSSM 对晶体生长过程中多场耦合现象的描述能力需要在下一步的模拟计算工作中加以验证,目前正在开展基于改进 PSSM 的垂直 Bridgman 法 HgCdTe 多组元晶体生长过程的数值模拟,相关的计算结果将在后续的文章中逐步报道.

### 参考文献:

- [1] Yamaguchi Y, Chang C J, Brown R A. Multiple buoyancy-driven flows in a vertical cylinder heated from below[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1984, 312A(1523): 519-552.
- [2] Adornato P M, Brown R A. Petrov-galerkin methods for natural convection in directional solidification of binary alloys [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1987, 7(8): 761-791.
- [3] Brown R A. Theory of transport processes in single crystal growth from the melt [J]. AIChE Journal, 1988, 34(6): 881-911.
- [4] Kim D H, Brown R A. Models for convection and segregation in the growth of HgCdTe by the vertical Bridgman method [J]. Journal of Crystal Growth, 1989, 96(3): 609-627.
- [5] Kim D H, Brown R A. Modelling of the dynamics of HgCdTe growth by the vertical Bridgman method[J]. Journal of Crystal Growth, 1991, 114(3): 411-434.
- [6] Müller G. Convection and inhomogeneities in crystal growth from the melt [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1988.
- [7] Friedrich J, Baumgartl J, Leister H J, et al. Experimental and theoretical analysis of convection and segregation in vertical Bridgman growth under high gravity on a centrifuge[J]. Journal of Crystal Growth, 1996, 167(1): 45-63.
- [8] Müller G, Friedrich J. Challenges in modeling of bulk crystal growth[J]. Journal of Crystal Growth, 2004, 266(1): 1-19.
- [9] Capper P. Bridgman growth of  $Cd_xHg_{1-x}Te$ -A review [J]. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, 1989, 19(4): 259-293.
- [10] Capper P. The role of accelerated crucible rotation in the growth of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  and  $CdTe/CdZnTe$  [J]. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, 1994, 28(1): 1-55.
- [11] Cerny R, Kalbac A, Prikryl P. Computational modeling of CdZnTe crystal growth from the melt[J]. Computational Materials Science, 2000, 17(1): 34-60.
- [12] Cerny R, Jelinek P, Prikryl P. Computational modeling of turbulent melt flow in CdZnTe crystal growth [J]. Computational Materials Science, 2002, 25(3): 316-328.
- [13] Liu J C, Jie W Q. Numerical simulation of the convection during ACRT [J]. Progress in Natural Science, 1997, 7(2): 215-222.
- [14] Jie W Q, Li Y J, Liu X H. Solute redistribution during the accelerated crucible rotation Bridgman growth of  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. Journal of Crystal Growth, 1999, 205(4): 510-514.
- [15] Liu X, Jie W Q, Zhou Y H. Numerical analysis on  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  growth by ACRT-VBM [J]. Journal of Crystal Growth, 2000, 209(4): 751-762.
- [16] Liu X, Jie W Q, Zhou Y H. Numerical analysis of  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  crystal growth by the vertical Bridgman method using the accelerated crucible rotation technique [J]. Journal of Crystal Growth, 2000, 219(1): 22-31.
- [17] Bourret E D, Derby J J, Brown R A. Dynamics of Bridgman-stockbarger growth of non-dilute binary alloys [J]. Journal of Crystal Growth, 1985, 71(3): 587-596.

(编辑 荆树蓉)