

УДК 532

ББК

22/253

В67

В67

Волны и вихри в сложных средах: 10-ая международная конференция – школа молодых ученых; 03 – 05 декабря 2019 г., Москва: Сборник материалов школы. – М.: ООО «Премииум-принт», 2019. – 368 с.

ISBN 978-5-91741-252-8

Материалы 10-ой международной конференции – школы молодых ученых “Волны и вихри в сложных средах”, посвященной обсуждению фундаментальных и прикладных проблем механики жидкостей и газов в природных и техногенных системах.

Ключевые слова: волны, вихри, математическое и лабораторное моделирование, неоднородные жидкости, течения в сложных средах.

УДК 532
ББК 22/253

Proceedings of the 10-th international conference – scientific school of young scientists “Waves and vortices in complex media” dedicated to the discussion of fundamental and applied problems in fluid and gas mechanics for environmental and technological systems.

Key words: waves, vortices, mathematical and laboratory modelling, inhomogeneous fluids, fluxes in complex media.

ISBN 978-5-91741-252-8

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, 2019

лили обнаружить характерные возвратные течения относительно его границ (см. рис. 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds O. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and the law of resistance in parallel channels // Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A. 1883. V. 174. P. 935 – 982.
2. Nishi M., Unsal B., Durst F., Biswas G. Laminar-to-turbulent transition of pipe flows through puffs and slugs // J. Fluid Mech. 2008. V. 614. P. 425 – 446.
3. Mukund V., Hof B. The critical point of the transition to turbulence in pipe flow // J. Fluid Mech. 2018. V. 839. P. 76 – 94.
4. Priymak V.G., Miyazaki T. Direct numerical simulation of equilibrium spatially localized structures in pipe flow // Phys. Fluids. 2004. V. 16. P. 4221 – 4234.
5. Moxey D., Barkley D. Distinct large-scale turbulent-laminar states in transitional pipe flow // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2010. V. 107. P. 8091 – 8096.
6. Avila K., Moxey D., de Losar A., Avila M., Barkley D., Hof B. The onset of turbulence in pipe flow // Science. 2011. V. 333. P. 192 – 196.
7. Priymak V.G. Direct numerical simulation of quasi-equilibrium turbulent puffs in pipe flow // Phys. Fluids. 2018. V. 30. 064102.
8. Barkley D. Theoretical perspective on the route to turbulence in a pipe // J. Fluid Mech. 2016. V. 803. P1.
9. Manneville P. On the transition to turbulence of wall-bounded flows in general, and plane Couette flow in particular // European J. of Mechanics – B/Fluids. 2015. V. 49 (Part B). P. 345 – 362.
10. Willis P., Kerswell R.R. Coherent structures in localized and global pipe turbulence // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. 124501.



ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ КРИСТАЛЛОВ В ПАКЕТЕ ЯЧЕЕК ХЕЛЕ-ШОУ

*А.И. Простомолотов, Н.А. Вerezуб,
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
e-mail: prosto@ipmnet.ru*

Задача состоит в исследовании физико-химических процессов в новой модификации метода Бриджмена в виде процесса «кассетной» кристаллизации, используемого для выращивания из расплава термоэлектрического (ТЭ) поликристалла на основе теллурида висмута. Актуальность исследования связана с изучением и устранением основного недостатка процесса «кассетной» кристаллизации, которым является неустойчивость роста поликристалла. Она проявляется в виде дендритного роста. В этом случае возникает химическая и фазовая микрон неоднородность, которая не только отрицательно сказывается на степени однородности термоэлектрических параметров, но и на механических свойствах получаемых пластин, приводя к их разрушению в процессе вырезания из них элементов термобатарей.

Рассмотрена формулировка задачи теплопереноса для отдельной кассеты, представляющей ячейку Хеле-Шоу, которая показана на Рис. 1а.

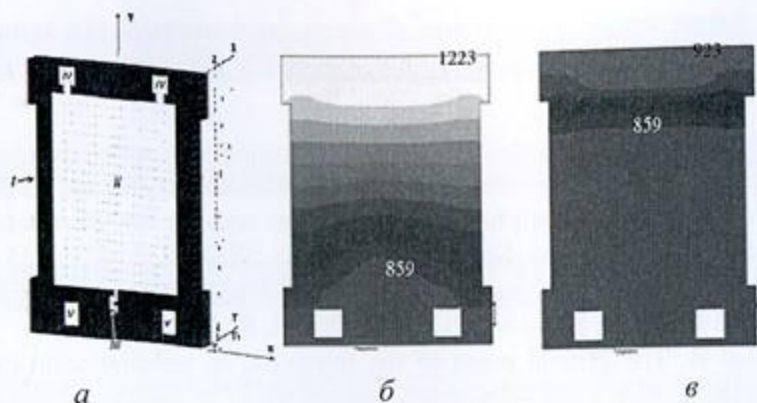


Рис. 1. Кристаллизационная кассета: а – графитовый корпус (I), расплав (II), затравка (III), отверстия для заливки расплава (IV) и для сборки кассет в блоки (V); б – изотермы (K) в кассете в начале и в – конце процесса кристаллизации.

Согласно приведенной схеме, кассета состоит из графитового корпуса I, в котором имеется ряд полостей: основная полость с кристаллизующимся расплавом II, полость для зародыша кристалла III, каналы для заливки расплава IV и отверстия для сборки кассет в блоки V. Исходный расплав заполняет кассету между двумя узкими пластинами из графита, вдоль которых создается градиент температур. Преимущество данного метода заключается в том, что возможно использовать одновременно большое количество щелевых прослоек между графитовыми пластинами и тем самым получать большое количество ТЭ пластин за один цикл кристаллизации.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическая модель физико-химических процессов в кассете учитывает процесс кристаллизации материала и температурные зависимости его свойств: плотности $\rho(T)$, теплопроводности $\lambda(T)$ и кинематической вязкости жидкости $\nu(T)$.

Предполагается, что между кристаллом (твердой фракцией) и расплавом (жидкой фракцией) существует промежуточная фракция – двухфазная зона при значениях температуры, больших температуры солидуса T_S и меньших температуры ликвидуса T_L . В двухфазной зоне задается линейное изменение доли жидкой фракции:

$$\beta = (T - T_S)/(T_L - T_S)$$

Сплавы кристаллизуются в интервале температур между ликвидусом T_L и солидусом T_S , а наличие интервала кристаллизации $\Delta T = T_L - T_S$ является причиной того, что фронт кристаллизации представляет собой (в отличие от задачи Стефана) двухфазную зону, состоящую из дендритных кристаллов и расплава. При одном и том же составе (концентрации) температура затвердевания сплава отличается от температуры его плавления.

Затвердевание сплава наблюдается в интервале температур ΔT и учитывается введением в уравнение теплопроводности источника тепла. Для твердой фракции и области кристаллизации при $T < T_L$ уравнение теплопереноса записывается в следующем виде:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \nabla T) + \rho Q \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

где C – теплоемкость, $Q = \beta \times L$ – объемный источник в двухфазной зоне от скрытой теплоты кристаллизации L ; ψ – объемная доля твердой фазы в двухфазной зоне, которая определяется кинетикой роста кристаллов, которая при малом переохлаждении расплава рассчитывается по равновесной диаграмме его состояния. Тогда:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

В практических расчетах полагают:

$$-\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{T_L - T_S}$$

После введения эффективной удельной теплоемкости сплава:

$$C_{eff}(T) = \begin{cases} C_L(T), & T > T_L \\ C_S(T_S) + Q/(T_L - T_S), & T_S < T < T_L \\ C_S(T), & T < T_S \end{cases}$$

Тогда уравнение теплопроводности для затвердевающего сплава в двухфазной зоне записывается в виде:

$$\rho C_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \nabla T)$$

Для жидкой фракции уравнение теплопереноса и уравнения движения жидкости в приближении Буссинеска записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho C_L \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\nabla T) V \right] &= \text{div}(\lambda \nabla T) \\ \frac{\partial V}{\partial t} + (\nabla V) V &= -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta V - g \beta_T \delta T, \quad \text{div} V = 0 \end{aligned}$$

Здесь: V – вектор скорости, P – давление, g – вектор гравитации, β_T – коэффициент объемного расширения, δT – характерная разность температур в расплаве.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ КАССЕТЫ И КОНВЕКЦИИ.

Расчеты выполнены по программе *CrystmoNet* [1]. Теплофизические свойства взяты из [2,3,4]. Для графита: теплопроводность $\lambda = 73.4$ Вт/м×К, теплоемкость $C = 1500$ Дж/кг×К и плотность $\rho = 2.0 \times 10^3$ кг/м³. Для теллурида висмута: плотность $\rho_S = 7.69 \times 10^3$ и $\rho_L = 7.85 \times 10^3$ кг/м³, коэффициенты теплопроводности $\lambda_S = 2.9$ и $\lambda_L = 6.3$ Вт/м×К и теплоемкости $C_S = 173$ и $C_L = 179$ Дж/кг×К, коэффициент теплового расширения расплава $\beta_T = 2.8 \times 10^{-4}$ К⁻¹, теплота кристаллизации в двухфазной зоне $L = 1.35 \times 10^5$ Дж/кг. Динамическая вязкость расплава $\mu = 1.57 \times 10^{-3}$ кг/м×с. Процесс кристаллизации рассчитывался при $T_L = 859$ и $T_S = 857$ К, выбранных по диаграмме состояния системы $Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3$ [5].

Согласно схеме, приведенной на Рис. 1а, в начальный момент исходный расплав полностью заполняет полости кассеты в условиях поддержания заданного вертикального градиента температуры при минимальной температуре на дне и максимальной – на верхней поверхности кассеты. T_1 – начальная и T_2 – конечная температуры, соответствующие показанным линейным температурным профилям на боковой стенке кассеты в начале, середине и конце процесса кристаллизации. В начальный момент градиент температуры должен обеспечивать температуру кристаллизации в окрестности расположения зародыша кристалла III. Однако в последующие моменты мощность внешнего нагревателя постепенно снижается и температурный градиент уменьшается. Это вызывает перемещение фронта кристаллизации снизу вверх в полости II. Выполненное математическое моделирование теплового поля в процессе кристаллизации позволило выявить особенности изменения формы фронта кристаллизации в процессе отвердевания расплава.

Два фрагмента распределения изотерм (в начале и конце процесса кристаллизации) показаны на Рис. 1б и Рис. 1в. Можно отметить, что из-за особенностей "кассетной" конструкции и характера подвода тепла по мере отвердевания расплава форма фронта кристаллизации меняется от сильно выпуклой к практически плоской.

При определенных технологических условиях в кассете может возникать дендритная кристаллизация, вызванная действием тепловой гравитационной конвекции. Значительное и быстрое снижение мощности нагревателя приводит к формированию неустойчивого вертикального температурного градиента с немонотонным вертикальным изменением температуры в кассете, что создает условия для возникновения асимметричных конвективных движений, которые оказывают существенное влияние на искривление фронта кристаллизации и создают предпосылки дендритного роста. В частности, возникают два несимметричных вихря, вызванных тепловой гравитационной конвекцией, при существенно немонотонном боковом подводе тепла. Их асимметрия обусловлена некоторыми малыми конструктивными отличиями кассеты справа и слева. Важным является то, что возникающая интенсивная конвекция значительно изменяет тепловое поле как в объеме расплава, так и вблизи фронта кристаллизации, способствуя его искривлению.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТЫ

Работа выполнена в рамках Госзадания: АААА-А17-117021310373-3 при частичной поддержке грантов РФФИ: 18-02-00036, 17-08-00078.

ЛИТЕРАТУРА

1. Prostomolotov A., Ilyasov H., Verezub N. *CrystmoNet* remote access code for Czochralski crystal growth modelling // Science and Technology. 2013. V. 3. No 2A. P. 18–25.
2. Магомедов Я.Б., Гаджиев Г.Г., Омаров З.М. // Фазовые переходы, упорядоченные состояния и новые материалы. 2013. № 9. С. 1–5.
3. Глазов В.М. Жидкие полупроводники. 1967. 246с.
4. Пашилкин А.С., Михайлова М.С. Анализ термодинамических функций твердого теллурида висмута // Изв. Вузов. Электроника. 2015. Т. 20. № 2. С. 198–200.
5. Caillat T. et al. Study of the Bi–Sb–Te ternary phase diagram // J. of Physics and Chemistry of Solids. 1992. Т. 53. №. 2. С. 227–232.



ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КАПЛИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПРИ ЕЕ УДАРЕ О ВОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

В.Е. Прохоров

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

e-mail: prohorov@ipmnet.ru

Излучение звука при столкновении капли с поверхностью жидкости – один из интереснейших эффектов, который активно исследуется в интересах фундаментальной науки и различных практических приложений. Природа излучения двояка – в начальной стадии доминирует ударная компонента, обусловленная сверхзвуковым расширением контактного контура [1], образуемым донным сегментом капли с поверхностью, а на последующих стадиях (десятки миллисекунд после контакта) – вступает в действие резонансное звучание воздушных пузырей, отрывающихся от подводных каверн [2,3]. Второй вид излучения не отличается высокой повторяемостью и стабильностью параметров – размеры отрывающихся пузырей, а также их количество, заметно разнятся от опыта к опыту, и в результате сильно различаются параметры излучаемых звуковых пакетов – частота, амплитуда, длительность [4].

Ударный звуковой импульс устойчиво появляется при каждом столкновении, при условии, что конечная скорость капли превышает пороговое значение, определяемое