01;05.3

ВОЗМОЖНОСТЬ ПОНИЖЕНИЯ ПОРОГА УСТОЙЧИВОСТИ В ЖИДКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Е.Д.Эйдельман

В этой работе анализ возбуждения конвекции и структур поля под действием термоэлектрического эффекта (γ — коэффициент термоэдс) [1,2] проводится в сравнении его с термокапиллярным эффектом [3,4] (σ — температурный коэффициент поверхностного натяжения). Именно термокапиллярный эффект является основной причиной возникновения ячеистого движения в достаточно тонких слоях жидкости, если при подогреве свободная поверхность находится при меньшей температуре T_c (“холодной”) и не является “изотермической”. Так как термоэлектрический эффект возбуждает неустойчивость также в тонких слоях, то исследование совместного действия этих механизмов представляет интерес.

Уравнения задачи остаются теми же, что и при “чистой” термоэлектрической конвекции [2], но граничные условия теперь учитывают, что при наличии термокапиллярного эффекта компоненты тензора напряжений в нуль не обращаются, а равны

$$\rho_0 \nu \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\sigma \frac{\partial T_1}{\partial x} + \varepsilon E_0 E_{1x};$$

$$\rho_0 \nu \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\sigma \frac{\partial T_1}{\partial y} + \varepsilon E_c E_{1y}.$$

Сюда входят: отклонение скорости $\mathbf{v}$, температуры $T_1 = T - T_0$, электрического поля $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E} = \mathbf{E}_0$, плотности $\rho_1 = \rho - \rho_0$, а жидкость характеризуется коэффициентами: диэлектрической проницаемости ε, кинематической вязкости ν и температуропроводности $\varkappa$.

Оценки показывют, что если единственной причиной неустойчивости является нагрев $A = (T_h - T_c)/d = |\nabla T_0|$ слоя толщиной d, с поверхностями, находящимися при “горячей” T_h и “холодной” T_c температурах, то поле $\mathbf{E} = \gamma \nabla T$ — термоэлекрическое и вторыми слагаемыми в этих граничных условиях можно пренебречь.

Вводя единицы длины d, скорости ν/d, температуры $Ad\nu/\varkappa = AdP$, с помощью уравнения неразрывности несжимаемой жидкости эти условия запишутся как в [3]:

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = -Mk_\perp^2 T_1. \qquad (1)$$

Такая запись подразумевает модель бесконечного в продольных направлениях x и y слоя ($K_\perp^2 = K_x^2 + K^{2_y}$), а компоненты волнового вектора $K_{x;y} = 2\pi d/\lambda_{x;y}$ определяются размерами ячейки $\lambda_{x,y} \simeq \lambda$. Безразмерные числа

$$M = \frac{\sigma A d^2}{\rho\nu\varkappa}, \qquad \varepsilon = \frac{\gamma^2 \varepsilon A^2 d^2}{\rho\varkappa\nu}$$

показывают, насколько соответствующие силы (вызванные термокапиллярным и термоэлектрическим эффектами) превышают силы диссипации.

В достаточно тонких слоях [3] или при подогреве со свободной поверхности архимедовы силы, вызывающие обычную рэллеевскую конвекцию, можно не учитывать, тогда при подогреве снизу и толщине слоя жидкости

$$d \lesssim d_* \simeq \left(\frac{\rho\varkappa\nu\varepsilon\gamma^2}{\sigma^2}\right)^{1/2}$$

преобладает возбуждение неустойчивости термоэлектрическими силами, а в более толстых слоях преобладает возбуждение, обусловленное термокапиллярностью. Термоэлектрический механизм также может вызвать ячеистое движение и структуры поля при подогреве со свободной поверхности, когда термокапиллярный эффект (при $\sigma > 0$) не работает.

Решение краевой задачи с одной границей "твердой" и "изотермической", а другой "свободной" и "теплоизолированной" приводит к условию возбуждения.

$$\frac{\varepsilon}{M} = 1 + \frac{\sqrt{\varepsilon} shk_\perp sh\varkappa_+ sh\varkappa_- + \varkappa_+ sh\varkappa_- - \varkappa_- sh\varkappa_+}{chk_\perp(\varkappa_- sh\varkappa_+ ch\varkappa - \varkappa_+ sh\varkappa_- ch\varkappa_+)}; \qquad (2)$$

при $\sqrt{\varepsilon/k_\perp < 1}$,

$$\frac{\varepsilon}{M} = 1 + \frac{\sqrt{\varepsilon} shk_\perp sh\varkappa_+ \sin|\varkappa_-| + \varkappa_+ \sin|\varkappa_-| - |\varkappa_-| sh\varkappa_+}{chk_\perp(|\varkappa_-| sh\varkappa_+ \cos|\varkappa_-| - \varkappa_+ \sin|\varkappa_-| ch\varkappa_+)};$$

при $\sqrt{\varepsilon}/k_\perp > 1$, где $\varepsilon_\pm^2 = k_\perp^2 \pm k_\perp k_\perp \sqrt{\varepsilon}$.

Переходя к обсуждению этого соотношения, отметим прежде всего, что возбуждение зависит не только от условия (1), но и от условий теплоотдачи со свободной поверхности. Однако численные расчеты показывают, что наиболее ярко эффект проявляется именно при теплоизолированной свободной границе.

При подогреве снизу, легко найти что вслоях с $d \gg d_*$ будем $M = M_*(1-0.42\varepsilon)$, т.е. уменьшается по сравнению со значением числа Марангони $M_* \simeq 80$, вычисленным в отсуствие термоэлектрическогоо эффекта. Соотношение размеров ячейки, образующейся в момент возбуждения, при этом также уменьшается по сравнению с $\lambda/d \simeq 4.5$, характерным для "чистого" термокапиллярного эффекта [3].

Заметим, что такое уменьшение совпадает с тенденцией, необходимой для полного согласования с теорией опытов Бенара в самых тонких слоях, проведенной в [4].

Результаты взаимодействия термоэлектрического и термокапиллярного эффектов при подогреве снизу можно представить в виде зависимости M от $\sqrt{\varepsilon}$ при заданной толщине слоя d. По этой зависимости, используя очевидную связь $M = \sigma d/\gamma(\varepsilon\rho\varkappa\nu)^{-1/2}\sqrt{\varepsilon}$, можно легко определять температурный градиент A и соответствующие ему значения $M \leqslant 80$ и $\sqrt{\varepsilon} \leqslant 11$. При этом соотношение размеров ячейки меняется от 4.5 до 3.

При подогреве со свободной поверхности ($M < D$) термокапиллярная конвекция оказывает стабилизирующее действие на возбуждение термоэлектричеством [10]. Формула (2) задает необходимое для возбуждения значение ε.

Оценки показывают, что в опытах по нагреву со свободной поверхности лучом лазера [5–7] выполняются критерии возбуждения, хотя сами условия оыта далеки от модели слоя. Это заставляет предполагать, что наряду с поверхностными волнами [8] при нагреве со свободной поверхности полупроводников (полуметаллов), например, излучением лазера, возбуждается и термоэлектрическая конвекция [9], преодолевая стабилизирующее действие термокапиллярного эффекта. Для этого необходимо, чтобы градиент температуры превышал

$$A = A_* = a\frac{\sigma}{\varepsilon\gamma^2}$$

где a — число порядка $3 \div 5$. В условиях эксперимента [5–7] это требование выполнено.

Сравнивая теперь нагрев, необходимый для возбуждения термоэлектрической конвекции A_ε, с нагревом A_w, необходимым для возбуждения поверхностных волн [8], найдем, что (b — число)

$$\frac{A_w}{A_\varepsilon} = b\frac{\gamma(\varepsilon\rho\varkappa)^{1/2}}{\sigma d} \simeq 1$$

при $d \simeq 0.1$ мм, а в более толстых слоях термоэлектрическая конвекция преобладает.

Список литературы

[1] *Иоффе И.В., Калинин Н.В., Эйдельман Е.Д.* // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. В. 9. С. 395–396.

[2] *Иоффе И.В., Эйдельман Е.Д.* Конвекция под действием термоэлектрического поля в жидких полупроводниках // ЖЭТФ (в печати).

[3] *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. С. 389.

[4] *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and Hydromagnetic stability, Oxford, University Press, 1961, p. 659.

[5] *Бункин Ф.В., Трибельский М.И.* // УФН. 1980. Т. 130. С. 193–213.

[6] *Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н.* // Физ. и хим. обработки материалов. 1972. N 6. С. 14–21.

[7] *Карпов С.Ю., Ковальчук Ю.Б., Погорельский Ю.В.* // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 1945–1949.

[8] *Левченко Е.Б., Черняков А.Л.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1. С. 202–209.

[9] *Иоффе И.В., Эйдельман Е.Д.* // письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 2. С. 9–11.

[10] *Бугаев А.А., Лукошкин В.А., Урпин В.А., Яковлев Д.Г.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 5. С. 908–914.

С.-Петербургский химико-фармацевтический институт

Поступило в Редакцию 20 января 1993 г.