

## ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Возбуждение электрической неустойчивости нагреванием

Е.Д. Эйдельман

*Излагается теория механизма возбуждения свободной термической конвекции, который приводится в действие электрической силой и поэтому создает электрическую неустойчивость. Такой термоэлектрический механизм позволяет объяснить возбуждение ячеистого движения при подогреве сверху, например, действием излучения лазера.*

PACS numbers: 44.25. + f, 44.50. + f, 44.90. + c

## Содержание

1. Введение (1279).
  2. Возбуждение ячеистого движения (1281).
  3. Поверхностные волны (1284).
  4. Адвективные течения (1285).
  5. Толщина пленки (1286).
  6. Тонкая пленка жидкого полупроводника (полуметалла) при произвольном нагреве сверху (1287).
  7. Возбуждение электрической неустойчивости при нагреве в других жидких средах (1288).
    - 7.1. Электролиты. 7.2. Жидкие кристаллы (ЖК). 7.3. Диэлектрики.
  8. Сравнение с экспериментом (1291).
    - 8.1. Опыты Бенара. 8.2. Опыты по лазерному разогреву. 8.3. Механизм образования расплавленной зоны.
  9. Заключение: синергетические аспекты (1292).
- Список литературы (1293).

## 1. Введение

К настоящему времени хорошо исследована задача о возбуждении термической конвекции силой плавучести. Эти исследования изложены в работах Бенара, Рэлея, Джефриса, Чандрасекара, Остроумова, Гершуни, Жуховицкого и многих других (см. [1–4] и литературу там). Для этого механизма возбуждения были разработаны методические приемы исследования.

В поле сил тяжести  $\rho g$  ( $\rho$  — плотность жидкости (или газа),  $g$  — ускорение свободного падения) жидкость находится в механическом равновесии, если сила тяжести уравновешена избытком давления  $\rho g = \nabla p$  ( $p$  — давление). В такой среде может отсутствовать макроскопическое движение даже при непостоянной вдоль

жидкости температуре  $T$ . Ясно, однако, что такое равновесие может при некотором нагреве  $A = |\nabla T|$  стать неустойчивым. Равновесие будет неустойчивым лишь при выполнении определенного условия — условия возбуждения. Если это условие выполняется, то в жидкости появляются и нарастают беспорядочные, флуктуационные течения, которые, развиваясь, приводят к перемешиванию жидкости и установлению в ней другого распределения температуры. Такое движение называется конвекцией.

Представим себе, что некоторый элемент жидкости случайно имеет флуктуационную скорость  $v$ . Тогда он, перемещаясь, создает поток тепла  $\rho C_p v A$  ( $C_p$  — теплоемкость жидкости при постоянном давлении). Из-за потока тепла возникает флуктуация  $T_1$  — малое отклонение температуры от той, которая была в данном месте в неподвижной среде. Действительно, такой поток должен уравниваться потоком, связанным с теплопроводностью,  $\rho C_p \kappa \Delta T_1$  ( $\kappa$  — коэффициент температуропроводности, а  $\rho C_p \kappa$  — коэффициент теплопроводности). Поэтому, считая характерный размер флуктуационного движения равным  $h$ , найдем, что возникает малое отклонение температуры  $T_1 \approx v A h^2 / \kappa$ .

С другой стороны, нагрев жидкости приводит к ее тепловому расширению, характеризуемому коэффициентом  $\beta = -(1/\rho) \partial \rho / \partial T$ . Если нагретый элемент жидкости смещается, то он оказывается в области с другой температурой, и, следовательно, возникает избыточная архимедова сила (сила плавучести)  $\rho \beta T_1 g$ , представляющая собой превышение архимедовой силы, действующей на нагретый (на  $T_1$ ) элемент жидкости, над силой тяжести. Конечно, так как  $\beta > 0$ , то такое превышение, в принципе, возможно только, если более холодные слои находятся выше горячих, т.е. если нагрев происходит снизу. Действительно, если бы нагрев проводился сверху, то сила плавучести возвращала бы более нагретый элемент обратно в более нагретые области, т.е. равновесие было бы всегда устойчивым. Таким образом, возбуждение конвекции силой плавучести возможно только при подогреве снизу. Поэтому саму силу плавучести часто называют подъемной силой.

Е.Д. Эйдельман. Санкт-Петербургский химико-фармацевтический институт, 197376 Санкт-Петербург, ул. проф. Попова 14, Россия  
Тел. (812) 234-15-23. Факс (812) 234-60-44  
E-mail: gromov@relat.spb.su

Статья поступила 23 декабря 1994 г.,  
после доработки 20 марта 1995 г.

Чтобы равновесие нарушилось, сила (плотность силы)  $\rho\beta T_1 g$  должна превысить силу (плотность силы) вязкости  $\rho\nu\Delta v$  ( $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости). Сравнивая эти силы между собой, получим, что необходим нагрев  $A$ , обеспечивающий выполнение условия  $\rho\beta g A h^4 > \rho\nu\kappa$ . Это — необходимое условие возникновения свободной конвекции под действием силы плавучести (условие Буссинеска). Реально сила плавучести должна превысить диссипативные силы во много раз.

Для нахождения достаточных условий возникновения неустойчивостей (нарастания малых возмущений) наиболее простым приемом является поиск нетривиальных решений линеаризованных по малым возмущениям систем однородных дифференциальных уравнений с однородными граничными условиями. Существование области значений параметров, при которых такие решения имеются, означает возможность самопроизвольного перехода среды в новое состояние; если эти значения физически возможны, то это означает, что возможно возникновение неустойчивости. Такой прием весьма успешно применялся для анализа задачи о термической конвекции; а также задачи нахождения условий существования нетривиальных решений линеаризованной системы из уравнений движения, неразрывности и переноса тепла несжимаемой жидкости, подогреваемой в поле тяжести:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \nu \Delta \mathbf{v} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \beta T_1 \mathbf{g} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} - \kappa \Delta T_1 + (\mathbf{v} \nabla) T_0 = 0. \quad (3)$$

Здесь, как и выше,  $\mathbf{v}$  — скорость жидкости, причем в равновесном состоянии жидкость покоится;  $p_1 = p - p_0$ ,  $T_1 = T - T_0$ ,  $\rho_1 = \rho - \rho_0$  — отклонения давления, температуры и плотности от их равновесных значений;  $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $g$ ,  $\beta$  определены выше.

Решают задачу о конвекции применительно к конкретной области. Здесь везде используется модель бесконечного в двух направлениях ( $x$  и  $y$ ) слоя, имеющего в третьем направлении толщину  $h$ . На границах слоя задаются однородные граничные условия.

В обычно принимаемом приближении Буссинеска система уравнений (1)–(3) оказывается системой с постоянными коэффициентами и может быть преобразована в систему алгебраических уравнений, если решение искать в виде фурье-разложения с гармониками, пропорциональными

$$\exp(i\omega t) \exp(ik_x x + ik_y y + ik_z z). \quad (4)$$

Далее решение дает зависимость внешних параметров, например подогрева, определяемого температурой "горячей"  $T_h$  и "холодной"  $T_c$  граничных поверхностей слоя:  $A = (T_h - T_c)/h$ , от волнового вектора  $k^2 = k_\perp^2 + k_z^2$ ,  $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$  при условии, что мнимая часть частоты  $\omega = \omega' + i\omega''$  обращается в нуль.

В результате возникает характеристическое уравнение:

$$-k^2(k^2 - i\omega)(k^2 - i\omega \operatorname{Pr}) \mp \operatorname{Ra} k_\perp^2 = 0. \quad (5)$$

Здесь все величины безразмерные. Введены единицы длины  $h$  (толщина слоя) и времени  $h^2/\nu$ . Верхний знак соответствует подогреву сверху, а нижний — снизу. Параметр  $\operatorname{Pr} = \nu/\kappa$  — число Прандтля.

Нагрев входит в число Рэлея

$$\operatorname{Ra} = \frac{\rho\beta g A h^4}{\rho\nu\kappa}, \quad (6)$$

определяющее область существования нетривиальных решений с инкрементом возрастания больше нуля. Это число показывает отношение подъемной силы (силы, создающей неустойчивость) к силам диссипации.

Удовлетворив требованиям однородности граничных условий, получим дисперсионное уравнение. Оказывается, существуют такие граничные условия ("свободных и изотермических" границ), что приняв их, можно найти удобное для качественного анализа возникающих эффектов значение  $k_z = \pi$ . Двойная задача на собственные значения при этом не решается. Изложение методических вопросов закончим указанием, что симметрия возникающей ячейки (вдоль слоя имеется трансляционная симметрия) определяется минимизацией числа  $\operatorname{Ra}$  как функции  $w = k_z^2/k_\perp^2$ .

Для обычной конвекции имеем условие возбуждения

$$\operatorname{Ra} > \operatorname{Ra}^* = \frac{27\pi^4}{4} \approx 660 \quad \text{при } w = \frac{1}{2}. \quad (7)$$

Неустойчивость возникает лишь при подогреве снизу ( $\beta > 0$ ). Нарастание происходит аperiodически.

При других типах граничных условий должно проводиться численное решение. Пороговое значение  $\operatorname{Ra}^*$  при этом возрастает, но запрета на возбуждение появиться не может. Качественные условия возникновения неустойчивости сохраняются.

Исторически второй была задача о возбуждении ячейистого движения термокапиллярным эффектом (см. [5–7] и обзор в [2]). Этот эффект порождается температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения. Механизм его действия характеризуется числом Марангони

$$\operatorname{M} = \frac{\sigma A h^2}{\rho\nu\kappa}. \quad (8)$$

Здесь  $\sigma$  — температурный коэффициент поверхностного натяжения. Физический смысл числа  $\operatorname{M}$  такой же, как и числа Рэлея. Оно показывает, во сколько раз сила, создающая неустойчивость, т.е. сила поверхностного натяжения, превышает диссипативную силу.

Действительно, представим себе, что некоторый элемент жидкости выходит на поверхность жидкости. На него действует избыточная (термокапиллярная) сила (плотность силы)  $\sigma\Delta T_1$ . Конечно, если поверхность находится при более высокой температуре, чем вышедший элемент жидкости, то эта сила стремится вернуть его обратно (так как  $\sigma > 0$ ), и равновесие всегда устойчиво. При более холодной поверхности жидкости эта сила приводит к неустойчивости, если она может преодолеть силу вязкости.

Сравнивая  $\sigma\Delta T_1$  с  $\rho\nu\Delta v$ , получаем, что необходим нагрев  $A$ , обеспечивающий значение  $\operatorname{M} > 1$ . Это необходимое условие есть аналог условия Буссинеска для

возбуждения силой плавучести. Подчеркнем, что механизм возникновения неустойчивости, приводимый в действие термокапиллярной силой, не действует при нагреве со свободной поверхности, на которой эта сила только и возможна.

Сформулируем достаточные условия возбуждения.

Термокапиллярная сила действует на свободной, но не изотермической поверхности, и поэтому соответствующая краевая задача решается численно. Порог возбуждения определяется значением критерия

$$M > M^* \approx 80 \quad \text{при} \quad w \approx 0,5, \quad (9)$$

если граница  $z = h$  свободная и теплоизолированная, а нижняя ( $z = 0$ ) — граница с твердым массивом. Возбуждение опять-таки возможно лишь при подогреве снизу (твердого массива) ( $\sigma > 0$ ) и нарастает аperiodически.

Сравнение механизмов возбуждения подъемной силой и термокапиллярностью показывает, что термокапиллярный механизм преобладает в тонких слоях толщиной

$$h < h_{Ra,M} = \left( \frac{\sigma}{\rho g \beta} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

## 2. Возбуждение ячеистого движения

2.1. Основным предмет этого обзора — исследование термоэлектрического механизма возбуждения, который характеризуется безразмерным числом [8]

$$E = I^2 = \frac{\varepsilon \gamma^2 A^2 h^2}{\rho \nu \kappa}. \quad (11)$$

Здесь  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а  $\gamma$  — коэффициент термоэдс. Физический смысл этого числа подобен смыслу чисел Рэлея  $Ra$  (6) и Марангони  $M$  (8). Число  $E$  показывает отношение электрической силы, возникающей при нагреве, к диссипативной. Так же как известные подъемный и термокапиллярный механизмы, термоэлектрический механизм может приводить к неустойчивости жидкости и возникновению ячеистого движения. При этом возможно возбуждение и при нагреве сверху, а кроме ячеек скорости возникают структуры электрического поля.

Пусть в неравномерно нагретой жидкости возникла флуктуация температуры  $T_1$ . Тогда при возможности термоэлектрического эффекта появляется электрическое поле  $\gamma \nabla T_1$  и электрический заряд  $\varepsilon \gamma \Delta T_1$ . Термоэлектрическое поле, обусловленное неравномерностью нагрева  $\gamma A$ , действует на флуктуационный заряд и создает силу  $\varepsilon \gamma^2 A \Delta T_1$ . Эта объемная сила может привести жидкость в движение, если преодолест силы диссипации  $\rho \nu \kappa \Delta T_1 / A$ . Отношение термоэлектрической силы к диссипативной и есть число  $E$ .

Термоэлектрическая сила, так же как и подъемная сила, является объемной. Для жидких полупроводников в [9] изложены качественные соображения и точное решение задачи о возбуждении в слое жидкости со свободными изотермическими границами при учете как подъемного, так и термоэлектрического механизмов возбуждения.

При обычно принимаемых приближениях электроконвекции к системе (1)–(3) нужно добавить уравнения

неразрывности для тока и уравнение электростатики

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}_1 - \gamma \nabla T_1) = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{E}_1 = \frac{en_1}{\varepsilon}; \quad \operatorname{rat} \mathbf{E}_1 = 0. \quad (12)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $n$  — концентрация носителей с зарядом  $e$ . В уравнении (1) появится электрическая сила  $en_1 \gamma \nabla T_0 / \rho_0$ .

Доказано, что конвекция возникает аperiodически, а решение двойной задачи на собственные значения приводит к условиям возбуждения

$$-k^6 \mp Ra k_{\perp}^2 + E k^2 k_{\perp}^2 = 0. \quad (13)$$

В случае чисто термоэлектрического механизма возбуждения неустойчивость наступает, если

$$E > E^* = 4\pi^2 \approx 40, \quad I > I^* = 2\pi \approx 6,3 \quad \text{при} \quad w = 1. \quad (14)$$

Возбуждение возможно при любом направлении нагрева, в том числе при подогреве сверху. Качественно это можно понять так, что возникающая флуктуация температуры  $T_1$  вызывает флуктуацию термоэлектрического поля  $\mathbf{E}_1 = \gamma \nabla T_1$ , которое приводит к возникновению объемного заряда  $en_1$ . На такой заряд во "внешнем" термоэлектрическом поле  $\gamma A$  и действует сила  $en_1 \gamma A$ . Эта сила может привести жидкость в движение, если она в необходимом числе раз (в  $E^*$  раз) превышает силу диссипации.

На основе соотношения (13) в [8, 9] сравниваются условия возбуждения подъемным рэлеевским механизмом и термоэлектрическим. Термоэлектрический механизм преобладает в тонких слоях толщиной

$$h < h_{Ra,I} = \left( \frac{\kappa \gamma^2 \varepsilon}{\rho \beta^2 g^2} \right)^{1/6}. \quad (15)$$

Там же изучено влияние подъемного и термоэлектрического механизмов друг на друга. При подогреве снизу оба механизма помогают друг другу, что приводит к возможности дорэлеевской конвекции в жидких полупроводниках. При подогреве сверху подъемный механизм стабилизирует возбуждение термоэлектричеством, но в слоях с толщиной менее 10 мкм возбуждение возможно.

Для термоэлектрической конвекции можно развить теорию, подобную развитой для рэлеевской конвекции (см., например, [1]).

В [10] численно решаются задачи с граничными условиями, близкими к экспериментально возможным, но без учета термокапиллярного эффекта. Показано, что такие условия приводят к некоторому увеличению (приблизительно до 43) значения  $E^*$  при сохранении симметрии возбуждаемой ячейки.

В [11] вычислены амплитуды возникающих конвекций и структур при небольшом превышении реального значения числа  $E$  порогового значения  $E^*$ . Оказывается, что амплитуды  $V \propto (I - I^*)^{1/2}$ . При уменьшении толщины слоя происходит смена механизма возбуждения, приводящая к скачкообразному изменению  $w$  и  $V$ . Такой переход есть фазовый переход второго рода при "мягком" режиме возбуждения.

В [12] изучается возможность возбуждения неустойчивости при наличии подъемного и термоэлектрического механизмов, вращения и, возможно, во внешнем магнит-

ном поле. Получены зависимости между четырьмя безразмерными числами  $Ra$ ,  $E$ , числом Тейлора  $\tau$  — характеристики действия кориолисовой силы и числом Гартмана  $H$ , характеризующего действие силы Ампера, как и в случае обычной рэлееской конвекции; при этом возможно появление ветвей с осциллирующим нарастанием. Действие вращения и/или магнитного поля увеличивает необходимые пороговые значения  $Ra^*$  и  $E^*$ , но не может "запретить" возбуждение.

В [13, 14] изложены результаты расчетов влияния термокапиллярного механизма возбуждения на термоэлектрический механизм, который преобладает в слоях толщиной

$$h < h_{M,1} = h_c = \left( \frac{\rho \chi \nu \epsilon \gamma^2}{\sigma^2} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

где  $h_c$  — толщина слоя, при которой действие термокапиллярного механизма эквивалентно действию термоэлектрического.

Там же изучается влияние на возбуждение условий теплоотдачи со свободной поверхности, которые характеризуются числом Био  $Bi$ . Численные исследования проводились в условиях наиболее благоприятных для термокапиллярного механизма возбуждения, т.е. в условиях теплоизолированности свободной поверхности ( $Bi = 0$ ). Согласно полученным результатам при подогреве снизу возможна домарангониевская конвекция, а при подогреве сверху термокапиллярный механизм стабилизирует возбуждение термоэлектричеством, но не может подавить его в условиях слоя толщиной до 100 мкм. Этот результат аналогичен результатам взаимодействия подъемного и термоэлектрического механизмов, т.е. имеет место фазовый переход второго рода.

## 2.2. Результаты расчета по возбуждению ячеистого движения с учетом термоэлектрической силы представлены на рис. 1–8.

На рис. 1 показана пленка жидкости в условиях действия всех трех рассматриваемых выше сил. Видно, что при нагреве сверху невозможно возникновение неустойчивости из-за действия сил плавучести. Такая сила может привести среду в движение только при нагреве снизу. Также видно, что при нагреве со свободной

поверхности невозможно возникновение неустойчивости из-за действия сил поверхностного натяжения. Возникновение неустойчивости под действием термоэлектрических сил возможно при нагреве как снизу, так и сверху, как со свободной поверхности, так и со стороны подложки массива, на которой находится пленка.

На рис. 2 построены кривые в зависимости от обратной толщины слоя  $1/h$ . Видно, что при подогреве со стороны массива снизу действие всех трех рассматриваемых сил усиливает друг друга. Все они способствуют возбуждению неустойчивости, возбуждению конвекции при меньших разностях температур  $T_h - T_c$  по сравнению с разностями температур, необходимых для возбуждения одной из сил или даже любой парой из них.

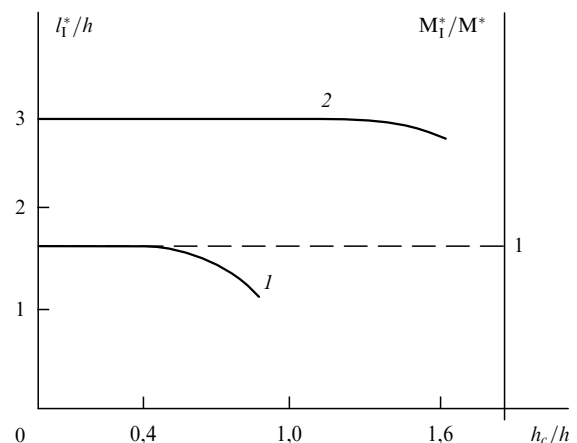


Рис. 2. Облегчение условий возбуждения ячеистого движения термокапиллярными силами (ячеек Марангони) за счет действия термоэлектрических сил (подогрев снизу): (1) зависимость необходимого для возбуждения числа Марангони  $M_1^*$ , характеризующего совместное действие сил при преобладании термокапиллярной силы; (2) изменение предельного размера ячейки  $l_1^*$ , возникающего при возбуждении. (Подобный ход зависимостей будет и при возбуждении рэлееской конвекции.)

На рис. 3 показано, что при нагреве со свободной поверхности (сверху) единственной возбуждающей неустойчивость силой является термоэлектрическая сила. Сила поверхностного натяжения и сила плавучести

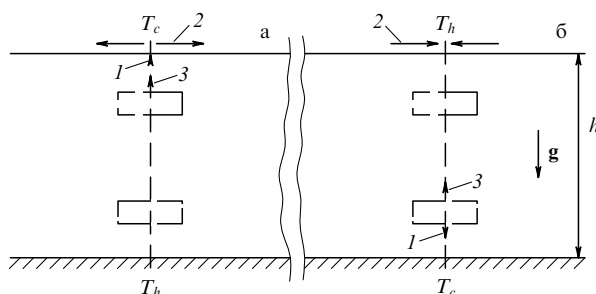


Рис. 1. Пленка жидкости, обладающая термоэлектрическими свойствами при нагреве снизу (а) и сверху (б): (1) подъемная сила (сила плавучести), разность архимедовой силы и силы тяжести; (2) сила поверхностного натяжения (термокапиллярная сила); (3) термоэлектрическая сила (электростатическая). Видно, что при нагреве сверху неустойчивость может быть возбуждена только термоэлектрической силой

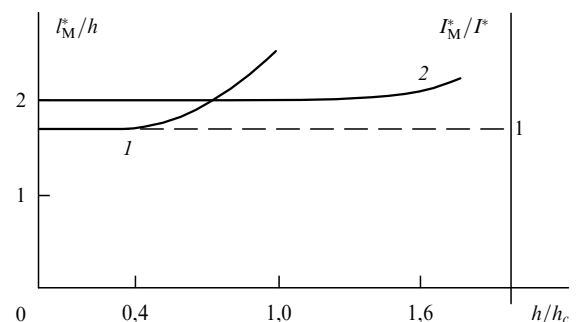


Рис. 3. Конкуренция возбуждения термоэлектрической конвекции и его подавления силами поверхностного натяжения (нагрев сверху): (1) зависимость числа  $I_M^*$ , характеризующего совместное действие двух сил при преобладании термоэлектрической силы, (2) изменение продольного размера  $l_M^*$  ячейки. (Подобный ход зависимостей будет и при действии сил плавучести и термоэлектричества.)

подавляют действие электрической силы. Возбуждение возможно лишь в самых тонких слоях, так как термоэлектрическая сила не зависит от толщины слоя жидкости, а силы плавучести и термокапиллярная с уменьшением толщины слоя убывают.

Схема движения в ячейке конвекции, возбуждаемой термоэлектрической силой, приведена на рис. 4. Такие же ячейки возбуждаются и другими рассматриваемыми силами. Однако термоэлектричество приводит к появлению еще и структур электрического поля. Конечно, поля ни силой плавучести, ни термокапиллярной силой не возбуждаются.

На рис. 5–7 изображены кривые нейтральной устойчивости. Если учесть, что кривая нейтральной устойчивости для случая действия сил плавучести и термокапил-

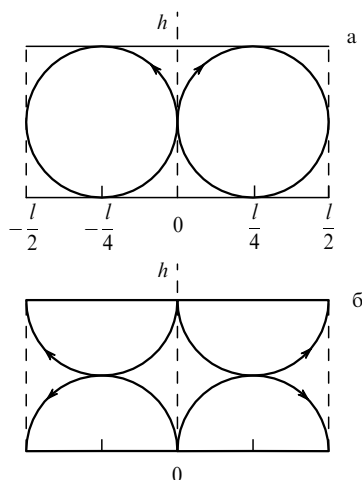


Рис. 4. Ячейка конвекции возбуждения при преобладании термоэлектрической силы: (а) линии тока, (б) линии напряженности электрического поля ( $l$  и  $h$  — размеры ячейки). Границы слоя свободные и изотермические

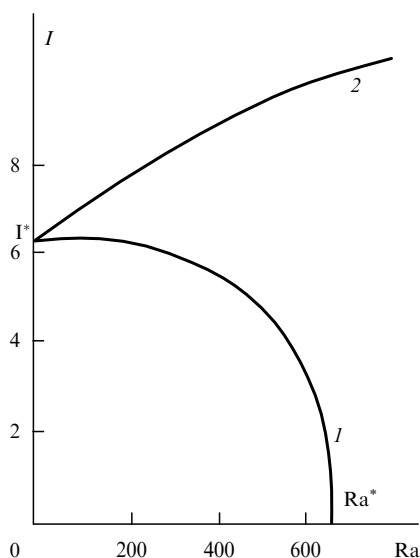


Рис. 5. Кривые нейтральной устойчивости для случая, когда плавучесть и термоэлектрические силы действуют в слое жидкости, при подогреве снизу (1) и сверху (2). Границы слоя свободные и изотермические. Качественно характер зависимости сохраняется и при других типах граничных условий

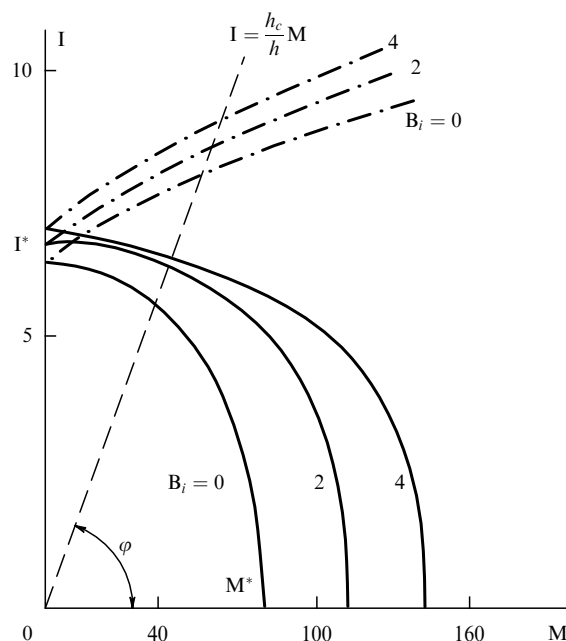


Рис. 6. Кривые нейтральной устойчивости в условиях, близких к условиям эксперимента при подогреве от твердого массива (—) и со свободной поверхностью (---). Поверхностное натяжение (термокапиллярные силы) и термоэлектрические силы действуют на жидкость пленки

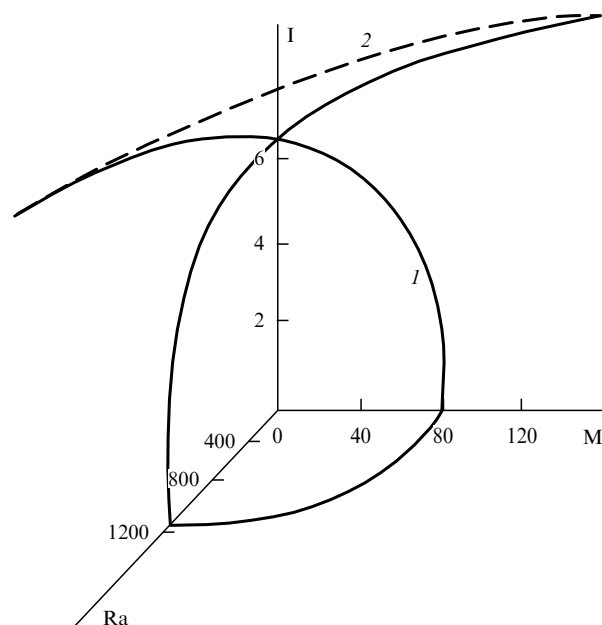


Рис. 7. Поверхности нейтральной устойчивости, когда силы плавучести, поверхностного натяжения и термоэлектрические действуют в жидком слое все вместе. Поверхность (1) около начала координат соответствует подогреву снизу, поверхность (2), уходящая вверх, — подогреву сверху. Поверхности построены в условиях, наиболее близких к имеющимся на опыте

лярной силы хорошо известна (см., например, [2]), то на этих рисунках приведены кривые устойчивости для всех возможных комбинаций рассматриваемых сил.

Важнейшая особенность кривых поверхностей нейтральной устойчивости — наличие ветви, соответствующей нагреву сверху (см. рис. 5) и со свободной поверхности (см. рис. 6). На рис. 6  $Bi$  — число Био, характери-

зующее теплоотдачу с верхней свободной границы. При  $Bi = 0$  граница теплоизолирована. Нижняя граница твердая и изотермическая. Штриховая линия показывает, как определить значения  $M$  и  $I$  для конкретной жидкости и заданной толщины слоя  $h$ , характеризующие углом наклона  $\varphi$ , таким, что  $\tan \varphi = h_c/h$  ( $h_c$  определено в (16)).

На рис. 7 нижняя граница твердая, изотермическая; верхняя — свободная и теплоизолированная. При других условиях теплоотдачи с верхней границы слоя вид поверхности нейтральной устойчивости качественно не изменится, но она пройдет над построенной поверхностью.

Нарастание необходимых для такого возбуждения чисел  $M$  и  $I$  показывает влияние подавления неэлектрическими силами. Такой же эффект виден и на рис. 7 при действии всех трех сил.

Как известно [2–4], соотношение продольного и поперечного размеров ячейки является наиболее устойчивым показателем, самой стабильной характеристикой того механизма возбуждения, который приводит среду в движение. Изменение граничных условий практически не влияет на этот параметр (см. [1] для сил плавучести, [2] для термокапиллярных сил и [10] для термоэлектрических). Смена основного механизма возбуждения приводит к резкому изменению этого соотношения. Смена механизма происходит при изменении толщины слоя как фазовый переход второго рода. Эти результаты приведены на рис. 8.

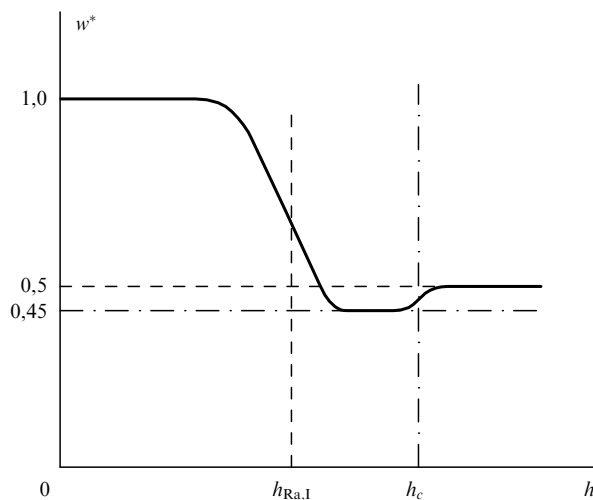


Рис. 8. Резкое изменение продольного размера конвективной ячейки вблизи точки фазового перехода смены механизма возбуждения

### 3. Поверхностные волны

Кроме возбуждения ячеистого движения и адвективных движений (течений) механизмы, основанные на действии подъемных, термокапиллярных и электрических сил, приводят к возбуждению волн на поверхности жидкого слоя. Гравитационные и капиллярные волны подробно рассмотрены в [15, 16], влияние термокапиллярности — в [17]. В последнее время появилось много работ (см. обзор [18]), посвященных образованию волн, а также других структур на поверхности, подвергшейся воздействию лазерного излучения.

Именно в условиях действия лазерного излучения при рассмотрении условий образования структур на поверхности с масштабом более  $10^{-3}$  см важно учитывать и термоэлектрический эффект [19]. Так же как наряду с подъемным и термокапиллярным механизмами возбуждения возможен термоэлектрический механизм, так и наряду с гравитационными и капиллярными поверхностными волнами возможны и поверхностные волны, возбуждаемые термоэлектричеством. Расчеты показали, что при отсутствии диссипации возможно получение аналитического вида дисперсионного уравнения.

Главным отличием задачи о возбуждении поверхностных волн является замена условия невытекания  $v_z = 0$  условием отсутствия скачка давления. Это условие с учетом всех рассматриваемых факторов записывается как

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\alpha}{\rho} \Delta_{\perp} v_z - g v_z - 2v \frac{\partial^2 v_z}{\partial t \partial z} \mp \frac{\varepsilon \gamma^2 A}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial t \partial z}. \quad (17)$$

Здесь  $\psi$  — скалярный потенциал скорости,  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ . Однако скорость в общем случае выражается не только через скалярный, но и через векторный потенциал. Это позволяет учесть и непотенциальные движения. Правило знаков и другие обозначения те же, что и использованные выше. Остальные граничные условия сохраняют свой смысл. Отметим, что в условии, выражающем влияние термокапиллярного эффекта,

$$\rho v \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \Delta_{\perp} \right) v_z = -\sigma \left( \frac{\partial}{\partial z} \Delta_{\perp} T_1 \pm A \Delta v_z \right), \quad (18)$$

как показывает оценка [20], влиянием термоэлектричества можно пренебречь.

Теперь можно решать поставленную в разделе 2 задачу, считая, что верхняя поверхность жидкости смещается на  $\zeta$ , а  $v_z = \partial \zeta / \partial t$ . Результаты численного решения (причем, когда уравнения (1)–(3) и (12) берутся с учетом нелинейных слагаемых) представлены на рис. 9.

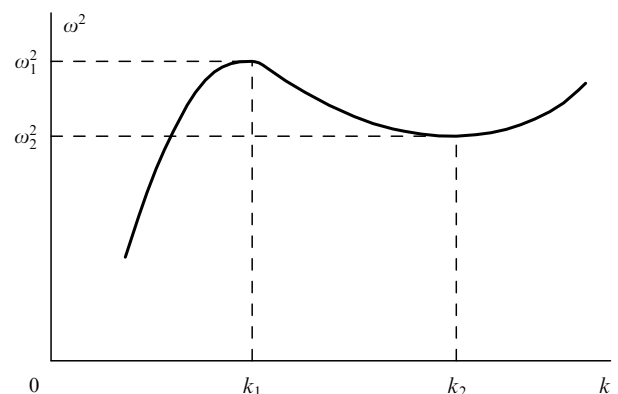


Рис. 9. Типичная дисперсионная зависимость для поверхностных волн, возбуждаемых при нагревании сверху. Зависимость рассчитана с учетом основного вклада от термоэлектрического эффекта

Для получения качественных результатов, полностью объясняющих вид кривой на рис. 9, достаточно рассмотреть условия возбуждения волн, пренебрегая силами диссипации. Тогда можно полагать  $v_z = \partial \psi / \partial z$ , т.е.

считать волновое движение потенциальным. Кроме того,  $\zeta \ll h$ , т.е. жидкость можно считать "глубокой". Тогда условия на дне не влияют на движение на поверхности. Наконец, чтобы выделить термоэлектрический эффект, можно рассматривать волны на изотермической поверхности, так как на такой поверхности не проявляется термокапиллярный эффект.

В такой модели можно искать решение в виде (4) с вещественными  $\omega$  и  $k_x$  и чисто мнимой  $k_z = -ik$ . Оказывается, что, как всегда в случае поверхностных волн [15, 16],  $k_x = k$ . Из соотношения (17) теперь можно найти

$$\omega^2 = \frac{\alpha}{\rho} k^3 + gk - k^2 \frac{\varepsilon \gamma^2 A^2}{\rho} \quad (19)$$

независимо от направления нагрева. Полученное дисперсионное уравнение кроме известных капиллярного (первое слагаемое) и гравитационного (второе слагаемое) членов содержит и новое квадратичное по волновому вектору термоэлектрическое слагаемое.

Термоэлектрический эффект необходимо учитывать и при рассмотрении внутренних волн в жидкости [1, 2]. Фактически неустойчивость, рассмотренная в разделе 2, есть неустойчивость внутренних волн, которые возникли внутри жидкости, но до достижения порогового значения нагрева затухали. Метод поиска условий начала нарастания внутренних волн пригоден для получения качественных результатов, качественных ответов на вопрос, возможна или невозможна неустойчивость в данных условиях.

Так как конкуренция механизмов возбуждения важна в тонких слоях, то необходимо сравнивать условия возбуждения поверхностных и внутренних волн. Возможны ситуации [17], когда тепловые свойства пленки определяются именно распространением поверхностных волн. Однако, видимо, это существенно лишь для поверхностных структур с размерами порядка нанометров [18]. Сравнение возможности возбуждения конвективного движения и поверхностных волн в условиях, близких к имеющимся на опыте, проведено ниже (см. раздел 2).

#### 4. Адвективные течения

Теми же механизмами, которыми возбуждается ячейное движение, возможно и возбуждение адвективных течений. Как сказано выше (см. раздел 2), ячейное движение возникает при подогреве поперек слоя, когда нагрев превышает некоторое критическое значение. Адвективные течения возникают, например, в средней части широкой прямоугольной кюветы с плоским горизонтальным дном. Если одна вертикальная стенка кюветы горячая, а противоположная холодная, то равновесие жидкости невозможно и движение возникает при сколь угодно малой разности температур. Такие течения изучались Левичем, Дэвисом, Бирихом и др. (см., например, [2, 21–24] и литературу там).

В задаче о расчете адвективных течений градиент температуры на границах вдоль слоя можно считать постоянным, а движение жидкости — параллельным дну. Система уравнений состоит из тех же уравнений, что и в разделе 2, но, конечно, нелинейных.

Используются  $x$  и  $z$  — проекции уравнения движения. Из них исключается давление, а поле считается чисто

термоэлектрическим. Получается уравнение

$$\frac{\partial^3 v_x}{\partial z^3} - \frac{\beta g}{v} \frac{\partial T}{\partial x} = - \frac{\varepsilon \gamma^2}{\rho v \kappa} \frac{\partial v_x}{\partial z} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2, \quad (20)$$

которое следует решать совместно с уравнением переноса тепла

$$v_x \frac{\partial T}{\partial x} - \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) = 0. \quad (21)$$

Уравнение неразрывности дает связь  $v_x$  и  $v_z$ . Зависимость от второй продольной координаты для простоты опущена. В такой постановке задача решается точно [25].

Конечно, для полного решения необходимо систему (20), (21) дополнить граничными условиями. На дне граница всегда считается твердой. Другая граница может быть как твердой, так и свободной. На свободной границе возможно проявление термокапиллярности. Кроме того, при решении задач для жидкой пленки удобно использовать условие замкнутости течения.

Сохраняя обозначение  $A$  для градиента температуры на границах вдоль жидкости так, что  $T = Ax$ , сохраним и формы (6), (8) и (11) для чисел  $Ra$ ,  $M$ ,  $E$ .

Точное решение нелинейных задач с учетом всех трех возможных механизмов показывает, что в области, где движением поперек слоя можно пренебречь, течение возможно лишь при наличии архимедовых или термокапиллярных сил. Так, в простейшем случае

$$v_x = \frac{\kappa}{h} \frac{Ra}{2I^2} \left\{ 2\xi - 1 + \frac{\cos(I\xi) - \cos[I(1-\xi)]}{1 - \cos I} \right\}. \quad (22)$$

Здесь  $\xi = z/h$  — безразмерная координата поперек слоя. Очевидно, что термоэлектричество приводит к такому изменению течения, что оно резко, "резонансным" образом, нарастает при тех же условиях  $I_* = 2\pi$ , которые необходимы для возбуждения движения при нагреве поперек слоя. Этот результат сохраняется при всех типах граничных условий. Сами решения громоздки. Результаты численных исследований представлены на рис. 10–12.

На рис. 10 кривые описывают форму скорости  $v_x$  (а) в единицах  $\kappa/h$ , поперечного термоэлектрического поля  $E_z$  (б) в единицах  $\gamma A$  и компоненты силы в объеме

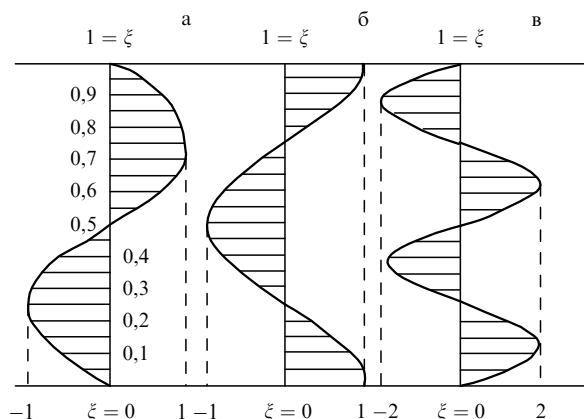


Рис. 10. Характеристики адвективных течений, когда обе границы твердые ( $I_* \approx 6, 3$ )

жидкости поперек слоя  $F_z$  (в) в единицах  $\varepsilon\gamma^2 A^2/h$ . Все эпюры построены вблизи точки потери устойчивости  $I < I_*$ . Коэффициенты пропорциональности равны  $I_*^2(I_* - I)/Ra$ ,  $I_*^3(I_* - I)/Ra$  и  $I_*^5(I_* - I)^2/M^2$  соответственно.

На рис. 11 коэффициенты пропорциональности равны  $I_*(I_* - I)/M$ ,  $I_*^3(I_* - I)/M$ ,  $I_*^5(I_* - I)^2/M^2$  соответственно ( $I_* \approx 4,5$ ).

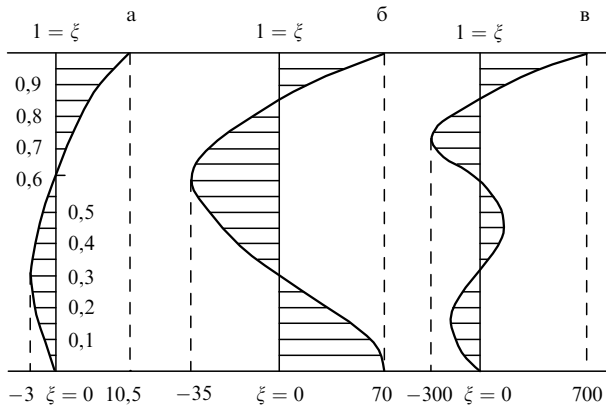


Рис. 11. Характеристики адвективных течений, когда граница  $\xi = 1$  свободная, а  $\xi = 0$  твердая. Толщина слоя такова, что подъемной силой можно пренебречь по сравнению с термокапиллярной

На рис. 12 коэффициенты пропорциональности равны  $I_*^3(I_* - I)/R$ ,  $I_*^5(I_* - I)/Ra$ ,  $I_*^8(I_* - I)^2/Ra^2$  соответственно.

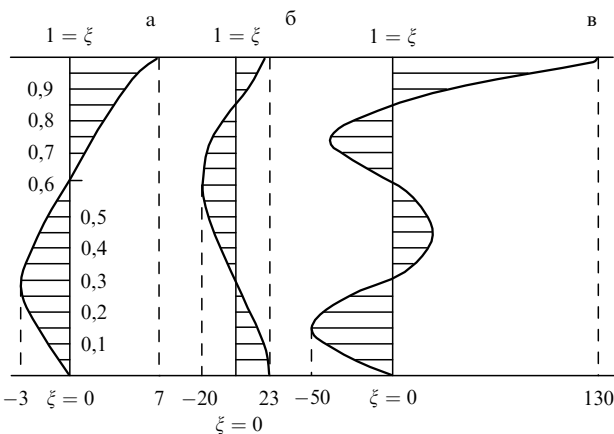


Рис. 12. То же, что и на рис. 10, но толщина слоя велика, так что термокапиллярной силой можно пренебречь по сравнению с подъемной

ственно.

Известно [4], что адвективные течения в отсутствие действия электрических сил устойчивы. Термоэлектричество приводит к тому, что возникает объемная сила  $F_z = enE_z$ , которая при  $I \approx I_*$  приводит к потере устойчивости. Условие  $I = I_*$ , очевидно, означает возможность преодоления силой  $F_z$  диссипативных сил. Под действием силы  $F_z$  движение кроме чисто продольного ( $v = v_x$ ) течения приобретает еще и компоненты, перпендикулярные поверхности слоя.

Термоэлектричество несколько изменяет и условия теплообмена в адвективных течениях, но качественные изменения теплообмена связаны именно с потерей устой-

чивости [13]. Отметим, что так как  $E_z = \gamma \partial T / \partial z$ , а поток тепла поперек слоя  $q_z = \rho C_p \gamma \partial T / \partial z$ , то форму потока тепла  $q_z$  можно увидеть по эпюрам  $E_z$  на рис. 10–12 (единицы теплового потока  $\rho C_p \gamma A$ ). При достижении нагрева, обеспечивающего условие  $I \approx I_*$ , тепловой поток нарастает также резонансным образом. Поток поперек слоя нарастает как  $(I - I_*)^{-1}$ , а поток тепла вдоль слоя — даже как  $(I - I_*)^{-2}$ . Обычно в работах по расчетам теплообмена влияние термоэлектрического поля не учитывается [26, 27]. Влияние же внешнего, поперечного электрического поля к потерям устойчивости адвективных течений не приводит, поэтому не приводит и к резким изменениям в условиях теплообмена (см. [28–30] и литературу там).

Таким образом, можно прийти к выводу, что, во-первых, само термоэлектричество при подогреве сбоку адвективных течений не вызывает, во-вторых, действие электрических сил приводит в некоторой области параметров к потере устойчивости адвективных течений, возбуждаемых силами плавучести и термокапиллярности. Эта потеря устойчивости происходит при условиях, близких к условиям, необходимым для возбуждения термоэлектрическими силами ячеистого движения (см. раздел 1), что является еще одним следствием независимости электрических сил от направления нагрева.

Из рис. 11, 12 видно, что при наличии свободной поверхности необходимая скорость движения будет именно на этой поверхности. Интенсивное движение вблизи поверхности, конечно, способствует теплопереносу. Это важно учитывать при рассмотрении явлений, возникающих при подогреве сверху [13, 14].

## 5. Толщина пленки

Толщина жидкой пленки зависит от температурных условий на ее поверхности [15]. На основе нелинейных уравнений из раздела 4 можно вычислить толщину слоя, если решать их с граничными условиями отсутствия скачка давления из раздела 3 [31].

Интегрирование дает

$$\rho v v_z = \left( \frac{z^2}{2} - zh \right) \left( g \frac{d(\rho h)}{dx} - \varepsilon \gamma^2 A \frac{dA}{dx} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{z^3}{3} - zh^2 \right) \frac{d\rho}{dx} + z \frac{dz}{dx}. \quad (23)$$

Это соотношение вместе с условием замкнутости потоков жидкости в пленке позволяет решить задачу, если, конечно, известны зависимости вдоль слоя нужных величин. Используя условие замкнутости, найдем уравнение, определяющее толщину пленки:

$$\frac{1}{3} \rho d(h^2) + \frac{1}{4} h^2 d\rho = \frac{1}{g} \left( dx + \frac{2}{3} \varepsilon \gamma^2 A h dA \right). \quad (24)$$

Всегда считается [1, 2], что свойства неустойчивости, возникающие первоначально, будут проявлять себя и впоследствии, когда процесс становится развитым. Поэтому можно использовать принятые в теории конвекции жидкости зависимости для температуры  $\beta T_1 = \Theta \cos(2\pi x/l)$  и плотности  $\rho = \rho_0(1 - \beta T_1)$  вдоль слоя. Эти соотношения получаются как при рэлеевской [1], так и при термоэлектрической конвекции [9]. Их легко получить, продолжив вычисления раздела 1. Можно



использовать и обычный закон для амплитуды, т.е. считать амплитуду  $\Theta$ , так же как амплитуду скорости  $V$  (раздел 2), пропорциональной квадратному корню из надкритичности  $(T_h - T_h^*)^{1/2}$ . Возьмем амплитуду из [11]. Имеем

$$\Theta = \beta A h \left( \frac{E - E^*}{E^*} \right)^{1/2} \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \left( 1 + \frac{h^2}{l^2} \right)^{-1/2}. \quad (25)$$

Тогда при  $E/Ra \leq 1$  в области  $x/h_0 \gg 1$  ( $h_0$  — толщина слоя одинаковой толщины) найдем

$$\frac{h - h_0}{h_0} = \frac{5}{16} \Theta \left[ \frac{2E\pi^2}{R} \frac{x}{l} - \frac{6}{5} \cos \left( \frac{2\pi x}{l} \right) \right]. \quad (26)$$

Отсюда видно, что толщина слоя при движении по слою от горячих областей к холодным постоянно возрастает. Наклон поверхности  $\Theta E/R$  невелик. Наибольшая разность толщин слоя будет около  $3\Theta/8$ .

Если не задавать конкретный вид зависимости температуры от координаты вдоль слоя, то

$$\begin{aligned} \frac{h - h_0}{h_0} = & \frac{3}{8} \beta T + \frac{2M}{Ra} - \frac{11}{b^2} \frac{E Bi}{Ra^2} \beta T - \\ & - \frac{E h_0}{Ra} \int_0^x (1 + \beta T) \frac{\partial^2 (\beta T)}{\partial x^2} dx, \end{aligned} \quad (27)$$

где  $b = l/h_0$ . Результаты численных расчетов толщины слоя представлены на рис. 13 и во многом совпадают с результатами, получающимися на основе формулы (26). На рис. 13 соотношение размеров вдоль слоя  $l$  и перпендикулярно слою (при неизменной толщине  $h_0$ ) около 45, что соответствует значениям, наблюдаемым в опыте (см. раздел 8). Из этого рисунка видно, что форма кратера, возникающего под влиянием термоэлектричества, такая же (вынос вещества из горячих областей в холодные), как и обычно [18]. Конечно, в реальных опытах практически невозможно избежать испарения части материала, и форма кратера определяется давлением пара.

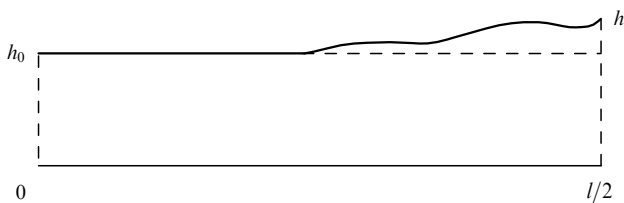


Рис. 13. Модель жидкой пленки с формой поверхности, обусловленной действием термоэлектрического эффекта

## 6. Тонкая пленка жидкого полупроводника (полуметалла) при произвольном нагреве сверху

До сих пор считалось, что действует градиент температуры либо поперек слоя  $A_z$  (так предполагалось в разделах 2, 3), либо вдоль слоя  $A_x$  (разделы 4, 5). Реально (см. раздел 8) возможно, что  $A_z \approx A_x$ . Тогда, во-первых, при подогреве сверху термоэлектрическая сила способствует возникновению движения, а подъемная и термо-

капиллярная силы его стабилизируют. Во-вторых, сравнение безразмерных чисел показывает, что действие термоэлектричества преобладает в тонких слоях жидкости, которые образуются первоначально при плавлении под действием излучения. В лазерном излучении кроме вертикальной составляющей  $A_z$  (ось  $z$  перпендикулярна поверхности материала) имеется и продольная составляющая  $A_x$ . Под действием  $A_x$  движение возникает (раздел 4) при сколь угодно малом нагреве, причем со скоростями  $v_x \gg v_z$ , направленными по оси  $x$  вдоль слоя и пропорциональными числам  $Ra$  и  $M$ . В тонких слоях эти числа малы, а потому и скорости невелики.

Термоэлектрическая же неустойчивость, являясь по существу электроконвекцией, от направления нагрева не зависит и возбуждается при  $I > I_*$ . Для вертикального нагрева — это проявление порогового характера возбуждения, а при нагреве сбоку неустойчивость проявляется в появлении "резонансного" нарастания около  $I_*$ . Это видно из решений типа (22), описывающих чисто продольное движение. Конкретное значение критического числа  $I_*$  вычислено в [25] и определяется граничными условиями.

Для сравнения с экспериментом естественно рассмотреть возбуждение в предельно тонких (но "макроскопических") первоначально расплавленных слоях при наличии как  $A_z$ , так и  $A_x$ , т.е. при нагреве как сверху, противоположно  $g$ , так и сбоку. Влиянием других сил при этом можно пренебречь и считать, что первоначально жидкость покоится.

Линеаризованные уравнения движения (две проекции) (1), переноса тепла (3) и электростатики (12) в пленочном приближении  $l \gg h$  связывают (раздел 1) отклонения скорости  $v = v_x$ , температуры, давления и концентрации носителей электрического заряда. Имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_1}{\partial z} &= en_1 \gamma A_z, \quad \frac{\partial p_1}{\partial x} = \rho v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \\ en_1 &= \epsilon \gamma \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \quad \kappa \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} = v A_x. \end{aligned} \quad (28)$$

Уравнение неразрывности позволяет определить вертикальную компоненту скорости, не вошедшую в уравнения в используемом приближении. Поле считается "чисто" термоэлектрическим:  $E = \gamma \nabla T$ .

Исключая все переменные, кроме  $v$ , находим

$$\frac{\partial^3 v}{\partial z^3} = \frac{\epsilon \gamma^2 A_x A_z h^2}{\rho \kappa v} \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (29)$$

Если ввести естественную единицу длины — толщину слоя  $h$ , то очевидно, что наступление неустойчивости будет характеризоваться безразмерным "пленочным" числом

$$E^f = \frac{\epsilon \gamma^2 A_x A_z h^2}{\rho \kappa \gamma}, \quad (30)$$

полностью аналогичным числу  $E$ , характеризующему действие термоэлектричества, когда  $A_x$  и  $A_z$  действуют отдельно друг от друга. Уравнение (29) решается путем разделения переменных. Полагаем

$$v = v(z) \exp \left( -\frac{k_x x}{h} \right), \quad (31)$$

где постоянная "разделения"  $k_x > 0$ , так как нагрев в "центре" (при  $x = 0$ ) самый большой. Фактически,  $k_x$  определяет размер области движения в продольном направлении  $l$  по закону  $k_x = 2\pi h/l$  для ячейки прямоугольной формы.

Система (28) дополняется однородными граничными условиями. Нижнюю границу  $z = 0$  всегда можно считать твердой ( $v = 0$ ). Это граница с массивом материала. Верхняя граница — граница с воздухом ( $z = h$ ) должна считаться свободной, на ней  $\partial v / \partial z = 0$ . Кроме того, движение в пленке должно быть замкнутым. Условие возбуждения скорости оказывается не зависимым от термических условий на границах.

Расчет показывает, что движение возникает при достижении "плечным" числом значения  $E_*^f \approx 3,4/k_x$ .

С другой стороны, в соответствии с результатами, изложенными в разделе 4, нужно считать, что возбуждение неустойчивости происходит при значениях  $E$ , близких к 20. Отсюда легко установить, что  $l = bh \approx 37h$  [32].

Теперь вычислим толщину слоя и характеристики конвективного движения при действии всех рассмотренных выше факторов совместно. Ограничимся двумерной задачей и стационарными течениями. Будем искать

$$\begin{aligned} v_x, \quad v_z, \quad h = h_0 + h_1(x, z), \quad \text{en}, \quad E_x = \gamma \frac{\partial T}{\partial x}, \\ E_z = \gamma \frac{\partial T}{\partial z}, \quad T = T_0 + A_x x + A_z z + T_1(x, z). \end{aligned} \quad (32)$$

Это будет самосогласованная задача, так как толщина пленки и характеристики конвекции зависят друг от друга. Возможность возникновения поверхностных волн во внимание не принимаем.

Уравнения задачи, обобщающие все уравнения, использованные выше, имеют вид

$$\begin{aligned} \rho v \Delta_2 v_x - \frac{\partial p}{\partial x} &= -\varepsilon \gamma^2 \frac{\partial T}{\partial x} \Delta_2 T + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z}, \\ \rho v \Delta_2 v_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho \beta g T_1 &= -\varepsilon \gamma^2 \frac{\partial T}{\partial z} \Delta_2 T + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z}, \\ \kappa \Delta_2 T &= v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z}, \quad \Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (33)$$

Как обычно, они дополняются уравнениями неразрывности (2) и электростатики (12). Эти уравнения должны решаться с условиями  $v_x = v_z = T_1 = 0$  при  $z = 0$ , т.е. граница с массивом считается, как всегда, твердой и изотермической.

На другой границе, на поверхности жидкости, выполняются условие отсутствия скачка давления (ср. с (17)) и условие влияния термокапиллярности. Без учета возможности образования волн они запишутся как

$$\begin{aligned} p &= p_0 + \rho(h - z)g - \frac{1}{2} \varepsilon \gamma^2 \times \\ &\times \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \rho(v_x^2 + v_z^2), \end{aligned} \quad (34)$$

$$\rho v \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\sigma \frac{\partial T}{\partial x} \quad (35)$$

на поверхности  $z = h$ . На этой поверхности параметры нагрева  $A_x$  и  $A_z$  являются заданными функциями от  $x$ .

Конечно, должно выполняться условие замкнутости течения

$$\int_0^h v_x dz = 0. \quad (36)$$

В первом приближении  $\rho$ ,  $A_x$  и  $A_z$  считаются постоянными, а пленка очень тонкой. Тогда для толщины  $h$  получаются результаты, которые получились бы для такого случая в разделе 5, а для конвекции те же результаты, которые получились бы в разделе 1 и в разделе 6.

Во втором приближении  $\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0))$ ,  $A_x$  и  $A_z$  — линейные функции от  $x$  на поверхности  $z = h$ . Толщина слоя считается промежуточной между толщинами  $h_{M,1} = h_c$  и  $h_{Ra,M}$  (см. (16) и (10)). Таким образом, во втором приближении задача решается в условиях, когда основной механизм возбуждения (подавления) неустойчивости связан с действием термокапиллярной силы. Результаты расчетов представлены на рис. 14 и во многом совпадают с полученными Саночкиным [33]. Однако в отличие от последних можно найти, что  $l \approx 50 h_0$ , а форма поверхности имеет вид (26). Автоматически при этом получаются температуры, близкие к  $T_1 = \Theta \cos(2\pi x/l) \cos(2\pi z/h)$ .

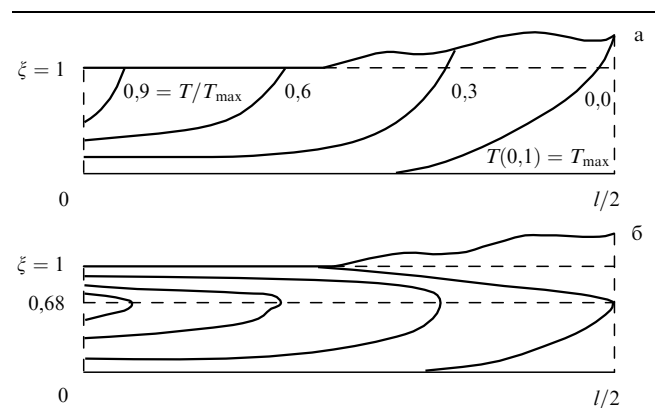


Рис. 14. Форма поверхности и характеристики конвекции в жидкой пленке, полученные из решения самосогласованной задачи: (а) изотермы, (б) линии тока. Прямая  $\xi = 1$  ( $\xi = z/h$ ) соответствует толщине пленки до подогревания. Прямая  $\xi = 0,68$  пересекает линии тока в точках, где жидкость движется поперек пленки. Остальные обозначения те же, что и на рис. 13

Более подробный анализ результатов, изложенных в этом параграфе, проведен ниже при рассмотрении механизма образования зоны, расплавленной лазерным излучением (раздел 8.3).

## 7. Возбуждение электрической неустойчивости при нагреве в других жидких средах

До сих пор рассмотрение велось на примере жидких полупроводников (полуметаллов) [34–38]. Однако подобные явления могут иметь место и в других жидких средах. Далее кратко рассмотрены возможности возбуждения электрической неустойчивости потоком тепла (нагреванием) в электролитах, в термотропных жидких кристаллах различных типов и в диэлектриках.

Кратко обсудим также возможности возбуждения, которые возникают при протекании в жидкости потока (тока) вещества. Оказывается, существует глубокая аналогия между возможностями возбуждения, возникающими при протекании потока тепла и потока вещества (см. [39–41] и литературу там). Эта аналогия основана на аналогии уравнений переноса тепла и диффузии

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} - D \Delta c_1 + (\mathbf{v} \nabla) c_0 = 0, \quad (37)$$

где концентрация протекающего компонента  $c$  — аналог температуры  $T$ , а коэффициент диффузии  $D$  — аналог коэффициента температуропроводности  $\kappa$ .

### 7.1. Электролиты

Значения коэффициентов термоэдс в электролитах [42] велики. Поэтому в них возможны все явления, описанные выше [43]. Однако электролит — проводник с биполярной проводимостью, т.е. в нем имеются носители зарядов обоих знаков и может протекать ток. Система уравнений должна быть дополнена уравнениями неразрывности для токов, в которых учтены слагаемые, обусловленные проводимостью, диффузией, термоэлектричеством и конвекцией [44].

Если внешнего электрического поля нет, то результаты полностью совпадают с полученными для жидких полупроводников. В слабом внешнем электрическом поле, т.е. поле, вызывающем токи, но не изменяющем теплового баланса, в условии возбуждения (13) появится дополнительное слагаемое

$$\frac{\epsilon \gamma (\mathbf{E}_0 \nabla T_0) h^2}{\rho v \kappa} \frac{k^6}{k_{\perp}^2}, \quad (38)$$

что можно объяснить так же, как это сделано для термоэлектрического слагаемого (см. раздел 1). Действительно, при флуктуационном отклонении температуры на  $T_1$  появляется электрическое поле  $\mathbf{E}_1 = \gamma \nabla T_1$ , а в электролите — еще и связанный с этим полем объемный заряд  $e(n_1^+ - n_1^-)$  (верхние индексы показывают, к носителям заряда какого знака относится данная величина). Заряд может быть обусловлен как термоэлектрическим эффектом ( $\epsilon \gamma \Delta T_1$ ), так и подвижностью носителей ионов при диффузии. Последний способ разделения заряда особенно важен, если кроме электрического поля  $\gamma \mathbf{A}$  имеется и внешнее поле  $\mathbf{E}_0$ . Флуктуацию объемного заряда можно оценить как  $(n^{\pm} e^2 \gamma / k_B)(T_1 / T_0)$  ( $k_B$  — постоянная Больцмана). Присутствие этого заряда в поле  $\gamma \mathbf{A}$  или во внешнем поле приводит к возникновению порожденной нагревом силы электрической природы плотностью  $(n^{\pm} e^2 \gamma E_0 / k_B)(T_1 / T_0)$ . Важно, что такая сила не возникает при отсутствии термоэлектрического эффекта даже во внешнем поле. Именно она и возбуждает движение, конкурируя с подъемной и термокапиллярной силами. При этом стационарной неоднородности концентрации носителей  $n^{\pm}$  в условиях биполярной проводимости фактически не возникает, если в среде не может протекать ток. Если же ток может протекать, то неоднородность температуры обуславливает перераспределение ионов, и обратно, нарушение однородности концентрации приводит к неравномерному нагреву жидкости. Поэтому неважно, каково внешнее воздействие — нагрев или поток, они все равно обуславливают друг друга. В эксперименте удобнее греть слой. Далее это

условие анализируется теми же методами, что и раньше. Если же электрическое поле сильное, то нельзя считать, что в равновесии выполняется условие квазинейтральности. Поэтому в [44, 45] анализируется равновесное состояние электролита и показано, что полученные выше результаты верны, пока дебаевский радиус  $R_D$  много меньше характерного размера  $h$ , что всегда имеет место.

В [46] рассматривается влияние на возбуждение термической неустойчивости в электролите сил поверхностного натяжения. Коэффициент поверхностного натяжения в электролите может зависеть не только от температуры, но и от концентрации носителей и даже от электрического поля. В [46] исследуется влияние таких эффектов на термоэлектричество и их взаимодействие друг с другом.

Главным образом возбуждение обусловлено влиянием на силы поверхностного натяжения концентрации растворенного вещества. Это связано с тем, что реально в электролитах  $\kappa / D \geq 10^2$ . В общем случае нагрев и изменение концентрации действуют так, что стабилизируют друг друга. Показано, что влияние зависимости коэффициента поверхностного натяжения от потенциала электрического поля всегда мало.

Отметим, что явления очень похожие на изученные для электролитов возможны и в электронно-дырочном газе носителей заряда в твердых телах [44]. Обычная конвекция в них рассмотрена в [47, 48].

### 7.2. Жидкие кристаллы (ЖК)

Жидкие кристаллы проявляют свойства полупроводников [49, 50]. Поэтому и в жидкокристаллических веществах возможны все явления, рассмотренные в разделах 1–6. Однако, отличаясь многообразием гидродинамических свойств, ЖК представляют собой естественный объект, на примере которого можно изучать взаимодействие тепловых, гидродинамических и электрических свойств.

Работа [51] посвящена взаимодействию гидродинамических и электрических явлений при возбуждении неустойчивости в ЖК различных типов. К системе (1)–(3) и уравнениям электродинамики здесь добавлено уравнение директора  $\mathbf{n}$ , задающего ориентацию молекул. Исследованы только термотропные жидкокристаллические вещества [52–55].

В [56] рассмотрено влияние анизотропии на условия возбуждения.

Для нематиков показано, что учет анизотропии диссипативных характеристик, например температуропроводности

$$\kappa_{ik} = \kappa \delta_{ik} + \kappa_a n_i n_k, \quad (39)$$

где  $\kappa_{ik}$  — коэффициент температуропроводности, задаваемый изотропным  $\kappa$  и анизотропным  $\kappa_a$  коэффициентами, в средах, передающих не только всестороннее сжатие, но и кручение и изгиб (коэффициенты упругости считаются одинаковыми и обозначены  $G$ ), приводит к тому, что критический градиент температуры в точке возбуждения уменьшается в

$$1 + \frac{\kappa_a v_a}{G} \quad (40)$$

раз по сравнению с найденным в [57, 58]. Таким образом, оказывается возможной дорэлевова конвекция. Во

столько же раз уменьшаются числа  $Ra$  и  $M$ , а число  $E$  уменьшается квадратично.

Итак, термоэлектрическая конвекция в ЖК может возбуждаться первой в слоях более толстых, чем в обычном жидком полупроводнике.

Появление такого множителя можно понять, используя такие же качественные соображения, которые уже неоднократно применялись выше (разделы 1 и 7.2).

В анизотропной жидкости поток тепла  $\kappa_a \Delta T_1$ , возникающий из-за флуктуации температуры, расходуется на работу, связанную с отклонением направления молекул (на отклонение директора  $\partial n_i / \partial x_k$ ). Этот расход равен  $\kappa_a A |\partial n / \partial x|$ . Само же отклонение директора  $n_{1i}$  возникает из-за того, что движение происходит в среде с анизотропной вязкостью. Поэтому  $v_a v \approx G \partial n / \partial x$ .

Таким образом, поток тепла расходуется как на конвективный теплоперенос  $v A$  (раздел 1), так и на повороты директора  $v A \kappa_a v_a / G$ . Сложение этих величин дает соотношение (40).

Влияние анизотропии диссипативных коэффициентов имеет место для всех видов ЖК. В некоторых их типах имеются и другие специфические эффекты.

В [59] для смектиков с эквидистантными слоями и директором, перпендикулярным поверхностям слоя, показано, что возможно возбуждение с осциллирующим нарастанием, хотя в системе сил, действующих в смектике, отсутствует псевдовектор. Частота осцилляций определяется коэффициентом упругости слоев  $B = s^2$ , где  $s$  — скорость связанных с такой упругостью особых звуковых волн — волн второго звука [60].

В [61] обсуждается еще один эффект, связанный со вторым звуком, — эффект возбуждения поверхностных волн второго звука. Получено дисперсионное уравнение и изучено влияние на возбуждение электрического поля. Это новый тип поверхностных волн [62, 63].

В [51] рассмотрено влияние упругих свойств среды не только на подъемный, но и на термоэлектрический механизм возбуждения. Обсуждается и возможное облегчение условий возбуждения [64] при подогреве сверху.

В [65–67] изучена конвекция, обусловленная в холестериках сильной зависимостью шага спирали молекулы от температуры. Температурная зависимость шага спирали  $q$  изменяет диэлектрическую проницаемость среды и поэтому приводит к своеобразным электрическим эффектам. Оказалось, что неустойчивость возможна при подогреве сверху и нарастает, осциллируя, причем частота осцилляций очень сильно (как  $h^{-15}$ ) зависит от толщины слоя холестерического ЖК. Это новый эффект неустойчивости [68, 69]. Методически решение осложнено тем, что действующая электрофоретическая сила (подробнее об этой силе, а также о других свойствах диэлектриков, присущих и жидкокристаллическим веществам, см. в разделе 7.3) является величиной, быстро осциллирующей на малых по сравнению с  $h$  расстояниях, сопоставимых с размером молекулы холестерика. Для получения макроскопических характеристик проводится своеобразное усреднение. В результате получено, что число, определяющее возможность возбуждения, имеет вид

$$\frac{A^2 h^2}{q^2} \left( \frac{\partial q}{\partial T} \right)^2 E. \quad (41)$$

Если холестерик представляет собой проводящую среду, то во внешнем электрическом поле, поперечном к холестерической оси, могут возникать периодические в пространстве распределения (структуры) шага холестерической спирали. В [67] теория, развитая в [70] для проводящих сред со стационарным потоком, применена к расчету структур в холестерических ЖК. Расчеты в [67] проведены для внешнего поля, гораздо меньшего, чем то, при котором шаг спирали начинает увеличиваться с ростом поля. В [63, 64] показано, как взаимодействие с новыми, характерными только для холестерика механизмами влияет на обычные рэлеевский и термоэлектрический механизмы.

### 7.3. Диэлектрики

Заканчивая обзор публикаций, связанных с возбуждением электроконвекции нагреванием, рассмотрим ситуацию, когда причиной, создающей неустойчивость, является не нагрев, а поток вещества, т.е.  $\nabla T$  заменен на  $\nabla c$ . Оказывается, что во внешнем электрическом поле происходит взаимодействие гидродинамических и электрических явлений, подобное взаимодействию таких явлений в жидких полупроводниках при нагревании. Аналогом термоэлектрических сил при этом является сила электроострикции [28, 71–75].

В [76–78] рассмотрение ведется на примере жидкого диэлектрика, в котором протекает поток другого, также диэлектрического вещества. Тогда  $\nabla c$  приводит к  $\nabla \epsilon$ , а аналогом термоэлектрической силы является электрофоретическая сила  $E_1 E_0 \nabla \epsilon$  [79]. Фактически, для этого случая можно развить теорию, полностью аналогичную теории, развитой для жидких полупроводников в разделах 1–6. В [77] указано число

$$E_c = \frac{\epsilon E_0^2 A^2 h^2}{\rho v D}, \quad (42)$$

показывающее отношение электрофоретической силы ( $A = |\nabla c|$ ) к силе диссипации, и получено условие возбуждения

$$-k^8 + E_c k_1^2 k_2^2 = 0, \quad (43)$$

записанное без учета подъемных сил. Вычислено, что неустойчивость возможна в случае

$$E_c > E_c^* \approx 924 \quad \text{при} \quad w = \frac{1}{3}, \quad (44)$$

при любом направлении тока. Кроме того, в [78] решена задача с вычислением амплитуды при малом превышении  $E_c$  над  $E_c^*$ .

В [80] решена задача о взаимодействии электрофоретической силы при диэлектрической проницаемости, зависящей от температуры, с подъемной силой при подогреве слоя сбоку. Показано, что в этом случае, как и в задачах, рассмотренных в разделе 4, сохраняется эффект резкого нарастания при некотором условии на число, аналогичное по смыслу числу  $E_c$ , хотя само движение возможно лишь при наличии подъемной силы (скорость пропорциональна числу  $Ra$ , как и в (22)).

В заключение этого раздела отметим, что учет взаимодействия специфических (упругих, электрических и т.п.) свойств жидкости приводит к изменениям условий возбуждения термической конвекции и даже к появлению качественно новых видов неустойчивостей. По-види-

тому, такие результаты можно ожидать и для других сред.

## 8. Сравнение с экспериментом

Имеющиеся опытные данные, для истолкования которых необходимо привлечение результатов расчетов по электроконвекции вследствие нагревания, можно разделить на две группы. Во-первых, это опыты по наблюдению конвекции в тонких слоях спермацета, проводившиеся Бенаром [81] (см. описание и анализ в [5, 6]). Во-вторых, главный тип опытов — это уже неоднократно упомянутые выше опыты по подогреву сверху светом лазера.

### 8.1. Опыты Бенара

Бенар проводил эксперименты со слоем спермацета (кашалотового воска). Данные о спермацете можно найти в [82–84]. Слой спермацета толщиной до 1 мм помещался на ровный металлический поддон. Верхняя поверхность — граница с воздухом. Таким образом реализовывалась модель бесконечного плоского слоя, подогреваемого снизу. Нижняя граница — твердая, изотермическая; верхняя — свободная, теплоизолированная.

Оценки, приведенные в [8, 9], показывают, что в этих опытах  $h_c = h_{M,1} < h < h_{Ra,M}$ . По формуле (16) можно найти  $h_{M,1} \approx 10$  мкм, а формула (10) дает  $h_{Ra,M} \approx 2$  мм. Наиболее трудно оценить  $\gamma$  (см. [8]). Отсюда следует, что главным механизмом, приводящим к образованию ячеек Бенара, является термокапиллярный (см. [5–7] и обзор [2]).

Учет влияния термоэлектрического механизма в самых тонких экспериментально наблюдавшихся слоях ( $h \approx 10$  мкм  $\approx 0,1$  мм) можно провести на основе решений задач, приведенных в [20], и найти, что  $M \approx M^*$  ( $1 - 0,4E$ ). В условиях опыта  $E \approx 0,1$ . Изменение  $M$  составляет всего несколько процентов. Мало и изменение соотношения размеров  $l/h$  ячейки, возникающей в момент возбуждения.

Отметим, однако, что термоэлектрическим механизмом, по-видимому, можно объяснить старение жидкокристаллических индикаторов [85].

Все остальные многочисленные опыты по подогреву снизу (см. описание в [1] и [28]) проводились со слоями такой толщины, что влияние термокапиллярности и термоэлектричества в них не проявлялось.

### 8.2. Опыты по лазерному разогреву

Первая работа по термоэлектрической конвекции [86] носила чисто теоретический характер, но уже начиная с работы [87] была осознана необходимость применения теории электроконвекции, возникающей при нагревании, для объяснения результатов опытов по лазерному плавлению. После работ Миркина [88, 89] общепринято [18, 90–92], что в расплаве наблюдаются конвективные, ячейстые движения. Однако неэлектрические механизмы возбудить такие движения не могут.

Подчеркнем, что конвективное движение возникает именно при нагревании. Об этом можно судить по проникновению легирующих материалов [93, 94]. Возникновение ячейстого движения при остывании сверху [95, 96] под действием неэлектрических механизмов, конечно, возможно.

Объяснение возбуждения ячейстого движения при плавлении или нагревании жидкости (без испарения) излучением лазера имеет большое значение для прикладных целей в области технологии [97–101].

Проявление влияния термоэлектричества на конвекцию можно наблюдать в экспериментах с нагреванием жидкой стали с нанесенным на ее поверхность карбидом вольфрама [93, 94] или при получении жидких пленок сплавов кремния с теллуром [92]. Для оценок влияния можно принять разность температур горячей ( $T_h$ ) и холодной ( $T_c$ ) поверхностей  $T_h - T_c \approx \Delta h \approx 10^3 \div 10^4$  К и параметры жидкости  $\rho \approx 1 \div 10$  г/см<sup>3</sup>,  $\beta \approx (9 \div 6) \times 10^{-4}$  К<sup>-1</sup>,  $\nu \approx \eta \approx 5 \times 10^{-2} \div 1$  мм<sup>2</sup>/с,  $\sigma = 1 \div 3 \times 10^{-5}$  Н/(м·К) [102, 103].

Кроме того необходимо знать значение коэффициента термоэдс  $\gamma$ . Таких значений при температурах плавления и немного выше в публикациях найти не удалось. Однако известно, что электропроводность и термоэлектрические коэффициенты существенно не изменяются в точке плавления. В твердотельных полупроводниках при температуре выше дебаевской  $T_D$  коэффициент термоэдс определяется эффектом увеличения температуры и записывается как  $\gamma = a(k_B/e)(T_D/T)$ . Постоянная  $a$  такова, что  $\gamma$  имеет порядок 100 мкВ/К [104–106].

Условие, что термоэлектрический эффект приводит жидкость в движение и ни подъемная сила ( $\beta > 0$ ), ни температурная зависимость поверхностного натяжения ( $\sigma > 0$ ) не могут подавить неустойчивость, запишется как

$$A > A_1 \approx \left( \frac{\rho \kappa \nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \frac{I^*}{\gamma h} > \frac{\rho \beta g h^2 E^*}{\varepsilon \gamma^2 R^*} > \frac{\sigma E^*}{\varepsilon \gamma^2 M^*}, \quad (45)$$

где  $Ra^* > 800$ ,  $M^* > 80$ ,  $E^* > 45$ . При этом термоэлектрический эффект возбуждает неустойчивость, если нагрев превышает значение  $A_1$ . При нагревании сверху возможно возбуждение поверхностных волн [17, 18]. Но, во-первых, такие волны не могут возбудить движение внутри расплавленного слоя до наблюдаемых глубин (до 150 мкм согласно данным [93, 94]) и поэтому не могут обеспечить наблюдаемое проникновение туда легирующего вещества вольфрама. Во-вторых, нужно сравнить условия возбуждения. В [17] показано, что для возбуждения волн необходимо, чтобы нагрев был  $A > A_w = \rho g h / \sigma$ . Сравнивая условия возбуждения термоэлектрической конвекции и поверхностных волн, найдем [87], что термоэлектрическая конвекция возбуждается первой, если толщина жидкого слоя меньше, чем

$$h^2 < h_*^2 \approx \left( \frac{\kappa \nu}{\rho \varepsilon} \right)^{1/2} \frac{I_* \sigma}{\gamma g}. \quad (46)$$

Оценки показывают, что  $h_* < 1$  мм. В условиях эксперимента толщина легированного слоя оказывалась около 0,1–0,03 мм, т.е. первоначально возбуждается именно термоэлектрическая неустойчивость.

Считается [1–2], что свойства неустойчивости, возникающие первоначально, будут проявлять себя и после того, как движение станет развитым.

Теоретические значения  $b = 54$  и  $b = 37$  для прямоугольной и гексагональной ячеек, вычисленные с учетом того, что возбуждаются сразу две трехмерные ячейки (см. раздел 6 и [33]), хорошо согласуются с результатом  $l/h \approx 47$ , полученным из анализа данных таблицы разме-

ров легированной зоны [94]. Эти результаты взяты из [8, 9] и [32].

### 8.3. Механизм образования расплавленной зоны [13, 14]

Пусть лазерное излучение имеет энергию, лишь не намного превышающую теплоту плавления, и длительность импульса порядка характерного времени  $h^2/\nu = 10^{-2}$  с = 10 мс, нужного для установления равновесного режима.

На первом этапе слой, расплавленный излучением, очень тонок ( $h \ll h_c$ ). В таких условиях возникает движение вдоль слоя, которое только при нагреве, соответствующем величине  $I_* \approx 4, 5$  (раздел 6), начинает превращаться в ячеестое. Очевидно, значение  $I_*^2 = E_* \approx 20$  можно использовать в условиях произвольного нагрева, считая нагревы в перпендикулярных направлениях примерно одинаковыми:  $A_x \approx A_z \approx A$ . Тогда можно определить соотношение размеров зоны расплава примерно равным 40. Первоначально возникающие свойства, по-видимому, будут еще долго проявлять себя и в условиях развитой зоны расплава. Во всяком случае, так всегда бывает при возбуждении конвекции [1, 2].

Возникшее уже в тонких слоях продольное движение переносит горячую жидкость вдоль границы (см. рис. 14), а с ней переносится и теплота. Поэтому зона расплава резко расширяется, пока ее размер вдоль образца не станет примерно в 40 раз больше, чем в глубину.

При нагреве, обеспечивающем  $I > 4, 5$ , развивается и движение в перпендикулярном направлении. Перенос горячей жидкости к дну расплава приводит к интенсивному увеличению глубины слоя жидкости. С увеличением глубины в 40 раз поверхность расплава растет в 1600 раз быстрее. Однако при увеличении глубины и площади поверхности начинает проявляться стабилизирующее действие термокапиллярного эффекта. Одновременно появляются поверхностные волны.

При глубине слоя  $h \leq 10$  мкм и значениях  $T_h - T_c \approx 10^4$  К возможно возбуждение термоэлектрической конвекции — ячейеистого движения с соотношением продольных и поперечных размеров больше 2. По-видимому, такое явление, если и наблюдается, то только в самый первый момент нагрева в самых тонких слоях. В реально развивающемся расплаве воздействие от такой неустойчивости уже трудно определимо. Глубина расплава, реально наблюдавшаяся в опыте (30–100 мкм), по-видимому, лишь в самом начале ( $h < 10$  мкм) определяется термоэлектрической конвекцией, а затем (для  $h < 100$  мкм) зависит от возбуждения движения боковым нагревом и его "резонансного" нарастания, и, наконец, самые большие значения глубины расплава достигаются обычным теплопереносом.

## 9. Заключение: синергетические аспекты

Проблема порядка и беспорядка привлекает к себе внимание давно [107–113]. Важна она и в случае получения расплавов действием лазерного излучения — вполне современных технологических методов. Речь идет об изучении и описании коллективных явлений, которые наблюдаются при переходе от неупорядоченных систем к упорядоченным и обратно. Общая черта рассматриваемых явлений состоит в том, что, по мере того как система усложняется (нагревается), она приобретает такие феноменологические особенности, которые трудно обнару-

жить, изучая более простые подсистемы [110, 111]. В данной работе архимедовские и термокапиллярные механизмы (подсистемы) усложнены наложением термоэлектрической подсистемы, что приводит к новой технологической возможности — возможности передачи теплоты ячейеистым движением при подогреве сверху.

Взаимодействие подсистемы определяет свойства объекта — расплавленной зоны. Синергетические свойства объекта, его пространственно-временная периодичность определяются, в частности, термоэлектрической неустойчивостью и термокапиллярной стабилизацией. Общие соображения позволяют принимать появление ячейеистого движения и при подогреве сверху как явление естественное [112], но конкретные свойства объекта (полупроводниковой жидкой пленки) можно предсказать и объяснить, лишь исходя из решения конкретных задач и сравнивая решение с экспериментальными результатами.

Таким образом, термоэлектрическая конвекция — пример взаимодействия гидродинамических, электрических и тепловых подсистем неупорядоченной системы. При взаимодействии этих подсистем в открытой термодинамической системе — пленке жидкости происходит самоорганизация и возникновение макроскопических, пространственно-временных структур. В соответствии с общими представлениями [107] переход происходит как нарастание флуктуаций. Стохастические возмущения, нарастая, переходят в детерминированное ячейеистое движение. Причем этот переход происходит [108] лишь в некоторой области значений управляющих параметров — нагрева  $A$  и толщины слоя  $h$ .

По синергетическим соображениям [110, 111] получающиеся ячейки (детерминированное движение) также существуют лишь в некоторой области значений этих же управляющих параметров. Так, при толщинах слоя больше критических  $h_{MI}$  (15) или  $h_{RI}$  (16) движение в ячейках, вызванное нагревом сверху, подавляется.

Ячейки Бенара — классический пример синергетического явления. Новый вид механизма самоорганизации — термоэлектрическая неустойчивость позволяет посмотреть на это явление по-иному. Взаимодействие этого механизма с ранее изученными механизмами возбуждения (силой плавучести и термокапиллярной силой) дает возможность выявить практически важные характеристики технологии плавления вещества лазерным излучением.

Новый механизм приводит к объяснению возможности передачи теплоты конвекцией при подогреве со свободной поверхности.

Изложенные результаты исследования условий возбуждения электрической конвекции применимы к широкому спектру сред с различными механическими и электрическими свойствами. К настоящему времени исследованы только некоторые из этих сред (жидкие полупроводники и полуметаллы, некоторые типы жидких кристаллов, биполярные среды и т.п.). Другие среды, например пористые среды, газожидкостные смеси и многие другие, еще предстоит изучить с применением изложенной выше методики исследования взаимодействия гидродинамических и электрических свойств.

Автор благодарит Н.В. Калинина и Б.И. Лембрикова за помощь в работе, а также О.В. Константинова, Р.А. Суриса и М.И. Дьяконова, Ю.К. Стишкова, И.Н. Топтыгина и многих других коллег за обсуждение.

Выражаю также искреннюю признательность своим учителям покойному Л.Э. Гуревичу и И.В. Иоффе.

## Список литературы

- Chandrasechar S *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford: University Press, 1961)
- Гершуни Г З, Жуховицкий Е М *Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости* (М., 1972)
- Drazin P G, Reid W H *Hydrodynamic stability* (Cambridge: Cambridge Press, 1981)
- Гершуни Г З, Жуховицкий Е М, Непомнящий А А *Устойчивость конвективных течений* (М., 1989)
- Pearson J K A *J. Fluid Mech.* **4** (5) 489 (1958)
- Nield D A *J. Fluid Mech.* **19** 341 (1964)
- Berg J C, Acrivos A *Chem. Eng. Sci.* **20** 737 (1965)
- Эйдельман Е Д *ЖЭТФ* **103** (5) 1633 (1993)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **64** (4) 29 (1994)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **57** (6) 1145 (1987)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **63** (10) 192 (1993)
- Эйдельман Е Д Там же, с. 195
- Эйдельман Е Д *ТВТ* **32** (3) 418 (1994)
- Эйдельман Е Д *ФТП* **28** (9) 1535 (1994)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика* (М., 1988)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред.* (М., 1982)
- Левченко Е Б, Черняков А Л *ЖЭТФ* **81** (2) 202 (1981)
- Арутюнян Р В, Баранов В Ю, Большов Л А и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М., 1989)
- Эйдельман Е Д *Поверхность* (3) 29 (1995)
- Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **19** (17) 90 (1993)
- Левич В Г *Физико-химическая гидродинамика* (М., 1959)
- Davies J T, Rideal E K *Interfacial Phenomena* (N.Y.: Academic Press, 1962)
- Бирх Р В *ПМТФ* (3) 69 (1966)
- Levich V G, Krylov V S *Ann. Rev. Fluid Mech.* **1** 293 (1969)
- Эйдельман Е Д *ЖЭТФ* **104** (3, 9) 3058 (1993)
- Соковишин Ю А, Мартыненко О Г *Введение в теорию свободноконвективного теплообмена* (Л., 1982)
- Сесиби Т, Бредшоу П *Конвективный теплообмен. Физические основы и вычислительные методы* (М., 1987)
- Болога М К, Гросу Ф П, Кожухарь И А *Электроконвекция и теплообмен* (Кишинев, 1977)
- Болога М К, Берков А Б *Электроконвективный теплообмен дисперсионных систем* (Кишинев, 1989)
- Болога М К, Смирнов Г Ф, Дидковский И М, Климов С М *Теплообмен при кипении и конденсации в электрическом поле* (Кишинев, 1987)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **64** (5) 1 (1994)
- Эйдельман Е Д *ЖЭТФ* **105** (2) 295 (1994)
- Саночкин Ю В *ПМТФ* (6) 134 (1983)
- Кастлер М *Жидкие полупроводники* (М., 1980)
- Регель А Р, Глазов В М *Физические свойства электрических расплавов* (М., 1980)
- Глазов В М, Вобст М, Тимошенко В Я *Методы исследования свойств жидких металлов и полупроводников* (М., 1989)
- Новоселов А В, Глазов В М, Смирнова Н А *Термодинамика и материаловедение полупроводников* (М., 1992)
- Алексеев А А, Андреев А А, Прохоренко В Я *УФН* **106** 81 (1972)
- Шапошников И Г *ПММ* **17** (5) 604 (1952)
- Hart J E *J. Fluid Mech.* **49** (2) 279 (1979)
- Turner J S *Ann. Rev. Fluid Mech.* **17** 11 (1985)
- Измайлов Н А *Электрохимия растворов* (М., 1976)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **54** (4) 145 (1989)
- Эйдельман Е Д *ТВТ* **33** (4) 509 (1995)
- Иоффе И В, Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **4** 193 (1978)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **65** (1) 19 (1995)
- Бонч-Бруевич В Л *ЖЭТФ* **67** (6) 2204 (1974)
- Бонч-Бруевич В Л *ЖЭТФ* **71** (4) 1583 (1976)
- Же де Вилем *Физические свойства жидкокристаллических веществ* (М., 1982)
- Геворкян Э В, Базаров И П *Статистическая физика жидких кристаллов* (М., 1992)
- Эйдельман Е Д *ФТТ* **37** (1) 160 (1995)
- Чандрасекар С *Жидкие кристаллы* (М., 1975)
- П. де Жен *Физика жидких кристаллов* (М., 1975)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теоретическая физика. Т. 7: Теория упругости* (М., 1987)
- Кац Е И, Лебедев В В *Динамика жидких кристаллов* (М., 1988)
- Иоффе И В, Лембриков Б И, Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **2** (20) 921 (1976)
- Dubous-Violette E *C.R. Acad. Sci.* **273** 923 (1971)
- Dubous-Violette E, Guyon E *Mol. cryst. liquid cryst.* **26** 193 (1974)
- Иоффе И В, Эйдельман Е Д *ЖТФ* **49** (10) 2291 (1979)
- Капустин А П, Капустина О А *Акустика жидких кристаллов* (М., 1986)
- Эйдельман Е Д *Поверхность* (3) 26 (1995)
- Rapini A *Can. J. Phys.* **53** 968 (1975)
- Матвеев В Н, Кирсанов Е А *Поверхностные явления в жидких кристаллах* (М., 1991)
- Pieranski P, Dubous-Violette E, Guyon E *Phys. Rev. Lett.* **30** 736 (1973)
- Иоффе И В, Эйдельман Е Д *ЖТФ* **51** (8) 1702 (1981)
- Эйдельман Е Д *ЖТФ* **60** (1) 214 (1990)
- Иоффе И В, Эйдельман Е Д *ЖТФ* **60** (1) 217 (1990)
- Helfrich W J *Chem. Phys.* **55** 839 (1971)
- Dubous-Violette E *Hydrodynamic instabilities of cholesterics under a thermal gradient. J. Phys. (Paris)* **34** 107 (1973)
- Гуревич Л Э, Иоффе И В *ЖЭТФ* **61** (3) 1133 (1971)
- Остроумов Г А *Взаимодействие гидродинамических и электрических полей* (М., 1979)
- Стишков Ю К, Остапенко А А *Электродинамические течения в жидких диэлектриках* (Л., 1989)
- Gelmont B, Ioffe I *Phys. Lett.* **26A** 253 (1968)
- Roberts P H *J. Mech. Appl. Math.* **22** 211 (1969)
- Turnbull R *Phys. Fluids* **11** 2588 (1968)
- Эйдельман Е Д *ЖЭТФ* **107** (3) 774 (1995)
- Иоффе И В, Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **2** (2) 90 (1976)
- Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **20** (22) 74 (1994)
- Духин С С, Дерягин Б В *Электрофорез* (М., 1976)
- Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **20** (22) 10 (1994)
- Benard H *Ann. Chim. Phys.* **23** 62 (1901)
- Warth A N *The chemistry and Technology of Waxes* (N.Y., 1956)
- Высокомолекулярные непредельные спирты из кашалотового жира* (М.: ВИНТИ, 1966)
- Мусаев Т Автореф. дис... к-та хим. наук (Грозный, 1982)
- Винокур К Д, Сихарулидзе Д Г, Чилая Г С, Элашвили З М *Жидкие кристаллы со спиральной структурой и их использование для систем отображения информации* (Тбилиси, 1988)
- Иоффе И В, Калинин Н В, Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **2** (9) 395 (1976)
- Иоффе И В, Эйдельман Е Д *Письма ЖТФ* **15** (2) 9 (1989)
- Миркин Л И *ДАН СССР* **186** 306 (1969)
- Миркин Л И *Физические основы обработки материала лучами лазера* (М., 1975)
- Бункин Ф В, Трибелский М И *УФН* **130** 193 (1980)
- Карпов С Ю, Ковальчук Ю В, Погорельский Ю В *ФТП* **20** (11) 1945 (1986)
- Александров Л Н *Кинетика кристаллизации и перекристаллизации полупроводниковых пленок* (Новосибирск, 1985)
- Бетанелли А И, Даниленко Л П, Лоладзе Т Н и др. *ФХОМ* (6) 22 (1972)
- Рыкалин Н Н, Углов А А, Кокора А Н Там же, с. 14
- Астапчик С А, Царев Г Л, Береза М А, Чиботко А А *Вестн АН БССР. Сер. физ.-техн. наук* (2) 13 (1987)
- Астапчик С А, Береза М А *Вестн АН БССР. Сер. физ.-техн. наук* (1) 29 (1989)
- Рыкалин Н Н, Углов А А, Кокора А Н *Лазерная электронно-лучевая обработка материалов* (М., 1988)
- Вейко В П, Либенсон М Н *Лазерная обработка* (Л., 1983)
- Дьюли У *Лазерная технология и анализ материалов* (М., 1986)
- Введеннов А А, Гладуш Г Г *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М., 1985)

101. Allmen M *Laser-beam interaction with materials* (Berlin: Springer, 1987)
102. *Физические постоянные: Справочник* (М., 1990)
103. Нежелко В И, Флока Л И *Поверхностное натяжение жидких металлов и сплавов: Справочник* (М., 1991)
104. Ансельм А И *Введение в теорию полупроводников* (М., 1962)
105. Конвелл Э М *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., 1970)
106. Цидильковский И М *Термомагнитные и термоэлектрические явления в полупроводниках* (М., 1973)
107. Гленсдорф П, Пригожин И *Термодинамическая теория структуры устойчивости и флуктуаций* (М., 1973)
108. Graham R *Fluctuations, Instabilities and Phase Transitions*. (Ed. by T R Riste) (N.Y.: Plenum Press, 1975)
109. Haken H *Rev. Mod. Phys.* **47** 67 (1975)
110. Хакен Г *Синергетика* (М., 1980)
111. Хакен Г *Синергетика: иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах* (М., 1985)
112. Stanley H E *Introduction to Phase Transition and Critical Phenomena* (N.Y.: University Press) 1971
113. Карери Дж *Порядок и беспорядок в структуре материи* (М., 1985)

#### ELECTRIC INSTABILITY EXCITATION DURING HEATING

**E.D. Eidel'man**

*St. Petersburg Chemical-Pharmaceutical Institute  
ul. prof. Popova 14, 197376 St. Petersburg, Russia  
Tel. (812) 234-15-23. Fax (812) 234-60-44  
E-mail: gromv@relat.spb.su*

A theory of a mechanism for the excitation of free thermal convection is outlined. This mechanism is powered by the electric force and therefore electric instability is excited. Such thermoelectric mechanisms allow the explanation of the generation of cellular motion when the heating is from above; for example, by laser radiation.

PACS numbers: **44.25. + f**, **44.50. + f**, **44.90. + c**

Bibliography — 113 references

*Received 23 December 1994, revised 20 March 1995*