01;03

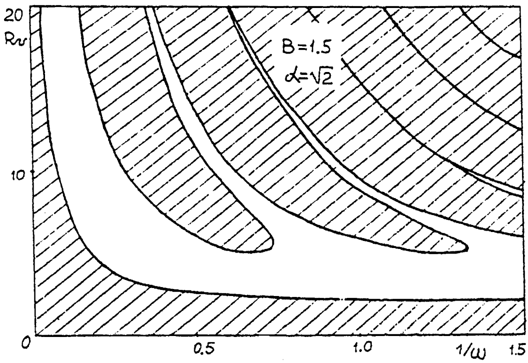
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОНВЕКЦИИ В ЖИДКОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Б.Л.Смородин

Известно, что в неоднородно нагретых жидких полупроводниках может возникать электрическое поле, обусловленное термоэлектрическим эффектом (γ). Это поле влияет на устойчивость равновесия расплава полупроводника и может приводить к возникновению гидродинамического движения [1]. Исследование конвекции в слоях жидких полупроводников под влиянием термоэлектрического эффекта проводилось ранее [2–5]. Конкуренция с конвекцией Рэлея приводит к тому, что термоэлектрический механизм кризиса равновесия проявляет себя в слоях толщиной $\sim$1 мм. Между тем, в условиях микрогравитации, когда амплитуды микроускорений значительно меньше ускорения силы тяжести на Земле ($g \sim 10^{-2}$ см^2/с), термоэлектрический механизм остается главным фактором, влияющим на устойчивость жидкости с изотермической поверхностью. В то же время вибрации являются эффективным фактором управления конвекцией. В случае конвекции Рэлея вибрации могут возбуждать неустойчивость при докритических нагревах, либо стабилизировать конвекцию в закритическом случае.

В настоящей работе исследовано влияние вертикальных вибраций амплитуды смещения b и частоты ω_0 на возникновение конвекции термоэдс в горизонтальном плоском слое жидкого полупроводника со свободными изотермическими границами в отсутствиие силы тяжести. Предполагается, что толщина слоя h много больше радиуса Дебая–Хюккеля. Это позволяет пренебречь погранслойной неоднородностью равновесных распределений заряда r_0 и поля термоэдс E_0 ($r_0 = 0$, $E_0 = \gamma A$), где A — равновесный градиент температуры [5].

Используем следующие масштабы длины, времени, скорости, давления, температуры, поля, плотности заряда: h, h^2/ν, χ/h, $\chi\nu\rho_l/h^2$, Ah, γA, $\varepsilon\gamma A/h$ (ρ_l, ν, χ, ε, — плотность жидкости, коэффициенты вязкости, температуропроводности, диэлектрической проницаемости). В системе отсчета, связанной со слоем, запишем безразмерные уравнения для малых возмущений скорости $\mathbf{v}$, температуры T, давления p,



Карты устойчивости на плоскости $1/\omega$, Rv. Области неустойчивости *заштрихованы.*

плотности заряда ρ:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \mathrm{R\,v} \cdot \sin(\Omega t) T \mathbf{e} - B\rho \mathbf{e},$$

$$P\frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + \mathbf{e}\cdot\mathbf{v}, \quad P_1\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho + \Delta \mathbf{T}, \quad \mathrm{div}\,\mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{e} = (0,0,1),$$

$$z = 0,1: \qquad v_z = 0, \quad v_z'' = 0, \quad T = 0, \quad \rho = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\mathrm{Rv} = b\omega_0^2 A h^4/\nu\chi$ — вибрационное число Рэлея, $P = \nu/\chi$, $P_1 = \varepsilon\nu/\sigma h^2$ тепловое и электрическое числа Прандтля, $B = \varepsilon\gamma^2 A^2 h^2/\nu\rho_l\chi$ параметр, характеризующий термоэлектрическую конвекцию, $\Omega = \omega_0 h^2/\chi$ — безразмерная частота вибраций (σ, β — коэффициенты электропроводности и теплового расширения). В уравнении движения вместо силы тяжести появляется вибрационное слагаемое $\mathrm{Rv}\cdot\sin(\Omega t)T\mathbf{e}$, ось z направлена перпендикулярно слою вверх.

Для жидких полупроводников с высоким коэффициентом термоэдс, например Se, $\sigma \sim 10^{-6}$ Ом$^{-1}$м$^{-1}$ [6], что для слоев $h > 1$ мм, дает значение $P_1 \sim 0$, то есть позволяет считать, что избыточный заряд возникает только за счет термодиффузии.

Рассмотрены нормальные возмущения равновесия $\{\mathbf{v}, T, p, \rho\} = A(t)\sin(\pi z)\exp(ik_x x + ik_y y)$, где $A(t)$ — амплитуда возмущений, $k_x = 2\pi/\lambda_x$, $k_y = 2\pi/\lambda_y$ — волновые числа, характеризующие размеры возникающих в плоскости слоя ячеек. Для получения аналитического решения задачи допустим, что модуляция происходит не по гармоническому, а по ступенчатому закону [7,8]. Тогда для границ устойчивости получим:

$$\cos\left(\frac{\pi\omega_1}{\omega}\right)\cdot\cos\left(\frac{\pi\omega_2}{\omega}\right)-\frac{\omega_1^2+\omega_2^2}{2\omega_1\omega_2}\sin\left(\frac{\pi\omega_1}{\omega}\right)\cdot\sin\left(\frac{\pi\omega_2}{\omega}\right)=$$

$$=\pm\operatorname{ch}\left(\frac{2\pi\alpha}{\omega}\right), \tag{2}$$

$$\omega_1=\sqrt{1-B'+\mathrm{Rv}'-\alpha^2},\qquad \omega_2=\sqrt{1-B'-\mathrm{Rv}'-\alpha^2},$$

$$B'=\frac{B}{B_0},\qquad \mathrm{Rv}'=\frac{\mathrm{Rv}}{\mathrm{Rv}_0},$$

$\omega=\Omega/(k_x^2+k_y^2+\pi^2)$, где B_0, R_0 — пороговые значения параметров для термоэлектрической [1] и рэлеевской [7] конвекции в статическом случае; $2\alpha=P^{1/2}+P^{-1/2}$ характеризует степень затухания возмущений. Знаки "+" и "−" соответствуют целым и полуцелым решениям.

Случай $0<B'<1$ соответствует нагреву с докритическим градиентом температуры. В отсутствие вибраций ($\mathrm{Rv}'=0$) равновесие устойчиво. Вибрации, превышающие значение $\mathrm{Rv}'=3\alpha^2+1-B'$, приводят к возникновению параметрической неустойчивости. Для $B'>1$ равновесие неустойчиво в отсутствие вибраций. Наличие вибраций, как и в случае параметрического возбуждения конвекции Рэлея [7], приводит к появлению области стабилизации. Она расположена между основной полосой неустойчивости, прилегающей к оси $\mathrm{Rv}'=0$, и областями резонансного возбуждения (см. рисунок).

Список литературы

[1] *Иоффе И.В., Калинин Т.В., Эйдельман Е.Д.* // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. В. 9. С. 395–396.
[2] *Эйдельман Е.Д.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 6. С. 1145–1147.
[3] *Эйдельман Е.Д.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 90–93.
[4] *Эйдельман Е.Д.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 10. С. 192–195.
[5] *Саранин В.А.* // Магнитная гидродинамика. 1983. В. 1. С. 85–89.
[6] *Катлер М.* Жидкие полупроводники. М., 1980. 256 с.
[7] *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., 1972. 392 с.
[8] *Стрелков С.П.* Введение в теорию колебаний. М., 1964. 437 с.

Пермский государственный университет

Поступило в Редакцию 8 июня 1994 г.