

01; 05.3

К ТЕОРИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СЛОЯ МЕТАЛЛА,  
РАСПЛАВЛЕННОГО ЛУЧОМ СВЕТА

И.В. И о ф ф е, Е.Д. Э й д е л ь м а н

В ряде опытов (см. [1]) наблюдалась неустойчивость слоя жидкого металла, нагретого световым лучом сверху, что не может быть объяснено обычной конвекцией. В [1] предложен механизм возникновения неустойчивости, связанный с зависимостью коэффициента поверхностного натяжения  $\alpha$  от температуры  $T$  (в энергетических единицах). Покажем, что возможна еще одна причина возбуждения неустойчивости, причем градиент температуры в направлении, поперечном слою (ось  $Z$ ), необходимый для возбуждения, не больше найденного в [1]. Качественно появление неустойчивости связано с появлением стационарного (индекс "с") термоэлектрического поля ( $\mathcal{J}$  - коэффициент термоэлектродвижущей силы)

$$E_0 = \mathcal{J} \nabla T_0. \quad (1)$$

При появлении флуктуации температуры возникает флуктуационное электрическое поле и связанный с полем флуктуационный заряд. Действие стационарного поля на заряд при достаточно большом стационарном градиенте температуры может вызвать неустойчивость. Для ряда других жидкостей эта задача решалась в [2-4]. Ограничимся случаем ( $d$  - толщина слоя), когда можно пренебречь зависимостью кинетических коэффициентов от

$$d \left| \frac{dT_0}{dZ} \right| \ll T_0. \quad (2)$$

Отметим, что оценка  $\frac{dT_0}{dz}$  от плотности потока, приведенная в [1], при указанных в [1] плотностях потока приводит к нарушению (2). Пренебрежем светоэлектрическим полем, т.к. оно меньше термоэлектрического, и диффузионным полем, т.к. дебаевский радиус много меньше толщины слоя. В линейном по флуктуационным величинам (индекс "1") приближении система уравнений, описывающая задачу, имеет вид

$$\operatorname{div} v = 0, \quad \operatorname{div} j_1 = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} E_1 = 4\pi q_1, \quad j_1 = \sigma(E_1 - \mathcal{J} \nabla T_1),$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \kappa \Delta \right) T_1 = -\sigma \nabla T_0,$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{J} \Delta \right) v = -\frac{\nabla P_1}{\rho_0} - g \beta T_1 + \frac{q_1 E_0}{\rho_0}.$$

Здесь  $\beta$ ,  $\nu$ ,  $\alpha$  - коэффициенты объемного расширения, вязкости, температур проводности;  $\sigma$  - электропроводность,  $\rho$  - плотность заряда,  $g$  - гравитационное ускорение,  $p$  - давление,  $\rho$  - плотность,  $U$  - скорость,  $j$  - плотность тока. Граничные условия для температуры и скорости на твердой нижней и свободной верхней границах обычны [5]; кроме того,  $j_{\perp z} = 0$  при  $z = 0, d$ . Положим все возмущения  $\sim \exp(-i\omega t)$ . Возникновение неустойчивости соответствует условию  $\text{Im}\omega = 0$ . Анализ показывает, что в этом случае  $\text{Re}\omega = 0$ , т.е. возникает аperiodическая неустойчивость. Поэтому система уравнений (3) сводится к

$$\left[ \Delta^2 \pm \frac{g\beta|\nabla T_0|}{\nu\alpha} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + \frac{(\sigma\nabla T_0)^2}{4\pi\rho_0\nu\alpha} \Delta \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right] \sigma_z = 0. \quad (4)$$

Наличие силы тяжести при подогреве сверху стабилизирует жидкость, что не учитывалось в [1]. Условие неустойчивости требует

$$|\nabla T_0| > |\nabla T_0^\alpha| = \sqrt{4\pi\rho_0\nu\alpha a_1} (\nu d)^{-1/2},$$

$$|\nabla T_0| > \rho_0 g \beta d^2 \nu^{-1/2} a_2,$$

$$a_{1,2} \approx 3 \div 10.$$

Для дальнейшего необходимо оценить величину  $\nu$ . Экспериментальные значения термоэдс при температуре плавления и выше неизвестны. Известно, однако, что электропроводность и термоэлектрические коэффициенты не изменяются существенно при плавлении твердых тел. В твердых металлах при температуре выше температуры Дебая  $\theta$  термоэдс определяется эффектом увлечения и равна [6]  $\nu \approx \frac{a_3}{e} \frac{\theta}{T}$ , где  $a_3 = 3-10$ . Поэтому примем  $\nu \approx e^{-1}$ . При этом второе из условий (5) слабее. Сравним первое из условий (5) и критический градиент температуры  $|\nabla T_0^\alpha|$ , найденный в [1],

$$\left| \frac{\nabla T_0^\alpha}{\nabla T_0} \right| = \left( \frac{\rho_0}{4\pi\alpha} \right)^{1/2} \left| \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln T} \right|^{-1} \nu g T_0 d^2. \quad (6)$$

При условиях опыта это отношение порядка единицы при толщине слоя около 0.1 см. При больших толщинах термоэлектрическая неустойчивость наступает ранее.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Левченко Е.Б., Черняков А.Л. // ЖЭТФ, 1981. Т. 81. С. 202-209.
- [2] Иоффе И.В., Каплин Н.В., Эйдельман Е.Д. Возможность дорелевской конвекции в жидких полупроводниках // Письма в ЖТФ, 1976. Т. 2. С. 395-396.
- [3] Иоффе И.В., Эйдельман Е.Д. // Письма в ЖТФ, 1978. Т. 4. С. 193-196.
- [4] Иоффе И.В., Эйдельман Е.Д. // ЖТФ, 1981. Т. 51. С. 1702-1704.

[5] Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.

[6] Лифшиц Е.М., Гитаяевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию  
12 января 1988 г.  
В окончательной редакции  
с 18 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2

26 января 1989 г.

02; 07

### ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИОННЫХ ПУЧКАХ ГАЛЛИЯ

Р.А. Ганеев, В.В. Горбушин,  
И.А. Кулагин, Т. Усманов,  
С.Т. Худайбергенов

Для создания оптических преобразователей частоты лазерного излучения в коротковолновой области спектра представляет интерес использование ионных сред [1, 2]. Данные среды обладают более высокими порогами оптического пробоя, широкими диапазонами прозрачности по сравнению с кристаллическими нелинейными средами, а также атомарными и молекулярными газообразными средами. Нелинейности ионных сред могут существенно превышать нелинейности атомарных сред из-за возможности достижения резонансных и квазирезонансных условий в более высокочастотных диапазонах. Кроме того, использование ионных пучков позволяет методами электронной оптики формировать оптимальные параметры по плотности и геометрии нелинейной среды.

В настоящей работе впервые исследована генерация гармоник лазерного излучения в ионных пучках, которые создавались жидкометаллическим источником (ЖМИ) ионов.

Для анализа генерации третьей гармоник (ГТГ) излучения неодимового лазера в ионах  $Ga^{3+}$  II были определены параметры ионной среды, ответственные за процесс преобразования. На основе вычисленных значений матричных элементов оператора дипольного момента были рассчитаны нелинейные восприимчивости третьего порядка, ответственные за ГТГ ( $\chi^{(3)}(3\omega)$ ), а также за самовоздействие основного излучения ( $\chi^{(3)}(\omega)$ ) и за воздействие основного излучения на фазу генерируемой волны ( $\chi^{(3)}(3\omega, \omega)$ ). Значения этих нелинейных восприимчивостей для иона  $Ga^{3+}$  II, находящегося в основном состоянии  $4s^2 2S$ , для длины волны излучения неодимового лазера на фосфатном стекле ( $\lambda = 1054$  нм) приведены в таблице.