

УДК 532; 516; 624

## **КОНВЕКЦИЯ В НАНОЖИДКОСТЯХ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ПОГЛОЩЕНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН\*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

\*e-mail: rhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 мая 2017 г.)

Рассмотрена задача возникновения регулярной конвекции в горизонтальном слое наножидкости, находящемся в поле тяжести, при пространственно-периодическом распределении объемных источников тепла в плоскости слоя. Показано, что отклик системы максимален, при прочих равных условиях, когда период источников приблизительно равен удвоенной толщине слоя.

### **1. Введение**

Началом систематического изучения конвективной устойчивости жидкости можно считать эксперименты Бенара [1, 2], наблюдавшего возникновение регулярной пространственно-периодической конвекции гексагональной структуры в подогреваемом снизу горизонтальном слое жидкости с верхней свободной поверхностью. Затем Рэлей [3] теоретически исследовал конвективную устойчивость в горизонтальном слое жидкости и определил порог конвекции для модельного случая слоя с обеими свободными границами. Он рассмотрел горизонтальный слой жидкости со свободными, но недеформируемыми границами, на которых поддерживается разная, но постоянная температура при учете поля тяжести (задача Рэля–Бенара).

В течение последних двух десятилетий задача конвекции в слое жидкости, нагреваемой снизу, привлекает к себе пристальное внимание в связи с применением мощных лазеров для обработки материалов [4–6]. Области применения лазерно-индуцированных конвективных явлений включают новые методы лазерной диагностики жидкостей [7], биоинженерию [8], сверление [9], абляцию [10], поверхностное легирование [11], сварку [12], резку металлов и диэлектриков [13, 14] и т. д. Прогресс в современных лазерных технологиях способствует повышению интереса к изучению такого рода явлений.

Наножидкости – это смеси, содержащие наноразмерные частицы, диспергированные в жидкости. Поскольку применение наножидкостей всегда связано

с тем или иным их течением, то определяющую роль играют конвективные движения (в том числе индуцированные лазерным излучением) в наножидкостях. Наножидкости обладают физическими свойствами, отличающимися от свойств базовой жидкости [15–17]. По сравнению с базовыми жидкостями (например, масло или вода) наножидкости обладают сильными теплофизическими свойствами, такими как высокая теплопроводность, большие коэффициенты теплодиффузии, вязкости и конвективной теплопередачи [18, 19]. В работе [19] впервые было показано усиление теплопроводности наножидкости и представлены ее экспериментальные измерения. В работе [20] была исследована естественная конвекция в замкнутых системах с наножидкостями. Было выяснено, что с увеличением объемной концентрации наночастиц число Нуссельта (отношение конвективной передачи тепла к теплопроводности) для наножидкостей падает. В наших недавних работах [21, 22] было исследовано влияние наночастиц на возникновение регулярной конвекции в слое наножидкости со свободной поверхностью при поглощении световой волны с пространственно-периодическим распределением интенсивности в плоскости слоя, обусловленной температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения.

В настоящей работе рассмотрена задача возбуждения конвективных движений в ячейке с наножидкостью с двумя жесткими плоскими границами, находящейся в поле тяжести, лазерным излучением с пространственно-периодическим распределением интенсивности. Показано, что отклик системы максимален, при прочих равных условиях, когда период источников приблизительно равен удвоенной толщине слоя. Рассмотрено также влияние наночастиц на конвективные движения нанонематика.

## 2. Линеаризованные уравнения конвекции с объемными источниками тепла

Рассмотрим горизонтальный слой  $-L/2 \leq z \leq L/2$  наножидкости толщиной  $L$ , находящийся в поле тяжести  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ ,  $g > 0$ . Предположим, что на слой падают две плоские когерентные световые волны, интерференция которых приводит к пространственно-периодическому распределению интенсивности  $|E(x, y)|^2$ , а при наличии слабого поглощения света – к распределенным в объеме источникам тепла вида

$$Q(x, y) = \frac{\alpha c n}{8\pi} |E(x, y)|^2, \quad (1)$$

$$|E(x, y)|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* \exp(ik_x x + ik_y y) + \text{c. c.}$$

Здесь  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  – волновой вектор неоднородной части тепловыделения,

$|\mathbf{k}| = 2\pi |\sin\gamma_1 - \sin\gamma_2|/\lambda$ , где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – углы падения волн,  $\lambda$  – длина волны света в воздухе,  $\alpha$  – коэффициент поглощения света ( $\alpha L \ll 1$ ),  $c$  – скорость света в пустоте и  $n$  – показатель преломления наножидкости.

Пусть на жестких границах  $z = \pm L/2$  поддерживается постоянная температура  $T_0$  и задано граничное условие прилипания наножидкости:  $\mathbf{v}(z = \pm L/2) = 0$ . В отсутствие светового поля имеет место равновесное состояние:  $v_0 = 0$ ,  $T_0 = \text{const}$ ,  $\rho_0 = \text{const}$  и  $p_0 = p(z = 0) - \rho g z$ . Здесь  $\mathbf{v}$  – скорость,  $\rho$  – плотность,  $g$  – ускорение силы тяжести и  $p$  – гидродинамическое давление. При освещении система возмущается и стационарные уравнения для вариаций  $\theta = T - T_0$ ,  $\delta\rho = -\beta\rho_0\theta$ ,  $\delta p = p - p_0$  и для  $\mathbf{v}$  в приближении Буссинеска имеют вид (см., например, [23, 24])

$$\nabla^2\theta = -q|E|^2, \quad q = \frac{\alpha c n}{8\pi\rho_0 C_p r_e}, \quad (2)$$

$$\eta\nabla^2\mathbf{v} - \text{grad}(\delta p) + \rho_0 g \beta \theta \mathbf{e}_z = 0, \quad (3)$$

$$\text{div}\mathbf{v} = 0. \quad (4)$$

Здесь  $C_p$  – теплоемкость,  $r_e$  – температуропроводность,  $\eta$  – коэффициент вязкости и  $\beta$  – коэффициент объемного расширения наножидкости. Действуя, как обычно, операторами  $\mathbf{e}_z \text{rot}$  и  $\mathbf{e}_z \text{rotrot}$  на уравнение (3) и применяя (4), получаем

$$\nabla^2\xi = 0, \quad \xi = \mathbf{e}_z \text{rot}\mathbf{v}, \quad (5)$$

$$\nabla^4 v_z + A \left( \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} \right) = 0, \quad A = \frac{\rho_0 g \beta}{\eta}. \quad (6)$$

Из граничных условий следует, что  $\partial v_x/\partial x = \partial v_x/\partial y = \partial v_y/\partial x = \partial v_y/\partial y = 0$  при  $z = \pm L/2$ . Отсюда и из уравнений (4) получаем  $\partial v_z/\partial z = 0$  и  $\xi(\mathbf{r}) = 0$  при  $z = \pm L/2$ . Система уравнений (1), (2), (4)–(6) совместно с указанными граничными условиями служит для определения возмущенных величин  $\theta(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ .

### 3. Лазерно-индуцированная конвекция

Из уравнений (5) и граничного условия для  $\xi$  следует, что  $\xi(\mathbf{r}) = 0$  во всех точках жидкости, т. е. отсутствуют «винтовые» движения. Решение системы уравнений (2), (4), (6) и  $\xi(\mathbf{r}) = 0$  будем искать в виде

$$\theta(\mathbf{r}) = \frac{q}{2} (|E_1|^2 + |E_2|^2) \left[ \left( \frac{L}{2} \right)^2 - z^2 \right] + \Theta(z) \exp(ik_x x + ik_y y) + \text{с. с.}, \quad (7)$$

$$v_{x,y,z}(\mathbf{r}) = V_{x,y,z} \exp(ik_x x + ik_y y) + \text{с. с.}$$

Тогда для  $\Theta(z)$  и  $V_z(Z)$  получаем систему уравнений

$$\left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)\Theta = \frac{I}{AL^2}, \quad \left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)^2 V_z = AL^2 a^2 \Theta, \quad (8)$$

$$a = kL, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad Z = \frac{z}{L}, \quad I = \frac{cn\alpha g \beta L^4 E_1 E_2^*}{8\pi C_p r_e \eta}.$$

Однородная по пространству часть тепловыделения при пренебрежении конвекцией приводит к параболическому распределению температуры – формула (7). Для него градиент температуры максимален вблизи границ, где  $|\partial T/\partial z| = q(|E_1|^2 + |E_2|^2)/2$ . Если ввести число Рэлея, используя указанное значение градиента температуры

$$R = A \frac{L^4}{r_e} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{cn\alpha g \beta L^5}{16\pi C_p r_e^2 \eta} (|E_1|^2 + |E_2|^2), \quad (9)$$

то можно сформулировать критерий применимости проведенного рассмотрения. Линеаризация исходной системы, приводящая к приближению Буссинеска, справедлива при выполнении условия  $R \leq 4 \times 10^3$ . Как известно (см., например, [23]), значение  $R = R_+ = 18.66 \times 10^3$  определяет порог устойчивости в случае, когда верхняя и нижняя границы слоя имеют одинаковую температуру, а неустойчивая стратификация обусловлена только внутренним выделением тепла. Поэтому влияние однородного тепловыделения на рассматриваемую естественную конвекцию пренебрежительно мало, если число Рэлея с запасом удовлетворяет условию, наложенному выше для применимости приближения Буссинеска.

Из уравнений (8) для  $z$ -компоненты скорости получаем

$$\left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)^3 V_z = -Ia^2, \quad (10)$$

с граничными условиями при  $Z = \pm 1/2$

$$V_z = \frac{dV_z}{dZ} = \left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)^2 V_z = 0. \quad (11)$$

Как видно, уравнение (10) вместе с граничными условиями (11) инвариантно относительно преобразования  $Z \rightarrow -Z$ . Следовательно, его решение должно быть четной функцией от  $Z$ . Поэтому общее решение уравнения (10) имеет вид

$$V_z = Ia^{-4} + (c_1 + c_3 Z^3) \text{ch}(aZ) + c_2 Z \text{sh}(aZ). \quad (12)$$

При этом граничные условия при  $Z = 1/2$  и  $Z = -1/2$  совпадают, и получаются три условия (11) для определения трех постоянных  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$ , откуда

$$c_1 = -\frac{I}{32a^4} \left[ 32a \operatorname{ch}^2 \frac{a}{2} + (32 + a^2) \operatorname{sha} - a^3 \right] \left[ \operatorname{ch} \frac{a}{2} (a + \operatorname{sh} a) \right]^{-1}, \quad (13)$$

$$c_2 = \frac{I}{4a^3} \left( 8 \operatorname{sh} \frac{a}{2} + a \operatorname{ch} \frac{a}{2} \right) (a + \operatorname{sh} a)^{-1}, \quad c_3 = -\frac{I}{8a^2} \left( \operatorname{ch} \frac{a}{2} \right)^{-1}.$$

В тех же обозначениях из уравнений (3), первого уравнения (8) и  $\xi(\mathbf{r}) = 0$  следует

$$\Theta(Z) = \frac{\eta}{\rho_0 g \beta L^2} \left[ I a^{-2} + 8c_3 \operatorname{ch}(aZ) \right], \quad (14)$$

$$V_{x,y} = i \frac{a_{x,y}}{a^2} \frac{dV_z(Z)}{dZ}, \quad a_{x,y} = k_{x,y} L. \quad (15)$$

Поворотом осей координат в плоскости  $x, y$  можно добиться того, чтобы  $k_x = k$ ,  $k_y = 0$ , что и будет подразумеваться в дальнейшем. Рассмотрим некоторые особенности поведения полученных функций. Как видно из (12), амплитуда  $z$ -компоненты скорости  $V_z(Z)$  достигает своего максимального значения  $V_z^+$  в центре кюветы,  $V_z^+ \equiv V_z(0)$ . Последнее сильно зависит от  $L, k$  и  $\alpha L$ . При малых значениях параметра  $a \ll \pi$ , т. е. при наиболее плавной картине интерференции, когда  $\Lambda \equiv 2\pi/k \gg L$ ,  $V_z(0)$  ведет себя как  $\propto k^2 L^5 (\alpha L)$  ( $V_z(0) \approx 1.8 \times 10^{-8} I a^2$ ), а при  $a \gg \pi$  – как  $\propto k^{-4} L^{-1} (\alpha L)$  ( $V_z(0) \approx I a^{-4}$ ).

При фиксированных  $L$  и  $\alpha L$  эта функция от  $k$  достигает своего максимального значения  $V_z^+(0) \approx 8.2 \times 10^{-4} I$  при  $a = kL \approx \pi$ , что соответствует пространственно-периодической структуре с периодом, равным удвоенной толщине. На рис.1 (кривая 1) показана эта зависимость, нормированная на единичное значение в максимуме.

При фиксированных  $k$  и  $\alpha L$  функция  $V_z(0)$  от  $L$  принимает максимальное значение  $V_z^+(0) \approx 0.094 \times I a^{-3}$  при  $kL \approx 8.2$ . Соответствующая зависимость

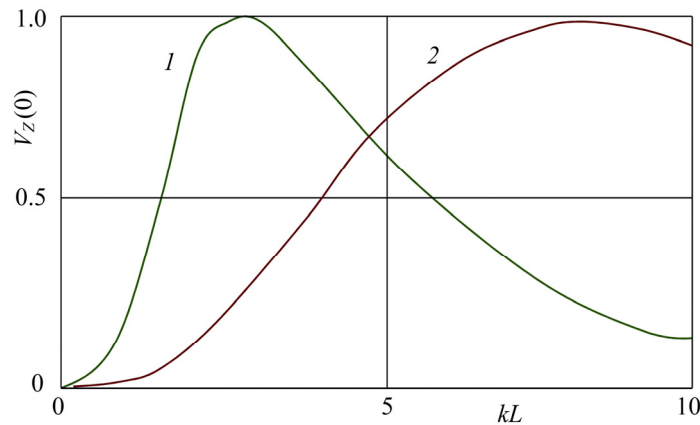


Рис.1. Зависимость максимума по  $Z$  амплитуды  $z$ -компоненты скорости  $V_z(0)$  от параметра  $a = kL$  при фиксированных значениях  $L$  и  $\alpha L$  (кривая 1) и при фиксированных значениях  $k$  и  $\alpha L$  (кривая 2).

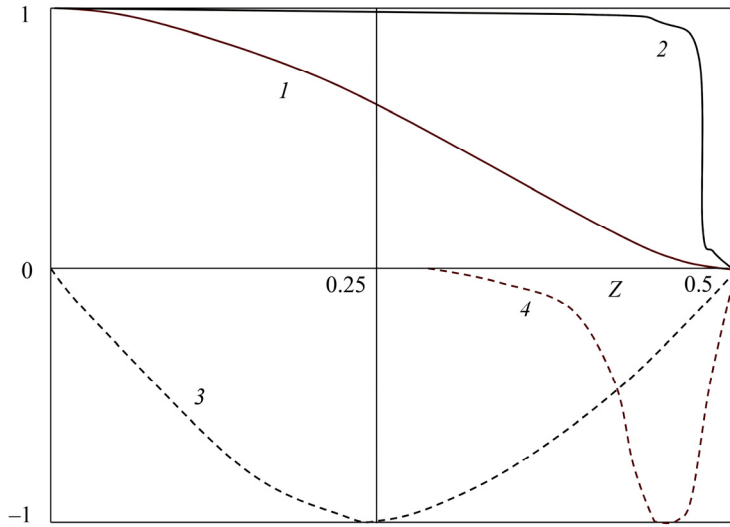


Рис.2. Профили функций  $V_z(Z)$  при  $a \ll \pi$  (кривая 1) и при  $a = 50$  (кривая 2) и  $V_x(Z)$  при  $a \ll \pi$  (кривая 3) и при  $a = 50$  (кривая 4).

показана на рис.1 (кривая 2).

Функция  $V_z(Z)$  – четная относительно середины слоя  $z = 0$ , а функция  $V_x(Z)$  – нечетная. Профиль функции  $V_z(Z)$  при  $a \ll \pi$  не зависит от параметров среды и пространственного периода тепловыделения (кривая 1, рис.2). При  $a \gg \pi$  амплитуда  $z$ -компоненты скорости  $V_z(Z)$  почти постоянна вдоль ячейки и только к краям резко падает до нуля; кривая 2 на рис.2 построена для  $a = 50$ .

Амплитуда  $x$ -компоненты скорости есть  $-iV_x(Z)$  и множитель  $i$  в формуле (15) означает, что она отстает по фазе на  $\pi/2$  от  $z$ -компоненты скорости. Обозначим через  $\pm Z_+$  положение двух максимумов модуля величины  $V_x(Z)$ . Тогда при  $a \ll \pi$  получается  $Z_+ \approx 0.28$ . Как  $Z_+$ , так и профиль функции  $V_x(Z)$  (кривая 3, рис.2) не зависят от параметров задачи. Значение в максимуме изменяется как  $|V_x(Z_+)| \approx 8.7 \times 10^{-4} I a \sim kL^4(\alpha L)$ . В другом предельном случае  $a \gg \pi$  максимальная точка профиля  $V_x(Z)$  прижимается к границам слоя по закону  $Z_+ \approx 1/2 - 2/a$ . Значение максимума изменяется как  $|V_x(Z_+)| \approx I/(2a^4 e^2) \propto k^{-4} L^{-1}(\alpha L)$ . Профиль функции  $-iV_x(Z)$  при  $a = 50$  показан на рис.2 (кривая 4).

Амплитуда возмущения температуры  $\Theta(Z)$  – четная функция от  $Z$  и в использованном здесь приближении не зависит от наличия или отсутствия движения жидкости. Она является параболой при  $a \ll \pi$  с максимумом, равным  $\Theta(0) \approx \eta I / (8\beta g r_0 L^2) \propto L(\alpha L)$  при  $Z = 0$ , и с независимым от параметров системы профилем. Заметим, что при  $a \ll \pi$  возмущение температуры не зависит от периода интерференционной картины. При  $a \gg \pi$  имеем  $\Theta(0) \approx \eta I / (\beta g r_0 L^2 a^2) \propto k^{-2} L^{-1}(\alpha L)$ , а функция  $\Theta(Z)$  почти постоянна вдоль  $Z$  и только к границам резко падает до нуля.

#### 4. Теплопроводность в наножидкостях

Несмотря на непродолжительную историю наножидкостей, к настоящему времени накопилось достаточно данных, позволяющих говорить об их необычных свойствах. В частности, необычность полученных результатов по тепловым свойствам состояла не в том, что теплопроводность выросла на 40% по сравнению с базовой жидкостью, а в том, что это увеличение было достигнуто при очень малых объемных концентрациях наночастиц, составляющих доли процента. Все феноменологические теории, начиная с классической теории Максвелла, предполагают, что коэффициент теплопроводности наножидкости зависит от соотношения теплопроводностей базовой жидкости и наночастиц. При малых концентрациях наночастиц вклад, обусловленный соотношением теплопроводностей, в этих теориях пренебрежимо мал. Наличие существенно разных теплопроводностей базовой жидкости и наночастиц обусловлено несколькими факторами, главными из которых являются различные сечения рассеяния, изменение ближнего порядка в наножидкостях по сравнению с базовой средой и перенос внутренней энергии. Первые два обстоятельства в молекулярно-динамическом моделировании процессов переноса естественным образом учитываются. Однако перенос внутренней энергии здесь не учтен, что в принципе чрезвычайно сложно сделать в молекулярной динамике. Учет же реальности потенциала, в частности наличие межмолекулярного притяжения, является важным фактором, но не определяющим, особенно, если параметры потенциала твердых сфер брать из соответствующих экспериментальных данных, как это обычно и делается.

Среди множества возможных моделей [25–27] для описания теплопроводности наножидкости выберем ту, в которой теплопроводность наночастицы считается намного больше теплопроводности базовой жидкости [28]. Тогда имеем простую формулу

$$r_e = r_m \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \left( 2 - \frac{ar_m}{r_p} \right) \ln \frac{ar_m}{4r_p} \right]^{-1}, \quad a = \sqrt[3]{\frac{16}{9\pi f_p^2}}, \quad (16)$$

где  $r_e$ ,  $r_m$ , и  $r_p$  – коэффициенты теплопроводности для наножидкости, базовой жидкости и твердых наночастиц, соответственно, и  $f_p$  – объемная концентрация наночастиц.

Наночастицы могут иметь существенное влияние на конвекцию. Например, если к базовой жидкости ( $r_m = 2.35$  Вт/мК) добавим наночастицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $r_p = 204$  Вт/мК) с объемной концентрацией 1%, то из формулы (16) получим  $r_e = 1.2r_m$ . Увеличение коэффициента теплопроводности  $r_e$  приводит к уменьшению параметра  $I$  и снижению амплитуды распределения температуры и гидродинамической скорости.

## 5. Заключение

Полученные результаты показывают, что уже при весьма небольшой плотности мощности интерферирующих световых волн ( $\sim 100$  Вт/см<sup>2</sup> при толщине слоя  $L \sim 0.1$  см и  $\alpha L = 0.5$ ) создается чрезвычайно сильная принудительная конвекция. Амплитуда этих конвективных движений ( $v_z \sim 0.04$  см/с) достаточна для того, чтобы навязать системе желаемую структуру начальных возмущений. Подчеркнем, что световым полем легко создать начальные возмущения с самой разнообразной структурой – в виде равномерных роликов, роликов с дислокациями, кольцевых роликов, ячеек с квадратной или гексагональной упаковкой как с идеальной, так и с различными дислокациями. Возможно также плавное изменение периодов картины принудительной конвекции. Все сказанное делает лазерные пучки чрезвычайно удобным инструментом при изучении конвекции.

Авторы заинтересовались рассмотренным кругом вопросов в связи с аналогичной задачей конвекции в анизотропной жидкости (в нематическом жидком кристалле), легированной наночастицами. Для анизотропной жидкости явного аналитического решения задачи конвекции в таких условиях нет. Полученные результаты представляют один из немногочисленных примеров аналитического решения задачи конвекции в слое с учетом реальных граничных условий.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта № 15-1С099.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Benard.** *Revue Generale des Sciences, Pares at Appliquees*, **11**, 1261; 1309 (1900).
2. **H. Benard.** *Ann. Chem. Phys.*, **23**, 62 (1901).
3. **Reyleigh.** *Phil. Mag.*, **32**, 529 (1916).
4. **P.S. Wei, F.K. Chung.** *Metall. Mater. Trans.*, **31B**, 1387 (2000).
5. **Y.P. Lei, H. Murakawa, Y.W. Shi, X.Y. Li.** *Comp. Materials Science*, **21**, 276 (2001).
6. **Г.Ф. Антонова, Г.Г. Гладуш А.Г. Красюков, Ф.К. Косырев, Н.Б. Родионов.** *Теплофизика высоких температур*, **38**, 501 (2000).
7. **S. Chen, C.P. Grigoropoulos.** *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3191 (1997).
8. **M. Ozkan, T. Pisanic, J. Scheel, C. Barlow, S. Esener, S.N. Bhatia.** *Langmuir*, **19**, 1532 (2003).
9. **C. Lehane, H.S. Kwok.** *Appl. Phys.*, **73**, 45 (2001).
10. **V.Yu. Balandin, R. Niedrig, O. Bostanjoglo.** *J. Appl. Phys.*, **77**, 135 (1995).
11. **В.С. Майоров, М.П. Матросов.** *Квантовая электроника*, **16**, 806 (1989).
12. **F.K. Chung, P.S. Wei.** *J. Heat Transfer*, **121**, 451 (1999).
13. **Н.Н. Рыкалин, Ю.Л. Красулин.** *ДАН СССР*, **163**, 87 (1965).
14. **А.Н. Софонов.** *Технологическое оборудование и материалы*, **5**, 120 (1998).
15. **М.Р. Акопян, Р.С. Акопян.** *Изв. НАН Армении, Физика*, **46**, 180 (2011).
16. **M.R. Nakobyan, R.B. Alaverdyan, R.S. Nakobyan, Yu.S. Chilingaryan.** *Armenian J. Physics*, **7**, 11 (2014).



17. **М.Р. Акопян, А.А. Кандевосян, Р.С. Акопян, Ю.С. Чилингарян.** Известия НАН Армении, Физика, **49**, 309 (2014).
18. **H. Masuda, A. Ebata, K. Teramae, N. Hishinuma.** Netsu Bussei (Japan), **7**, 227 (1993).
19. **S.U.S. Choi, J.A. Eastman.** Development and Application of Non–Newtonian Flows, D.A. Siginer, H.P. Wang (Eds.). New York, ASME Publisher, 1995.
20. **D. Wen, Y. Ding.** IEEE Transactions on Nanotechnology, **5**, 220 (2006).
21. **Р.С. Акопян, М.Р. Акопян.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 363 (2016).
22. **Р.С. Акопян, М.Р. Акопян.** Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 16 (2017).
23. **Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий.** Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. Москва, Наука, 1972.
24. **Р.С. Акопян, М.Р. Акопян, Р.Б. Алавердян, Ю.С. Чилингарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 177 (2014).
25. **M. Amani, P. Amani, A. Kasaeian, O. Mahian, S. Wongwises.** J. Molecular Liquids, **230**, 121(2017).
26. **T. Hayat, M.I. Khana, M. Farooq, A. Alsaedi, T. Yasmeen.** Intern. J. Heat and Mass Transfer, **106**, 810 (2017).
27. **M. Sheikholeslamia, A.J. Chamkha.** J. Molecular Liquids, **225**, 750 (2017).
28. **S.K. Das, S.U.S. Choi, W. Yu, T. Pradeep.** Nanofluids: Science and Technology. New Jersey, John Wiley & Sons, 2008.

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԼԱՆՄԱՄԲ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ  
ԿՈՆՎԵԿՑԻԱ ՆԱՆՈՂԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Դիտարկված է հորիզոնական շերտի հարթությունում տարածապարբերական բախշմամբ շերմային ծավալային աղբյուրներով, ծանրության ուժի դաշտում գտնվող նանոհեղուկի շերտում կանոնավոր կոնվեկցիայի ծագման խնդիրը: Ցույց է տրված, որ համակարգի արձագանքը առավելագույն է, միատեսակ այլ պայմանների առկայությամբ, երբ աղբյուրների պարբերությունը մոտավորապես հավասար է շերտի հաստության կրկնապատիկին:

### CONVECTION IN NANOFUIDS DUE TO THE LASER RADIATION ABSORPTION

M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

The problem on arising of regular convection in the horizontal layer of nanofluid in the gravity field upon the spatially periodic distribution of volume heat sources is discussed. It is shown that the system response has maximum, for the same other conditions, when sources period close to the twice layer thickness.