

ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОЗРАЧНОЙ НАНОЖИДКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО СВЕТОВОГО ПОЛЯ

© 2013 г. А. И. Ливашвили, канд. физ.-мат. наук; Г. В. Костица; М. И. Якунина

Дальневосточный Государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

E-mail: livbru@mail.ru

Теоретически проанализировано тепловое действие излучения, возникающее при облучении прозрачной дисперсной среды за счет эффекта Дюфура. Получены аналитические выражения, описывающие динамику концентрации наночастиц и температуры среды.

Ключевые слова: эффект Дюфура, дисперсная жидкокомпозитная среда, динамика концентрации, добавочная температура.

Коды OCIS: 260.0260, 350.0350.

Поступила в редакцию 30.07.2012.

Объектом нашего исследования будет оптически прозрачная жидкокомпозитная микрогетерогенная среда, в которой в качестве дисперсной фазы присутствуют наночастицы. В нашем случае – это диэлектрические частицы, размеры которых колеблются от нескольких до сотен нанометров, а плотность близка к плотности жидкости. Подобного рода среды получили название наножидкостей или наносусспензий [1, 2], процессы переноса в которых интенсивно изучаются.

Как известно, в результате действия светового поля на жидкокомпозитную микрогетерогенную среду в последней возникают градиенты температуры и концентрации, приводящие к так называемым перекрестным эффектам: эффекту Соре и Дюфура [3]. Эффект Дюфура, обратный термодиффузионному эффекту Соре, заключается в возникновении теплового потока и градиента температуры в процессе взаимной диффузии компонентов бинарной системы под действием градиента концентрации одного из компонентов.

Целью данной работы является теоретическое рассмотрение результатов действия эффекта Дюфура, возникающего при взаимодействии лазерного излучения с оптически прозрачной наножидкостью. Это явление описывается уравнением вида [3]

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \rho_1 \tilde{T} \mu_{11}^c S_T \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right), \quad (1)$$

где T – температура среды, \tilde{T} – невозмущенная (равновесная) температура среды, C – концен-

трация одного из компонента бинарной системы, c_p , ρ , λ – теплофизические постоянные среды, ρ_1 – плотность одного из компонентов системы, $\mu_{11}^c = \partial \mu_1 / \partial C$, где μ_1 – химический потенциал одного из компонентов, S_T – коэффициент Соре системы. Второе слагаемое в уравнении (1) связано с той частью теплового потока, который возникает в результате наличия градиента концентрации в системе.

Простейшим способом создания регулярных градиентных световых полей является интерференция двух световых пучков, приводящая к гармонической модуляции интенсивности излучения с периодом Λ , изменяемым в интервале $\lambda/2 \leq \Lambda \leq \infty$ где λ – длина волны лазерного излучения. В частности, при записи динамических голограмм распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет вид [4]

$$I(x) = I_0 + q \sin kx, \quad -\infty < x < \infty, \quad (2)$$

где $q = 2\sqrt{I_0 I_s}$, I_0 и I_s – интенсивности записывающих голограмму опорной и сигнальной плоских волн, соответственно ($I_0 \gg I_s$), k – волновой вектор пространственной решетки.

Воздействие градиентной силы со стороны напряженности электрического поля световой волны приводит к возникновению потока (дополнительному к диффузионному и термодиффузионному), получившему название как электрострикционный.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкокомпозитной среде с учетом только диффузионного

и электрострикционного потоков можно записать в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \operatorname{div}(\gamma C \nabla I), \quad (3)$$

где принятые следующие обозначения: $C(x, t) = m_0/m$ – массовая концентрация дисперсных частиц (m_0 – масса наночастиц, m – масса среды), D , D_T – коэффициенты соответственно диффузии и термодиффузии, $\gamma = 4\pi\beta D/\bar{c} nk_B T$, β – поляризуемость частиц, k_B – постоянная Больцмана, n – эффективный показатель преломления среды, c – скорость света в вакууме, I – интенсивность световой волны. Заметим, что в равенстве (3) опущено термодиффузионное слагаемое, то есть, мы рассматриваем, изменение концентрации только за счет диффузионного и электрострикционного потоков. Такой подход продиктован следующими обстоятельствами. Учет термодиффузионного потока приводит к появлению в уравнении (3) слагаемого, пропорционального величине $D_T C \nabla^2 T$. Для оценки величин $\gamma C \nabla^2 I$ и $D_T C \nabla^2 T$ следует сравнить выражения γI и $D S_T T$, где $S_T = D_T/D$ – коэффициент Соре системы. Таким образом, видно, что интенсивность является здесь управляемым параметром и, следовательно, электрострикционное слагаемое может давать больший вклад нежели термодиффузионное. Имеется еще один аспект этой проблемы: удержание этого слагаемого создает большие математические трудности: система уравнений (1, 3) перестает быть точно решаемой и необходимо привлекать численные методы.

Далее мы опускаем, учитывая его малость, слагаемое $\nabla I \nabla C$. Сравнивая слагаемые $\nabla I \nabla C \approx \delta C (\delta I / l_0^2)$ и $C \nabla^2 I \approx C (\delta I / l_0^2)$, получаем $\delta C \ll C$, что подтверждает правомерность используемого приближения.

Представим искомую концентрацию в виде суммы невозмущенной части C_0 и возмущенной C_N

$$C(x, t) = C_0 + C_N(x, t) = C_0(1 + C'(x, t)), \quad (4)$$

где

$$C'(r, t) = \frac{C_N(x, t)}{C_0} \ll 1. \quad (5)$$

Используя уравнение (3), представление (4) и неравенство (5), получим задачу

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C'}{\partial x^2} + \gamma k^2 q \sin kx, \quad (6)$$

$$C'(x, 0) = 0, \quad -\infty < x < \infty, \quad (7)$$

решение которой будем искать в виде

$$C'(x, t) \sim \phi(t) \sin kx. \quad (8)$$

После подстановки (8) в уравнение (6) переменные разделяются. Решая получившееся уравнение относительно функции $\phi(t)$ и проводя соответствующие преобразования, получим искомое выражение для $C'(x, t)$

$$C'(x, t) = \frac{\gamma q}{D} [1 - \exp(-k^2 D t)] \sin kx. \quad (9)$$

Подставив полученный результат в уравнение (1), получим тепловую задачу вида

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + b \exp(-k^2 D t) \sin(kx), \quad (10)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad -\infty < x < \infty. \quad (11)$$

Здесь введены обозначения: $a = \lambda / c_p \rho$ – температуропроводность среды и

$$b = \frac{\rho_1 T \mu_{11}^c S_T}{c_p \rho} \gamma k^2 q C_0,$$

T_0 – начальная температура среды.

Решение уравнения (10) будем искать в виде

$$T(x, t) = T_0 + f(t) \sin(kx). \quad (12)$$

Подставляя (12) в уравнение (10), после разделения переменных, получим

$$\frac{df}{dt} + k^2 a f(t) = b \exp(-k^2 D t), \quad f(0) = 0. \quad (13)$$

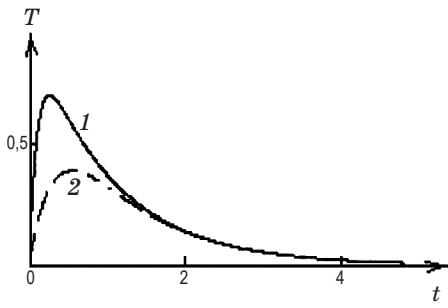
Решая это уравнение и подставляя результат в (12), получаем окончательно

$$T(x, t) = T_0 + \frac{b}{(a - D) k^2} \times \times [\exp(-k^2 D t) - \exp(-k^2 a t)] \sin kx. \quad (14)$$

Графический вид временной зависимости добавочной температуры приведен на рисунке. В порядке обсуждения полученного результата выделим два важных, на наш взгляд, момента.

1) Так как практически всегда $a > D$, то знак второго слагаемого зависит от знака D_T , тем самым имеют место процессы нагрева или охлаждения, которые никак не связаны с поглощением световой волны.

2) Легко видеть, что временная зависимость $T(x, t)$ характеризуется максимумом так как: $T(x, 0) = T(x, \infty) = T_0$, положение которого можно определить из равенства (14):



Графики временной зависимости добавочной температуры (в условных единицах) при разных значениях отношения a/D : 1 – 1×10^{-2} , 2 – 1×10^{-3} .

$$t_m = \frac{\ln(a/D)}{(a-D)k^2}. \quad (15)$$

Оценим величину t_m , рассматривая в качестве жидкости воду. Используя известные значения теплофизических величин $c_p, \rho, \bar{\lambda}$, получим: $a = 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Для оценки коэффициента диффузии используем формулу: $D = k^2 B^2 / 6\pi\eta a_0$, где η – вязкость жидкости (в нашем случае – воды), a_0 – радиус частицы. Полагая $\eta = 1 \times 10^{-3} \text{ Па с}$, $T = 300 \text{ К}$ и $a_0 = 1 \times 10^{-8} \text{ м}$, получим: $D \approx 2 \times 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$. Для волнового вектора концентрационной решетки имеем [4, 5]: $k = (2\pi/\lambda)\sin\theta$, где θ – угол схождения интерферирующих пучков. Полагая $\theta = \pi/6$ и $\lambda = 5 \times 10^{-7} \text{ м}$, получим искомую оценку: $t_m = 2 \times 10^{-8} \text{ с}$. Заметим, что рассматриваемые процессы характеризуются также временем t_D диффузионной релаксации, оценку которого можно получить из равенства (14) с использованием значений приведенных выше величин: $t_D = 10^{-2} \text{ с}$. Из полученных оценок следует: $t_m < t_D$. Таким образом, время установления максимального значения температуры в среде (результат эффекта Дюфура) при данной длине световой волны опережает время “рассасывания” молекулярной диффузии.

С целью дальнейшей оценки величины T_m выпишем выражение для максимального значения температуры с учетом результата (15)

$$T_m = T_0 + \frac{\rho_1 T \mu_{11}^c S_T \gamma q}{(a-D)c_p \rho} C_0 \times \left[\exp\left(-D \frac{\ln(a/D)}{(a-D)}\right) - \exp\left(-a \frac{\ln(a/D)}{(a-D)}\right) \right]. \quad (16)$$

Величину поляризуемости частиц будем оценивать по формуле [5]:

$$\beta = \frac{\varepsilon_q - \varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_q + 2\varepsilon_{\infty}} a_0^3,$$

где $\varepsilon_q, \varepsilon_{\infty}$ – диэлектрические проницаемости частицы и жидкости соответственно. Обратимся, теперь, к величине $\mu_{11}^c = (\partial\mu_1/\partial C)$.

Представим ее в виде $\mu_{11}^c = k B^T / C m_0$ [3], где

$$m_0 = \frac{4}{3}\pi a_0^3 \rho_1 -$$

масса частицы. Далее, множитель в квадратных скобках в равенстве (15) при $a \gg D$ (что практически всегда выполняется) будет ≈ 1 . В результате, выражение для максимальной добавочной температуры запишется в виде

$$\Delta T_m = \frac{1}{20\pi} \frac{k_B T^2 S_T q}{\bar{c} \bar{\eta} a_0 \bar{\lambda}}, \quad (17)$$

из которой следует, что максимальное значение температуры не зависит от концентрации частиц. Проведем оценку ΔT_m . Полагая: $T = 300 \text{ К}$, $S_T = 1 \text{ К}^{-1}$,

$$q = 2 \frac{10^{13}}{\pi} \text{ Вт}/\text{м}^2, \quad \varepsilon_q = 1,1, \quad \varepsilon_{\infty} = 1,0, \\ \bar{c} = 3 \times 10^8 \text{ м}/\text{с}, \quad \bar{\lambda} = 0,5 \text{ Вт}/\text{м.К}, \quad \text{и} \quad n = 1,1,$$

получим: $\Delta T_m \approx 5 \times 10^{-3} \text{ К}$.

В дополнении к изложенному отметим, что в рассматриваемых процессах диссипации световой энергии не происходит (нет поглощения) и возникновение добавочной температуры в системе феноменологически связано с изменением энтропии, которое вызвано возникающими в среде потоками вещества и массы и инициировано световым полем

Таким образом, полученные результаты позволяют рассчитать тепловое действие излучения при его распространении в прозрачной дисперсной среде, величина которого может быть заметной для мощных лазерных пучков. Это представляет интерес для ряда практических задач, возникающих при миниатюризации систем охлаждения и управления теплообменом. Мы полагаем, что полученные нами результаты, могут быть учтены в задачах термооптической спектроскопии, основанной на эффекте изменения оптических характеристик среды в результате процессов теплопереноса (в данном случае показателя преломления среды).

* * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Терехов В. И., Калинин С.В., Леманов В.В. Механизм теплопереноса в наножидкостях. Современное состояние проблемы (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 1. С. 2–15.
 2. Рудяк В.Я. Белкин А.А. Моделирование коэффициентов переноса наножидкостей // Наносистемы: Физика, Химия, Математика. 2010. Т. 1. № 1. С. 157–177.
 3. Tabiryan N., Luo W. Soret feedback in thermal diffusion of suspensions // Phys. Rev. 1998. V. 57. № 4. С. 4431.
 4. Де Гроот, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 565 с.
 5. Афанасьев А.А., Рубинов А.И., Михневич С.Ю., Ермолаев И.Е. Четырехволновое смешение в жидкой суспензии диэлектрических прозрачных микросфер // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. В. 3. С. 451–453.
-