СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Слободян С.М. Телевизионная диагностика лазерных пучков. – Барнаул: Азбука, 2006. – 224 с.
- Слободян С.М., Цупин А.А. Лазерные навигационные системы наведения автономных транспортных средств // Зарубежная радиоэлектроника. – 1988. – № 6. – С. 13–20.
- Ребрин Ю.К. Управление оптическим лучом в пространстве. М.: Советское радио, 1977. – 336 с.
- Джагупов Р.Г., Ерофеев А.А. Пьезокерамические элементы в приборостроении и автоматике. – Л.: Машиностроение, 1986. – 256 с.
- Слободян М.С., Слободян С.М. Консольный пьезопривод // Датчики и системы. – 2003. – № 3. – С. 47–48.
- 6. А.с. 1485188 СССР. МКИ⁴ G02B 26/10. Устройство углового отклонения / С.М. Слободян, А.Р. Яковлев // Открытия. Изобретения. — 1989. — № 21.

- А.с. 1420816 СССР. МКИ⁴ В63В 49/00. Оптическая система проводки судов / Ю.Н. Громов, А.А. Данилов, А.П. Евтеев, А.В. Рожанец, В.Г. Савельев, А.А. Цупин // Открытия. Изобретения. – 1989. – № 33.
- Слободян С.М. Многомернокоординатный привод микроуправления // Известия Томского политехнического университета. – 2003. – Т. 306. – № 5. – С. 92–95.
- Тевяшов В.И., Шушарин С.Н. Оптические дефлекторы для современных тепловизионных приборов // Оптический журнал. – 2007. – Т. 74. – № 1. – С. 12–16.
- А.с. 466825 СССР. МКИ¹ Н04N 3/16. Устройство телевизионной развертки / С.М. Слободян // Открытия. Изобретения. – 1973. – № 27.
- Слободян М.С. Управление свойствами соединений сплавов циркония. – Томск: Изд-во Томск. политехн. ун-та, 2006. – 108 с.

Поступила 28.11.2006 г.

УДК 535.211

ТЕРМОДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДЫ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.И. Иванов, Ю.М. Карпец, К.Н. Окишев, А.И. Ливашвили

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск E-mail: valivi@mail.ru

Проанализирован термодиффузионный механизм просветления жидкофазной среды с поглощающими частицами под действием лазерного излучения. Экспериментально исследовано просветление водной суспензии частиц углерода под действием излучения He-Ne лазера. Исследована эффективность записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентных средах с термодиффузионным механизмом модуляции коэффициента поглощения.

Введение

Термодиффузионный механизм оптической нелинейности многокомпонентных жидкофазных средах обусловлен перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении показателя преломления среды. В некоторых случаях (например, в микроэмульсиях вблизи критической точки) данный механизм обеспечивает коэффициент кубичной нелинейности среды значительно больший, чем обычная тепловая нелинейность, основанная на явлении теплового расширения среды [1, 2]. Кроме экспериментальных работ по исследованию термодиффузионного самовоздействия излучения, известны применения данной нелинейности для записи фазовых динамических голограмм [3, 4]. В случае различающихся коэффициентов поглощения компонент изменение их концентрации приводит также к изменению коэффициента поглощения среды (просветлению или потемнению), что может быть использовано для записи амплитудных (пропускающих) динамических голограмм.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование термодиффу-

зионного механизма просветления двухкомпонентной среды в поле лазерного излучения, а также анализ эффективности записи амплитудных динамических голограмм на основе данного механизма.

1. Модель термодиффузионного просветления среды

Рассмотрим двухкомпонентную жидкофазную среду, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с концентрацией C ($\alpha = \beta C$, где $\beta = \partial \alpha / \partial C$ – константа среды). Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя $I = I_0 \exp(-r^2/\omega^2)$, где ω – радиус пучка, r – расстояние от оси пучка, рис. 1.

Систему балансных уравнений для концентрации С и теплового потока запишем следующим образом:

$$c_p, \rho \partial T / \partial t = -\operatorname{div} J_1 + \alpha I_0 \exp(-r^2 / \omega^2), \qquad (1)$$

$$\partial C / \partial t = -\operatorname{div} J_2, \tag{2}$$

где c_p , ρ – удельные теплоемкость и плотность среды, T – температура среды, J_1 и J_2 – тепловой и концентрационный потоки соответственно:

$$J_1 = -D_{11} \operatorname{grad} T, \tag{3}$$

$$J_2 = -D_{21} \operatorname{grad} T - D_{22} \operatorname{grad} C, \tag{4}$$

где D_{11} , D_{22} и D_{21} – коэффициенты теплопроводности среды, диффузии поглощающих частиц и термодиффузии.



Рис. 1. К расчету термодиффузионного просветления двухкомпонентной среды в тонкослойной цилиндрической кювете

В стационарном режиме, считая, что для малых толщин слоя среды d и окна кюветы $L(d, L \le \omega)$ можно пренебречь радиальным (вдоль r) тепловым потоком, получаем из (1, 3) одномерную тепловую задачу:

$$0 = D_{11}\partial^2 T / \partial x^2 + \alpha I_0 \exp(-r^2 / \omega^2).$$
 (5)

Граничные условия соответствуют конвективному теплообмену на границе раздела окно кюветы-воздух:

$$J_{2}(\pm L) = \gamma (T_{2} - T_{0}), \tag{6}$$

где γ , T_0 – соответственно коэффициент конвективного теплообмена и температура внешней среды, $T_c = T(L+d/2)$. Для температуры среды в центре кюветы из (5, 6) получаем:

$$T(r) = T_0 + + \alpha dI_0 (L\chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d\chi_c^{-1}/2) \exp(-r^2/\omega^2), \quad (7)$$

где χ_0 , χ_c — коэффициенты теплопроводности материала окон кюветы и двухкомпонентной среды соответственно. Для толщин слоя $d \le L$ можем пренебречь изменением температуры в слое среды по толщине кюветы и принять ее равной T(0). В установившемся режиме ($(\partial T/\partial t) = (\partial C/\partial t) = 0$) из (2, 4) имеем для стационарного значения концентрации C_s :

$$-D_{21} \operatorname{grad} T - D_{22} \operatorname{grad} C_s = 0.$$
 (8)

Интегрируя (8) с учетом сохранения числа частиц, получаем для:

$$C_{s} = C_{0} \{1 + \omega^{2} R^{-2} \ln[1 + FI_{0} \exp(-R^{2} / \omega^{2})]\}^{-1} \times (1 + FI_{0} \exp(-r^{2} / \omega^{2}))^{-1}, \qquad (9)$$

где $F = \beta d(L\chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d\chi_c^{-1}/2) D_{21} D_{22}^{-1}$, C_0 – начальная концентрация частиц, R – радиус цилиндрической кюветы.

Полученные выражения позволяют определить кинетические коэффициенты среды из экспериментальных данных о параметрах наведенного излучением просветления (или поглощения — в зависимости от знака коэффициента D_{21}).

2. Экспериментальное исследование просветления двухкомпонентной среды

В эксперименте в качестве двухкомпонентной среды использовалась суспензия частиц углерода (диаметром 0,1...0,3 мкм) в воде, а в качестве источника излучения – Не-Ne лазер мощностью 60 мВт. Эксперименты проводились с двумя типами кювет: толстостенными – толщина стенок 2,25 мм, и тонкостенными – толщина стенок 0,125 мм. В обоих случаях толщина слоя среды составляла 30 мкм. Пространственное распределение температуры фиксировалось термографом «IRTIS 200» с погрешностью ±1 °C (время сканирования кадра 1,5 с). Пропускание кюветы регистрировалось фотодиодом ФД-24К.

При освещении горизонтальной кюветы с суспензией пучком излучения с радиусом 1,8 мм в результате действия термодиффузии в области пучка происходило уменьшение концентрации дисперсной фазы и, соответственно, коэффициента поглощения среды. На рис. 2 показана зависимость от времени интегрального коэффициента пропускания для тонко- (1) и толстостенной (2) кювет. Пространственное распределение температуры в установившемся режиме приведено на рис. 3. Видно, что из-за низкого теплового сопротивления толстой кюветы в центре пучка она прогревается слабее, что приводит к меньшему градиенту температуры в плоскости слоя среды и, соответственно, к меньшему изменению коэффициента пропускания.



Рис. 2. Зависимость от времени коэффициента пропускания кюветы (диаметр пучка 1 мм, мощность 60 мВт), толщина стенок кюветы: 1) 2,25 мм, 2) 0,125 мм, (1`) – восстановление коэффициента пропускания при уменьшении мощности пучка в 20 раз

На рис. 2 (кривая 1') показан процесс восстановления коэффициента пропускания тонкой кюветы при уменьшении мощности пучка лазера в 20 раз. Время восстановления соответствует диффузионному ($\tau \approx \omega^2 D_{22}^{-1}$), время просветления (для кривой 1) в несколько раз меньше из-за различия механизмов просветления и восстановления, а также из-за возникновения отрицательной обратной связи по поглощаемой мощности, уменьшающей время просветления. На рис. 4 приведена зависимость температуры среды в центре лазерного пучка от времени. Видно, что просветление среды в центре пучка приводит к уменьшению ее температуры.

Формула (9) позволяет определить термодиффузионную постоянную:

 $\alpha_T = (\nabla C/C)(\nabla T/T)^{-1}.$

Из экспериментальных данных (рис. 2, 3) можно получить оценку $\alpha_{T} \approx 0.8$, что соответствует характерным величинам для жидкофазных сред [5].



Рис. 3. Профиль температуры среды



Рис. 4. Зависимость от времени температуры среды в центре пучка

3. Амплитудные динамические голограммы в двухкомпонентной среде

Динамическая голограмма записывается двумя плоскими волнами, интерферирующими в слое среды. Распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя, определяющее эффективность динамической голограммы, имеет вид $I=(I_0+I_1\sin Ky)$, где $I_1=2(I_0I_s)^{1/2}$, I_0 и I_s – интенсивности записывающих голограмму опорной и сигнальной волн соответственно $(I_0>>I_s)$, $\Lambda=2\pi K^{-1}$ – период интерференционной картины, y — координатная ось, лежащая в плоскости слоя среды. Учитывая, что характерное время установления концентрации частиц значительно превышает время установления температуры (при тех же допущениях, что и в п. 1), можем принять, что температура среды определяется локальными значениями интенсивности излучения и концентрации поглощающих частиц. Тогда, считая задачу одномерной, решение уравнений (1, 2) ищем в виде:

$$C(x,t) = C_0 + C_1(t)\sin Ky,$$
 (10)

$$T(x,t) = T_0(t) + T_1(t)\sin Ky.$$
 (11)

Здесь C_0 и T_0 – средние значения концентрации частиц и температуры среды, амплитуды тепловой и концентрационной решеток предполагаем малыми – $(C_1/C_0) \le 1$, $(T_1/T_0) \le 1$.

Решение уравнения (1, 2) с учетом (10, 11) и начальных условий ($T_1(0)=0, C_1(0)=0$):

$$C_1 = FC_0 I_1 (FI_0 + 1)^{-1} (1 - \exp(-t/\tau_1)), \qquad (12)$$

$$\tau = K^{-2} (FI_0 + 1)^{-1}.$$
(13)

Особенностью рассмотренного механизма нелинейности является явная зависимость времени записи голограммы τ_1 от интенсивности опорной волны (13). С учетом (12) в стационарном режиме дифракционная эффективность η для амплитудной голограммы при малой амплитуде пространственной модуляции коэффициента поглощения ($\alpha_1 << \alpha_0$) равна [6]:

$$\eta = (\alpha F I_1 d / 4)^2 (F I_0 + 1)^{-2}.$$
(14)

Из (14) видно, что в зависимости от знака коэффициента термодиффузии эффективность записи динамической голограммы может как убывать (при D_{21} <0), так и возрастать (при D_{21} >0) с увеличением интенсивности опорной волны.

Заключение

В результате анализа термодиффузионного просветления (потемнения) жидкофазной двухкомпонентной среды с поглошаюшимися частицами в поле гауссова пучка излучения получено выражение для установившегося профиля концентрации частиц. Показано, что экспериментально наблюдаемое просветление водной суспензии углеродных микрочастиц под действием излучения Не-Ne лазера соответствует термодиффузионной модели, определена величина термодиффузионной постоянной. Исследована эффективность записи амплитудных динамических голограмм в тонкослойной кювете с двухкомпонентной жидкофазной средой. Полученные выражения позволяют рассчитать характеристики голографической записи по известным кинетическим коэффициентам среды, а также могут быть использованы при экспериментальном определении величин этих коэффициентов методами динамической голографии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Giglio M., Vendramini A. Thermal lens effect in binary liquid mixture: A new effect // Appl. Phys. Lett. – 1974. – V. 25. – № 10. – P. 555–557.
- Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-inoil microemulsion // Philosoph. Mag. B. – 2002. – V. 82. – № 4. – P. 447–452.
- Визнюк С.А., Пашинин П.П., Прохоров А.М. и др. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в расслаивающемся растворе // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51. – Вып. 2. – С. 86–90.
- Иванов В.И., Ливашвили А.И., Лобов А.Н., Симаков С.Р. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах // Оптический журнал. – 2004. – № 9. – С. 236–238.
- Рабинович Г.Д. Разделение изотопов и других смесей термодиффузией. – М.: Атомиздат, 1981. – 144 с.
- Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука, 1985. – 240 с.

Поступила 25.01.2007 г.

УДК 535.36

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ ПРИ ЕЕ ДРОБЛЕНИИ

Б.В. Горячев, С.Б. Могильницкий

Томский политехнический университет E-mail: msb@tpu.ru

Исследовано влияние степени дробления слоя дисперсной среды на радиационный баланс с учетом ее оптических размеров, формы индикатрисы рассеяния и вероятности выживания кванта. Установлено, что действие эффекта просветления, возникающего при дроблении дисперсной среды, имеет определенные пространственные границы. Предложено уточнение классического понятия «бесконечно протяженная дисперсная среда».

Радиационный баланс атмосферы в значительной степени определяется наличием облачности [1, 2]. Поэтому изучение закономерностей переноса излучения в облачной атмосфере всегда являлось традиционным [3–9], и особенно актуальным стало в последнее время в связи с гипотезой глобального потепления [10, 11]. Существующие методы расчета переноса излучения в облачной атмосфере используются для различных моделей облачности в зависимости от необходимой точности и оперативности получения результатов. В данной работе исследуются некоторые особенности переноса излучения в разорванной облачности, в частности, изучается эффект просветления слоя дисперсной среды при его дроблении. Под эффектом просветления понимается увеличение коэффициента пропускания при дроблении слоя дисперсной среды постоянной оптической толщины на отдельные части той же оптической толщины с сохранением условий освещения и наблюдения. Слой дисперсной среды моделируется набором прямоугольных параллелепипедов различных оптических размеров, верхняя грань которых освещается нормально параллельным потоком излучения. В данной работе не рассматривается взаимодействие между отдельными частями раздробленной дисперсной среды. В этом случае можно предположить, что коэффициент пропускания целого слоя будет равен сумме коэффициентов пропускания его частей в силу принципа аддитивности, как, например, в модели дисперсной среды в виде экранов [12]. Известно, что принцип аддитивности в этой модели может нарушаться, если существует обмен энергией между экранами.

В процессе исследований определялись следующие параметры: $I^{+}(\tau, \Lambda, g)$ – поток излучения, прошедшего и рассеянного в нижнюю полусферу; $F(\tau,\Lambda,g)$ – поток излучения, рассеянного в верхнюю полусферу; $I_{\Lambda}(\tau, \Lambda, g)$ – доля поглощенного облачной средой излучения. Здесь т – оптический радиус-вектор точки дисперсной среды в форме параллелепипеда с оптической длиной τ_{r} , оптическим сечением $\tau_{v_a} \times \tau_{z_a}$ и освещаемой равномерно коллимированным потоком излучения, направленным по нормали к плоскости уг в декартовой системе координат; *g* – коэффициент асимметрии, определяющий степень вытянутости индикатрисы рассеяния излучения; Л – вероятность выживания кванта; *N* – степень разбиения (дробления) слоя дисперсной среды на отдельные части в форме параллелепипеда. Степень дробления дисперсной среды *N* характеризуется отношением величины оптического сечения $\tau_{v} \times \tau_{z}$ одной части среды к величине оптического сечения $\tau_{\nu} \times \tau_{z}$ всей среды. Интенсивность падающего излучения I₀=1, в этом случае величины $I^+(\tau,\Lambda,g), I^-(\tau,\Lambda,g), I_{\Lambda}(\tau,\Lambda,g)$ являются коэффициентами пропускания Т, отражения R и поглощения A, с нормировкой T+R+A=1.

Рассмотрим прохождение излучения через отдельный параллелепипед при изменении его оптических размеров. Такое рассмотрение является тривиальным; однако при этом выявляются некоторые особенности распространения излучения, которые являются определяющими при оценке радиационного баланса в дисперсной среде при ее дроблении. Полученные в этом случае результаты показывают, что при изменении поперечных оптических разме-