

УДК 53.087, 538.93

**МИКРОГЕТЕРОГЕННЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ****Иванов В.И., Иванова Г.Д., Кирюшина С.И., Мяготин А.В.***ФГБОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»,  
Хабаровск, e-mail: tmeh@festu.khv.ru*

Проведен сравнительный анализ эффективности записи динамических голограмм в средах с нерезонансными механизмами оптической нелинейности. Для оценки эффективности записи динамической голограммы предлагается использовать наиболее информативный параметр – голографическую чувствительность по энергии. Последний параметр учитывает тот фактор, что эффективность голограммы зависит от её толщины, которая ограничена поглощением или рассеянием, и длины волны излучения. Для объемной голограммы величина данного параметра соответствует минимальной энергии записывающего излучения, необходимой для изменения оптической толщины слоя среды на длину волны излучения и прямо характеризует дифракционную эффективность голограммы. Показано, что наибольшей величиной данного параметра характеризуются термодиффузионный и электрострикционный механизмы концентрационной нелинейности жидкофазных дисперсных сред.

**Ключевые слова:** динамическая голография, дисперсная среда, электрострикция, термодиффузия**MICROGETEROGENEOUS MEDIA FOR DYNAMIC HOLOGRAPHY****Ivanov V.I., Ivanova G.D., Kirjushina S.I., Mjagotin A.V.***Far Eastern State Transport University, Khabarovsk, e-mail: tmeh@festu.khv.ru*

The comparative analysis of the dynamic holograms recording efficiency in media with non-resonance mechanisms of optical nonlinearity is carried out. To assess the efficiency of recording the dynamic hologram it is proposed the most informative parameter – energy holographic sensitivity. The final parameter takes into account the fact that the efficiency of the hologram depends on its thickness (which is limited by absorption or scattering) and the wavelength of the radiation. For a 3-d hologram the value of this parameter corresponds to the minimum energy of the recording of radiation necessary for a change of the optical thickness on a wavelength of radiation, and characterizes the diffraction efficiency of the hologram. It is showed that the greatest value of this parameter are provided by thermodiffusion and electrostrictive mechanisms of concentration nonlinearity of liquid dispersed media.

**Keywords:** dynamic holography, dispersion liquid, electrostriction, thermodiffusion

Динамическая голография – одно из перспективных направлений развития современной нелинейной оптики. В классической (статической) голографии запись голографической решетки (голограммы) в регистрирующей среде и восстановление записанной волны (изображения) считывающим излучением совершаются поэтапно. В случае динамической голографии эти процессы могут происходить одновременно – «в реальном времени». Это отличие значительно расширяет возможности применения голографии для управления пространственно-временной структурой излучения. Хотя основные принципы динамической голографии сформулированы относительно недавно, быстрое ее развитие уже привело к значительным результатам в таких, например, областях, как оптическая обработка информации, оптическая связь, управление световыми потоками [7]. На основе динамических голографических преобразователей создаются логические элементы ЭВМ с быстродействием до  $10^{-12}$  с, системы оперативной памяти, управляемые транспаранты, оптические переключатели, ответвители и др. устройства оптоэлектроники, оптические корреляторы, служащие для голографического распознавания образов и т.д. [7].

Механизмы нелинейности сред, используемые для записи динамических голограмм, весьма разнообразны [1–8]. Наибольшие значения  $\chi^{(3)}$  обеспечивают резонансные нелинейности – насыщение поглощения в газах, насыщение межзонного перехода в полупроводниках [7]. Однако применение этих механизмов нелинейности ограничено узким спектральным диапазоном. Свободным от этого недостатка и более перспективными с точки зрения использования многочастотного излучения являются среды с нерезонансной нелинейностью. Механизмы этого типа обеспечивают достаточную высокую эффективность нелинейного взаимодействия импульсного излучения в видимом и ИК-диапазонах спектра [1]. Наиболее актуально исследование указанного класса сред, обладающих большой нерезонансной термоиндуцированной нелинейностью, для ИК-диапазона спектра, где отсутствуют эффективные фоточувствительные механизмы нелинейности, успешно «работающие» в видимой части спектра и источники когерентного излучения в котором обладают, как правило, сложным и нестабильным спектральным составом.

Целью данной работы является сравнительный анализ различных механизмов не-

линейности сред с точки зрения эффективности записи динамических голограмм.

Голографическая чувствительность

Обычно принято сравнивать различные среды и механизмы нелинейности по величине нелинейной восприимчивости третьего порядка  $\chi^{(3)}$ , характеризующего кубичный нелинейный отклик. В случае нерезонансной нелинейности (для слабопоглощающих сред) чаще используют другой параметр  $n_2 = (\partial n / \partial I)$ , который связан с  $\chi^{(3)}$ :  $n_2 [см^2/кВм] = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)} e_0$ . СГСЕ. Однако использование только этого параметра часто не позволяет провести корректное сравнение и тем более оценить максимальные величины эффективности записи динамической голограммы. В большинстве случаев (и в первую очередь для тепловых нелинейностей) величина квазистационарного  $\chi^{(3)}$  пропорциональна времени релаксации нелинейного отклика  $\tau$ , т.е. зависит от геометрии схемы и условий эксперимента.

Поэтому для оценки эффективности записи динамической голограммы, наряду с  $n_2$ , мы предлагаем использовать более информативный параметр – голографическую чувствительность по энергии [7]

$$N_{2E} = 2\pi n_2 (\alpha \lambda)^{-1} [м^2/Джс], \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения среды,  $\lambda$  – длина волны излучения. Последний параметр учитывает ещё и тот фактор, что эффективность голограммы зависит от её толщины, которая ограничена поглощением или рассеянием среды (обычно величина  $\chi^{(3)} \sim \alpha$ ), и длины волны излучения. Для объемной голограммы величина данного параметра соответствует минимальной энергии записывающего излучения, необходимой для изменения оптической толщины слоя среды на длину волны излучения и прямо характеризует дифракционную эффективность голограммы.

Дифракционной эффективностью голограммы называется отношение [7]

$$\eta = I_1 / I_0, \quad (2)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего на голограмму считывающего луча;  $I_1$  – интенсивность света, продифрагировавшего в первый порядок дифракции на голограмме, представляющей собой обычно простую косинусоидальную решетку. Легко увидеть, что, например, для тонких амплитудно-фазовых голограмм параметр  $N_{2E}$  однозначно характеризует дифракционную эффективность [7].

Более того, размерность введенной чувствительности  $N_{2E}$  позволяет сравнивать как объемные, так и поверхностные механизмы

нелинейности [7, 11]. Для последних голографическая чувствительность по энергии определяется как

$$N_{2E}^S = (\partial \rho / \partial W), \quad (4)$$

где  $\rho$  – амплитудный френелевский коэффициент отражения излучения границей раздела сред,  $W = I\tau$  – энергия импульса записывающего излучения.

### Термоиндуцированные нелинейности однокомпонентных сред

Тепловая нелинейность является универсальной и существует в любой среде, поглощающей излучение. Для однокомпонентных сред простейший механизм нелинейности обусловлен тепловым расширением среды. При этом обычно используется запись фазовых голограмм, основанная на модуляции показателя преломления [1, 4, 5]. Выражение для коэффициента эффективной кубичной нелинейности можно получить, решая одномерное уравнение теплопроводности (учитывая, что  $n_2 = (\partial n / \partial T) (\partial T / \partial I)$  [7]:

$$n_2 = \alpha \tau (dn/dT) (c_p \rho)^{-1}, \quad (5)$$

где  $(dn/dT)$  – температурный коэффициент показателя преломления,  $c_p$  и  $\rho$  – удельные теплоемкость и плотность среды. Параметр голографической чувствительности  $N_{2E}$  находим из (1):

$$N_{2E} = k (dn/dT) (c_p \rho)^{-1}. \quad (6)$$

Таким образом, величина тепловой нелинейности однокомпонентных сред определяется параметрами  $(dn/dT)$ ,  $c_p$ ,  $\rho$ .

Подставляя характерные параметры для полупроводниковых сред  $dn/dT = 2 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ ,  $(c_p \rho) \approx 1 \text{ Дж/см}^3 \text{К}$ , получаем (для излучения с длиной волны  $\lambda = 10 \text{ мкм}$ )  $N_{2E} = 1 \text{ см}^2/\text{Дж}$ . Параметр  $(\partial n / \partial T)$  немного больше для большинства органических жидкостей и составляет  $(4 \div 7) 10^{-4} \text{K}^{-1}$ . Подставляя характерные значения для жидкостей  $(c_p \rho) \approx 1 \text{ Дж/см}^3 \text{К}$ ,  $dn/dT = 5 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ , получаем  $N_{2E} = 3 \text{ см}^2/\text{Дж}$ , что несколько выше, чем для твердотельных сред. Рекордной величиной  $(\partial n / \partial T)$  обладают нематические жидкие кристаллы (НЖК) – вблизи фазового перехода  $(\partial n / \partial T)$  может достигать  $10^{-2} \text{K}^{-1}$  [7]. Однако для эффективной записи динамических голограмм излучением с интенсивностью в несколько мВт/см<sup>2</sup> требуются среды с большой величиной коэффициента нелинейности.

### Микрогетерогенные среды

Тенденция перехода к микрогетерогенным средам в направлении поиска больших нелинейностей прослеживается достаточ-

но легко. Если в первых работах использовались нелинейные среды с типичной величиной  $n_2 \sim 10^{-13} \text{ см}^2/\text{Вт}$  (например, молекулярная керровская нелинейность), то сейчас в микроэмульсиях экспериментально достигнуты величины  $n_2 \sim 10^{-6} \text{ см}^2/\text{Вт}$  (электрострикционная нелинейность) [3, 7, 8–10]. Многокомпонентные дисперсные среды (жидкофазные смеси, суспензии, эмульсии) характеризуются наличием целого ряда специфических механизмов нелинейности, которые отсутствуют в однокомпонентных средах. В частности, к ним относятся концентрационные нелинейности, обусловленные перераспределением компонент двухфазной среды в поле лазерного излучения. При этом концентрационные потоки в среде могут вызываться различными механизмами взаимодействия излучения с веществом.

Параметр эффективной нелинейности оценим следующим образом. В микрогетерогенной среде с частицами радиуса, много меньше длины волны излучения  $\lambda$ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [7]:

$$n = n_1(1 + \varphi\delta), \quad (7)$$

где  $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$ ;  $n_2, n_1$  – показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно,  $\varphi = (4/3)\pi r^3 C$  – объемная доля дисперсной среды,  $r$  – радиус микрочастиц. Тогда для любого концентрационного механизма нелинейности имеем:

$$n_2 = (\partial n / \partial C)(\partial C / \partial I). \quad (8)$$

К термоиндуцированным механизмам дрейфа частиц в неоднородном температурном поле относятся термодиффузия (термофорез) в газах, суспензиях, эффект Соре в жидкофазных бинарных смесях [2, 7, 14]. В микрогетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые также могут быть причиной возникновения концентрационных потоков [8–10, 13]. В зависимости от знака поляризуемости микрочастицы могут втягиваться (если показатель преломления вещества дисперсной фазы больше, чем дисперсионной среды) или выталкиваться (в обратном случае) из областей с большей напряженностью электрического поля  $E$  электромагнитной волны.

В работе [7] получено выражение для голографической чувствительности дисперсной среды с учетом обоих концентрационных механизмов:

$$N_{2E} = 2\pi n_1 \varphi \delta (D_{21} D_{11}^{-1} K^{-2} - \gamma \alpha^{-1}) \lambda^{-1}. \quad (9)$$

При этом термоиндуцированная нелинейность жидкофазной двухкомпонентной среды определяется коэффициентами термодиффузии и диффузии ( $D_{21}$ ,  $D_{11}$ ) – 1-е слагаемое, а электрострикционная – поляризуемостью микрочастицы  $\gamma$  (2-е слагаемое). Как видно из (9), оба механизма могут либо усиливать либо ослаблять друг друга в зависимости от знаков коэффициента термодиффузии и поляризуемости дисперсных частиц. Полученное выражение демонстрирует чувствительность термодиффузионного нелинейного механизма к пространственной частоте голографической решетки (в отличие от тепловой нелинейности однокомпонентных сред). Как показывают оценки и результаты экспериментальных работ для обоих концентрационных нелинейностей параметр голографической чувствительности может достигать  $N_{2E} \approx 10 - 100 \text{ см}^2/\text{Дж}$ .

### Заключение

Проведенный выше анализ позволяет сделать следующие выводы. Для большинства нерезонансных механизмов параметр кубичной нелинейности  $n_2$  пропорционален времени релаксации. Так как время релаксации (например, время концентрационной или вращательной диффузии) возрастает с увеличением размеров частицы, то естественно ожидать больших параметров нелинейности в микрогетерогенных средах (суспензии, микроэмульсии), максимальный размер частиц в которых ограничен длиной волны излучения из-за светорассеяния.

Величина нелинейности не является единственным показателем, определяющим качество материала, так как основные параметры, как правило, взаимосвязаны: например, большое значение нелинейности обычно соответствует плохому временному разрешению, пространственному разрешению и чувствительности голографических сред также находятся в обратной зависимости (данный факт хорошо известен в обычной галоидосеребряной фотографии). Поскольку параметры известных материалов образуют дискретный набор, возникает проблема выбора среды с характеристиками, оптимальными для конкретного применения. Наиболее перспективны в этом смысле гетерогенные среды, очевидное преимущество которых, в частности, состоит в возможности изменения объемной доли различных компонент и их состава, то есть управления (в том числе в реальном масштабе времени) параметрами. Учитывая многообразие известных механизмов нелинейности и особенности их проявления в гетерогенных системах, а также то,

что по величине голографической чувствительности такие материалы приближаются к полупроводниковым, можно выделить их в новый перспективный класс сред для динамической голографии.

### Список литературы

1. Бетин А.А. Отражение излучения CO<sub>2</sub>-лазера при вырожденном четырёхволновом взаимодействии в жидкостях / А.А. Бетин, Е.А. Жуков, О.В. Митропольский // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 9. – С. 1890.
2. Доронин И.С. Термодиффузия наночастиц в жидкости / И.С. Доронин, Г.Д. Иванова, А.А. Кузин, К.Н. Окишев // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 6–2. – С. 238–242.
3. Иванов В.И. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, А.И. Лобов, С.Р. Симаков // Оптический журнал. – 2004. – № 9. – С. 236.
4. Иванов В.И. Обращение волнового фронта при четырехволновом смешении непрерывного излучения в условиях сильного самовоздействия / В.И. Иванов, А.И. Илларионов, И.А. Коростелева // Письма в журнал технической физики. – 1997. – Т. 23, № 15. – С. 60–63.
5. Иванов В.И. Термодиффузионный механизм записи динамических голограмм в двухкомпонентной среде / В.И. Иванов, К.Н. Окишев // Письма в «Журнал технической физики». – 2006. – Т. 32, № 22. – С. 22–25.
6. Иванов В.И. Термодиффузионный механизм изменения оптического пропускания двухкомпонентной среды / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, К.Н. Окишев // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. – 2008. – Т. 51, № 3. – С. 50–53.
7. Иванов В.И. Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм: монография / Владивосток: Дальнаука, 2006. – 142 с.
8. Иванов В.И. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2009. – Т. 4, № 2. – С. 58–60.
9. Иванов В.И., Кузин А.А., Окишев К.Н. Оптическая левитация наночастиц: монография. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008. – 142 с.
10. Иванов В.И., Ливашвили А.И. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2009. – Т. 4, № 2. – С. 58–60.
11. Иванов В.И. Пространственно-временные характеристики термоиндуцированного механизма записи рельефных динамических голограмм / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, Т.Н. Брюханова, Н.Н. Рекунова // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 1. – С. 065–068.
12. Иванов В.И. Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде / В.И. Иванов, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2010. – Т. 5, № 1. – С. 5–8.
13. Иванова Г.Д. Динамические голограммы в жидкофазной дисперсной среде / Г.Д. Иванова, С.И. Кирыюшина, А.В. Мяготин // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 9–10. – С. 2164–2168.
14. Иванова Г.Д. Исследование явлений массопереноса в бинарных средах термографическим методом / Г.Д. Иванова, С.И. Кирыюшина, А.А. Кузин // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 2. URL: www.science-education.ru/116-12579.
15. Окишев К.Н., Иванов В.И., Климентьев С.В., Кузин А.А., Ливашвили А.И. Термодиффузионный механизм

нелинейного поглощения суспензии наночастиц // Оптика атмосферы и океана. – 2010. – Т. 23, № 2. – С. 106–107.

### References

1. Betin A.A. Otrazhenie izlucheniya SO<sub>2</sub>-lazera pri vyrozhdennom chetyrjohvolnovom vzaimodejstvii v zhidkostjakh / A.A. Betin, E.A. Zhukov, O.V. Mitropol'skij // Kvantovaja jelektronika. 1985. T. 12, no. 9. p. 1890.
2. Doronin I.S. Termodiffuzija nanochastic v zhidkosti / I.S. Doronin, G.D. Ivanova, A.A. Kuzin, K.N. Okishev // Fundamental'nye issledovanija. 2014. no. 6–2. pp. 238–242.
3. Ivanov V.I. Dinamicheskie gologrammy v mikrogeterogennyh zhidkofaznyh sredah / V.I. Ivanov, A.I. Livashvili, A.I. Lobov, S.R. Simakov // Opticheskij zhurnal. 2004. no. 9. pp. 236.
4. Ivanov V.I. Obrashhenie volnovogo fronta pri chetyrehvolnovom smeshenii nepreryvnogo izlucheniya v usloviyah sil'nogo samovozdejstvija / V.I. Ivanov, A.I. Illarionov, I.A. Korosteleva // Pis'ma v zhurnal tehnicheckoj fiziki. 1997. T. 23, no. 15. pp. 60–63.
5. Ivanov V.I. Termodiffuzionnyj mehanizm zapisi amplitudnyh dinamicheskikh gologramm v dvuhkomponentnoj srede / V.I. Ivanov, K.N. Okishev // Pis'ma v «Zhurnal tehnicheckoj fiziki». 2006. T. 32, no. 22. pp. 22–25.
6. Ivanov V.I. Termodiffuzionnyj mehanizm izmeneniya opticheskogo propuskaniya dvuhkomponentnoj srede / V.I. Ivanov, A.I. Livashvili, K.N. Okishev // Izvestija vysshih uchebnyh zavedenij. Priborostroenie. 2008. T. 51, no. 3. pp. 50–53.
7. Ivanov V.I. Termoinducirovannye mehanizmy zapisi dinamicheskikh gologramm: monografija / Vladivostok: Dal'nauka, 2006. 142 p.
8. Ivanov V.I. Jelektrostrikcionnyj mehanizm samovozdejstvija izlucheniya v zhidkosti s nanochasticami / V.I. Ivanov, A.I. Livashvili // Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Serija: Fizika. 2009. T. 4, no. 2. pp. 58–60.
9. Ivanov V.I., Kuzin A.A., Okishev K.N. Opticheskaja levitacija nanochastic: monografija. Habarovsk: Izd-vo DVGUPS, 2008. 105 p.
10. Ivanov V.I., Livashvili A.I. Jelektrostrikcionnyj mehanizm samovozdejstvija izlucheniya v zhidkosti s nanochasticami // Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Serija: Fizika. 2009. T. 4, no. 2. pp. 58–60.
11. Ivanov V.I. Prostranstvenno-vremennye karakteristiki termoinducirovannogo mehanizma zapisi rel'efnyh dinamicheskikh gologramm / V.I. Ivanov, A.I. Livashvili, T.N. Brjuhanova, N.N. Rekunova // Vestnik Tihookeanskogo gosudarstvennogo universiteta. 2011. no. 1. pp. 065–068.
12. Ivanov V.I. Termoinducirovannoe samovozdejstvie gaussova puchka izlucheniya v zhidkoj dispersnoj srede / V.I. Ivanov, A.A. Kuzin, A.I. Livashvili // Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Serija: Fizika. – 2010. – Т. 5, no. 1. pp. 5–8.
13. Ivanova G.D. Dinamicheskie gologrammy v zhidkofaznoj dispersnoj srede / G.D. Ivanova, S.I. Kirjushina, A.V. Mjagotin // Fundamental'nye issledovanija. 2014. no. 9–10. pp. 2164–2168.
14. Ivanova G.D. Issledovanie javlenij massoperenosa v binarnykh sredah termograficheskim metodom / G.D. Ivanova, S.I. Kirjushina, A.A. Kuzin // Sovremennye problemy nauki i obrazovanija. 2014. no. 2. URL: www.science-education.ru/116-12579.
15. Okishev K.N., Ivanov V.I., Kliment'ev S.V., Kuzin A.A., Livashvili A.I. Termodiffuzionnyj mehanizm nelinejnogo pogloshhenija suspenzii nanochastic // Optika atmosfery i okeana. 2010. T. 23, no. 2. pp. 106–107.

### Рецензенты:

Карпец Ю.М., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры «Физика и теоретическая механика», ДВГУПС, г. Хабаровск;

Криштоп В.В., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой «Физика и теоретическая механика», ДВГУПС, г. Хабаровск.

Работа поступила в редакцию 31.12.2014.