



УДК 621.373:535

Н. Г. Гоголева

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)*

## Численное моделирование нелинейно-оптического ограничения лазерного излучения фуллеренсодержащими средами

*Численно исследуется нелинейно-оптическое ограничение лазерного излучения фуллеренсодержащими средами. Исследуется совместное действие двух основных механизмов, определяющих оптическое ограничение в данных средах, – обратного насыщаемого поглощения и вынужденного рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях показателя преломления. Результаты моделирования нелинейно-оптического ограничения раствором  $C_{60}$  в толуоле хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это показывает, что привлечение дополнительных механизмов, кроме обратного насыщаемого поглощения и вынужденного рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях показателя преломления, не требуется. Для системы  $C_{60}$ -толуол проведена серия параметрических расчетов зависимости ослабления от параметров лазерного излучения (длины волны, энергии, длительности импульса, глубины и периода модуляции). Совместное действие обратного насыщаемого поглощения и вынужденного рассеяния и различие их вкладов в ослабление в зависимости от плотности энергии исследовалось также для раствора  $C_{76}$ -толуол.*

### Нелинейно-оптическое ограничение, фуллеренсодержащие среды, обратное насыщаемое поглощение, вынужденное рассеяние

Нелинейно-оптическими ограничителями оптического излучения называются устройства, пропускание которых падает с увеличением интенсивности (или энергии) падающего излучения. Использование нелинейно-оптических ограничителей обеспечивает защиту глаз и оптических систем от мощного лазерного излучения. Фуллеренсодержащие среды являются перспективными средами для нелинейно-оптического ограничения лазерного излучения.

Основным механизмом оптического ограничения в фуллеренсодержащих средах является обратное насыщаемое поглощение света с метастабильных уровней молекулы фуллерена (в англоязычной литературе reverse saturating absorption – RSA) [1]. Установлено, что наилучшее ограничение достигается в растворах фуллеренов, в то время как ограничение в твердотельных фуллеренсодержащих матрицах существенно меньше [2]. Эксперименты [3]–[5] показывают, что про-

хождение лазерного излучения в фуллеренсодержащих растворах сопровождается сильным рассеянием на большие углы. Оценки [6] показали, что тепловой механизм является основным механизмом, вносящим изменение в показатель преломления среды, а следовательно, и в рассеяние излучения. В [7]–[9] предложен механизм вынужденного рассеяния (ВР) на фотоиндуцированных мелкомасштабных (ММ) изменениях показателя преломления: неоднородность падающего лазерного пучка трансформируется в неоднородность нагрева, что, в свою очередь, приводит к возникновению неоднородностей плотности и показателя преломления и рассеянию световых волн на этих неоднородностях. Коэффициент теплового расширения в твердых телах значительно меньше, чем в жидкостях. Это приводит к тому, что в твердых телах ВР пренебрежимо мало.

В данной статье представлены результаты численного моделирования нелинейно-оптиче-

ского ограничения в фуллеренсодержащих средах. Модель включает два механизма: RSA и ВР. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это показывает, что привлечение дополнительных механизмов кроме RSA и ВР не требуется.

**Физическая модель. Механизм RSA.** В основе механизма RSA лежит явление поглощения света с возбужденных уровней молекулы фуллерена, сечения поглощения с которых оказываются выше, чем с основного состояния. На рис. 1 представлена упрощенная диаграмма основных энергетических уровней молекулы фуллерена, участвующих в механизме обратного насыщаемого поглощения. Сечения поглощения обозначены как  $\sigma_g^S, \sigma_{ex}^S, \sigma_{ex}^T$ . Индекс «g» обозначает основное состояние (ground state), «ex» обозначает возбужденное состояние (excited state),  $S$  и  $T$  – обозначают синглетные и триплетные состояния соответственно. Времена жизни уровней обозначаются как  $t_0, t_2, t_3, t_4, t_5, t_6$ , а время интерконверсии как  $t_1$ . Относительные заселенности уровней обозначаются как  $n_i = N_i/N_{sum}$ , где  $N_i$  – абсолютное значение заселенности  $i$ -го уровня;  $N_{sum}$  – суммарная концентрация фуллерена в растворе. Сплошными стрелками обозначены излучательные переходы, штриховыми – безызлучательные.

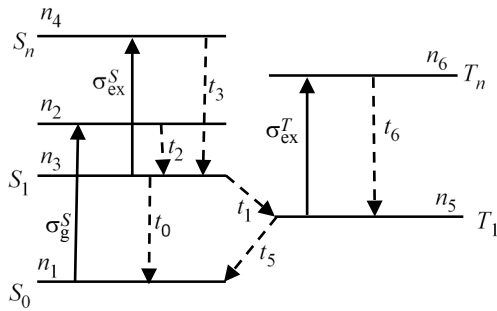


Рис. 1

Поглощение кванта света переводит молекулу фуллерена из основного синглетного состояния  $S_0$  в возбужденное синглетное состояние  $S_x$ . Далее происходит быстрая релаксация молекулы из состояния  $S_x$  в состояние  $S_1$ . Релаксация уровня  $S_1$  происходит по 2 каналам:  $S_1 \rightarrow S_0$  и  $S_1 \rightarrow T_1$ , где  $T_1$  – метастабильное состояние молекулы. Далее поглощение света может происходить по каналам  $S_1 \rightarrow S_n$  (сечение поглощения  $\sigma_{ex}^S$ ) и  $T_1 \rightarrow T_n$  (сечение поглощения  $\sigma_{ex}^T$ ). Если  $\sigma_g^S > \sigma_{ex}^S, \sigma_{ex}^T$ , то с увеличением

интенсивности падающего излучения пропускание среды увеличивается, т. е. наблюдается просветление среды. Если  $\sigma_g^S < \sigma_{ex}^S, \sigma_{ex}^T$ , то с увеличением интенсивности падающего излучения пропускание среды уменьшается, т. е. наступает явление RSA. Если длительность светового импульса  $t_p$  больше времени интерконверсии  $t_1$  ( $t_p > t_1$ ), то RSA осуществляется по каналу  $T_1 \rightarrow T_n$ . Если же  $t_p < t_1$ , то RSA осуществляется по каналу  $S_1 \rightarrow S_n$  переходов. Расчет RSA при различных длительностях импульса подробно исследовался в [10].

**Вынужденное рассеяние.** Для описания вынужденного рассеяния нужно самосогласованно решить следующие задачи:

- определение поперечной неравномерности нагрева среды в зависимости от неравномерности поперечного распределения интенсивности излучения;
- возникновение и развитие возмущений плотности и связанных с ними возмущений показателя преломления – образование фазовой решетки;
- рассеяние излучения на образовавшейся фазовой решетке.

Для решения этих задач будем использовать метод расщепления по физическим процессам [11]. Среду заменим набором фазовых и амплитудных экранов. На фазовых экранах будем решать задачи нагрева, образования фазовой решетки и рассеяния на ней, на амплитудных – поглощения излучения вследствие RSA, в промежутках между экранами – задачу дифракции. Для удобства вычислений амплитудные и фазовые экраны совмещены в пространстве.

**Математическая модель. RSA.** Моделирование осуществляется на основании численного решения системы кинетических уравнений заселения и разрушения уровней и уравнения для интенсивности.

Кинетические уравнения, соответствующие рассматриваемой схеме уровней молекулы фуллерена, имеют вид

$$\begin{aligned} dn_1/dt &= -A_1 n_1 + n_3/t_0 + n_5/t_5, \\ dn_2/dt &= A_1 n_1 - n_2/t_2, \\ dn_3/dt &= A_3 n_3 + n_2/t_2 - n_3/t_0 - n_3/t_1 + n_4/t_3, \\ dn_4/dt &= A_3 n_3 - n_4/t_3, \\ dn_5/dt &= A_5 n_5 + \varphi_T n_3/t_1 + n_6/t_6 - n_5/t_5, \\ dn_6/dt &= A_5 n_5 - n_6/t_6. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $A_1 = \sigma_g^S I / (h\nu)$ ,  $A_3 = \sigma_{ex}^S I / (h\nu)$ ,  $A_5 = \sigma_{ex}^T I / (h\nu)$ , где  $I$  – интенсивность излучения;  $h\nu$  – энергия лазерного кванта;  $\Phi_T$  – квантовый выход интронверсии. Зависимость интенсивности от  $z$  определяется уравнением переноса:

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} = -\alpha(I)I(z,t); \quad (2)$$

$$\alpha(I) = \left[ \sigma_g^S N_1(z,t) + \sigma_{ex}^S N_3(z,t) + \sigma_{ex}^T N_5(z,t) \right].$$

Начальные и граничные условия для (1), (2):

$$n_1(z,t=0) = 1; n_2(z,0) = n_3(z,0) = n_4(z,0) = n_5(z,0) = n_6(z,0) = 0; I(0,t) = I_{0,0}(t), \quad (3)$$

где  $I_{0,0}(t)$  – форма входного лазерного импульса.

Уравнения (1), (2) записаны для фиксированного амплитудного экрана, интенсивность излучения на котором считается известной. Из (1), (2) видно, что населенности уровней зависят от интенсивности излучения и, следовательно, от продольной координаты  $z$ , т. е. от номера экрана.

*Нагрев среды.* В соответствии со схемой уровней молекулы фуллерена (рис. 1) уравнение теплового баланса, описывающее нагрев среды, имеет следующий вид:

$$C \frac{dT}{dt} = \delta_F \left( E_{31} \frac{n_3}{t_0} + E_{23} \frac{n_2}{t_2} + E_{35} \frac{n_3}{t_5} + E_{43} \frac{n_4}{t_3} + E_{65} \frac{n_6}{t_6} + E_{51} \frac{n_5}{t_5} \right), \quad (4)$$

где  $C$  – теплоемкость, рассчитанная на одну молекулу;  $\delta_F$  – доля молекул фуллерена в растворе;  $E_{ik} = E_i - E_k$  ( $E_i$  – энергия соответствующего уровня);  $n_i$  – относительная населенность уровня, с которого происходит переход;  $t_i$  – время жизни соответствующего уровня. Входящие в (4) населенности определяются из (1). Видно, что нагрев среды, как и населенности уровней, зависит от интенсивности излучения, следовательно, от продольной координаты  $z$ , т. е. от номера экрана.

При решении (4) к начальным условиям (3) добавляется условие для начальной температуры

$$T(z,t=0) = T_0, \quad (5)$$

где  $T_0$  – начальная температура.

*Возмущения плотности и образование фазовой решетки.* Поперечные неоднородности нагре-

ва приводят к возмущениям плотности, которые можно вычислить, решив акустическое уравнение [8], [9]

$$\partial^2 u / \partial t^2 - G_0 \partial^3 u / \partial t \partial x^2 - c_s^2 \partial^2 u / \partial x^2 = \beta T_0 c_s^2 \partial^2 [(T - T_0) / T_0] / \partial x^2, \quad (6)$$

где  $u = \Delta\rho / \rho_0$  – относительное изменение плотности ( $\rho_0$  – невозмущенная плотность);  $G_0$  – коэффициент затухания звука;  $c_s$  – скорость звука в среде;  $\beta$  – коэффициент объемного расширения среды;  $x$  – поперечная координата. Согласно формуле Кирхгофа–Стокса  $G_0 = \frac{4}{3}(\eta + \eta') / \rho_0$ , где  $\eta$  и  $\eta'$  – сдвиговый и объемный коэффициенты вязкости. Начальные и граничные условия для акустического уравнения имеют вид

$$u(t=0) = u'(t=0) = 0; T(t=0) = T_0; u(x=a/2) = u(x=-a/2) = 0, \quad (7)$$

где  $T_0$  – начальная температура;  $a$  – поперечный размер пучка.

Аналитические оценки [8], [9] показали, что возмущения плотности пропорциональны коэффициенту теплового расширения  $\beta$ . В жидкостях и твердых телах этот коэффициент различается на несколько порядков [12], что приводит к тому, что в твердых телах ВР пренебрежимо мало.

Изменение показателя преломления  $\Delta n$  вычисляется по формуле Клаузиуса–Моссотти:

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial \rho} \Delta \rho + \frac{\partial n}{\partial \zeta} \Delta \zeta = \gamma \left( \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + \frac{\Delta \zeta}{\zeta} \right),$$

где  $\gamma = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0}$ ,  $n_0$ ,  $\zeta$ ,  $\rho_0$  – невоз-

мущенные значения показателя преломления, поляризуемости и плотности;  $\Delta \rho$  и  $\Delta \zeta$  – возмущения плотности и поляризуемости соответственно. Возмущение поляризуемости связано с тем, что часть молекул фуллерена переходит в возбужденное состояние, поляризуемость которого отличается от поляризуемости основного состояния. Проведенные автором оценки показали, что вклад возмущений поляризуемости значительно слабее, чем вклад возмущений плотности, и до значений интенсивностей лазерного излучения порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> поляризационные эффекты не вносят сколько-нибудь заметного вклада в ослабление осевой яркости (значения поляризуемостей возбужденных состояний были взяты из [13], [14]). Тогда

$$\Delta n = \gamma \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0} \frac{\Delta \rho}{\rho_0},$$

$$\Delta \Phi(z, x) = k \int_0^z \Delta n dz' = k \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0} \int_0^z \frac{\Delta \rho}{\rho_0} dz',$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны падающего излучения).

*Рассеяние на фазовой решетке и распространение излучения.* Рассеяние на образовавшейся фазовой решетке и распространение лазерного излучения вычисляются посредством решения параболического уравнения для комплексной амплитуды  $E$  электромагнитного поля [8], [9]:

$$\partial E / \partial z + (i/2k) \partial^2 E / \partial x^2 + ik \Delta n E - \alpha(I) E / 2 = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) – уравнение квазиоптики, описывающее распространение лазерного пучка в нелинейной среде. Начальные и граничные условия для (8) имеют вид

$$E(z=0) = A_0 + i\Phi_0; \quad E'(z=0) = A_0 + i\Phi_0, \quad (9)$$

где  $A_0$ ,  $\Phi_0$  – начальная амплитуда и фаза;  $z$  – продольная координата вдоль направления распространения.

Таким образом, для расчета нелинейного оптического ограничения необходимо решать связанную систему уравнений для населенностей уровней молекулы фуллерена (1), уравнение переноса для интенсивности (2), нагрева (4), акустическое уравнение (6), уравнение квазиоптики для комплексной амплитуды (8) с соответствующими им начальными и граничными условиями (3), (5), (7), (9). В общем случае возможно только численное решение. Однако для случая «тонкой» среды и малых возмущений можно сделать предварительные аналитические оценки [8], [9].

**Численные методы, параметры численной схемы.** При численном решении системы уравнений (1)–(9) наибольшие трудности возникают при решении параболического уравнения (8). Был использован метод расщепления по физическим параметрам [8], [9]. Для решения уравнения свободной дифракции вместо разложения в ряды Фурье [8] использовался метод прогонки [15], который оказался более устойчивым и позволил получить уточненные результаты. Затухание звука в толуоле незначительно, поэтому членом  $G_0 \partial^3 u / \partial t \partial x^2$  в акустическом уравнении (6) можно пренебречь. Тогда это уравнение будет отно-

ситься к типу гиперболических уравнений, и для его решения может быть использована явная схема.

Условия задачи предъявляют достаточно жесткие требования к параметрам программы. Шаг по поперечной координате  $\Delta x$  необходимо выбирать так, чтобы размер наименьшей поперечной неоднородности содержал достаточное количество точек сетки. Расстояние  $\Delta z$  выбирается так, чтобы максимальные набег фазы между узлами сетки были существенно меньше  $\pi$ . Шаг по времени  $\Delta t$  определяется условием устойчивости для гиперболического акустического уравнения  $\Delta t < \frac{\Delta x^2}{2c_s}$ ; также он должен быть меньше

наименьшего из времен релаксации молекулярной системы фуллерена.

**Результаты численного моделирования.** Параметры среды и лазерного пучка, использованные в расчете, в основном соответствовали условиям эксперимента [6]: длина волны  $\lambda = 532$  нм; апертура пучка  $a = 2$  мм, длина кюветы  $L = 3$  мм. Пучок пропускаться через раствор  $C_{60}$ -толуол. Значения сечений поглощения, времена жизни и энергии уровней также заимствованы из [6].

Исследовалась зависимость ослабления от поперечного размера и глубины модуляции. Отметим, что эти зависимости приведены при учете ослабления только за счет ВР, поскольку эффективность RSA не зависит от характерного размера и глубины модуляции. Исследовалось также совместное действие RSA и ВР и различие их вкладов в ослабление в зависимости от плотности энергии и длительности импульса. Исследовалась зависимость ослабления излучения от длины волны. Основная часть расчетов проведена для раствора фуллерена  $C_{60}$  в толуоле. Совместное действие RSA и ВР и различие их вкладов в ослабление в зависимости от плотности энергии исследовалось также для раствора  $C_{76}$ -толуол.

Вначале приведем результаты расчетов для раствора фуллерена  $C_{60}$  в толуоле. Во всех расчетах длина кюветы составляла 3 мм, апертура входного пучка 2 мм.

Были проведены расчеты ослабления в зависимости от поперечного размера и глубины модуляции падающего излучения. Плотность входной энергии составляла 1 Дж/см<sup>2</sup>, длительность импульса 10 нс, длина волны 532 нм, концентрация  $C_{60}$  в толуоле  $C = 0.6$  мМ. Расчеты были проведе-

ны для случая, когда входной гауссов пучок промодулирован ММ-возмущением одного поперечного масштаба с глубиной модуляции  $\varepsilon = 0.01$ . На рис. 2 представлена зависимость ослабления осевой интенсивности в дальней зоне от поперечного масштаба неоднородностей. Видно, что ослабление осевой яркости растет с уменьшением поперечного масштаба. Наибольшее значение достигается при масштабе модуляции  $\lambda_T \sim 3$  мкм, что примерно совпадает с аналитическими оценками апертурного ограничения [8], [9].

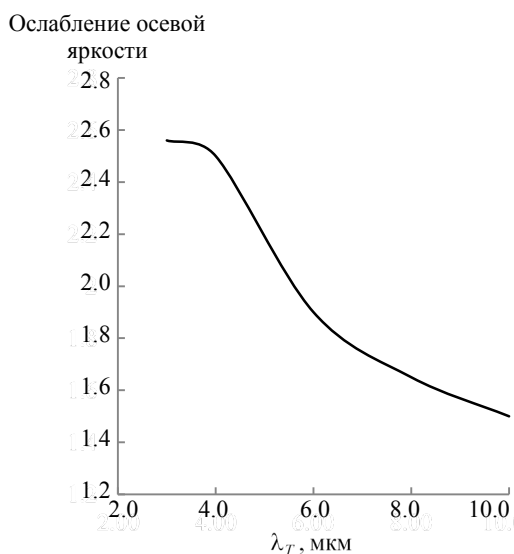


Рис. 2

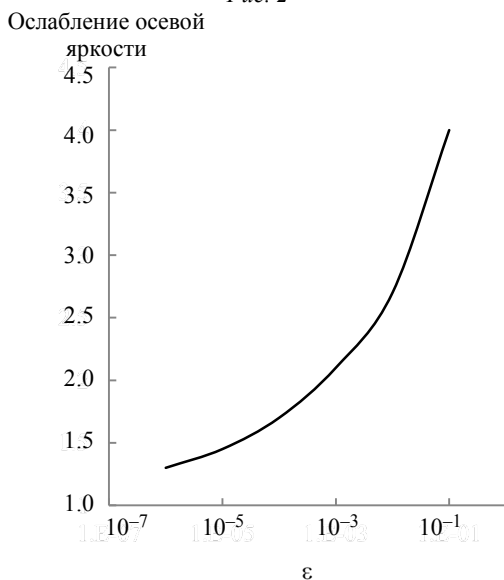


Рис. 3

Также моделировалась ситуация, когда входной пучок промодулирован равномерным спектром частот ММ-возмущений в интервале 3...13 мкм, и вычислена зависимость ослабления осевой яркости выходного пучка от глубины модуляции  $\varepsilon$  входного. Результаты расчета представлены на рис. 3. При па-

дении гладкого гауссова пучка вынужденное рассеяние не возникает, т. е. гауссов пучок устойчив относительно мелкомасштабных возмущений профиля. Однако незначительные ММ-неоднородности гауссова пучка приводят к возникновению ВР и ослаблению проходящего излучения (например, глубина модуляции 0.001 приводит к падению осевой яркости в 2 раза).

На рис. 4–6 изображены зависимости пропускания от плотности входной энергии, длительности импульса и длины волны соответственно. Кривая 1 показывают ослабление излучения, вызванное ВР и линейным поглощением, кривая 2 показывает ослабление, вызванное RSA и линейным поглощением, кривая 3 показывает суммарное действие линейного поглощения, ВР и RSA. Штриховой линией изображено пропускание слабого сигнала. Предполагалось, что входной пучок промодулирован равномерным спектром частот ММ возмущений в интервале 3...13 мкм.

На рис. 4 изображена зависимость пропускания от плотности энергии входного пучка. Длительность импульса составляла 10 нс, длина волны 532 нм, концентрация  $C_{60}$  в толуоле  $C = 0.6$  мМ, глубина модуляции 0.001. Кружками обозначены экспериментальные значения [6]. Видно, что расчетная кривая 3, построенная с учетом RSA и ВР, лежит несколько выше экспериментальной. Возможно, это связано с тем, что экспериментальный пучок имел глубину модуляции больше, чем 0.001.

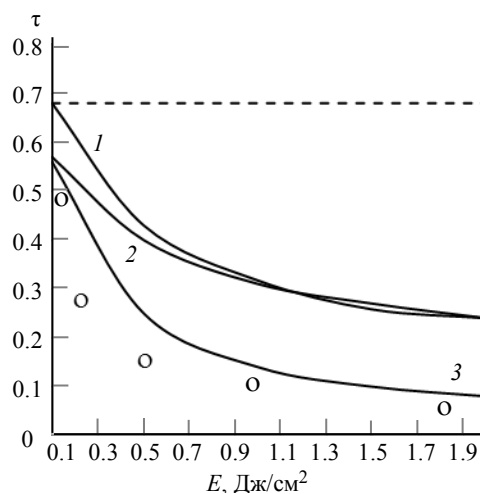


Рис. 4

На рис. 5 представлены зависимости пропускания от длительности импульса. Плотность входной энергии составляла 1 Дж/см<sup>2</sup>, длина волны 532 нм, глубина модуляции 0.001. Видно, что при длительности импульса  $t_p = 10$  нс RSA и ВР

вносят сравнимый вклад в ограничение лазерного излучения. С уменьшением  $t_p$  до 1 нс вклад рассеяния монотонно уменьшается, при этом вклад RSA остается практически постоянным. Результаты моделирования показывают, что с увеличением плотности энергии и глубины модуляции входного пучка временной порог сдвигается в сторону более коротких импульсов, поскольку для развития неоднородностей требуется все меньше времени, что согласуется с аналитическими оценками.

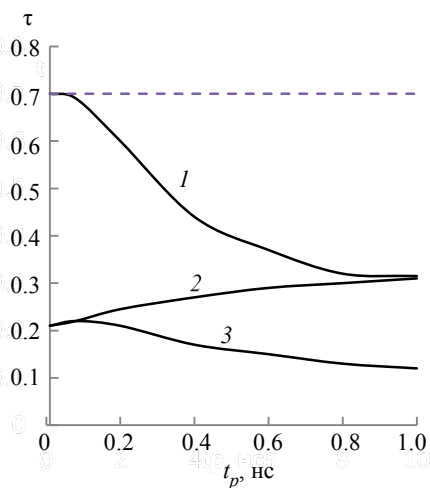
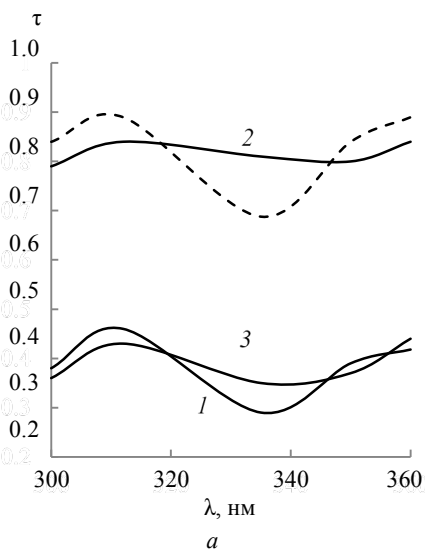


Рис. 5

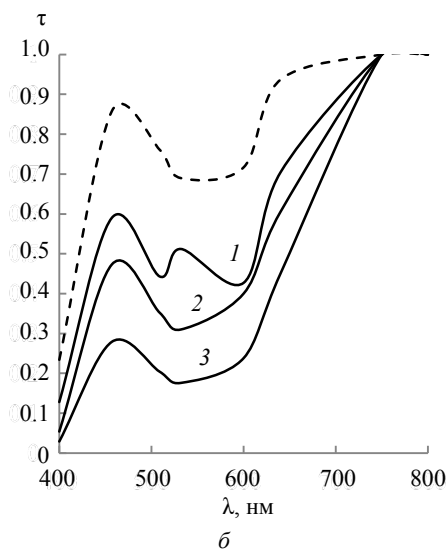
На рис. 6 представлены спектральные зависимости пропускания от длины волны падающего излучения в разных спектральных диапазонах. Рис. 6, а показывает изменение пропускания в диапазоне 300...360 нм, а рис. 6, б – в диапазоне 400...800 нм. Длительность импульса составляла 10 нс. В ультрафиолетовой (УФ) области (рис. 6, а) плотность энергии и глубина модуляции задава-



а

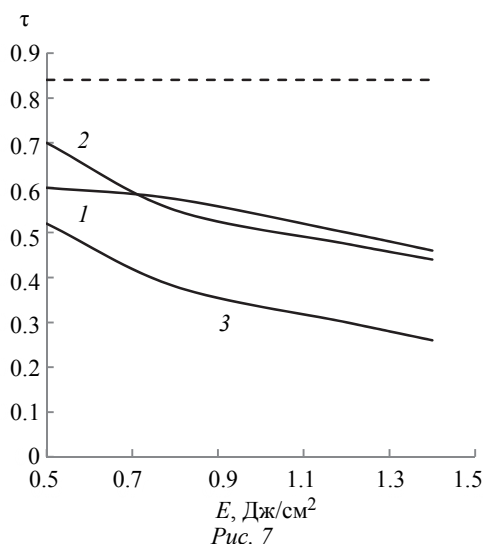
лась 0.05 Дж/см<sup>2</sup> и 10<sup>-6</sup> соответственно. В видимой области (рис. 6, б) плотность энергии и глубина модуляции составляли 1 Дж/см<sup>2</sup> и 10<sup>-4</sup>. Концентрация фуллерена в УФ и видимой области составляла 0.01 и 0.6 мМ соответственно. В области около 335 нм сечение перехода с основного состояния превышает сечение перехода с триплетного, что привело бы к просветлению среды при отсутствии ВР. Однако можно так подобрать концентрацию фуллерена в растворе, что ослабление, вызванное ВР, скомпенсирует просветление среды, что приведет к нелинейному ослаблению излучения и в коротковолновой области.

При длинах волн больше 640 нм сечение поглощения с основного состояния фуллерена C<sub>60</sub> начинает уменьшаться, что приводит к исчезновению RSA и ВР в длинноволновой области. Для практических целей важно иметь ограничители на длинах волн 1.06 и 1.315 мкм. Для высших фуллеренов C<sub>76</sub>-C<sub>84</sub> спектр поглощения простирается в длинноволновую область, что позволяет использовать высшие фуллерены для ограничения лазерного излучения в ближней инфракрасной (ИК) области. На рис. 7 приведены результаты численного моделирования на длине волны 1.06 мкм для раствора C<sub>76</sub> в толуоле. Пучок промодулирован равномерным спектром частот ММ-возмущений в интервале 3...13 мкм, апертура пучка 2 мм, длина кюветы 3 мм, глубина модуляции 0.001, начальное пропускание составляло 84 %, нумерация кривых, как и на рис. 4-6. Видно, что для системы C<sub>76</sub>-толуол механизмы RSA и ВР работают также в ближней ИК-области.



б

Рис. 6



Основные выводы по работе:

1. ВР на наведенных неоднородностях плотности может приводить к заметному ослаблению осевой яркости прошедшего пучка и дополнительному (наряду с RSA) ограничению выходной мощности.

2. Хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными показывает, что привлечение дополнительных механизмов кроме RSA и ВР не требуется.

3. Показано, что с увеличением глубины модуляции ВР монотонно растет.

4. Показано, что с уменьшением длительности импульса ВР уменьшается.

5. Показано, что с уменьшением размера неоднородностей рассеяние вначале увеличивается; затем рост прекращается в соответствии с апертурным ограничением.

6. Показано, что RSA и ВР – широкополосные эффекты, работающие в системе  $C_{60}$ -толуол в диапазоне 300...640 нм. В более длинноволновой области ограничение в системе  $C_{60}$ -толуол исчезает.

7. Показано, что в растворах высших фуллеренов (раствор  $C_{76}$  в толуоле) механизмы RSA и ВР работают также в ближней ИК-области.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tutt L. W., Kost A. Optical limiting performance of  $C_{60}$  and  $C_{70}$  solution // Nature. 1992. Vol. 356. P. 225–226.

2. Optical limiting with  $C_{60}$  in polymethyl methacrylate / A. Kost, L. W. Tutt, M. B. Klein, T. K. Dougherty, W. E. Elias // Opt. Lett. 1993. Vol. 18. P. 334.

3. Optical limiting in  $C_{60}$  and  $C_{70}$  solutions / S. R. Mishra, H. S. Rawat, M. P. Joshi, S. C. Mehendale, K. C. Rustagi // SPIE. 1994. Vol. 2284. P. 220–227.

4. Investigation of optical limiting in  $C_{60}$  solution / M. P. Joshi, S. R. Mishra, H. S. Rawat, S. C. Mehendale, K. C. Rustagi // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62. P. 1763–1765.

5. The role of non-linear scattering in Optical limiting in  $C_{60}$  solutions / S. R. Mishra, H. S. Rawat, M. P. Joshi, S. C. Mehendale // J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys. 1994. Vol. 27. P. 157–163.

6. О механизме оптического ограничения лазерного излучения фуллеренсодержащими средами / В. П. Белоусов, И. М. Белоусова, Е. А. Гавронская, В. А. Григорьев, О. Б. Данилов, А. Г. Калинин, В. Е. Краснопольский, В. А. Смирнов, Е. Н. Соснов // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87, № 5. С. 845–852.

7. Роль светоиндуцированного рассеяния в оптическом ограничении лазерного излучения на основе фуллеренсодержащих сред / И. М. Белоусова, В. А. Григорьев, О. Б. Данилов, А. Г. Калинин, А. В. Криско, Н. Г. Миронова, М. С. Юрьев // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 90, № 2. С. 341–351.

8. The Role of Light Induced Scattering in Laser Radiation Nonlinear Optical Limiting on the Base of Fullerene-Containing Media / I. M. Belousova, V. A. Grigorev, O. B. Danilov, A. G. Kalintsev, A. V. Kris'ko, N. G. Mironova, M. S. Yur'ev // SPIE. Proc. 2001. Vol. 4353. P. 106–114.

9. Belousova I. M., Mironova N. G., Yur'ev M. S. Theoretical investigation of stimulated scattering mechanism in fullerene-containing media // Optics Communications. 2004. Vol. 235. P. 445–452.

10. Белоусова И. М., Миронова Н. Г., Юрьев М. С. Теоретическое исследование зависимости ослабления импульсного лазерного излучения фуллеренсодержащими растворами от длительности импульса // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 91, № 5. С. 880–885.

11. Nonlinear optical beam propagation for optical limiting / D. I. Kovsh, S. Yang, D. J. Hagan, E. V. Van Stryland // Applied Optics. 1999. Vol. 38, № 24. P. 5168–5180.

12. Кикоин И. К. Таблицы физических величин: справ. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

13. Measurements of the triplet state nonlinearity of  $C_{60}$  in toluene using a Z-scan technique with a nanosecond laser / L. Feng, S. Yingin, Y. Kun, L. Shutian, L. Chunfei // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71, № 15. P. 2073–2075.

14. Measurement of the  $C_{60}$  molecular polarizability of the excited singlet state using Z-scan / L. Feng, S. Yingin, Y. Kun, L. Shutian, L. Chunfei // Optics Communications. 1998. Vol. 145. P. 53–56.

15. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 735 с.

N. G. Gogoleva

Saint Petersburg Electrotechnical University «LETI»

## NUMERICAL MODELING OF NONLINEAR OPTICAL LIMITING BY FULLERENE-CONTAINING MEDIA

*The nonlinear-optical limiting of laser radiation by fullerene-containing media is numerically investigated. The joint action of two basic mechanisms that determine the optical limiting in these media (reverse saturating absorption and stimulated scattering by fine-scale refractive index inhomogeneities) is investigated. The modeling results for C<sub>60</sub>-toluene system are in good agreement with the experimental data. Therefore the attraction of additional mechanisms besides reverse saturating absorption and stimulated scattering by fine-scale refractive index inhomogeneities is not required. For the C<sub>60</sub>-toluene system, a series of parametric calculations (the dependence of attenuation on the parameters of laser radiation (wavelength, energy, pulse duration, depth and modulation period) were carried out. The numerical study of the combined effect of the reverse saturating absorption and stimulated scattering and the difference in their contributions to attenuation as a function of the energy density were also investigated for C<sub>76</sub>-toluene system.*

**Nonlinear optical limiting, fullerene-containing media, reverse saturating absorption, stimulated scattering**

---