

Пороговый эффект при нелинейном ограничении интенсивности мощного оптического излучения

С.А.Терещенко, В.М.Подгаецкий, А.Ю.Герасименко, М.С.Савельев

Предложена модель описания свойств ограничителей мощного лазерного излучения, учитывающая пороговый характер нелинейного взаимодействия излучения с рабочим веществом ограничителя. При этом общепринятая ранее беспороговая модель является частным случаем пороговой модели, если пороговая интенсивность излучения равна нулю. По экспериментальным данным z-сканирования определены значения нелинейных оптических характеристик для сред с углеродными нанотрубками, полиметиновых и пирановых красителей, а также селенида цинка, порфирина-графена, фуллерен-графена. Обнаружен пороговый эффект нелинейного взаимодействия лазерного излучения с некоторыми из исследованных рабочих веществ ограничителей. Показано, что пороговая модель лучше соответствует экспериментальным данным z-сканирования.

Ключевые слова: ограничение интенсивности лазерного излучения, коэффициент поглощения, нелинейные оптические характеристики, форма импульса, нелинейное поглощение, z-сканирование.

1. Введение

Необходимость обеспечения безопасного уровня лазерного излучения для защиты органов зрения и чувствительных элементов оптических систем требует разработки ограничителей интенсивности (лимитеров) мощного лазерного излучения, а также исследования рабочих материалов этих приборов. В настоящее время широко распространены такие средства защиты, как абсорбционные и интерференционные фильтры. Недостатком нейтральных абсорбционных светофильтров является потеря части излучения, а в случае цветных светофильтров еще и искажение цветового восприятия. В интерференционных фильтрах эффект ослабления (коэффициент пропускания) зависит от угла падения излучения и защита обеспечивается только в узком диапазоне значений длины волны лазерного излучения. Кроме того, все эти фильтры являются линейными, т.е. они одинаково уменьшают как мощное, так и слабое лазерное излучение, в то время как ограничивать необходимо только интенсивность мощного излучения. Указанные причины заставляют искать новые способы ограничения интенсивности (лимитирования) мощного лазерного излучения, основанные на нелинейном взаимодействии излучения с веществом [1–5].

Таким образом, оптические ограничители должны иметь низкое пропускание при большой интенсивности лазерного излучения и хорошо пропускать неопасное излучение малой интенсивности. В рабочем веществе ограничителей могут происходить разнообразные нелиней-

ные физические процессы: поглощение, рефракция, рассеяние света, термическая дефокусировка и т.п. [2, 4]. При этом конкретный микроскопический механизм ограничения излучения может быть обусловлен как одним из возможных физических процессов, так и их комбинацией. Однако при описании свойств ограничителей на основе этих конкретных микроскопических механизмов ограничения интенсивности нельзя обеспечить достаточное соответствие данных теории и эксперимента. В реальных ограничителях могут одновременно действовать несколько механизмов взаимодействия, степень влияния которых изучена недостаточно. К тому же расчёт некоторых микроскопических механизмов ограничения излучения является сложной, до конца не решённой задачей. Более перспективен подход, в котором феноменологически определяемые характеристики рабочего вещества ограничителя находятся по экспериментальным данным с использованием уравнения переноса излучения. Такой подход привлекателен тем, что нет необходимости знать что-либо о конкретных микроскопических механизмах ограничения излучения и их роли. К тому же он обеспечивает возможность предсказать свойства ограничителя с этим же рабочим веществом, но с другой толщиной слоя, а также при другом пространственном профиле в сечении лазерного пучка или при другой временной форме лазерных импульсов. В настоящей работе используется именно этот феноменологический подход. Кроме того, все результаты в ней получены в предположении, что рабочее вещество ограничителя является чисто поглощающей средой, т.е. другие физические процессы, от которых зависит вид уравнения переноса излучения, отсутствуют.

Экспериментально исследовались многие материалы, которые могут служить рабочим веществом оптических ограничителей. Среди них полупроводники [2–4, 6], красители [1, 3, 7], металлы [2–4, 8], порфирины [9–11], кристаллы [2, 3], бинарные расслаивающиеся растворы [12]. Развитие нанотехнологий открывает новые возможности

С.А.Терещенко, В.М.Подгаецкий, А.Ю.Герасименко, М.С.Савельев.
Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Россия,
124498 Москва, Зеленоград, пр. 4806, 5; e-mail: tsa@miee.ru,
podgaetsky@yandex.ru, nanobiomedics@gmail.com, sm-s88@mail.ru

Поступила в редакцию 28 мая 2014 г., после доработки – 30 июля 2014 г.

для разработки оптических ограничителей [13]. При исследовании оптического ограничения наночастицами различных размеров обнаружено, что эффект ограничения интенсивности усиливается при уменьшении размеров частиц [14]. Хорошие ограничительные свойства показали фуллерены и их производные [2, 3], дисперсные среды на основе сажи [2], однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) и многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) [4, 15–17], а также гибридные материалы на основе углеродных нанотрубок [11, 18–23]. Ещё одна аллотропная форма углерода, графен, обладает не только интересными электронными и механическими свойствами [5, 15]. Установлено, что дисперсные среды на основе оксида графена являются эффективными оптическими ограничителями [5, 24, 25], причём в дисперсных средах на основе функционализированного графена это свойство проявляется ещё сильнее [5, 10, 25–28]. Кроме того, значительное усиление нелинейных характеристик наблюдалось при уменьшении атмосферного давления, способствующем формированию и росту микропузырьков и/или микроплазмы [29]. Исследовались и твёрдые композиты на основе нанотрубок или графена с органически модифицированным диоксидом кремния или полиметилметакрилатом [30–32].

Свойства ограничителя в целом описываются выходной характеристикой, представляющей собой зависимость энергии лазерного импульса, прошедшего через ограничитель, от первоначальной энергии этого импульса [33]. По выходной характеристике можно судить об эффективности ограничения интенсивности лазерного излучения.

Экспериментальное определение выходной характеристики рабочего вещества можно провести по методике z -сканирования [6], в которой измеряется полная энергия прошедшего через ограничитель импульса при движении образца вдоль оси пучка z относительно создаваемой линзой перетяжки пучка излучения. По результатам z -сканирования обычно рассчитываются значения нелинейного коэффициента поглощения в предположении беспорогового характера зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения [33].

В настоящей работе предложена пороговая модель зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения. На основе пороговой модели по данным z -сканирования получены нелинейные характеристики для сред с ОУНТ и МУНТ в диметилформамиде (ДМФА), тетрагидрофуране (ТГФ) и в полиметилметакрилате (ПММА). Кроме того, на основе пороговой модели были пересчитаны значения нелинейных характеристик ранее исследованных веществ: ZnSe, порфирина-графена Graphene-TPP, фуллерен-графена Graphene C₆₀, оксида полиэтилена с многослойными углеродными нанотрубками ПЭО/МУНТ в ДМФА, а также полиметиновых красителей ПК-792, ПК-7098 и дицианометилен-пирановых красителей ДЦМ-627, ДЦМ-684 [33]. Для некоторых рабочих веществ обнаружен пороговый эффект при ограничении интенсивности излучения. Проведено сравнение пороговой и беспороговой моделей и показано, что пороговая модель точнее описывает экспериментальные данные.

2. Теория

Будем считать, что интенсивность исходного лазерного импульса описывается следующим выражением:

$$I_0(\rho, \varphi, t) = U_0 A(\rho) B(t), \quad (1)$$

где U_0 – полная энергия импульса; ρ, φ – полярные координаты в сечении лазерного пучка; $A(\rho)$ – радиальный профиль импульса в сечении лазерного пучка; $B(t)$ – форма импульса во времени, причём выполняются условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I_0(\rho, \varphi, t) \rho d\rho d\varphi dt = U_0,$$

$$\int_0^{\infty} A(\rho) \rho d\rho = \frac{1}{2\pi}, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} B(t) dt = 1.$$

Прохождение импульсного излучения через среду с нелинейным поглощением можно описать с помощью уравнения переноса излучения [34]. Нелинейное взаимодействие лазерного излучения с веществом обычно характеризуют коэффициентом поглощения, линейно зависящим от интенсивности лазерного импульса I (рис.1,а):

$$\mu(I) = \alpha + \beta I. \quad (2)$$

При этом предполагают, что $\mu(I)$ можно разложить в ряд Тейлора, справедливый на всём интервале от нуля до некоторого максимального значения I_{\max} , и удерживают первые два члена разложения. Тогда нелинейная среда характеризуется двумя параметрами: коэффициентом линейного поглощения α (в м⁻¹) и коэффициентом нелинейного поглощения β (в м·Вт⁻¹). Будем соотношения (2) называть беспороговой моделью. Подчёркнём, что (2) изначально предполагает отсутствие какого-либо порога взаимодействия.

В то же время известно, что некоторые микроскопические механизмы взаимодействия лазерного излучения с нелинейной средой имеют пороговый характер [2, 35], т. е. начинают действовать при интенсивностях, превышающих некоторое пороговое значение I_c . Поэтому целесообразно рассмотреть модель, в которой коэффициент поглощения имеет пороговый характер (рис.1,б):

$$\mu(I) = \begin{cases} \alpha, & I < I_c, \\ \alpha + \beta_c(I - I_c), & I > I_c, \end{cases} \quad (3)$$

где β_c – коэффициент нелинейного поглощения в пороговой модели. Будем соотношения (3) называть пороговой моделью. Таким образом, пороговая модель характеризуется тремя параметрами: α, β_c и I_c . При этом, если $I_c = 0$, то $\beta_c = \beta$ и пороговая модель переходит в беспороговую модель, т. е. беспороговая модель является частным случаем пороговой модели.

В беспороговой модели решение уравнения переноса излучения для импульса, прошедшего через слой рабоче-

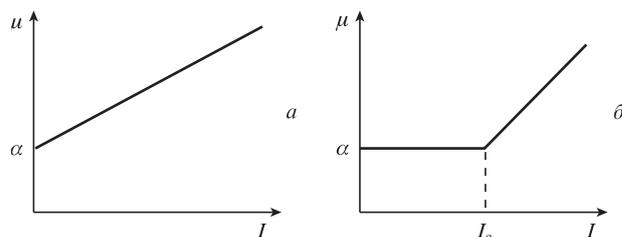


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности излучения для беспороговой (а) и пороговой (б) моделей.

го вещества ограничителя толщиной d , выглядит следующим образом [34]:

$$I^{(nt)}(\rho, \varphi, t, d) = \frac{\alpha \exp(-\alpha d) I_0(\rho, \varphi, t)}{\alpha + \beta [1 - \exp(-\alpha d)] I_0(\rho, \varphi, t)}. \quad (4)$$

В пороговой модели решение $I^{(th)}(\rho, \varphi, t, d)$ уравнения переноса излучения имеет более сложный вид

$$I^{(th)}(\rho, \varphi, t, d) = \begin{cases} I_0(\rho, \varphi, t) \exp(-\alpha d), & I_0(\rho, \varphi, t) \leq I_c, \\ \frac{I_c}{\exp(\alpha d) \left[\frac{\alpha I_0(\rho, \varphi, t)}{[\alpha - \beta_c I_c + \beta_c I_0(\rho, \varphi, t)] I_c} \right]^{\frac{\alpha}{\alpha - \beta_c I_c}}}, & I_c < I_0(\rho, \varphi, t) \leq I_1, \\ \frac{(\alpha - \beta_c I_c) I_0(\rho, \varphi, t) \exp[-(\alpha - \beta_c I_c) d]}{\alpha - \beta_c I_c + \beta_c I_0(\rho, \varphi, t) \{1 - \exp[-(\alpha - \beta_c I_c) d]\}}, & I_0(\rho, \varphi, t) > I_1, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$I_1 = \frac{(\alpha - \beta_c I_c) I_c}{\alpha \exp[-(\alpha - \beta_c I_c) d] - \beta_c I_c}.$$

Для гауссова лазерного импульса профиль $A(\rho)$ в сечении лазерного луча и распределение во времени $B(t)$ являются функциями Гаусса:

$$A(\rho) = \frac{2}{w^2 \pi} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2}\right), \quad (6)$$

$$B(t) = \frac{1}{\tau \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (7)$$

где τ – длительность импульса, а w – радиус пучка.

Полная энергия прошедшего через ограничитель импульса U как функция полной энергии исходного импульса U_0 является выходной характеристикой ограничителя, характеризующей его основные свойства по ограничению излучения:

$$U(U_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(\rho, \varphi, t, d) \rho d\rho d\varphi dt. \quad (8)$$

В беспороговой модели для гауссова импульса полная энергия $U^{(nt)}$ прошедшего через ограничитель импульса описывается следующим выражением [33]:

$$U^{(nt)}(U_0) = U_0 \exp(-\alpha d) \operatorname{ls} \left[U_0 \frac{2\beta [1 - \exp(-\alpha d)]}{\alpha \tau w^2 \pi^{3/2}} \right], \quad (9)$$

где

$$\operatorname{ls}(x) = \frac{2}{x \sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} \ln(1 + x \exp(-t^2)) dt. \quad (10)$$

В пороговой модели для гауссова импульса полная энергия прошедшего через ограничитель импульса описывается как:

$$U^{(th)}(U_0) = U_0 \exp(-\alpha d) \quad (11)$$

при $U_0 < \frac{I_c w^2 \tau \pi^{3/2}}{2}$,

$$U^{(th)}(U_0) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} U_0 \exp(-\alpha d) \left[\frac{\sqrt{\pi}}{4} - \operatorname{ls}_2(0, 1, \sqrt{\ln \gamma}) \right]$$

$$+ \gamma^{\frac{\xi}{1-\xi}} \operatorname{ls}_2 \left(\frac{\xi \gamma}{1-\xi}, \frac{1}{1-\xi}, \sqrt{\ln \gamma} \right) \quad (12)$$

при $\frac{I_c w^2 \tau \pi^{3/2}}{2} < U_0 < \frac{I_1 w^2 \tau \pi^{3/2}}{2}$,

$$U^{(th)}(U_0) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} U_0 \exp(-\alpha d) \left[\frac{\sqrt{\pi}}{4} - \operatorname{ls}_2(0, 1, \sqrt{\ln \gamma}) \right. \\ \left. + \gamma^{\frac{\xi}{1-\xi}} \operatorname{ls}_2 \left(\frac{\xi \gamma}{1-\xi}, \frac{1}{1-\xi}, \sqrt{\ln \gamma} \right) - \gamma^{\frac{\xi}{1-\xi}} \operatorname{ls}_2 \left(\frac{\xi \gamma}{1-\xi}, \frac{1}{1-\xi}, \sqrt{\ln \gamma_1} \right) \right. \\ \left. + \exp(\alpha \xi d) \operatorname{ls}_2 \left(\frac{\xi \gamma}{1-\xi} \left(1 - \frac{\exp(\alpha \xi d)}{\exp(\alpha d)} \right), 1, \sqrt{\ln \gamma_1} \right) \right] \quad (13)$$

при $\frac{I_c w^2 \tau \pi^{3/2}}{2} < U_0$.

Здесь $\xi = \frac{\beta_c I_c}{\alpha}$; $\gamma = \frac{2U_0}{I_c w^2 \tau \pi^{3/2}}$; $\gamma_1 = \frac{2U_0}{I_1 w^2 \tau \pi^{3/2}}$;

$$\operatorname{ls}_2(a, b, c) = \int_0^c \left[\frac{b \exp(-r^2)}{1 + a \exp(-r^2)} \right]^b r^2 dr. \quad (14)$$

Таким образом, предложенная пороговая модель нелинейного взаимодействия лазерного излучения с веществом характеризуется выражением (3) для коэффициента поглощения и следующими из него соотношениями (11)–(13).

3. Эксперимент

Так же как и для беспороговой модели, в методике z -сканирования в рамках пороговой модели измеряют значения полной энергии $U^{(e)}(z)$ прошедшего через ограничитель импульса при смещении образца вдоль оси z относительно создаваемой линзой перетяжки пучка лазера. При этом теоретические значения $U^{(t)}(z)$ для пороговой модели определяются на основе выражений (11)–(13) так же, как для беспороговой модели на основе выражения (9) [33]. По результатам z -сканирования находится зависимость нормализованного пропускания $T^{(e)}$ от смещения z :

$$T^{(e)}(z) = \frac{U^{(e)}(z)}{U_0} \exp(\alpha d). \quad (15)$$

При этом коэффициент линейного поглощения α определяют заранее при малой интенсивности излучения, когда нелинейные эффекты пренебрежимо малы.

Затем методом наименьших квадратов можно найти значения параметров β_c и I_c для пороговой модели, минимизирующие квадратичный функционал Φ отклонений экспериментальных значений $T^{(e)}(z)$ нормализованного пропускания от теоретических значений $T^{(t)}(z) = [(U^{(t)}(z))/U_0] \exp(\alpha d)$:

$$\Phi = \sum_{n=1}^N [T^{(e)}(z_n) - T^{(t)}(z_n)]^2, \quad (16)$$

где n – номер измерения, а N – количество измерений. Для сравнения рассчитывается также и параметр β для беспороговой модели.

Знание параметров рабочего вещества ограничителя, т.е. значений α и β (беспороговая модель) или α, β_c, I_c (пороговая модель), позволяет рассчитать выходную характеристику не только для использованного в z -сканировании образца, но и для любых других значений толщины слоя

рабочего вещества ограничителя, а также других значений параметров исходного излучения, с помощью выражения (9) для беспороговой модели и выражений (11)–(13) для пороговой модели. Кроме того, можно рассчитать и теоретическую кривую *z*-сканирования, соответствующую полученным параметрам, и установить степень её соответствия экспериментальным данным.

При проведении экспериментов по *z*-сканированию был использован импульсный Nd:YAG-лазер, для создания перетяжки пучка излучения применялась линза с фокусным расстоянием 10 см, а шаг перемещения кюветы с рабочим веществом составлял 0.2 см. Значения коэффициента линейного поглощения α были определены заранее в экспериментах при низкой интенсивности входного излучения, когда нелинейные эффекты ещё не проявляются.

Были исследованы (табл.1) дисперсные среды ОУНТ и МУНТ с растворителями ДМФА и ТГФ, композиты ОУНТ и МУНТ в ПММА, растворы полиметиновых красителей ПК-792 и ПК-7098, растворы пирановых красителей ДЦМ-627 и ДЦМ-684, для которых в качестве растворителей были использованы: пропиленгликолькарбонат (ПГК), этанол и 2-пропанол. Концентрация и толщина рабочего вещества ограничителя подбирались так, чтобы начальное пропускание было не меньше 50%.

Кроме того, как и в [33], были использованы результаты *z*-сканирования из опубликованных работ, в которых были исследованы селенид цинка ZnSe [6], порфириграфен Graphene-TRP и фуллерен-графен Graphene C₆₀

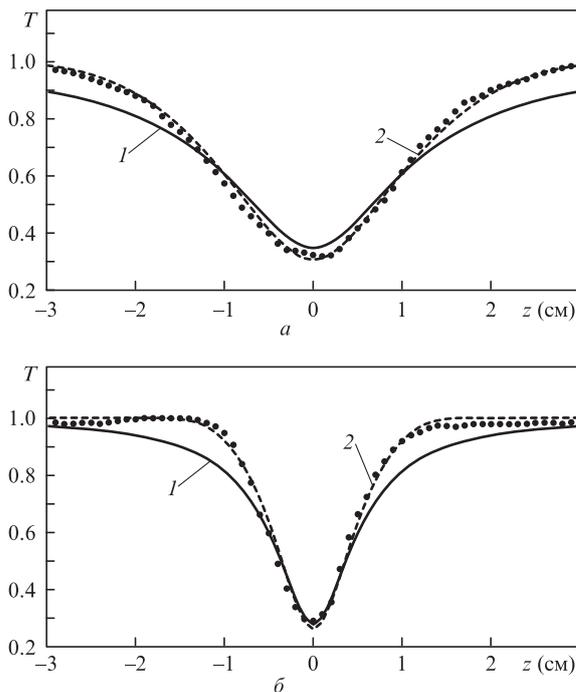


Рис.2. Экспериментальные результаты *z*-сканирования (●) и теоретические кривые, рассчитанные по беспороговой (1) и пороговой (2) моделям для ПЭО/МУНТ в ДМФА (а) и МУНТ в ДМФА при начальной энергии 124 мкДж (б).

Табл.1. Параметры рабочих веществ ограничителей по результатам *z*-сканирования.

№	Рабочее вещество	λ (нм)	U_0 (мкДж)	τ (нс)	d (см)	α (см ⁻¹)	w_0 (мкм)	β (см·ГВт ⁻¹)	β_c (см·ГВт ⁻¹)	I_c (ГВт·см ⁻²)	Литература
1	МУНТ в ДМФА		124	7	0.2	1.93	20	52.0	96	0.026	
2	МУНТ в ДМФА		182			1.93	20	51.8	104	0.032	
3	МУНТ в ТГФ		114			2.23	21	98.7	115	0.006	
4	МУНТ в ТГФ		184			2.23	22	93.1	120	0.008	
5	МУНТ в ПММА		124		0.54	0.74	21	2.78	2.78	0	
6	ОУНТ в ПММА		120		0.495	0.66	24	2.68	2.68	0	
7	ОУНТ в ТГФ		124		0.2	1.78	21	74.4	125	0.022	
8	ОУНТ в ТГФ		184			1.78	21	63.9	100	0.02	
9	ПК-792 в ПГК	532	21	0.35	0.5	0.88	27	5.0	5.5	0.007	
10	ПК-7098 в ПГК		22			0.57	29	6.9	7.2	0.007	Настоящая работа (эксперимент)
11	ДЦМ-627 в ПГК		22			0.32	33	0.277	0.275	0.004	
12	ДЦМ-684 в ПГК		22			0.35	33	0.28	0.28	0	
13	ПК-7098 в этаноле		22			0.08	29	6.1	6.0	0.005	
14	ПК-7098 в ПГК		22			1.17	30	12.4	14.0	0.008	
15	ПК-7098 в 2-пропаноле		22			0.69	27	4.2	4.3	0.007	
16	МУНТ в ДМФА		122	7	0.2	1.78	24	63.0	190	0.029	
17	МУНТ в ДМФА		188			1.78	24	70.6	190	0.027	
18	МУНТ в ПММА	1064	122		0.54	0.95	22	0.5	0.5	0	
19	ОУНТ в ПММА		122		0.495	1.03	23	1.59	1.9	0.028	
20	ZnSe		0.1	0.027	0.27	0.27	26	5.9	5.9	0	[6]
21	ПЭО/МУНТ в ДМФА		145	7	1	0.69	32	17	38	0.014	[16]
22			7	5	0.1	2.87	21	132	145	0.0009	
23			15				20	241	245	0.0004	
24	Graphene C ₆₀	532	25				21	259	295	0.0007	
25			50				20	442	451	0.0002	
26			7				21	90	90	0	[28]
27	Graphene-TRP		15				21	117	125	0.0006	
28			25				20	144	144	0	
29			50				20	214	216	0.0001	

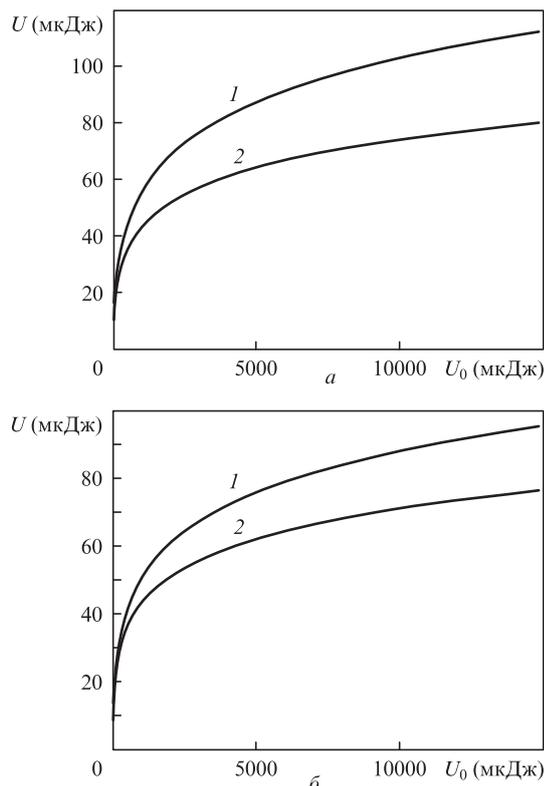


Рис.3. Выходные характеристики ограничителей, рассчитанные по беспороговой (1) и пороговой (2) моделям, для ПЭО/МУНТ в ДМФА (а) и МУНТ в ДМФА при начальной энергии 124 мкДж (б).

[28], оксид полиэтилена с многослойными углеродными нанотрубками ПЭО/МУНТ в ДМФА [16]. Во всех случаях для z -сканирования использовалось лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 532$ нм. В то же время исходная энергия импульса, его длительность и толщина слоя рабочего вещества ограничителя были различны в каждом из экспериментов (табл.1). Особенностью z -сканирования рабочих веществ на основе графенов являлось также то, что были использованы несколько значений энергии исходного импульса.

Результаты приведены в табл.1. На рис.2 показаны примеры экспериментальных данных z -сканирования в сравнении с теоретическими кривыми, рассчитанными на основе и пороговой, и беспороговой моделей. На рис.3 приведены выходные характеристики ограничителей с теми же рабочими веществами, что и на рис.2.

4. Обсуждение

По данным z -сканирования для всех рабочих веществ с помощью пороговой модели были рассчитаны значения нелинейного коэффициента поглощения β_c и пороговой интенсивности I_c . Кроме того, для сравнения было рассчитано значение нелинейного коэффициента поглощения β с помощью беспороговой модели (табл.1).

Все исследованные вещества можно разделить на три группы. Первую группу образуют вещества с нулевой пороговой интенсивностью $I_c = 0$. При этом данные, полученные в рамках пороговой модели, совпадают с данными беспороговой модели (значения нелинейных коэффициентов поглощения β и β_c одинаковы). В эту группу попадают рабочие вещества на основе МУНТ в ПММА, ОУНТ в ПММА, ДЦМ-684 в ПГК, ZnSe и Graphene-TRP,

исследованные при длине волны излучения лазера 532 нм, а также МУНТ в ПММА (длина волны 1064 нм). Можно считать, что для веществ первой группы пороговый эффект отсутствует.

Вторую группу образуют вещества с малым значением пороговой интенсивности I_c . При этом значения нелинейных коэффициентов поглощения β и β_c различаются слабо. В эту группу попадают рабочие вещества на основе Graphene- C_{60} , МУНТ в ТГФ и всех красителей, кроме ДЦМ-684 в ПГК, исследованные при длине волны излучения лазера 532 нм. Можно утверждать, что в веществах второй группы пороговый эффект если и существует, то выражен достаточно слабо.

Наиболее ярко демонстрируют преимущества пороговой модели вещества третьей группы, для которых значения пороговой интенсивности I_c существенно отличаются от нуля. При этом различны и значения нелинейных коэффициентов поглощения β и β_c . В эту группу попадают рабочие вещества на основе МУНТ и ОУНТ в ДМФА, ОУНТ в ТГФ, ПЭО/МУНТ в ДМФА, исследованные при длине волны излучения лазера 532 нм, а также ОУНТ в ПММА и МУНТ в ДМФА (при длине волны 1064 нм). Таким образом, экспериментально доказано, что в исследованных образцах третьей группы существует пороговый эффект нелинейного взаимодействия лазерного излучения с рабочим веществом ограничителя.

Если по найденным значениям параметров исследуемых веществ рассчитать теоретические кривые z -сканирования для пороговой и беспороговой моделей, то можно сравнить их соответствие экспериментальным данным. На рис.2 приведены экспериментальные результаты z -сканирования и теоретические кривые, рассчитанные по беспороговой и пороговой моделям для ПЭО/МУНТ в ДМФА и МУНТ в ДМФА при начальной энергии лазерного импульса 124 мкДж. Хорошо видно, что результаты пороговой модели значительно лучше соответствуют экспериментальным данным.

Для рабочих веществ на основе графенов известны данные z -сканирования при разных значениях энергии исходного импульса [28]. При этом получаются разные значения нелинейного коэффициента поглощения (табл.1). По-видимому, это может быть вызвано недостаточной адекватностью линейной модели (2) или (3) физическим процессам взаимодействия мощного лазерного излучения с рабочим веществом ограничителя, т.е. зависимость коэффициента поглощения от интенсивности излучения имеет существенно более сложный характер, либо присутствует неучитываемый этими моделями физический процесс, в частности процесс рассеяния излучения [28].

Знание параметров рабочего вещества ограничителя, т.е. значений α и β (беспороговая модель) или α , β_c , I_c (пороговая модель), позволяет рассчитать выходную характеристику для любых других значений толщины слоя рабочего вещества ограничителя, а также других значений параметров исходного излучения, с помощью выражения (9) для беспороговой модели и выражений (11)–(13) для пороговой модели. По полученным значениям параметров рабочих веществ ограничителей (табл.1) были рассчитаны выходные характеристики ограничителей для всех исследованных материалов. При этом предполагалось, что лазерный пучок всё время сфокусирован на рабочем веществе для достижения максимальной интенсивности и, следовательно, наибольшего ослабления излучения, в то время как входная энергия импульса изменяется.

Для рабочих веществ из первой группы выходные характеристики, рассчитанные как по пороговой, так и по беспороговой модели, как и следовало ожидать, совпадают.

Для второй группы рабочих веществ с малым значением пороговой интенсивности I_c выходные характеристики, рассчитанные по пороговой и беспороговой моделям, различаются слабо.

Выходные характеристики рабочих веществ из третьей группы демонстрируют существенное отличие пороговой модели от беспороговой. Для примера на рис.3 показаны выходные характеристики, рассчитанные по беспороговой и пороговой моделям, для ПЭО/МУНТ в ДМФА и МУНТ в ДМФА при начальной энергии лазерного импульса 124 мкДж. Видно, что беспороговая модель занижает способность данного рабочего вещества ограничивать мощное лазерное излучение.

5. Заключение

Предложенная пороговая модель описания свойств ограничителей мощного лазерного излучения учитывает пороговый характер нелинейного взаимодействия излучения с веществом. При этом общепринятая ранее беспороговая модель является частным случаем пороговой модели, если пороговая интенсивность равна нулю.

Как и беспороговая, пороговая модель позволяет по данным z -сканирования найти зависимость от интенсивности излучения коэффициента поглощения исследуемого вещества и рассчитать выходные характеристики ограничителя излучения для различных значений толщины ограничителя и параметров лазерного излучения.

По экспериментальным данным z -сканирования определены и сведены в таблицу значения нелинейного коэффициента поглощения и пороговой интенсивности исследованных веществ.

Экспериментально обнаружен пороговый эффект нелинейного взаимодействия лазерного излучения с некоторыми рабочими веществами на основе ОУНТ и МУНТ. Одновременно для ряда веществ доказано отсутствие такого порогового эффекта.

Показано, что пороговая модель значительно лучше соответствует экспериментальным данным z -сканирования.

Приведены примеры выходных характеристик ограничителей лазерного излучения, описывающих их нелинейные свойства в целом. Показано, что беспороговая модель может сильно занижать способность данного рабочего вещества ограничивать мощное лазерное излучение.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (ГК № 14.430.11.0006).

- Guiliano C.R., Hess L.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3**, 358 (1967).
- Tutt L.W., Boggess T.F. *Prog. Quantum Electron.*, **17**, 299 (1993).
- Ганеев Р.А., Усманов Т.Б. *Квантовая электроника*, **37** (7), 605 (2007).
- Wang J., Blau W.J. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11**, 024001-1 (2009).
- ZhiBo Liu, XiaoLiang Zhang, XiaoQing Yan, YongSheng Chen, JianGuo Tian. *Chin. Sci. Bull.*, **57**, 2971 (2012).
- Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.H., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760 (1990).
- Копылова Т.Н., Луговский А.П., Подгаецкий В.М., Пономарева О.В., Светличный В.А. *Квантовая электроника*, **36** (3), 274 (2006).
- Hsu J., Fuentes-Hernandez C., Ernst A.R., Hales J.M., Perry J.W., Kippelen B. *Opt. Express*, **20**, 8629 (2012).
- Borissevitch I.E., Rakov N., Maciel G.S., Araujo C.B. *Appl. Opt.*, **39**, 4431 (2000).
- Bala Murali Krishna M., Kumar V.P., Venkatramaiah N., Venkatesan R., Rao D.N. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 081106 (2011).
- Wang A., Fang Y., Yu W., Long L., Song Y., Zhao W., Cifuentes M.P., Humphrey M.G., Zhang C. *Chem. Asian J.*, **9**, 639 (2014).
- Герасименко А.Ю., Подгаецкий В.М. *Квантовая электроника*, **42** (7), 591 (2012).
- Yellampalli S. *Carbon Nanotubes – Synthesis, Characterization, Applications* (Rijeka, Croatia: InTech, 2011, p. 514).
- Muller O., Dengler S., Ritt G., Eberle B. *Appl. Opt.*, **52**, 139 (2013).
- Hayden O., Nielsch K. *Molecular- and Nano-Tubes* (New York: Springer, 2011, p. 473).
- Jin Z., Sun X., Xu G., Goh S.H., Ji W. *Chem. Phys. Lett.*, **318**, 505 (2000).
- Белоусова И.М., Данилов О.Б., Виденичев Д.А., Волынкин В.М., Веденяпина Ж.Б., Кисляков И.М., Муранова Г.А., Муравьева Т.Д., Рыжов А.А. *Оптический журнал*, **80**, 18 (2013).
- Wang A., Fang Y., Long L., Song Y., Yu W., Zhao W., Cifuentes M.P., Humphrey M.G., Zhang C. *Chem. Europ. J.*, **19**, 14159 (2013).
- Liu Z., Guo Z., Zhang X., Zheng J., Tian J. *Carbon*, **51**, 419 (2013).
- Gupta J., Vijayan C., Maurya S.K., Goswami D. *Opt. Commun.*, **285**, 1920 (2012).
- Wang J., Liao K., Fruchtl D., Tian Y., Gilchrist A., Alley N.J., Andreoli E., Aitchison B., Nasibulin A.G., Byrne H.J., Kauppinen E.I., Zhang L., Blau W.J., Curran S.A. *Mater. Chem. Phys.*, **133**, 992 (2012).
- Anand B., Podila R., Ayala P., Oliveira L., Philip R., Sai S.S., Zakhidov A.A., Rao A.M. *Nanoscale*, **16**, 7271 (2013).
- Zhang L., Wang L. *Polymer-plastics Technology Engineering*, **51**, 6 (2012).
- Liaros N., Iliopoulos K., Stylianakis M.M., Koudoumas E., Couris S. *Opt. Mater.*, **36**, 112 (2013).
- Kavitha M.K., Honey J., Pramod G., Reji P. *Mater. Chem. C*, **23**, 3669 (2013).
- Zhang M., Li G., Li L. *Mater. Chem. C*, **8**, 1482 (2014).
- Sun Z., Dong N., Xie K., Xia W., Konig D., Nagaiah T.C., Sanchez M.D., Ebbinghaus P., Erbe A., Zhang X., Ludwig A., Schuhmann W., Wang J., Muhler M. *Phys. Chem. C*, **117**, 11811 (2013).
- Liu Z.B., Xu Y.F., Zhang X.Y., Zhang X.L., Chen Y.S., Tian J.G. *Phys. Chem. B*, **113**, 9681 (2009).
- Cheng X., Dong N., Li B., Zhang X., Zhang S., Jiao J., Blau W.J., Zhang L., Wang J. *Opt. Express*, **21**, 16486 (2013).
- Ouyang Q., Xu Z., Lei Z., Dong H., Yu H., Qi L., Li C., Chen Y. *Carbon*, **67**, 214 (2014).
- Xiaoqing Z., Miao F., Zhan H. *Mater. Chem. C*, **41**, 6759 (2013).
- Lim G., Chen Z., Clark J., Goh R.G.S., Ng W., Tan H., Friend R.H., Ho P.K.H., Chua L. *Nat. Photonics*, **5**, 554 (2011).
- Терещенко С.А., Подгаецкий В.М., Герасименко А.Ю., Савельев М.С. *Оптика и спектроскопия*, **116**, 486 (2014).
- Терещенко С.А., Подгаецкий В.М. *Квантовая электроника*, **41** (1), 26 (2011).
- Белоусова И.М., Данилов О.Б., Сидоров А.И. *Оптический журнал*, **76**, 71 (2009).