

Определение характеристик ограничителя интенсивности оптического излучения на основе нестационарного уравнения переноса излучения в нелинейной среде

С.А.Терещенко, В.М.Подгаецкий

Предложено описание эффекта ограничения интенсивности оптического излучения на основе нестационарного уравнения переноса излучения, учитывающее нелинейность рабочего вещества ограничителя, что позволяет абстрагироваться от конкретных микроскопических механизмов взаимодействия излучения с веществом. Приведено выражение, определяющее как деформацию формы лазерного импульса при прохождении через нелинейную среду, так и выходную характеристику (зависимость энергии выходящего излучения от энергии падающего излучения) ограничителя при известной зависимости коэффициента поглощения от интенсивности импульсного лазерного излучения с заданной формой импульса. Получено функциональное уравнение для определения зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения по экспериментальной выходной характеристике, что позволяет предсказывать свойства ограничителя при различных толщинах рабочего вещества, а также осуществлять эффективное сравнение ограничителей различных типов.

Ключевые слова: ограничение интенсивности лазерного излучения, нелинейная среда, нестационарное уравнение переноса излучения, форма импульса, коэффициент поглощения.

Развитие лазерной техники, проникшей в различные сферы человеческой деятельности, выявило важность проблемы защиты органов зрения и оптических сенсоров от воздействия мощного излучения. Актуальность этой проблемы вызвана заметным возрастанием интенсивности излучения лазерных приборов, работающих в широкой области спектра [1].

Задача создания ограничителей интенсивности оптического излучения, способных к срабатыванию за время, много меньшее длительности лазерных импульсов, уже давно привлекает внимание исследователей и инженеров [2 – 5]. Основное внимание сейчас обращено на поиск, создание и исследование новых оптических материалов ограничителей на базе теоретического и экспериментального рассмотрения особенностей физических процессов взаимодействия света с нелинейными поглощающими и рассеивающими средами [5 – 8].

Описание выходной характеристики ограничителей (зависимости энергии выходящего излучения от энергии падающего излучения) на основе рассмотрения конкретных микроскопических механизмов ограничения интенсивности излучения не обеспечивает достаточного соответствия теории и эксперимента. Это объясняется тем, что в реальном ограничителе одновременно действуют несколько механизмов взаимодействия излучения с веществом, степень влияния которых известна недостаточно, описание каждого механизма базируется на большом количестве числовых параметров, значения которых могут не соответствовать реальному ограничителю,

и, наконец, расчет макроскопических характеристик ограничителя является сложной, до конца не решенной задачей. Кроме того, задача создания эффективных ограничителей интенсивности лазерного излучения требует проведения множества экспериментов при разных значениях как параметров ограничителя, так и характеристик излучения.

Как правило, в различных расчетных моделях экспериментальные данные о функционировании конкретного ограничителя используются только для сравнения с результатами предварительных расчетов [9, 10]. В то же время более перспективным, по-видимому, является подход, в котором экспериментальные данные используются уже на стадии предварительных расчетов. Этот подход, в частности, позволяет на основе измеренной выходной характеристики конкретного ограничителя рассчитать зависимость нелинейного коэффициента поглощения от интенсивности излучения, а затем, используя рассчитанную зависимость, предсказать выходную характеристику ограничителя с таким же рабочим веществом, но, например, с другой толщиной его слоя или при другой длительности импульсов.

Ранее был предложен подход к описанию процесса ограничения интенсивности излучения на основе стационарного уравнения переноса излучения [7], позволяющий определить зависимость коэффициента поглощения рабочего вещества ограничителя от интенсивности лазерного излучения непосредственно по экспериментальной выходной характеристике конкретного ограничителя. Получение такой зависимости обеспечивает возможность предсказания свойств ограничителей при разных толщинах их рабочего вещества, а также сравнение ограничителей различных типов друг с другом. Однако, поскольку в основу рассмотрения было положено стационарное уравнение переноса излучения, временные характеристики излучения могли быть учтены только косвенно.

С.А.Терещенко, В.М.Подгаецкий. Московский государственный институт электронной техники (технический университет), Россия, 124498 Москва, Зеленоград, пр. 4806, 5; e-mail: tsa@miee.ru, bms@miee.ru

Поступила в редакцию 10 августа 2010 г., после доработки – 1 ноября 2010 г.

В настоящей работе развит подход к описанию взаимодействия лазерных импульсов с нелинейной средой на основе нестационарного уравнения переноса излучения, который позволяет в явном виде учесть исходную форму импульсов, описать деформацию формы импульсов после прохождения через нелинейную среду и прогнозировать свойства ограничителя не только для другой толщины рабочего вещества, но и для другой формы лазерных импульсов. Отметим, что в настоящей работе, в отличие от [7], рассеивающие свойства рабочего вещества ограничителя не рассматриваются.

Остановимся на нестационарном уравнении переноса излучения (УПИ) для чисто поглощающей среды (ЧПС) [11 – 13]. При этом мы пренебрежем всеми процессами взаимодействия излучения с веществом, кроме процесса поглощения излучения. Характеристики среды входят в УПИ через коэффициент поглощения μ . Будем считать, что нелинейные свойства среды определяются зависимостью коэффициента поглощения от интенсивности излучения. В то же время, т. к. рабочее вещество ограничителя представляет собой однородный слой, явной зависимости характеристик среды от координат не будет, т. е. $\mu = \mu(\Phi(r, \Omega, t))$, где $\Phi(r, \Omega, t)$ – плотность потока излучения в точке r в момент времени t в направлении Ω . Тогда УПИ можно представить в следующем виде:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(r, \Omega, t) + \Omega \text{grad}(\Phi(r, \Omega, t)) + \mu(\Phi(r, \Omega, t))\Phi(r, \Omega, t) = S(r, \Omega, t), \quad (1)$$

где $S(r, \Omega, t)$ – плотность источников излучения в точке r в момент времени t в направлении Ω ; v – модуль скорости распространения излучения в среде.

Для направленного импульсного источника излучения, каким является лазер,

$$S(r, \Omega, t) = \left[U_0 f(t) / \int_0^\infty f(t) dt \right] \delta(r) \delta_2(\Omega \Omega_0),$$

где U_0 – энергия импульса; $f(t)$ – форма лазерного импульса; Ω_0 – направление излучения источника перпендикулярно слою рабочего вещества ограничителя; $\delta(r)$ и $\delta_2(\Omega \Omega_0)$ – трёхмерная и поверхностная дельта-функции соответственно. Выберем декартову систему координат (x, y, z) с осью z , направленной вдоль вектора Ω_0 . В этом случае решение уравнения (1) должно иметь следующую форму: $\Phi(r, \Omega, t) = I(z, t) \delta(x) \delta(y) \delta_2(\Omega \Omega_0)$, где $I(z, t)$ – интенсивность излучения в точке z в момент времени t ; $\delta(x)$ – одномерная дельта-функция. Соответственно $\mu(\Phi(r, \Omega, t)) = \mu(I(z, t))$. Тогда УПИ можно записать в виде

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} I(z, t) + \frac{\partial}{\partial z} I(z, t) + \mu(I(z, t))I(z, t) = 0, \quad (2)$$

а точечный источник – в виде граничного условия:

$$I(0, t) = I_0 f(t) = \left[U_0 / \int_0^\infty f(t) dt \right] f(t),$$

где $U_0 = \int_0^\infty I_0 f(t) dt$ – полная энергия импульса.

Поскольку в нелинейной среде зависимость от энергии импульса U_0 будет нелинейной, внесем U_0 в список аргументов решения $I(U_0, d, t)$, где d – толщина слоя

рабочего вещества ограничителя. В неявном виде решением $I(U_0, d, t)$ уравнения (2) будет

$$\int_{U_0 f(t-d/v)}^{I(U_0, d, t)} \frac{dI}{I \mu(I)} = -d. \quad (3)$$

Используя выражение (3), можно определить как изменение формы импульса $F(t) = I(U_0, d, t)/I_0$ по сравнению с первоначальной ($f(t)$), так и выходную характеристику ограничителя, т. е. зависимость полной энергии импульса

$$U = \varphi(U_0, d) = \int_0^\infty I(U_0, t, t) dt$$

после прохождения ограничителя от полной энергии исходного импульса U_0 .

Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности излучения может быть разложена в ряд Тейлора:

$$\mu(I) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n \mu(I)}{dI^n} \right|_{I=0} (I)^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \mu^{(n)} I^n. \quad (4)$$

Основные закономерности ограничения интенсивности излучения в ограничителе можно установить, удерживая небольшое количество слагаемых. Например, удерживая два и три слагаемых в (4), получаем линейную (рис. 1, кривая 1) и нелинейную (рис. 1, кривая 2) зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения соответственно:

$$\mu(I) = \mu^{(0)} + \mu^{(1)} I, \quad (5)$$

$$\mu(I) = \mu^{(0)} + \mu^{(1)} I + \frac{1}{2} \mu^{(2)} I^2. \quad (6)$$

Рассмотрим изменение формы импульса в линейном случае (5). Подставив (5) в (3), получим

$$I(U_0, d, t) = \frac{\mu^{(0)} \exp(-\mu^{(0)} d) U_0 f(t-d/v)}{\mu^{(0)} \int_0^\infty f(\tau) d\tau + \mu^{(1)} (1 - \exp(-\mu^{(0)} d)) U_0 f(t-d/v)}. \quad (7)$$

На рис. 2 показано изменение формы исходного треугольного импульса в соответствии с выражением (7).

Зная форму исходного импульса $f(t)$, можно получить и выходную характеристику ограничителя $U = \varphi(U_0, d)$.

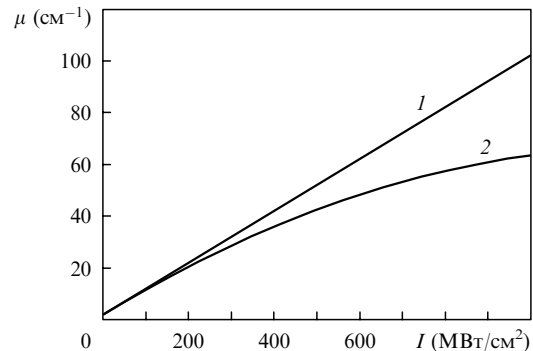


Рис. 1. Линейная ($\mu^{(0)} = 2 \text{ см}^{-1}$, $\mu^{(1)} = 100 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-1} \cdot \text{с}$) (1) и нелинейная ($\mu^{(0)} = 2 \text{ см}^{-1}$, $\mu^{(1)} = 100 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-1} \cdot \text{с}$, $\mu^{(2)} = -0.8 \times 10^{-18} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-2} \cdot \text{с}^2$) (2) зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения.

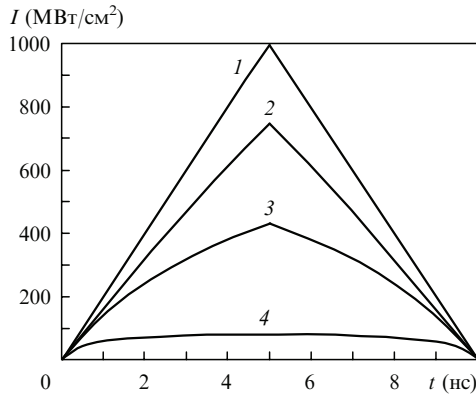


Рис.2. Исходный импульс (I) и изменение его формы при прохождении слоя вещества ограничителя толщиной $d = 1$ мм с $\mu^{(0)} = 2$ см⁻¹, $\mu^{(1)} = 1 \times 10^{-9}$ см⁻¹·Дж⁻¹·с (2), $\mu^{(1)} = 10 \times 10^{-9}$ см⁻¹·Дж⁻¹·с (3) и $\mu^{(1)} = 100 \times 10^{-9}$ см⁻¹·Дж⁻¹·с (4).

Например, для прямоугольного импульса с длительностью T имеем $f(t) = T^{-1}[\eta(t) - \eta(t - T)]$, где $\eta(t)$ – ступенчатая функция Хэвисайда. Тогда

$$U = \varphi(U_0, d) = \int_0^\infty I(U_0, d, t) dt = \frac{U_0 \mu^{(0)} \exp(-\mu^{(0)} d)}{\mu^{(0)} + \mu^{(1)} [1 - \exp(-\mu^{(0)} d)] U_0 / T}. \tag{8}$$

В отличие от стационарного случая [5], в выражение (8) в явном виде входит длительность импульса T . На рис.3 показана зависимость выходной характеристики $U = \varphi(U_0)$ от длительности прямоугольного импульса. Аналогичные зависимости можно получить и для любой другой заданной формы импульса.

Используя выражение (3), для заданной зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения $\mu(I)$ и формы исходного импульса $f(t)$, можно найти $I(U_0, d, t)$ и выходную характеристику

$$\varphi(U_0, d) = \int_0^\infty I(U_0, d, t) dt.$$

Выходные характеристики для нелинейной зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения (рис.1, кривая 2) и прямоугольных импульсов различной длительности показаны на рис.4.

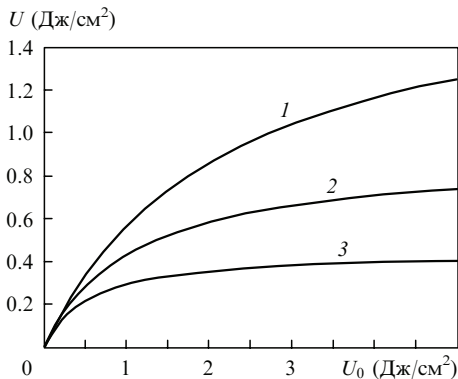


Рис.3. Зависимости выходной характеристики $U = \varphi(U_0)$ для линейной зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения при длительности прямоугольного импульса 20 (1), 10 (2) и 5 нс (3); толщина слоя рабочего вещества 1.0 мм.

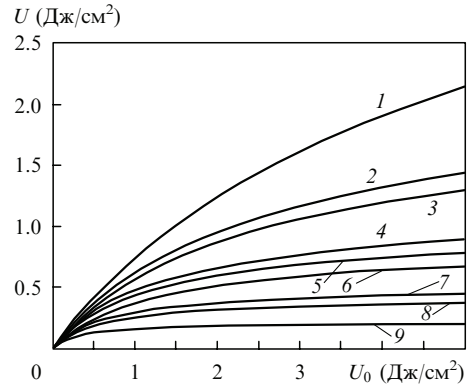


Рис.4. Выходные характеристики ограничителя при длительности прямоугольного импульса 5 (4, 7, 9), 10 (2, 6, 8) и 20 нс (1, 3, 6) для слоя рабочего вещества толщиной 0.5 (1, 2, 4), 1.0 (3, 5, 7) и 2.0 мм (6, 8, 9).

Если известны выходная характеристика $U = \varphi(U_0, d)$ и форма импульса $f(t)$, то, дифференцируя (3) по U_0 , получаем функциональное уравнение для определения зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения $\mu(I)$:

$$U_0 \mu \left(\frac{U_0 f(t - d/v)}{\int_0^\infty f(\tau) d\tau} \right) \frac{\partial}{\partial U_0} I(U_0, d, t) = I(U_0, d, t) \mu(I(U_0, d, t)). \tag{9}$$

Для прямоугольного импульса с длительностью T и полной энергией U_0 интенсивность прошедшего излучения $I(U_0, d, t) = I_1(U_0, d) [\eta(t) - \eta(t - T)]$ и

$$\varphi(U_0, d, T) = \int_0^\infty I_1(U_0, d) [\eta(t) - \eta(t - T)] dt = I_1(U_0, d) T.$$

Тогда при $t \in (d/v, d/v + T)$ имеем

$$U_0 \mu \left(\frac{U_0}{T} \right) \frac{\partial}{\partial U_0} \varphi(U_0, d, T) = \varphi(U_0, d, T) \mu \left(\frac{\varphi(U_0, d, T)}{T} \right). \tag{10}$$

При этом значение $\mu(0)$ можно найти по начальному участку выходной характеристики при $U \rightarrow 0$, считая, что выполняется закон Бугера – Ламберта – Бэра. Полученную зависимость коэффициента поглощения μ от интенсивности излучения I можно использовать для расчёта выходной характеристики $U = \varphi(U_0, d, T)$ при других толщинах ограничителя d и длительностях прямоугольного импульса T , что позволит сократить количество дорогостоящих натуральных экспериментов.

Таким образом, в настоящей работе предложен подходе к описанию ограничения интенсивности оптического излучения, учитывающий как нелинейные свойства вещества ограничителя, так и временные характеристики падающего излучения. Приведены уравнения для определения выходной характеристики по известной зависимости коэффициента поглощения от интенсивности импульсного излучения с заданной формой импульса и зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения по экспериментальной выходной характеристике. Оценку оптических характеристик вещества ограничителя непосредственно по экспериментальной выход-

ной характеристике можно использовать для предсказания его свойств при других толщинах вещества ограничителя и при другой форме импульса падающего излучения. Кроме того, предложенный подход обеспечивает эффективное сравнение ограничителей различных типов на основе зависимости коэффициента поглощения вещества ограничителя от интенсивности излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект РНП.2.1.1/493.).

1. Hollins R.C. *Curr. Opinion Sol. State Mater. Sci.*, **4**, 189 (1999).
2. Guiliano C.R., Hess L.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3**, 358 (1967).
3. Tutt L.W., Boggess T.F. *Progr. Quantum Electron.*, **17**, 299 (1993).
4. Kovsh D.I., Yang S., Hagan D.J., van Stryland E.W. *Appl. Opt.*, **38**, 5168 (1999).
5. Ганеев Р.А., Усманов Т. *Квантовая электроника*, **37**, 605 (2007).
6. Копылова Т.Н., Луговский А.П., Подгаецкий В.М., Пономарева О.В., Светличный В.А. *Квантовая электроника*, **36**, 274 (2006).
7. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М. *Докл. РАН*, **398**, 189 (2004).
8. Белоусова И.М., Данилов О.Б., Сидоров А.И. *Оптич. журн.*, **76** (4), 71 (2009).
9. McCahon S.W., Tutt L.W., Klein M.B., Valley G.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1307**, 304 (1990).
10. Белоусова И.М., Миронова Н.Г., Скобелев А.Г., Юрьев М.С. *Оптика и спектроскопия*, **102**, 828 (2007).
11. Кейз К, Цвайфель П. *Линейная теория переноса* (М.: Мир, 1972).
12. Исмару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М.: Мир, 1981, т. 1, 2).
13. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. *Теория переноса излучения* (М.: Наука, 1983).