

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Двухфотонное поглощение в теллуритно-цинкатном стекле $70\text{TeO}_2-30\text{ZnO}$

Д.С.Чунаев, О.А.Замятин, А.Я.Карасик, В.Г.Плотниченко

Измерен коэффициент нелинейного двухфотонного поглощения в теллуритно-цинкатном стекле состава $70\text{TeO}_2-30\text{ZnO}$ на длине волны 523 нм, его величина составила 3.1 см/ГВт.

Ключевые слова: двухфотонное поглощение, теллуритно-цинкатное стекло.

Одними из относительно новых оптических нелинейных материалов являются теллуритно-цинкатные стекла системы TeO_2-ZnO , имеющие широкую область прозрачности – от ~ 0.4 до 7 мкм [1], что в сочетании с хорошими оптико-механическими свойствами делает их привлекательными для квантовой электроники. Ранее сообщалось об измерении интенсивности спектров комбинационного рассеяния в стеклах этой системы и о сравнении их со спектрами кварцевого стекла [2]. Недавно появилось сообщение о получении лазерной генерации на теллуритно-цинкатном стекле с туллем [3]. В настоящей работе был измерен коэффициент двухфотонного поглощения в этом стекле с использованием экспресс-методики, предложенной нами в [4, 5]. Методика основывается на измерении нелинейности пропускания при возбуждении стекла цугами пикосекундных лазерных импульсов с плавно меняющейся интенсивностью, которые излучаются импульсно-периодическим твердотельным лазером с пассивной синхронизацией мод.

Для измерения нелинейного поглощения в стекле $70\text{TeO}_2-30\text{ZnO}$ мы использовали вторую гармонику излучения Nd:YLF-лазера, которая имеет длину волны излучения 523 нм. Коротковолновая граница диапазона прозрачности стекла находится вблизи длины волны $\lambda_g \approx 400$ нм, так что необходимое условие для межзонного двухфотонного поглощения ($2h\nu > E_g$, E_g – ширина запрещенной зоны) при этом хорошо выполняется. Длительность лазерных импульсов равнялась 25 пс, излучение фокусировалось в образец линзой с фокусным расстоянием $f = 20$ см. Диаметр лазерного пятна в фокусе измерялся с помощью CCD-камеры и составил 60 мкм на полувысоте

по интенсивности, а радиус пучка w_0 в фокусе линзы по уровню $1/e$ был равен 36 мкм. Длина перетяжки гауссова пучка $l_{\text{caus}} = 4\pi w_0^2/\lambda \approx 3.0$ см. Длина нашего образца $L = 2.4$ мм во много раз меньше длины перетяжки, так что поперечное сечение лазерного пучка можно считать неизменным по длине среды.

Осциллограммы излучения, падающего на образец и прошедшего через него (рис.1), снимались за одну лазерную вспышку. На осциллограмме отчетливо видна нелинейность поглощения: ослабление более «интенсивных» импульсов больше, чем менее интенсивных. Амплитуды импульсов в цуге регистрировались с помощью быстродействующих кремниевых pin-фотодиодов и цифрового осциллографа. Фотодиоды калибровались по энергии излучения, падающей на образец и прошедшей через него, так что для каждого пикосекундного импульса нам были известны энергии E_{in} и E_{out} . Энергия излучения измерялась пироэлектрическим джоульметром Molektron J3-05.

При двухфотонном поглощении изменение интенсивности I света вдоль оси распространения z определяется уравнением

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2, \quad (1)$$

где α – коэффициент линейного поглощения; β – коэффициент двухфотонного поглощения. Решение этого уравнения имеет вид

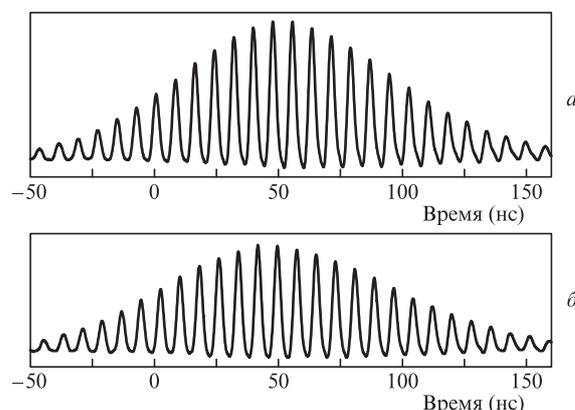


Рис.1. Осциллограммы импульсного излучения на входе (а) и на выходе (б) образца стекла $70\text{TeO}_2-30\text{ZnO}$.

Д.С.Чунаев, А.Я.Карасик. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: karasik@lst.gpi.ru, chunaev@lst.gpi.ru

О.А.Замятин. Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г.Десятых РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49

В.Г.Плотниченко. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 13 декабря 2017 г, после доработки – 25 мая 2018 г.

$$I(z) = \frac{I_0 \exp(-\alpha z)}{1 + (\beta/\alpha) I_0 [1 - \exp(-\alpha z)]}, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность света при $z = 0$. Тогда ослабление света, прошедшего через среду длиной L , описывается выражением

$$\frac{I_0}{I} = \exp(\alpha L) + \beta \frac{\exp(\alpha L) - 1}{\alpha} I_0. \quad (3)$$

При двухфотонном поглощении коэффициент ослабления света, прошедшего через среду, линейно увеличивается с ростом входной интенсивности I_0 . Эта зависимость представляет собой прямую линию с наклоном

$$b = \beta \frac{\exp(\alpha L) - 1}{\alpha}.$$

Мы оцениваем коэффициент двухфотонного поглощения β на основе измерения этого наклона.

Для импульсного излучения формула (3) преобразуется в формулу для ослабления по энергии [6, 7]. В случае импульса с гауссовым временным профилем ослабление в зависимости от энергии на входе в образец E_{in} описывается выражением

$$\frac{E_{in}}{E_{out}} \approx \frac{\exp(\alpha L)}{T_{in} T_{out}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\ln 2} \frac{\beta}{S_{eff} \tau} \frac{1}{T_{out}} \frac{\exp(\alpha L) - 1}{\alpha} E_{in}, \quad (4)$$

где T_{in} , T_{out} – коэффициенты пропускания границы сред воздух/стекло на входе и на выходе образца стекла; τ – длительность импульса на полувысоте; $S_{eff} = 2\pi w_0^2$ – эффективная площадь сечения пучка.

На рис.2 показана зависимость коэффициента ослабления излучения по энергии, проходящего через образец длиной $L = 2.4$ мм, от энергии падающих импульсов. Поскольку лазер генерирует пуг пикосекундных импульсов с плавно меняющейся интенсивностью, эту зависимость мы измеряем за одну лазерную вспышку. Амплитуды импульсов с малой интенсивностью уменьшаются в ~ 1.4 раза. Следовательно, полагая линейные потери в объеме среды малыми ($\alpha = 0$), находим пропускание границы раздела сред: $T_{in} = T_{out} \approx 0.85$. Коэффициент ослабления по энергии возрастает вследствие роста двухфотонного поглощения при увеличении энергии E_{in} падающего излучения. Важно отметить, что импульсы второй (убывающей) половины пуга имеют меньшее пропускание, чем импульсы с той же энергией из первой (возрастающей) половины пуга (рис.1 и 2). К этому эффекту приводит дополнительное линейное поглощение в среде, которое наводится при двухфотонном поглощении. Двухфотонное поглощение оптического излучения в твердых телах вызывает возбуждение электронных состояний в зоне проводимости. Такие возбуждения накапливаются с каждым последующим импульсом лазерного излучения, что обуславливает рост дополнительного поглощения из возбужденных состояний. Этим объясняется характерный

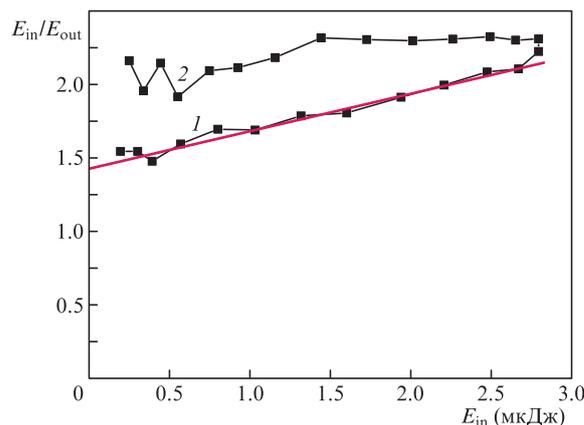


Рис.2. Зависимость коэффициента ослабления по энергии импульсного излучения E_{in}/E_{out} от энергии падающего излучения E_{in} для образца стекла $70\text{TeO}_2-30\text{ZnO}$ длиной $L = 2.4$ мм. Кривые соответствуют возрастающей (1) и убывающей (2) половинам пуга. Прямая линия – линейная аппроксимация.

гистерезис в зависимости на рис.2. Для определения коэффициента двухфотонного поглощения мы измеряем наклон зависимости на рис.2, используя лишь импульсы из первой половины пуга. В наших экспериментах наклон $b \approx 0.26 \pm 0.03$ мкДж $^{-1}$.

Расчетная формула для коэффициента двухфотонного поглощения

$$\beta = \sqrt{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\tau}{\sqrt{\ln 2}} S_{eff} \frac{\alpha}{\exp(\alpha L) - 1} T_{out} b \quad (5)$$

дает $\beta \approx 3.1 \pm 0.4$ см/ГВт. Эта величина в три раза превышает тот же коэффициент, измеренный нами для стекла на основе сульфида мышьяка [8], а также значения β , измеренные в оксидных кристаллах – вольфраматах и молибдатах [9]. Допирование стекол примесью Cu^{2+} вплоть до 2400 ppm [1] не приводило к заметному изменению коэффициента β .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00338.

- Zamyatin O.A., Plotnichenko V.G., Churbanov M.F., Zamyatina E.V., Karzanov V.V. *J. Non-Cryst. Solids*, **480**, 81 (2018).
- Plotnichenko V.G., Sokolov V.O., Koltashev V.V., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **30** (10), 1156 (2005).
- Denker B.I., Dorofeev V.V., Galagan B.I., et al. *Laser Phys.*, **27**, 095801 (2017).
- Луканин В.И., Чунаев Д.С., Карасик А.Я. *Письма в ЖЭТФ*, **91** (11), 615 (2010) [*JETP Lett.*, **91** (11), 548 (2010)].
- Луканин В.И., Чунаев Д.С., Карасик А.Я. *ЖЭТФ*, **140** (9), 472 (2011) [*JETP*, **113**, 412 (2011)].
- Dragomir A., McInerney J.G., Nikogosyan D. *Appl. Opt.*, **41** (21), 4365 (2002).
- Zhao P. et al. *Opt. Commun.*, **283**, 1924 (2010).
- Чунаев Д.С., Снопатин Г.Е., Плотниченко В.Г., Карасик А.Я. *Квантовая электроника*, **46** (10), 895 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (10), 895 (2016)].
- Lukanin V.I., Karasik A.Ya. *Opt. Commun.*, **336**, 207 (2015).