

Двухфотонное поглощение в волокнах на основе SiO₂ и SiO₂ + GeO₂ на длине волны 349 нм

Д.С.Чунаев, А.Я.Карасик

Измерены коэффициенты нелинейного двухфотонного поглощения света в волоконном световоде с сердцевиной из кварцевого стекла SiO₂ и в световоде с сердцевиной из германосиликатного стекла SiO₂ + GeO₂. Коэффициент двухфотонного поглощения β , измеренный на длине волны 349 нм, в световоде на основе SiO₂ + GeO₂ (13.7 см/ТВм) многократно превышает таковой в световоде из чистого кварцевого стекла (0.54 см/ТВм).

Ключевые слова: двухфотонное поглощение, оптическое волокно, кварцевое стекло.

Плавленый кварц (кварцевое стекло) является популярным оптическим материалом для применения в УФ спектральном диапазоне. Наряду с линейными потерями в плавленом кварце при мощном лазерном возбуждении нелинейное двухфотонное поглощение (ДФП) в УФ области спектра может оказаться сравнимым с линейным поглощением. Исследования ДФП в объемных образцах плавленого кварца и в SiO₂-волокнах выполнялись в ряде работ (см. [1–5]). В плавленом кварце коэффициенты ДФП измерялись при УФ когерентном межзонном возбуждении на различных длинах волн (см. [1] и ссылки в ней). Актуальность исследования ДФП в волокнах из плавленого кварца связана, в частности, с возможностью при облучении волокна УФ лазерным излучением создавать дифракционные решетки, используемые в качестве зеркал или спектральных фильтров в волоконных лазерах. При этом предполагается, что ДФП является одним из процессов, обуславливающих фоточувствительность стекол на основе SiO₂ [6].

В работах [7, 8] мы предложили метод исследования и анализа динамики ДФП в кристаллах при их возбуждении цугом пикосекундных лазерных импульсов с плавно меняющейся интенсивностью. В настоящей работе мы использовали этот метод для измерения коэффициентов ДФП в световодах на основе кварцевого стекла. Использование волоконных световодов, благодаря большой длине взаимодействия излучения со средой, позволяет существенно понизить мощность лазерного возбуждения, а следовательно, расширить выбор источников возбуждения ДФП. Кроме того, в отличие от возбуждения объемных сред сфокусированными пучками, в волокне отсутствует дифракционная расходимость излучения, и площадь поперечного сечения пучка остается постоянной на всей длине взаимодействия излучения со средой, что повышает точность измерения коэффициентов ДФП.

Известно, что дифракционные решетки эффективно записываются в кварцевых волокнах с сердцевиной, легированной двуокисью германия [6]. В связи с этим обстоятельством для исследования процесса ДФП мы выбрали два образца многомодовых волокон со ступенчатым профилем показателя преломления. Первый образец – волокно с сердцевиной на основе SiO₂ марки KV1 диаметром 205 мкм, длиной 650 см и с отражающей оболочкой из SiO₂, легированной фтором, второй – с сердцевиной на основе германосиликатного стекла SiO₂+GeO₂ (5 мол.%) диаметром 50 мкм, длиной 220 см и с отражающей оболочкой из SiO₂. Коэффициент ДФП мы измеряли на длине волны $\lambda = 349$ нм, полагая, что необходимое условие для межзонного ДФП ($2h\nu > E_g$) будет выполняться.

При ДФП изменение интенсивности света I вдоль оси z определяется уравнением

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

где β – коэффициент ДФП. Если коэффициент линейного поглощения α отличен от нуля, то

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

Решение этого уравнения дается формулой

$$I(z) = \frac{I_0 \exp(-\alpha z)}{1 + (\beta/\alpha) I_0 [1 - \exp(-\alpha z)]}, \quad (3)$$

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

$$\frac{I_0}{I} = \exp(\alpha L) + \beta \frac{\exp(\alpha L) - 1}{\alpha} I_0. \quad (4)$$

При ДФП величина ослабления света, прошедшего через среду, линейно увеличивается с ростом входной интенсивности I_0 . Графиком этой зависимости будет прямая линия с наклоном $b = \beta[\exp(\alpha L) - 1]/\alpha$. Мы определяем коэффициент β , измеряя этот наклон.

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

Поступила в редакцию 14 февраля 2014 г., после доработки – 27 марта 2014 г.

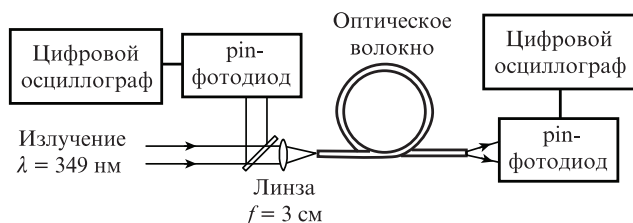


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Для получения зависимости ослабления I_0/I от интенсивности I_0 мы использовали импульсы третьей гармоники пикосекундного лазера на кристалле $\text{YLiF}_4:\text{Nd}$ ($\lambda = 1047$ нм) с пассивной синхронизацией мод и модуляцией добротности [7, 8]. Лазер генерировал цуги (~ 100 нс) пикосекундных импульсов с плавно меняющейся амплитудой, длительность импульсов составляла 25 пс. Излучение фокусировалось на торец волокна с помощью кварцевой линзы ($f = 3$ см) с просветляющим покрытием.

Осциллограммы излучения на входе и на выходе световодов записывались в одной лазерной вспышке в реальном времени. Режим накопления сигнала за много лазерных вспышек не использовался, что повышало точность измерений. Амплитуды импульсов в цуге регистрировались с помощью кремниевых pin-фотодиодов и цифрового осциллографа Tektronix с полосой усиления 1 ГГц. Фотодиод перед волокном калибровался по энергии излучения, падающей на торец световода. Энергия излучения измерялась пироэлектрическим джоульметром J3-05 (Molektron). В случае импульсного излучения формула (4) преобразуется в формулу для ослабления по энергии [9, 10]. Поскольку лазерные импульсы имели гауссов временной профиль, то ослабление энергии импульса будет выражаться формулой

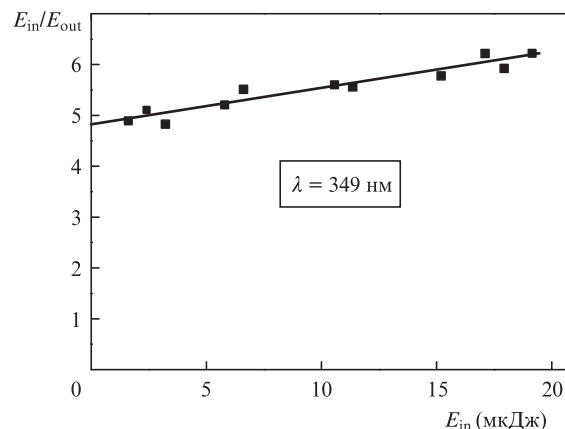
$$\frac{E_{\text{in}}}{E_{\text{out}}} \approx \frac{\exp(\alpha L)}{T_{\text{in}} T_{\text{out}}} + \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\pi}} \frac{\beta}{S \tau} \frac{1}{T_{\text{out}}} \frac{\exp(\alpha L) - 1}{\alpha} E_{\text{in}}, \quad (5)$$

где E_{in} , E_{out} и T_{in} , T_{out} – энергии импульса и коэффициенты пропускания границы сред воздух/стекло на входе и выходе световода; $T_{\text{out}} = T_{\text{in}} = 4n/(n+1)^2$; n – показатель преломления SiO_2 ; τ – длительность импульса по полувысоте; S – площадь сечения сердцевинки световода.

Первый образец – волокно с сердцевинкой из кварцевого стекла диаметром 205 мкм – ослаблял импульсы малой интенсивности в 4.83 раза. Это означает, что при длине образца $L = 650$ см коэффициент линейного поглощения $\alpha = 0.0024$ см $^{-1}$. На рис.2 показана измеренная зависимость ослабления энергии проходящего по волокну излучения от энергии падающих импульсов. Наклон этой зависимости $b \approx 0.07$ мкДж $^{-1}$. Ослабление энергии излучения возрастает вследствие роста ДФП при увеличении энергии падающего излучения. Расчетная формула для коэффициента ДФП

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} \frac{\alpha}{\exp(\alpha L) - 1} T_{\text{out}} S \tau b \quad (6)$$

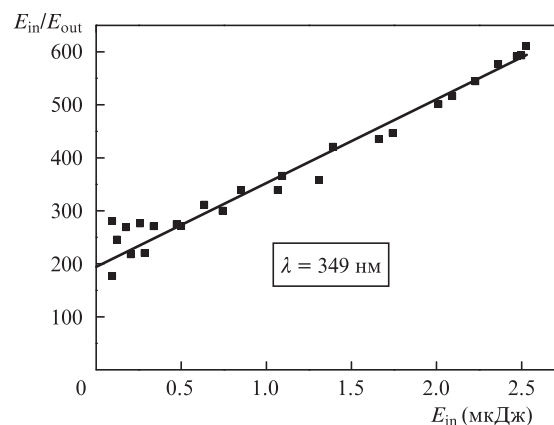
даст $\beta = 0.54$ см/ГВт. Импульсу возбуждающего излучения длительностью $\tau = 25$ пс с энергией $E_{\text{in}} = 20$ мкДж (рис.2) соответствует плотность мощности в сердцевине световода $I_0 = 2.3$ ГВт/см 2 . При этой интенсивности нели-

Рис.2. Зависимость ослабления энергии излучения на выходе световода с сердцевинкой из SiO_2 диаметром 205 мкм и длиной 650 см от энергии падающего импульса.

нейная добавка βI к коэффициенту линейного поглощения α составляет ~ 0.001 см $^{-1}$. Найденное значение коэффициента ДФП в кварцевом стекле на длине волны $\lambda = 349$ нм на порядок меньше, чем значение $\beta = 5$ см/ГВт для длины волны 282 нм, полученное в [4].

Второй образец – с сердцевинкой на основе германосиликатного стекла диаметром 50 мкм – ослаблял импульсы малой интенсивности примерно в 200 раз. Для длины образца $L = 220$ см это означает, что коэффициент линейного поглощения $\alpha = 0.024$ см $^{-1}$. На рис.3 показана полученная нами зависимость ослабления энергии проходящего по волокну излучения от энергии падающих импульсов, наклон этой зависимости $b = 155$ мкДж $^{-1}$. Формула (6) дает $\beta = 13.7$ см/ГВт. Импульсу возбуждающего излучения длительностью $\tau = 25$ пс с энергией $E_{\text{in}} = 2.5$ мкДж (рис.3) соответствует плотность мощности в сердцевине световода $I_0 = 4.8$ ГВт/см 2 . При этой интенсивности нелинейная добавка к коэффициенту линейного поглощения составляет ~ 0.066 см $^{-1}$.

Согласно нашим измерениям, коэффициент линейных потерь на длине волны $\lambda = 349$ нм в световоде с германосиликатной сердцевинкой в десять раз превышает коэффициент линейных потерь в световоде из чисто кварцевого стекла SiO_2 . Добавление окиси германия в состав кварцевого стекла сердцевинки приводит к появлению полос поглощения с максимумами на длинах волн 240 и 330 нм.

Рис.3. Зависимость ослабления энергии излучения на выходе световода с сердцевинкой на основе $\text{SiO}_2 + \text{GeO}_2$ (5 мол.%) диаметром 50 мкм и длиной 220 см от энергии падающего импульса.

Эти полосы приписываются возникающим дефектам сетки стекла – кислородно-дефицитным центрам [11].

Состояния дефектных центров могут служить промежуточными уровнями для двухступенчатого поглощения фотонов. Возможно, наличие промежуточных состояний является причиной существенного различия коэффициентов ДФП в образце с сердцевиной SiO₂ + GeO₂ и в образце с сердцевиной из SiO₂ [4].

Авторы признательны В.М.Машинскому за предоставленные образцы волокон. Авторы также благодарят В.И.Луканина за обсуждения работы и помощь в её проведении. Работа поддержана РФФИ (грант №13-02-00222).

1. Репеев Ю.А. *Квантовая электроника*, **21** (10), 962 (1994).

2. Liu P., Smyth W.L., Lotem H., Bechtel J.H., Bloembergen N. *Phys. Rev. B*, **17**, 4620 (1978).
3. Taylor A.J., Gibson R.B., Roberts J.P. *Opt. Lett.*, **13** (10), 814 (1988).
4. Mizunami T., Takagi K. *Opt. Commun.*, **68**, 223 (1988).
5. Tomie T., Okuda I., Yano M. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 325 (1989).
6. Lancry M., Poumellec B. *Phys. Rep.*, **523**, 207 (2013).
7. Луканин В.И., Чунаев Д.С., Карасик А.Я. *Письма в ЖЭТФ*, **91** (11), 615 (2010).
8. Луканин В.И., Чунаев Д.С., Карасик А.Я. *ЖЭТФ*, **140** (3), 472 (2011).
9. Dragomir A., McInerney J.G., Nikogosyan D. *Appl. Opt.*, **41** (21), 4365 (2002).
10. Zhao P. et al. *Opt. Commun.*, **283**, 1924 (2010).
11. Neustruev V.B., Dianov E.M., Kim V.M., Mashinsky V.M., Romanov M.V., Guryanov A.N., Khopin V.F., Tikhomirov V.A. *Fiber Integr. Opt.*, **8** (2), 143 (1989).