

Динамика наведения показателя преломления при облучении германосиликатных световодов различными типами УФ излучений

Е.М.Дианов, С.А.Васильев, О.И.Медведков, А.А.Фролов

С использованием волоконного интерферометра Маха – Цандера, построенного на основе двух фотоиндуцированных длиннопериодных решеток, исследована динамика наведения показателя преломления Δn_{ind} в сердцевине германосиликатного световода при различных видах УФ облучения. Показано, что величина Δn_{ind} хорошо аппроксимируется степенной функцией дозы облучения при всех использованных длинах волн. Сравнительный анализ динамики показателя преломления при синглетном и триплетном фотовозбуждении германиевых кислородно-дефицитных центров показал, что при низкоинтенсивном непрерывном УФ облучении преобладающим механизмом в процессе наведения показателя преломления является трансформация этих центров из возбужденного триплетного состояния.

Ключевые слова: германосиликатные световоды, фотоиндуцированный показатель преломления, внешнее УФ облучение.

Введение

Несмотря на то что фотоиндуцированное изменение показателя преломления (ПП), наблюдающееся в германосиликатных волоконных световодах, широко используется для изготовления внутриволоконных решеток ПП [1], природа и микроскопические механизмы фоточувствительности стекла остаются не вполне ясными. Для объяснения явлений, происходящих при УФ облучении световодов, было предложено несколько моделей: превращение дефектов сетки стекла [2], релаксация исходных упругих напряжений в сердцевине световода [3], фотоактивированное уплотнение стекла [4]. Однако ни одна из них не обеспечивает полного согласования с экспериментально наблюдаемыми фактами. Вместе с тем не вызывает сомнений, что основную роль, по крайней мере на начальной стадии процесса фотоиндуцированных превращений, происходящих в германосиликатных световодах и приводящих к изменению ПП, играют германиевые кислородно-дефицитные центры (ГКДЦ). Именно интенсивную полосу поглощения с максимумом на $\lambda = 242$ нм, приписываемую синглет-синглетному поглощению ГКДЦ, как правило, используют для записи решеток ПП в германосиликатных световодах.

Ранее мы показали [5, 6], что при фотовозбуждении в полосу синглет-триплетного ($S_0 - T_1$) поглощения ГКДЦ с максимумом вблизи 330 нм происходят процессы, схожие с идущими при синглет-синглетном ($S_0 - S_1$) возбуждении. Так, например, наблюдается значительный распад триплетной ($T_1 - S_0$) люминесценции ГКДЦ с максимумом вблизи 400 нм, образование парамагнитных GeE' -центров, рост концентрации центров люминесценции с максимумом на $\lambda = 650$ нм (дефекты Ge-DID [3]). Наконец, было показано, что при прямом триплетном

фотовозбуждении индуцируется ПП, достаточный для записи решеток в сердцевине световода [7]. Сравнительный анализ длиннопериодных решеток, записанных излучениями с $\lambda = 333 - 364$ и 248 нм, показал, что они обладают практически одинаковой термостабильностью.

Полученные результаты позволили сделать предположение о том, что в микроскопическом механизме наведения ПП главную роль играет долгоживущее ($\tau \approx 100$ мкс) возбужденное триплетное состояние ГКДЦ [7]. Одна из возможных моделей такого процесса предложена в [8], где рассчитаны энергетические диаграммы ГКДЦ и показано, что с преодолением небольшого энергетического барьера (~ 0.2 эВ) возможен переход ГКДЦ из состояния T_1 в асимметрично-релаксированное состояние. При таком механизме трансформации ГКДЦ в силу быстрого ($\tau \sim 5.3$ нс при $T = 300$ К [9]) интеркомбинационного перехода из состояния S_1 в T_1 возбуждение состояния S_1 играет роль лишь эффективного канала заселения состояния T_1 , и даже при прямом синглетном фотовозбуждении этот процесс трансформации ГКДЦ является доминирующим.

В настоящей работе для выяснения вклада данного механизма в наведение ПП мы провели сравнительный анализ динамики ПП в сердцевине германосиликатного световода при различных типах фотовозбуждения в синглетную и триплетную полосы поглощения ГКДЦ.

Эксперимент

В проведенных экспериментах был использован германосиликатный световод с прямоугольным профилем ПП ($\Delta n \approx 0.02$), длиной волны отсечки первой высшей моды $\lambda_c = 1.04$ мкм и диаметром оболочки 125 мкм. Для изучения динамики фотоиндуцированного изменения ПП в сердцевине световода был использован интерферометрический метод, принцип которого описан в [10]. В исследуемом световоде записывался интерферометр Маха – Цандера, построенный на основе двух длиннопериодных решеток ПП с коэффициентом деления 3 дБ, связывающих основную и оболочечную моды световода.

Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН, 117942 Москва, ул. Вавилова, 38; тел.: (095) 132-83-06, факс: (095) 135-81-39, E-mail: sav@fo.gpi.ac.ru

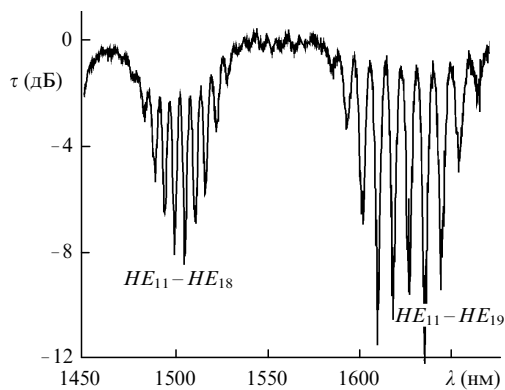


Рис.1. Спектр пропускания интерферометра Маха – Цандера.

На первой решетке половина мощности фундаментальной моды световода переходит в оболочечную моду. Таким образом, половина мощности проходит расстояние между первой и второй решетками в оболочечной моде, а другая половина – в фундаментальной. На второй решетке моды взаимодействуют в соответствии с разностью фаз $\Delta\varphi$, которую они приобрели на участке между решетками; благодаря этому спектр пропускания такого интерферометра чувствителен к $\Delta\varphi$. Поскольку мощность оболочечной моды, распространяющаяся по сердцевине, мала, то изменение ПП в сердцевине световода в основном приводит к изменению постоянной распространения основной моды. Таким образом, измерение фазового сдвига интерференционной картины, возникающего при боковом УФ облучении участка между решетками, позволяет определять индуцированный в сердцевине световода ПП.

Запись длиннопериодных решеток производилась методом «от точки к точке» [7] непрерывным излучением второй гармоники аргонового лазера ($\lambda = 244$ нм) при плотности мощности ~ 15 кВт/см² и суммарной дозе ~ 150 кДж/см². Период решеток выбирался равным 200 мкм для того, чтобы резонансная связь используемых мод сердцевины и оболочки осуществлялась в удобном для регистрации спектральном диапазоне. Длины решеток, составляющих интерферометр, были ~ 7 мм при расстоянии между ними ~ 25 мм. Характерный спектр пропускания интерферометра, образованный интерференцией мод HE_{11} и HE_{1n} ($n = 8, 9$), представлен на рис.1. Как было показано в [10], описанная схема интерферометра обеспечивает высокую точность измерения фотоиндуцированного ПП в сердцевине световода ($\sim 10^{-6}$), обладает лучшей температурной стабильностью в сравнении с традиционными интерферометрическими методами [2] и не требует многочисленных предположений о параметрах решетки, которые, как правило, привлекаются в методах, основанных на анализе спектров отражения брэгговских решеток [11, 12, 13].

Для измерения динамики наведения ПП очищенный от защитной оболочки участок световода ($L \sim 5$ мм), расположенный между решетками 1 и 2, однородно облучался излучением различных УФ источников (рис.2,а). Измерения проводились с использованием трех лазеров УФ диапазона: импульсного эксимерного KгF-лазера ($\lambda = 248$ нм, $E_p \sim 100$ мДж, $\tau_p \sim 20$ нс), непрерывной второй гармоники Ag⁺-лазера ($\lambda = 244$ нм, $P \sim 100$ мВт), а также Ag⁺-лазера, работающего в режиме одновременной генерации нескольких длин волн в УФ части спектра ($\lambda = 333-364$ нм, $P \sim 500$ мВт). Излучение по-

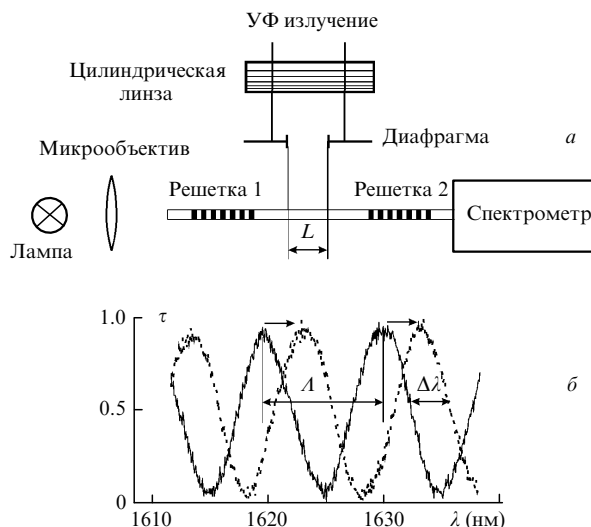


Рис.2. Схема измерения динамики наведения ПП в сердцевине световода (а) и изменения в спектре пропускания интерферометра при УФ облучении (б).

следнего состояло из набора спектральных линий, отношение интенсивностей которых $I_{333}:I_{351}:I_{364}$ равнялось 0.12:0.47:0.41) и не зависело от суммарной выходной мощности.

Ограничивающая пучок диафрагма (рис.2,а) служила для выделения пространственно-однородной области лазерного пучка и определяла длину облучаемого участка световода L . Плотность мощности излучения на поверхности световода варьировалась путем изменения расстояния от световода до цилиндрической линзы ($f = 10$ см). Регистрация спектра пропускания интерферометра со спектральным разрешением 2 нм проводилась с помощью вольфрамовой галогеновой лампы и оптического анализатора спектра. Измерялось спектральное смещение интерференционной картины $\Delta\lambda$ (рис.2,б), которое связано с наводимым в сердцевине ПП Δn_{ind} следующим соотношением:

$$\Delta n_{ind} = \frac{\lambda \Delta\lambda}{L A \eta}, \tag{1}$$

где λ – длина волны, вблизи которой происходят измерения; A – период интерференции; η – доля мощности основной моды, распространяющаяся по сердцевине световода.

Результаты и обсуждение

На рис.3 показаны зависимости наведенного ПП от дозы облучения D для использованных нами источников. Анализ представленных данных показывает, что все эти зависимости хорошо аппроксимируются прямой линией в двойной логарифмической системе координат, т. е. являются степенными функциями дозы ($\Delta n_{ind} \sim D^b$) при всех типах облучения в широком диапазоне изменений ПП ($10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$), интенсивностей и доз облучения ($5 \cdot 10^{-2} - 10^{-4}$ Дж/см² для синглетного облучения). Аналогичные законы изменения ПП наблюдались в ряде работ [12, 13], однако объяснение подобной зависимости до настоящего времени отсутствует. Показатель степени b не является постоянным, он зависит от типа и интенсивности облучения. Так, например, при импульсном и интенсивном

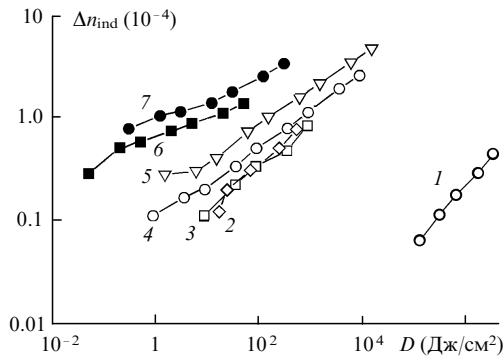


Рис.3. Зависимости индуцированного ПП от дозы облучения для непрерывного излучения на $\lambda = 333-364$ нм с интенсивностью 300 Вт/см^2 (1) и на $\lambda = 244$ нм с интенсивностью 0.08 (2), 0.86 (3), 8.8 (4) и 15 Вт/см^2 (5), а также импульсного излучения на $\lambda = 248$ нм с плотностью энергии 50 (6) и 300 мДж/см^2 (7).

непрерывном ($I_{244} > 1 \text{ Вт/см}^2$) излучении показатель $b \approx 0.3-0.4$, что хорошо согласуется с данными [12, 13], в то время как для слабоинтенсивного ($I_{244} < 1 \text{ Вт/см}^2$) синглетного и триплетного возбуждения b возрастает до 0.5 . Важно также отметить, что при $I_{244} < 1 \text{ Вт/см}^2$ наведенный ПП зависит только от общей дозы облучения, что свидетельствует об одноквантовости процесса.

Из рис.3 видно, что импульсное излучение ($\lambda = 248$ нм) наводит ПП примерно на порядок эффективнее, чем непрерывное ($\lambda = 244$ нм). Одной из причин такого различия может быть термически активированное ускорение процесса наведения ПП вследствие нагрева облучаемой области сердцевины при импульсном фотовозбуждении. Однако простые оценки показывают, что при использованных нами интенсивностях облучения нагрев световода незначителен. Так, при непрерывном облучении — это следует из решения стационарного уравнения теплопроводности — температура сердцевины световода по сравнению с температурой окружающей среды повышается на

$$\Delta T \approx \frac{\alpha I (1 - \gamma) r^2}{2\lambda_0} \ln(R/r), \quad (2)$$

где α — коэффициент поглощения сердцевины на длине волны возбуждения; I — интенсивность излучения; γ — энергетический выход люминесценции; λ_0 — теплопроводность кварцевого стекла; r и R — радиусы сердцевины и оболочки световода соответственно. Соотношение (2) для типичных значений $\alpha \approx 500 \text{ см}^{-1}$, $\gamma \approx 0.5$ [14], $\lambda_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$ [15], $r \approx 1.6 \text{ мкм}$, $R \approx 62.5 \text{ мкм}$ при $I = 1 \text{ Вт/см}^2$ дает $\Delta T \approx 10^{-3} \text{ К}$.

Импульсный разогрев сердцевины может быть рассмотрен в предположении, что за время лазерного импульса ($\tau \approx 20$ нс) не происходит значительной диффузии тепла из сердцевины в оболочку световода, т. е. все поглощенное излучение за вычетом фотолюминесценции трансформируется в нагрев сердцевины:

$$\Delta T \approx \frac{\alpha E (1 - \gamma)}{c\rho}, \quad (3)$$

где $c \approx 0.89 \text{ Вт} \cdot \text{с/г} \cdot \text{К}$ и $\rho \approx 2.2 \text{ г/см}^3$ [15] — теплоемкость и плотность кварцевого стекла соответственно; E — плотность энергии. Таким образом, для использованного в эксперименте $E \approx 50 \text{ мДж/см}^2$ нагрев сердцевины в течение

лазерного импульса составляет $\Delta T \approx 10 \text{ К}$. Следовательно, при умеренных плотностях энергии в импульсе $E < 0.5 \text{ Дж/см}^2$ нагрев световода незначителен, и лишь при $E > 1 \text{ Дж/см}^2$ его следует принимать во внимание, как это было показано в [16], где брэгговские решетки записывались за один лазерный импульс.

Второй, и наиболее существенной, причиной различия рассматриваемых типов воздействия является фотоионизация ГКДЦ. При непрерывном облучении стационарная населенность возбужденных состояний ГКДЦ относительно невелика. Так, например, доля возбужденных в состоянии T_1 центров при интенсивности $I_{244} = 1 \text{ Вт/см}^2$ составляет около 10^{-3} . В случае импульсного возбуждения практически все центры возбуждаются за время одного лазерного импульса при плотности энергии в нем более 100 мДж/см^2 [9], поэтому вероятность каскадной ионизации, например из состояния T_1 , существенно возрастает. В связи с этим можно предположить, что фотоионизация ГКДЦ наряду с безыонизационной трансформацией ГКДЦ из триплетного состояния является основным каналом, приводящим к изменению ПП германосиликатного стекла.

Для выяснения степени участия возбужденного триплетного состояния ГКДЦ в механизме наведения ПП была измерена динамика изменения n_{ind} для синглетного и триплетного возбуждения при одинаковой населенности состояния T_1 . Было определено отношение интенсивностей облучения при синглетном (244 нм) и триплетном (333–364 нм) возбуждении ГКДЦ, обеспечивающее равный сигнал триплетной люминесценции I_0 . Облучались равные по длине участки световода ($L \approx 2$ мм). Сигнал люминесценции регистрировался с торца облучаемого световода на длине волны 400 нм в спектральной полосе 1 нм. Интенсивность возбуждения выбиралась малой ($I_{244} \sim 0.05 \text{ Вт/см}^2$) с тем, чтобы избежать распада люминесценции и наведения фотоиндуцированного поглощения в исследуемой спектральной области в процессе измерений. Пересчитав полученное отношение с учетом известных характеристик линий поглощения [14] и интенсивностей лазерных линий, мы получили, что отношение эффективностей возбуждения в максимумах полос составило ~ 3300 , что несколько превышает отношение коэффициентов поглощения в рассматриваемых полосах $\alpha_{242}/\alpha_{330} \sim 1000$ [14], обычно наблюдаемое в объемных образцах германосиликатного стекла.

Полученные сопоставления эффективностей фотовозбуждения триплетного состояния позволили нам привести динамику наведения ПП к удобному для сравнения виду. Зависимости Δn_{ind} от $(N/N_0)t$ (здесь N — число фотонов, прошедших через единицу площади поверхности световода за время облучения t , N_0 — плотность потока фотонов, возбуждающего контрольный уровень люминесценции I_0) показаны на рис.4 для облучения на $\lambda = 244$ и $333-364$ нм.

Из сравнения представленных зависимостей можно сделать вывод, что при синглетном фотовозбуждении ГКДЦ ($\lambda = 244$ нм) как минимум $2/3 \Delta n_{\text{ind}}$ наводится через триплетное состояние, что подтверждает ранее высказанное предположение. Более высокая эффективность фотоиндуцированного наведения ПП для синглетного возбуждения, по-видимому, может объясняться смещением динамического равновесия образования и распада центров красной люминесценции, которые могут быть участниками процесса изменения ПП. Дело в том, что из-

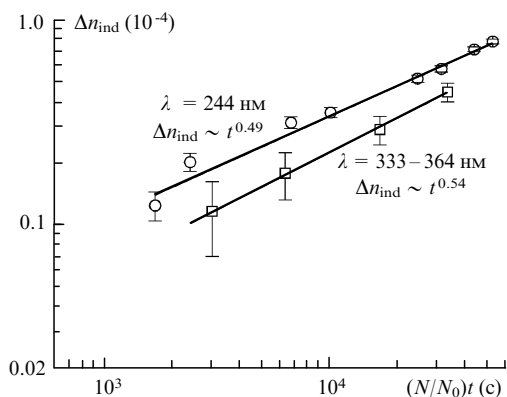


Рис.4. Зависимости Δn_{ind} от $(N/N_0)t$ для облучения на $\lambda = 244$ и $333 - 364$ нм.

лучение на $\lambda = 333 - 364$ нм достаточно эффективно возбуждает полосу поглощения дефектов красной люминесценции и, как наблюдалось в наших экспериментах, может разрушать их. Так, например, в световоде, предварительно облученном на $\lambda = 244$ нм, после облучения на $\lambda = 333 - 364$ нм наблюдались как распад красной люминесценции, так и уменьшение наведенного ПП. Однако связь концентрации дефектов Ge-DiD с Δn_{ind} требует дополнительных исследований.

Заключение

Были исследованы и сопоставлены динамики наведения ПП в сердцевине волоконного световода, легированного германием при различных видах УФ импульсного и непрерывного облучения. Измерения проводились с использованием волоконного интерферометра Маха – Цандера, построенного на основе фотоиндуцированных длиннопериодных решеток ПП. Показано, что наведенный ПП в широком диапазоне доз описывается степенным законом ($\Delta n_{\text{ind}} \sim D^b$), причем показатель степени зависит от параметров облучения. Сравнительный анализ динамики ПП при синглетном и триплетном возбуждении ГКДЦ показал, что при низкоинтенсивном непрерывном УФ облучении преобладающим механизмом в

процессе наведения ПП является распад ГКДЦ из возбужденного триплетного состояния T_1 .

1. Kashyap R. *Optical Fiber Technology*, **1**, 17 (1994).
2. Hand D.P., Russell P.St.J. *Optics Letts*, **15**, 102 (1990).
3. Sceats M.G., Atkins G.R., Poole S.B. *Annual Rev. Mat. Sci.*, **23**, 381 (1993).
4. Poumellec B., Guenot P., Riant I., Sansonetti P., Niay P., Bernage P., Bayon J.F. *Optical Materials*, **4**, 441 (1995).
5. Dianov E.M., Starodubov D.S., Frolov A.A. *Electron. Letts*, **32**, 246 (1996).
6. Starodubov D.S., Dianov E.M., Vasiliev S.A., Frolov A.A., Medvedkov O.I. *Proc. SPIE*, **2998**, 111 (1997).
7. Dianov E.M., Starodubov D.S., Vasiliev S.A., Frolov A.A., Medvedkov O.I. *Proc. SPIE*, **2998**, 154 (1997).
8. Сулимов В.Б., Соколов В.О., Дианов Е.М., Пумеллек Б., *Квантовая электроника*, **23**, 1013 (1996).
9. Bagratashvili V.N., Tsygina S.I., Chernov P.V., Rybaltovskii A.O., Zavorotny Yu.S., Alimpiev S.S., Simanovskii Ya.O., Dong L., Russell P.St.J. *Appl.Phys.Letts*, **68**, 1616 (1996).
10. Dianov E.M., Vasiliev S.A., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Protodopov V.N. *ECOC'96* (Oslo, 1996, vol.1, p.1).
11. Fonjallaz P.Y., Limberger H.G., Salathe R.P., Cochet F., Leuenberger B. *Optics Letts*, **20**, 1346 (1995).
12. Patrick H., Gilbert S. L. *Optics Letts*, **18**, 1484 (1993).
13. Williams G.M., Putnam M.A., Tsai T.E., Askins C.G., Friebele E.J. *OSA Techn. Dig. Series*, **22**, 82 (1995).
14. Neustruev V.B. *J.Phys.: Condens. Matter*, **6**, 6901 (1994).
15. Лео В.К., Мазурин О.В. *Свойства кварцевого стекла* (Л., Наука, 1985, с.166).
16. Archambault J.-L., Reekie L., Russel P.St.J. *Electron. Letts*, **29**, 453 (1993).

E.M.Dianov, S.A.Vasil'ev, O.I.Medvedkov, A.A.Frolov. Dynamics of the refractive index induced in germanosilicate optical fibres by different types of UV irradiation.

A Mach-Zehnder fibre interferometer, based on two photoinduced long-period gratings, was used in an investigation of the dynamics of the refractive index Δn_{ind} induced in the core of a germanosilicate optical fibre by different types of UV irradiation. It was found that the value of Δn_{ind} could be approximated satisfactorily by a power-law function of the radiation dose at all the investigated wavelengths. A comparative analysis of the dynamics of the refractive index in the case of singlet and triplet photoexcitation of germanium oxygen-deficient centres showed that the dominant mechanism of the change in the refractive index by low-intensity continuous UV irradiation was transformation of these centres from an excited triplet state.