

УДК 681.7.068
PACS 62.20.-x

Исследование радиационного отклика оптического волокна при воздействии импульсного ионизирующего излучения

Азанова И. С.^{1,2*}, Шаронова Ю. О.¹, Поспелова Е. А.¹, Хисамов Д. В.¹,
Волынцев А. Б.², Филиппов А. В.³, Петухов И. В.¹

¹ ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», Пермь

² Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

³ ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ», Саров

*azanova@pnppk.ru

Проведены исследования радиационного отклика одномодового оптического волокна (ОВ) при воздействии импульсного фотонного и гамма-нейтронного излучений. Показано, что время восстановления характеристик одного и того же ОВ для одной дозы в импульсе может варьироваться в широком диапазоне от единиц миллисекунд до нескольких секунд в зависимости от различных влияющих факторов. Впервые экспериментально зафиксирован рост радиационно-наведенных потерь (РНП) оптического волокна в коротковолновой области после воздействия импульсного потока нейтронов одновременно с уменьшением РНП в длинноволновой области уже после окончания воздействия потока нейтронов и последующее уменьшение РНП во всем исследуемом диапазоне длин волн, что может означать обратимую перестройку структуры стекла оптического волокна. Проанализированы кривые РНП исследуемых ОВ при воздействии импульсного ионизирующего излучения с помощью подходов химической кинетики. Установлено, что порядок реакции процессов релаксации короткоживущих радиационных центров окраски (РЦО) является дробным, что указывает на сложный, возможно, многостадийный процесс. При этом все процессы релаксации после нескольких микросекунд после воздействия находятся в диффузионной области. Впервые показано, что характерное время релаксации РЦО напрямую связано не только с температурой, но и с уровнем напряженно-деформированного состояния ОВ, а для ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной дополнительно и с входящей оптической мощностью.

Ключевые слова: оптическое волокно; ионизирующее излучение

Поступила в редакцию 31.10.2022; после рецензии 03.11.2022; принята к опубликованию 03.11.2022

Investigation of the radiation response of optical fibers induced by pulsed ionizing radiation

Azanova I. S.^{1,2*}, Sharonova Yu. O.¹, Pospelova E. A.¹, Khisamov D. V.¹,
Volintsev A. B.², Filippov A. V.³, Petukhov I. V.¹

¹ Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Perm, Russia

² Perm State University, Perm, Russia

³ All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia

*azanova@pnppk.ru

We have studied the radiation response of a single-mode optical fiber under the influence of pulsed photon and gamma-neutron radiation. The recovery time of the characteristics of the same optical fiber for one dose per pulse can vary within a wide range from a few milliseconds to several seconds, depending on various influencing factors. It is for the first time that we have experimentally recorded

an increase of radiation-induced attenuation (RIA) of an optical fiber in the short-wavelength region after exposure to a pulsed neutron flux, simultaneously with RIA decrease in the long-wavelength region after the end of exposure and a subsequent RIA decrease in the entire studied wavelength range. This may mean a reversible rearrangement of the glass structure of the optical fiber. The RIA curves of the optical fibers under the influence of pulsed ionizing radiation are analyzed using the approaches of chemical kinetics. It has been established that the reaction order of the relaxation processes of short-lived radiation-induced color centers (RTCs) is fractional, which indicates a complex, possibly multi-stage process. After a few microseconds after exposure, all relaxation processes are in the diffusion region. The paper is the first to show that the characteristic RTCs relaxation time is directly related not only to temperature but also to the level of the stress-strain state of the optical fiber, and for an optical fiber with a pure-silica core, it is additionally related to the input optical power.

Keywords: optic fiber; ionizing radiation

Received 31 October 2022; revised 03 November 2022; accepted 03 November 2022

doi: 10.17072/1994-3598-2022-4-52-70

1. Введение

Область применения датчиков физических величин на основе оптического волокна (ОВ) расширяется для условий воздействия импульсного ионизирующего излучения (ИИ). Воздействие импульсного ионизирующего излучения (ИИИ) (как, например, мощные разряды молний) характеризуется малым временем воздействия (десятки наносекунд) с относительно небольшими дозами (единицы и десятки килорентген). При этом мощность дозы оказывается очень большой (до 10^{12} P/c).

Для оценки стойкости ОВ к воздействию ИИ необходимо учитывать условия эксперимента, состав легирующих добавок сердцевины волокна, а также его конструкцию.

Анизотропное одномодовое ОВ типа «Панда» позволяет сохранять поляризацию проходящего излучения, что важно для работы интерферометрических датчиков физических величин. Анизотропия по показателю преломления в сердцевине волокна создается с помощью напрягающих стержней, имеющих больший, чем окружающее кварцевое стекло, коэффициент температурного расширения, поэтому в процессе вытяжки волокна при остывании ОВ в области сердцевинки возникают растягивающие напряжения по оси вдоль стержней и сжимающие по противоположной [1]. Анизотропные ОВ с германосиликатной сердцевиной типа «Панда» от стандартного телекоммуникационного оптического волокна типа SMF-28 обычно отличаются большим содержанием германия (и большая апертура), а также наличие поперечных напряжений в сердцевине волокна, создающих требуемое двулучепреломление в световоде.

Данные отличия волокна приводят к существенному ухудшению стойкости таких волокон при воздействии непрерывного гамма-излучения по сравнению с SMF-28 [2], что делает их неприменимыми, в частности, для длительных космических миссий. Для минимизации радиационно-

наведенных оптических потерь (РНП) обычно используется ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной.

При этом РНП германосиликатных ОВ при воздействии непрерывного излучения очень хорошо аппроксимируются степенной зависимостью от величины дозы излучения и мощности дозы [2]. Для малых величин доз такое волокно может выигрывать по РНП у радиационно-стойких ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной, для которых бывает характерен малодозный пик РНП [3], вызванный появлением короткоживущих центров окраски.

Крайне редко встречаются работы по исследованию ОВ типа «Панда» в условиях непрерывного облучения [4], и практически отсутствуют работы по исследованию поведения таких волокон в условиях импульсного излучения, особенно в случае гамма-нейтронного излучения. Дополнительная сложность сопоставления результатов исследований разных работ состоит в очень сильном влиянии технологических факторов на результат стойкости оптических волокон. Поэтому требуется обязательное проведение исследований стойкости ОВ к воздействию ИИ для оценки возможностей технологии их изготовления.

Напряженно-деформированное состояние сердцевинки волокна вносит особенности в отклик ОВ на воздействие ИИ. Для условий непрерывного гамма-излучения РНП в таком ОВ заметно больше, чем в изотропном, вытянутом из идентичной преформы [5]. Также ранее было показано, что при импульсном воздействии на ОВ типа «Панда» с нелегированной кварцевой сердцевиной величина РНП на длине волны 1550 нм в значительной мере зависит от величины входящей оптической мощности, что объясняется наличием фоточувствительной полосы поглощения в области 1 эВ [6].

Применение оптоволоконных датчиков физических величин в условиях импульсного ионизирующего излучения (ИИИ) требует прогнозирования стойкости датчика. Данные по стойкости оптиче-

ского волокна (ОВ) к воздействию ИИИ, как правило, получены для образцов ОВ в свободной намотке. При этом чувствительный элемент датчика может быть выполнен в виде катушки, где само ОВ находится в напряженно-деформированном состоянии. Точные данные РНП чувствительного элемента датчика необходимы для прогнозирования времени восстановления характеристик датчика после воздействия ИИИ. Время восстановления датчика можно рассчитать, зная максимально допустимый прирост оптических потерь ОВ. Эта величина зависит от чувствительности фотоприемника и настройки платы электронной обработки сигналов. Но обычно это не более 10 дБ [7].

Попытки математической аппроксимации радиационного отклика для изотропных ОВ с чисто кварцевой сердцевиной на воздействие ИИИ показали [8], что процесс релаксации радиационно-наведенных центров окраски (РЦО) выражается суммой двух вкладов, связанной с короткоживущими собственными автолокализованными дырочными (inherent STN) состояниями и относительно долгоживущими автолокализованными дырочными состояниями, связанными с немостиковым атомом кислорода (strain-assisted STN).

Для математического описания каждого процесса в работе [8] использовалась формула для термически активированного процесса распада центров окраски «растянутой» кинетики 2-го порядка, предложенной в работах [9, 10].

Несмотря на предложенную математическую модель механизмов релаксации ОВ после импульсного воздействия в работе [8] параметры математической модели не были связаны с условиями эксперимента и с характеристиками ОВ. Не исследованы зависимости характерных времен релаксации РЦО от различных факторов, влияющих на радиационный отклик, таких как величина входящей оптической мощности, температура, доза в импульсе, уровень напряженно-деформированного состояния ОВ.

Целью данной работы являются исследование радиационного отклика ОВ на воздействие импульсного фотонного и гамма-нейтронного излучений, а также выявление зависимостей параметров математической аппроксимации радиационного отклика ОВ на длине волны 1550 нм при воздействии ИИИ от вышеперечисленных факторов.

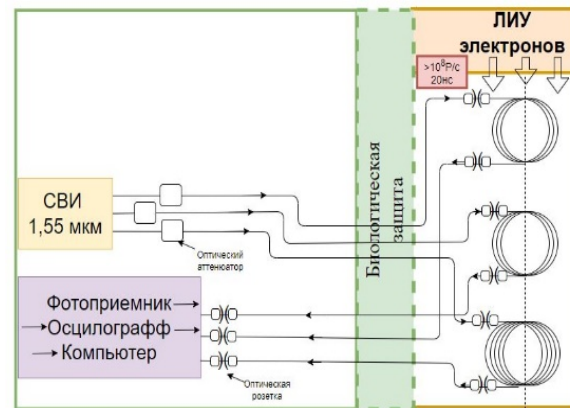
2. Постановка эксперимента

Исследования проводились в «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (г. Саров) на двух моделирующих установках: импульсное фотонное излучение, полученное на линейном индукционном ускорителе электронов ЛИУ-30, и импульсное гамма-нейтронное – на БР-1М.

Характеристики опытов на ЛИУ-30: длительность импульса ~20 нс, средняя энергия фотонов ~5 МэВ, доза в импульсе от 0,5 крад до 65 крад,

температура в опыте варьировалась от минус 56 °С до 110 °С.

Характеристики опытов на БР-1М: длительность ~70 мкс, флюенс нейтронов 1×10^{13} н/см², доза гамма излучения в импульсе ~2 крад.



	оптический аттенуатор
	оптическая розетка
	образец оптического волокна
СВИ	источник оптического излучения на длине волны 1,55 мкм
ЛИУ	линейный индукционный ускоритель с мощностью дозы 10^8 P/c и длительностью импульса 20 нс

Рис. 1. Схема эксперимента и обозначения элементов схемы для случая использования СВИ и фотоприемника

Опыты проводились в двух вариантах. В первом случае в качестве источника излучения использовался суперлюминисцентный волоконный источник с длиной волны 1550 нм. Уровень входящей оптической мощности на длине волны 1550 нм варьировался от 31 мкВт до 0.4 Вт. С помощью фотоприемников New Focus FC-1811 с шириной полосы пропускания 125 МГц и осциллографов LeCroy HD4096 с разрешением по времени $1 \cdot 10^{-10}$ с фиксировалась выходная оптическая мощность на длине волны 1550 нм, по которой определялась зависимость РНП от времени после воздействия по формуле

$$\text{РНП}(t) = \frac{10}{L} \log \frac{P_0}{P_1}, \quad (1)$$

где P_0 – начальный сигнал до воздействия, P_1 – текущий сигнал для времени t , L – длина образца, км. Схема первого варианта опыта при исследованиях на ЛИУ-30 приведена на рис. 1.

Во втором случае в качестве источника излучения использовалась галогеновая лампа HL-2000 с широким спектром излучения и удельной оптической мощностью на одну длину волны менее 0.1 мкВт. Приемником выступал спектроанализатор

Таблица 1. Параметры образцов (к п. 2.2)

Образец	Конструкция / состав сердцевины ОВ	Вводимая оптическая мощность, мкВт
SiO ₂ -P (ПНППК)	«Панда»/нелегированное кварцевое стекло	31
SiO ₂ -I (ИХВВ РАН)	«Изотроп»/ нелегированное кварцевое стекло	40
GeO ₂ -I (Corning)	«Изотроп»/германосиликатное стекло	5×10 ³

Таблица 2. Параметры образцов (к п. 2.3)

Образец	Длина образца, м	Доза в импульсе, крад	Частота Бриллюэна, ГГц	Относительная деформация
GeO ₂ (1)	100	0.6	10.58	0
GeO ₂ (2)	100	2.9	10.58	0
GeO ₂ (3)	100	65	10.58	0
БК (4)	1000	2	10.73	0.0032
ВК (5)	1000	2	11.01	0.0091

Таблица 3. Параметры образцов (к п. 2.4)

Образец	Доза в импульсе, крад	Вводимая оптическая мощность, мкВт
SiO ₂ (1)	0.5	31
SiO ₂ (2)	0.5	3×10 ²
SiO ₂ (3)	0.5	4×10 ³
SiO ₂ (4)	0.5	4×10 ⁴
SiO ₂ (5)	2.2	31
SiO ₂ (6)	45	31

Таблица 4. Параметры образцов (к п. 2.5)

Образец	Температура в опыте, °С
SiO ₂ (7)	-56
SiO ₂ (8)	25
SiO ₂ (9)	60
SiO ₂ (10)	110

Ocean Optic с панорамным эффектом в виде фотодиодной матрицы на базе InGaAs с временем обработки сигнала 1 мс. Мощность излучения измерялась в спектральном диапазоне 0.9–1.7 мкм.

2.1. Образцы и условия эксперимента

В исследовании участвовали образцы одноименного ОВ разработки и производства ПАО ПНППК. Все ОВ изготавливались на схожем технологическом оборудовании, из одних и тех же базовых материалов. Отличия волокон заключались в составе легирующих примесей сердцевины (германосиликатная или нелегированная кварцевая), в наличии или отсутствии фторированной оболочки, а также в наличии напрягающих стержней для анизотропных ОВ или их отсутствии для изотропных. В опытах с участием образцов одного типа ОВ брались соседние участки ОВ из одной вытяжки. Это обеспечивает исключение влияния технологических погрешностей изготовления ОВ на результаты опытов. ОВ производства Corning и ИХВВ РАН также участвовали в ряде сравнительных испытаний. Далее приведены образцы и условия экспериментов для исследования влияния различных факторов

2.2. Образцы и условия эксперимента для исследования влияния РНП конструкции и состава сердцевины ОВ

В табл. 1 представлены образцы ОВ в виде свободной намотки длиной 100 м. Поглощенная доза образцов 2 крад в импульсе ускорителя.

2.3. Образцы и условия эксперимента для исследования влияния на РНП напряженно-деформированного состояния образцов

В табл. 2 представлено 5 образцов анизотропного ОВ типа «Панда» с двулучепреломлением $B = 7.3 \cdot 10^{-4}$ и сердцевиной, легированной германием, производства ПАО «ПНППК», которые являлись соседними участками волокна одной вытяжки. Образцы ОВ (№1–3) исследовались в виде свободной намотки диаметром 170 мм, а также в виде катушек (№4, 5) диаметром 110 мм, намотанных с определенным натяжением и пропитанных компаундом для придания механической прочности, при этом в волоконной катушке возникали дополнительные напряжения. Во всех образцах входящая оптическая мощность составила 31 мкВт. Опыты проводились при температурах 25 °С и -60 °С.

Уровень напряженно-деформированного состояния волокна в образцах оценивался по сдвигу частоты Бриллюэна (СЧБ) с помощью бреллюэновского рефлектометра Omnisens DITEST-STA с разрешением 0.1 МГц с учетом коэффициента пропорциональности из [11].

2.4. Образцы и условия эксперимента для исследования влияния на РНП величины входящей в ОВ оптической мощности дозы в импульсе

В табл. 3 приведены 6 образцов анизотропного ОВ типа «Панда» с двулучепреломлением $B = 6.0 \times 10^{-4}$ и сердцевиной из нелегированного кварцевого стекла производства ПАО «ПНППК». Все образцы (1–6) представляли собой свободную намотку диаметром 170 мм, длиной 100 м, и являлись соседними участками вытяжки.

2.5. Образцы и условия эксперимента для исследования влияния на РНП температуры в опыте

В табл. 4 приведены 4 образца анизотропного ОВ типа «Панда» с двулучепреломлением $B = 6.0 \times 10^{-4}$ и сердцевиной из нелегированного кварцевого стекла производства ПАО «ПНППК», при разных температурах в опыте. Поглощенная доза образцов – 2 крад, вводимая оптическая мощность – 31 мкВт. Все образцы (1–4) представляли собой свободную намотку диаметром 170 мм, длиной 100 м и являлись соседними участками вытяжки.

3. Результаты исследования по воздействию импульсного фотонного излучения

3.1. Экспериментальные результаты

В результате экспериментов для всех образцов был получен набор экспериментальных данных зависимостей РНП от времени после воздействия (рис. 2–4). Время воздействия на полувысоте импульса – 20 нс, а у подножия импульса – около 100 нс, при этом время прохождения оптического излучения по волокну длиной 100 м составляет примерно 0,3 мкс, поэтому можно считать, что, начиная с этого времени, все процессы в ОВ проходят после окончания воздействия. Времени записи сигнала осциллографа, которое для всех образцов составило 1 с, оказалось недостаточно, чтобы зафиксировать полное восстановление образцов (требуется время около 2 с), но вполне достаточно, чтобы выявить все происходящие процессы.

Сравнение ОВ с германатной и нелегированной кварцевой сердцевиной. Сравняя процессы релаксации РНП ($\lambda = 1550$ нм) образцов (табл. 1) после импульсного воздействия фотонного излучения с дозой в импульсе 2 крад, можно

отметить существенное отличие формы кривой зависимости РНП от времени для образцов $\text{SiO}_2\text{-P}$ ОВ и $\text{SiO}_2\text{-I}$, ОВ «Панда» и изотропное ОВ, а именно выраженный перегиб на зависимости РНП при времени ~ 1 мс после воздействия и более быстрое снижение РНП при временах больших 1 мс для ОВ «Панда» (рис. 2).

Стоит заметить, что для образца изотропного ОВ с германосиликатной сердцевиной $\text{GeO}_2\text{-I}$ не наблюдается перегибов на кривой релаксации РНП, что может свидетельствовать о релаксации одного типа дефектов [9].

Таким образом, возникает вопрос: с чем может быть связано наличие перегиба на кривых РНП, т.е. двух релаксационных процессов? Это зависит от состава сердцевины ОВ (в $\text{GeO}_2\text{-I}$ перегиба не наблюдается) или связано с уровнем напряженно-деформированного состояния ОВ (в ОВ «Панда» он значительно больше, чем в изотропном ОВ)? Для более полного понимания причин наличия перегиба на кривых РНП проведена серия опытов с образцами ОВ «Панда» как с германосиликатной сердцевиной, так и с нелегированной кварцевой сердцевиной.

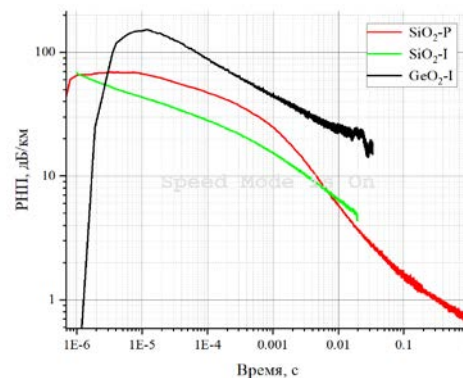


Рис 2. Зависимость РНП на длине волны 1550 нм после воздействия импульсного излучения с дозой 2 крад при комнатной температуре для образцов $\text{SiO}_2\text{-I}$ (зеленый), $\text{GeO}_2\text{-I}$ (черный) и $\text{SiO}_2\text{-P}$ (красный)

Экспериментальные результаты ОВ «Панда» с германосиликатной сердцевиной. На рис. 3, а приведены зависимости РНП образцов GeO_2 (табл. 2) в свободной намотке для трех доз в импульсе: 0.6 крад, 2.9 крад и 65 крад. Доза в импульсе существенно повлияла на уровень РНП в исследуемых образцах.

На начальном участке релаксации после окончания воздействия зафиксирован рост РНП, значительно выраженный для дозы в импульсе 65 крад, где он продолжился до 50 мкс после воздействия. Этот рост РНП, вероятнее всего связан с тем, что энергия образования центра окраски довольно мала по сравнению с энергией воздействующего гамма-кванта, и требуется время для уменьшения этой энергии за счет образования вторичных и последующих гамма квантов, имеющих меньшую энергию,

а также радиационного рассеивания энергии. Поскольку наряду с релаксацией уже возникших центров окраски идет процесс образования новых, то зависимость РНП имеет немонотонный характер, на ней заметны точки перегиба (рис. 3, а).

Интересно отметить малые РНП при дозе в импульсе 0.6 крад. Эта ситуация похожа на РНП этого ОВ для непрерывного гамма-излучения, где РНП монотонно растут с дозой облучения, и при малых дозах РНП малы [10].

Визуально заметно наличие двух наклонов на кривых РНП, так же, как и на кривых РНП для ОВ с нелегированной кварцевой сердцевинкой. Это говорит о том, что вероятно, наличие двух процессов релаксации может быть связано как раз с уровнем напряжений в ОВ, поскольку на кривой РНП изотропного германосиликатного ОВ с гораздо меньшим уровнем напряжений в сердцевине ОВ перегиба нет.

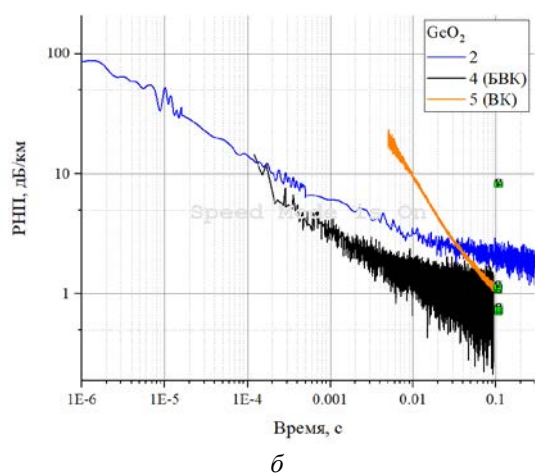
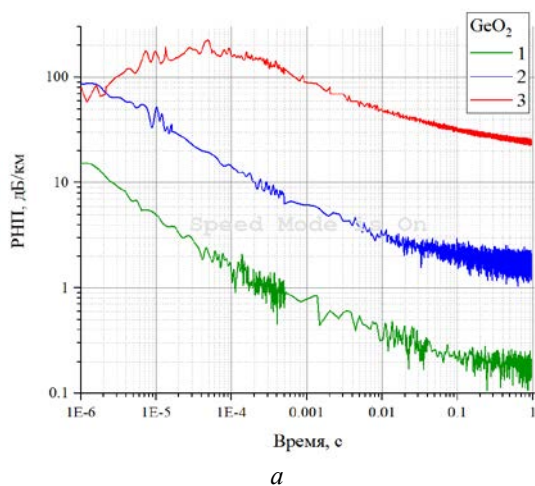


Рис. 3. Зависимость РНП от времени ОВ GeO_2 : а – при разных дозах в импульсе: 1 – 0.6 крад, 2 – 2.9 крад, 3 – 65 крад, входящая оптическая мощность 31 мкВт, $\lambda=1550$ нм; б – в свободной намотке (2), БВК (4), ВК (5) при дозе в импульсе 2 крад, входящая оптическая мощность 31 мкВт, $\lambda=1550$ нм

Для определения влияния на РНП уровня напряженно-деформированного состояния (НДС) бескаркасный волоконный контур (БВК, образец №4) и волоконный контур на каркасе (ВК, образец №5) подвергались облучению с одинаковой дозой в импульсе 2 крад. В дальнейшем при анализе влияния уровня НДС на РНП образцы в контурах сравнивались со свободной намоткой с дозой в импульсе 2.9 крад (образец GeO_2 №2), как ближайшего образца по условиям опыта. Зависимости РНП от времени после импульса для данных образцов представлены на рис.3, б.

Зарегистрировать сигнал на малых временах для образцов №4 и №5 не позволили динамический диапазон фотоприемника в сочетании со значительным уровнем РНП при довольно большой длине волокна (1000 метров). Внесение дополнительных напряжений в катушках в сравнении со свободной намоткой сказалось на увеличении уровня РНП на малых временах после импульса и снижении РНП на относительно больших временах (для образца №4 это время $t \geq 2 \times 10^{-4}$ с, а для №5 – $t \geq 0.004$ с).

Экспериментальные результаты ОВ Панда с нелегированной кварцевой сердцевинкой. На рис. 4, а приведены экспериментальные кривые РНП для ОВ с нелегированной кварцевой сердцевинкой типа «Панда» для различных доз в импульсе, входящей оптической мощности и температуры (табл. 3). Также, как и для ОВ с германосиликатной сердцевинкой, почти для всех экспериментальных кривых на начальном участке релаксации зафиксирован рост РНП, для дозы в импульсе 45 крад он продолжался до 10 мкс после воздействия (рис. 4, а). Также следует отметить практическое совпадение величин РНП для доз в импульсе 2.2 крад и 45 крад для времени примерно 3 мс (рис. 4, а).

Влияние входящей оптической мощности на РНП наиболее заметно в промежутке времени от 1 мкс до 0.1 с (рис. 4, б). При увеличении уровня входящей оптической мощности наблюдалось существенное снижение РНП на этом промежутке времени и качественное изменение вида кривой. Для образцов SiO_2 -I схожее поведение наблюдалось в [13]. При этом для промежутка времени более 0.01 с при увеличении оптической мощности РНП изменяются как в большую, так и в меньшую сторону (рис. 4, в).

Ожидается, что повышение температуры в опыте заметно ускоряет процесс релаксации РНП (рис. 4, г). При этом вид зависимостей РНП аналогичен набору кривых РНП при разной входящей оптической мощности (рис. 4, б).

Процесс релаксации РНП под воздействием входящей оптической мощности (рис. 4, б) и при воздействии температуры (рис. 4, г) получается схожим.

Для перехода к количественным оценкам была проведена математическая аппроксимация экспериментальных результатов.

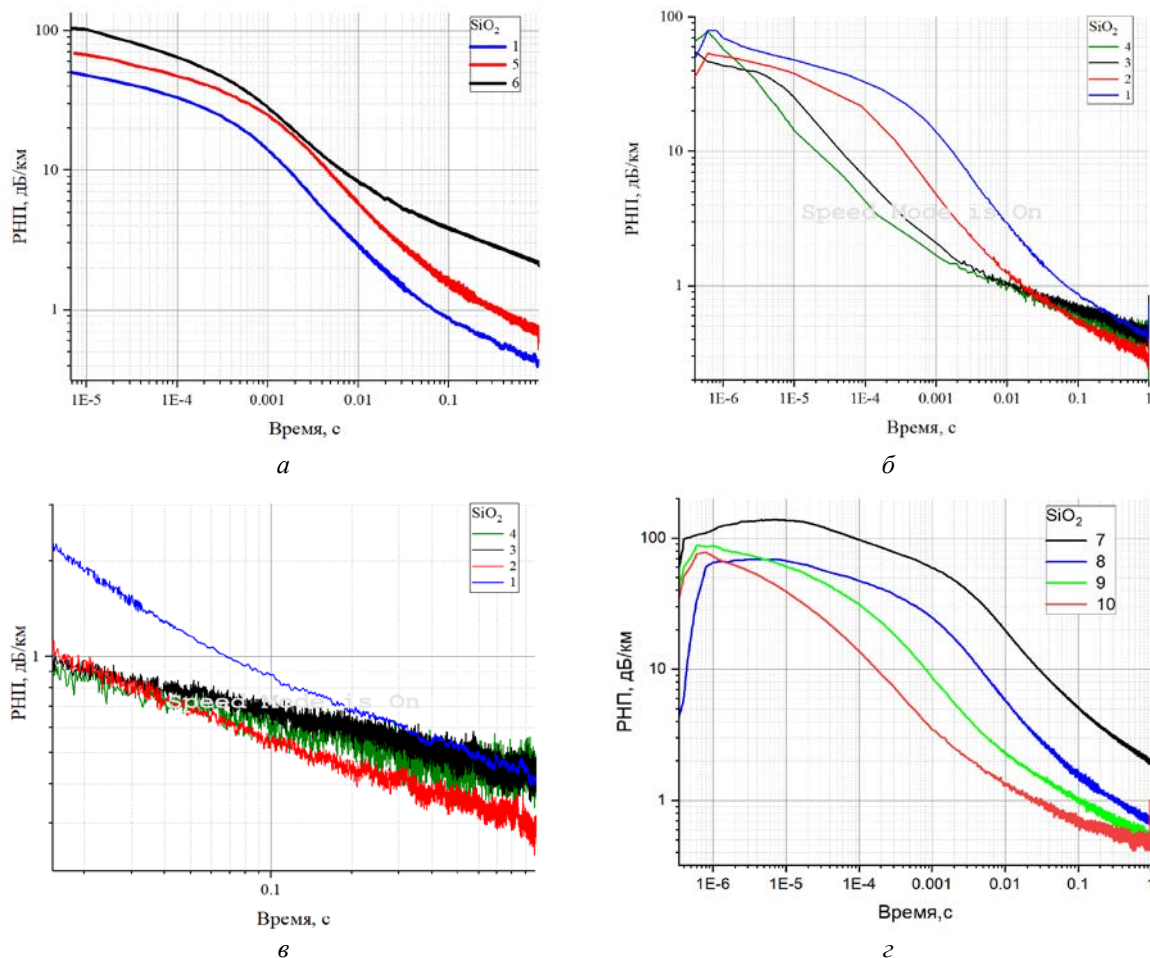


Рис. 4. Зависимость РНП для ОВ SiO₂: а – от времени при разных дозах в импульсе 0.5 крад (1), 2.2 крад (5) и 45 крад (6); входящая оптическая мощность 31 мкВт, $\lambda=1550$ нм; б – от времени при дозе в импульсе 0,5 крад и разной входящей оптической мощности при $\lambda=1550$ нм: 31 мкВт (1), 300 мкВт (2), 4 мВт (3), 40 мВт (4); в – от времени для медленных процессов в период 0.01–1с; г – для типа «Панда» от температуры при дозе в импульсе 2 крад и при вводимой оптической мощности 31 мкВт: минус 56 (7), 25 °С (8), 60 °С (9), 110 °С (10)

3.2. Анализ результатов

Анализ с помощью методов химической кинетики. Экспериментальные результаты были проанализированы с помощью подходов химической кинетики. Исходя из закона Бугера–Ламберта–Бера с учетом (1) зависимость РНП от времени пропорциональна концентрации центров окраски $C(t)$, поскольку

$$I = I_0 \exp(-k(\lambda)C(t)L), \quad (2)$$

где I_0 – входящая в ОВ интенсивность света, I – выходящая из ОВ интенсивность света, $k(\lambda)$ – коэффициент поглощения света веществом, $C(t)$ – концентрация центров окраски в момент времени t после воздействия, L – длина ОВ.

Для определения характера процессов, проходящих при релаксации, зависимость РНП(t) $\sim C(t)$ можно проанализировать с помощью уравнения Колмогорова–Аврами [14]:

$$\alpha = 1 - \exp(-kt^n), \quad (3)$$

где α – доля вещества (центров окраски), претерпевшего превращение к моменту времени t , k – константа скорости, t – время, n – величина показателя степени. Поскольку в начальный момент времени после воздействия РНП максимальны, то α определяется как $\alpha = 1 - \text{РНП}(t)$.

После проверки зависимостей всех РНП выяснилось, что для всех кривых получены схожие результаты, различающиеся только границами по времени.

На рис. 5 сопоставлены показатели степени n уравнения (3) с экспериментальной зависимостью РНП(t) одного из образцов ОВ и границы по времени. На начальном участке после импульса (несколько микросекунд) показатель n существенно больше 1, поэтому процесс можно считать бездиффузионным, а остальную часть, где $n < 1$ – диффузионным [14].

Поскольку процессы являются диффузионными, для математической аппроксимации зависимости РНП от времени возможно использовать растянутую экспоненту либо формулу для кинетики 2-го порядка. Диффузионная область, где $n < 1$, состоит из двух участков $n \approx 0.27$ и $n \approx 0.02$. В таком случае следует предположить наличие двух процессов релаксации.

Для более детального анализа для всех зависимостей РНП были определены наблюдаемый порядок реакции, константа скорости и время релаксации в e раз. На рис. 6 приведен пример зависимости логарифма скорости релаксации РНП от логарифма РНП для образца № 2.

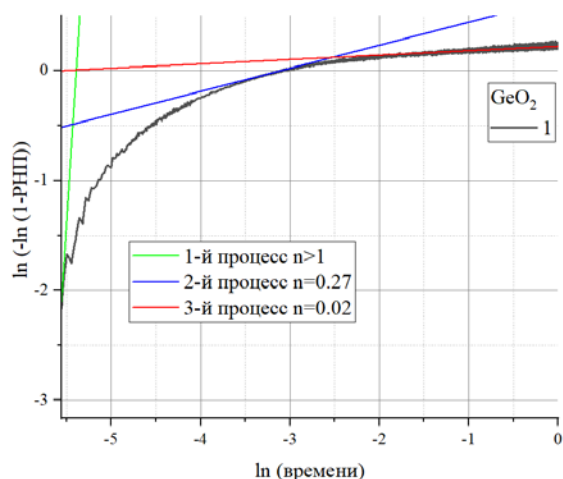


Рис. 5. Анализ РНП для ОВ GeO_2 для дозы в импульсе 600 рад и входящей оптической мощности 31 мкВт с помощью уравнения Колмогорова–Аврами

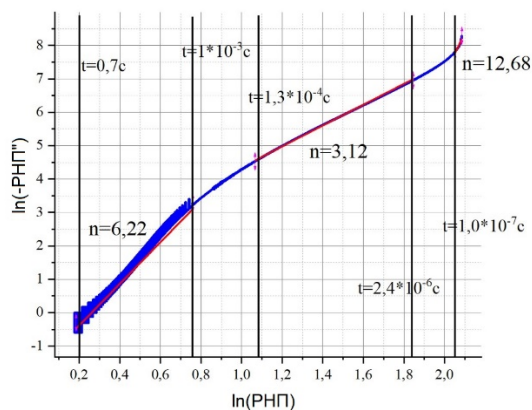


Рис. 6. Зависимость логарифма скорости релаксации РНП от логарифма РНП для образца № 2

Визуально заметны два участка, близких к прямым. Это также свидетельствует в пользу предположения о двух процессах релаксации. Для обеих областей наблюдаемый порядок реакции больше 2 и при этом дробный. Это может означать, что на самом деле при рекомбинации центров окраски происходят более сложные процессы, может быть, многоступенчатые, но разрешить эти процессы при

данной постановке опыта не представляется возможным. Поэтому остановимся на предположении, что в релаксации РНП образцов участвуют два различных типа центров окраски, характеризующихся разными характерными временами релаксации. Для германосиликатного ОВ данный факт зафиксирован впервые. Здесь можно провести аналогию с релаксацией РНП в волокнах с нелегированной кварцевой сердцевиной. Авторы работы [13] предложили считать, что этими центрами окраски для ОВ с нелегированной сердцевиной могут выступать собственные и деформационные автолокализованные дырки. Короткоживущие центры окраски в германосиликатном ОВ могут быть так же, как и в ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной, учитывая схожие времена релаксации. Далее, чтобы различать эти центры, также будем их называть собственными и деформационными, помня, что физическая природа этих центров окраски может быть отличной от ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной.

3.3. Математическая аппроксимация кривых РНП

Математическая аппроксимация кривых РНП выполнялась для времен более 10 мкс при дозах в импульсе 45 крад, 65 крад и более 1 мкс – для всех остальных кривых.

В качестве аппроксимационных зависимостей были использованы три модели, учитывающие независимые вклады от релаксации собственных (первое слагаемое) и деформационных дырок (второе слагаемое).

Модель растянутой кинетики второго порядка с термической активацией [13]:

$$РНП = \frac{C_{\text{соб}}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{\text{соб}}}\right)^{\alpha_1}} + \frac{C_{\text{деф}}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{\text{деф}}}\right)^{\alpha_2}}, \quad (4)$$

где $C_{\text{соб}}$, $C_{\text{деф}}$ – эмпирические коэффициенты, характеризующие амплитуду РНП для момента времени $t = 0$, напрямую связаны с количеством центров окраски своего типа; $\tau_{\text{соб}}$, $\tau_{\text{деф}}$ – характерное время собственных и деформационных дырок; $\alpha_{\text{соб}}$, $\alpha_{\text{деф}}$ – показатели степени от 0 до 1. Коэффициенты были подобраны, исходя из минимизации несоответствия расчетной и экспериментальной кривых, параметр соответствия – не хуже 0.95 для каждой кривой.

Модель растянутой экспоненты Кольрауша:

$$\alpha = A_{\text{соб}} \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_c}\right)^{\beta_1}\right) + A_{\text{деф}} \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_d}\right)^{\beta_2}\right), \quad (5)$$

где $A_{\text{соб}}$, $A_{\text{деф}}$ – эмпирические коэффициенты, характеризующие амплитуду РНП для момента времени $t = 0$; они напрямую связаны с количеством центров

окраски своего типа; τ_c , τ_0 – характерное время собственных и деформационных дырок; β_1 , β_2 – показатели степени от 0 до 1. Коэффициенты были подобраны исходя из минимизации несоответствия расчетной и экспериментальной кривых, параметр соответствия – не хуже 0.95 для каждой кривой.

Модель кинетики реакции n порядка. Наблюдаемый порядок скорости реакции определялся дифференциальным методом путем численного дифференцирования каждой кривой РНП. На графике зависимости логарифма скорости изменения РНП от логарифма РНП хорошо заметны два участка с разным наклоном. Для каждого участка вычисляли свой порядок реакции n .

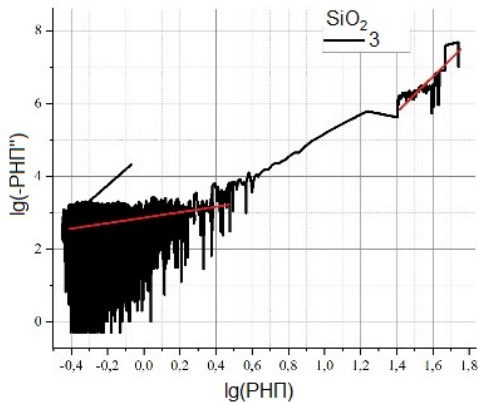


Рис. 7. График зависимости логарифма скорости изменения РНП от логарифма РНП для образца SiO₂ (3). Слева – медленные процессы, справа – быстрые процессы.

Константа скорости реакции для каждого участка кривой РНП вычислялась по формуле

$$k = \frac{1}{(n-1)t} \left(\frac{1}{P_{norm}^{n-1}} - \frac{1}{P_{norm_0}^{n-1}} \right), \quad (6)$$

где k – константа скорости реакции, t – время после воздействия, с; n – порядок реакции; P_{norm_0} – величина нормированной оптической мощности в нулевой момент времени; P_{norm} – величина нормированной оптической мощности в момент времени t .

По рассчитанным константам скорости реакции были вычислены характерные времена процесса распада собственных дефектов – времена уменьшения концентрации дефектов в e раз ($\tau_{1/exp}$) по формуле

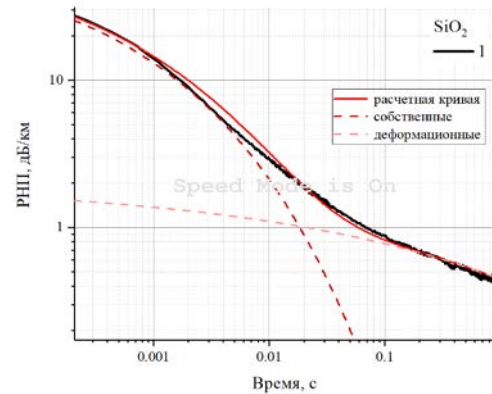
$$\tau_{1/exp} = \frac{\exp^{n-1} - 1}{(n-1)kP_{norm_0}^{n-1}}. \quad (7)$$

Для всех трех моделей эмпирические коэффициенты получились очень близки.

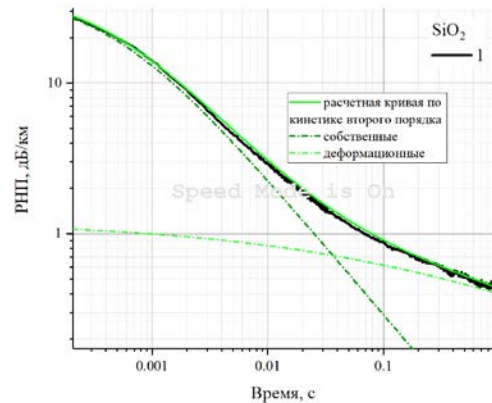
Для примера на рис. 8 приведены экспериментальная кривая для дозы в импульсе 0.5 крад и оптической мощности 31 мкВт, и расчетные кривые, полученные всеми вышеперечисленными методами. При этом точность аппроксимации экспериментальных кривых для формул (4) и (5) получилась в среднем 95 % и 98 %, соответственно, а для модели кинетики n -го порядка – всего 45 % (6).

Несмотря на малую точность аппроксимации для модели кинетики n -го порядка, рассчитанные характерные времена для быстрых и медленных процессов незначительно отличаются от времен, полученных по остальным моделям.

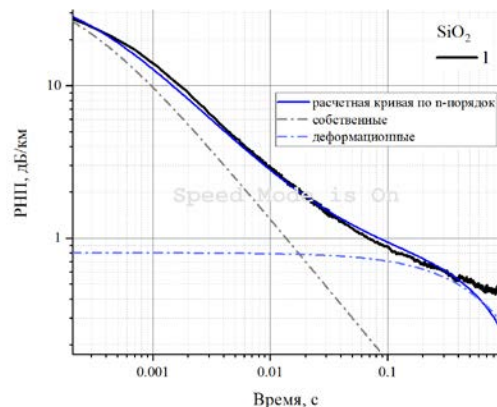
Малая точность аппроксимации по формулам кинетики n -го порядка связана с тем, что порядок реакции получается не только дробным, а скорее он является функцией времени, т.е. на каждом участке



а



б



в

Рис. 8. Сопоставление экспериментальных кривых РНП для образца SiO₂ (1) и расчетных кривых, полученных методами аппроксимации: а – Кольрауша (5); б – второго порядка (4); в – n -го порядка (6)

Таблица 5. Параметры аппроксимации образцов ОВ Панда с германосиликатной сердцевиной

Образец	Доза, крад	$A_{\text{соб}}$	$\tau_{\text{соб}}, \text{с}$	$\beta_{\text{соб}}$	$A_{\text{деф}}$	$\tau_{\text{деф}}, \text{с}$	$\beta_{\text{деф}}$
GeO ₂ (1)	0.6	36	1.00E-6	0.32	1.7	8E-4	0.119
GeO ₂ (2)	2.9	200	1.50E-6	0.27	12	9E-4	0.1
GeO ₂ (3)	65	230	2.50E-4	0.4	90	0.11	0.135
БВК (4)	2.0	100	1.50E-5	0.4	5.5	4E-3	0.2
ВК (5)	2.0	220	3.50E-4	0.35	4	8E-4	0.12

Таблица 6. Эмпирические коэффициенты расчетных кривых в соответствии с уравнением (4)

Образец	$\tau_{\text{соб}}, \text{с}$	$\tau_{\text{деф}}, \text{с}$	$C_{\text{соб}}, \text{дБ/км}$	$C_{\text{деф}}, \text{дБ/км}$	$\alpha_{\text{соб}}$	$\alpha_{\text{деф}}$	Время пересечения, с
1	4.50E-04	0.12	40	1.2	0.91	0.33	0.03
5	4.50E-04	0.12	69	1.9	0.87	0.37	0.05
6	4.50E-04	0.12	70	6	0.85	0.28	0.01

времени у него должно быть свое значение. Соответственно, возникает мысль о сложных процессах, происходящих при распаде РЦО.

Несмотря на близкие показатели по точности аппроксимации для образцов ОВ в свободной намотке более подходящей оказалась аппроксимация с помощью кинетики второго порядка, в то время как для образцов ОВ в виде волоконных катушек корректность аппроксимации экспериментальные кривые РНП достигнута только с помощью экспоненциальной зависимости. Основной проблемой оказался подбор показателя степени: для кинетики второго порядка он становился больше 1, что недопустимо моделью.

3.4. Результаты математической аппроксимации кривых РНП образцов ОВ

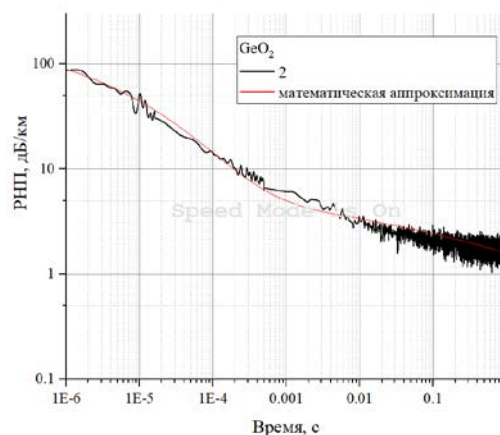
Исследование влияния на РНП величины дозы в импульсе. Для исследования влияния дозы в импульсе на релаксацию РЦО собственных и деформационных дырок в ОВ «Панда» (табл. 2) с германосиликатной сердцевиной было использовано три идентичных образца с вводимой оптической мощностью 31 мкВт на длине волны 1550 нм и дозами в импульсе 0.6 крад, 2.9 крад и 65 крад (рис. 3, а).

Параметры аппроксимации для всех образцов из табл. 2 приведены в табл. 5. Пример аппроксимации для GeO₂ (2) дан на рис. 9.

Для доз в импульсе 0.6 крад и 2.9 крад у одинаковых образцов ОВ в свободной намотке параметры аппроксимации существенно отличаются только значениями $A_{\text{соб}}$, $A_{\text{деф}}$. Это говорит о том, что, по крайней мере, до дозы в импульсе 2.9 крад функцией от дозы в импульсе являются только $A_{\text{соб}}$ и $A_{\text{деф}}$. Поэтому при приближении квазилинейного роста РНП от дозы в импульсе (для РНП при непрерывном гамма-облучении для таких доз это вполне справедливо) возможно численное прогнозирование РНП на случай промежуточных доз в импульсе.

В то же время, при достаточно больших дозах в импульсе, как в нашем случае 65 крад, все пара-

метры значительно изменились. Значения τ выросли на два порядка и составили $\tau_{\text{соб}} \approx 2.5 \times 10^{-4}$ с, а $\tau_{\text{деф}} \approx 0.11$ с, что может быть следствием перестройки структуры стекла из-за воздействия ИИИ [14].

**Рис. 9.** Экспериментальная и расчетная кривые РНП для образца GeO₂ (2)

Для исследования влияния дозы в импульсе на релаксацию РЦО собственных и деформационных дырок в ОВ «Панда» с нелегированной кварцевой сердцевиной применялись 3 идентичных образца с одинаковой входящей оптической мощностью (табл. 3).

Эмпирические коэффициенты расчетных кривых приведены в табл. 6. По ее данным видно, что время жизни собственных ($4.5 \cdot 10^{-4}$ с) и деформационных (0.12 с) автолокализованных дырок практически не изменяется для доз в импульсе от 0.5 крад до 45 крад (мощность дозы от $5 \cdot 10^8$ Р/с до $2 \cdot 10^{11}$ Р/с).

Возрастание дозы в импульсе повлияло в первую очередь на величину РНП в начальный момент времени – коэффициенты $C_{\text{соб}}$ и $C_{\text{деф}}$. Зависимости коэффициентов $C_{\text{соб}}$ и $C_{\text{деф}}$ собственных и деформационных дырок от дозы в импульсе приведены на рис. 10. Точками обозначены полученные эмпирические коэффициенты. Для коэффициентов $C_{\text{соб}}$ наблюдается тенденция к насыщению

Таблица 7. Эмпирические коэффициенты (влияние температуры)

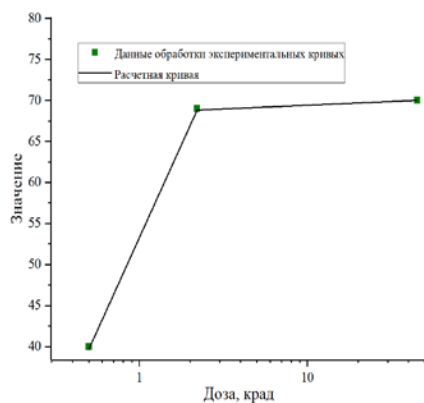
Температура, °С	q_1	q_2	t_1 , с	t_2 , с	β_1	β_2
-56	120	8	0.0015	0.400	0.40	0.35
25	90	3	$3.4 \cdot 10^{-4}$	0.200	0.33	0.25
60	120	4	$3.0 \cdot 10^{-5}$	0.020	0.30	0.19
110	130	3	$3.0 \cdot 10^{-6}$	0.008	0.25	0.14

Таблица 8. Эмпирические коэффициенты (влияние входящей оптической мощности)

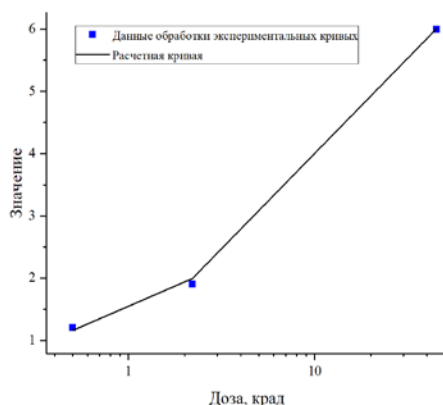
P_0 , мкВт	$\tau_{\text{соб}}$, с	$\tau_{\text{деф}}$, с	$C_{\text{соб}}$, дБ/км	$C_{\text{деф}}$, дБ/км	$\alpha_{\text{соб}}$	$\alpha_{\text{деф}}$
31	4.50E-04	0.12	40	1.2	0.91	0.33
0.3	6.50E-05	0.14	55	0.92	0.91	0.38
4	7.10E-06	0.12	57	1.28	0.83	0.37
40	2.20E-06	0.08	78	1.3	0.81	0.38

при возрастании дозы в импульсе, т.е. можно сделать предположение о задействовании почти всех возможных мест возникновения дефектов этого типа.

Для коэффициентов $C_{\text{деф}}$ наблюдается монотонный рост с ростом дозы в импульсе. Также наблюдается слабая тенденция к уменьшению коэффициента $\alpha_{\text{соб}}$ от дозы в импульсе, но при этом $\alpha_{\text{деф}}$ не демонстрирует какой-либо тенденции.



а



б

Рис. 10. Зависимости коэффициентов: а – $C_{\text{соб}}$ собственных дырок, б – $C_{\text{деф}}$ деформационных дырок от дозы в импульсе

Сопоставляя результаты по обоим типам ОВ, можно сделать следующие выводы:

– до определенного уровня воздействия ИИИ величина дозы в импульсе влияет на количество возникающих РЦО как короткоживущих, так и долгоживущих, не изменяя характеристики самих РЦО;

– для больших доз в импульсе, например 65 крад, можно говорить не только об увеличении количества РЦО непосредственно во время и после импульсного воздействия, но и об изменении характеристик РЦО, т.е. об изменении структуры стекла ОВ при воздействии ИИИ.

Исходя из наблюдаемого поведения ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной, коэффициент $C_{\text{соб}}$ является функцией от логарифма дозы в импульсе D_p , а $C_{\text{деф}}$ – от степенной функции дозы в импульсе:

$$C_{\text{соб}} = C_{\text{соб}}(\log D_p), \quad (8)$$

$$C_{\text{деф}} = C_{\text{деф}}(D_p^\beta). \quad (9)$$

Исследование влияния температуры на РНП.

Исследование влияния температуры проводилось при одном уровне входящей оптической мощности (31 мкВт) и дозе в импульсе ~2 крад на четырех идентичных образцах ОВ «Панда» с нелегированной кварцевой сердцевиной (табл. 4). Экспериментальные кривые РНП приведены на рис. 4, з, температура в опыте и коэффициенты аппроксимации – в табл. 7.

Из данных таблицы следует, что повышение температуры в опыте приводит к уменьшению времен релаксации, не затрагивая существенно остальные составляющие. Зависимость от температуры в опыте времени жизни РЦО обоих типов удовлетворительно аппроксимируется экспоненциальной функцией.

Исследование влияния на РНП величины входящей оптической мощности. Влияние эффекта фотообесцвечивания, т.е. уменьшение величины РНП при увеличении уровня входящей оптической мощности давно известно [13, 15]. Для понимания влияния величины входящей оптической мощности на эмпирические коэффициенты аппроксимации

кривых РНП исследовано четыре образца ОВ панда с нелегированной кварцевой сердцевиной в одном опыте, при одной дозе в импульсе, но с разной величиной входящей оптической мощности. Величина вводимой оптической мощности для каждого образца составила 0.04 Вт, 4 мВт, 0.3 мВт и 31 мкВт на длине волны 1550 нм при дозе в импульсе 470 рад (табл. 3).

Экспериментальные кривые приведены на рис. 4, б, эмпирические коэффициенты аппроксимационных кривых – в табл. 8. По данным таблицы видно, что величина входящей оптической мощности повлияла в первую очередь на время жизни собственных дырок, а все остальные коэффициенты остались практически без изменения.

Зависимость времени жизни собственных дырок от входящей оптической мощности P_0 вполне удовлетворительно аппроксимируется экспоненциальной функцией (рис. 11)

$$\tau_{\text{соб}} = \tau_0 \exp(-AP_0). \quad (10)$$

С помощью этой зависимости можно спрогнозировать время жизни собственных дырок в образце при пассивном облучении. Для наших образцов (табл. 8) это время составит 2.4×10^{-3} с.

Если предположить, что величина входящей оптической мощности в данном случае является аналогом температуры, ускоряющим скорость реакции, что подтверждается уменьшением характерного времени релаксации короткоживущих РЦО при увеличении входящей оптической мощности, то можно по аналогии с зависимостью Аррениуса оценить мощность энергии активации. На графике (рис. 12) приведены значения $\ln(k)$ от $1/P_{\text{ном}0}$. Проведя линейную аппроксимацию, получаем, что оптическая мощность энергии активации процесса распада собственных дефектов для данных образцов ОВ составляет ~ 100 мкВт. Энергия излучения с длиной волны 1.55 мкм – примерно 0.8 эВ. Увеличение мощности оптического излучения увеличивает вероятность поглощения энергии дырками и преодоления потенциального барьера образования дырки при постоянной величине кванта поглощенной энергии.

Эти данные согласуются с данными работы по непрерывному гамма-облучению ОВ «Панда» и наличию в её спектре крайне фоточувствительных полос поглощения 1 эВ и 1.1 эВ [16].

Исследование влияния уровня напряженно-деформированного состояния образцов ОВ на РНП. В литературе, к сожалению, нет данных по специальному исследованию влияния уровня напряженно-деформированного состояния на РНП оптических волокон. С одной стороны, были получены данные о том, что РНП ОВ типа «Панда» при непрерывном гамма облучении больше, чем РНП изотропного ОВ, вытянутого из той же преформы [17], и понятно, что связано это как раз с наличием напряжений в сетке стекла из-за наличия напрягающих стержней, с другой стороны, было неясно, на

какие именно параметры РЦО влияет наличие напряжений.

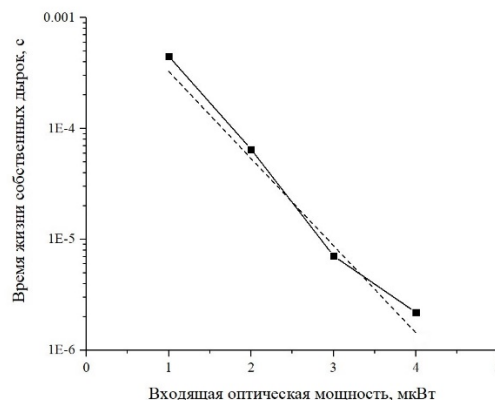


Рис. 11. Зависимость времени жизни собственных дырок (логарифмическая ось) от величины входящей оптической мощности

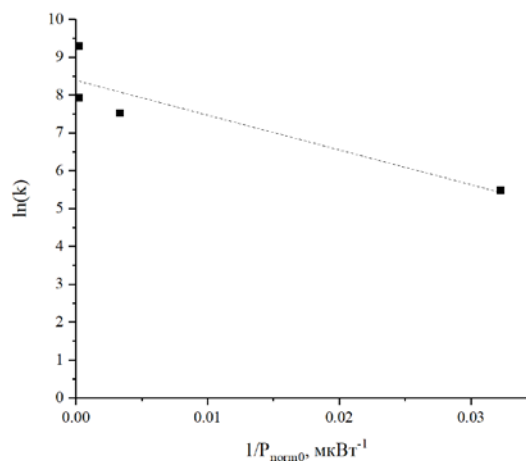


Рис. 12. Зависимость натурального логарифма константы скорости реакции от обратной оптической мощности

РНП ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной в начальный момент времени при импульсном воздействии примерно одинаковы как у изотропных ОВ, так и у анизотропных. Отличия в релаксации РНП визуально заметны при временах от единиц до сотен миллисекунд после воздействия.

Для понимания того, на какие характеристики РЦО оказывает влияние уровень напряжений в сетке стекла, проведено сравнение эмпирических коэффициентов аппроксимационных кривых РНП образца SiO₂-I из работы [13] с образцом SiO₂-P. Для сравнения были выбраны образцы, для которых дозы в импульсе примерно равны (1.8 крад для образца SiO₂-P и 2 крад для образца SiO₂-I), и входящая оптическая мощность была равна 31 мкВт.

На рис. 13 показаны экспериментальная и расчетная кривые, а также расчетные зависимости РНП для собственных и деформационных дырок для образца SiO₂-P, а также расчетные кривые РНП для образца SiO₂-I. Также, как и для SiO₂-I, в

начальный момент времени в образце SiO₂-P наблюдается похожее соотношение между вкладом от собственных и деформационных дырок. При этом длительность процесса релаксации собственных дырок у образца SiO₂-P значительно больше, чем у SiO₂-I, расчетные кривые РНП для собственных и деформационных дырок пересекаются на времени 0.05 с после импульса вместо 2 мс, соответственно.

Из табл. 9 видно, что время жизни собственных дырок для образца SiO₂-P, которое отвечает за короткоживущие процессы, на два порядка больше, чем у SiO₂-I, что и соответствует сравнительно долгому отсутствию релаксации на графике РНП для ОВ «Панда». А вот для деформационных дырок, наоборот, время жизни на порядок меньше, чем для изотропного волокна SiO₂-I.

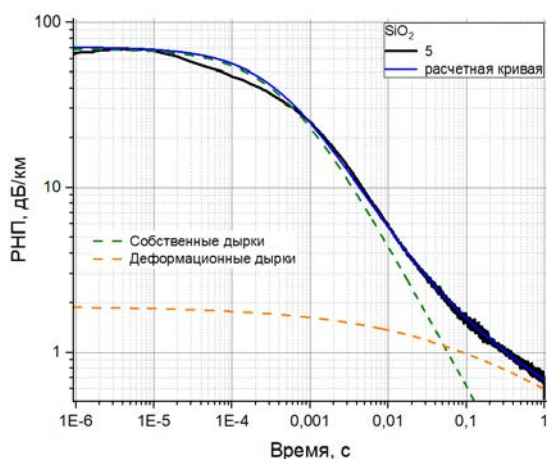


Рис. 13. Вклады в релаксацию РНП собственных и деформационных дырок для образца ВК (5) Доза в импульсе – 2.2 крад

Таблица 9. Рассчитанные параметры уравнения 4 для различных видов ОВ. Входящая оптическая мощность – 31 мкВт

Параметр разложения	SiO ₂ -P,	SiO ₂ -I,
	2.2 крад	1.8 крад [3]
$C_{\text{соб}}$, дБ/км	69	91
$\tau_{\text{соб}}$, с	4.5×10^{-4}	8.5×10^{-6}
$\alpha_{\text{соб}}$	0.87	0.66
$C_{\text{деф}}$, дБ/км	1.9	2.26
$\tau_{\text{деф}}$, с	0.12	1.65
$\alpha_{\text{деф}}$	0.37	0.46

Таблица 10. Сравнение эмпирических коэффициентов при различных напряженно-деформированных состояниях

Образец	$A_{\text{соб}}$	$\tau_{\text{соб}}$, с	$\beta_{\text{соб}}$	$A_{\text{деф}}$	$\tau_{\text{деф}}$, с	$\beta_{\text{деф}}$
(2)	200	1.50×10^{-6}	0.27	12	9×10^{-4}	0.1
(4)	100	1.50×10^{-5}	0.4	5.5	4×10^{-3}	0.2
(5)	220	3.5×10^{-4}	0.35	4	8×10^{-4}	0.12

Причины такого поведения, по нашему мнению, связаны с различием степени напряженно-деформированного состояния изотропного и анизотропного волокон.

При одинаковых внешних условиях и составе сердцевин ОВ отличия в уровне напряженно-деформированного состояния хорошо заметны по величине сдвига частоты Брюллиэна (Δf_b). Измерения Δf_b образцов ОВ в свободной намотке с одинаковым диаметром 170 мкм (SiO₂(1) и изотропного ОВ, вытянутого из той же преформы) показали 11.075 ГГц и 11.047 ГГц, соответственно. Изменение сдвига частоты Брюллиэна однозначно связано с разным уровнем относительной деформации сердцевин волокон. В линейном приближении изменение сдвига брьюллиэновской частоты под действием деформаций может быть выражено:

$$\Delta f_b = C_\epsilon \Delta \epsilon_{ZZ}, \quad (11)$$

где $C_\epsilon = 47.2$ ГГц – коэффициент пропорциональности, который был определен экспериментально на отрезке волокна при испытаниях на растяжение [18].

С учетом этого коэффициента пропорциональности для анизотропного волокна SiO₂ (1) относительно изотропного волокна того же химического состава разница в относительной продольной деформации составила $\Delta \epsilon_{ZZ} = 0.6 \times 10^{-3}$. Это изменение вызвало увеличение $\tau_{\text{соб}}$ в почти 52 раза и уменьшение $\tau_{\text{деф}}$ на 93 %.

Таким образом, получается, что время жизни собственных и деформационных дырок связано с уровнем напряженно-деформированного состояния ОВ. Если предположение верно, то оно должно выполняться и для ОВ с другим составом сердцевин.

Для проверки этого предположения провели опыт, в котором одновременно облучались образцы германосиликатного ОВ «Панда» в свободной намотке GeO₂ (2) и в виде катушек, намотанных с определенным натяжением и пропитанных компаундом, что приносит дополнительные напряжения – образцы БВК (4), ВК(5). Разница относительной продольной деформации с образцом в свободной намотке составила 0.0032 для образца БВК и 0.0091 – для образца ВК.

Влияние уровня напряженно-деформированного состояния также сказалось на параметрах аппроксимации (табл. 10). Тенденцию к увеличению имеют все коэффициенты, кроме $\tau_{\text{деф}}$, которые уменьшаются с ростом продольной деформации. Графически зависимости $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ от относительной деформации приведены на рис. 14.

Оказалось, что энергия активации процесса релаксации РНП для собственных и деформационных

центров окраски также зависит от уровня напряженно-деформированного состояния (т.е. от величины сдвига частоты Бриллюэна). Графически эта зависимость приведена на рис. 15. Заметно, что с увеличением сдвига частоты Бриллюэна разница между значениями энергии активации для собственных и деформационных центров окраски уменьшается.

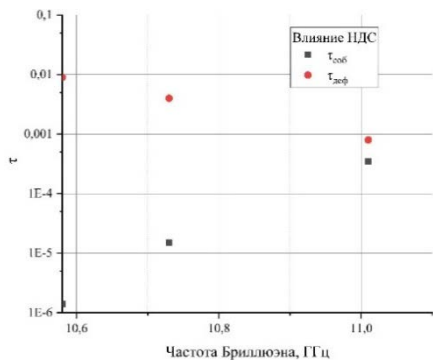


Рис. 14. Зависимость времени жизни дефектов от Δf_b

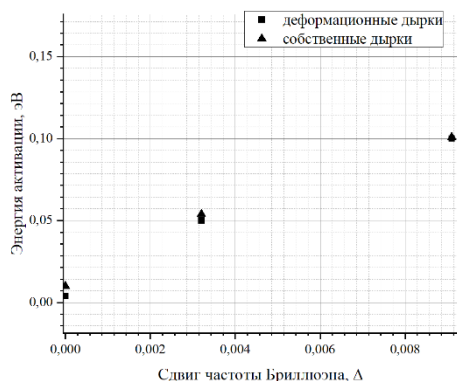


Рис. 15. Зависимость энергии активации от Δf_b

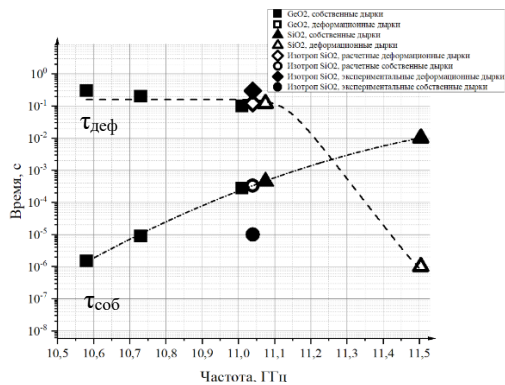


Рис. 16. Величины τ_{sob} и τ_{def} для всех исследуемых образцов в зависимости от Δf_b

Для выстраивания полной картины все исследуемые образцы были выстроены в ряд по возрастанию Δf_b (рис. 16). Первые – ОВ с германосиликатной сердцевиной, изотропные, затем – ОВ «Панда», БВК и ВК, а затем – с нелегированной кварцевой сердцевиной в таком же порядке.

На рис. 16 приведены величины τ_{sob} и τ_{def} для всех исследуемых образцов в зависимости от Δf_b . Возрастание Δf_b привело к увеличению τ_{sob} и незначительному уменьшению τ_{def} как для GeO_2 «Панда», так и для SiO_2 «Панда».

Необычным оказалось выстраивание значений τ_{sob} в одну линию независимо от состава сердцевины ОВ (также и для τ_{def}). Для проверки возможного случайного совпадения на график нанесли значения τ_{sob} и τ_{def} для образца изотропного SiO_2 ОВ (заполненные кружок и ромбик). Условия опыта для этого образца отличались уровнем P_0 (5 мВт вместо 31 мкВт). Корректировка значений τ_{sob} и τ_{def} на уровень $P_0 = 31$ мкВт с учетом полученных зависимостей показана на рис. 2 пустыми кружком и ромбиком. Расчетные данные уместились на общую линию тренда, что свидетельствует в пользу неслучайного характера зависимости. Возможно, это является результатом того, что все образцы ОВ были изготовлены на одной технологической базе и имеют примерно одинаковый уровень посторонних примесей типа ОН-групп, хлора и т.п.

Изменение Δf_b отражает в том числе изменение компактности решетки стекла [9, 10], поэтому легированные германием образцы GeO_2 «Панда» в свободной намотке характеризовались наименьшей Δf_b , а образцы SiO_2 ВК – наибольшим ее значением. Таким образом, повышение компактности решетки стекла приводит к росту времени релаксации собственных дырок и незначительному уменьшению времени релаксации для деформационных дырок.

4. Результаты исследования по сравнению РНП ОВ при воздействии импульсных фотонных и гамма-нейтронного излучений

Целью исследования было выделить вклад нейтронного излучения в реакцию ОВ в зависимости от состава сердцевины.

В опытах участвовали ОВ типа «Панда» с германосиликатной сердцевиной (величина двулучепреломления 7.3×10^{-3}) и нелегированной кварцевой сердцевиной (величина двулучепреломления 6.0×10^{-3}).

Проведено сопоставление РНП ОВ при воздействии фотонного излучения, полученного на установке ЛИУ-30, с РНП этих ОВ при воздействии гамма-нейтронного, полученного на установке БР-1М (рис. 17). Разница в опытах состоит во времени импульса, а также наличии или отсутствии потока нейтронов.

ОВ с германосиликатной сердцевиной после воздействия импульса фотонов несколько выигрывает по РНП на малых временах (до 5 мс), существенно проигрывая в дальнейшем ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной. Характерные

времена релаксации возникающих короткоживущих центров окраски, полученные расчетным путем с помощью (5), составили 10^{-6} с и 10^{-5} с соответственно. При этом для долгоживущих центров окраски, наоборот, характерное время релаксации – 0.3 с и 0.1 с, соответственно.

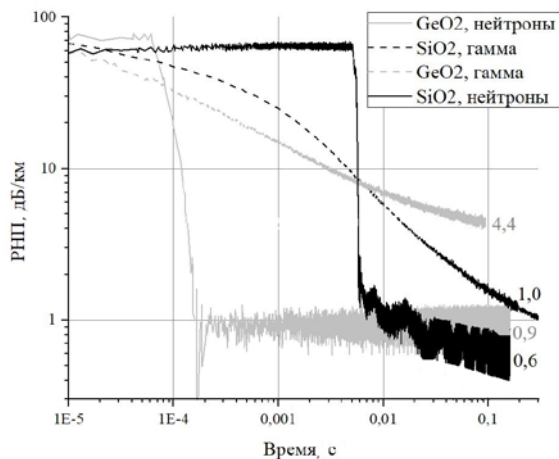


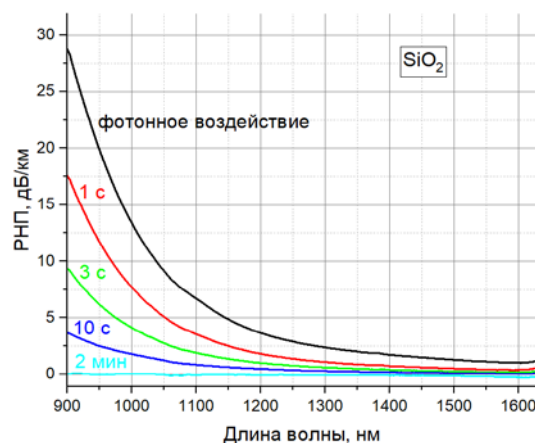
Рис. 17. Релаксация РНП на длине волны 1550 нм при воздействии импульсного фотонного (2 крад в импульсе) и гамма-нейтронного (2 крад в импульсе, поток нейтронов 1×10^{13} н/см²) излучения, SiO₂ – ОВ с нелегированной сердцевиной, GeO₂ – ОВ с германосиликатной сердцевиной

При воздействии импульса нейтронов увеличивается время жизни короткоживущих центров окраски на обоих типах ОВ (рис. 17). Для германосиликатного ОВ время жизни составило 6×10^{-5} с, а для ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной – 5×10^{-3} с. Одновременно существенно уменьшается время жизни долгоживущих центров окраски. Такое поведение коррелирует со сдвигом частоты Бриллюэна (для германосиликатного ОВ – 10.57 ГГц, для ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной – 11.03 ГГц) и, по всей вероятности, с компактностью решетки стекла [1] – в ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной компактность решетки выше. При этом большее значение величины двулучепреломления в германосиликатном ОВ (а значит и больший уровень напряжений в сердцевине ОВ) не сыграло отрицательной роли, поскольку в целом присутствие германия в сердцевине ОВ делает его более легкоплавким, а значит, решетку стекла – менее компактной. Для практических применений германосиликатное ОВ можно рекомендовать применять только там, где не будет большой накопленной дозы, но при импульсных воздействиях оно может даже выигрывать у ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной.

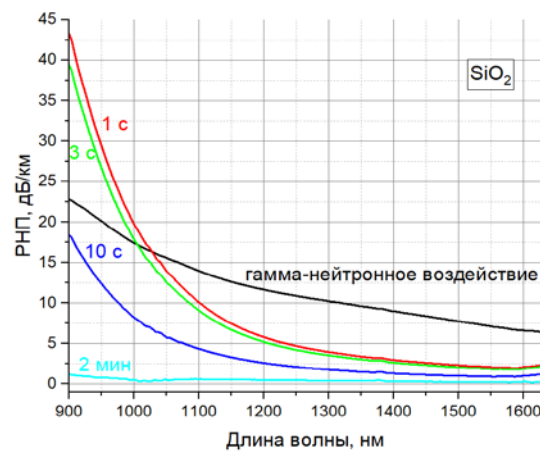
Изменение времени релаксации дефектов может быть обусловлено тем, что поток нейтронов вносит напряжения в сетку стекла и/или меняет компактность решетки в большую сторону, так и

тем, что время импульса у нейтронов больше, а значит – релаксация может идти медленнее.

Как известно, РНП ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной в спектральном диапазоне ближнего ИК излучения (900–1700 нм) складываются из «хвостов» полос поглощения РЦО в коротковолновой и длинноволновой областях и фоточувствительной полосы поглощения с центром примерно 1240 нм [6]. При непрерывном гамма-облучении основной вклад в РНП на 1550 нм вносят РЦО коротковолновой области.



а



б

Рис. 18. РНП SiO₂ ОВ «Панда» в спектральном диапазоне длин волн для времен непосредственно после: а – фотонного; б – гамма-нейтронного воздействия, а также через 1 с, 3 с, 10 с и 2 мин после воздействия

В нашем распоряжении имелся относительно быстрый спектроанализатор с временным разрешением 1 мс. С его помощью были сняты спектры пропускания образцов ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной во время и после воздействия как фотонного, так и гамма-нейтронного излучений. РНП в спектральном диапазоне длин волн для времен непосредственно после воздействия, а также через 1 с, 3 с, 10 с и 2 мин после воздействия приведены на рис. 18, а.

Если релаксация РНП после воздействия фотонного излучения происходит так же, как и после непрерывного гамма излучения, в момент воздействия РНП на всех длинах волн максимальны, а затем монотонно снижаются, то для гамма-нейтронного воздействия впервые удалось зафиксировать перераспределение РНП по длинам волн уже после окончания воздействия (рис. 18, б). РНП в длинноволновой области монотонно снижаются, а вот в коротковолновой области уже после окончания воздействия они сначала возрастают, достигают максимума, и только затем снижаются. При этом РНП на длине волны 1550 нм при воздействии гамма-нейтронного излучения существенно выше, чем при воздействии фотонного излучения, как и в опыте с фотоприемниками. (рис. 17).

РЦО в длинноволновой области объясняют именно колебаниями фонной подрешетки, которая напрямую связана с деформациями сетки стекла [6]. Наличие перераспределения РНП из длинноволновой области в коротковолновую уже после окончания воздействия может как раз свидетельствовать об обратимой перестройке структуры стекла при воздействии потока нейтронов.

Возможно, при воздействии фотонного излучения на малых временах после импульса происходят схожие процессы, но для их фиксации необходим еще более быстрый спектроанализатор, либо образец ОВ с высоким уровнем относительной продольной деформации.

Обобщая полученные данные, можно сделать вывод, что воздействие импульсного гамма-нейтронного излучения является наиболее травмирующим для ОВ, независимо от химического состава сердцевины. Времени восстановления характеристик ОВ после такого воздействия требуется намного больше.

5. Заключение

Проведенные исследования показали, что время восстановления характеристик одного и того же ОВ для одной дозы в импульсе может варьироваться в широком диапазоне от единиц миллисекунд до нескольких секунд в зависимости от температуры в опыте, дозы в импульсе, уровня НДС и входящей оптической мощности.

Анализ поведения РНП исследуемых ОВ при воздействии ИИИ с помощью подходов химической кинетики показал, что порядок реакции процессов релаксации короткоживущих РЦО является дробным, что свидетельствует о сложном многостадийном процессе, который не удалось разрешить в проводимых опытах. При этом все процессы релаксации после нескольких микросекунд после воздействия находятся в диффузионной области и могут быть аппроксимированы с помощью формул кинетики второго порядка или «растянутой» экспоненты. Наилучшие результаты по точности совпадения с экспериментальными результатами для всех ОВ показала аппроксимация с помощью суммы двух растянутых экспонент.

Для ОВ с германосиликатной сердцевиной типа «Панда» впервые было показано образование короткоживущих РЦО при воздействии ИИИ.

Анализ поведения РНП показал, что время восстановления требуемого уровня оптических потерь для всех исследуемых ОВ определяется временем релаксации короткоживущих РЦО. При этом основными влияющими факторами оказывались не доза в импульсе и температура в опыте, как можно было ожидать, а уровень напряженно-деформированного состояния сердцевины, а для ОВ с нелегированной кварцевой сердцевиной – еще и уровень входящей оптической мощности.

Воздействие импульсного гамма-нейтронного излучения по сравнению с фотонным излучением приводит к существенным изменениям в структуре стекла, для релаксации которых требуется значительно большее время, по сравнению со временем восстановления после фотонного излучения.

Впервые экспериментально зафиксирован рост РНП ОВ в коротковолновой области одновременно с уменьшением в длинноволновой уже после окончания воздействия потока нейтронов, что может означать обратимую перестройку структуры стекла ОВ при воздействии потока нейтронов.

Полученные зависимости эмпирических коэффициентов от различных влияющих факторов могут быть использованы для расчетной модели РНП ОВ.

6. Благодарности

Авторы благодарят А.Л. Томашука, П.Ф. Кашайкина, И.А. Есипенко, Ю.А. Константинова за полезное обсуждение экспериментальных результатов исследования, а также А.В. Силаева и А.В. Грунина – за содействие в проведении экспериментов.

Список литературы

1. *Alam M., Guertin D., Farroni J., et al.* Small form-factor PANDA type HiBi fiber for sensing applications // Proceedings of SPIE. 2004. Vol. 5272. DOI: 10.1117/12.514751
2. *Кашайкин П.Ф.*, Радиационная стойкость волоконных световодов с сердцевиной из нелегированного и легированного германием кварцевого стекла в ближнем ИК-диапазоне. Дис. на соиск. учён. степ. к.ф.-м.н: М.: НЦВО РАН. 2019. 147 с.
3. *Томашук А. Л., Кашайкин П. Ф., Азанова И. С., и др.* Поглощение света, наведенное в двулучепреломляющем волоконном световоде типа «Панда» с сердцевиной из нелегированного кварцевого стекла импульсным воздействием ионизирующего излучения // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2018. № 12. С. 21–26
4. *Wang X., Zhang C., Jin J. et al.* Radiation-induced effects in polarization-maintaining optical fibers for interferometric gyroscope // Chinese Optics Letters. 2011. Vol. 9. N. 6, 060601.

5. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Azanova I. S. et al. Enhanced radiation resistance of pure-silica-core polarization-maintaining PANDA optical fibers // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2019. Vol. 31. N. 17. P. 1413–1416.
6. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Semjonov S. L. et al. Pulsed-X-ray-irradiation of radiation-resistant PANDA fibers: Dependence on dose, probe light power, and temperature // *Optical Materials*. 2020. Vol. 109, 110384.
7. Paveau A., Cros G., Masson S. et al. Robustness of Astrix Fiber Optic Gyros in space radiative environment // *CEAS Space Journal*. 2019. N. 11. P. 219–227.
8. Tomashuk A. L., Filippov A. V., Moiseenko A. N. et al. Pulsed-bremsstrahlung-radiation effect on undoped- and Ge-doped-silica-core optical fibers at wavelength of 1.55 μm // *Journal of Lightwave Technology*. 2017. Vol. 35. N. 11. P. 2143–2149.
9. Griscom D. L., Gingerich M. E., Friebele E. J. Model for the dose, dose-rate and temperature dependence of radiation-induced loss in optical fibers // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 1994. Vol. 41. N. 3. P. 523–527.
10. Griscom D. L. Fractal kinetics of radiation-induced point-defect formation and decay in amorphous insulators: Application to color centers in silica-based optical fibers // *Physical Review B*. 2001. Vol. 64, 174201.
11. Есипенко И. А. Построение и верификация модели нестационарного теплового воздействия на контур волоконно-оптического гироскопа с целью минимизации его теплового дрейфа // Дис. на соиск. учён. степ. канд. техн. наук: Пермь.: ПНИПУ, 2017. 103 с.
12. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Filippov A. V. Role of inherent radiation-induced self-trapped holes in pulsed-radiation effect on pure-silica-core optical fibers // *Journal of Lightwave Technology*. 2019. Vol. 37. N. 3. P. 956–963
13. Cahn R. W., Haasen P. *Physical Metallurgy*. Amsterdam: North Holland, 1996. 2740 p.
14. Alasia D., Fernandez A., Brichard B. Study of the radiation effects on the properties of Brillouin scattering in standard Ge-doped optical fibres // *Proceedings SPIE*. 2005. Vol. 5855. P. 180–183. DOI: 10.1117/12.623703
15. Kashaykin P. F., Tomashuk A. L., Azanova I. S. et al. Gamma-radiation-induced attenuation of light in polarization-maintaining pure-silica-core PANDA fibers // *Proceedings SPIE*. 2019. Vol. 11029. DOI: 10.1117/12.2520430
16. Кашайкин П. Ф., Томашук А. Л., Салганский М. Ю., и др. Прогнозирование радиационно-наведенного поглощения света в волоконных световодах с сердцевинной из легированного кварцевого стекла в космических применениях // *Журнал технической физики*. 2019. том 89, вып. 5. С. 752–758.
17. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Azanova I. S. et al. Enhanced radiation resistance of pure-silica-core polarization-maintaining PANDA optical fibers // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2019. Vol. 31. N. 17. P. 1413–1416.

References

1. Alam M., Guertin D., Farroni J., et al. Small form-factor PANDA type HiBi fiber for sensing applications. *Proceedings of SPIE*, 2004, vol. 5272. DOI: 10.1117/12.514751
2. Kashaykin P. F. *Radiatsionnaya stoikost' volokonnykh svetovodov s serdtsevidnoi iz nelegirovannogo i legirovannogo germaniem kvartsevoogo stekla v blizhnem IK-diapazone* [Radiation resistance of optical fibers with a core of undoped and germanium-doped quartz glass in the near infrared region]. Cand. phys. and math. sci. thesis. Moscow: Fiber Optics Research Center RAS, 2019. 147 p. (In Russian)
3. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Azanova I. S. et al. Light absorption induced in undoped-silica-core Panda-type birefringent optical fiber by pulsed action of ionizing radiation. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, 2018, vol. 45, pp. 385–388.
4. Wang X., Zhang C., Jin J. et al. Radiation-induced effects in polarization-maintaining optical fibers for interferometric gyroscope. *Chinese Optics Letters*, 2011, vol. 9, no. 6, 060601.
5. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Azanova I. S. et al. Enhanced radiation resistance of pure-silica-core polarization-maintaining PANDA optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2019, vol. 31, no. 17, pp. 1413–1416.
6. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Semjonov S. L. et al. Pulsed-X-ray-irradiation of radiation-resistant PANDA fibers: Dependence on dose, probe light power, and temperature. *Optical Materials*, 2020, vol. 109, 110384.
7. Paveau A., Cros G., Masson S. et al. Robustness of Astrix Fiber Optic Gyros in space radiative environment. *CEAS Space Journal*, 2019, no. 11, pp. 219–227.
8. Tomashuk A. L., Filippov A. V., Moiseenko A. N. et al. Pulsed-bremsstrahlung-radiation effect on undoped- and Ge-doped-silica-core optical fibers at wavelength of 1.55 μm . *Journal of Lightwave Technology*, 2017, vol. 35, no. 11, pp. 2143–2149.
9. Griscom D. L., Gingerich M. E., Friebele E. J. Model for the dose, dose-rate and temperature dependence of radiation-induced loss in optical fibers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1994, vol. 41, no. 3, pp. 523–527.
10. Griscom D. L. Fractal kinetics of radiation-induced point-defect formation and decay in amorphous insulators: Application to color centers in silica-based optical fibers. *Physical Review B*, 2001, vol. 64, 174201.
11. Esipenko I. A. *Postroenie i verifikatsiya modeli nestatsionarnogo teplovogo vozdeistviia na kontur volokonno-opticheskogo giroskopa s tsel'iu minimizatsii ego teplovogo dreifa* [Construction and

- verification of a model of non-stationary thermal action on the circuit of a fiber-optic gyroscope in order to minimize its thermal drift] Cand. eng. sci. thesis. Perm: PNRPU, 2017. 103 p. (In Russian).
12. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Filippov A. V. Role of inherent radiation-induced self-trapped holes in pulsed-radiation effect on pure-silica-core optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 2019, vol. 37, no. 3, pp. 956–963
 13. Cahn R. W., Haasen P. *Physical Metallurgy*. Amsterdam: North Holland, 1996. 2740 p.
 14. Alasia D., Fernandez A., Brichard B. Study of the radiation effects on the properties of Brillouin scattering in standard Ge-doped optical fibres. *Proceedings SPIE*, 2005, vol. 5855, pp. 180–183. DOI: 10.1117/12.623703
 15. Kashaykin P. F., Tomashuk A. L., Azanova I. S. et al. Gamma-radiation-induced attenuation of light in polarization-maintaining pure-silica-core PANDA fibers. *Proceedings SPIE*, 2019, vol. 11029. DOI: 10.1117/12.2520430
 16. Kashaykin P. F., Tomashuk A. L., Salganskii M. Yu. Prediction of radiation-induced light absorption in optical fibers with an undoped silica core for space applications. *Technical Physics*, 2019, vol. 64, pp. 701–707.
 17. Tomashuk A. L., Kashaykin P. F., Azanova I. S. et al. Enhanced radiation resistance of pure-silica-core polarization-maintaining PANDA optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2019, vol. 31, no. 17, pp. 1413–1416.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Азанова И. С., Шаронова Ю. О., Поспелова Е. А., и др. Исследование радиационного отклика оптического волокна при воздействии импульсного ионизирующего излучения // Вестник Пермского университета. Физика. 2022. № 4. С. 52–70. doi: 10.17072/1994-3598-2022-4-52-70

Please cite this article in English as:

Azanova I. S. et al. Investigation of the radiation response of optical fibers induced by pulsed ionizing radiation. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2022, no. 4, pp. 52–70. doi: 10.17072/1994-3598-2022-4-52-70

Сведения об авторах

1. Азанова Ирина Сергеевна, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры нанотехнологий и микросистемной техники, Пермский государственный национальный исследовательский университет; ул. Букирева, 15, Пермь, 614990; директор научно-образовательного центра, главный конструктор по волоконным световодам, ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания»; ул. 25 Октября, 106, Пермь, 614007.
2. Шаронова Юлия Олеговна, начальник лаборатории, ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания»; ул. 25 Октября, 106, Пермь, 614007.
3. Поспелова Елена Андреевна, инженер-исследователь, ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания»; ул. 25 Октября, 106, Пермь, 614007.
4. Хисамов Дамир Владиславович, инженер-исследователь, ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания»; ул. 25 Октября, 106, Пермь, 614007.
5. Волынцев Анатолий Борисович, д-р. физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой нанотехнологий и микросистемной техники, Пермский государственный национальный исследовательский университет; ул. Букирева, 15, Пермь, 614990;
6. Филиппов Алексей Владимирович, гл. специалист, Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики; пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607190
7. Петухов Игорь Валентинович, канд. хим. наук, доцент, с.н.с, Пермский государственный национальный исследовательский университет; ул. Букирева, 15, Пермь, 614990

Author information

1. Irina S. Azanova, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Assistant Professor, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia; director of the Scientific and Educational Center, Open Joint-stock company “Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company”, October 25th St. 106, 614007, Perm, Russia
2. Yulia O. Sharonova, head of laboratory, Open Joint-stock company “Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company”, October 25th St. 106, 614007, Perm, Russia
3. Elena A. Pospelova, research-engineer, Open Joint-stock company “Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company”, October 25th St. 106, 614007, Perm, Russia
4. Damir V. Khisamov, research-engineer, Open Joint-stock company “Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company”, October 25th St. 106, 614007, Perm, Russia
5. Anatoliy B. Volynstev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of Nanotechnologies and Microsystem Technics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia
6. Alexey V. Filippov, chief specialist, Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Mira St. 37, 607188, Sarov
7. Igor V. Petukhov, Candidate of Chemical Sciences, senior researcher, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia