

Наблюдение сдвига резонансных пиков брэгговских решеток в волокнах из чистого кварцевого стекла в сторону коротких длин волн под действием гамма-излучения

А.В.Фаустов, А.И.Гусаров, П.Мегре, М.Вулпар, Д.Кине, А.В.Жуков, С.Г.Новиков, В.В.Светухин, А.А.Фотиади

Впервые наблюдалось существенное смещение в сторону коротких длин волн пика отражения/пропускания волоконных брэгговских решеток, записанных методом многофотонного поглощения фемтосекундных импульсов в волокнах с сердцевиной из чистого кварцевого стекла под действием гамма-излучения. При суммарной дозе ~ 100 кГр смещение пиков составило ~ 20 нм. Полагаем, что наблюдаемый эффект связан с уменьшением плотности кварцевого стекла под действием ионизирующего излучения в условиях, когда скорость формирования центров окраски мала. Приведены результаты экспериментальных измерений, определяющих ключевые параметры динамики решеток для целей дистанционной дозиметрии и измерений температуры.

Ключевые слова: волоконные брэгговские решетки, фемтосекундная запись решеток, радиационные эффекты, дистанционные измерения.

1. Введение

Волоконные датчики на основе брэгговских решеток работают на измерении смещения брэгговского пика при изменении детектируемого параметра. К достоинствам таких датчиков, определяющим интерес к их использованию в различных неблагоприятных условиях, относятся малые размеры, отсутствие электропитания, слабая чувствительность к электромагнитным полям. Одним из возможных неблагоприятных факторов, присутствующих в космосе и в установках ядерной промышленности, является радиация [1, 2], влияющая на параметры брэгговских решеток [3]. Наиболее часто упоминаемый неблагоприятный эффект – это смещение брэгговского пика под действием радиации, порой достигающее сотен пикометров. Этот эффект может представлять потенциальный интерес для целей дистанционной дозиметрии [4–6], однако в других случаях сдвиг приводит к ошибке в измерении и должен быть уменьшен или вообще исключен. В связи с этим представляют интерес решетки, записанные в оптическом волокне из чистого кварцевого стекла, которые малочувствительны к радиационному излучению и потому лучше подходят для измерений температуры в условиях радиации. Из-за слабой фоточувствительности кварцевого стекла к УФ облучению изготовление таких решеток воз-

можно только при записи фемтосекундными импульсами, которая может влиять на радиационную стойкость решеток. В силу очень высокой интенсивности излучения ($\sim 10^{13}$ Вт/см²), создаваемой в импульсе фемтосекундной длительности, поглощение внутри волокна происходит в результате многофотонного процесса, приводящего к фотохимическому изменению локальной структуры кварцевого стекла [7, 8]. Такой механизм записи, по-видимому, является более универсальным по сравнению с классической записью УФ излучением, поскольку он не требует наличия в среде фоточувствительных легирующих добавок и/или предварительной водородной обработки. В частности, решетки могут быть записаны фемтосекундными импульсами как в волокнах, легированных различными элементами, которые повышают радиационную чувствительность, так и в волокнах из чистого кварцевого стекла, в том числе в фотонно-кристаллических волокнах [9–11]. Кроме того, решетки, записанные фемтосекундными импульсами, имеют высокую термическую стойкость и могут работать при температурах до 1000 °С [12].

Описание радиационно-индуцированных изменений в спектрах решеток различных типов и для световодов различных составов дано в обзоре [3]. Эксперименты с решетками, записанными методом многофотонного поглощения, в частности, в волокнах, легированных германием, показали сложную зависимость сдвига резонансной длины волн (пика отражения/пропускания) от дозы ионизирующего облучения [13, 14]. Эта динамика существенно отличается от поведения решеток, записанных УФ излучением низкой интенсивности [7], когда в большинстве случаев записанные в легированных волокнах решетки демонстрируют при воздействии гамма-излучения монотонное смещение пика в сторону больших длин волн, что обусловлено образованием центров окраски, приводящих к увеличению локального показателя преломления [15]. Впервые сдвиг пиков в сторону коротких волн при облучении наблюдался в решетках типа Па [16], которые записываются с очень длинной экспозицией, приводящей к значительным повреждениям решетки. Однако в других работах для решеток типа Па наблюдался «стандартный»

A.V.Faustov. SCK•CEN, Voerentang 200, 2400 Mol, Belgium; University of Mons, place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium

A.I.Gusarov. SCK•CEN, Voerentang 200, 2400 Mol, Belgium

P.Mégret, M.Wuilpart, D.Kinet. University of Mons, place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium

A.V.Жуков, С.Г.Новиков, В.В.Светухин. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: ZhukovAndreyV@mail.ru

А.А.Фотиади. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; адрес в настоящее время: University of Mons, place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium

Поступила в редакцию 10 июня 2015 г., после доработки – 19 ноября 2015 г.

сдвиг в сторону длинных волн (см. [3]). Более того, в [13] впервые зафиксирован коротковолновый сдвиг в решетках типа I. В недавней работе [17] также наблюдался сдвиг в коротковолновую область спектров решеток типа I и IIa, записанных в волокнах из кварцевого стекла с сердцевинной, легированной азотом, и находившихся во время облучения в контакте с водой. Сдвиг спектров на несколько сотен пикометров носил пороговый характер и наблюдался при дозе облучения, превышавшей примерно 200 кГр. Этот эффект объяснен авторами работы пассивацией связей, индуцированных УФ излучением при записи, молекулярным водородом, проникающим извне в стекло волокна. Появление водорода было обусловлено радиолизом воды в ходе эксперимента [17]. Измерения динамики решеток при дозах менее 200 кГр в этих экспериментах затруднено из-за недостаточной точности определения положения резонансов (погрешность более 20 пм).

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования динамики волоконных решеток, записанных методом многофотонного поглощения в радиационно-стойком волокне из чистого кварцевого стекла с оболочкой, легированной фтором, под действием гамма-излучения при дозах до 100 кГр. В эксперименте, исключающем влияние температуры (термостабилизация решеток во время гамма-облучения осуществлялась с точностью до 0.1 °С), после кратковременного смещения пика отражения/пропускания решеток в сторону больших длин волн наблюдалось его монотонное смещение в сторону коротких длин волн. Приведены результаты экспериментальных измерений, определяющих ключевые параметры динамики решеток под действием облучения, проиллюстрирована возможность использования полученных результатов для дистанционных измерений температуры.

2. Условия эксперимента

В эксперименте использовались решетки, записанные в отрезках радиационно-стойкого волокна (Oxford Technology), изготовленного из чистого кварцевого стекла, с диаметрами сердцевинны и легированной фтором оболочки примерно 4.5 и 125 мкм соответственно (длина волны отсечки $\lambda_c = 1300 \pm 20$ нм, числовая апертура $NA = 0.16$). Решетки типа I длиной примерно 6 мм были записаны на участках волокна, предварительно очищенных от полимерной оболочки и без предварительного насыщения водородом. Запись производилась через фазовую маску с периодом $\Lambda = 1070$ нм импульсами длительностью 120 фс третьей гармоники (~ 266 нм) титан-сапфировой системы (Spectra-Physics), состоящей из оптического генератора (Mai Tai) и усилителя (Spitfire Pro). Условия записи решеток подробно описаны в [18].

Схема эксперимента представлена на рис.1,а. Тестируемые волоконные решетки 2 сварены с подводящими телекоммуникационными волокнами 1 и 3 в две волоконные линии общей длиной ~ 20 м, которые через оптический переключатель подключались к оптическому сенсорному анализатору 6 (Optical Sensing Analyser si720, Micron Optics), обеспечивающему запись спектров отражения/пропускания решеток в диапазоне 1520–1570 нм с абсолютной точностью по длине волны примерно 1 пм и воспроизводимостью 0.2 пм. Во время измерений прибор находился при комнатной температуре (20–23 °С). Волоконные линии заключены в защитную гибкую труб-

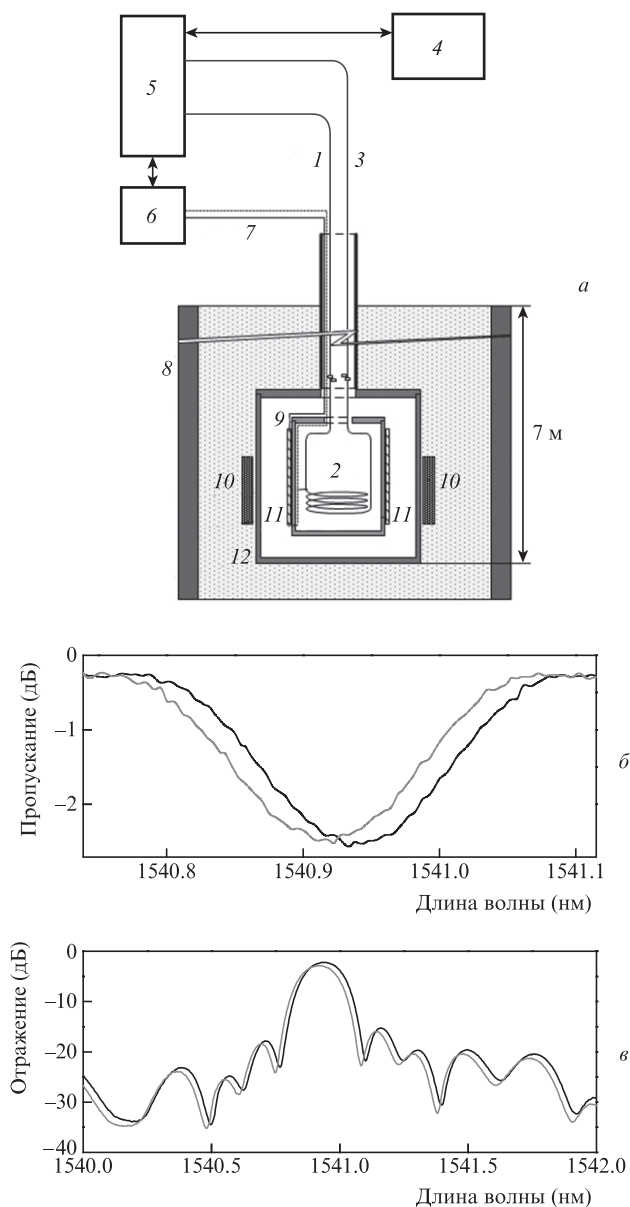


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а) и спектры пропускания (б) и отражения (в) решеток, измеренные до (черная кривая) и после (серая кривая) облучения:

1–3 оптические волокна; 4 – компьютер; 5 – спектроанализатор; 6 – терморегулятор; 7 – термопара; 8 – бассейн; 9 – печь; 10 – источник ^{60}Co ; 11 – нагревательные элементы; 12 – контейнер для облучения. Для удобства сравнения постоянные составляющие в спектрах б и в опущены.

ку, а их центральные части, включающие тестируемые решетки 2, помещены в специальную камеру 12, снабженную средствами активной термостабилизации (PID-контроллер EuroTherm 3000 в комбинации с термопарой).

Для проведения радиационных экспериментов камера 12 перемещалась в зону испытаний и погружалась в водный бассейн 8 на глубину около 7 м, где происходило облучение волокна 2 расположенными снаружи источниками гамма-излучения ^{60}Co 10 с неравномерностью радиационного поля менее 10%. Хотя подводящие волокна 1 и 3 были также подвержены радиационному воздействию, наведенное поглощение в этих волокнах (менее 1 дБ при максимальной дозе) не влияло на результаты измерения положения брэгговских резонансов решеток, поскольку они не требовали абсолютных определений интенсивно-

сти. В ходе всего процесса облучения температура в камере 12 поддерживалась на уровне $T = 30^\circ\text{C}$ с точностью до $\Delta T = 0.1^\circ$, что исключало влияние температуры на радиационные измерения [19]. В месте расположения волокна 2 мощность дозы радиации $W = 420$ Гр/ч. Время облучения составило около 240 ч. По окончании облучения камера поднималась из водного бассейна и в течение еще 320 ч находилась на его поверхности. При этом термостабилизация в камере была отключена, и решетки подвергались суточным колебаниям температуры.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1,б представлены записи спектров пропускания и отражения одной из решеток, сделанные до и через 320 ч после облучения. Решетка имеет основной резонансный пик на длине волны $\lambda_0 \approx 1540.93$ нм. По спектру пропускания находим амплитуду пика (~ 2.25 дБ) и его ширину по полувысоте ($\Delta\lambda \approx 160$ пм). Спектр отражения представляет собой более сложную многопиковую структуру, обусловленную конечной длиной решеток, с основным пиком на той же резонансной длине волны λ_0 . Из сравнения спектров, измеренных до и после облучения, видно, что облучение не приводит к значительным изменениям амплитуды и ширины основного пика, а также структуры спектров. Однако спектры облученной решетки смещены в область коротких длин волн ($\delta\lambda_0 \approx -20$ пм) относительно спектров необлученной.

Вторая решетка, используемая в эксперименте, была записана в отрезке того же волокна, что и первая, и при тех же условиях. Исходные спектральные характеристики обеих решеток совпадают с точностью до погрешности измерений, поэтому результаты приведены только для одной решетки.

При радиационных измерениях регистрация спектров отражения и пропускания решеток осуществлялась попеременно каждые 9 мин. Положение брэгговского резонанса определялось путем аппроксимации основных пиков лоренцевой (для пика отражения) или гауссовой (для пика пропускания) кривой, что является стандартной процедурой поиска экстремумов спектра (см. [3]) при их обработке. Для того чтобы учесть положение пиков обоих спектров в одной экспериментальной точке (и, таким образом, уменьшить шумовую составляющую), вычислялось среднее по этим двум положениям.

На рис.2,а представлены экспериментальные зависимости сдвигов брэгговских пиков $\delta\lambda_0$ для двух решеток от времени. В пределах экспериментальной точности измерений обе решетки демонстрируют одинаковую динамику. В первые два часа после начала облучения происходит сдвиг резонансов в сторону меньших длин волн до -4 пм, а затем – в сторону больших. Максимальный положительный сдвиг около 2 пм достигается через 7 ч после начала облучения при поглощенной дозе 2.94 кГр. После этого начинается монотонное смещение резонансов в сторону коротких длин волн примерно на 22 пм. Суммарный отрицательный сдвиг за все время облучения, т.е. при поглощенной дозе ~ 100 кГр, составляет 20 пм, что совпадает с данными на рис.1,б, измеренными до и более чем через 320 ч после окончания облучения. Это означает, что все изменения, происходящие в облученных образцах, являются постоянными и не подверженными отжигу в описанных условиях.

При интерпретации экспериментальных данных мы исходили из того, что сдвиги брэгговских резонансов волоконных решеток напрямую связаны с изменениями показателя преломления оптического материала волокон, в которых они записаны. Действительно, условие для длины волны брэгговского резонанса может быть записано как

$$\lambda_0 = 2\Lambda n_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления фундаментальной моды волокна, определяемый распределениями нормированной мощности моды $\rho(r)$ и локального показателя преломления по сечению волокна $n(r)$,

$$n_{\text{eff}} = 2\pi \int_0^R \rho(r)n(r)rdr \approx p_{\text{core}}n_{\text{core}} + p_{\text{clad}}n_{\text{clad}}. \quad (2)$$

Здесь R – радиус оболочки световода; p_{core} и p_{clad} – доли мощности фундаментальной моды световода, распространяющиеся по сердцевине и оболочке с локальными показателями преломления n_{core} и n_{clad} соответственно. При этом $n_{\text{clad}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{core}}$ и $\Delta n = n_{\text{core}} - n_{\text{clad}} \approx 10^{-3}$ [12].

При облучении волокна могут происходить его структурные изменения и/или образование центров окраски (в сердцевине и оболочке), которые напрямую влияют на величину локального показателя преломления $n(r)$ и, таким образом, приводят к изменениям n_{eff} , а через него к

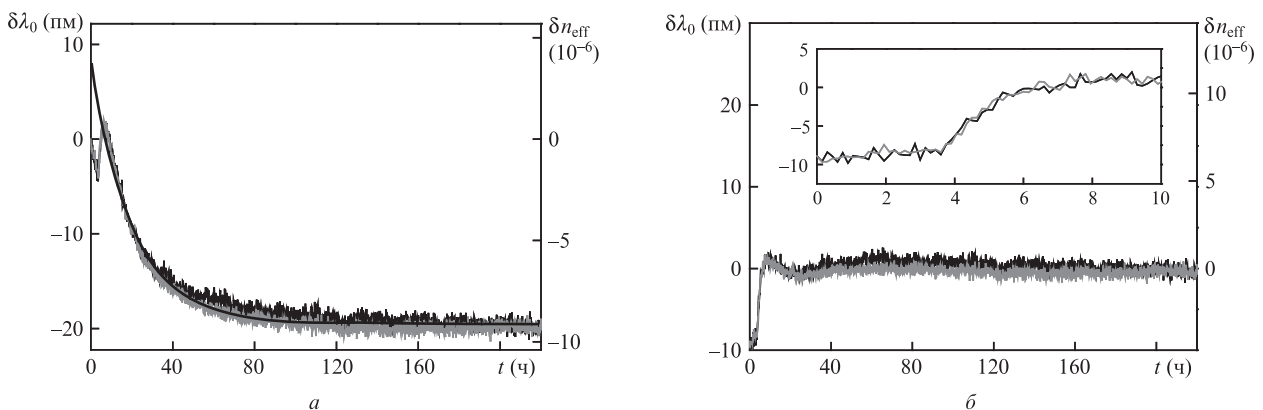


Рис.2. Экспериментально измеренные сдвиги резонансных длин волн решеток и их аппроксимация экспоненциальной функцией (черная кривая) (а), а также разность между экспериментально измеренными сдвигами и их экспоненциальной аппроксимацией (б). Ось справа показывает изменения эффективного показателя преломления фундаментальной моды волокна, определенные по измеренным сдвигам брэгговских резонансов: $\delta n_{\text{eff}} = \delta\lambda_0/2\Lambda$. Серая и темно-серая кривые относятся к разным решеткам.

сдвигу брэгговской длины волны записанных решеток. Если предположить, что эти механизмы влияют на изменение локальных показателей преломления аддитивно (или их действие распространяется на разные участки сечения световода), то из экспериментальных характеристик (см. рис.2,*a*) становится очевидно, что при облучении по крайней мере два механизма оказываются задействованными одновременно. Один доминирует в первые часы после начала облучения и приводит к увеличению эффективного показателя преломления моды. Другой становится основным через 10 ч после начала облучения при поглощенной дозе ~ 4.2 кГр и приводит к уменьшению n_{eff} . Поскольку суммарный сдвиг брэгговского резонанса, обусловленный действием обоих механизмов и измеренный в ходе облучения, совпадает со сдвигом, измеренным до и через значительное время после облучения, то можно заключить, что оба механизма приводят к постоянным изменениям локальных показателей преломления $n(r)$.

Для разделения вкладов каждого механизма в изменения эффективного показателя преломления моды и подтверждения вышесказанных соображений мы аппроксимировали экспериментальные сдвиги $\delta\lambda_0$, представленные на рис.2,*a*, экспоненциальной зависимостью $\delta\lambda_0 = A \exp(-t/T_r) + B$, которая хорошо описывает полученные для обеих решеток данные через 10 ч и далее после начала облучения, когда доминирует второй механизм. Согласно аппроксимации характерное время уменьшения эффективного показателя преломления моды $T_r = 20.1$ ч, параметры $A = 28.4$ пм и $B = -19.4$ пм. На рис.2,*a* экспоненциальная зависимость расширена на полный интервал времени облучения, в первые часы после начала облучения она описывает уменьшение n_{eff} моды вследствие действия второго механизма в условиях противодействия со стороны первого. Соответственно, первый механизм обеспечивает увеличение эффективного показателя преломления. За время облучения 5 ч суммарное действие обоих механизмов полностью уравнивается, приводя к нулевому сдвигу брэгговского резонанса.

На рис.2,*b* представлены те же экспериментальные сдвиги, но за вычетом экспоненциальной функции, приведенной на рис.2,*a*. Полагаем, что они должны описывать действие первого механизма. Хорошо видно, что в результате этого действия в первые пять часов после облучения происходит быстрый рост показателя преломления с насыщением на уровне, соответствующем положи-

тельному сдвигу брэгговского резонанса +5 пм. Некоторая аномалия, наблюдаемая в самом начале облучения, указывает на то, что этот механизм также может быть составным.

Таким образом, наблюдаемое экспериментальное поведение решеток под действием излучения описывается аддитивным воздействием двух противодействующих механизмов. Природа этих механизмов недостаточно ясна, хотя полученные экспериментальные результаты дают представление о типичных временах и параметрах, которыми они характеризуются. Известно, что наличие фтора в кварцевом стекле не приводит к образованию собственных центров окраски, а лишь оказывает опосредованное действие на центры окраски, уже существующие в кварцевом стекле [20], в частности, релаксируя напряженные Si–O–Si связи. Вероятнее всего, к росту n_{eff} в первые часы после начала облучения приводит механизм разрыва напряженных и неустойчивых связей Si–O–Si и формирование NBOHC-центров, которые имеют пики поглощения с максимумами в районе 600 нм, ответственные за радиационно-наведенное поглощение в видимой и ИК областях спектра. Это предположение подтверждается тем, что измеренная динамика резонансных сдвигов, представленная на рис.2,*b*, подобна известной динамике наведенного поглощения во фторированных волокнах – быстрый рост поглощения с началом облучения, затем насыщение или даже некоторое его снижение (для «мокрых» волокон) [21]. Что касается второго механизма, то существуют данные, указывающие на возможность уменьшения плотности кварцевых стекол при облучении [22]. В частности, это бывает тогда, когда решетка кварцевого стекла содержит напряженные связи. Тогда облучение образцов через релаксацию связей в Si–O–Si-группах приводит к уменьшению плотности, которая линейно связана с локальным показателем преломления $n(r)$. В нашем случае напряжения в кварцевом стекле могли быть сформированы как при изготовлении волокна, так и быть индуцированными в готовое волокно при записи решеток методом многофотонного поглощения.

На рис.3,*a* представлены сдвиги брэгговских резонансов, записанные в течении 320 ч после облучения, когда термостабилизация в камере отключена. Флуктуации резонансных сдвигов обусловлены колебаниями температуры в месте расположения решеток. Измеренные значения температурных коэффициентов для обеих решеток состав-

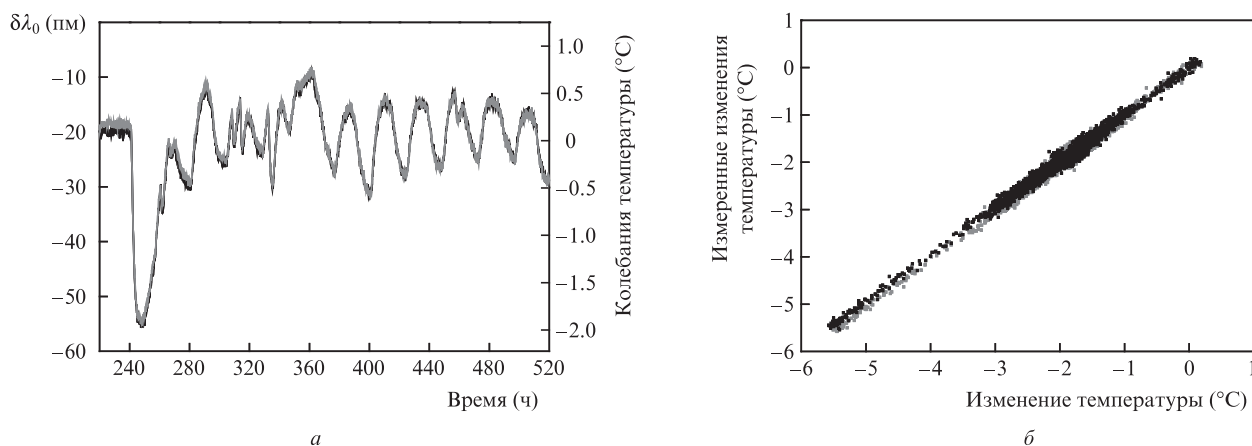


Рис.3. Экспериментально измеренные сдвиги резонансных длин волн решеток $\delta\lambda_0$, обусловленные температурными флуктуациями (*a*), и изменения температуры относительно 30 °С, восстановленные по измеренным сдвигам (*b*). Черная и серая кривые относятся к разным решеткам.

ляют $103.4^{\circ}\text{C}/\text{nm}$, что хорошо согласуется с известными данными [3] (та же величина, измеренная до облучения, составляет $100.7^{\circ}\text{C}/\text{nm}$). На рис.3,б приведена разность температур, восстановленная по этим данным для обеих решеток. Разброс значений свидетельствует о погрешности измерений не более 0.4°C .

4. Заключение

В настоящей работе исследованы особенности динамики волоконных решеток, записанных методом многофотонного поглощения фемтосекундных импульсов в отрезках одномодовых оптических волокон из чистого кварцевого стекла при воздействии гамма-излучения. Наблюдалось смещение пика отражения/пропускания решеток в сторону коротких длин волн. При этом зависимость смещения от поглощенной дозы D (начиная с доз ~ 3 кГр) носит монотонный экспоненциальный характер $\propto \exp(-D/WT_r)$ с обратной константой $WT_r \approx 8440$ кГр (без заметного восстановления после окончания облучения). При интегральной дозе облучения ~ 100 кГр смещение в коротковолновую область составило ~ 20 пм. Это свойство является особенностью решеток, записанных в оптических волокнах из чистого кварцевого стекла, когда формирование центров окраски, обусловленных легирующими добавками, под действием ионизирующего излучения маловероятно. Скорее всего, сдвиг спектров в сторону коротких длин волн происходит вследствие структурных изменений кварцевого стекла – уменьшения его плотности, приводящего к уменьшению показателя преломления. Отсутствие обратного сдвига пиков решеток после облучения также указывает на постоянные изменения матрицы стекла. Результаты экспериментальных измерений определяют ключевые параметры динамики решеток для целей дистанционной дозиметрии и измерений температуры [19, 23, 24]. Точность измерения температуры в реализованной системе составила около 0.4°C . Эта точность может быть значительно улучшена путем про-

ведения большего числа независимых измерений и использования методов предсказания-коррекции.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект RFMEFI57714X0074) и частично поддержана IAP (program VII/35, Belgian Science Policy).

1. Bergmans F., Gussarov A., in *Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation* (Bentham Science Publishers, 2011).
2. Berghmans F., Brichard B., et al., in *Optical Waveguide Sensing and Imaging* (Dordrecht, NL: Springer, 2008).
3. Gusarov A., Hoeffgen S.K. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **60**, 2037 (2013).
4. Henschel H., Köhn O., et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **69**, 307 (1992).
5. Henschel H., Körfer M., et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **526**, 537 (2004).
6. Krebber K., Henschel H., et al. *Meas. Sci. Technol.*, **17**, 1095 (2006).
7. Nikogosyan D.N. *Meas. Sci. Technol.*, **18**, R1 (2007).
8. Mihailov S.J., Smilser C.W., et al. *Lightwave Technol.*, **22**, 94 (2004).
9. Brambillo G., Fotiadi A.A., et al. *Opt. Lett.*, **31**, 2675 (2006).
10. Fotiadi A.A., Brambillo G., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1475 (2007).
11. Slattery S.A., Nikogosyan D.N., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6187**, 618707 (2006).
12. Васильев С.А., Медведков О.И. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 1085 (2005).
13. Gusarov A., Kinet D., et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **57**, 3775 (2010).
14. Gusarov A., Brichard B., Nikogosyan D.N. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **57**, 2024 (2010).
15. Gusarov A., Vasiliev S., et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **55**, 2205 (2008).
16. Maier R.R.J., MacPherson W.N., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5855**, 511 (2006).
17. Butov O.V., Golant K.M., Shevtsov I.A., Fedorov A.N. *J. Appl. Phys.*, **118**, 074502 (2015).
18. Chah K., Kinet D., et al. *Opt. Lett.*, **38**, 594 (2013).
19. Faustov A., Gusarov A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8794**, 879430 (2013).
20. Kajihara K., Ikuta Y., et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **218**, 323 (2004).
21. Kajihara K., Hirano M., et al. *Mater. Sci. Eng. B*, **161**, 96 (2009).
22. Raiaram J., Fribele E., *J. Non-Cryst. Solids*, **108**, 1 (1989).
23. Фаустов А.В., Гусаров А., et al. *Письма в ЖТФ*, **41**, 6 (2015).
24. Faustov A., Gusarov A., et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **60**, 2511 (2013).