

05;07;12

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ТЯЖЕЛЫХ КРИСТАЛЛАХ

© В.Г.Васильченко¹, Ю.А.Кречко², Ю.Д.Мотин², Б.П.Соболев³

¹Институт физики высоких энергий,
142281 Протвино, Московская область, Россия

²Московский инженерно-физический институт,
115409 Москва, Россия

³Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 11 апреля 1995 г.)

Представлены новые результаты исследований радиационно-оптических эффектов, полученных при облучении серии высокоплотных кристаллов на основе BaF_2 , LaF_3 , CeF_3 , PbF_2 , $Y_3Al_5O_{12}$, $Bi_4Ge_3O_{12}$ и свинцового стекла Ф-113 в стационарных потоках γ -квантов и в интенсивных импульсных потоках нейтронов и γ -квантов. Проведен анализ основных результатов по созданию оптических материалов с радиационной стойкостью более 10^7 рад.

Введение

В связи с созданием нового поколения ускорителей частиц высоких энергий и интенсивностей (УНК, ЛНС, РНС и др.) радиационные условия эксплуатации многих типов детекторов частиц на будущих экспериментальных установках окажутся значительно более жесткими. Поэтому уже сейчас появилась потребность в изучении способности детекторов частиц работать в новых радиационных условиях. Эта проблема наиболее актуальна для электромагнитных (ЭМ) калориметров, так как по своему назначению они служат целям точного определения энергии электронов и γ -квантов, поглощенных оптической средой. Ожидается, что в некоторых частях будущих ЭМ калориметров возможны дозы 10^7 рад/год и выше [1]. Предполагаемый срок эксплуатации материалов в таких ЭМ калориметрах составит ≤ 10 лет.

Наиболее полно целям физики высоких энергий удовлетворяют гомогенные ЭМ калориметры полного поглощения. До недавнего времени в ЭМ калориметрах этого типа наиболее широко использовались тяжелые свинцовые стекла, имеющие радиационную стойкость около нескольких крэд/год и плотности $4.5\text{--}5.3\text{ г/см}^3$ [2]. Однако выдвигаемые сейчас повышенные требования к радиационной стойкости

$> 10^7$ рад/год, увеличению плотности до $6-9$ г/см³, уменьшению времен высвечивания $< 3-50$ нс, дешевизне их производства и др. [3,4] сделали актуальным поиск новых оптических материалов с целью адекватного удовлетворения поставленным выше условиям. В настоящее время проводятся широкие исследования радиационных, сцинтилляционных и других характеристик в серии перспективных высокоплотных (тяжелых) кристаллов CeF_3 , CdF_2 , PbF_2 , $NaBi(WO_4)_2$, $PbWO_4$ и др. [2-15].

Основной задачей этой работы является продолжение наших предыдущих исследований радиационных и сцинтилляционных характеристик в перспективных тяжелых кристаллах [3,4,9,12,13,15] и объяснение накопленных экспериментальных результатов с целью формулировки основных направлений исследований радиационно-оптических эффектов (РОЭ) в оптических материалах.

1. Особенности радиационного облучения материалов на новом поколении ускорителей частиц

Представляется важным остановиться несколько подробнее на основных особенностях радиационных полей, которыми будут облучаться новые ЭМ калориметры, что может повлечь изменения их характеристик.

При попадании электронов и γ -квантов высоких энергий в тяжелую оптическую среду с достаточной толщиной, т.е. ЭМ калориметр, в ней происходит развитие ЭМ ливней, которые в свою очередь приводят к появлению вспышек сцинтилляционного или черенковского излучения. Одной из важнейших измеряемых характеристик в ЭМ калориметрах является количество света, создаваемого ЭМ ливнем. Нормированную величину количества вышедшего из среды света можно принять за функцию отклика среды. С помощью этой функции отклика мы будем характеризовать изменения радиационных свойств среды.

Заметим, что характерные времена развития ЭМ ливней в тяжелых материалах исключительно коротки и не превышают нескольких наносекунд. В области высоких энергий, характерных для нового поколения ускорителей частиц, интегральная доза облучения, создаваемая единичным ЭМ ливнем, мала. Однако в течение короткого времени развития пиковые мощности дозы в стволе ЭМ ливня высоких энергий могут достигать значений более 10^6 рад/с [13]. Такие пиковые мощности дозы могут стать причиной значительного кратковременного изменения функций отклика материалов.

Интенсивные потоки (до 10^8-10^7 част./с) электронов и γ -квантов высоких энергий, вызывающие ЭМ ливни, будут являться основным фактором в ЭМ калориметрах, задающим радиационное поле. Однако средние значения мощностей доз в таких радиационных полях будут составлять около $0.3-3$ рад/с [1].

Кроме описанного выше типа ионизирующего излучения ожидаются пульсирующие во времени (с периодом $\sim 45-15$ нс) фоновые потоки быстрых нейтронов (до $\sim 10^{12}-10^7$ н/см²/год) и других адронов высоких энергий, интегральные дозы облучения от которых могут достигнуть уровней нескольких Мрад/год [1].

Кроме того, некоторые частицы высоких энергий, например протоны, нейтроны π - и K -мезоны и др., способны эффективно порождать

разнообразные ядерные реакции, приводящие к появлению наведенной радиоактивности в среде. Поэтому наведенная радиоактивность в некоторых частях ЭМ калориметров может стать еще одним фактором радиационной обстановки и заметным дополнительным источником радиационного поражения оптических материалов, сравнимыми с интегральными дозами от потоков адронов [16].

Ожидается, что длительные периоды облучения материалов в ЭМ калориметрах (1-2 месяца) будут чередоваться с продолжительными перерывами (от одного до нескольких месяцев) в работе экспериментальных установок. Поэтому исследования времен восстановления оптическими материалами исходных характеристик, в частности пропускания, является важным элементом при поиске новых материалов для ЭМ калориметров.

2. Основные особенности и экспериментальные методы исследований радиационных процессов

Известно, что оптические материалы могут характеризоваться более чем десятком различных параметров. Однако на стадии проведения поисковых работ представляется нерацональным измерение сразу их всех. На этой стадии будет достаточным остановиться на измерении тех из них, которые могут служить однозначным критерием отбора по пригодности для ЭМ калориметров. Анализ основных особенностей облучения материалов на новом поколении представителей частиц (см. раздел 1) показывает, что для адекватного представления новых оптических материалов можно сформулировать следующий минимальный набор экспериментальных данных, которые необходимо получить о них: поведение функции отклика оптических материалов в процессе импульсного облучения (моделирующее развитие ЭМ ливней) и некоторое время после этого; пострадиационные характеристики функции отклика и процессов ее восстановления в оптических материалах, облученных в потоках электронов или γ -квантов вплоть до уровня доз, которые могут быть получены за все время эксплуатации материалов в ЭМ калориметрах; пострадиационные характеристики функции отклика и процессы ее восстановления в оптических материалах, облученных в потоках адронов высоких энергий (в основном нейтронов с энергиями около МэВ); определение уровней наведенной радиоактивности, которая может появиться в течение всего времени эксплуатации материалов.

Измерение функции отклика среды в процессе развития ЭМ ливней представляет собой исключительно сложную техническую задачу прежде всего из-за необходимости вывода регистрирующего устройства из зоны облучения и низкой интенсивности исследуемой люминесценции. Технически более осуществимой является задача определения функции отклика среды при воздействии на нее интенсивных импульсов электронов или γ -квантов высоких энергий.

Принципиальная схема нашей экспериментальной установки для таких исследований, представленная на рис. 1, подробно описана в работах [3,13]. Образцы материалов облучались в импульсных пучках нейтронов и γ -квантов ($n-\gamma$) высоких энергий (средняя энергия частиц в импульсе составляла несколько МэВ). Импульсы

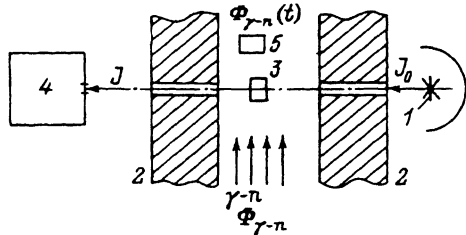


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследований РОЭ в оптических материалах в импульсных n - γ потоках.

1 — источник света, 2 — защита, 3 — образец, 4 — быстрый спектрофотометр, 5 — детектор.

n - γ -облучения имели форму, близкую к нормальной с длительностью $2.36\sigma \cong 100$ мкс (ширина на половине высоты), усредненной в временном интервале $\Delta t \cong \pm 200$ мкс относительно экстремума интенсивностью $\Phi \sim 10^8$ рад/с, а интегральная доза от отдельного импульса составляла

$$\Phi_{\max}(2\pi\sigma^2)^{-1/2} \int_0^{2\Delta t} \exp(-(t - \Delta t)^2/2\sigma^2) dt = F(2\Delta t) \cong 2-4 \cdot 10^4 \text{ рад.} \quad (1)$$

Следует заметить, что облученные такими пучками материалы приобретают заметный уровень наведенной радиоактивности.

В качестве функции отклика примем интенсивность зондирующего пучка света $J(\lambda, t)$, проходящего через облучаемый образец. Нами изучалась $J(\lambda, t)$ в течение 512 мкс от начала n - γ -облучения. Эту величину можно представить как сумму двух факторов

$$J(\lambda, t) = T(\lambda, t) + L(\lambda, t), \quad (2)$$

где T — прозрачность образца под облучением; L — интенсивность возникшей под облучением люминесценции, если такая возникает.

Учитывая то обстоятельство, что во многих случаях степень влияния самих быстрых нейтронов на оптические характеристики тяжелых кристаллов при n - γ -облучении была небольшой, можно считать, что радиационные повреждения материалов в нашем случае создаются в основном γ -квантами. Заметим, что испытание образцов в условиях импульсного облучения с повышенными мощностями доз и длительностью импульсов представляет собой задание несколько более жестких условий, чем те, которые встретятся в ЭМ калориметрах (раздел 1).

Для характеристики пострадиационных процессов, включая и процессы восстановления, удобно проводить измерение прозрачности T как функции отклика среды (так как в этом случае $L = 0$) для образцов материалов, облученных в постоянных потоках γ -квантов от радиоактивных источников ^{60}Co , ^{137}Cs и др.

Аналогичные измерения прозрачности T как функции отклика среды можно проводить при излучении пострадиационных процессов в материалах, облученных в подходящих по энергиям потоках вторичных частиц (в основном адронах) на современных ускорителях [2,13,16,17].

Что касается уровней наведенной радиоактивности для новых материалов, то они могут характеризоваться следующими параметрами: интенсивностью, энерговыделением, временами жизни основных радиоизотопов и др. Здесь мы остановимся только кратко на некоторых сторонах этого процесса выбора подходящих материалов для

физики высоких энергий, исследование которого более подробно представлено в работах [2,13,16,17]. Так, измерения показали, что для большинства исследованных нами материалов в пучках вторичных частиц ускорителя ИФВЭ уровень наведенной радиоактивности составил около 10^3 Бк/г/Мрад [2,13]. Из этих исследований следует, что в новых оптических материалах следует избегать присутствия (в большой концентрации) следующих элементов: Cs, I, Tl, Gd и некоторых других, которые имеют большие сечения взаимодействия с адронами высоких энергий и образуют много высокоэнергетичных γ -изотопов. В противном случае уровни наведенной радиоактивности в материалах, содержащих такие элементы, следует определять отдельно для конкретных условий их практического применения.

3. Основные процессы взаимодействия ионизирующих излучений с оптическими материалами

Процессы образования дефектов в оптических материалах под действием ионизирующего излучения подробно представлены в работах [18–21]. Появление дефектов является только одним из каналов в необратимых процессах диссипации поглощенной средой энергии ионизирующего излучения. Как во время облучения, так и после этого среда оказывается в неравновесном состоянии и переход к равновесному состоянию может занимать продолжительное время. Поэтому, строго говоря, следует исследовать эволюцию функции отклика среды во времени, а не фиксированные этапы этой эволюции, что делалось в подавляющем большинстве работ по оптическим повреждениям материалов под облучением.

Установлено, что радиационные дефекты в оптических материалах образуются как по электронному (ионизационному), так и ударному (смещение атомов) механизмам. Первичные радиационные процессы, т.е. акты ионизации и возбуждения, протекают в течение исключительно короткого времени $\sim 10^{-15} - 10^{-16}$ с [21].

Для реализации электронного механизма образования дефектов существенным является процесс локализации носителей заряда. Так, наибольший вклад в эволюцию оптических характеристик кристаллов галогенидов металлов вносят процессы локализации носителей $F_n - V_k$ -центрами. Эффективный распад электронных возбужденных состояний имеет место только в том случае, если время жизни возбужденного экситонного состояния больше эффективного периода колебаний кристаллической решетки. При этом энергия возбужденного состояния должна быть больше энергии образования дефектов. В этих условиях вероятность образования дефектов типа $F-H$ -пары превосходит вероятность безызлучательного распада возбужденного состояния. Характерные времена, необходимые для появления $F-H$ -пар, обычно составляют $\sim 10^{11}$ с [21].

В отличие от электронов или γ -квантов взаимодействие адронов высоких энергий со средой дополнительно характеризуется появлением разнообразных ядерных реакций и смещением атомов из регулярных узлов решетки в междоузлия, что приводит к образованию френкелевских дефектов. В зависимости от кинетической энергии, переданной атому, могут иметь место два случая. Если переданная энергия атому

велика, т.е. скорость смещения атома превосходит орбитальную скорость наружных электронов, то при движении атома через решетку происходит ионизация ближайших атомов и их смещение друг относительно друга. Такой характер взаимодействия со средой аналогичен взаимодействию ионов высоких энергий. Указанные выше процессы приводят к возникновению локальных дефектных областей, пиков смещения и термических пиков — таких микрообластей, в которых из-за высокой температуры возможно плавление вещества. В остальных случаях происходит смещение атомов со всеми своими электронами и они взаимодействуют со средой посредством упругих столкновений. Потери энергии ионами высоких энергий на инициацию процессов образования дефектов этого типа происходят за время порядка 10^{-13} с [21]. Однако характерные времена появления сложных центров окраски (типа $F_n - V_k$ -центров) могут быть задержаны относительно момента их инициации на время $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$ с [21], которое требуется, например, атомам для перемещения и последующей их релаксации в новых положениях. Образовавшиеся сложные центры окраски обычно дают дополнительный вклад в оптическое поглощение. Однако таким образом могут сформироваться и центры излучательной релаксации. Заметим, что при воздействии адронов высоких энергий со средой возможно появление новых типов дефектов по сравнению с взаимодействием электронов и γ -квантов. Это вынуждает нас выделять такие исследования радиационной стойкости материалов в самостоятельное направление.

Приведенный выше анализ экспериментальных данных показывает, что, хотя времена инициации процессов формирования первичных дефектов достаточно коротки $\sim 10^{-11} - 10^{-13}$ с, сам процесс образования оптического поглощения и его эволюция могут занимать продолжительное время, которое нам необходимо принимать во внимание.

Часто для описания процессов нарастания концентрации N дефектов в веществе, находящемся под облучением, применяют простые модели с эмпирическими константами [21]. Для наших целей мы можем предположить, что если вероятность образования дефектов k_c пропорциональна концентрации исходных ионов N_0 , то концентрацию создаваемых поглощенной дозой D дефектов с учетом вероятности их рекомбинации k_a можно описать [21] выражением

$$N \cong k_c N_0 / k_a [1 - \exp(-k_a D)]. \quad (3)$$

При эмпирическом подборе констант k_c и k_a эта модель хорошо согласуется с экспериментом, особенно при небольших поглощенных дозах (для $D < 10^{11}$ рад [21]). Однако следует заметить, что такая упрощенная модель не учитывает эволюцию значений вероятностей k_c и k_a во время облучения, которая может быть особенно заметной при облучении материалов в условиях высоких мощностей доз.

4. Основные характеристики радиационно-оптических эффектов под действием импульсного n - γ -облучения

Очевидно, что наиболее интересными и сложными с точки зрения интерпретации будут радиационно-оптические эффекты (РОЭ), происходящие в оптических материалах в момент импульсного воздействия n - γ -возбуждения $\Phi(t)$ с пиковыми значениями мощностей доз

$> 10^8$ рад/с (см. раздел 2). По сравнению с условиями облучения при малых мощностях доз $< 10^4$ рад/с здесь следует ожидать возникновения иных пропорций всех видов элементарных возбуждений: горячих электронов и дырок, плазмонов, экситонов, фононов и др. Такие РОЭ, сопровождающие возникновение и релаксацию элементарных возбуждений (в условиях высоких интенсивностей ионизации) и ведущие к резким или качественным изменениям в функциях отклика, выявляют фундаментальные свойства оптических сред. С одной стороны, сведения о фундаментальных характеристиках должны быть положены в основу построения последовательной теории РОЭ в оптических материалах. С другой стороны, изучение РОЭ под действием импульсного n - γ -облучения стало необходимым для практических целей — моделирования работоспособности новых оптических материалов в ЭМ калориметрах.

В нашем случае образец, находящийся под действием импульсного n - γ -облучения, можно рассматривать как амплитудный, так и частотный модулятор по отношению к исходному зондирующему световому потоку $J_0(\lambda, t)$ (рис. 1). На основе таких экспериментальных данных можно построить поверхность сложного профиля РОЭ, которую удобнее определить с помощью соотношения $\eta(\lambda, t) = J(\lambda, t)/J_0(\lambda, t = 0)$ [3,13]. Интенсивность нормированного светового потока во всем исследуемом диапазоне длин волн $200 < \lambda < 600$ нм, прошедшего через образец до облучения, принималась за $\eta = 1$. Однако для длин волн $\lambda < 340$ нм наступает искажение измеряемой характеристики $T(\lambda, t)$, так как интенсивность света от лампы накаливания в этом диапазоне длин волн резко падает. В результате регистрируемый сигнал начинает приближаться к уровню шумов канала электроники. Заметим, что характеристика $L(\lambda, t)$ передается во всем диапазоне длин волн без искажений. Для удобства анализа полученных данных РОЭ на рисунках приводятся участки единичной плоскости $\eta(\lambda, t) = 1$ для значений $t \approx 0$ и 512 мкс. В случае необходимости количественный анализ полученного комплекса РОЭ может быть проведен по различным выбранным сечениям, образованным плоскостями: $\lambda = \text{const}, t, \eta$; $\lambda, t = \text{const}, \eta$ и $\lambda, t, \eta = \text{const}$.

5. Допустимые пределы изменений люминесцентных и оптических характеристик тяжелых кристаллов в физике высоких энергий

Для нормальной эксплуатации новых оптических материалов в ЭМ калориметрах изменения их функций отклика должны находиться внутри определенных границ. Ограничимся здесь только перечислением основных требований к функции отклика: желательно, чтобы функция отклика материалов была линейной (с точностью до нескольких %) во всем диапазоне измеряемых энергий ЭМ ливней, т.е. от нескольких сотен МэВ до нескольких ТэВ. В противном случае появятся трудности с калибровкой ЭМ калориметров; после развития отдельного ЭМ ливня материалы не должны иметь значительных кратковременных (т.е. с временами восстановления короче нескольких мс) потерь прозрачности на уровне, большем, чем 1% (наличие таких кратковременных потерь после прохождения одиночных ЭМ ливней означало бы

появление "мертвого времени" в ЭМ калориметрах, которые предполагаются использовать для работы в условиях высоких загрузок); развитие отдельных ЭМ ливней не должно вызывать появления интенсивного послесвечения. Минимальный уровень послесвечения новых материалов во временном интервале ~ 1 мкс после прохождения ЭМ ливня не должен превышать 0.1–1% от общего световыхода. В противном случае наложение люминесценций от предшествующих событий сделает невозможным точное определение энергии излучаемого ЭМ ливня.

Способность материала сохранять свои характеристики под облучением (до некоторой поглощенной дозы) принято называть радиационной стойкостью. Однако авторам неизвестно строгое общепринятое определение радиационной стойкости оптически прозрачных материалов. Не претендуя на универсальность вводимого определения, можно считать радиационной стойкостью материалов для ЭМ калориметров такую дозу D , после получения которой образец материала толщиной в одну радиационную длину [22] потеряет в среднем $\Delta T \cong 0.5-1\%$ своей прозрачности в диапазоне волн, начиная от его коротковолновой границы пропускания λ_{\min} и до $\lambda_{\max} = 700$ нм. Заметим, что точное измерение таких небольших уровней потерь прозрачности затруднительно. Поэтому на стадии поиска новых материалов требования к уровню оптических потерь можно ослабить в 10 раз, т.е. до $\Delta T \cong 5-10\%$, что делает такой уровень потерь легко измеряемым, а радиационную стойкость легко вычисляемой [3].

Другой важной пострадиационной характеристикой функции отклика для материалов является ее способность к восстановлению (отжиг), т.е. возвращение ее к некоторому равновесному состоянию. Так, восстановление коэффициента поглощения

$$\alpha(\lambda, t) \sim 1 - \lg(T) \quad (4)$$

во времени можно приближенно описать в виде [23]

$$\alpha(\lambda, t) \sim 1 - \exp(-at/t_0(\lambda)), \quad (5)$$

где t_0 — характерные времена восстановления, a — некоторая постоянная величина.

В более общем случае выражение (4) может быть записано в виде

$$\alpha(\lambda, t) \sim 1 - \exp(-\kappa t/t_0(\lambda)), \quad (5')$$

где $\kappa \sim \exp(-U/k\theta)$, U — величина потенциального барьера для группы центров поглощения, k — постоянная Больцмана, θ — температура среды.

Такая форма записи позволяет учесть зависимость α и от θ . Учитывая наличие длительных перерывов между облучениями, это позволяет использовать процессы восстановления (5, 5'), что несколько смягчает требования к радиационной стойкости материалов для ЭМ калориметров.

6. Исследование радиационно-ационных характеристик кристаллов, облученных в потоках γ -квантов низкой интенсивности

В настоящее время исследования РОЭ в материалах различными методами широко проводятся во многих научных центрах [3-15]. Для решения поставленных выше целей представляется важным выявить потенциальные возможности получения требуемых данных с помощью каждой экспериментальной методики. Так, в ходе исследований РОЭ часто производятся измерения прозрачности T небольших образцов (толщиной 0.5-2 см) оптических материалов до и сразу после облучения, а также процессы восстановления T во времени.

Для получения доз $> 10^7$ рад материалы облучались в потоке γ -квантов от радиоактивных источников ^{60}Co с мощностью дозы 300-3000 рад/с. Прозрачность образцов (для таких доз) измерялась не позднее двух суток после конца облучения. В остальных случаях материалы облучались в потоке γ -квантов от радиоактивных источников ^{137}Cs с мощностью дозы 6 рад/с. Прозрачность образцов в этом случае измерялась не позднее 2 ч после конца облучения. Известно, что прозрачность некоторых кристаллов быстро восстанавливается под действием света [7,9,24], поэтому нами принимались меры для сокращения времени их пребывания под ярким освещением.

Нами были исследованы несколько сотен тяжелых оптических кристаллов, и некоторые результаты представлены в [3,4,9,13,15]. Результаты наших исследований для некоторых материалов показаны на рис. 2, а-в. Обращают на себя внимание результаты, представленные на рис. 2, в, которые показывают, что в твердом растворе $\text{Ce}_{0.9995}\text{Eu}_{0.0005}\text{F}_3$ происходят сложные процессы изменения оптических и люминесцентных характеристик в течение длительного времени. Такие изменения можно назвать эволюцией функции отклика для этого материала. Действительно, до облучения этот кристалл показал коротковолновую границу пропускания $\lambda_{\min} \cong 450$ нм, световой выход $\sim 0.02\%$ от NaI:Tl и времена высвечивания $\tau_1 \cong 4.2$ нс [13], а после облучения дозой 10^6 рад и 25 дней восстановления показал $\lambda_{\min} \cong 290$ нм, световой выход $\sim 0.7\%$ от NaI:Tl и дополнительно к τ_1 появилась компонента с временами высвечивания $\tau_2 \cong 30$ нс. В процессе восстановления оптическая прозрачность материала улучшилась в диапазоне длин волн $280 < \lambda < 420$ и $520 < \lambda < 700$ нм, а для диапазона $420 < \lambda < 520$ нм она ухудшилась. Представленные результаты позволяют нам заключить, что времена формирования сложных центров окраски в $\text{Ce}_{0.9995}\text{Eu}_{0.0005}\text{F}_3$ значительно более продолжительны, чем те, которые указаны в разделе 3. Заметим, что эффект смещения λ_{\min} в область более коротких длин волн наблюдался нами в кристалле $\text{Pb}_{0.99}\text{Ce}_{0.01}\text{F}_{2.01}$, имеющем следы NaF . Так было найдено, что до облучения этот материал показал $\lambda_{\min} \cong 320$ нм, а после облучения дозой $\sim 4 \cdot 10^5$ рад и 20 дней восстановления $\lambda_{\min} \cong 250$ нм [3].

Нами изучалось влияние различных добавок на люминесцентные и радиационные свойства кристаллов CeF_3 . Было найдено, что введение ~ 0.5 мол.% CaF_2 и в еще большей степени BaF_2 улучшает радиационную стойкость CeF_3 от нескольких десятков до сотен раз. В результате чего радиационная стойкость кристалла $\text{CeF}_3 : \text{Ba}$ достигла $D \cong 10^8$ рад. При использовании CdF_2 в качестве раскислителя уда-

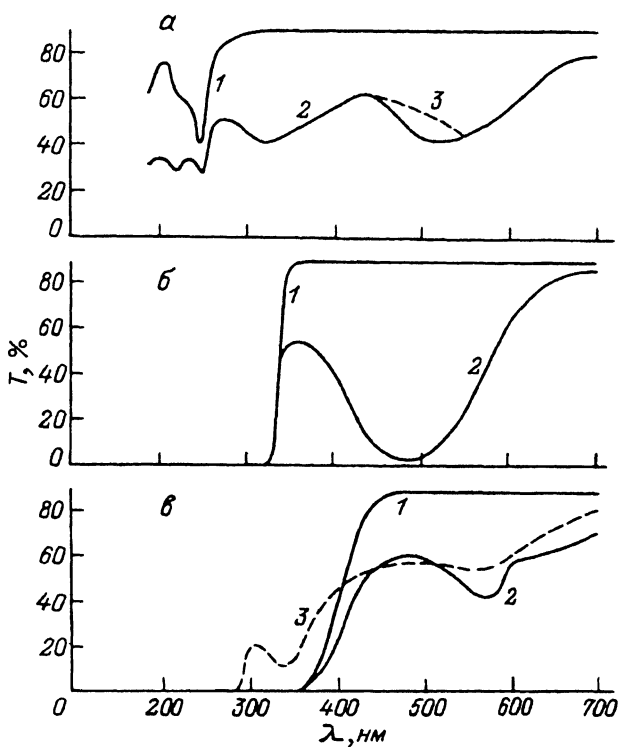


Рис. 2. Спектры пропускания некоторых фторидов.

a — LaF_3 толщиной 4 мм: 1 — до облучения, 2 — после дозы $3.5 \cdot 10^5$ рад, 3 — через 2 дня восстановления; *б* — $\text{Ba}_{0.75}\text{Ce}_{0.25}\text{F}_2$ 25 толщиной 5 мм: 1 — до облучения, 2 — после дозы $2 \cdot 10^4$ рад, 3 — через 2 дня восстановления; *в* — $\text{Ce}_{0.9995}\text{Eu}_{0.0005}\text{F}_3$ толщиной 8 мм: 1 — до облучения, 2 — после дозы 10^6 рад, 3 — через 25 дней восстановления.

лось получить кристаллы чистого CeF_3 с радиационной стойкостью $D \geq 10^9$ рад. Объяснение полученных результатов было дано в [24,25], в которых было показано, что введение фторидов двухвалентных щелочноземельных металлов позволяет скомпенсировать центры окраски, создаваемые избыточным зарядом ионов O^{2-} , которые остаются при недостаточном уровне очистки кристалла CeF_3 от кислорода. При использовании CdF_2 в качестве раскислителя при росте кристаллов CeF_3 , по-видимому, удалось достигнуть более высокой степени очистки от O^{2-} , а следовательно, и более высокого уровня радиационной стойкости.

Наши исследования показали, что допирование кристалла CdF_2 практически любыми не изменяющими свою валентность фторидами трехвалентных металлов, а именно InF_3 , CeF_3 , LaF_3 и др., приводит к значительному увеличению его радиационной стойкости [3,13,15]. Вблизи концентрации ~ 0.5 мол. % этот рост радиационной стойкости становится значительным и для некоторых добавок (CeF_3 и LaF_3) может достигать значений более 10^7 раз, а сама радиационная стойкость превысит уровень $D \geq 10^9$ рад [3,13].

Наиболее вероятным механизмом, объясняющим наблюдаемое повышение радиационной стойкости, является существенное уменьшение

концентрации F_n -центров в исходном кристалле CdF_2 при допировании его фторидами трехвалентных металлов. Снижение концентрации F_n -центров в матрице CdF_2 происходит в результате заполнения анионных вакансий избыточными ионами фтора добавок. В качестве подтверждения этого механизма мы можем заметить, что введение некоторых двухвалентных добавок (PbF_2 и др.) не приводит к росту радиационной стойкости кристаллов CdF_2 [13]. Если предположить, что в исходном кристалле CdF_2 практически отсутствуют другие каналы формирования центров поглощения, кроме описанного выше, то допирование кристаллов одним из фторидов трехвалентных металлов с концентрацией, достаточной для устранения электронного механизма формирования центров оптического поглощения посредством заполнения свободными электронами всех собственных и образующихся под действием облучения ловушек, привело к столь значительному повышению радиационной стойкости.

Заметим, что подобный механизм улучшения радиационной стойкости должен легче всего осуществляться для оксидов, в которых формирование сложных центров окраски затруднено вследствие высокой необходимой энергии для их образования по сравнению с щелочно-галлоидными кристаллами. Так, было замечено, что монокристаллы $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), обладающие аномальной высокой примесной электронной проводимостью, показали повышенную радиационную стойкость [26].

Однако использованные выше методы улучшения радиационной стойкости не всегда дают положительные результаты. Так, в работах [3,12,13,15] представлены данные о радиационной стойкости для группы кристаллов на основе фторидов тяжелых металлов PbF_2 , $Pb_{0.67}Cd_{0.33}F_2$, $Na_{0.4}Yb_{0.6}F_{2.2}$ и др., для которой было проведено допирование различными добавками катионов, имеющих как ту же самую валентность, что и матричные ионы, так и разную валентность. Исследования показали возможность в лучшем случае лишь незначительного (в несколько раз) ее увеличения. Это может означать, что в этой группе кристаллов, возможно, появились более сложные (или несколько различных) центры оптического поглощения, которые не удалось эффективно устранить с помощью использованных нами добавок.

Суммируя накопленный опыт поиска и исследований радиационно стойких оптических материалов, мы пришли к заключению, что эффективная программа создания радиационно стойких материалов должна включать в себя два важных этапа: выявление доминирующих механизмов формирования различных видов центров оптического поглощения в материалах под облучением и поиск эффективных приемов их устранения, которыми могут оказаться поиск эффективных методов очистки материалов от примесей, создающих центры оптического поглощения; введение в оптические материалы (допирование) поливалентных добавок (например, Се-содержащие соединения), которые способны конкурировать с собственными ловушками в процессе захвата свободных электронов, освобождающихся под действием облучения, и при этом не создают центров окраски в видимом диапазоне длин волн; использование в общем случае многокомпонентного допирования с целью устранения разнообразных центров окрашивания; переход к многокомпонентным сильно нестехиометрическим твердым растворам

для радикального изменения картины электронных и дырочных состояний в запрещенной зоне оптических материалов с целью значительного увеличения уровня примесной электронной проводимости.

Возможности создания новых оптических материалов для физики высоких энергий на основе простых однокомпонентных фторидов сильно ограничены (несколькими единицами), и большинство из них имеют трудности роста монокристаллов протяженных размеров [27]. В этом отношении потенциальные возможности кристаллов, образующихся в двухкомпонентных системах типа $MF_m - RF_n$, значительно шире (так как их общее число достигает 430), причем около 30 из них имеют составы с конгруэнтным характером плавления и плотностями $8.2 - 5.5 \text{ г/см}^3$, что делает такие твердые растворы перспективными для применения в ЭМ калориметрах. Однако радиационные, люминесцентные и другие характеристики большинства из них мало изучены.

С другой стороны, исследование функций отклика в сильно нестехиометрических твердых растворах, образующихся в двойных (и более сложных) системах, позволяет выявить фундаментальные свойства и простых, т.е. однокомпонентных соединений, входящих в эти системы.

7. Исследование функций отклика оптических материалов в интенсивных импульсных n - γ -потоках

Для функции отклика среды при импульсном n - γ -облучении могут иметь место два характерных случая поведения. Если облучаемая среда обладает люминесцентными свойствами, то функция отклика среды имеет вид (2). Если облучаемая среда не обладает люминесцентными свойствами (т.е. способна излучать только очень слабое черенковское излучение), то функция отклика среды принимает вид $J \cong T$. Заметим, что аналогичное соотношение имеет место и для люминесцентных материалов вне областей их спектров свечения. В этом случае, подставляя (1) в выражение (3), получим, что концентрация центров окраски N во времени будет описываться выражением

$$N = k_c N_0 / k_a \left[1 - \exp \left(-k_a \int \Phi(t) dt \right) \right]. \quad (6)$$

Проведенные нами исследования показывают, что для некоторых оптических материалов, а именно LaF_3 (рис. 3, θ), стекло Ф-113 (рис. 4, θ) и др., изменения экспериментальных значений коэффициента поглощения вполне адекватно описываются уравнением

$$\alpha \sim \ln(N) \quad (7)$$

с эмпирическими коэффициентами k_c и k_a для этих материалов (в уравнении (6)), слабо зависящими от длины волны. Однако для твердого раствора $\text{Ba}_{0.74}\text{Ce}_{0.26}\text{F}_{2.26}$ (рис. 3, δ) в области длин волн $\lambda > 500 \text{ нм}$ наблюдается выход коэффициента поглощения на насыщение $\alpha \sim \ln(k_c N_0 / k_a)$, что говорит о сильной зависимости коэффициентов k_c и k_a от длины волны, последний из которых в области $\lambda = 500 - 600 \text{ нм}$ должен принимать высокие значения.

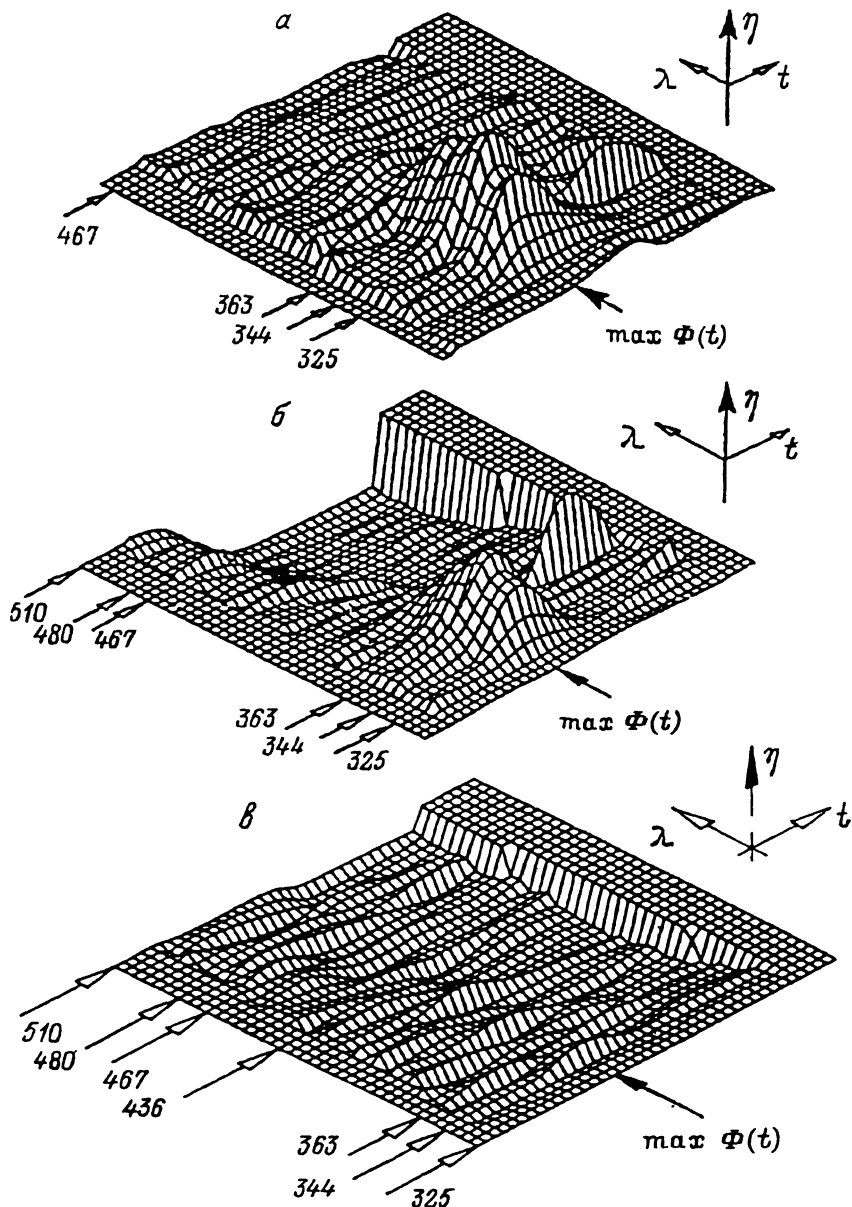


Рис. 3. Спектрально-временные характеристики влияния импульсного n - γ -облучения на некоторые фториды.
 а — BaF_2 , б — $Ba_{0.74}Ce_{0.26}F_{2.26}$, в — LaF_3 .

Для некоторых сцинтилляторов с достаточно высокой радиационной стойкостью, например BaF_2 (рис. 3, а), за время действия n - γ -облучения их оптическое пропускание изменяется незначительно, т.е. $\Delta T \cong 0$, и функция отклика среды принимает вид $J \cong L$. Показанная на рис. 3, а, б эволюция функций отклика для кристаллов BaF_2 и $Ba_{0.74}Ce_{0.26}F_{2.26}$ совпадает с изменением интенсивности $\Phi(t)$ во время

действия n - γ -облучения и может быть представлена в виде

$$L(\lambda, t) \cong b(\lambda)\Phi(t), \quad (8)$$

где $b(\lambda)$ — коэффициент пропорциональности.

Представленные на рис. 4, а, б данные показывают, что импульсное n - γ -облучение кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) и YAG:0.5%Nd³⁺ при $t \geq \Delta t$ приводит к резкому спаду интенсивности люминесценции практически до нуля в диапазоне длин волн 260–580 нм. Заметим, что подобное поведение впервые было отмечено в [28]. Так, было найдено, что облучение импульсным рентгеновским излучением с длительностью 30 нс и дозой 10 Р, т.е. мощностью дозы $\sim 3 \cdot 10^8$ Р/с, приводило к срыву генерации YAG : Nd³⁺ лазера.

К природе присутствующих на рис. 3, а, б и на рис. 4, а, в для некоторых материалов интенсивных линий люминесценции, задержанных относительно максимума $\Phi(t)$ n - γ -облучения, мы вернемся в разделе 8.

8. Анализ функций отклика среды в процессе воздействия интенсивного импульсного n - γ -облучения

Наибольший интерес представляют исследования элементарных процессов образования дефектов и их эволюции во времени. Так, элементарные процессы образования дефектов могут быть выявлены только на самых начальных стадиях облучения, еще не усложненных “вторичными” процессами образования сложных центров окраски, восстановления (5), (5') и др. Важным обстоятельством в таких моделирующих опытах является определение критической мощности дозы Φ_c , т.е. такой интенсивности облучения, при которой наступает заметное перекрытие треков (сердечников [20]) частиц между собой во время действия импульса. При превышении $\Phi > \Phi_c$ функция отклика среды J может не представлять собой суперпозицию элементарных функций откликов от отдельных частиц. Согласно нашим оценкам, для тяжелых кристаллов Φ_c может составлять $\sim 10^8$ – 10^9 рад/с. Это означает, что для некоторых материалов Φ_c может быть легко достигнута с помощью используемого нами импульсного n - γ -облучения (см. гл. II).

В случае $\Phi > \Phi_c$ мы должны ожидать значительного изменения в люминесцентной составляющей функции отклика L , так как вследствие более продолжительного времени жизни центров люминесценции $\sim 10^{-8}$ – 10^{-6} с они окажутся более подверженными процессам тушения при высокой плотности возбуждений. Подобные процессы уменьшения удельного световыхода при возбуждении неорганических сцинтилляторов частицами с высокой ионизирующей способностью хорошо известны [29]. С другой стороны, если поглощенные оптической средой дозы небольшие, то можно ожидать незначительных изменений в оптической прозрачности T как составляющей функции отклика. Следует заметить, что для нашей методики исследований РОЭ длительностями процессов образования дефектов или рекомбинационного (и релаксационного) высвечивания можно пренебречь и считать их идущими синхронно во времени, хотя сами эти процессы могут следовать различным временным зависимостям.

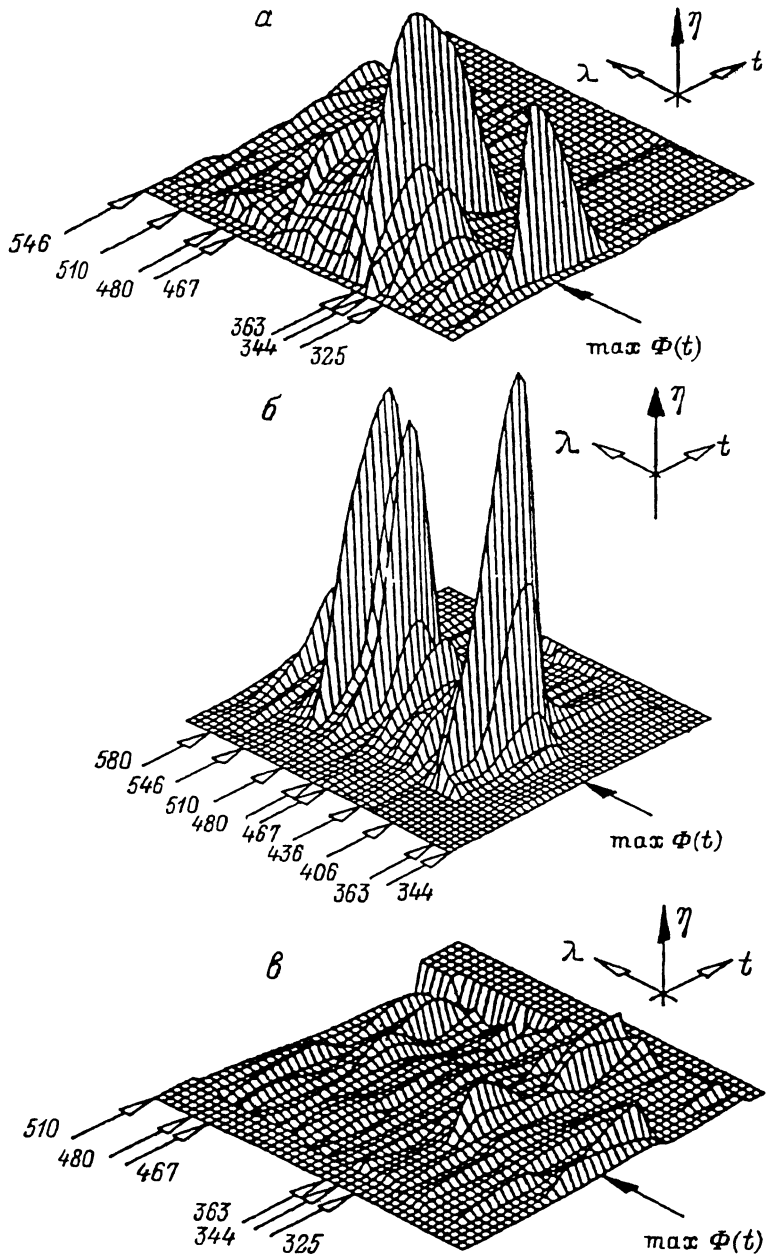


Рис. 4. Спектрально-временные характеристики влияния импульсного n - γ -облучения на некоторые оксиды.

a — YAG, $б$ — YAG:Nd³⁺, $в$ — Φ -113.

Представленные выше данные показывают, что для некоторых кристаллов YAG, YAG:0.5%Nd³⁺ (рис. 4, $a, б$) и для Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) [3,13] во время импульсного n - γ -облучения происходит “срыв” люминесценции. В настоящее время нами активно прорабатывается несколько

подходов для объяснения процесса срыва люминесценции в процессе импульсного $n-\gamma$ -облучения. Согласно первому подходу, возникновение указанного явления может быть результатом появления сильного кратковременного оптического поглощения в этих материалах.

Согласно другому подходу, при такой высокой плотности ионизации в некоторых материалах может происходить как падение эффективности передачи возбуждения центрам люминесценции, так и разрушение самих центров люминесценции. Можно предположить, что для этих материалов при импульсном облучении начинают превалировать различные безызлучательные процессы: спонтанная рекомбинация электронов и дырок вне центров люминесценции, рекомбинация электронов и дырок на центрах захвата и др.

Следует заметить, что эффекты концентрационного тушения люминесценции в кристаллах (например, активированного ионами Nd^{3+} кристалла YAG) для различных матриц хорошо изучены. Можно предположить также наличие существенной зависимости интенсивности люминесценции в этом случае от концентрации центров люминесценции (в том числе и возбужденных ионов Nd^{3+} в активированном YAG) от времени для процесса $n-\gamma$ -возбуждения.

Заметим, что в рамках всех этих подходов существуют трудности объяснения того факта, что срыв люминесценции отсутствует в кристалле чистого YAG для узкой линии с $\lambda \cong 265$ нм (рис. 4, а). Это может быть вызвано тем обстоятельством, что эта линия люминесценции представляет собой результат случайного наложения узкой линии основного спектра свечения, которое подвержено срыву люминесценции, и появившейся узкой линии задержанной люминесценции с временами задержки ≤ 10 мкс. Указание на это можно сделать, обращая внимание на более медленное нарастание интенсивности свечения этой линии в начале импульсного облучения (рис. 4, а).

Другой характерной особенностью материалов, для которых наблюдался срыв люминесценции во время действия $n-\gamma$ -облучения, является непропорциональное усиление интенсивности некоторых уже имеющихся линий в спектре перед моментом наступления срыва (для YAG, YAG:0.5% Nd^{3+} (рис. 4, а, б) и др.) или формирования новых узких линий в спектре там, где они на начальном этапе (при $0 < t < 50$ мкс) импульсного облучения отсутствовали, например для BGO [13]. Было найдено, что в функции отклика кристалла BGO на импульсное $n-\gamma$ -облучение при $t \cong \Delta t$ в спектре люминесценции появилось семь экстремумов с $\lambda \cong 345, 350, 400, 445, 480, 510$ и 550 нм с максимумом свечения при $\lambda \cong 445$ нм и наметился процесс срыва люминесценции для $t \geq \Delta t$. Заметим, что определенное при $\sim \Phi(\Delta t)$ импульсного облучения значение λ_{\max} оказалось смещенным на 35–45 нм в область коротких длин волн по сравнению с другими видами возбуждения кристалла BGO [30].

Мы объясняем это смещение максимума спектра люминесценции BGO в область коротких длин волн увеличением энергии вибрационных колебаний для возбужденных состояний под действием импульсного $n-\gamma$ -облучения. Кроме того, вследствие ослабления влияния поля лигандов на центры люминесценции при увеличении энергии колебаний происходит уменьшение кратности расщепления возбужденных состояний центров люминесценции. В результате чего и наблюдается

формирование в спектрах свечения отдельных линий люминесценции или непропорциональное усиление некоторых линий среди уже существующих.

Как видно из рис. 3, *а, б* и рис. 4, *а*, в некоторых материалах, а именно в BaF_2 , $\text{Ba}_{0.74}\text{Ce}_{0.26}\text{F}_{2.26}$ и YAG, кроме основного излучения, совпадающего по времени с $\Phi(t)$, наблюдаются задержанные во времени узкие интенсивные линии люминесценции. Так, из рис. 3, *а* видно, что для кристаллов BaF_2 наблюдаются две такие линии с $\lambda \cong 320$ и 370 нм, а для кристаллов $\text{Ba}_{0.74}\text{Ce}_{0.26}\text{F}_{2.26}$ (рис. 3, *б*) четко наблюдается только одна с $\lambda \cong 370$ нм, но может присутствовать значительно более задержанная во времени на ≥ 512 мкс вторая линия с $\lambda \cong 330$ нм, указание на существование которой можно увидеть на рисунке. Характерной особенностью для этих материалов является наличие задержанной во времени на ~ 200 мкс общей линии свечения с $\lambda \cong 370$ нм. Наличие общей линии задержанной люминесценции для столь разных материалов, как кристалла BaF_2 и твердого раствора $\text{Ba}_{0.74}\text{Ce}_{0.26}\text{F}_{2.26}$, имеющего сильные нарушения стехиометрии, т.е. высокую концентрацию структурных дефектов, может говорить о фундаментальном характере механизма, ответственного за ее появление. Обращает на себя внимание тот факт, что для этих материалов в основном спектре люминесценции при действии импульсного облучения $\Phi(t)$ такие узкие линии первоначально отсутствовали, хотя под облучением должно появиться свечение от всех центров люминесценции, которые характерны для оптических материалов.

С другой стороны, из рис. 4, *а* видно, что в кристалле YAG наблюдается задержанная на 50 мкс линия свечения с $\lambda \cong 365$ нм. Вследствие небольшой временной задержки ~ 50 мкс линия задержанной люминесценции с $\lambda \cong 365$ нм наложилась на основной спектр свечения YAG. В оксидном стекле Ф-113 (рис. 4, *в*) наблюдается задержанная на 200 мкс группа слабых линий свечения в области длин волн $320 < \lambda < 360$ нм. Сравнение показывает, что в оксидном стекле Ф-113 линии задержанной люминесценции в > 10 раз шире и в ~ 30 раз менее интенсивны, чем в остальных материалах, и находится на пределе чувствительности нашей регистрирующей аппаратуры. Заметим, что для стекол довольно часто наблюдается заметное уширение спектров люминесценции по длинам волн по сравнению с кристаллами.

Сейчас мы можем предложить несколько самых общих объяснений наблюдаемого явления. Согласно первому, при воздействии интенсивного импульсного $n-\gamma$ -облучения на эти материалы в объеме возникает достаточно много областей термических пиков, температурные фронты от которых, распространяясь в образце, высвобождают захваченные ловушками электроны в зону проводимости с последующей их термализацией и рекомбинацией на дырочных центрах. Задержка по времени рекомбинационной люминесценции от момента $n-\gamma$ -воздействия происходит в результате конечного времени распространения температурных фронтов по объему в образце.

Согласно другому подходу, появление таких линий может быть результатом выбивания атомов из узлов решетки и их перемещения в междоузлия, релаксационные процессы в которых сопровождаются появлением задержанной во времени от момента $n-\gamma$ -возбуждения люминесценции, возможность появления которой отмечалась нами ранее в разделе 3.

9. Сравнительный анализ функций отклика оптических сред при стационарном и импульсном облучении

Представляется интересным провести сравнение спектров оптических потерь ΔT образцов, облученных в стационарных низкоинтенсивных потоках γ -квантов и в импульсных потоках n - γ -облучения. Так, в кристалле LaF_3 (рис. 2, а) наблюдаются две интенсивные линии поглощения при $\lambda \cong 320$ и 520 нм после получения дозы $3.5 \cdot 10^5$ рад в стационарном потоке γ -квантов от радиоактивных источников. Измерения ΔT проведены через время ≥ 2 ч от начала облучения. После импульсного n - γ -облучения кристалла LaF_3 дозой $\sim 4 \cdot 10^4$ рад в спектре оптических потерь ΔT при $t = 512$ мкс еще не наблюдается заметных линий поглощения (рис. 3, в). Это позволяет нам предположить, что во временном интервале $t \leq 512$ мкс еще не закончились процессы формирования всех центров окраски.

Как можно заметить из сравнения рис. 2, б и рис. 3, б, формы спектров оптических потерь ΔT кристалла $\text{Ba}_{0.74}\text{Ce}_{0.26}\text{F}_{2.26}$ после облучения в стационарных и импульсных пучках до одинаковой дозы $\sim 2 \cdot 10^4$ рад близки друг к другу, однако абсолютные значения оптических потерь различны. Так, после облучения в стационарных потоках γ -квантов величина оптических потерь для $\lambda \cong 500$ нм составляет $\Delta T \cong 87\%$ (т.е. $T \cong 3\%$), а после импульсного облучения при $t = 512$ мкс — только $\Delta T \cong 52\%$ (т.е. $T \cong 38\%$), что отличается от результатов, представленных в [23]. Эту разницу в величинах оптических потерь мы объясняем кратковременным увеличением энергии вибрационных колебаний электронной подсистемы кристаллов во время действия интенсивного импульсного n - γ -облучения, которое приводит к быстрому распаду множества дефектов с низкими энергиями их образования.

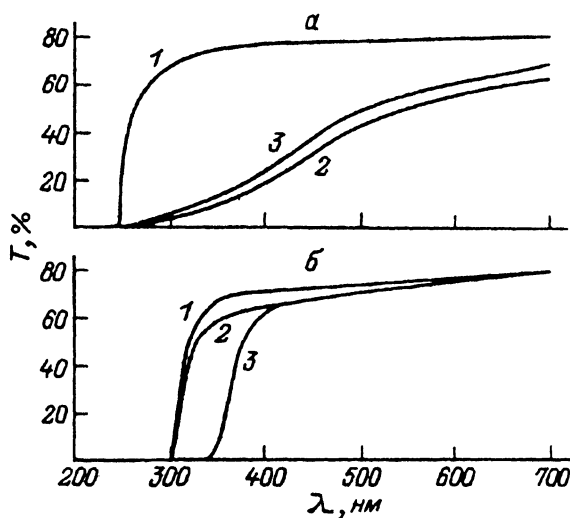


Рис. 5. Спектры пропускания некоторых кристаллов до и после различных видов облучения.

а — RbF_2 толщиной 2.5 мм: 1 — до облучения, 2 — после облучения дозой $4.4 \cdot 10^6$ рад в потоках адронов, 3 — после облучения дозой $4.4 \cdot 10^6$ рад в потоках γ -квантов; б — BGO толщиной 5 мм: 1 — до облучения, 2 — после облучения дозой $2.1 \cdot 10^7$ рад в потоках γ -квантов, 3 — после облучения дозой $2.1 \cdot 10^7$ рад в потоках адронов.

Представляется интересным провести сравнение оптической прозрачности для различных типов облучения: в потоках γ -квантов от радиоактивных источников ^{137}Cs и в потоках адронов высоких энергий [13]. Такое сравнение позволяет выявить те РОЭ, которые отличаются взаимодействием адронов со средой от взаимодействия ее с потоком γ -квантов (см. раздел 3). Некоторые результаты таких исследований представлены на рис. 5, *а, б*. Они показывают, что в кристалле ВГО (рис. 5, *б*) наблюдается дополнительный рост коэффициента поглощения только в области длин волн 300–450 нм при облучении его в потоках адронов, а спектры пропускания кристалла PbF_2 (рис. 5, *а*) (радиационная длина которого близка к ВГО) показывают, что оптические потери практически одинаковы (с точностью до определения дозы в потоках адронов) для обоих типов облучения. Это означает, что предсказываемый в разделе 3 рост коэффициентов поглощения при облучении в потоках адронов высоких энергий становится заметным только для некоторых материалов.

Возможной причиной разного характера поведения T для ВГО и PbF_2 под действием этих двух типов облучения является разная чувствительность коротковолновой границы пропускания ВГО по сравнению с PbF_2 к появлению в нем слабых структурных изменений, связанных с выбиванием атомов в потоках адронов из узлов кристаллической решетки в междоузлия.

Заключение

В данной работе мы представили новые экспериментальные результаты изучения радиационно-оптических эффектов (РОЭ) в оптических материалах. Обсуждаются возможные механизмы, которые позволяют объяснить наблюдавшиеся эффекты. В то же время представленные нами объяснения РОЭ могут только служить рабочими гипотезами, и мы надеемся, что это послужит стимулом для предложения других вариантов объяснения этих явлений и их экспериментальной проверки.

Список литературы

- [1] *Stevenson G.R.* // Proc. "Large Hadron Collider Workshop" / Ed. G. Jarlskog, D. Rein. CERN 90-10. 1990. Vol. 3. P. 566–570.
- [2] *Inyakin A.V., Kakaurudze D.B., Lednev A.A.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1983. Vol. 215. P. 103–106.
- [3] *Васильченко В.Г., Мотин Ю.Д., Кречко Ю.А. и др.* // Неорган. матер. 1993. Т. 29. № 6. С. 739–755.
- [4] *Britvich G.I., Peresyphkin A.I., Vasil'chenko V.G.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A308. P. 509–513.
- [5] *Anderson D.F.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1989. Vol. NS-36. N 1. P. 137–140.
- [6] *Moses W.W., Derenzo S.E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1989. Vol. NS-36. N 1. P. 173–176.
- [7] *Anderson D.F., Kobayashi M., Woody C.L.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1990. Vol. A290. P. 385–390.
- [8] *Kobayashi M., Ishil M., Krivandina E.A.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A302. P. 443–446.
- [9] *Бртваич Г.И., Васильченко В.Г., Кривандина Е.А. и др.* // ПТЭ. 1991. № 4. С. 51–55.
- [10] *Aseev A.A., Devitsin E.G., Kozlov V.A.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A313. P. 340–344.
- [11] *Baryshevsky V.G., Korzhik M.V., Moroz V.I.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A322. P. 231–234.
- [12] *Britvich G.I., Vasil'chenko V.G., Buchinskaya I.I.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A321. P. 64–68.

- [13] *Antipov A.V., Britvich G.I., Chumakov A.A.* // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A327. P. 346-353.
- [14] *Ferrere D., Lebeau M., Schneegans M.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A315. P. 332-336
- [15] *Kuptsov S.I., Solov'ev A.S., Vasil'chenko V.G.* et al Preprint IHEP 94-11. Protvino, 1994.
- [16] *Selverstov D.M., Shchetkovsky A.T., Yanovsky V.V.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A324. P. 609-610.
- [17] *Kobayashi M., Ieri M., Kondo K.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A328. P. 501-505.
- [18] *Васильев А.Н., Мизайлин В.В.* Введение в спектроскопию твердого тела М., 1987. С. 19-43.
- [19] *Crawford J.H.* // Adv. Phys. 1968. Vol. 17. N 65. P. 93-151.
- [20] *Лукаев А.К.* Современная радиационная химия Основные положения Экспериментальная технология и методика. М.: Наука, 1985. С. 81-93.
- [21] *Шварц К.К., Эжманис Ю.А.* Диэлектрические материалы. радиационные процессы и радиационная стойкость. Рига: Зинатне, 1989. С. 18-36.
- [22] *Hilke H.J.* // Proc. "Crystal 2000 Workshop". France, 1993. P. 235-241.
- [23] *Levy P.W.* // J. Rad. Phys. Chem. Solids. 1991. Vol. 52. N 1. P. 319-349.
- [24] *Шеулин А.С., Королев Н.Е., Рыскин А.И.* // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. Вып. 2. С. 240-243.
- [25] *Gao Ming, Feng Xiqi, Hu Guanqin* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. A348. P. 163-166.
- [26] *Минков Б.И., Шолкин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 5. С. 1-3.
- [27] *Соболев Б.П., Федоров П.П.* // Неорган. материалы. 1993. Т. 29. № 4. С. 458-479.
- [28] *Derr V.E., Kelly G.T., Rushworth E.A.* et al. // IEEE Trans. Inst. Elect. Electron. Eng. 1970. Vol. 58. N 5. P. 846-847.
- [29] *Matulewics T.* // Nucl Instrum. Methods 1993. Vol. A325. P. 365-366.
- [30] *Weber M.J., Monchamp R.R.* J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 5495-5499.
-