

Г. И. ВЛАСОВ, Р. А. КАЛНЫНЫШ, Л. Е. НАГЛИ,
В. П. ОБЪЕДКОВ, И. К. ПЛЯВИНЬ, А. К. ТАЛЕ

(Рига)

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АКТИВИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ И ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

и соответствующие физические процессы до сих пор в литературе рассмотрены скупо [1—4], мы считаем целесообразным сначала коротко коснуться физики активной среды, а затем рассмотреть принципиальные возможности обработки и некоторые конкретные осуществленные варианты. К физическим характеристикам активной среды относятся физика центров люминесценции и ртутеподобных активаторов (п. I) и вопросы запасаения и оптического освобождения энергии, связанные с данными активаторами в ЩГК (п. II). К наиболее интересным, на наш взгляд, практическим аспектам, затронутым в настоящей работе, относится принципиальная возможность осуществления оперативной голографии на основе модуляции коэффициента усиления, позволяющей производить когерентную обработку информации в реальном масштабе времени (п. III).

I. Центры люминесценции и вопросы усиления света. Исследования центров люминесценции ртутеподобных ионов (Tl^+ , In^+ , Pb^{2+} , Sn^{2+}) в ЩГК начаты еще Полем и его школой [5—7]. В настоящее время уже известны основные характеристики этих центров [8—23].

Установлена связь между энергетическими состояниями свободного иона и данного иона — активатора в кристалле. (Впредь под «активатором» будет подразумеваться ион, внедренный в кристалл и замещающий катион основания.) Так, например, установлено, что переходам $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ и $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ в свободном ионе соответствуют $A(^1A_{1g} \rightarrow ^3T_{1u})$ - и $C(^1A_{1g} \rightarrow ^1T_{1u})$ -полосы поглощения активатора [8—12]. Для данных полос поглощения в ряде ЩГК определены силы осцилляторов. Например, сила осциллятора поглощения в А-полосе поглощения для Tl^+ в основаниях KCl , KBr , KI имеет значение 0,075, 0,082 и 0,17 [9, 8]; в А- и С-полосах поглощения для In^+ в KCl найдены значения 0,0082 и 0,57 [9]; в А- и С-полосах для Pb^{2+} в KCl даны значения 0,11 и 0,52 [9], а в А- и С-полосах для Sn^{2+} в KCl — 0,027 и 0,59 соответственно [9].

Исследована кинетика люминесценции ртутеподобных активаторов; из результатов определены следующие характеристики центров люминесценции: вероятности излучательных и безызлучательных переходов, энергетические расстояния между возбужденными электронно-колебательными уровнями активатора и высоты энергетических барьеров, отделяющих эти уровни и определяющих безызлучательные переходы между ними [13—17].

Долгое время не было ясности в происхождении полос испускания ртутеподобных активаторов. При возбуждении в А-полосе поглощения, как правило, появляются две полосы испускания, которые на различных этапах исследования то сопоставлялись с переходами с компонентов расщепления $^3T_{1u}$ -состояния в статическом поле пониженной симметрии, то приписывались различным типам центров, один из которых не являлся

окружения: тетрагональной или тригональной (рис. 1)*. Сообщения авторов [18—21] о причинах возникновения данных полос подтверждены в работе [22], выполненной методом электронного парамагнитного резонанса возбужденного состояния активатора Ga^{+} .

С помощью кинетических исследований показано, что непосредственно при возбуждении светом из A -полосы поглощения заселяется триплетное состояние тетрагонального окружения [13, 19].

В качестве иллюстрации на рис. 2 приводятся спектры поглощения и испускания, связанные с ${}^3T_{1u}$ -состоянием ртутеподобного активатора в различных матрицах ШГК.

Для выяснения возможностей получения вынужденного испускания активатора нам необходимо знание величины сил осцилляторов (f) и эффективных сечений излучения (σ) для рассматриваемых активаторов. Исходными величинами для определения этих параметров являются радиационные времена (τ) или вероятности спонтанного излучения (A). Радиационное время в рассматриваемых системах «в чистом виде» может проявляться только вблизи температуры жидкого гелия, где прекращается термическое перераспределение активатора по возбужденным уровням. Однако даже при этих температурах нет полной уверенности в том, что довольно эффективное низкотемпературное туннельное тушение излучения, обнаруженное в данных системах [13], не будет искажать истинное τ .

Кинетика свечения, а также модель центра люминесценции для рассматриваемых систем в широком температурном интервале (от «азотных» до комнатных и выше), в котором имеет место больцмановское распределение активатора по возбужденным уровням**, изучены довольно точно [13, 14, 17]. Об этом свидетельствует хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Поэтому для определения радиационного времени использованы те экспериментальные зависимости, для которых это распределение имеет силу. Так, например, радиационное время для тригональной полосы $\tau_{тр}$ активатора Tl^{+} в системах $KI - Tl$ и $KBr - Tl$ определялось из температурной зависимости времени затухания равновесного компонента люминесценции [13], а для тетрагональной — из температурной зависимости соотношения интенсивностей тригональной и тетрагональной полос (когда излучение в них равновесное). При температуре, стремящейся к ∞ , это отношение принимает простой вид [13]:

$$I_{тр}/I_{тет} = g_{тр}\tau_{тет}/g_{тет}\tau_{тр} = g_{тр}A_{тр}/g_{тет}A_{тет},$$

где I — интенсивность излучения, пропорциональная площади, ограниченной контуром полосы; g , τ , A — статистический вес, радиационное время и вероятность излучения соответственно.

Напомним еще раз, что в условиях равновесного излучения различные процессы тушения, имеющие место в данных активаторах, не будут оказывать влияния на истинное τ соответствующего возбужденного состояния. Определенные вышеизложенным путем значения радиационных времен и соответствующих вероятностей приведены в табл. 1 (I, 4, 5 и II, 4, 5). Для сравнения в таблице (см. I, 8) приведены значения радиа-

* Виредь для краткости соответствующие полосы испускания, а также состояния и уровни активатора будем называть тетрагональными и тригональными и их характеристики отмечать соответствующими индексами «тет» (тетрагональный) и «тр» (тригональный).

** Соответствующие характеристики излучения для краткости будем условно называть равновесными.

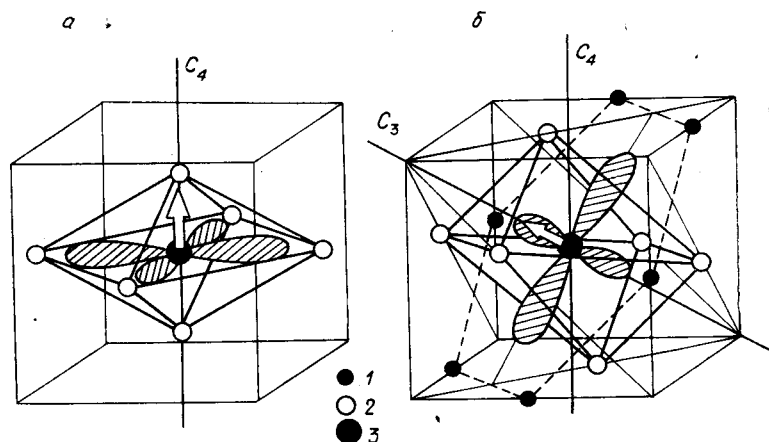


Рис. 1. Тетрагональная (а) и тригональная (б) симметрии ближайшего окружения рутелеподобного активатора в ${}^3T_{1u}$ -состоянии: 1 — ион щелочного металла основания, 2 — ион галогена основания, 3 — активатор — рутелеподобный ион.

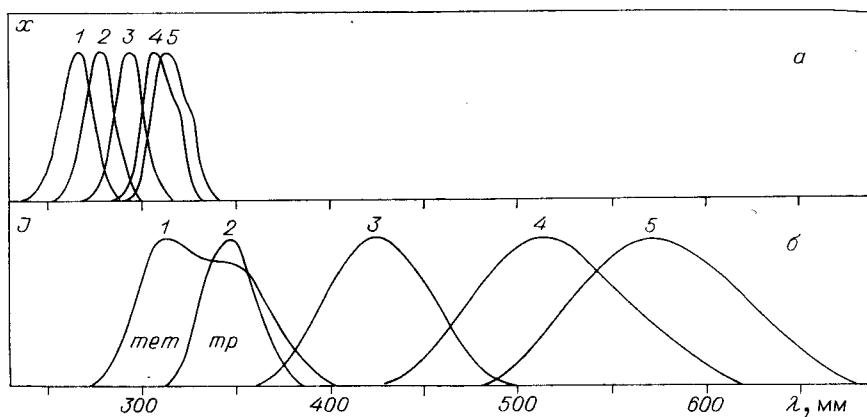


Рис. 2. Спектральные характеристики ${}^3T_{1u}$ -состояния рутелеподобных активаторов Tl^+ (1, 3), Pb^{2+} (2) и In^+ (4, 5) в разных матрицах — KCl (2), KBr (1, 4) и KI (3, 5) при комнатной температуре: а — спектры поглощения, б — спектры испускания. Для KBr — Tl (б — 1) показано расположение тетрагональной (тет) и тригональной (тр) полос испускания.

ционных времен для KI — Tl, которые измерены непосредственно вблизи температуры жидкого гелия [16].

Модель центра люминесценции с активатором индием однозначно не установлена [15]. Радиационные времена для In^+ определялись по тем же характеристикам, что и для Tl^+ . Однако полученные значения, которые приведены в табл. 1 (I, 6, 7), можно рассматривать лишь как ориентировочные.

В табл. (III, 4—8) приведены значения сил осцилляторов для и спуска и даны эффективные сечения испускания, определенные по формуле Смакулы [24] с использованием значений вышеопределенных сил осцилляторов (IV, 4—8). Для сравнения в таблице (см. V, 4—8) приводятся значения эффективных сечений поглощения для А- и С-полос поглощения.

Обращают на себя внимание высокие значения сил осцилляторов обеих полос испускания. Для тригональной полосы это значение в пределах ошибки совпадает со значением силы осциллятора для А-погло-

щения: $f_{тр} = 0,16 \pm 0,02$ и $f_A = 0,17$ для KI—TI; $f_{тр} = 0,09 \pm 0,02$ и $f_A = 0,082$ для KBr—TI. Для тетрагональной полосы ($f_{тет} = 0,44$ и $f_{тет} = 0,34$ для KI—TI и KBr—TI соответственно) значения силы осциллятора испускания превышают значения силы осциллятора для соответствующих переходов в поглощении. В свободных ионах подобные отличия в значениях силы осциллятора для переходов в поглощении и испускании между одними и теми же уровнями необходимо признать ошибочными. Однако в данном случае, когда для возбужденного триплетного состояния активатора устанавливаются другая симметрия и другие равновесные расстояния до ближайшего окружения, чем для основного состояния, можно ожидать отличия в силах осциллятора для испускания и поглощения. Для триплетного состояния ртутеподобных активаторов типа TI⁺ Фаулер и Декстер считают допустимым, что отношение квадратов матричных элементов дипольных переходов в испускании и в поглощении превышает 1 и может принимать значения до 5 [25]. В нашем случае сила осциллятора для тетрагональной полосы испускания по отношению к силе осциллятора для A-поглощения увеличена в 2,5 и 4 раза для KI—TI и KBr—TI соответственно; это укладывается в упомянутый выше предел.

Зная силу осциллятора для поглощения, можно приближенно оценивать силу осциллятора для испускания. Например, вероятно, что для KCl—Pb,

Таблица 1

Характеристики излучения активатора

№ п/п	Характеристика излучения	Обозначение единиц измерения	KI—TI					KBr—In		KI—TI
			4	5	6	7	8			
1										
I	Радиационное время	$\tau_{тр}, \text{нс}$	50 ± 5	67 ± 10	900 ± 100	5000 ± 2000	33 ± 1			
II	Вероятность	$\tau_{тет}, \text{нс}$ $A_{тр}, \text{с}^{-1}$	$44,5 \pm 4,5$ $(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^7$	43 ± 2 $(4,5 \pm 0,2) \cdot 10^7$	70 ± 10 $(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^8$	1000 ± 300 $(2 \pm 0,5) \cdot 10^8$	14 ± 1 $(3,0 \pm 0,2) \cdot 10^7$			
III	Сила осциллятора	$A_{тет}, \text{с}^{-1}$ $f_{тр}$	$(8,6 \pm 0,5) \cdot 10^7$ $0,16 \pm 0,02$	$(7,7 \pm 1,5) \cdot 10^7$ $0,09 \pm 0,02$	$(14 \pm 3) \cdot 10^8$ $0,02 \pm 0,01$	$(9 \pm 5) \cdot 10^8$ $0,024 \pm 0,006$	$(7,2 \pm 0,5) \cdot 10^7$ $0,24 \pm 0,01$			
IV	Эффективное сечение (температура комнатная)	$f_{тет}$ $\sigma_{тр}, \text{см}^2$ $\sigma_{тет}, \text{см}^2$	$0,44 \pm 0,06$ $(3,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}$ $(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-16}$	$0,34 \pm 0,04$ $(4,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-17}$ $(7,0 \pm 1) \cdot 10^{-17}$	$0,13 \pm 0,06$ $(4 \pm 1) \cdot 10^{-18}$ $(3 \pm 1) \cdot 10^{-17}$	$0,008 \pm 0,005$ $(7 \pm 2) \cdot 10^{-19}$ $(2 \pm 1) \cdot 10^{-18}$	$0,36 \pm 0,02$ $(5,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-17}$ $(9,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}$			
V	Эффективное сечение поглощения (температура комнатная) A-полоса C-полоса	$\sigma_A, \text{см}^2$ $\sigma_C, \text{см}^2$	$1,3 \cdot 10^{-16}$ $5 \cdot 10^{-16}$	$4,5 \cdot 10^{-17}$ $1,7 \cdot 10^{-16}$	$5,9 \cdot 10^{-17}$ $4,2 \cdot 10^{-16}$	$5,9 \cdot 10^{-18}$ $2,7 \cdot 10^{-16}$				

Таблица 2

Характеристики получения когерентного усиления излучения активатора при комнатной температуре ($\alpha d = 1$ ($\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$, $d = 1 \text{ см}$), $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

№ п/п	Характеристика	Обозначение единиц измерения	KI—Tl	KBr—Tl
1	Концентрация активатора в возбужденном состоянии	$N_{\text{тр}}, \text{ см}^{-3}$ $N_{\text{тет}}, \text{ см}^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{16}$ $8,3 \cdot 10^{15}$	$5,5 \cdot 10^{16}$ $1,4 \cdot 10^{16}$
2	Плотность мощности стационарной накачки в А-полосе поглощения	$J_{\text{тр}}, \text{ квант/с} \cdot \text{см}^2$ $J_{\text{тет}}, \text{ квант/с} \cdot \text{см}^2$	$4,7 \cdot 10^{21}$ $2,4 \cdot 10^{22}$	$2,5 \cdot 10^{22}$ $3,1 \cdot 10^{22}$
3	Энергия импульсной накачки в А-полосе поглощения (длительность импульса 11 нс)	$J_{\text{тр}}, \text{ Вт/см}^2$ $J_{\text{тет}}, \text{ Вт/см}^2$ $E_{\text{тр}}, \text{ Дж/см}^2$ $E_{\text{тет}}, \text{ Дж/см}^2$	$2,2 \cdot 10^3$ $1,4 \cdot 10^4$ $1,9 \cdot 10^{-5}$ $1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^4$ $1,9 \cdot 10^4$ $1,3 \cdot 10^{-4}$ $1,7 \cdot 10^{-4}$

имеющего силу осциллятора для А-полосы поглощения $f_A = 0,11$, значения силы осциллятора и эффективного сечения испускания будут находиться между соответствующими значениями для кристаллов KI—Tl и KBr—Tl и для KCl—Sn, имеющего $f_A = 0,04$, — между соответствующими значениями для кристаллов KBr—Tl и KI—In.

Суммируя вышеизложенное, можно сказать, что эффективные сечения испускания для активаторов Tl^+ и Pb^{2+} имеют значения порядка 10^{-17} см^2 , а для In^+ и Sn^{2+} — 10^{-18} см^2 .

Исходя из полученных значений эффективных сечений испускания (см. табл. 1), можно определить коэффициенты усиления α для данных полос излучения. Как известно, $\alpha = \sigma N$, где α — коэффициент усиления, σ — эффективное сечение излучения, N — концентрация активатора в соответствующем возбужденном состоянии.

Предположим, что у нас осуществляется случай, когда $\alpha d = 1$ ($d = 1 \text{ см}$), где d — длина оптического пути. Для этого случая значения концентраций возбужденного активатора на данном уровне и соответствующие плотности мощности накачки приведены в табл. 2. Плотность мощности стационарной накачки (J) и плотность энергии (E) импульсной накачки определялись с учетом абсолютного квантового выхода излучения с $^3T_{1u}$ -состояния, который в KI—Tl и KBr—Tl имеет значение 0,77 [26, 27], а также с учетом больцмановского распределения концентрации ионов активатора по уровням возбужденного состояния. От общего числа возбужденных ионов на нижнем триплетном состоянии интересующие нас заселенности тригонального и тетрагонального состояний при комнатной температуре составляют 0,3 и 0,018 для KI—Tl и 0,2 и 0,04 для KBr—Tl соответственно (см., например, [13]).

Оптимальные усиливающие свойства системы KI—Tl и KBr—Tl (в тетрагональных полосах) приобретают в области «азотных» температур, когда относительная заселенность тетрагонального состояния приближается к 1. Как уже было отмечено выше, возбуждение в А-полосе поглощения непосредственно заполняет это состояние, и «термические» переходы при этой температуре на другие уровни триплетного состояния практически заморожены. Однако «низкотемпературный случай» в данной статье рассматривать не будем, поскольку в дальнейшем (в пп. II и III) нас будут интересовать именно физические процессы при комнатной температуре.

Имеются ли реальные источники накачки в области поглощения А-полосы 250—290 нм, энергетические характеристики которых удовлетворяют требованиям, выдвинутым в табл. 2? Одним из таких источников является лазер типа ЛТИ-ПЧ-5: его 4-я гармоника имеет 265 нм, энергия излучения в которой (в импульсе 11 нс) составляет $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}$; плот-

ность энергии в фокусированном луче, по крайней мере, на порядок больше, т. е. $E = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см². Этот источник был использован в эксперименте. Для систем KBr — Tl, KCl — Pb и KBr — Sn, где линия излучения лазера 265 нм попадает в область полуширины A-полос поглощения активатора, в испускании активатора, наряду со спонтанным излучением, было зарегистрировано также вынужденное излучение.

Из приведенных выше оценок и результатов предварительных экспериментов видно, что активированные ЩГК могут служить активными средами для импульсных широкополосных квантовых усилителей или перестраиваемых генераторов света в спектральной области 300—650 нм, в которой расположены спектры излучения этих систем (см. рис. 2).

В оценках мы исходили из того, что оптическая плотность усиления $ad = 1$, причем длина оптического пути составляла большую величину — 1 см. Из литературных источников следует [28], что перспективные активные элементы, в том числе усилители и генераторы, составляющие реальные системы оптической обработки информации, должны быть миниатюрными, удовлетворять требованиям интегральной оптики. Миниатюризация в данном случае означает существенное сокращение оптического пути при неизменной оптической плотности. Это может быть осуществлено соответствующим увеличением коэффициента усиления.

В наших системах имеются, по крайней мере, две возможности увеличения коэффициента усиления. Во-первых, можно увеличивать концентрацию активатора до значений $(1-5) \cdot 10^{19}$ см⁻³ (прежде был рассмотрен случай, когда концентрация активатора — 10^{18} см⁻³). Увеличение концентрации на порядок дает 10-кратное увеличение коэффициента усиления при прочих равных условиях. Во-вторых, увеличения можно добиться, используя особенности начального заселения уровней активатора. В начальный момент накачки практически вся населенность, которая затем распределяется по метастабильному тригональному и тетрагональному уровням, согласно Больцману, сконцентрирована на тетрагональном уровне [19]. При комнатной температуре тепловая релаксация населенности с тетрагонального на нижележащие тригональные уровни совершается за время $1 \cdot 10^{-9}$ и $1 \cdot 10^{-12}$ с для KBr—Tl и KI—Tl соответственно [13]. Если в течение указанного времени проводить достаточно мощную накачку и изменение усиления, то в тетрагональных полосах испускания можно добиться существенного увеличения коэффициента усиления, по крайней мере, на порядок. Напомним, что при стационарной накачке мы имеем дело лишь с населенностями, которые для тетрагональных полос KBr—Tl и KI—Tl составляют 0,04 и 0,018 от начальной населенности соответствующих уровней.

Из вышеизложенного следует, что в данных активных средах имеется возможность увеличения коэффициента усиления примерно на два порядка и соответственно сокращения длины оптического пути от 1 до 0,01 см при прежней оптической плотности усиления и увеличенной мощности накачки.

При концентрации активатора порядка 10^{19} см⁻³ глубина проникновения возбуждающей радиации (накачки) в области A-полосы поглощения имеет значение от нескольких микрон до ~ 10 мкм, при этом длина активного элемента предполагаемого усилителя или генератора составляет ~ 100 мкм. Данные размеры близки к размерам элементов интегральной оптики.

II. Закономерности накопления и оптического освобождения светосумм в активированных щелочно-галогидных кристаллах. В активированных ЩГК при комнатных температурах под действием света из спектральной области экситонного поглощения кристалла ($h\nu_{\text{экс}}$) (также под действием рентгеновских лучей, электронов, γ -лучей и др.) эффективно накапливаются светосуммы на F-центрах и активаторных дырочных центрах A^+ (рис. 3, а) [29—43]. Здесь и в дальнейшем символом A будут

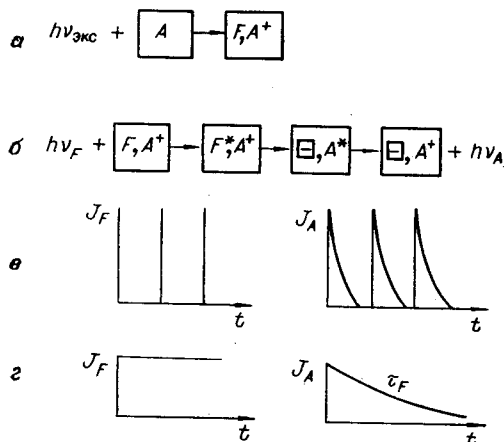


Рис. 3. Схематическое изображение накопления (а) и оптического высвобождения (б—г) светосумм в активированных ЦГК:

а — создание F -, A^+ -центров при облучении светом из экситонной полосы поглощения; б — разрушение F -, A^+ -центров, сопровождающееся свечением активатора при импульсной (е) и стационарной (г) подсветках в F -полосе поглощения.

обозначены активаторные центры, например, Tl^+ , In^+ , Pb^{2+} , Sn^{2+} , а символом A^+ — активаторные дырочные центры Tl^{2+} , In^{2+} , Pb^{3+} , Sn^{3+} .

Если в кристалле имеются F -, A^+ -центры, то под действием квантов света из спектральной области F -полосы поглощения ($h\nu_F$) после ряда физических реакций, которые инициируются оптическим возбуждением F -центра, созданные F -, A^+ -центры разрушаются и появляется излучение активатора (рис. 3, б). Спектрально это излучение в пределах ошибки эксперимента (15—20%) совпадает с излучением активатора при непосредственном внутрицентровом возбуждении в A -полосе поглощения [29—32, 43] и при комнатной темпера-

туре повторяет форму спектров, приведенных на рис. 2, б.

Квантовые характеристики накопления и освобождения светосумм. В системах с оптимальной концентрацией активатора на каждые 10 квантов света, упавших на кристалл в спектральной области экситонного поглощения в процессе стимуляции в F -полосе, кристалл в среднем выдает 1 квант света в области активаторного свечения (методику измерения см. в работе [44]), т. е. квантовый выход активаторного свечения имеет значение 0,1. Это наибольший квантовый выход, который достигнут в данных кристаллах. Однако пока нет оснований считать, что он является максимально возможным.

Мы предполагаем, что основные квантовые потери в процессах создания и освобождения светосумм возникают именно в процессе создания F -, A^+ -центров (см. рис. 3, а), так как, по ряду данных [36, 45],* процесс оптического освобождения светосумм (см. рис. 3, б) совершается с квантовым выходом, близким к 1.

Временные характеристики высвечивания светосумм на F -, A^+ -центрах, созданных экситонами. Как следует из рис. 3, б, освещение кристалла F -светом вызывает активаторное свечение — совокупность квантов $h\nu_A$.

Если F -свет формируется в виде коротких импульсов (10^{-8} с), то ответные сигналы активатора также являются импульсными (см. рис. 3, в) и их длительность при долазерных интенсивностях F -света определяется лишь временем жизни возбужденного состояния активатора [36, 43]. Например, для $KI-Tl$ и $KBr-Tl$ при комнатной температуре это время $2 \cdot 10^{-7}$ и $3 \cdot 10^{-7}$ с соответственно. Установлено, что во временных характеристиках свечения активатора при F -возбуждении в широком исследованном диапазоне температур не имеется отличий по срав-

* В работе [36] показано, что квантовый выход активаторного свечения при F -возбуждении с точностью до повторных захватов электронов на анионных вакансиях совпадает с квантовым выходом внутрицентрового свечения активатора при возбуждении в A -полосе поглощения. Из работы [45] однозначно следует, что роль повторных захватов при высвечивании светосумм, созданных экситонами, пренебрежимо мала.

нению с внутрицентровыми активаторными импульсами свечения, возбужденными непосредственно в A -полосе поглощения. Отличия наблюдаются лишь в интенсивностях низкотемпературных коротких компонентов свечения, в которых прямым образом отражаются начальные населенности соответствующих возбужденных состояний активатора [40, 42, 43]. Эти отличия естественны, поскольку в случаях F - и A -возбуждений механизмы заселения активаторных уровней коренным образом отличаются.

Если F -свет формировать в виде постоянного во времени и равномерного по облучаемой площади потока квантов, то ответный сигнал излучения активатора является сравнительно медленно экспоненциально затухающим импульсом (см. рис. 3, g), исчерпывающим накопленную светосумму за время

$$\tau_F = 1/\sigma_F J_F [45],$$

где σ_F — эффективное сечение поглощения света F -центрами в узком интервале длин волн; J_F — интенсивность F -света, действующего в том же спектральном интервале. Увеличивая интенсивность F -света, мы можем сократить время высвечивания светосумм τ_F до значений, когда τ_F станет сравнимо со временем жизни возбужденного состояния активатора. Отсюда следует, что всю светосумму, накопленную экситонами на F -, A^+ -центрах при соответствующих больших интенсивностях F -света, можно высветить в одном коротком, но интенсивном импульсе, длительность которого для $KVg - Ti$ и $KI - Ti$ составляет $\sim 10^{-7}$ с [45].

Таким образом, в процессе освобождения энергии или высвечивания «экситонных» светосумм нет промежуточных процессов, которые затягивали бы этот процесс освобождения. Светосуммы, созданные экситонами, на F -, A -центрах в активированных ЦГК являются оперативными светосуммами. При долазерных интенсивностях F -света время высвечивания ограничивается лишь временем жизни возбужденного состояния активатора, а при лазерных интенсивностях света, как увидим в дальнейшем, это ограничение снимается, и время высвечивания становится короче, чем время жизни возбужденного состояния, опустошающегося спонтанными переходами.

Люминесцентная методика исследования временных характеристик, описанная выше, не дает ответа на вопрос о том, какая доля F -центров, созданных в кристалле, входит в рассматриваемые светосуммы F -, A^+ -центров. Для выяснения этого существенного вопроса был проведен эксперимент, аналогичный эксперименту, схематически изображенному на рис. 3, a , g ; в данном случае вместо экситонов для облучения кристалла применялись рентгеновские лучи*, обеспечивающие более равномерную окраску кристалла по глубине, и вместо интенсивности люминесценции активатора A детектировался коэффициент поглощения F -центров κ_F . Оказалось, что при достаточно большой концентрации активатора и оптимальной дозе рентгеновского облучения $\kappa_F(t)$ качественно и количественно подчиняется такому же закону, как возбужденное в F -полосе поглощения свечение активатора в облученных экситонами кристаллах, т. е. $\tau_{\kappa_F} = 1/\sigma_F J_F$. Полученный нами результат означает, что в оперативные светосуммы на F -, A^+ -центрах входит основная доля (по крайней мере, 90%) F -центров, которые созданы в активированном кристалле при комнатной температуре.

Суммируя вышеизложенное, необходимо выделить три основных момента.

1. Временные характеристики свечения активатора при F -возбуж-

* При взаимодействии рентгеновских лучей с кристаллом образуется целый набор элементарных возбуждений кристалла, и удельный вес экситонов в создании интересующих нас дефектов (F -, A^+ -центров) может быть меньше, чем в случае применения света из спектральной области экситонного поглощения.

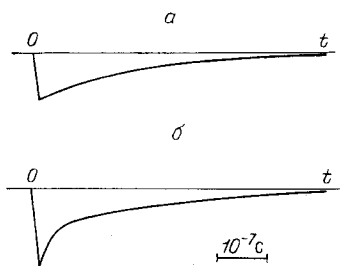


Рис. 4. Изменение формы импульсов излучения активатора KCl—Pb при увеличении энергии накачки в F -полосе поглощения (Дж/см²):
 a — 10^{-7} — 10^{-5} , $б$ — $2 \cdot 10^{-3}$.

дении, когда F^- , A^+ -центры создаются экситонами, не отличаются от соответствующих характеристик при внутрицентровом возбуждении активатора.

2. Квантовый выход активаторного свечения при возбуждении в F -полосе поглощения близок к 1.

3. В оперативные светосуммы на F^- , A^+ -центрах, созданных экситонами, входит основная доля F^- -центров, имеющих в кристалле.

Первые два пункта, на наш взгляд, позволяют предполагать, что данные светосуммы на F^- , A^+ -центрах образуются из совокупности пространственно-близких пар F^- и A^+ -центров (обозначим в дальнейшем их

через $\{F, A^+\}$); эти пары не накапливаются статистически во время облучения кристалла, а возникают попарно в едином акте создания, так как при самых ничтожных дозах экситонного (также и рентгеновского) облучения выявляются уже вышеперечисленные свойства. Большие же дозы облучения ведут к уменьшению квантового выхода высвечивания оперативных светосумм [46]. Это, по всей вероятности, обусловлено следующим: сначала F^- -центры создаются вблизи активатора, а когда эта возможность исчерпана, продолжают создаваться в областях кристалла, которые для последующего возбуждения активатора (через поглощение F^- -центров) менее эффективны.

Содержание п. 3 означает, что совокупность пар $\{F, A^+\}$ составляет основную долю созданных облучением дефектов. Общеизвестно, что основным механизмом дефектообразования в ЦГК является экситонный. О деталях экситонного механизма в образовании пар $\{F, A^+\}$ пока рано говорить, однако ясно выявляется принципиальное свойство — каталитическое действие ртутеподобных активаторов на безызлучательный распад экситонов, вследствие которого F^- -центры преимущественно создаются вблизи активатора. При этом генетически возникающая дырочная составляющая преимущественно локализуется на активаторе, создавая A^+ -центр.

Вынужденное излучение активатора. В процессе освобождения энергии F^- -светом (см. рис. 3, б), как следует из предыдущего, имеют место высокий квантовый выход и практически такие же малоинерционные временные свойства свечения активатора, как и при внутрицентровом возбуждении. Эффективное сечение поглощения света F^- -центрами (в F^- -полосе поглощения) имеет значение порядка 10^{-16} см² [24]; оно в несколько раз больше, чем эффективное сечение поглощения в A^- -полосе поглощения активатора. Следовательно, в процессе освобождения энергии, накопленной экситонами, можно достичь отрицательных температур на активаторных уровнях и получить вынужденное испускание активатора.

При импульсном возбуждении (накачке) в F^- -полосе поглощения облученных кристаллов, т. е. содержащих совокупность пар $\{F, A^+\}$, было получено вынужденное испускание активатора [47, 48], проявляющееся в виде коротких выбросов в начале ответных импульсов активатора; длительная часть импульса соответствует спонтанному испусканию (рис. 4). Спектры вынужденной и спонтанной части импульсов для различных кристаллов приведены на рис. 5. Интересно отметить, что в вынужденном испускании (см. рис. 5, б) явно нарушается больцмановское распределение активатора по тригональным и тетрагональным состояниям в пользу тетрагонального. Это может быть следствием того, что в случае данного неоптического заселения (захват « F^- -электрона» акти-

ваторным центром) так же, как и в случае оптического заселения посредством поглощения света в A -полосе, в начальный момент непосредственно заселяются тетрагональные состояния активатора и избыток интенсивности в тетрагональной полосе обусловлен этой начальной («небольцмановской») населенностью.

Какие в случае F -возбуждения можно ожидать коэффициенты усиления света на электронно-колебательных переходах активатора по сравнению с теми, которые предполагаются для прямых внутрицентровых переходов (см. п. I)? Максимально возможные коэффициенты, по всей вероятности, при одинаковой концентрации A -центров и плотности мощности накачки будут примерно на порядок меньше, так как максимально возможные концентрации $\{F, A^+\}$ -пар примерно на порядок меньше, чем максимальные концентрации активатора A .

III. Оптическая обработка информации. В техническом аспекте процессу накопления энергии (см. рис. 3, *a*) соответствует запись информации. Мерой записи является величина созданной концентрации пар $\{F, A^+\}$. При этом совокупность квантов из экситонной области поглощения активной среды ($h\nu_{\text{экс}}$) представляет записывающую радиацию.

Рассматривается и другой вид записи, который основывается на частичном высвечивании $\{F, A^+\}$ -пар, заранее созданных в активной среде. В данном случае мерой записи служит разность между начальной и конечной концентрациями рабочих пар; записывающей радиацией является свет из спектральной области поглощения F -центров (короче, F -свет).

Создание или высвечивание рабочих центров — два механизма записи, которые применялись в настоящей работе. Экспозиционные характеристики для данных механизмов существенно отличаются, и они более подробно будут рассмотрены ниже при разборе конкретных вариантов.

Для некогерентной обработки информации концентрационное поле $\{F, A^+\}$ -пар в активной среде непосредственно отображает записываемый объект, а в когерентном варианте — его голограмму.

Теперь перечислим основные возможные варианты восстановления записанной информации. Восстановление можно осуществить при помощи 1) модуляции интенсивности или коэффициента усиления излучения активатора, входящего в рабочие пары $\{F, A^+\}$, или 2) модуляции коэффициента поглощения отдельных компонентов пар (F - или A^+ -центров).

1. В данном случае функции считывания информации можно приписать процессу освобождения энергии (см. рис. 3, *b*). При этом совокупность квантов $h\nu_{\text{л}}$ формирует сигнал, при помощи которого информация запрашивается, и совокупность активаторных квантов $h\nu_{\text{а}}$, непосредственно связанных с записанной информацией (с $\{F, A^+\}$ -парами), формирует ответный сигнал считывания. Вспомним, что ответный сигнал можно получить в виде как спонтанного, так и вынужденного излучения активатора (см. п. II). В первом случае

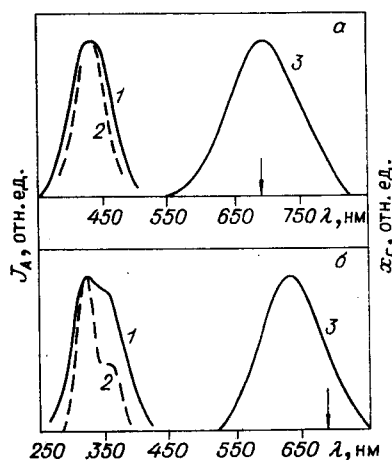


Рис. 5. Спектры спонтанного (1) и вынужденного (2) излучений активатора Tl^+ в основаниях KI (*a*) при 240 K и KBr (*b*) при 300 K.

Стрелкой в F -полосе поглощения (3) указана длина волны рубинового лазера, используемого для накачки; энергии накачки — $6 \cdot 10^{-3}$ (*a-2*) и $2.4 \cdot 10^{-2}$ (*b-2*) Дж/см² соответственно.

возможны только побитовая запись и считывание, а также непосредственная запись и воспроизведение планарного изображения на основе амплитудной записи [1]. Во втором случае возможно осуществление когерентной обработки информации и восстановление объемного изображения. Для этого, закладывая фазовые характеристики записываемой информации в распределение $\{F, A^+\}$ -пар, можно записать голограммы и восстановить их в вынужденном излучении активатора на основе модуляции коэффициента усиления A -центров (отрицательного поглощения).

Процесс считывания, используем ли мы спонтанное или вынужденное излучение, начинается с возбуждения F -центра (см. рис. 3, б). Последнее, как следует из результатов, приведенных в п. II, сопровождается разрушением пары, в которую входит данный F -центр, и, следовательно, обуславливает частичную потерю записанной информации в процессе считывания.

2. В этом случае считывание проводится внешним источником света, спектральный состав которого соответствует поглощению компонентов пар $\{F, A^+\}$: F -или A^+ -центров. Если концентрационное поле $\{F, A^+\}$ -пар представляет голограмму объекта, то упомянутый свет, дифрагируя на модуляциях коэффициента поглощения, восстанавливает изображение объекта.

В настоящей работе для этих целей использовались только F -центры. Как уже отмечалось выше, возбуждение F -центра сопровождается делокализацией его возбуждения и, следовательно, обуславливает частичную потерю информации при считывании.

Активаторный дырочный центр A^+ пока для целей восстановления информации не использовался, хотя он имеет ряд разрешенных оптических переходов в поглощении (в удобных спектральных областях) и некоторые из них не сопровождаются делокализацией возбуждения.

Все упомянутые варианты обработки информации, основанные на изменении концентрации пар $\{F, A^+\}$, объединяют следующие общие свойства. Ввиду высокой квантовой эффективности и малоинерционности используемых физических процессов эти варианты обладают высокой чувствительностью, близкой к предельно возможной, и оперативностью.

Ниже рассмотрим некоторые экспериментально опробованные варианты, а также ряд принципиально возможных. Материал будет разбит на два подраздела, где сконцентрированы варианты некогерентной и когерентной обработки информации.

Некогерентная обработка. Схематически операции записи и считывания для двух различных вариантов записи (I и II) приведены в табл. 3. В этой таблице, а также в последующей волнистой линии над условными обозначениями, которые имеют тот же смысл, что и в п. II, отмечены элементы, которые передают или хранят информацию; горизонтальной линией — элементы (среда, излучение), не содержащие и не передающие информацию; перевернутой волнистой линией — элементы, где в ходе обработки записываемое положительное изображение становится негативным.

Вариант обработки, приведенный в табл. 3 (I), экспериментально опробован. Несущий информацию свет $h\nu_{\text{вк}}$ из спектральной области экситонного поглощения матрицы (для KI эта область 220 ± 5 нм, для KBr — 190 ± 5 нм)* в активированном кристалле создает соответствующий рельеф концентрации рабочих пар $\{F, A^+\}$ в приповерхностном слое активной среды. Максимальной энергии потока записывающей радиации соответствует максимальная концентрация этих пар. Запрашивающим

* В данных активных средах заложен эффективный физический механизм сенсбилизации записи в широком спектральном диапазоне, охватывающем область S -полосы поглощения активатора.

№ п/п	Предварительное облучение	Запись	Считывание	
			Запрос	Ответ
	1	2	3	4
I	—	$h\nu_{\text{экс}} \rightarrow \overline{A} \rightarrow \overline{F, A^+}$	$h\nu_F \rightarrow \overline{F, A^+} \dots \overline{A^*} \rightarrow h\nu_A$	$h\nu_A$
II	$h\nu_{\text{экс}} \rightarrow \overline{A} \rightarrow \overline{F, A^+}$	$h\nu_F \rightarrow \overline{F, A^+} \rightarrow \overline{F, A^+}$	$h\nu_F \rightarrow \overline{F, A^+} \dots \overline{A^*} \rightarrow h\nu_A$	$h\nu_A$

светом из спектральной области поглощения F -центров $h\nu_F$ (постоянной интенсивности по площади активной среды в случае параллельного одновременного считывания со всей площади или постоянной интенсивности во времени в случае сканирования рабочей площади тонким лучом) инициируется спонтанное активаторное свечение $h\nu_A$, в градациях интенсивности которого восстанавливается записанное изображение (см. табл. 3, I, 3, 4). Интенсивность F -света (п. II, см. также рис. 3) определяет мощность ответных сигналов считывания. Для достижения максимальной чувствительности регистрирующей системы (активная среда + детектор излучения) необходимо достичь максимальной чувствительности регистрации ответных сигналов минимальной мощности (т. е. при соответствующей небольшой концентрации $\{F, A^+\}$ -пар). Последняя обеспечивается высокой интенсивностью запрашивающего F -света — 10^{21} — 10^{22} квант/с · см².

Для самой активной среды, если для записи используется процесс создания пар $\{F, A^+\}$, не имеется физического порога по чувствительности к записывающей радиации. Это иллюстрирует прямая пропорциональность начальной интенсивности сигнала считывания J_A^0 дозе (энергии) записывающей радиации $D_{\text{экс}}$ (рис. 6)*. Максимально возможная чувствительность всей регистрирующей системы к записывающей радиации практически лимитируется шумами применяемого фотоприемника и числом рабочих пар в объеме элементарной ячейки.

Для системы КВг—In при освобожении всей запасенной в элементарной ячейке светосуммы фокусированным лазерным лучом за время $3 \cdot 10^{-6}$ с чувствительность по записи составляла $\sim 10^{-10}$ Дж/см². При данной плотности энергии записывающей радиации сигнал считывания примерно на порядок превышает уровень шумов фотоприемника.

Оценка чувствительности записи с учетом конкретных параметров активной среды КВг—In [т. е. квантовый выход запасаения и освобождения энергии $\eta = 0,1$ (п. II), время жизни возбужденного состояния $3 \cdot 10^{-6}$ с, спектральное распределение излучения In⁺, изотропность распределения излучения в пространстве, площадь элементарной ячейки $\sim 10^{-6}$ см² и др.] и фотоприемника (выбирался фотоумножитель типа ФЭУ-87 с темновым током $1 \cdot 10^{-9}$ А при чувствительности 100 А/лм) подтвердила справедливость экспериментального результата.

* Данная зависимость иллюстрирует также и динамический диапазон записи.

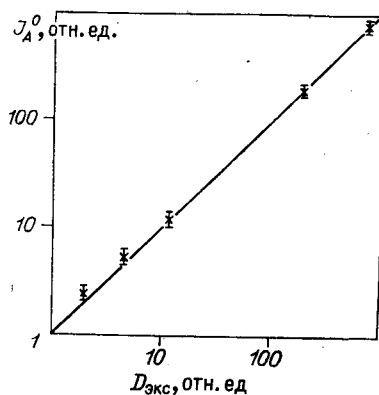


Рис. 6. Зависимость начальной интенсивности сигнала считывания J_A^0 от дозы записывающей радиации в экситонной полосе поглощения $D_{экс}$.

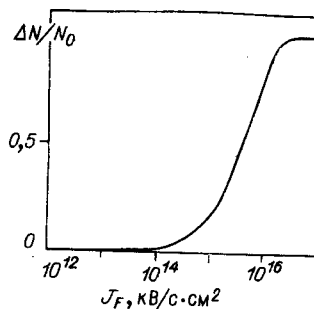


Рис. 7. Зависимость относительной концентрации высвеченных рабочих пар $\Delta N/N_0$ от интенсивности записывающего F -света J_F для времени записи $t=1$ с.

Несколько поясним важность достижения максимального усиления мощности ответного сигнала считывания при пороговых освещенностях активной среды. В этих условиях от элементарной ячейки активной среды на ФЭУ поступает считанное число квантов. Предположим, что ФЭУ зарегистрировал 5 квантов. Если они поступят, например, в течение 1 с (такая скорость считывания обеспечивается интенсивностью F -света $\sim 10^{16}$ квант/с·см²), то эти кванты будут потеряны в шумовых импульсах самого ФЭУ, которые составляют 10^3-10^4 имп./с. Если, однако, эти кванты смогут поступить в течение 10^{-6} с (что обеспечивается интенсивностью F -света $\sim 10^{22}$ квант/с·см²), то они будут надежно зарегистрированы, так как в данном случае полезный сигнал фотоумножителя, по крайней мере, на порядок превысит темновой фон*.

Полученное значение чувствительности к записывающей ультрафиолетовой радиации (10^{-10} Дж/см²) является довольно высоким и, по-видимому, близким к предельно возможному. Лишь повышение квантового выхода накопления и освобождения энергии от 0,4 до 1 дало бы возможность повысить чувствительность еще на один порядок. Однако в настоящее время неизвестно, возможно ли принципиально достичь такого максимального квантового выхода для данных физических процессов.

Высокая чувствительность известных в литературе регистрирующих сред обеспечивается, как правило, каким-то механизмом усиления. Так, например, в фотоматериалах, в которых достигается чувствительность $\sim 10^{-5}$ Дж/см² [49], усиление в 10^5-10^6 раз осуществляется за счет химического проявления. В случае регистрирующих сред (активная среда + детектор), рассмотренных в настоящей работе, используется суммирование двух механизмов усиления. Во-первых, происходит усиление мощности ответного сигнала считывания в активной среде и, во-вторых, усиление энергии сигнала в фотоумножителе ($\sim 10^6$ раз).

Суммируя вышеизложенное, перечислим основные характеристики данного варианта (табл. 3, I): максимальная чувствительность к УФ-радиации из экситонной области поглощения основания имеет значение $\sim 10^{-10}$ Дж/см²; площадь элементарной ячейки — $2 \cdot 10^{-6}$ см²; динамический диапазон записи простирается, по крайней мере, на три порядка; минимальное время считывания и стирания для системы с актив-

* Уменьшением темнового тока фотодетектора можно снизить требования к интенсивности запрашивающего F -света.

торами In^+ или Tl^+ имеет значение $\sim 10^{-6}$ или 10^{-7} с соответственно; процесс записи, т. е. создание $\{F, A^+\}$ -пар, является малоинерционным и может быть осуществлен за время, короче чем 10^{-7} с.

Вариант обработки с предварительной подготовкой активной среды (см. табл. 3, II) экспериментально опробован, но количественных данных пока не имеется [50]. Для этого случая характерны следующие свойства. Во-первых, запись и считывание (табл. 3, II, 1—4) обусловлены физическими процессами высвечивания $\{F, A^+\}$ -пар, для которых квантовый выход близок к 1 (п. II). Умелое использование этой характеристики может дать хорошие энергетические показатели регистрации и восстановления. Во-вторых, для процесса записи в данном случае имеется порог. Поясним это более подробно.

Запись осуществляется частичным высвечиванием рабочих центров при помощи F -света. Как следует из данных п. II, закономерность высвечивания рабочих пар следующая:

$$N = N_0 e^{-t\sigma_F J_F}, \quad (1)$$

где N , N_0 — концентрации рабочих пар во время и в начале действия F -света (остальные обозначения имеют прежний смысл). Мерой эффективности действия записывающей радиации служит разница между начальной и конечной концентрациями рабочих пар: $N_0 - N = \Delta N$. Концентрация рабочих пар меняется как от длительности записи, так и от интенсивности записывающего F -света. Обычно время записи t является фиксированной величиной, и вся информация в активную среду переносится модуляцией интенсивности записывающего света J_F . Этот случай отображен на рис. 7 для $t = 1$ с. Из рисунка видно, что запись начинает эффективно осуществляться при $J_F = 10^{15}$ квант/с · см². Для рассматриваемого варианта (см. табл. 3, II, 2, 3) запись и считывание осуществимы светом из спектральной области поглощения F -центров в ЦГК. Для оснований KCl, KBr и KI эта область простирается на интервал 500—700 нм, в котором излучает ряд стандартных лазеров.

Когерентная обработка. Рассмотрение когерентной обработки информации начнем с экспериментально опробованного варианта, схематически отображенного в табл. 4, II — а. Голограмма записывалась путем частичного высвечивания заранее созданной равномерной концентрации $\{F, A^+\}$ -пар и восстанавливалась на модуляции коэффициента поглощения F -центров. Эксперименты проводились на кристаллах KCl — Pb (максимум F -полосы поглощения — 530 нм). Предварительная обработка кристалла для создания равномерной концентрации $\{F, A^+\}$ -пар осуществлялась рентгеновским излучением (вместо экситонного, указанного в табл. 4, II). Голограмма в кристалле записывалась единичным импульсом излучения 2-й гармоники лазера ЛТИПЧ-8 (530 нм); энергия записи составляла $1,6 \cdot 10^{-3}$ Дж/см², время записи — 11 нс. Записанная голограмма восстанавливалась при помощи F -света (той же гармоникой данного лазера), и ее энергетические характеристики следующие: при начальной оптической плотности в F -полосе поглощения, равной 0,6, дифракционная эффективность в первом ответном импульсе — 0,8%, а затем при последующих опросах она довольно быстро уменьшалась, если энергия восстанавливающего импульса составляла $3 \cdot 10^{-4}$ Дж/см² (рис. 8, 1). Уменьшением плотности энергии (плотности мощности) восстанавливающего луча можно было добиться условия [см. (1)], когда от импульса к импульсу концентрация уменьшается незначительно и, следовательно, незначительно уменьшается дифракционная эффективность (см. рис. 8, 2). В этих условиях восстановления можно осуществить многократное считывание.

Чувствительность среды к голографической записи обычно задают в энергетических единицах на 1% дифракционной эффективности. В нашем конкретном случае эта характеристика имеет значение $2 \cdot 10^{-3}$ Дж/см².

Когерентная обработка информации

№ п/п	Предварительное облучение	Запись	Считывание		
			Параметр модуляции	Запрос	Ответ
I	—		$\alpha - \Delta x_F$ (Δn_F)		
			$\sigma - \Delta x_{A^+}$ (Δn_{A^+})		
II			$\theta - \Delta \alpha_A$ (Δn_A)		

Примечание. Символ n — показатель преломления.

По сравнению с другими голографическими активными средами на ШГК, в которых осуществляется амплитудно-фазовая регистрация, наши среды более чувствительны. Так, например, чувствительность активной среды $KCl - F_2$ имеет значение $2 \text{ Дж/см}^2\%$ [52], чувствительность $NaCl - Ca$ при амплитудно-фазовой записи на модуляции коэффициента поглощения F -центров — $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2\%$ [51]. Рассматриваемая активная среда $KCl - Pb$ по чувствительности приближается к наиболее чувствительным фазовым материалам $Ba_{0,25}Sr_{0,75}Nb_2O_6$ и $Bi_{12}SiO_{20}$, для которых даны следующие значения чувствительности: $3 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2\%$ [52, 53] соответственно.

Необходимо отметить, что измеренная нами чувствительность близка к предельно возможной для амплитудных голограмм в активных средах, где нет каких-либо внутренних механизмов усиления. Предельная потому, что в данном случае для записи уже используются физические процессы с максимально возможным для неусиливающих сред квантовым выходом, близким к единице (см. п. II). Далее рассмотрим предполагаемый вариант когерентной обработки информации с усилением (табл. 4—в).

В п. II было показано, что в процессе освобождения энергии, которому в техническом аспекте можно приписать восстановление записанной информации, можно достичь отрицательных температур на возбужденном состоянии $^3T_{1u}$ активатора в обеих конфигурациях локализации (в тетрагональной и в тригональной) и получить вынужденное испускание как в тетрагональной, так и в тригональной полосе активатора. Этот экспериментальный факт взят в основу для рассматриваемого варианта обработки, где процесс восстановления совершается с усилением записанной информации.

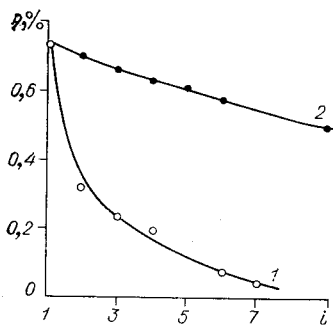


Рис. 8. Зависимость дифракционной эффективности восстановления голограмм η в активной среде $KCl - Pb$ от количества импульсов запроса i при различных плотностях энергии импульса:

$3 \cdot 10^{-4}$ (1) и $3 \cdot 10^{-5}$ (2) Дж/см².

Как следует из предыдущего, голограммы могут быть записаны на модуляциях концентрации пар $\{F, A^+\}$ одним из механизмов — созданием или частичным высвечиванием рабочих пар (см. табл. 4, I и II соответственно). Концентрации $\{F, A^+\}$ -пар стабильны во времени, поэтому в этой форме голограмма может храниться неограниченно долго. Однако для снятия информации с использованием эффекта усиления эта форма голограммы неактивна. Для получения активной формы необходимо концентрационное распределение $\{F, A^+\}$ -пар перевести в соответствующее концентрационное распределение возбужденного активатора A^* (см. табл. 4, I, II — *в*). Последнее достигается накачкой активной среды при помощи интенсивного F -света (необязательно когерентного). Так как возбужденное состояние активатора короткоживущее, то практически одновременно с накачкой в F -полосе необходимо направить лазерный когерентный луч света из спектральной области испускания активатора, который по направлению скоррелирован с опорным лучом записи. Этот луч, дифрагируя на модуляции коэффициента усиления активатора и одновременно существенно усиливаясь, восстанавливает записанное изображение в вынужденном излучении активатора. Дифракционная эффективность восстановления в данном случае принципиально не ограничивается 100%; она будет зависеть от того, какой оптической плотности усиления αd (α — коэффициент усиления, d — толщина голограммы) можно достичь в толщине голограммы для восстанавливающего луча. Пока количественные данные приводить рано, так как коэффициенты усиления в данных системах экспериментально не изучены. Из расчетной зависимости дифракционной эффективности от оптической плотности усиления (по стандартной формуле для толстых амплитудных голограмм [54]) следует, что для достижения дифракционной эффективности около 100% при 100%-ной модуляции коэффициента усиления оптическая плотность усиления должна быть около 2. Так как толщина голограмм, как правило, небольшая, то это налагает высокие требования на величину коэффициента усиления и соответственно на величину концентрации $\{F, A^+\}$ -пар.

Если при восстановлении записанной информации используется коэффициент усиления света, можно обойтись и без внешнего источника когерентного света из спектральной области излучения активатора. Действительно, если активную среду с записанной голограммой поместить в оптический резонатор, который сориентирован таким образом, чтобы направление генерируемого излучения удовлетворяло условию Брэгга по направлению восстановления изображения, тогда при накачке в F -полосе поглощения записанная информация будет восстанавливаться в генерируемом свете активатора [55, 56] (без применения внешнего источника света). Последний вариант восстановления по сравнению с предыдущим будет, по всей вероятности, налагать менее жесткие требования по оптической плотности усиления и, следовательно, по концентрации пар, а также по плотности интенсивности накачки в F -полосе.

Выше были рассмотрены простые варианты когерентной обработки, когда записанная информация восстанавливается на модуляциях коэффициента усиления или коэффициента поглощения (табл. 4 — *в* или *а*, *б*). Однако возможны и другие варианты, когда активная среда осуществляет дополнительные операции, например усиление. Усиления можно добиться оперативно, используя внутрицентровую накачку (см. п. I) или H -накачку (см. п. II) при предварительном создании $\{F, A^+\}$ -пар.

Простейший вариант использования возможен при равномерном распределении концентрации возбужденного активатора в объеме активной среды, не занятой голограммой. В этом случае при обоих видах накачки можно осуществить усиление записанной информации (изображения). Если же в балластном слое активной среды создать соответствующую

щее распределение концентрации возбужденного активатора, то на стадии усиления можно, по-видимому, осуществить своеобразную пространственную фильтрацию.

IV. Заключение. Степень изученности таких физических процессов в активированных ЩГК, как внутрицентровая люминесценция активатора, процессы накопления и оптического освобождения энергии, связанные с активатором, позволяет на базе ЩГК, активированных ртутеподобными ионами, предположить ряд возможностей их практического применения при комнатной температуре. К ним относятся предложения по осуществлению:

широкополосных квантовых усилителей и перестраиваемых генераторов света в спектральной области изучения активатора (290—650 нм), основанных на внутрицентровой и внецентровой (через поглощение F -центров) накачках активатора; в первом случае это обыкновенные среды для лазеров и усилителей, во втором — активные среды, где эффекты усиления или генерации запрограммированы предварительной обработкой кристалла;

различных вариантов оперативной обработки информации, которые позволяют событиям, совершающимся за время $\sim 10^{-7}$ с, обрабатывать в реальном масштабе времени; в зависимости от применяемого параметра для регистрации записанной информации [спонтанное изучение активатора (некогерентный вариант обработки) или коэффициент поглощения F -центров (когерентный вариант обработки)] в экспериментально опробованных вариантах достигнута чувствительности записи порядка 10^{-10} и 10^{-3} Дж/см² соответственно, которые близки к предельно возможным для одноквантовых процессов (без усиления).

Кроме экспериментально опробованных вариантов обработки с использованием одноквантовых процессов, на тех же активных средах и физических явлениях предполагается возможность осуществления вариантов обработки информации с использованием многоквантовых процессов, основанных на когерентном усилении или генерации света.

С точки зрения физики, на наш взгляд, внимание заслуживает обнаруженное каталитическое действие активатора на фундаментальные процессы дефектообразования в ЩГК, и исследования в этом направлении необходимо продолжать и развивать.

В заключение авторы приносят благодарность чл.-кор. АН СССР Ю. Е. Нестерихину за внимание к данному циклу исследований и предоставленную возможность обсуждения его на семинаре Института автоматки и электрометрии СО АН СССР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плявинь И. К., Обьедков В. П., Червяк В. Г. и др. Активированные щелочно-галлоидные кристаллы в качестве люминесцентной ячейки памяти.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1969, № 5, с. 67—73.
2. Плявинь И. К., Обьедков В. П., Вале Г. К. и др. Люминесцентные элементы памяти на щелочно-галлоидных кристаллах.— В кн.: Тезисы докладов Международной конференции по люминесценции. Л., 17—22 августа, 1972 г. Черноголовка, Наука, 1972, с. 309.
3. Нагли Л. Е., Плявинь И. К. Оптическое запоминающее устройство со считыванием информации в виде когерентного излучения.— В кн.: Тезисы докладов III Всес. совещания по радиационной физике и химии ионных кристаллов, Рига, 11—13 ноября 1975 г. Садаспилс. изд. ИФА АН ЛатвССР, 1975, с. 329—330.
4. Нагли Л. Е. Оперативная голограмма на активированных щелочно-галлоидных кристаллах.— В кн.: Тезисы докладов IV Всес. совещания по радиационной физике и химии ионных кристаллов, Рига, 3—5 октября 1978 г. Садаспилс, изд. ИФА АН ЛатвССР, 1978, с. 493—494.
5. Поль Р. В. Оптика и атомная физика. М., Наука, 1966, с. 449.
6. Hilsch R. Спектры поглощения некоторых щелочно-галлоидных фосфоров с Tl и Pb.— Z. f. Phys., 1926, Bd 44, S. 860.
7. Meyeren W. Об излучении щелочно-галлоидных фосфоров, содержащих таллий.— Z. f. Phys., 1930, Bd 61, S. 321.

8. Yuster P. H., Delbecq C. J. Some optical properties of potassium iodide-thallium phosphors.— *J. Chem. Phys.*, 1953, vol. 21, № 5, p. 892—898.
9. Fukuda A. Alkali halide phosphors containing impurity ions with $(s)^2$ configuration.— *Science of Light*, 1964, vol. 13, № 2, 3, p. 64—114.
10. Луцник Н. Е., Луцник Ч. Б. О модели центров люминесценции в щелочно-галлоидных кристаллофосфорах.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1957, № 6, с. 5—62.
11. Луцник Н. Е., Луцник Ч. Б. Электронно-колебательные процессы в центрах люминесценции ионных кристаллов с участием нескольких возбужденных состояний.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1964, № 15, с. 30—55.
12. Луцник Н. Е., Луцник Ч. Б., Лийдя Г. Г. и др. Локализованные электронные возбуждения ионных кристаллов, активированных ртутеподобными ионами.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1964, № 28, с. 3—19.
13. Тринклер М. Ф. О сложной структуре нижнего возбужденного состояния щелочно-галлоидных кристаллов, активированных таллием.— В кн.: *Радиационная физика*, VI. Рига, Зинатне, 1970, с. 6—47.
14. Trinkler M. F., Plyavin I. K. On the kinetics of the luminescence in $KCl: Tl$, $KBr: Tl$ and $KI: Tl$.— *Phys. Stat. Sol.*, 1965, vol. 11, p. 277—284.
15. Тале А. К. О внутрицентральной люминесценции щелочно-галлоидных кристаллов, активированных индием.— В кн.: *Радиационная физика*, VI. Рига, Зинатне, 1970, с. 49—92.
16. Интенберг Л. Е. О затухании быстрого компонента примесной люминесценции 430 нм при возбуждении в А-полосе поглощения в кристалле $KI-Tl$.— *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1979, т. 5, с. 18—22.
17. Тринклер М. Ф., Плявинь И. К., Берзинь Б. Я. и др. Спектроскопия некоторых активированных щелочно-галлоидных кристаллов на базе кинетических исследований внутрицентральной люминесценции.— *Опт. и спектр.*, 1965, т. 19, с. 378—389.
18. Тринклер М. Ф., Золовкина И. С. А-люминесценция щелочно-галлоидных кристаллов, активированных одновалентными ртутеподобными ионами.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1976, т. 40, с. 1939—1943.
19. Trinkler M. F., Solovkina I. S. A luminescence of alkali halides activated by monovalent mercury-like ions.— *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1977, vol. 79, p. 49—59.
20. Kalnin A. E., Trinkler M. F. Spectroscopy of mixed alkali halide crystals activated by thallium.— *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1978, vol. 88, p. 445—555.
21. Тринклер М. Ф., Тринклер Л. Э. А-люминесценция $KBr-Pb$ в температурном районе 8—80 К.— *Опт. и спектр.*, 1979, т. 46, с. 91.
22. Le Si Dang, Romestein R., d'Aubigne Y. M. M. Jahn-Teller effect in an orbital triplet coupled to both E_g and T_{2g} modes of vibration: experimental evidence of the coexistence of tetragonal and trigonal minima.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, vol. 38, p. 1539—1543.
23. Le Si Dang, Romestein R., Simkin D. Systematic study of the magnetic circular dichroism of ns^2 ions in KBr and KI .— *Phys. Rev. (b)*, 1978, vol. 18, № 11, p. 6316—6323.
24. Мергерриан Д., Маркхем Дж. Усилитель света с использованием стокового сдвига.— В кн.: *Лазеры. Оптические когерентные квантовые генераторы и усилители*. М., Изд-во иностр. лит., 1963, с. 126—134.
25. Fowler W. B., Dexter D. L. Relation between absorption and emission probabilities in luminescent centres in ionic solids.— *Phys. Rev.*, 1962, vol. 128, p. 2154—2165.
26. Моргенштерн З. Л. Измерение абсолютного квантового выхода люминесценции щелочно-галлоидных кристаллов.— *ЖЭТФ*, 1955, т. 2, с. 903—904.
27. Шварц К. К. Температурное тушение в некоторых щелочно-галлоидных кристаллофосфорах.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1958, № 7, с. 153—191.
28. Малиновский В. К. Явления памяти в твердом теле.— *Автометрия*, 1979, № 4.
29. Лийдя Г. Г., Яэк И. В. Создание F-центров в щелочно-галлоидных фосфорах ультрафиолетовой радиацией.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1961, № 14, с. 212—235.
30. Яэк И. В., Лийдя Г. Г. Возбуждение рекомбинационной люминесценции в фундаментальных полосах поглощения некоторых галлоидов.— *Опт. и спектр.*, 1960, т. 8, вып. 1, с. 142—144.
31. Лийдя Г. Г. Взаимодействие экситонов с дефектами щелочно-галлоидных кристаллов.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1960, № 12, с. 149—173.
32. Яэк И. В., Окк М. Ф. О спектре рекомбинационной люминесценции кристаллов KCl , активированных ртутеподобными ионами.— *Труды ИФА АН ЭССР*, 1962, № 21, с. 96—116.
33. Черняк В. Г., Дунина А. А., Ларионов М. Г. и др. О фотосцинтилляциях $KCl-Tl$, возбужденных в F-полосе поглощения.— *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1966, № 5, с. 15—19.
34. Chernyak V. G., Plavin I. K. Quick-response energy transfer from the electron color centers to the activator.— In: *Color Centers in Alkali halides. International Symposium. Rome, 1966*, p. 65.
35. Плявинь И. К., Черняк В. Г. Кинетика фотостимулированной рекомбинационной люминесценции в KCl , KBr и KI .— *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1968, № 1, с. 7—18.
36. Плявинь И. К., Черняк В. Г. Малоинерционная передача энергии в щелочно-галло-

- идных кристаллах, активированных ртутеподобными ионами.— В кн.: Радиационная физика. VI. Радиационные дефекты и люминесценция ионных кристаллов. Рига. Зинатне, 1970, с. 93—162.
37. Калныньш Р. А., Плявинь И. К., Обьедков В. П. и др. О начальной стадии стимулированной люминесценции KJ—Tl.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1970, № 5, с. 10—18.
 38. Piyavin I. K., Vale G. K., Nagli L. E., Kalnin R. A. Quick response luminescence of RCl—Tl, KBr—Tl, stimulated in electron color centers.— In: Color Centers in Ionic Crystals. International Conference. Reading, 1971, p. 91.
 39. Нагли Л. Е., Рот М. Л. Малоинерционная передача энергии в кристалле KBr—Tl. I. Оптическая вспышка.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1970, № 3, с. 52—59.
 40. Нагли Л. Е., Рот М. Л. Малоинерционная передача энергии в кристалле KBr—Tl. II. Фотосцинтилляция.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1970, № 3, с. 60—63.
 41. Нагли Л. Е., Шехтман В. А. Малоинерционная передача энергии в кристалле KJ—Tl. I. Оптическая вспышка.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1971, № 2, с. 29—32.
 42. Нагли Л. Е. Влияние внешнего электрического поля на процессы передачи энергии в кристаллах KBr—Tl. Концентрационное и температурное поведение.— В кн.: Материалы XIX Совещания по люминесценции. Рига, изд. ЛатвГУ, 1970, с. 142—143.
 43. Нагли Л. Е., Плявинь И. К., Шехтман В. А. Малоинерционная передача энергии в щелочно-галлоидных кристаллах и эффекты внешнего электрического поля.— В кн.: Радиационная физика. VII. Миграция энергии и дефекты в ионных кристаллах. Рига, Зинатне, 1973, с. 61—114.
 44. Вале Г. К., Власов Г. И., Плявинь И. К. Абсолютный квантовый выход запасенной светосуммы в активированных щелочно-галлоидных кристаллах.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, № 5, с. 13—15.
 45. Калныньш Р. А., Плявинь И. К. Определение эффективных сечений поглощения света электронными центрами при фотовывесивании светосумм.— В кн.: Тезисы докладов IV Всес. совещания по радиационной физике и химии ионных кристаллов, Рига, 3—5 октября, 1978. Саласпилс, изд. ИФА АН ЛатвССР, 1978, с. 403—404.
 46. Нагли Л. Е. Абсолютный квантовый выход малоинерционной передачи энергии в щелочно-галлоидных кристаллах.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1976, № 5, с. 70—74.
 47. Нагли Л. Е., Плявинь И. К. Вынужденное рекомбинационное испускание активированных щелочно-галлоидных кристаллов.— Изв. АН ЛатвССР, 1977, № 5, с. 115—117.
 48. Нагли Л. Е., Плявинь И. К. Вынужденное рекомбинационное излучение ртутеподобных активаторов в щелочно-галлоидных кристаллах.— Опт. и спектр., 1977, т. 44, вып. 1, с. 138—142.
 49. Thaxter J. V. Electrical control of holographic storage in strontium-barium niobate.— Appl. Phys. Lett., 1969, vol. 15, p. 210—212.
 50. Калныньш Р. А., Обьедков В. П., Плявинь И. К. Способ записи и считывания информации. Авт. свид-во, № 493161.— БИ, 1975, № 43.
 51. Березин П. Д., Компанец И. Н., Кравец А. Н. Амплитудно-фазовые голограммы на радиационно окрашенных кристаллах NaCl.— Опт. и спектр., 1977, т. 42, вып. 1, с. 180—183.
 52. Shvarts K. K. Photostimulated processes in inorganic materials and optical information storage.— Preprint, Riga, Publ. House "Zinatne", 1977, p. 1—47.
 53. Haignat J. P., Micheron F. High-sensitivity read-write volume holographic storage in Bi₁₂SiO₂₀ and Bi₁₂GeO₂₀ crystals.— Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, № 9, p. 591—593.
 54. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Абсорбционные пропускающие голограммы.— В кн.: Оптическая голография. М., Мир, 1973, с. 283—286.
 55. Ивакин Е. В., Петрович И. П., Рубанов А. С., Степанов Б. И. Динамические голограммы в усиливающей среде.— Квант. электроника, 1975, т. 2, № 7, с. 1556—1558.
 56. Нагли Л. Е., Плявинь И. К. Оптическое запоминающее устройство. Авт. свид-во, № 427384, БИ, 1974, № 17.

Поступила в редакцию
1 июня 1979 г.