

УДК 535.37+778.663

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ГАЛОГЕНСЕРЕБРЯНЫХ ФОТОМАТЕРИАЛАХ В ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Бойченко А.П.

ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный университет»,
Краснодар, e-mail: bojchenco@yandex.ru

На основе известных результатов исследований «Эффекта Ротштейна» предложена феноменологическая физико-математическая модель процессов образования изображений в микрокристаллах галогенидов серебра размером от $3 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-6} м под действием импульсного электрического поля напряженностью от $5 \cdot 10^6$ В/м до $1,5 \cdot 10^7$ В/м и вспышки света интенсивностью $\sim 3,4 \cdot 10^5$ квант/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$). С учетом катионно-электронной и вакансионно-дырочной рекомбинации проведено численное решение модели на примере экспериментальных результатов взаимодействия барьерного газового разряда с фотоматериалами различной светочувствительности. Показано, что при одинаковой освещенности характер формирования серебряных центров скрытого изображения зависит от размеров микрокристаллов, напряженности в них электрического поля, а также скоростей его нарастания и спада.

Ключевые слова: «Эффект Ротштейна», галогениды серебра, ионы серебра, ионные вакансии, фотоэлектроны, фотодырки

PHENOMENOLOGY MODEL OF FORMATION IMAGES ON HALOENS SILVER PHOTOMATERIALS IN PULSE ELECTRICAL FIELD

Boychenko A.P.

Kuban State University, Krasnodar, e-mail: bojchenco@yandex.ru

On the basis of known results of researches «Effect Rotshtein» the physical and mathematical model of processes of formation of the images in microcrystals halogens of silver by the size from $3 \cdot 10^{-7}$ m up to 10^{-6} m under action of a pulse electrical field by intensity from $5 \cdot 10^6$ V/m up to $1,5 \cdot 10^7$ V/m and flare of light by intensity of $\sim 3,4 \cdot 10^5$ quants / ($\text{m}^2 \cdot \text{s}$) is offered phenomenology. In view of kation-electronic and vacancy-holes recombination the numerical decision of model on an example of experimental results of interaction of the barrier gas-discharge with photomaterials of a various photosensitivity is carried spent. Is shown, that at identical light exposure the character of formation of the silver centres of the latent image depends on the sizes of microcrystals, intensity in them of an electrical field, and also speeds of its increase and recession.

Keywords: «Effect Rothstein», halogens silver, ions of silver, ions of vacancy, photoelectrons, photoholes

С тех пор как Ж. Ротштейном был обнаружен эффект влияния импульсного электрического поля на светочувствительность галогенсеребряных (AgHal) фотоматериалов прошло более 50 лет [10]. За это время состоялось как масштабное исследование «Эффекта Ротштейна» (преимущественно проведенное в бывшем СССР), так и его применение в научной фотографии для ядерно-физических экспериментов [3] и управления AgHal-фотографическим процессом [6, 7]. Недавние исследования взаимодействия барьерного разряда с AgHal-фотоматериалами показали, что «Эффект Ротштейна» реализуется и в этом случае, но в условиях не только однократного, но и многократного светового экспонирования [1, 2]. Несмотря на практическую привлекательность названного эффекта для программного управления чувствительностью различных фотографических систем, в настоящее время он пока не имеет какой-либо модели, адекватно описывающей кинетику процессов образования изображений и по-

зволяющую предсказать наиболее подходящие условия его реализации на конкретных фоточувствительных материалах. Можно назвать лишь одну работу [9], посвященную этой проблеме. Однако авторы ограничились рассмотрением в ней только ионно-вакансионной стадии, т.е. без светового экспонирования фотоэмульсионных микрокристаллов (МК) AgHal. Поэтому в настоящей статье предлагается феноменологическая модель кинетики образования изображений на AgHal-фотоматериалах с учетом их светового экспонирования в импульсном электрическом поле с течением как ионно-вакансионных, так и электронно-дырочных процессов.

Постановка задачи. Для моделирования этих процессов решалась система одномерных кинетических уравнений непрерывности для концентраций катионов серебра Ag^+ n_{Ag} , катионных вакансий n_V , фотоэлектронов n_e и фотодырок n_h совместно с уравнением для напряженности электрического поля в МК AgHal E_k реальных фотографических эмульсий, предложенного в [4]:

$$\frac{\partial n_{\text{Ag}}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-D_{\text{Ag}} \frac{\partial n_{\text{Ag}}}{\partial x} - \mu_{\text{Ag}} n_{\text{Ag}} E_k \right] + \frac{eZ_{\text{Ag}} \mu_{\text{Ag}}}{\epsilon_k \epsilon_0} (n_0^2 - n_{\text{Ag}} n_V) - \frac{e \mu_e}{\epsilon_k \epsilon_0} n_{\text{Ag}} n_e; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_V}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-D_V \frac{\partial n_V}{\partial x} + \mu_V n_V E_k \right] + \frac{eZ_{Ag}\mu_{Ag}}{\varepsilon_k \varepsilon_0} (n_0^2 - n_{Ag} n_V) - \frac{e\mu_h}{\varepsilon_k \varepsilon_0} n_V n_h; \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + \mu_e n_e E_k \right] + \frac{n_{0e}}{\tau} - \frac{e\mu_e}{\varepsilon_k \varepsilon_0} (n_{Ag} n_e - n_h n_e); \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-D_h \frac{\partial n_h}{\partial x} - \mu_h n_h E_k \right] + \frac{n_{0h}}{\tau} - \frac{e\mu_h}{\varepsilon_k \varepsilon_0} n_V n_h - \frac{e\mu_e}{\varepsilon_k \varepsilon_0} n_h n_e; \quad (4)$$

$$E_k = \frac{3U}{\left(2 + \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_f}\right) \left(d_f + d_p \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_p}\right)}; \quad (5)$$

где $D_{Ag} = \frac{v_{Ag} L_{Ag}}{3} \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right);$

$$D_V = \frac{v_V L_V}{3} \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right);$$

$$D_e = \frac{v_e L_e}{3} \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right);$$

$$D_h = \frac{v_h L_h}{3} \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right);$$

$$\mu_{Ag} = \frac{eZ_{Ag} D_{Ag}}{kT};$$

$$\mu_V = \frac{eZ_V D_V}{kT}; \quad \mu_e = \frac{eD_e}{kT};$$

$\mu_h = \frac{eD_h}{kT}$ – диффузии и подвижности катионов Ag^+ , катионных вакансий V^- , фотоэлектронов и фотодырок в МК AgHal с характерными длинами $L_{Ag} = (n_{0Ag})^{-1/3}$ для Ag^+ и вакансий $L_V = (n_{0V})^{-1/3}$, а также эффективных длин пробега фотоэлектронов в МК $L_e = Z_{Ag} e^2 (\varepsilon_k \varepsilon_0 kT)^{-1}$ и фотодырок $L_h = Z_V e^2 (\varepsilon_k \varepsilon_0 kT)^{-1}$ соответственно; Z_{Ag} и Z_V – кратности зарядов Ag^+ и V^- , равных единице; n_{0Ag} – начальная концентрация ионов Ag^+ , равновесно образующихся с катионными вакансиями V^- концентрацией n_{0V} , т.е.

$$n_{0Ag}(x, 0) = n_{0V}(x, 0) = n_F$$

$$U = U_0 \cdot N \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \cdot \left(\frac{t + \tau_1}{\tau_1} \left[\frac{t + \tau_2}{\tau_2} \right]^{-1} \right) \right\}, \quad (6)$$

где $n_F = \sqrt{\frac{r}{r_{Ag}}} a_k^{-3} \exp\left(-\frac{W_F}{2kT}\right)$ – концен-

трация дефектов Френкеля и энергия их образования $W_F = 1,7 \cdot 10^{-19} - 1,09 \cdot 10^{-18} kT$ [9] в МК AgHal линейным размером (диа-

метром) r ; $v_{Ag} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{Ag}}}$; $v_V = \sqrt{\frac{3kT}{m_V}}$;

$v_e = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$ и $v_h = \sqrt{\frac{3kT}{m_h}}$ – скорости тепло-

вого движения ионов Ag^+ , V^- , электронов и дырок соответственно; $W_k = \frac{\alpha \cdot Z^2 e^2}{4\pi \varepsilon_k \varepsilon_0 a_k}$ – потенциальная энергия взаимодействия ионов кристаллической решетки AgHal;

$n_{0e} = \eta N_{hv} K V_k (1 - \exp[-Kr]) \cdot (V S_k \tau)^{-1} \cdot r^2 D_e^{-1}$ и –

$n_{0h} = \eta N_{hv} K V_k (1 - \exp[-Kr]) \cdot (V S_k \tau)^{-1} \cdot r^2 D_h^{-1}$ фотоэлектроны и фотодырки в МК AgHal

объемом $V_k = \frac{1}{6} \pi r^3$, сгенерированные све-

товыми фотонами количеством N_{hv} за время τ на поверхности МК площадью $S_k = 0,25 \pi r^2$; V – единичный объем (равный 1 м^3); x – текущая координата; U – приложенное напряжение.

В ряде наших работ (например, в [1]) последний параметр являлся видеоимпульсом колоколообразной формы, подчиняющимся следующей эмпирически выведенной математической зависимости (вероятно, справедливой исключительно для использованного генератора высоковольтных импульсов):

где U_0 – начальное напряжение на электродах. На основании изложенного были определены соответствующие граничные условия задачи:

$$n_{Ag}(0, t) = n_{0Ag} \exp\left(-\frac{\mu_{Ag} E_k R_d}{D_{Ag}}\right); \quad \frac{\partial n_{Ag}(r, t)}{\partial r} = \frac{n_{0Ag} \mu_{Ag} E_k \exp(-\mu_{Ag} D_{Ag}^{-1} E_k [R_d - r])}{D_{Ag}}; \quad (7)$$

$$n_V(0, t) = n_{0V} \exp\left(\frac{\mu_V E_k R_d}{D_V}\right); \quad \frac{\partial n_V(r, t)}{\partial r} = -\frac{n_{0V} \mu_V E_k \exp(\mu_V D_V^{-1} E_k [R_d - r])}{D_V}; \quad (8)$$

$$n_e(0, t) = n_{0e} \exp\left(\frac{\mu_e E_k L_e}{D_e}\right); \quad \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} = -\frac{n_{0e} \mu_e E_k \exp(\mu_e D_e^{-1} E_k [L_e - r])}{D_e}; \quad (9)$$

$$n_h(0, t) = n_{0h} \exp\left(-\frac{\mu_h E_k L_h}{D_h}\right); \quad \frac{\partial n_h(r, t)}{\partial r} = \frac{n_{0h} \mu_h E_k \exp(\mu_h D_h^{-1} E_k [L_h - r])}{D_h}; \quad (10)$$

где $R_d = \sqrt{\frac{\epsilon_k \epsilon_0 k T}{e^2 Z_{Ag}^2 n_{0Ag} + e^2 Z_V^2 n_{0V}}}$ – Дебаевский радиус.

Для рационального решения системы (1)–(5) с начальными и граничными условиями (7)–(10) методом Рунге–Кутты в ней было выполнено обезразмеривание уравнений. Численное моделирование осуществлялось на примере экспериментальных результатов по взаимодействию барьерного разряда с AgHal-фотоматериалами [1, 2] при вариантах напряженности электрического поля $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м и $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м, размерах МК AgHal исследованных фотопленок $r = 3 \cdot 10^{-7}$ м и $r = 10^{-6}$ м, интенсивности светового излучения J_{hv} , создаваемого одиночной электронной лавиной $\sim 3,4 \cdot 10^5$ квант/(м²·с). Расшифровка, обозначение и значения некоторых параметров для МК AgHal, а также физических постоянных, выбранных для расчета, приведены в таблице.

Результаты моделирования представлены на рис. 1–6 с совмещенной осциллограммой импульса напряжения, которая

выделена сплошной линией черного цвета. Оси ординат на всех графиках представлены в безразмерных и относительных единицах, нормированных на $N_0 = n_0 V_k$, а оси абсцисс – в единицах времени изменения импульса электрического поля $E_k(t)$ (или длительности видеоимпульса приложенного напряжения t).

Как видно из рис. 1 и 2, в отсутствие освещения электрическое поле просто смещает ионы и вакансии, группируя их на противоположных сторонах кристалла AgHal в такт своего изменения. Причем более эффективно этот процесс реализуется для ионов Ag⁺ как имеющих наибольшую подвижность по сравнению с V⁻, остающихся почти неподвижными за все время изменения E_k . Описанные закономерности наблюдаются как для микро-, так и наноразмерных кристаллов AgHal при $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м и $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м, что согласуется с данными моделирования работы [9].

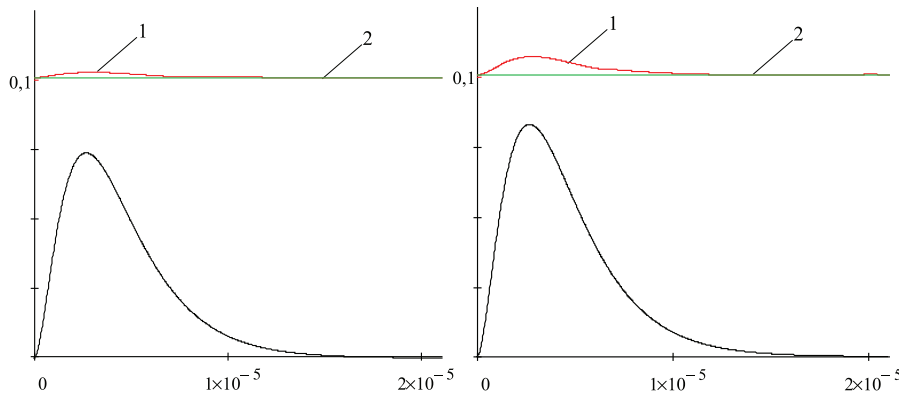


Рис. 1. Изменение концентраций ионов Ag⁺ (1) и ионных вакансий V⁻ (2) в МК AgHal с $r = 3 \cdot 10^{-7}$ м под действием поля $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м (слева) и $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м (справа) в отсутствие освещения (описание в тексте)

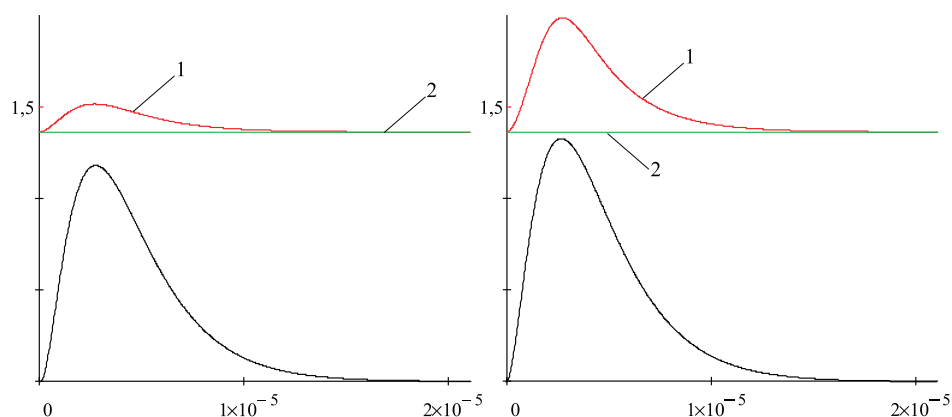


Рис. 2. Изменение концентраций ионов Ag^+ (1) и ионных вакансий V^- (2) в МК AgHal с $r = 10^{-6}$ м под действием поля $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м (слева) и $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м (справа) в отсутствие освещения (описание в тексте)

Физические и геометрические значения некоторых параметров МК AgHal, фотографических слоев и постоянных, выбранных для численных расчетов

№ п/п	Параметр и его обозначение		Значение
1	Элементарный электрический заряд, Кл	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19}$
2	Постоянная Больцмана, Дж/К	k	$1,380658 \cdot 10^{-23}$
3	Стандартная температура, К	T	298
4	Диэлектрическая постоянная, Ф/м	ϵ_0	$8,8541878 \cdot 10^{-12}$
5	Постоянная кристаллической решетки AgBr, м	a_k	$5,7748 \cdot 10^{-10}$
6	Постоянная Маделунга для кристалла AgBr	α	1,7476
7	Относительная диэлектрическая проницаемость МК AgBr	ϵ_k	12,5
8	Радиус ионов серебра, м	r_{Ag}	$1,13 \cdot 10^{-10}$
9	Масса ионов серебра, кг	m_{Ag}	$1,792 \cdot 10^{-25}$
10	Эффективная масса электрона, кг	m_e	$1,1843 \cdot 10^{-32}$
11	Эффективная масса дырок, кг	m_h	$4,555 \cdot 10^{-30}$
12	Масса ионных вакансий в МК AgBr*, кг	m_V	$3,530 \cdot 10^{-21}$
13	Диэлектрическая проницаемость AgHal-фотоэмульсионного слоя	ϵ_f	5,89
14	Диэлектрическая проницаемость полимерной подложки AgHal-фотоматериала	ϵ_p	3,23
15	Толщина фотоэмульсионного слоя AgHal-фотоматериала, м	d_f	$5,70 \cdot 10^{-6}$
16	Толщина полимерной подложки AgHal-фотоматериала, м	d_p	$1,65 \cdot 10^{-4}$
17	Коэффициент поглощения фотонов кристаллом AgBr (для длины волны излучения $\lambda = 400$ нм), m^{-1}	K	10^5
18	Квантовый выход фотоэффекта в МК AgHal**	η	1
19	Длительность световой вспышки, с	τ	$1,5 \cdot 10^{-6}$
20	Длительность видеоимпульса напряжения, с	t	$2,5 \cdot 10^{-5}$
21	Длительность переднего фронта видеоимпульса напряжения, с	τ_1	$2,5 \cdot 10^{-6}$
22	Длительность заднего фронта видеоимпульса напряжения, с	τ_2	$4,5 \cdot 10^{-6}$
23	Подгоночный коэффициент	N	10,49

Примечания:

* рассчитано из данных в [9];

** значение для фотонов фиолетового и ультрафиолетового диапазонов электромагнитного спектра [5].

Кардинальные изменения концентраций всех заряженных частиц происходят в МК AgHal при их освещении, что видно из рис. 3–6. Кинетика для n_{Ag} , n_V , n_e и n_h

определяется как амплитудным значением напряженности поля в разноразмерных кристалликах E_k , так и скоростями его нарастания и спада. Наибольший интерес

под влиянием этих факторов представляет поведение ионов Ag^+ и фотоэлектронов, как основных частиц, образующих центры скрытого изображения (ЦСИ). На переднем и заднем фронтах электрополевого импульса наблюдаются резкие скачки их концентраций, соответствующие определенным, пороговым величинам E_k . До этого порога поле уменьшает или увеличивает концентрации частиц (в зависимости от знака их зарядов и направления поля), группируя

их на противоположных сторонах МК. По мере нарастания E_k и достижения порогового уровня, при котором катионы и электроны набирают энергию, достаточную для их рекомбинации, начинает интенсивно осуществляться последний процесс. Он выражается сменой знака изменения n_{Ag} и n_e в зависимости от вышеперечисленных параметров поля, а также размеров МК, и длится от $\sim 0,1t$ до $\sim 0,45t$ для Ag^+ и от $\sim 0,8t$ до $\sim 0,95t$ для электронов.

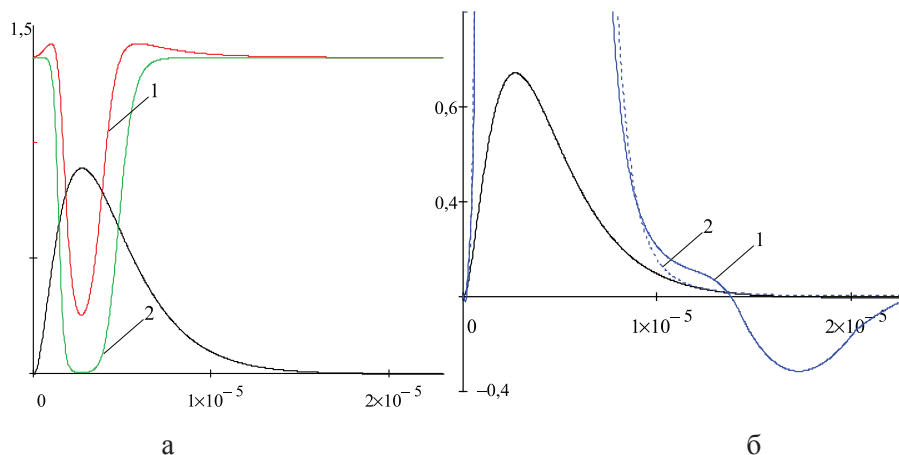


Рис. 3. Освещение МК AgHal с $r = 10^{-6}$ м под действием электрического поля $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м:
 а – изменение концентраций ионов Ag^+ (1) и ионных вакансий V^- (2);
 б – изменение концентраций электронов (1) и дырок (2) (описание в тексте)

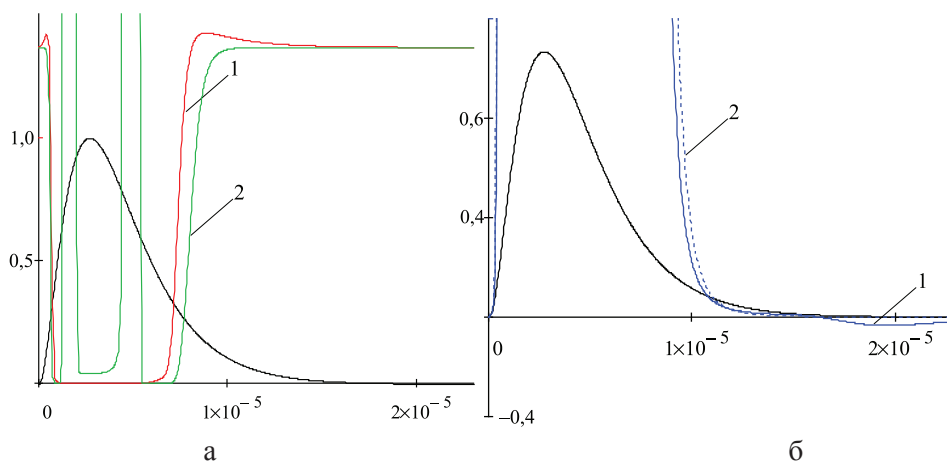


Рис. 4. Освещение МК AgHal с $r = 10^{-6}$ м под действием электрического поля $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м:
 а – изменение концентраций ионов Ag^+ (1) и ионных вакансий V^- (2);
 б – изменение концентраций электронов (1) и дырок (2) (описание в тексте)

Не менее интересно поведение вакансий. В отличие от варианта с неосвещенными МК размером 10^{-6} м под действием света и поля они подобно ионам Ag^+ вовлекаются в интенсивную рекомбинацию с фотодырками. Данный процесс создает очень благоприятные условия для формирования серебряных ЦСИ, т.к. существенно уменьшает вероятность их разрушения за счет обратной рекомбинации фотоэлектронов с дыр-

ками и ионов Ag^+ с вакансиями. Кроме того, как видно из рис. 4а и бб, вакансионно-дырочная рекомбинация носит многоимпульсный характер, что связано с величиной E_k и размерами МК AgHal. Таким образом, упомянутый в [9] размерный эффект четко реализуется и в предлагаемой модели, ярко выражаясь для наиболее подвижных частиц – дырок и электронов. Например, для последних в нанометровых кристаллах из-

менение на заднем фронте электрополевого импульса имеет колебательный характер с убывающей амплитудой (см. рис. 5б и 6б), что, вероятно, объясняется процессом периодической отдачи энергии электронами, приобретенной от поля, на взаимодействие с кристаллической решеткой и рекомбинацию с Ag^+ . Очевидно, этот процесс будет длиться до тех пор, пока E_k не достигнет величины, соответствующей порогу нарушения такого динамического равновесия, по-видимому, устанавливающегося в областях минимальной E_k . Поведение дырок и вакансий в наноразмерных МК также имеет характерные черты. При $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м и $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м концен-

трации последних практически не меняются (рис. 5а и 6а), тогда как в тех же полях между ними начинается рекомбинация, выражающаяся для дырок одноимпульсным режимом при $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м (рис. 5б) и при $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м – двухимпульсным (рис. 6б). Из чего следует, что в кристаллах AgHal указанного масштаба при определенных E_k и характере его изменения возможно управление как электронно-ионным, так и вакансионно-дырочным взаимодействием. По-видимому, подобное управление осуществимо и для кристаллов AgHal микронного масштаба, но в полях с $E_k < 5 \cdot 10^6$ В/м (при рассмотренной величине J_{hv}^k), что требует соответствующей экспериментальной проверки.

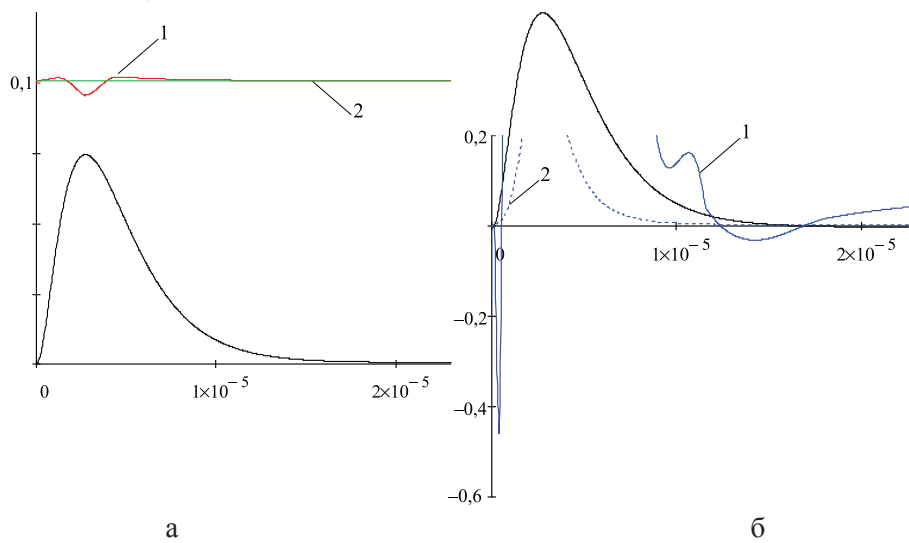


Рис. 5. Освещение МК AgHal с $r = 3 \cdot 10^{-7}$ м под действием электрического поля $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м:
 а – изменение концентраций ионов Ag^+ (1) и ионных вакансий V^- (2);
 б – изменение концентраций электронов (1) и дырок (2) (описание в тексте)

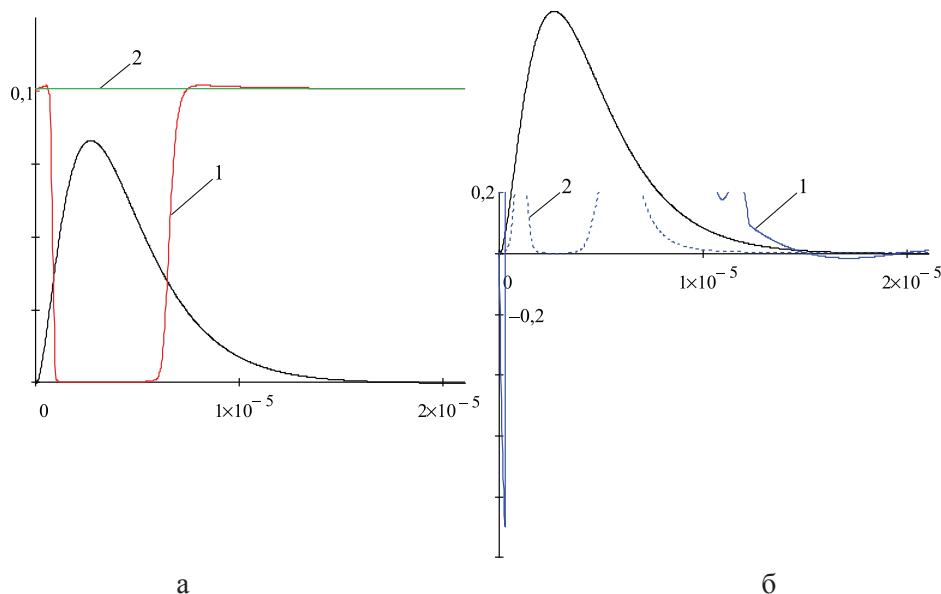


Рис. 6. Освещение МК AgHal с $r = 3 \cdot 10^{-7}$ м под действием электрического поля $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м:
 а – изменение концентраций ионов Ag^+ (1) и ионных вакансий V^- (2);
 б – изменение концентраций электронов (1) и дырок (2) (описание в тексте)

Заключение

Несмотря на феноменологический подход в рассмотрении процессов образования изображений на AgHal-фотоматериалах под действием электрического поля, предложенная модель позволяет объяснить ряд известных экспериментальных результатов по «Эффекту Ротштейна», во многом считающихся аномальными и противоречивыми. Прежде всего, это относится к уменьшению светочувствительности у фотоматериалов с высоким значением этого параметра в поле $E_k \sim 10^7$ В/м и ее повышению у низкочувствительных фотоматериалов в поле той же напряженности [6]. Как показывает библиографический анализ, при рассмотрении этих процессов совершенно не уделялось внимание вакансионно-дырочному взаимодействию, которое, как оказалось, играет немаловажную роль в формировании ЦСИ и существенно зависящее от характера изменения и напряженности электрического поля в МК AgHal, а также их размеров. Как следует из результатов моделирования, именно в поле $1,5 \cdot 10^7$ В/м для МК рассмотренных размеров наблюдается сложный, многоимпульсный характер рекомбинации фотодырок с вакансиями, длящийся $\sim 10^{-5}$ с, а каждый акт рекомбинаций – порядка $(2-3) \cdot 10^{-6}$ с (зависящих от длительностей нарастания и спада электрополевого импульса). Аналогичный процесс взаимодействия протекает между фотоэлектронами и ионами Ag^+ , но в кристалликах нанометрового масштаба, как при $E_k = 5 \cdot 10^6$ В/м, так и при $E_k = 1,5 \cdot 10^7$ В/м. Из чего следует, что светочувствительность AgHal-фотографических слоев будет существенно зависеть от моментов возникновения световой вспышки на том или ином участке изменения импульса электрического поля $E_k(t)$, что и наблюдается экспериментально [8]. Однако новый результат, выявленный при моделировании, – это упомянутый многоимпульсный характер рекомбинационных взаимодействий, указывающий на существенные изменения светочувствительности AgHal-фотоматериалов еще и при их многоимпульсном световом экспонировании с определенным периодом следования вспышек под действием одиночного импульса электрического поля, что обнаружено нами в [2].

Список литературы

1. Бойченко А.П., Хонякин С.В. Исследование влияния составляющих излучения барьерного разряда на формирование газоразрядных изображений // Научные итоги 2011 года: достижения, проекты, гипотезы: матер. I Междунар. научно-практич. конфер. Ч. 2. (Новосибирск, 26 дек. 2011 г.) – Новосибирск, 2011. – С. 39–43.
2. Бойченко А.П. Влияние парных световых импульсов на эффект Ротштейна // ЖТФ. – 2012. – Т. 82. – Вып. 12. – С. 116–118.

3. Новый трековый детектор – ядерная эмульсия с управляемой чувствительностью / Е.М. Гушин, А.Н. Лебедев, А.Ю. Лопырев и др. // ПТЭ. – 1988, № 1. – С. 28–31.
4. Гушин Е.М., Лебедев А.Н., Сомов С.В. О диэлектрических свойствах галогенсеребряных эмульсий // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематогр. – 1989. – Т. 31, № 2. – С. 95–99.
5. Мейкляр П.В. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. – М.: Наука, 1972. – 400 с.
6. Певчев Ю.Ф. О зависимости знака эффекта электрического поля от контрастности фотографической эмульсии // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематогр. – 1970. – Т. 15, № 5. – С. 360–361.
7. Самойлович Д.М., Ардашев И.В., Барина Е.С. Специальная фотографическая эмульсия с управляемой чувствительностью // Докл. АН СССР. – 1968. – Т. 178, № 6. – С. 1296–1297.
8. Уланов В.М. Некоторые особенности изменения чувствительности фотографических слоев в электрическом поле // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематогр. – 1989. – Т. 30, № 2. – С. 133–135.
9. Ханефт А.В., Крашенинин В.И. Кинетика поляризации и эффект термогенерации дефектов Френкеля в галогенидах серебра // Журн. науч. и прикл. фотографии. – 1998. – Т. 43, № 1. – С. 34–43.
10. Rothstein J. Enhancement of photographic speed and sensitivity by electric field // Phot. Sci. and Engineering. – 1960. – Vol. 4, № 1. – P. 5–11.

References

1. Bojchenko A.P., Honjakin S.V. Issledovanie vlijaniya sostavljajuwih izluchenija bar'ernogo razrjada na formirovanie gazorazrjadnyh izobrazhenij // Nauchnye itogi 2011 goda: dostizhenija, proekty, gipotezy: Mater. I Mezhdunar. nauchno-praktich. konfer. Ch. 2. (Novosibirsk, 26 dek. 2011 g.) Novosibirsk, 2011. pp. 39–43.
2. Bojchenko A.P. Vlijanie parnyh svetovyh impul'sov na jeffekt Rotshtejna // ZhTF. 2012. T. 82. Vyp. 12. pp. 116–118.
3. Guwin E.M., Lebedev A.N., Lopyrev A.Ju. i dr. Novyj trekovyj detektor – jadernaja jemul'sija s upravljaemoj chuvstvitel'nost'ju // PTJe. 1988, no. 1. pp. 28–31.
4. Guwin E.M., Lebedev A.N., Somov S.V. O dijelektricheskikh svojstvah galogenserebrjanyh jemul'sij // Zhurn. nauch. i prikl. foto- i kinematogr. 1989. T. 31, no. 2. pp. 95–99.
5. Mejljar P.V. Fizicheskie processy pri obrazovanii skrytogo fotograficheskogo izobrazhenija. M.: Nauka, 1972. 400 p.
6. Pevchev Ju.F. O zavisimosti znaka jeffekta jelektricheskogo polja ot kontrastnosti fotograficheskoi jemul'sii // Zhurn. nauch. i prikl. foto- i kinematogr. 1970. T. 15, no. 5. pp. 360–361.
7. Samojlovich D.M., Ardashev I.V., Barinova E.S. Special'naja fotograficheskaja jemul'sija s upravljaemoj chuvstvitel'nost'ju // Dokl. AN SSSR. 1968. T. 178, no. 6. pp. 1296–1297.
8. Ulanov V.M. Nekotorye osobennosti izmenenija chuvstvitel'nosti fotograficheskikh sloev v jelektricheskom pole // Zhurn. nauch. i prikl. foto- i kinematogr. 1989. T. 30, no. 2. pp. 133–135.
9. Hanef A.V., Krashenin V.I. Kinetika poljarizacii i jeffekt termogeneracii defektov Frenkelja v galogenidah srebra // Zhurn. nauch. i prikl. fotografii. 1998. T. 43, no. 1. pp. 34–43.
10. Rothstein J. Enhancement of photographic speed and sensitivity by electric field // Phot. Sci. and Engineering. 1960. Vol. 4, no. 1. pp. 5–11.

Рецензенты:

Богатов Н.М., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой физики и информационных систем Кубанского государственного университета, г. Краснодар;

Копытов Г.Ф., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и нанотехнологий Кубанского государственного университета, г. Краснодар.

Работа поступила в редакцию 26.10.2012.