

01;06;07

Исследование тонкопленочных электролюминесцентных излучателей при возбуждении линейно нарастающим напряжением

© Н.Т. Гурин, О.Ю. Сабитов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 30 июля 1997 г.)

На основе решения уравнения кинетики изменения концентрации возбужденных центров свечения в электролюминесцентном слое тонкопленочного электролюминесцентного излучателя для линейно нарастающего напряжения получены зависимости средней и мгновенной яркости свечения от времени нарастания напряжения. Теоретически и экспериментально показано, что зависимости средней и амплитудной яркостей, а также внешнего и внутреннего квантового выхода, энергетического выхода и светоотдачи от времени нарастания напряжения имеют максимум, причем положение максимума определяется частотой возбуждающего напряжения. Полученные расчетные и экспериментальные зависимости позволяют определить основные параметры, характеризующие процесс электролюминесценции: сечение ударного возбуждения центров свечения, концентрацию центров свечения, вероятность перехода центров свечения в возбужденное состояние, а также вероятности излучательной и безызлучательной рекомбинации этих центров и другие.

Результаты проведенных нами ранее исследований [1,2] свидетельствуют о том, что яркость свечения и светоотдача тонкопленочных (ТП) электролюминесцентных (ЭЛ) излучателей (ЭЛИ) существенно изменяется при изменении формы возбуждающего напряжения, возрастающая с увеличением скорости нарастания напряжения при прочих равных условиях.

В данной работе проведен анализ изменения яркости и светоотдачи при возбуждении ТП ЭЛИ симметричным знакопеременным напряжением трапециевидальной формы с линейно нарастающим фронтом [1] для определения оптимальных условий возбуждения с точки зрения максимальной яркости и светоотдачи, а также для определения физических параметров, характеризующих процесс электролюминесценции в подобных структурах.

В основу теоретического анализа работы ТП ЭЛИ при указанных условиях возбуждения была положена модель ударного возбуждения свободными носителями заряда центров свечения, характерная для ЭЛ структур на основе цинк-сульфидных люминофоров. Кинетика концентрации возбужденных центров свечения описывается следующим уравнением [3]:

$$\frac{dN^*(t)}{dt} = \alpha[N - N^*(t)] - \frac{N^*(t)}{\tau} - \beta N^*(t), \quad (1)$$

где N — концентрация центров свечения; $N^*(t)$ — концентрация возбужденных центров свечения; $\alpha(t) = \sigma j(t)/e$ — вероятность перехода центра свечения из основного в возбужденное состояние в единицу времени, где σ — сечение ударного возбуждения центра свечения, $j(t)$ — плотность тока проводимости в пленке люминофора, вызывающего его свечение, e — заряд электрона; τ — постоянная времени релаксации возбужденных центров свечения, обусловленной излучательными переходами в основное состояние; β —

вероятность безызлучательных переходов этих центров в единицу времени.

При анализе аналогично [4] принималось, что диэлектрики являются однородными и не имеющими диэлектрических потерь; ЭЛ структура симметрична и волны яркости одинаковы в разные полупериоды возбуждающего напряжения.

Решим уравнение (1) в предположении малого уровня возбуждения, когда σ не зависит от напряженности электрического поля, с учетом безызлучательных процессов. Вводя обозначение

$$\tau^* = \left(\frac{1}{\tau} + \beta\right)^{-1} \quad (2)$$

и используя выражение для плотности активного тока $j(t) = C_{d0}(dV/dt) = C_{d0}(V_m/t_m)$, где C_{d0} — удельная емкость, образованная диэлектрическими слоями ЭЛ структуры, t_m — момент времени, при котором напряжение возбуждения достигает амплитудного значения V_m [1,4], получим аналогично [1] зависимости изменения концентрации возбужденных центров на участке нарастания возбуждающего напряжения до максимального V_m

$$N_r^*(t) = C \exp \left[- \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right) t \right] + \frac{\alpha N}{\alpha + 1/\tau^*}, \quad (3)$$

и на участке, соответствующем плоской вершине и спаду импульса напряжения,

$$N_{dec}^*(t) = C \exp \left(- \frac{t}{\tau^*} \right), \quad (4)$$

где C — константы, определяемые начальными условиями.

Подставляя полученные решения (3), (4) с учетом начальных условий в формулу (5), связывающую яркость

свечения ЭЛИ с концентрацией возбужденных центров свечения

$$L(t) = \eta_c d_{lum} \frac{N^*(t)}{\tau^*}, \quad (5)$$

где η_c — эффективность светового выхода, определяемая в предположении монохроматичности излучения в виде

$$\eta_c = \eta_{ext} f_\lambda h\nu, \quad (6)$$

где η_{ext} — внешний квантовый выход, определяемый отношением числа фотонов, излучаемых с поверхности, к полному числу фотонов, возникающих в объеме люминесцентного слоя; f_λ — коэффициент видности излучения; $h\nu$ — энергия излучаемых фотонов (h — постоянная Планка); d_{lum} — толщина слоя люминофора [3], получим закон изменения мгновенной яркости от времени при нарастании возбуждающего напряжения от порогового значения V_{thr} , соответствующего времени t_{thr} , при котором начинается свечение ТП ЭЛИ ($L_r(t_{thr}) = 0$) до момента времени t_m достижения амплитудного значения напряжения V_m

$$L_r(t) = \frac{\eta_c d_{lum} N}{\tau^*} \frac{\alpha}{\alpha + 1/\tau^*} \times \left[1 - \exp \left[- \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right) (t - t_{thr}) \right] \right]. \quad (7)$$

Выражение (7), справедливое для области низких частот следования импульсов возбуждающего напряжения, когда спад яркости за полпериода происходит практически до нуля, т.е. $(4-5)\tau \leq T/2$ (T — период следования импульсов напряжения возбуждения), позволяет определить величину постоянной нарастания яркости

$$\tau^{**} = \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Аналогично, учитывая в качестве начальных условий равенство амплитуд яркости для ее нарастания и спада $L_r(t_m) = L_{dec}(t_m)$, определяем выражение для спада яркости со временем

$$L_{dec}(t) = \frac{\eta_c d_{lum} N}{\tau^*} \frac{\alpha}{\alpha + 1/\tau^*} \times \left[1 - \exp \left[- \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right) (t_m - t_{thr}) \right] \right] \exp \left(- \frac{t - t_m}{\tau^*} \right), \quad (9)$$

с помощью которого можно определить величину τ^* . В общем случае для произвольного периода следования импульсов напряжения возбуждения при $t = t_m$, учитывая, что

$$\alpha = \frac{a}{t_m}, \quad (10)$$

где $a = \sigma C_{d0} V_m / e$, получим зависимость амплитудного значения яркости от времени нарастания напряжения

$$L_m(t_m) = \eta_c d_{lum} N \frac{a}{a\tau^* + t_m} \left[1 - (1 - A) \times \exp \left[- \left(a + \frac{t_m}{\tau^*} \right) \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \right], \quad (11)$$

где

$$A = \left[1 - \exp \left[- \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right) (t_m - t_{thr}) \right] \right] \times \exp \left(- \frac{t_{thr} + T/2 - t_m}{\tau^*} \right),$$

$n = V_m / V_{thr}$, величина A характеризует ненулевые начальные условия, имеющие место в установившемся режиме при высоких частотах возбуждающего напряжения $((4-5)\tau > T/2)$.

Как следует из (11), с уменьшением периода следования импульсов возбуждения T значения $L_m(t_m)$ возрастают.

Для области низких частот при $t_m = \tau^*$ амплитудное значение яркости L_m равно

$$L_m(\tau^*) = \frac{\eta_c d_{lum} N a}{\tau^*} \left[1 - \exp \left[- \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \right]. \quad (12)$$

При $t_m = a\tau^* L_m$ равна

$$L_m(a\tau^*) = \frac{\eta_c d_{lum} N}{2\tau^*} \times \left[1 - \exp \left[- 2 \frac{\sigma C_{d0}}{e} (V_m - V_{thr}) \right] \right]. \quad (13)$$

При стремлении времени нарастания напряжения к нулю, т.е. при возбуждении прямоугольными импульсами напряжения, значение L_m стремится к значению

$$L_m(t_m \rightarrow 0) = \frac{\eta_c d_{lum} N}{\tau^*} \times \left[1 - \exp \left[- \frac{\sigma C_{d0}}{e} (V_m - V_{thr}) \right] \right]. \quad (14)$$

Теоретический анализ функции (11) весьма громоздок. Однако из (11) следует, что при $\alpha \ll 1/\tau^*$, соответствующей области больших значений t_m , амплитудное значение яркости $L_m \sim \alpha \sim 1/t_m$, т.е. спадает с ростом t_m по гиперболическому закону. При $\alpha \gg 1/\tau^*$ величина $L_m \sim a(1 - t/t_m)$, т.е. возрастает с увеличением t_m . При $\alpha \approx 1/\tau^*$ значение L_m определяется из (13) и не зависит от t_m . Таким образом, зависимость $L_m(t_m)$ имеет максимум в области $\alpha \approx 1/\tau^*$, т.е. при $t_m \approx a\tau$. Численный анализ выражения (11) подтверждает наличие максимума на зависимости $L_m(t_m)$ (рис. 1), причем с ростом частоты максимум сдвигается в область меньших значений времен нарастания напряжения (рис. 3, а). Физический смысл роста амплитудного значения яркости L_m при уменьшении времени нарастания возбуждающего напряжения при постоянных N , σ , τ , β заключается в росте активного тока, прошедшего через ЭЛ слой, т.е. увеличении скорости нарастания концентрации электронов в этом слое, приводящей к возрастанию вероятности возбуждения центров свечения в единицу времени α . При малых временах нарастания напряжения возбуждения, когда

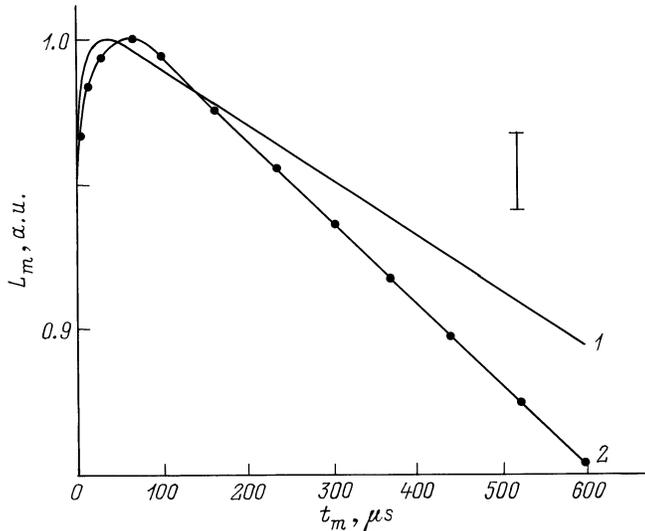


Рис. 1. Зависимость амплитудной яркости свечения ТП ЭЛИ от времени нарастания возбужденного напряжения до значения V_m на частоте 250 Hz: 1 — расчет, 2 — эксперимент.

выполняется условие $\alpha = (a/t_m) \gg 1/\tau^*$, скорость возбуждения центров свечения превышает скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации и L_m возрастает с увеличением t_m . При $a \sim 1/\tau^*$ скорости возбуждения центров свечения и рекомбинации уравновешивают друг друга. При учете полевой зависимости σ [5] в соответствии с (10) следует ожидать более быстрого возрастания α с увеличением t_m в области малых времен нарастания t_m . Это приведет к смещению максимума зависимости $L_m(t_m)$ в область больших значений t_m .

Используя отношения амплитудных значений яркости $L_m t_m = a\tau^*$ и $t_m = \tau^*$, для области низких частот (12), (13) можно определить сечение ударного возбуждения центров свечения σ

$$\sigma = \frac{e}{C_{d0} n V_{thr}} \times \frac{(1-1/n) - [L_m(a\tau^*)/L_m(\tau^*)][1 - \exp[-(1-1/n)]]}{2(1-1/n)^2}. \quad (15)$$

Принимая предварительное значение a , рассчитанное при $\sigma = 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ [8], отношение величин $L_m(a\tau^*)/L_m(\tau^*)$, определяемое из экспериментальной зависимости $L_m(t_m)$, находим величину σ , которая затем используется для уточнения величины a , дальнейшего уточнения значения сечения ударного возбуждения, и т.д., пока расхождения между получаемыми значениями σ не будут меньше заданной погрешности. При этом методическая погрешность данного метода не превышает 1%.

Суммируя выражения (7), (9) и усредняя полученную сумму за полупериод напряжения возбуждения, получим в соответствии с законом Тальботта среднюю яркость

при линейно нарастающем напряжении возбуждения

$$L_{mid} = \frac{2\eta_c d_{lum} \alpha N}{T\tau^*(\alpha + 1/\tau^*)} \left\{ (t_m - t_{thr}) - \frac{1-A}{(\alpha + 1/\tau^*)} \times \left[1 - \exp \left[- \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right) (t_m - t_{thr}) \right] \right] + \tau^* \left[1 - (1-A) \exp \left[- \left(\alpha + \frac{1}{\tau^*} \right) (t_m - t_{thr}) \right] \right] \times \left[1 - \exp \left(- \frac{t + T/2 - t_m}{\tau^*} \right) \right] \right\}. \quad (16)$$

Анализ зависимости (16) для средней яркости свечения ЭЛИ от времени нарастания напряжения в области низких частот свидетельствует, что при $t_m \gg a\tau^*$ средняя яркость монотонно убывает с ростом времени нарастания напряжения.

При $t_m = a\tau^*$ в области низких частот средняя яркость равна

$$L_{mid}(a\tau^*) = \frac{\eta_c d_{lum} N a}{T} \left\{ \left(1 - \frac{1}{n} \right) + \frac{1}{2a} \left[1 - \exp \left[-2a \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \right] \right\}. \quad (17)$$

При $t_m \rightarrow 0$, т.е. при возбуждении импульсами прямоугольной формы, в области низких частот средняя яркость стремится к значению

$$L_{mid}(t_m \rightarrow 0) = C \left[1 - \exp \left[-a \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \right] \times \left[1 - \exp \left(- \frac{T}{2\tau^*} \right) \right], \quad (18)$$

где $C = 2\eta_c d_{lum} N/T$.

Для случая высоких частот имеем

$$L_{mid}(t_m \rightarrow 0) = C \left[1 - \left(1 - \left[1 - \exp \left[-a \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \right] \times \exp \left(- \frac{T}{2\tau^*} \right) \exp \left[-a \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \right) \right] \times \left[1 - \exp \left(- \frac{T}{2\tau^*} \right) \right]. \quad (19)$$

С помощью выражений (16)–(19) может быть наиболее полно описана вольт-яркостная характеристика (ВЯХ) ЭЛИ при различных значениях времени нарастания возбуждающего напряжения, так как эти выражения связывают как физические и конструктивные параметры ЭЛИ (величины σ , V_{thr} , C_{d0}), так и параметры, характеризующие режим возбуждения (величины t_m , V_m).

Как показывает численный анализ выражения (15), зависимость $L_{mid}(t_m)$, так же как и зависимость $L_m(t_m)$,

имеет максимум (рис. 2, *a, b*), который с ростом частоты возбуждающего напряжения смещается в область более низких значений t_m (рис. 3, *b*).

Численное моделирование выражений (10), (15) с подбором параметров a , τ^* для получения максимального соответствия указанных расчетных зависимостей экспериментальным позволяет, используя формулы (2), (6), (7), (9), определить физические параметры, характеризующие процесс электролюминесценции, — α , τ^* , σ , а зная τ — и величину β . Значение τ определяется по тангенсу угла наклона экспериментальной зависимости спада волны яркости от времени, построенной в координатах $\ln L_{dec} = f(t)$.

Другими параметрами, характеризующими процесс люминесценции в соответствии с (5), (6), являются η_c , N , а также внешний η_{ext} и внутренний η_{int} квантовые выходы, энергетический выход η_w , светоотдача η_L и число центров свечения N_1 , возбуждаемых одним электроном при прохождении его через ЭЛ слой [5]. Внешний квантовый выход η_{ext} связан с внутренним η_{int}

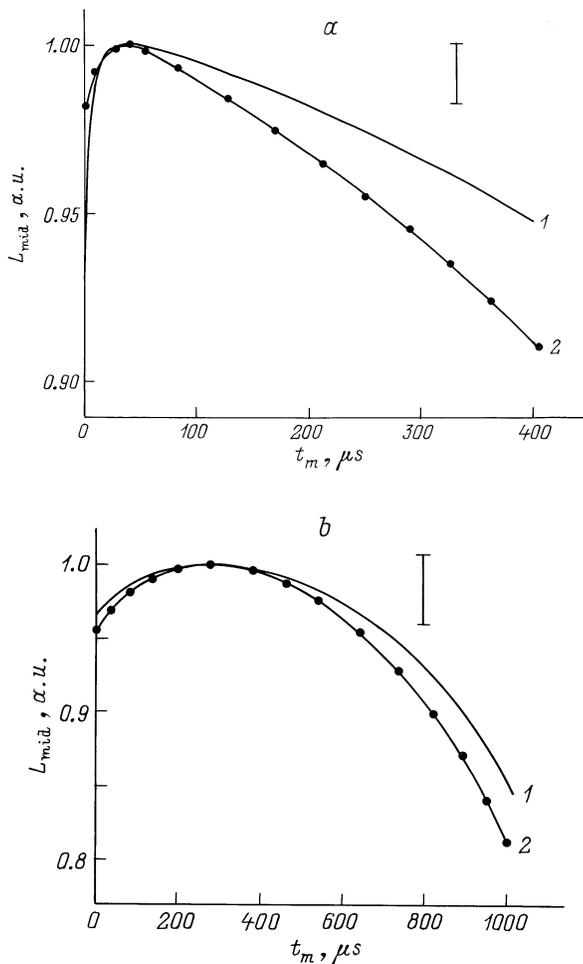


Рис. 2. Зависимость средней яркости свечения ТП ЭЛИ от времени нарастания возбуждающего напряжения до значения V_m : *a* — на частоте 1 kHz, *b* — 250 Hz; 1 — расчет, 2 — эксперимент.

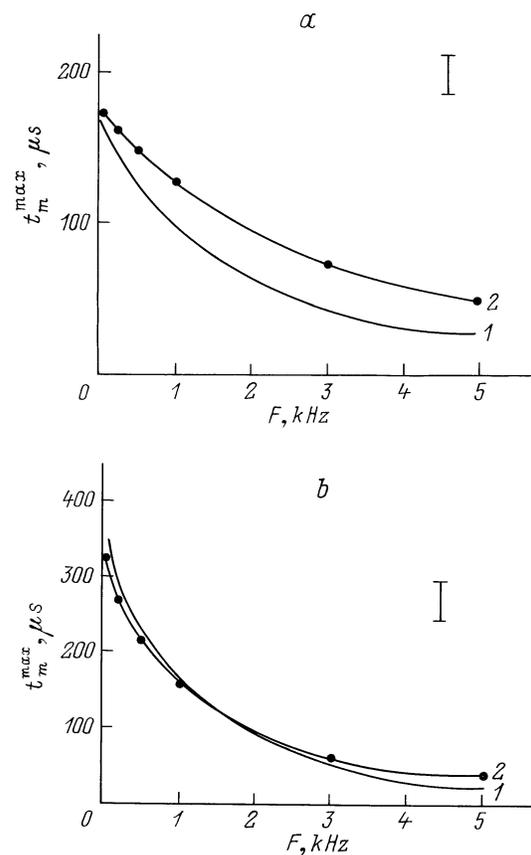


Рис. 3. Зависимость положения максимума кривых $L_m(t_m)$ и $L_{mid}(t_m)$ яркости от частоты напряжения возбуждения: *a* — $L_m(t_m)$, *b* — $L_{mid}(t_m)$; 1 — расчет, 2 — эксперимент.

следующим образом:

$$\eta_{ext} = \eta_{int} K_0, \tag{20}$$

где K_0 — коэффициент, учитывающий долю излучения, выходящего из ЭЛИ [5].

В соответствии с [4] η_{ext} равен

$$\eta_{ext} = \frac{\pi e L_{mid} T}{2 f \lambda h \nu Q}, \tag{21}$$

где $Q = Q_{thr}^s (b + 1)(n - 1) = C_d (V_m - V_{thr})$; Q_{thr}^s — пороговая плотность заряда в ЭЛ слое; $Q_{thr}^s = C_{lum} V_{thr,lum} / S_{lum} = C_{lum0} V_{thr,lum}$, S_{lum} — площадь ЭЛИ, $V_{thr,lum}$ — пороговое напряжение ЭЛ слоя, C_{lum0} — удельная емкость, образованная слоем люминофора; $b = C_{d0} / C_{lum0} = \epsilon_d / \epsilon_{lum} d_d / d_{lum}$, d_d , d_{lum} , ϵ_{lum} — диэлектрические проницаемости материалов и толщины диэлектрических и ЭЛ слоев.

Используя выражения для η_c (6) и определенную ранее величину σ , из формулы (17) находим N

$$N = \frac{e L_{mid} (a \tau^*) T}{\eta_c d_{lum} \sigma C_{d0}}. \tag{22}$$

Величину N_1 определим аналогично [5]

$$N_1 = \frac{\eta_{\text{int}}}{P_{\text{em}}} = \frac{\eta_{\text{ext}}}{P_{\text{em}}K_0}, \quad (23)$$

где P_{em} — вероятность излучательных переходов находим, определив β и τ из формулы (2), переходя от вероятностей излучательных переходов ($1/\tau$) и безызлучательных (β) переходов в единицу времени к абсолютным значениям вероятностей,

$$P_{\text{em}} = \frac{1/\tau}{1/\tau + \beta}. \quad (24)$$

Выполненные ранее нами расчет и экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что заряд, проходящий сквозь ЭЛ слой и вызывающий возбуждение центров свечения, не зависит от формы возбужденного напряжения и времени нарастания возбуждающего напряжения [1,4].

Аналогично заряду Q активная мощность P_a , затрачиваемая на возбуждение люминесценции и обусловленная протеканием тока проводимости, также не зависит от времени нарастания напряжения возбуждения при прочих равных условиях, что подтверждается измерением P_a по вольт-зарядовой характеристике и равна [1,4]

$$P_a = P_{\text{thr}}^s(b+1)(n-1)S_{\text{lum}}, \quad (25)$$

где $P_{\text{thr}}^s = 2FQ_{\text{thr}}^s V_{\text{thr,lum}} = 2FQ_{\text{thr}}^s E_{\text{thr,lum}} d_{\text{lum}}$ — пороговая плотность мощности, $E_{\text{thr,lum}}$ — пороговое поле в ЭЛ слое, $F = 1/T$ — частота возбуждающего напряжения.

Тогда зависимость энергетического η_w выхода и светоотдачи η_L от времени нарастания напряжения t_m , пропорциональные отношению средней яркости излучения ЭЛИ к активной мощности P_a в соответствии с [4] будут иметь вид

$$\eta_w(t_m) = \frac{\pi}{f_{\lambda} P_{\text{thr}}^s (b+1)(n-1)} L_{\text{mid}}(t_m), \quad (26)$$

$$\eta_L(t_m) = \frac{\pi}{P_{\text{thr}}^s (b+1)(n-1)} L_{\text{mid}}(t_m). \quad (27)$$

Как следует из (20), (21), (26), (27), зависимости $\eta_{\text{ext}}(t_m)$, $\eta_{\text{int}}(t_m)$, $\eta_w(t_m)$ и $\eta_L(t_m)$ будут качественно повторять зависимость $L_{\text{mid}}(t_m)$.

Для экспериментальных исследований были использованы образцы ТП ЭЛИ структуры МДПДМ (металл–диэлектрик–полупроводник–диэлектрик–металл), где М — первый прозрачный электрод на основе SnO_2 толщиной $0.15 \mu\text{m}$ и второй непрозрачный Al электрод толщиной $0.15 \mu\text{m}$; Д — диэлектрический слой на основе твердого раствора окисей циркония–иттрия ($\text{ZnO}_2 \times \text{Y}_2\text{O}_3$) толщиной $0.2\text{--}0.3 \mu\text{m}$; П — ЭЛ слой на основе ZnS:Mn толщиной $d_{\text{lum}} = (0.8\text{--}0.9) \mu\text{m}$ с исходным содержанием марганца 0.5% mas. Прозрачный электрод получали методом гидролиза хлорного олова, диэлектрики наносили методом электронно-лучевого испарения, люминофор-вакуумтермическим испарением в квазизамкнутом объеме. Непрозрачный электрод на основе алюминия также

получали вакуумтермическим испарением. Пороговое напряжение исследуемой ЭЛ структуры составляло 80 V .

Возбуждение образцов осуществлялось с помощью генератора сигналов Г5-89 с дополнительным усилителем. Амплитуда импульсов напряжения составляла 120 V , период следования импульсов напряжения изменялся в пределах $0.2\text{--}20 \text{ ms}$, время нарастания импульсов — в пределах $1\text{--}1000 \mu\text{s}$. Средняя яркость свечения образцов измерялась с помощью яркомера-люксметра ЯРМ-3 с погрешностью измерения 8% . Волны яркости, а также амплитудное значение яркости в относительных единицах фиксировались с помощью фотоэлектрического умножителя ФЭУ-75, сигнал с которого поступал на вход первого канала двухканального осциллографа С1-114, с погрешностью 10% . На вход второго канала данного осциллографа выводилось напряжение возбуждения ЭЛИ. С помощью осциллографа С1-83 определялись ток и заряд, протекающие через ЭЛ структуру.

Экспериментальные результаты подтверждают расчетные данные о наличии максимума на зависимости амплитудной яркости свечения от времени нарастания напряжения (рис. 1, б). Однако положение максимума экспериментальной кривой смещено относительно расчетного в сторону больших значений t_m . Спад экспериментальной зависимости после максимума более крутой по сравнению с теоретической. Это смещение и более крутой спад в соответствии с вышеизложенным можно объяснить неучетом полевой зависимости σ при расчетах.

В отличие от этого положение максимумов расчетных и экспериментальных зависимостей $L_{\text{mid}}(t_m)$ совпадают для низко- и высокочастотной областей. Зависимость $L_{\text{mid}}(t_m)$ в области высоких частот имеет, так же как и зависимость $L_{\text{mid}}(t_m)$, более крутой спад по сравнению с расчетной.

Расчетные и экспериментальные зависимости положения максимумов кривых $L_m(t_m - t_m^{\text{max}})$ и $L_{\text{mid}}(t_m) - t_m^{\text{max}}$ от частоты возбуждающего напряжения свидетельствуют об уменьшении t_m^{max} с ростом частоты, причем зависимости $L_{\text{mid}}(t_m)$ согласуются не только качественно, но и количественно.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о применимости предложенной модели.

Экспериментальная зависимость $\ln L_m(t) = f(t)$ имела только один линейный участок с $\tau = 0.6 \text{ ms}$, что близко к известным значениям и свидетельствует об одностадийном ударном возбуждении центров свечения [6,7]. Определенные с помощью (15) при $C_{d0} = 32 \text{ nF/cm}^2$, $V_n = 80 \text{ V}$, $n = 1.5$ сечение ударного возбуждения составило $\sigma \approx (2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, что близко к известным значениям [5,8]. Значение σ , определенное по величине α из выражения (9), которая в свою очередь определена по кинетике нарастания яркости до $L_m(t_m)$, равно $(2.52 \pm 0.3) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Совпадение величин σ , определенных разными методами, дополнительно свидетельствует о справедливости предложенной модели. Известный метод определения величины σ по длине

соударения, характеризующей процесс ударного возбуждения, путем измерения светоотдачи является довольно трудоемким и дает по данным [8] $\sigma = 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, а по данным [5] — $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$. Такой разброс значений сечения ударного возбуждения по различным источникам может быть связан с разными параметрами образцов ЭЛИ, а также с наличием полевой зависимости σ .

Значение постоянной спада концентрации центров свечения с учетом безызлучательных переходов $\tau^* = 0.8 \text{ ns}$, определенное путем достижения максимального совпадения теоретических и расчетных зависимостей $L_m(t_m)$ и $L_{\text{mid}}(t_m)$, позволяет определить из формулы (2) вероятность безызлучательных переходов в единицу времени $\beta = 417 \text{ s}^{-1}$. С учетом значения $\tau = 0.6 \text{ ns}$ вероятность излучательных переходов в единицу времени составляет 1667 s^{-1} . Тогда абсолютные значения вероятностей излучательных P_{em} и безызлучательных $P_{\text{em},0}$ переходов в соответствии с (24) равны $P_{\text{em}} = 0.8$, $P_{\text{em},0} = 0.2$.

Определив по экспоненциальной зависимости $L_r(t)$ на участке ее нарастания значение $\tau^{**} = 75 \mu\text{s}$, из формулы (8) находим вероятность возбуждения центров свечения в единицу времени $\alpha = 1.2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$.

В соответствии с (21) внешний квантовый выход на частоте $F = 1 \text{ kHz}$ в максимуме кривой $L_{\text{mid}}(t_m)$ для исследованного неоптимизированного по конструктивно-технологическим параметрам образца при $L_{\text{mid}} = 123 \text{ кд/м}^2$, $C_{d0} = 32 \text{ нФ/см}^2$ составляет $\eta_{\text{ext}} = 1.3\%$.

В работе [5] для оценки η_{ext} используется значение $K_0 = 0.2$. Выполненные нами расчет K_0 с учетом френелевских потерь и потерь, связанных с критическим углом по методике [9] при значениях показателей преломления сульфида цинка 2.35, стеклянной подложки 1.55, прозрачного электрода и диэлектрика 2.0, дает величину $K_0 = 0.17$. Тогда из формулы (20) внутренний квантовый выход равен $\eta_{\text{int}} = 7.8\%$, а из формулы (6) эффективность светового выхода составляет $\eta_c = 2.4 \cdot 10^{-18} \text{ lm} \cdot \text{s}$. Тогда с учетом (22) концентрация центров свечения равна $N = 1.28 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Число центров свечения, возбуждаемых одним электроном, прошедшим через ЭЛ слой, согласно (23), составляет $N_1 = 0.1$.

Используя ранее приведенные f_λ , $h\nu$, C_{d0} , V_m/V_{thr} , $L_{\text{mid}}(t_m)$ на частоте $F = 1 \text{ kHz}$, получаем значения энергетического выхода и светоотдачи $\eta_w = 4.27 \cdot 10^{-4}$ и $\eta_L = 0.22 \text{ lm/W}$.

Таким образом, расчетные и экспериментальные зависимости амплитудной и средней яркости свечения, а также внешнего и внутреннего квантового выходов, энергетического выхода и светоотдачи от времени нарастания возбуждающего напряжения до амплитудного значения имеют максимумы, смещающиеся в область меньших значений времени нарастания с увеличением частоты следования импульсов возбуждения. Это позволяет оптимизировать режим возбуждения ТП ЭЛИ для улучшения его светотехнических характеристик.

Полученные расчетные выражения и параметры, найденные из экспериментальных зависимостей амплитудной и средней яркости от времени нарастания возбу-

ждающего напряжения, позволяют определить основные параметры, характеризующие процесс возбуждения центров свечения и генерации излучения в ТП ЭЛИ: сечение ударного возбуждения, концентрацию центров свечения, вероятности возбуждения центров свечения в единицу времени, вероятность излучательных и безызлучательных переходов, число центров свечения, возбуждаемых одним электроном, прошедшим через ЭЛ слой, внешней и внутренней квантовые выходы, энергетический выход и светоотдачу.

Список литературы

- [1] Гурин Н.Т., Сабитов О.Ю. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 2. С. 64–69.
- [2] Гурин Н.Т., Сабитов О.Ю. // Тр. Междунар. науч. конф. "Центры с глубокими уровнями в полупроводниках и полупроводниковых структурах". Ульяновск, 1997. С. 122–123.
- [3] Самохвалов М.К. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 139–144.
- [4] Гурин Н.Т. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 77–85.
- [5] Электролюминесцентные источники света / Под ред. И.К. Верещагина. М.: Энергоатомиздат, 1990. 168 с.
- [6] Сухарев Ю.Г., Андриянов А.В., Миронов В.С. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 48–54.
- [7] Жигальский А.А., Нефедцев Е.В., Троян П.Е. // Изв. вузов. Физика. 1995. № 2. С. 37–41.
- [8] Мах Р. Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применение / Под ред. Г. Харбеке. М.: Мир, 1989. С. 264–292.
- [9] Применение оптоэлектронных приборов / Под ред. Ю.Р. Носова. М.: Радио и связь, 1981. 344 с.