

06;07;11

©1994 г.

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ВОЛНЫ ТОКА И ЯРКОСТИ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СТРУКТУРАХ

Ю.Г. Сухарев, А.В. Андриянов, В.С. Миронов

Одесский политехнический институт, 270044
(Поступило в Редакцию 12 октября 1993 г.)

Теоретически исследованы зависимости напряженности электрического поля, тока и яркости в полупроводниковой пленке тонкопленочных электролюминесцентных структур (ТПЭЛС) от времени при возбуждении их синусоидальным напряжением. В качестве параметров использованы толщины и диэлектрические проницаемости полупроводниковой и диэлектрических пленок, плотность и энергия поверхностных электронных состояний (ПЭС) границы раздела диэлектрик-полупроводник. Проведен сравнительный анализ теоретических зависимостей с результатами экспериментальных исследований для структур на основе сульфида цинка. Компьютерное моделирование показало, что величина фазового сдвига между максимумом тока в полупроводниковой пленке и максимумом напряжения возбуждения зависит от амплитуды напряжения возбуждения и от локализации ПЭС на границе раздела диэлектрик-полупроводник. При теоретическом анализе волн яркости в ТПЭЛС необходимо учитывать влияние напряженности электрического поля, при котором происходит ускорение носителей заряда, на квантовую эффективность электролюминесценции.

Принцип действия тонкопленочных электролюминесцентных излучателей переменного тока основан на возбуждении атомов активатора электронами, ускоряемыми под действием сильного электрического поля. Одним из важнейших параметров, влияющих на динамику процессов генерации и ускорения носителей заряда и процесса возбуждения люминесцентных центров в тонкопленочных электролюминесцентных структурах (ТПЭЛС) типа металл-диэлектрик-полупроводник-диэлектрик-металл (МДПДМ), является напряженность электрического поля в полупроводниковой пленке. Цель настоящей работы — теоретическое исследование зависимостей напряженности электрического поля, тока и яркости в полупроводниковой пленке от времени при возбуждении ее синусоидальным напряжением.

Конструкция излучателей, работающих на переменном токе, предполагает наличие двух диэлектрических слоев, между которыми располагается полупроводниковая пленка. В качестве материала для изготовления люминесцентного слоя обычно используют полупроводниковые соединения A^2B^6 (например, ZnS , CaS и SrS), легированные мар-

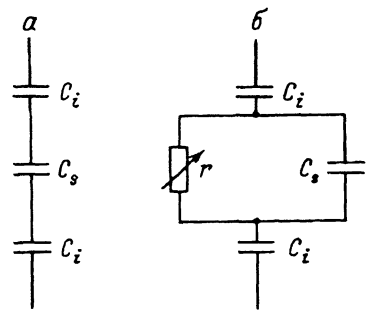


Рис. 1. Эквивалентная схема ТПЭЛС в случае слабого (а) и сильного (б) электрических полей.

ганцем, редкоземельными элементами или другими активаторами, [1,2]. Эти материалы имеют широкую запрещенную зону, их собственная проводимость очень мала. Так, сопротивление ZnS составляет приблизительно $2 \cdot 10^{10}$ Ом · см. В силу этого в слабых электрических полях ZnS ведет себя как диэлектрик. Эквивалентная схема пленки для случая слабого поля показана на рис. 1,а. Обычно обе диэлектрические пленки имеют одинаковую относительную диэлектрическую проницаемость ϵ_i и толщину d_i . Тогда эквивалентная емкость ТПЭЛС $C = C_s \cdot C_i / (2 \cdot C_s + C_i)$, где C_s и C_i — удельные емкости полупроводниковой и диэлектрических пленок соответственно. С учетом теории плоского многослойного конденсатора легко показать, что выражение для напряженности электрического поля в полупроводниковой пленке $F_s(t)$ будет иметь вид

$$F_s(t) = \frac{V(t)}{d_s + 2(\epsilon_s/\epsilon_i)d_i} \quad (1)$$

где $V(t)$ — напряжение, приложенное к структуре; ϵ_s , d_s и ϵ_i , d_i — относительная диэлектрическая проницаемость и толщина полупроводниковой и диэлектрических пленок соответственно.

Однако в сильном электрическом поле, в котором обычно работает ТПЭЛС, полупроводниковую пленку уже нельзя рассматривать как диэлектрик. Для этого случая эквивалентная схема ТПЭЛС показана на рис. 1,б. Допустим, что в полупроводнике существует слабая биполярная проводимость, приводящая к аккумуляции поверхностного заряда, удельная плотность которого у катодной и анодной границ раздела диэлектрик-полупроводник равна $+Q(t)$ и $-Q(t)$. Тогда аналогично [3] электрическое поле в полупроводниковой пленке определяется следующим соотношением:

$$F_s(t) = \frac{V(t) - 2(d_i/\epsilon_i \cdot \epsilon_0)Q(t)}{d_s + 2(\epsilon_s/\epsilon_i)d_i}, \quad (2)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная.

Видно, что из-за аккумуляции заряда на границах раздела диэлектрик-полупроводник электрическое поле в полупроводнике уменьшается, тогда как электрическое поле в диэлектрике $F_i(t)$ в этот момент времени возрастает в соответствии с выражением

$$F_i(t) = \frac{V(t) + 2(d_i/\epsilon_i \cdot \epsilon_0)Q(t)}{d_s + 2(\epsilon_s/\epsilon_i)d_i}. \quad (3)$$

Такой подход к описанию внутреннего поля носит интегральный характер, тогда как процессы генерации и ускорения и ускорения заряда и возбуждения люминесцентных центров зависят от величины напряженности в каждый конкретный момент времени. Поле определяет и величину туннельной компоненты тока, протекающего через полупроводник, а ток в свою очередь влияет на величину напряженности электрического поля в пленке полупроводника. Точное решение уравнений для электрического поля в структуре требует последовательных численных расчетов.

Продифференцировав левую и правую части уравнения (2) по времени, получим

$$\frac{dF_s(t)}{dt} = \frac{dV(t)/dt - 2(d_i/\varepsilon_i \cdot \varepsilon_0)(dQ(t)/dt)}{d_s + 2(\varepsilon_s/\varepsilon_i)d_i} \quad (4)$$

Производная $dQ(t)/dt$ представляет собой ток $I_s(t)$, протекающий через полупроводниковую пленку. Предположим, что этот ток имеет только туннельную компоненту $I_{st}(t)$, которая определяется плотностью поверхностных электронных состояний (ПЭС) $N_{ss}(t)$ (на единичный интервал энергии), с которых происходит генерация носителей заряда вследствие туннелирования с вероятностью $P(E_{ss})$, т.е.

$$I_{st}(t) = qN_{ss}(t) \int_{E_1}^{E_2} P(E_{ss})f(E_{ss})dE_{ss}, \quad (5)$$

где q — заряд электрона; E_1 и E_2 — энергии, определяющие область локализации энергетических уровней ПЭС в запрещенной зоне полупроводника.

Величина $f(E_{ss})$ представляет собой функцию распределения Ферми-Дирака.

Вероятность в единицу времени того, что электрон из поверхностной ловушки с энергией ионизации E_{ss} в электрическом поле $F_s(t)$ туннелирует в зону проводимости полупроводника, может быть рассчитана с применением приближения Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна и имеет вид [4]

$$P(t) = \beta(E_{ss}) \cdot F_s^n(t) \exp \left[-\frac{4(2m^*)^{1/2} E_{ss}^{3/2}}{3q\hbar F_s(t)} \right], \quad (6)$$

где m^* — эффективная масса носителей заряда в зоне проводимости; \hbar — постоянная Планка; q — заряд электрона.

Предэкспоненциальный множитель $\beta(E_{ss}) \cdot F_s^n(t)$ зависит от модели выбранной для ловушки.

В сильном электрическом поле носители заряда получают энергию, достаточную для возбуждения люминесцентных центров. Кроме этого, в таком поле носители заряда способны возбудить новые электронно-дырочные пары за счет ударной ионизации. Поэтому в расчете тока, протекающего через полупроводниковую пленку, необходимо учесть эффект лавинного умножения, проявляющийся при достижении электроном на длине свободного пробега пороговой энергии

E_I . Эта энергия пропорциональна ширине запрещенной зоны полупроводника E_g . После замены пороговых электрических полей пороговыми энергиями соотношение для коэффициента ударной ионизации из [5] можно привести к следующему виду:

$$\alpha_s(t) = \frac{qF_s(t)}{E_I} \exp \left[-\frac{E_I E_p}{(qF_s(t)L)^2} \right], \quad (7)$$

где $\alpha_s(t)$ — коэффициент ударной ионизации; E_p , E_I — пороговые энергии, при превышении которых начинают проявляться эффекты замедления носителей заряда за счет испускания оптических фононов и ионизационных потерь соответственно; L — длина свободного пробега носителей заряда.

Коэффициент лавинного умножения носителей заряда в полупроводниковой пленке можно представить в следующем виде: $M(t) = 1 + \alpha_s(t)d_s$, тогда ток в ней будет $I_s(t) = I_{st}(t)M(t)$ и выражение (4) примет вид

$$\frac{d\tilde{F}_s(t)}{dt} = \frac{dV(t)/dt - 2(d_i/\varepsilon_i \cdot \varepsilon_0)I_{st}(t)M(t)}{d_s + 2(\varepsilon_s/\varepsilon_i)d_i}. \quad (8)$$

Соотношения (8) и (5) представляют собой систему уравнений, решение которых позволяет получить кинетические зависимости для напряженности электрического поля и тока в полупроводниковой пленке.

Важной физической величиной, описывающей электролюминесценцию, является яркость. Если предположить, что квантовая эффективность электролюминесценции равна η , а излучение обусловлено возбуждением активных люминесцентных центров, имеющих постоянную времени послесвечения τ , то мгновенное значение яркости определяется выражением [6]

$$B(t) = \eta \int_0^{t'} I_s(t') \exp\left((t - t')/\tau\right) dt'. \quad (9)$$

Для сопоставления экспериментальных данных с теоретическими расчетами экспериментально исследовались ТПЭЛС на основе полупроводниковой пленки $ZnS:SmF_3$ с диэлектрическими слоями из твердого раствора $NfO_2:Nd_2O_3$. Волны активного тока в ТПЭЛС, выделяемые мостовым методом [7], приведены на рис. 2. По мере роста амплитуды синусоидального напряжения возбуждения, прикладываемого к ТПЭЛС, увеличивается сдвиг фаз между максимумами волн тока и напряжения. Так, если при амплитуде напряжения 140 В он близок к нулю, то при амплитуде 210 В он составляет приблизительно $\pi/12$. Активный ток начинает заметно расти в момент времени, когда внешнее напряжение достигает некоторой пороговой величины. Если амплитуда напряжения равна этой величине, то максимумы волн тока и напряжения практически совпадают и сдвиг фаз равен нулю. При увеличении амплитуды синусоидального напряжения возбуждения заметный ток начинает течь при значении напряжения, которое меньше амплитудного. В полупроводниковой пленке

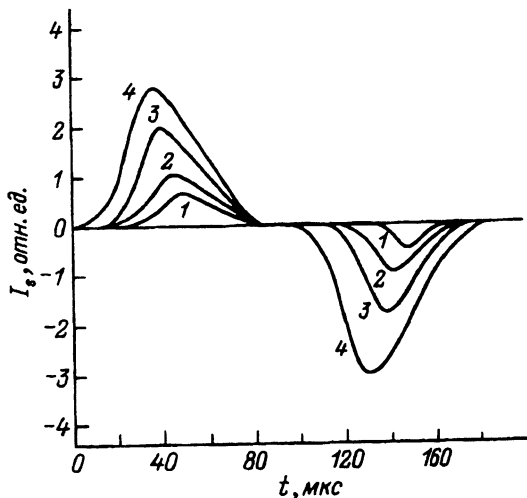


Рис. 2. Волны тока в пленке $ZnS:SmF_3$ ТПЭЛС при различной амплитуде возбуждающего напряжения.

1 — 170, 2 — 190, 3 — 200, 4 — 210 В.

ТПЭЛС при протекании тока за счет накопления заряда на границах раздела диэлектрик-полупроводник формируется поляризационное поле. Поэтому внутреннее электрическое поле в полупроводниковой пленке, складываемое из части внешнего поля и противоположно направленного ему поляризационного поля, достигает максимума прежде, чем внешнее напряжение увеличится до своего амплитудного значения. Так как активный ток определяется величиной напряженности внутреннего электрического поля, то положение максимума волны тока определяется положением максимума напряженности внутреннего электрического поля.

Теоретические кинетические зависимости напряженности электрического поля, тока в полупроводниковой пленке и яркости для различных значений синусоидального напряжения возбуждения показаны на рис. 3. Изменения волны тока с ростом напряжения аналогичны приведенным на рис. 2. С ростом напряжения величина максимума напряженности электрического поля изменяется незначительно, но ускоряется процесс формирования поляризационного поля и внутреннее поле становится равным нулю через более короткий промежуток времени. Максимум и крутизна волны яркости увеличиваются с ростом напряжения возбуждения. Указанные зависимости получены при решении уравнения (8) методом Рунге-Кутты на персональной ЭВМ типа IBM-PC при начальных условиях $t = 0, V(0) = 0$. Так как интеграл в уравнении (5) в общем виде не вычисляется, то его значение на каждом шаге решения (9) определялось численно методом Гаусса. Причем в выражении (6) с учетом того, что E_{ss} представлено в эВ, а F_s в $V \cdot cm^{-1}$, выбран предэкспоненциальный множитель для кулоновской модели ловушки в виде $2 \cdot 10^7 \cdot E_{ss}^{1/2} \cdot (m^*/m_0)^{1/2} \cdot F_s(t)$. Полученные значения тока использовались для нахождения величины яркости.

Величина фазового сдвига между максимумом тока в полупроводниковой пленке и максимумом напряжения возбуждения зависит от локализации ПЭС на границе раздела диэлектрик-полупроводник. Ввиду того что в настоящее время отсутствуют однозначные данные

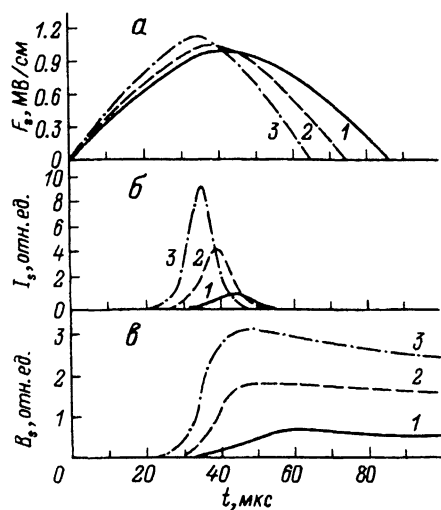


Рис. 3. Зависимости напряженности электрического поля F_e (а), плотности тока J_e (б) и яркости V_e (в) в пленке ZnS от времени при различной амплитуде возбуждающего напряжения. 1 — 170, 2 — 190, 3 — 210 В.

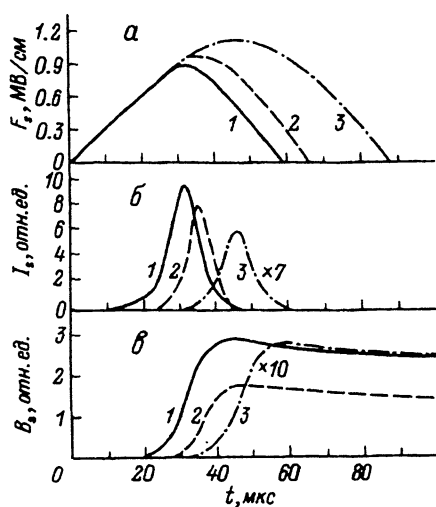


Рис. 4. Зависимости напряженности электрического поля F_e (а), плотности тока J_e (б) и яркости V_e (в) в пленке ZnS от времени при различной локализации ПЭС.

E_1 , эВ: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 0.75;
 E_2 , эВ: 1 — 1.5, 2 — 2, 3 — 2.25.

[8,9] об энергетическом положении ПЭС границы раздела диэлектрик-широкозонный полупроводник (ZnS), при проведении расчетов в выражении (5) задавались различные пределы интегрирования E_1 , E_2 . Кинетические зависимости напряженности электрического поля, волны тока и яркости для разных интервалов интегрирования E_1 и E_2 приведены на рис. 4. При расчетах предполагалось, что ловушки равномерно распределены в выбранном энергетическом интервале и $N_{ss}(E) = \text{const}$. Чем глубже расположены ловушки в запрещенной зоне полупроводника, тем меньше фазовый сдвиг при данном фиксированном напряжении возбуждения. За счет уменьшения вероятности туннелирования с ростом глубины ловушек уменьшается амплитуда тока. При этом увеличивается максимальное значение напряженности электрического поля в полупроводниковой пленке. Однако изменения, происходящие с волнами яркости в этом случае, меньше соответствуют экспериментальным данным. Известно [10], что введение между диэлектрической и полупроводниковой пленками слоя Ge, действующего как дополнительный эмиттер электронов, приводит к уменьшению амплитуды волн яркости электролюминесцентной структуры. Расчет же по формуле (9) показывает, что волна яркости больше для большего тока, обусловленного носителями с более мелких ловушек. Это, вероятно, связано с тем, что не учитываются условия ускорения носителей заряда, а именно влияние напряженности электрического поля в полупроводниковой пленке на квантовую эффективность электролюминесценции. Этот факт необходимо учитывать при проведении теоретического анализа.

Заклучение

Получены теоретические соотношения для определения величины напряженности электрического поля, тока и яркости в ТПЭЛС, учитывающие энергию и плотность поверхностных электронных состояний границ раздела диэлектрик-полупроводник. Экспериментально наблюдаемый сдвиг фаз между максимумом тока в полупроводниковой пленке и максимумом напряжения возбуждения объясняется формированием поляризацiонного поля за счет накопления заряда на границах раздела диэлектрик-полупроводник. С помощью компьютерного моделирования показано, что величина фазового сдвига зависит не только от амплитуды напряжения, но и от локализации и плотности ПЭС на границе раздела диэлектрик-широкозонный полупроводник.

Список литературы

- [1] Kobayashi H., Tanaka S. // Acta Politechnica Scandinavica. 1990. Vol. 170. P. 69-76.
 - [2] Власенко Н.А., Балясная С.И., Ролик В.А. // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. 1986. Т. 10. С. 77-81.
 - [3] Onton A., Marrello V. // Adv. Image Pickup and Display. New York, 1982. Vol. 5. P. 137-197.
 - [4] Piper W.W., Williams F.E. // Sol. St. Phys. 1958. Vol. 6. P. 95-173.
 - [5] Зу С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 456 с.
 - [6] Ogawa M., Nakada S., Sakurai M., Yoshioka T. // J. Luminescence. 1984. Vol. 29. P. 11-29.
 - [7] Mach R., Müller G.O., Schulz G. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. Vol. 81. P. 723-732.
 - [8] Rühle W., Marrello V., Onton A. // J. Electron. Mater. 1979. Vol. 8. P. 839-853.
 - [9] Sano Y., Nunomura K. // Electroluminescence. Proc. 4th Int. Workshop. Tottori (Japan), 1988. P. 77-80.
 - [10] Kobayashi H., Tueta R.J., Menn R. // IEEE Trans. Electron Devices. 1982. Vol. ED-29. N 10. P. 1626-1630.
-