

06

Механизм излучательной рекомбинации в области межзонных переходов в монокристаллическом кремнии

© А.М. Емельянов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru

В окончательной редакции 19 мая 2004 г.

Показано, что бимолекулярное описание механизма излучательной рекомбинации в области зона-зонных переходов не объясняет линейной зависимости интенсивности электролюминесценции монокристаллического кремния при 300 К от тока при высоком уровне инжекции и экспоненциальном спаде люминесценции после выключения тока. Результаты экспериментов могут быть объяснены в рамках представлений об экситонном механизме излучательной рекомбинации в кремнии.

В последние годы значительно возросло число работ по излучательной рекомбинации в области зона-зонных переходов в монокристаллическом кремнии (*c*-Si). Это связано с тем, что в работах [1–3] были достигнуты величины квантовой эффективности зона-зонного излучения в *c*-Si, почти не уступающие таковым в прямо-зонных полупроводниках. В [4] было показано, что для объяснения наблюдаемых при температурах ~ 300 – 500 К линейных зависимостей интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) в условиях высокого уровня инжекции от величины прямого тока через *p*–*n*-переход [4,5] необходимо пересмотреть некоторые устоявшиеся физические представления, описывающие рекомбинацию носителей заряда в *c*-Si. В основе применявшейся до настоящего времени для *c*-Si теории излучательной рекомбинации, разработанной Ван Русбреком и Шокли [6], лежат представления о том, что в отсутствие вырождения скорость излучательной рекомбинации в единице объема (R) пропорциональна концентрации дырок (p) и электронов (n) (бимолекулярный

механизм)

$$R = \beta np, \quad (1)$$

где β — коэффициент пропорциональности, не зависящий от n и p . Бимолекулярное описание излучательной рекомбинации использовалось, например, в современных работах [7–9]. В [4] показано, что при использовании формулы (1) можно объяснить линейную зависимость от тока интенсивности зона-зонной ЭЛ в c -Si в условиях высокого уровня инжекции (когда концентрация неосновных носителей заряда значительно выше концентрации легирующей примеси и в силу условия квазинейтральности, $n \cong p$), если время жизни неосновных носителей заряда (τ_p) зависит от концентрации носителей обратно пропорционально. В литературе описана возможность зависимости вида $\tau_p \propto 1/p$, если реализуется механизм Оже-рекомбинации через примесные центры (см., например, [10]). Но такая зависимость, как будет показано ниже, противоречит результатам исследований кинетики спада ЭЛ в c -Si.

В настоящей работе экспериментальные исследования выполнены при 300 К, на промышленном кремниевом диоде Д245А, с концентрацией донорной примеси в базовой области $< 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и площадью p - n -перехода около 20 мм^2 . Для вывода излучения часть корпуса была удалена. Методика проведения экспериментов по измерению спектров и кинетики ЭЛ описана в работе [4]. Новым являлось то, что при измерениях кинетики обеспечивалось практическое отсутствие ухода носителей из диода во внешнюю цепь.

Спектр ЭЛ диода представлен на рис. 1. Вертикальными линиями отмечены энергии квантов, соответствующие началу роста ЭЛ в длинноволновой части спектра при различных механизмах излучательной рекомбинации в c -Si. Видно, что, по меньшей мере, значительная часть ЭЛ обусловлена рекомбинацией через экситоны с участием фононов. Интегральная интенсивность ЭЛ (Y) зависела от тока линейно, по крайней мере, в диапазоне токов от 0.3 до 1.2 А. При указанных токах выполнялись условия высокого уровня инжекции. Это показали оценки концентраций носителей с использованием времен жизни носителей заряда, измеренных по методикам [13,14]. Кинетика спада ЭЛ при трех значениях тока представлена на рис. 2. Спад ЭЛ от времени (t) описывается экспоненциальной функцией $Y \propto \exp(-t/\tau)$, где τ — постоянная. Для рекомбинации свободных носителей заряда, пренебрегая

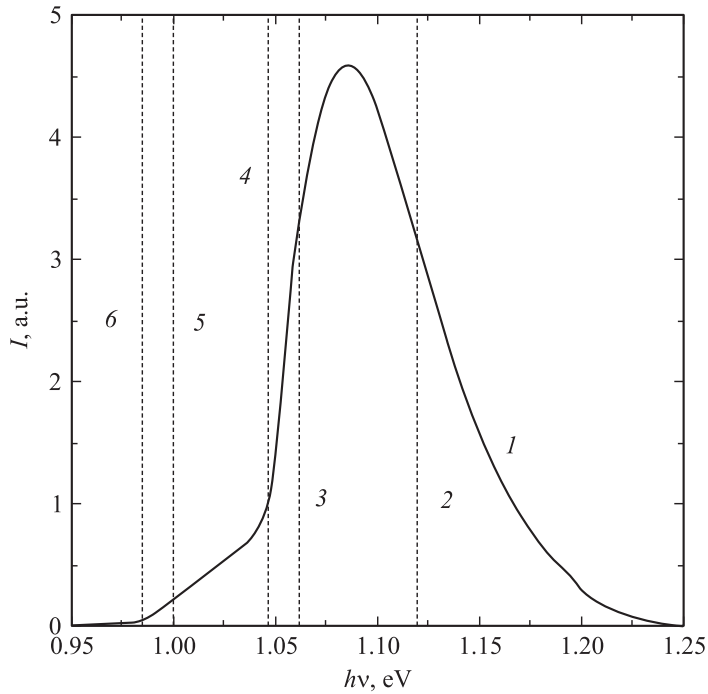


Рис. 1. I — зависимость интенсивности ЭЛ диода от энергии квантов ($h\nu$) при токе 0.4 А. Вертикальными линиями отмечены энергии квантов, соответствующие: 2 — ширине запрещенной зоны c -Si ($E_g = 1.12$ eV), 3 — E_g за вычетом сбрасываемой при рекомбинации энергии ТО-фонона ($E_{pt} \cong 58$ meV), обуславливающего основной пик ЭЛ [8], 4 — E_g за вычетом $E_{pt} \cong 58$ meV и энергии связи для экситона $E_{ex} \cong 15$ meV [11], 5 — E_g за вычетом энергии наиболее энергетичного оптического фонона в c -Si ($E_{pt} \cong 120$ meV [12]), 6 — E_g за вычетом $E_{pt} \cong 120$ meV и E_{ex} .

образованием и рекомбинацией экситонов на спаде ЭЛ, имеем

$$d\left(\int_0^L p dx\right)/dt = -\int_0^L p dx/\tau_p. \quad (2)$$

Интегрирование проводится по толщине слоя полупроводника (L), где происходит рекомбинация [4]. При $\tau_p \propto 1/p$ и экспоненциальном спаде

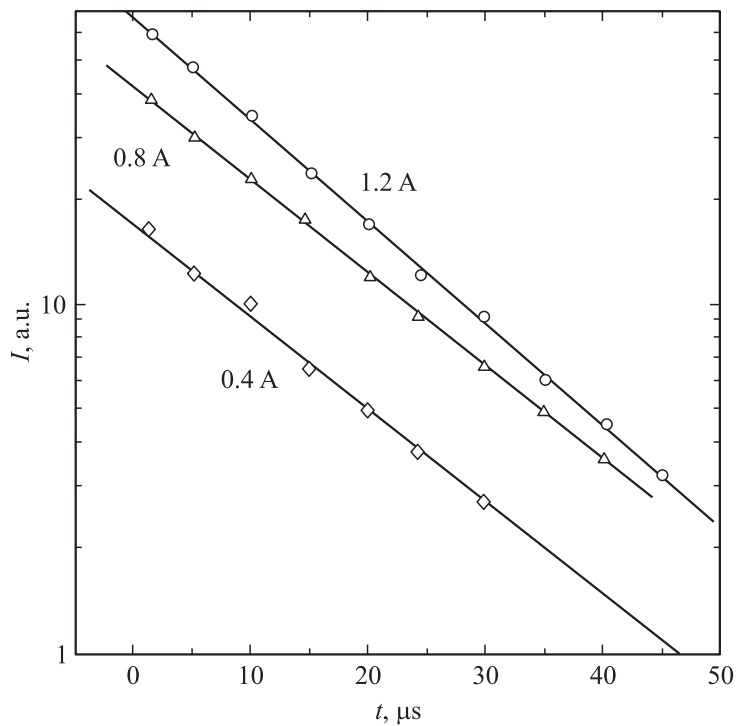


Рис. 2. Кинетика спада ЭЛ диода при трех величинах прямого тока (0.4, 0.8 и 1.2 А).

ЭЛ из (1) и (2) следует, что $\int_0^L p^2 dx \propto \int_0^L p dx$. Это может быть при $p = \text{const}$ и противоречит результатам экспериментов. Следовательно, экспоненциальную кинетику ЭЛ при $\tau_p \propto 1/p$ объяснить не удастся. Такой же результат можно получить, если в (2) учесть частичную рекомбинацию через экситоны. Как показано в [4], линейную зависимость интенсивности зона-зонной ЭЛ от тока и кинетику ЭЛ при высоком уровне инжекции можно объяснить, если предположить, что $\beta \propto 1/p$. Однако при рекомбинации свободных носителей заряда для $\beta \propto 1/p$ не удастся подобрать соответствующие физические механизмы и законы.

Наблюдаемые явления можно объяснить, если предположить, что не только при низких температурах (как это обычно считается), когда экситонный характер спектра также сочетается с линейной зависимостью интенсивности ЭЛ от уровня возбуждения и экспоненциальным спадом [15], но и при комнатной, а также и более высоких температурах практически вся излучательная рекомбинация в области зона-зонных переходов в *c*-Si происходит через экситоны. При этом кинетика рекомбинации на линейном участке зависимости интенсивности ЭЛ от тока описывается уравнением:

$$d\left(\int_0^L pdx\right)/dt + d\left(\int_0^L wdx\right)/dt = j/q - \int_0^L pdx/\tau_p - \int_0^L wdx/\tau_w, \quad (3)$$

где w и τ_w — концентрация экситонов и их время жизни соответственно, j — плотность тока, q — элементарный заряд. Скорость излучательной рекомбинации через экситоны в единице объема равна

$$R_w = w/\tau_r, \quad (4)$$

где τ_r — излучательное время жизни экситонов. Предполагая, что τ_r и τ_w не зависят от w , в условиях равновесия, когда левая часть в уравнении (3) равна нулю, получаем

$$Y \propto \left(\int_0^L wdx\right)/\tau_r = \left(j/q - \int_0^L pdx/\tau_p\right)\tau_w/\tau_r. \quad (5)$$

Из (5) видно, что $Y \propto j$, если $\int_0^L pdx/\tau_p \propto j$. Эта зависимость подтверждается в экспериментах при $\tau_p = \text{const}(p)$ [10]. Можно показать, что экситонный механизм не противоречит и экспоненциальной кинетике ЭЛ. Кроме того, как показано в работе [16], и форма спектра ЭЛ может быть описана в рамках представлений о рекомбинации через экситоны. О наличии значительного (по оценкам $\sim 50\%$ при 300 К) вклада излучения экситонов в спектр зона-зонной (краевой) ЭЛ в *c*-Si сообщается в работах [17,18]. Но при таком (частичном) вкладе объяснить все экспериментальные результаты не удастся, например, отсутствие изломов кривой I (рис. 1) на ее пересечениях с прямыми Z

и 5. Концентрация экситонов в предположении термодинамического равновесия оценивалась из теоретических положений работы [11]. При токах 0.3–1.2 А она составляла несколько процентов от концентрации инжектированных в базу дырок. Поэтому для реализации модельных представлений необходимо, чтобы τ_r было более чем на два порядка меньше излучательного времени жизни свободных носителей заряда (τ_f). Значительное различие τ_r и τ_f может быть связано с тем, что среднее расстояние между свободными носителями в экспериментах более чем в 5 раз превышало Боровский радиус экситона ($r_B = 4.2 \text{ nm}$ [19]), а также с тем, что для излучательной рекомбинации в *c*-Si необходима определенная корреляция в положениях электрона, дырки и фонона, которая с большей вероятностью может реализоваться в случае рекомбинации через экситоны. Имеющиеся в литературе оценки (см., например, [19,20]) дают величину τ_r из диапазона 10^{-6} – 10^{-3} с. При некоторых τ_r из этого диапазона наблюдаемые в экспериментах интенсивности ЭЛ совпадают с интенсивностями ЭЛ, определенными с использованием формулы (4), даже если величины w значительно меньше найденных по теории работы [11].

Работа частично поддержана INTAS (грант 2001-0194) и РФФИ (гранты 02-02-16374 и 04-02-16935).

Список литературы

- [1] Green M.A., Zhao J., Wang A. et al. // Nature. 2001. V. 412. P. 805–808.
- [2] Wai Lek Ng, Lourenco M.A., Gwilliam R.M. et al. // Nature. 2001. V. 410. P. 192–194.
- [3] Trupke Th., Zhao J., Wang A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. N 18. P. 2996–2998.
- [4] Емельянов А.М., Соболев Н.А., Шек Е.И. // ФТТ. 2004. Т. 46. В. 1. С. 44–48.
- [5] Соболев Н.А., Емельянов А.М., Шек Е.И. и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. В. 1. С. 39–43.
- [6] Van Roosbroeck W., Shockly W. // Phys. Rev. 1954. V. 94. N 6. P. 1558–1560.
- [7] Dittrich Th., Timoshenko V., Yu., Rappich J. et al. // J. of Appl. Phys. 2001. V. 90. N 5. P. 2310–2313.
- [8] Altukhov P.D., Kuzminov E.G. // Solid State Communication. 1999. V. 111. P. 379–384.
- [9] Trupke T., Green M.A., Würfel P. et al. // J. of Appl. Phys. 2003. V. 94. V. 8. P. 4930–4937.

- [10] *Блинов Л.М., Боброва Е.А., Вавилов В.С.* и др. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 11. С. 33221–33228.
- [11] *Kane D.E., Swanson R.M.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 1. P. 1193–1197.
- [12] *Смит Р.* // Полупроводники. М., 1982. 560 с.
- [13] *Lax V., Neustadter T.* // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. N 9. P. 1148–1154.
- [14] *Tyagi M.S., Van Overstraeten R.* / Solid State Electron. 1983. V. 26. N 6. P. 577–597.
- [15] *Вавилов В.С., Нолле Э.Л.* // Экситоны в полупроводниках. М., 1971. 144 с.
- [16] *Haynes J.R., Lax M., Flood W.F.* // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 8. P. 392–396.
- [17] *Бреслер М.С., Гусев О.Б., Захарченя Б.П.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. В. 1. С. 10–14.
- [18] *Бреслер М.С., Гусев О.Б., Териуков Е.И.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. В. 1. С. 18–20.
- [19] *Sachenko A.V., Kruchenko Yu.V.* // Semicond Phys. Quantum Electr. & Optoelectronics. 2000. V. 3. N 2. P. 150–156.
- [20] *Келдыш Л.В.* // Экситоны в полупроводниках. М., 1971. 144 с.