

Электрoluminesценция в области межзонных переходов эффективного кремниевого светодиода с малой площадью выпрямляющего контакта

© А.М. Емельянов[¶], В.В. Забродский, Н.В. Забродская, Н.А. Соболев^{¶¶}, В.Л. Суханов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 декабря 2005 г. Принята к печати 19 декабря 2005 г.)

При комнатной температуре и плотностях тока (J) через p - n -переход площадью 0.008 мм^2 до $J = 36 \text{ кА/см}^2$ исследована электрoluminesценция (ЭЛ) Si-диода в области межзонных переходов. На линейном участке зависимости интенсивности ЭЛ от тока кинетика спада ЭЛ описывалась экспонентой с постоянной времени $\tau_d \approx 35 \text{ нс}$. При $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ зависимость интенсивности ЭЛ от тока становилась сублинейной, а кинетика спада описывалась экспонентой с такой же τ_d , только после начального более быстрого участка спада ЭЛ. Наблюдаемые при $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ закономерности могут быть связаны с существенным вкладом в безызлучательную рекомбинацию, наряду с механизмом Шокли-Рида-Холла, оже-рекомбинации. Показана возможность создания Si-светодиодов с излучаемой мощностью до $\sim 50 \text{ мВт}$ при площади излучающей поверхности около 6 мм^2 .

PACS: 78.60.Fi, 85.40.Ls, 85.60.Dw

1. Введение

Большой интерес к исследованиям люминесценции в монокристаллическом кремнии в области межзонных переходов в последние годы обусловлен недавними сообщениями [1–3] о достижении квантовой эффективности, сопоставимой с квантовой эффективностью в прямозонных полупроводниках. Например, в работе [1] при комнатной температуре получена величина внешней квантовой эффективности электрoluminesценции (ЭЛ) $\eta_{\text{ext}} \approx 1\%$, а в [3] — внешней квантовой эффективности фотолюминесценции $\sim 6\%$. Согласно [1,3], столь высокие для непрямозонных полупроводников значения обусловлены прежде всего технологией, обеспечивающей минимум центров безызлучательной рекомбинации. Кроме того, внешняя квантовая эффективность была значительно (примерно на порядок величины) увеличена за счет формирования определенной структуры (текстурирования) поверхности кремния. После публикаций работ [1–3] выполнен значительный объем исследований в этой области (см. работы [4–12] и библиографию к ним). Но практически все предшествующие работы проводились на диодах с относительно большой площадью выпрямляющего контакта (плоскостных диодах) и при относительно небольших плотностях токов, при которых основным механизмом рекомбинации обычно является рекомбинация Шокли-Рида-Холла. Например, рекордные значения η_{ext} были получены при площадях p - n -перехода не менее 1 см^2 . Уменьшение размеров выпрямляющего контакта, во-первых, позволяет исследовать ЭЛ при значительно больших плотностях тока. Во-вторых, в таких диодах достигаются минимальные размеры излучающих объема и поверхности полупро-

водника. В-третьих, так называемые точечные диоды [13] (в которых линейные размеры p - n -перехода сопоставимы с диффузионной длиной неосновных носителей в базе диода или меньше ее) совершенно не согласуются с моделью плоскостного диода [13]. Цель настоящей работы заключалась в исследовании ЭЛ кремниевого точечного диода в широком диапазоне плотностей токов, в том числе при токах, при которых можно ожидать проявления действия механизма оже-рекомбинации [14].

2. Экспериментальные условия

Диоды были изготовлены на монокристаллической пластине кремния КЭФ-90, толщиной $\sim 350 \text{ мкм}$, ориентированной в плоскости (111). Пластина была окислена термически. На лицевой поверхности пластины в пленке SiO_2 вытравливались отверстия диаметром $D = 0.1 \text{ мм}$. Для формирования p - n -переходов в эти отверстия при 850°C проводилось газофазное осаждение поликристаллического кремния, легированного бором (концентрация бора $N_B \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$). На обратную сторону пластины после травливания окисной пленки для обеспечения омического контакта при 800°C наносился слой поликристаллического кремния, легированного фосфором (концентрация фосфора $N_P \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Далее на лицевую и обратную стороны пластины напылялись слои Al, а на лицевой стороне проводилось травление излишков поликремния и Al для формирования изолированных диодов с площадью p - n -перехода $\sim 8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$. Контакты к диоду выполнялись с помощью ультразвуковой сварки. При измерении спектров ЭЛ излучение с лицевой поверхности (за краем электрода) фокусировалось линзовой системой на входную щель монохроматора МДР-23 и на его выходе регистрировалось неохлаждаемым диодом на основе InGaAs (с разрешением 6 нм).

[¶] E-mail: Emelianov@mail.ioffe.ru

^{¶¶} E-mail: nick@sobolev.ioffe.rssi.ru

Использовались селективный нановольтметр и компьютерная обработка выходного сигнала. Спектры были скорректированы с учетом спектральной характеристики фотоприемника и всего оптического тракта.

Кинетика ЭЛ измерялась с применением работающего при комнатной температуре Ge-фотоприемника, обеспечивающего постоянную времени реакции на прямоугольный световой импульс ~ 1 мкс. Для возбуждения ЭЛ к диоду прикладывалось импульсное напряжение с частотой 32 Гц. Импульсы имели практически прямоугольную форму при длительности 0.3 мс и временах нарастания и спада менее 1 мкс.

Для определения η_{ext} измерение мощности излучения диода (W) проводилось по следующей схеме. Работающий при комнатной температуре Ge-фотодиод, имеющий ампер-ваттную чувствительность K и площадь фотоприемной площадки S_f , помещался на расстоянии $L = 7$ см от излучающей поверхности светодиода так, что $L \gg S_f^{0.5}$. Измерялся фототок Y_f фотодиода, и мощность W определялась по формуле

$$W = 2\pi \frac{L^2 Y_f}{KS_f}. \quad (1)$$

Предполагалось изотропное распределение излучения в полусфере на расстоянии L от светодиода. Величина η_{ext} вычислялась как отношение количества квантов N_W , излучаемых диодом в единицу времени, к количеству инжектируемых в единицу времени в базу неосновных носителей заряда N_{inj} . Здесь

$$N_W = \frac{W}{h\nu}, \quad N_{\text{inj}} = \frac{Y}{q},$$

$h\nu$ — энергия квантов в максимуме их распределения по энергии, Y — величина прямого тока, q — элементарный заряд. Все экспериментальные результаты получены при 300 К.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены измеренные при различных токах нормированные спектры ЭЛ диода. Они соответствуют спектрам зона-зонной ЭЛ в плоскостных диодах [1–3,8,11,12], в которых доминирующую роль играет излучательная рекомбинация через экситоны [12]. Как видно из рис. 1, в исследованном диапазоне токов практически отсутствуют изменения спектров, обусловленные разогревом диода протекающим током и изменением механизма излучательной рекомбинации.

На рис. 2 представлена зависимость интегральной интенсивности ЭЛ диода от тока. Вплоть до средней плотности тока через p - n -переход $J \approx 2.5$ кА/см² характер зависимости подобен ранее описанному для плоскостных диодов [8,11,12]: после небольшого начального нелинейного участка указанная зависимость становится

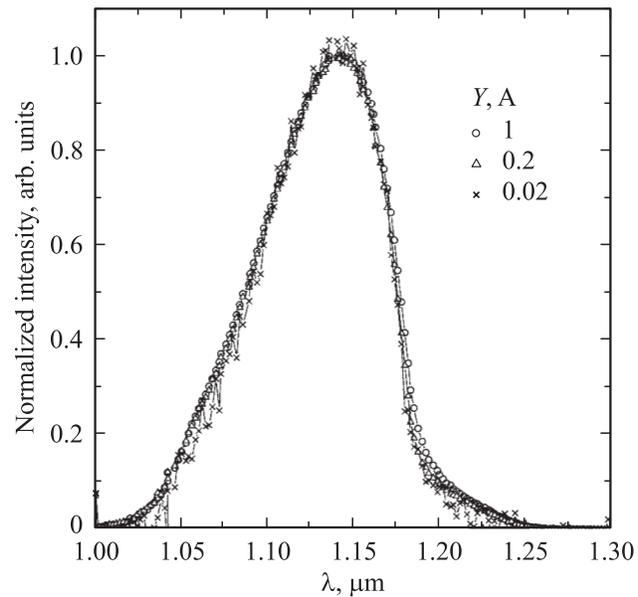


Рис. 1. Спектры электролюминесценции исследованного диода, измеренные при различных прямых токах Y и нормированные на максимальную интенсивность.

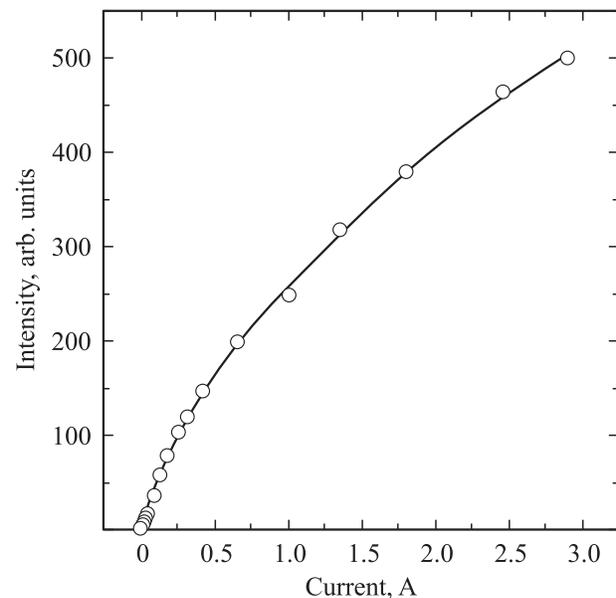


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции от тока.

практически линейной. При $J > 2.5$ кА/см² зависимость интенсивности ЭЛ от тока в исследованном образце была существенно сублинейной. Сопоставление данных, приведенных на рис. 1 и 2, показывает, что это не связано с изменением механизма излучательной рекомбинации или разогревом образца протекающим током.

Зависимость внешней квантовой эффективности η_{ext} от плотности тока J представлена на рис. 3. Вплоть до $J \approx 2.5$ кА/см² она подобна зависимости $\eta_{\text{ext}}(J)$ для плоскостных диодов [1,8,11,12]: после начального ро-

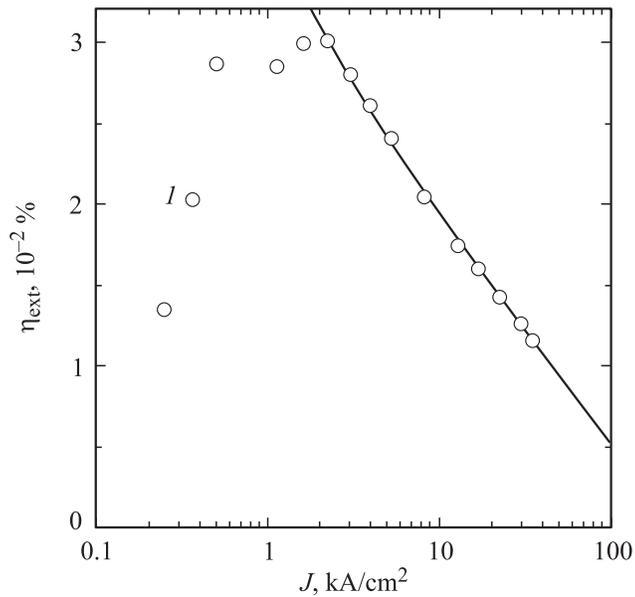


Рис. 3. 1 — зависимость внешней квантовой эффективности η_{ext} от плотности тока J . Сплошная прямая — функциональная зависимость вида $\eta_{\text{ext}} = 3.3 - 0.6 \ln(J - 0.6)$, аппроксимирующая спад η_{ext} .

ста η_{ext} практически перестает зависеть от плотности тока. Максимальная величина η_{ext} в исследованном диоде достигает 0.03%. Учитывая большие потери при выводе зона-зонного излучения из кремния (согласно описанному в [15] результатам расчетов — около 2 порядков величины), максимальная внутренняя квантовая эффективность в описываемом диоде по нашим оценкам составляет почти 3%. При $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ наблюдается уменьшение η_{ext} . На этом участке зависимость $\eta_{\text{ext}}(J)$ хорошо описывается эмпирической формулой

$$\eta_{\text{ext}} = 3.3 - 0.6 \ln(J - 0.6), \quad (2)$$

где J — в кА/см^2 , η_{ext} — в $10^{-2}\%$. Сопоставление данных на рис. 1 и 3 показывает, что уменьшение η_{ext} также не связано с изменением механизма излучательной рекомбинации или разогревом образца протекающим током.

На рис. 4 приведена измеренная при различных токах Y кинетика спада ЭЛ диода. Сплошные кривые на этом рисунке — функциональные зависимости вида

$$F = A \exp(-t/\tau_d), \quad (3)$$

где F — интенсивность ЭЛ, A — коэффициент, зависящий от Y и не зависящий от t , $\tau_d \approx 34\text{--}37 \text{ мкс}$ — постоянная времени спада ЭЛ. Экспериментальные результаты хорошо описываются формулой (3) при плотностях тока не выше чем $\sim 2.5 \text{ кА/см}^2$. При $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ экспериментальные зависимости также описываются формулой (3), но только после начального более быстрого спада ЭЛ. При экспоненциальном спаде зона-зонной люминесценции постоянную времени спада используют

для оценки времени жизни носителей заряда τ_p [14]. Полагая $\tau_p = \tau_d$, находим диффузионную длину для амбиполярной диффузии $L_d = 0.26 \text{ мм}$. Эта оценка показывает, что исследованный нами диод действительно относится к категории точечных. Ускорение спада ЭЛ по сравнению с (3) при $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ указывает на уменьшение на этом участке временной зависимости усредненной по излучающему объему величины τ_p по сравнению со значением $\tau_p = 34\text{--}37 \text{ мкс}$. Причиной, обуславливающей указанное уменьшение τ_p , по всей вероятности, является действие механизма оже-рекомбинации [14] в добавление к действующему и при меньших плотностях тока механизму Шокли–Рида–Холла [14]. В связи с этим, интересно оценить максимальную плотность (N_m) инжектированных в базу диода неосновных носителей заряда при $J = 2.5 \text{ кА/см}^2$. Для точечного диода теоретические формулы вычисления N_m получены для случая, когда эмиттер изготовлен в форме полусферы [13]. Если форма эмиттера отличается от полусферической (как в исследованном нами диоде), то для оценочных расчетов используют модель полусферического эмиттера с радиусом, который находится из условия равенства площадей реального p – n -перехода и полусферического [13]. Расчеты, основанные на этой методике, дают $N_m \approx 2.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полученная цифра при учете погрешности оценки согласуется с литературными данными о плотностях свободных носителей заряда, соответствующих началу действия механизма оже-рекомбинации (около 10^{18} см^{-3}) [14].

Мощность, излучаемая исследованным диодом при токе 3 А, составляла $\sim 0.3 \text{ мВт}$. Описанное в [1,3] текстурирование поверхности Si может позволить увеличить эту цифру до $\sim 3 \text{ мВт}$ за счет уменьшения (примерно на

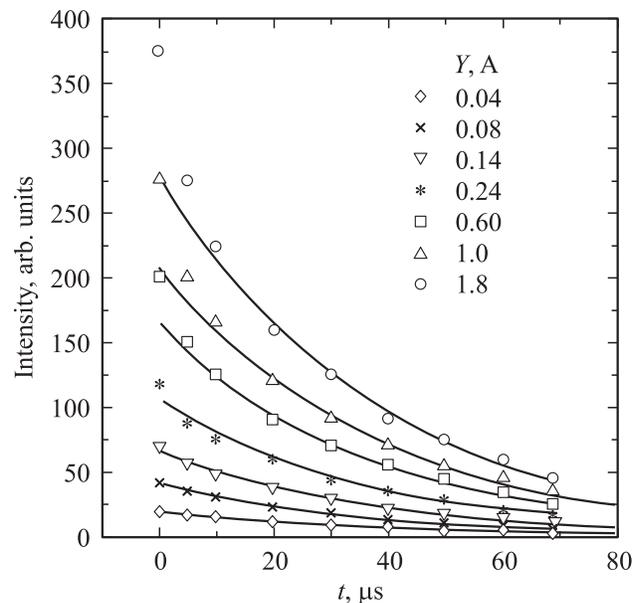


Рис. 4. Кинетика спада электролюминесценции после пропускания различных токов Y . Сплошные кривые — функциональные зависимости вида $F = A \exp(-t/\tau_d)$, $\tau_d \approx 34\text{--}37 \text{ мкс}$.

порядок) соотношения внутренней и внешней квантовой эффективности. При этом излучающая основная часть мощности площадь поверхности диода составляет около 0.3 мм^2 (предполагается, что основная часть инжектированных носителей диффундирует вдоль поверхности Si на максимальное расстояние, равное L_d). Расположив такие диоды равномерно на площади $\sim 2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$ (всего 16 диодов с шагом $\sim 2L_d$), соединив их параллельно и увеличив ток в импульсе до $\sim 50 \text{ А}$, можно достичь излучаемой мощности диода около 50 мВт при площади, излучающей основную часть мощности, около 6 мм^2 . Такую же мощность можно достичь и при значительно меньшем токе (особенно, если использовать технологию Si-светодиодов, обеспечивающую рекордное значение η_{ext} [1,3]), но при этом придется существенно увеличить излучающую площадь диода. Отметим также, что кроме текстурирования поверхности Si существуют и другие, в некоторых случаях в несколько раз более эффективные решения для увеличения величины внешней квантовой эффективности светодиодов по отношению к их внутренней квантовой эффективности [15]. Но эти решения для Si-светодиодов пока еще требуют соответствующих технологических разработок применительно к современным техническим возможностям.

4. Заключение

В широком диапазоне плотностей тока через $p-n$ -переходы (до 36 кА/см^2) исследована электр люминесценция точечного Si-светодиода. При плотностях тока J до 2.5 кА/см^2 основные зависимости параметров электр люминесценции от тока качественно аналогичны наблюдавшимся ранее в плоскостных диодах. При $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ изменения этих зависимостей могут быть связаны с проявлением действия механизма оже-рекомбинации в добавление к действующему и при меньших плотностях тока механизму Шокли–Рида–Холла. Показана возможность создания точечных Si-светодиодов с мощностью излучения по крайней мере до $\sim 3 \text{ мВт}$ и светодиодов, обеспечивающих излучаемую мощность до $\sim 50 \text{ мВт}$, при площади, излучающей основную часть мощности, около 6 мм^2 .

Работа частично поддержана РФФИ и соответствует планам проектов № 04-02-16935 и № 06-02-16124.

Список литературы

- [1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. Nature, **412**, 805 (2001).
- [2] Wai Lek Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homewood. Nature, **410**, 192 (2001).
- [3] Th. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish, M.A. Green. Appl. Phys. Lett., **82**, 2996 (2003).
- [4] А.М. Емельянов, Ю.А. Николаев, Н.А. Соболев. ФТП, **36**, 453 (2002).
- [5] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, S. Pizzini. ФТП, **36**, 1307 (2002).
- [6] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Т.М. Мельникова, S. Pizzini. ФТП, **37**, 756 (2003).
- [7] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, Е.И. Шек, В.И. Вдовин. ФТТ, **46**, 39 (2004).
- [8] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Е.И. Шек. ФТТ, **46**, 44 (2004).
- [9] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, V.I. Vdovin. Physica B, **340–342**, 1031 (2003).
- [10] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, V.I. Vdovin. Sol. St. Phenomena, **95–96**, 283 (2004).
- [11] А.М. Емельянов, Ю.А. Николаев, Н.А. Соболев, Т.М. Мельникова. ФТП, **38**, 634 (2004).
- [12] А.М. Емельянов. Письма ЖТФ, **30** (22), 75 (2004).
- [13] Ю.П. Носов. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме (М., Наука, 1968) гл. 4, с. 150.
- [14] M.S. Tyagi, R. Van Overstraeten. Sol. St. Electron., **26**, 577 (1983).
- [15] А. Берг, П. Дин. Светодиоды (М., Мир, 1979) гл. 6, с. 584.

Редактор Т.А. Полянская

Electroluminescence in the region of interband transitions in an effective light-emitting diode with small area of the rectifying contact

A.M. Emel'yanov, V.V. Zabrodskii, N.V. Zabrodskaya, N.A. Sobolev, V.L. Sukhanov

loffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Electroluminescence (EL) in the region of interband transitions has been studied in Si-diode with an area of a $p-n$ junction equal to 0.008 мм^2 at room temperature and a current density (J) up to 36 кА/см^2 . For the linear part of the J -dependence of the EL intensity, the kinetics of an EL decay is described by the exponential dependence with a time constant $\tau_d \approx 35 \mu\text{s}$. At $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$, a sublinear current dependence of EL is observed and the decay kinetics is described by the exponential dependence with the same τ_d only after an initial more fast EL decay. The observed regularities at $J > 2.5 \text{ кА/см}^2$ can be related with an essential input into nonradiative recombination of the Auger mechanism along with Shockley–Read–Hall recombination. We have shown a possibility to prepare a Si light-emitting diode with an emitted power up to $\sim 50 \text{ мВт}$ at a radiating surface area near 6 мм^2 .