

Ударная ионизация экситонов в монокристаллическом кремнии и ее влияние на концентрацию экситонов и люминесценцию в области края фундаментального поглощения

© А.М. Емельянов[†]

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

(Получена 4 апреля 2013 г. Принята к печати 21 мая 2013 г.)

При высоком уровне инжекции исследовано влияние ударной ионизации экситонов свободными носителями заряда на концентрацию экситонов в монокристаллическом кремнии (*c*-Si) при комнатной температуре. При достаточно больших концентрациях свободных электронов (*n*) ударная ионизация экситонов доминирует над их термической ионизацией. При таких *n* эффект обуславливает значительно меньшие, чем без его учета, концентрации экситонов (*n_{ex}*), близкие к линейным, или линейные участки зависимостей *n_{ex}*(*n*) и зависимостей интенсивности краевой люминесценции *c*-Si от интенсивности ее возбуждения. Описанный метод вычислений *n_{ex}* может быть развит для других полупроводников и при других температурах.

1. Введение

Монокристаллический кремний (*c*-Si) является одним из основных материалов полупроводниковой техники уже многие десятилетия. Однако только относительно недавно было экспериментально доказано, что при комнатной температуре возможно достижение величин квантовой эффективности и излучаемой мощности люминесценции в области края фундаментального поглощения *c*-Si (краевой), сравнимых с этими параметрами для прямозонных полупроводников [1–4]. Например, при комнатной температуре была получена величина внешней квантовой эффективности при электролюминесценции (ЭЛ) кремниевых светодиодов на уровне 0.6–0.85% [1,3]. Также при комнатной температуре была достигнута величина излучаемой мощности на уровне 46 мВт [4] и величина мощности, излучаемой с единицы поверхности ~ 65 мВт/см² [3].

Эффективность краевой люминесценции *c*-Si зависит от эффективного времени жизни (τ) носителей заряда и их диффузионной длины (L_D), т.е. ключевых параметров для солнечных элементов, *c*-Si светодиодов, некоторых фотоприемников, биполярных транзисторов и некоторых других приборов. Поэтому за последние годы было выполнено много исследований, в которых параметры краевой люминесценции *c*-Si использовались для определения τ или L_D (см., например, [5–13]). Главным образом такие исследования были выполнены на различных стадиях изготовления для *c*-Si солнечных элементов. Важно отметить, что имеющееся обоснование этих методов позволяет эффективно использовать их только при низком уровне инжекции, когда концентрацию основных носителей заряда можно считать практически равной концентрации ионизированной донорной или акцепторной примеси. В этом случае независимо от механизма краевой излучательной рекомбинации скорость излучательной рекомбинации теоретически прямо пропор-

циональна концентрации неосновных носителей заряда. Изложенное выше обуславливает постоянный интерес к исследованиям деталей механизма краевой люминесценции в *c*-Si и связанных с ними эффектов. Сравнительно недавно было показано, что доминирующим механизмом краевой излучательной рекомбинации в *c*-Si в широком интервале температур, включая комнатные, является излучательная рекомбинация свободных экситонов, а излучательной рекомбинацией свободных носителей заряда обычно можно пренебречь [14–16]. Согласно [14], это может быть связано с тем, что среднее расстояние между свободными электроном и дыркой больше, чем расстояние между ними в экситонах. Кроме того, для излучательной рекомбинации в *c*-Si необходима определенная корреляция в положениях не только электрона и дырки, но и фонона, которая со значительно большей вероятностью реализуется для экситонов.

Скорость излучательной рекомбинации в единице объема полупроводника при экситонном механизме, согласно современным представлениям, выражается формулой

$$R = n_{ex}/\tau_R, \quad (1)$$

где n_{ex} — концентрация экситонов, τ_R — излучательное время жизни экситонов. Величину n_{ex} по классическим представлениям (см. [17]) обычно вычисляют по формуле

$$\gamma_1 n p = \gamma_2 n_{ex}, \quad (2)$$

где γ_1 — коэффициент связывания электронов и дырок в экситоны, γ_2 — коэффициент термической ионизации экситонов, n и p — соответственно концентрации свободных электронов и дырок. В условиях высокого уровня инжекции, когда концентрации свободных электронов и дырок значительно превышают концентрацию ионизированной примеси и в силу условия электронейтральности n и p практически равны, согласно современным представлениям имеем [17]

$$n^2 = n^* n_{ex}, \quad (3)$$

[†] E-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru

где $n^* = \gamma_2/\gamma_1$. Как видно из уравнений (1) и (3), при постоянной величине n^* и высоком уровне инжекции величины n_{ex} и R зависят от n квадратично. Для R при этом получается классическая, обычно используемая формула:

$$R = Bpn = Bn^2, \quad (4)$$

где B — коэффициент излучательной рекомбинации.

Авторы [17] выполнили расчеты n_{ex} в c -Si при температурах (T) 300 и 77 К, в которых попытались учесть эффект экранирования со стороны свободных носителей заряда кулоновского взаимодействия носителей, образующих экситоны. По результатам их расчетов при достаточно больших n величины n^* могут зависеть от n . Но и при таком методе расчетов зависимости n_{ex} от n значительно отличаются от линейных.

Несмотря на рассмотренные выше классические теоретические представления, в работе [18] на основании ряда экспериментальных исследований было доказано, что при достаточно высоких концентрациях свободных носителей заряда (например, при комнатной температуре при $n \geq 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и высоком уровне инжекции концентрация экситонов в c -Si зависит от n или p практически линейно в достаточно широком интервале n . Основной целью настоящей работы являлось объяснение противоречия результатов работы [18] с теоретическими представлениями, изложенными в [17]. Это потребовало разработки метода для более точных, чем в [17], вычислений концентрации экситонов, позволяющего адекватно описывать при высоком уровне инжекции экспериментальные зависимости интенсивности краевой люминесценции полупроводников с экситонным механизмом краевой излучательной рекомбинации от интенсивности ее возбуждения.

2. Экспериментальные условия

Для описанных далее экспериментальных исследований был использован промышленный c -Si диод с площадью $p^+ - n$ -перехода $s = 3.1 \text{ мм}^2$ и концентрацией ионизированной примеси в базовой области $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для вывода излучения часть корпуса диода была удалена. Все исследования выполнены при комнатной температуре и обеспечении высокого уровня инжекции. Измерения проводились в импульсном режиме при длительности прямоугольных импульсов 100 мкс и частоте 10 Гц (для обеспечения отсутствия существенного нагрева диода). При вычислениях приходящегося на единицу площади количества (N) дырок, инжектированных в базу диода из $p^+ - n$ -перехода, использовалась хорошо известная формула [19]:

$$N = j\tau/q, \quad (5)$$

где j — плотность прямого тока через диод, τ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда в базе, q — элементарный заряд. Кинетика электролюминесценция (ЭЛ) измерялась с использованием

фотоэлектронного умножителя ФЭУ-83. Основываясь на значительно большей, чем время установления равновесной концентрации экситонов, постоянной времени спада ЭЛ (τ_d) и практически линейной зависимости интенсивности краевой ЭЛ от тока, при вычислениях N мы полагали $\tau = \tau_d$. Для вычислений средней по толщине основной оптически активной области базы концентрации инжектированных дырок (h_b), которую в силу высокого уровня инжекции можно считать практически равной средней концентрации электронов (n_b) в этой области, величина N делилась на $2.7L_D$, определенную из величины τ и коэффициента амбиполярной диффузии. Это обеспечивало удовлетворительную для целей данной работы точность измерений $n_b = h_b$.

3. Метод вычислений концентрации свободных экситонов

В предшествующих работах, посвященных вычислениям n_{ex} в c -Si при температурах не ниже 77 К, учитывался только один механизм ионизации экситонов — их термическая ионизация. В данной работе впервые были проведены вычисления n_{ex} с учетом как термической, так и ударной ионизации экситонов. Существенное отличие от более ранних исследований ударной ионизации экситонов в c -Si (см., например, [20]) состоит в том, что ранее эффект ударной ионизации исследовался при очень низких температурах (вблизи температуры жидкого гелия), а ударная ионизация возникала в результате разогрева носителей заряда во внешнем электрическом поле. В данной работе расчеты проведены в отсутствие электрического поля, а необходимую для ударной ионизации энергию свободные носители заряда и экситоны приобретают в результате их теплового движения.

С учетом ударной ионизации уравнение (2) при высоком уровне инжекции преобразуется в

$$\gamma_1 n^2 = \gamma_2 n_{ex} + \sigma_e v_e n n_{ex} + \sigma_h v_h n n_{ex}, \quad (6)$$

где σ_e — усредненное по энергиям электронов эффективное сечение ударной ионизации экситонов электронами, σ_h — усредненное по энергиям дырок эффективное сечение ударной ионизации экситонов дырками, v_e — средняя тепловая скорость электронов относительно экситонов, v_h — средняя тепловая скорость дырок относительно экситонов. Ударная ионизация возможна и при столкновениях достаточно энергичных экситонов между собой. Но, как показывают расчеты, этим видом ионизации можно пренебречь. Из (6) с учетом равенства абсолютных величин зарядов электронов и дырок и соответственно равенства $\sigma_e = \sigma_h = \sigma$ получаем формулу для вычислений концентраций экситонов:

$$n_{ex} = \frac{n^2}{n^* + \sigma(v_e + v_h)n/\gamma_1}. \quad (7)$$

Таким образом, для вычисления n_{ex} требуется знание величин v_e , v_h , n^* , γ_1 и σ .

Оценки показывают, что для обеспечения достаточной точности вычислений вместо средних тепловых скоростей электронов и дырок относительно экситонов можно использовать средние тепловые скорости электронов $\langle v_e \rangle$ и дырок $\langle v_h \rangle$, формула для вычислений которых опубликована в [21]:

$$\langle v_{e,h} \rangle = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{0.5}, \quad (8)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса, относящаяся к электрону или дырке.

Величины n^* в условиях высокого уровня инжекции при $T = 300$ К были вычислены в работе [17] и использованы в данной работе.

Для нахождения γ_1 использовалась формула, ранее применявшаяся в работах [22,23]:

$$\gamma_1 [\text{см}^3/\text{с}] = (10^{-3}T^{-2} + 2.5 \cdot 10^{-6}T^{0.5} + 1.5 \cdot 10^{-7}). \quad (9)$$

Формула для вычисления зависимости сечения (σ_E) ударной ионизации экситонов в кремнии от энергии (E) носителей заряда была опубликована в [20]:

$$\sigma_E = \pi a_0^2 (1.19 \ln x + 5.26) (x - 1) (x^2 + 1.67x + 3.57)^{-1}, \quad (10)$$

$$x = E/E_i, \quad (11)$$

где a_0 — боровский радиус экситона ($a_0 = 4.2$ нм в *c*-Si [24]), E_i — энергия ионизации экситона, равная 14.7 мэВ в *c*-Si [25].

Поскольку в выражение (7) входит усредненное по энергиям сечение ионизации экситонов, для нахождения n_{ex} необходимо знать распределение по энергиям участвующих в актах ионизации частиц. В отсутствие вырождения это распределение для экситонов, электронов и дырок обычно описывают уравнением Максвелла:

$$n_E = AE^{0.5} \exp(-E/kT), \quad (12)$$

где n_E — количество частиц в единице объема с энергией E , A — постоянная, не зависящая от E и T . По физическому смыслу величина E — кинетическая энергия для экситонов, или превышение энергии электронов над уровнем дна зоны проводимости, или разность между потолком валентной зоны полупроводника и энергетическим уровнем дырок в валентной зоне.

4. Результаты вычислений и их обсуждение

Рассчитанное по формуле (12) и нормированное распределение n_E от E для $T = 300$ К представлено на рис. 1 (кривая 1). На этом же рисунке (кривая 2) приведена построенная в соответствии с (10) зависимость $\sigma_E/\pi a_0^2$ от E . Формула (10) была получена для случая очень низких температур, когда кинетическую энергию экситонов обычно можно не учитывать. Но

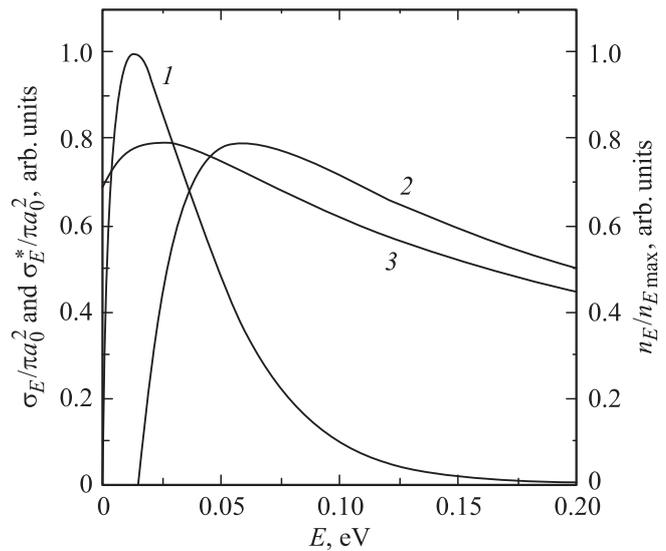


Рис. 1. 1 — нормированное на максимальную величину ($n_{E \max}$) распределение Максвелла при 300 К. 2 — рассчитанная в соответствии с (10), (11) зависимость сечения ионизации экситонов σ_E от энергии свободных электронов (дырок). 3 — рассчитанная в соответствии с (10), (11) и смещенная на величину E_0 зависимость сечения ионизации экситонов (σ_E^*) от энергии свободных электронов (дырок).

при более высоких температурах (например, $T = 300$ К) при столкновениях носителей заряда с экситонами энергии сталкивающихся частиц могут суммироваться, и ионизация экситонов поэтому может происходить при энергиях электронов и дырок, значительно меньших, чем 14.7 мэВ (включая $E = 0$). Средняя кинетическая энергия экситонов (или средняя энергия электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне при отсутствии вырождения) может быть рассчитана из зависимости 1 на рис. 3 по формуле

$$E_0 = \frac{\int n_E E dE}{\int n_E dE}. \quad (13)$$

Интегрирование проводится для всей области практически отличных от нуля значений n_E . Чтобы учесть в первом приближении эффект снижения пороговой энергии ионизации из-за наличия кинетической энергии экситонов, вместо $\sigma_E(E)$ использовалась функция $\sigma_E^*(E)$, которая была получена смещением функции $\sigma_E(E)$ на величину E_0 в сторону меньших энергий (см. кривую 3 на рис. 3). Для этого случая величина усредненного эффективного сечения ударной ионизации σ была вычислена по формуле

$$\sigma = \frac{\int \sigma_E^* n_E dE}{\int n_E dE}. \quad (14)$$

Интегрирование проводилось для всей области практически отличных от нуля значений n_E . В результате вычислений была получена величина $\sigma = 0.744 \pi a_0^2$

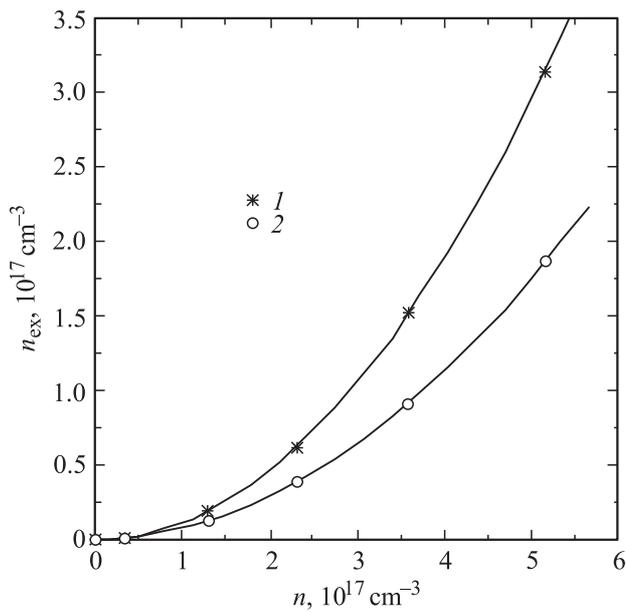


Рис. 2. Зависимости n_{ex} от n , построенные в соответствии с формулой (3) без учета (кривая 1) и с учетом по результатам работы [17] (кривая 2) эффекта экранирования кулоновского взаимодействия носителей заряда в экситонах.

$\approx 0.4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$. Отметим, что вычисление σ без учета кинетической энергии экситонов или с учетом только кинетической энергии экситонов (что в силу принципа относительности эквивалентно) дает величину $\sigma = 0.45\pi a_0^2$.

На рис. 2 представлены теоретические зависимости n_{ex} от n , построенные по результатам работы [17]: без учета экранирования кулоновского взаимодействия носителей заряда в экситонах со стороны свободных носителей заряда (кривая 1) и с учетом авторами [17] такого экранирования (кривая 2). Как видно из рис. 2, полученные в [17] зависимости n_{ex} от n очень значительно отличаются от линейных. Даже при учете экранирования зависимость $n_{ex}(n)$ аппроксимируется функцией $n_{ex} \propto n^{1.92}$.

На рис. 3 представлены результаты вычислений зависимостей n_{ex} от n по формуле (7) как без учета в величине n^* рассчитанного в [17] экранирования кулоновского взаимодействия носителей заряда в экситонах со стороны свободных носителей заряда (зависимости 1 и 3), так и с учетом такого экранирования (зависимости 2 и 4). Расчеты выполнены как с учетом кинетической энергии экситонов (зависимости 3 и 4), так и без учета (зависимости 1 и 2). При достаточно больших n для представленных зависимостей, во-первых, концентрации экситонов значительно ниже вычисленных в [17] значений. Во-вторых, наблюдаются протяженные практически линейные участки зависимостей. В-третьих, в отличие от зависимости на рис. 4 зависимости, полученные без учета в величине n^* экранирования кулоновского взаимодействия носителей заряда в экситонах со сто-

роны свободных носителей заряда и с учетом такого экранирования, различаются незначительно.

Для оценки вкладов различных механизмов ионизации экситонов были построены зависимости от n отношения величины $\sigma n(v_e + v_h)/\gamma_1 = n\gamma_3/\gamma_1$ к величине n^* . Как

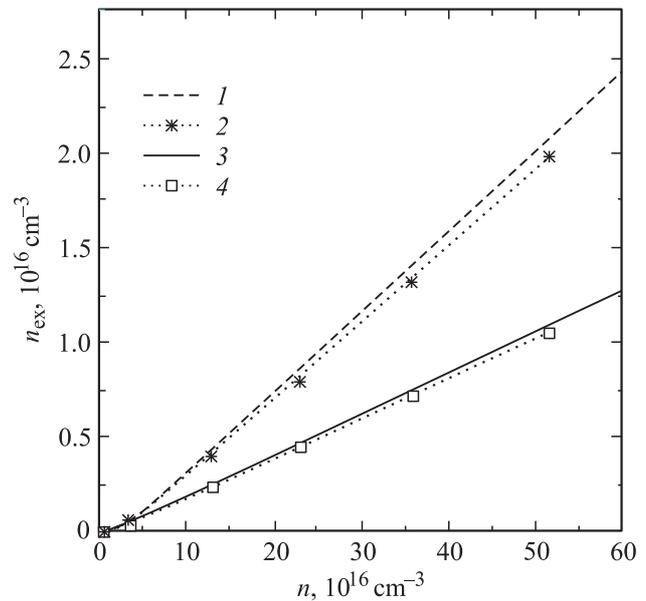


Рис. 3. Зависимости n_{ex} от n , построенные в соответствии с формулой (7) как без учета в величине n^* рассчитанного в [17] экранирования кулоновского взаимодействия носителей заряда в экситонах со стороны свободных носителей заряда (зависимости 1 и 3), так и с учетом такого экранирования (зависимости 2 и 4). Расчеты выполнены как с учетом кинетической энергии экситонов (зависимости 3 и 4), так и без учета (зависимости 1 и 2).

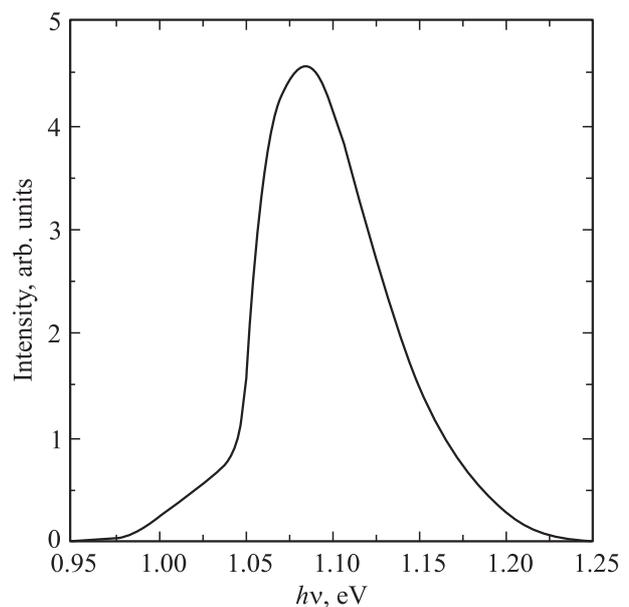


Рис. 4. Зависимость квазистационарной интенсивности ЭЛ диода от энергии квантов ($h\nu$).

следует из (6) и (7), термическая ионизация экситонов доминирует, если это отношение меньше 1. Было установлено, что при 300 К ударная ионизация свободных экситонов доминирует над их термической ионизацией при $n > \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

5. Сравнение теории с экспериментом

Спектр ЭЛ исследованного диода представлен на рис. 4. Дифференциальный анализ этого спектра [16] показывает обычную для *c*-Si диодов доминирующую роль излучательной рекомбинации через свободные экситоны. На рис. 5 (кривая 1) для исследованного диода

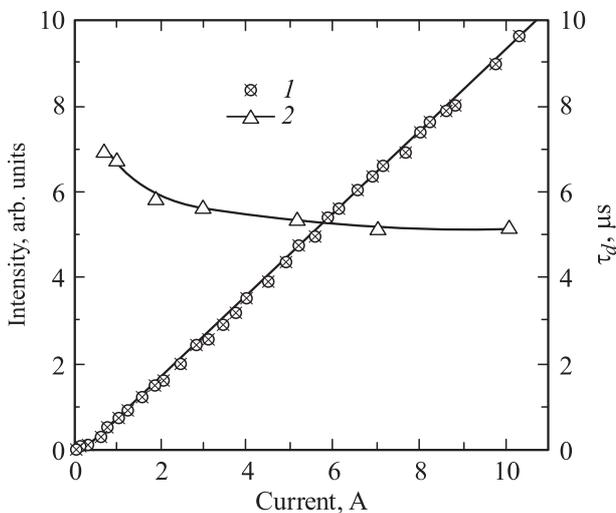


Рис. 5. Экспериментальные зависимости интенсивности краевой ЭЛ (1) и постоянной времени экспоненциального спада интенсивности ЭЛ (2) после выключения тока *c*-Si диода от амплитуды импульсов тока.

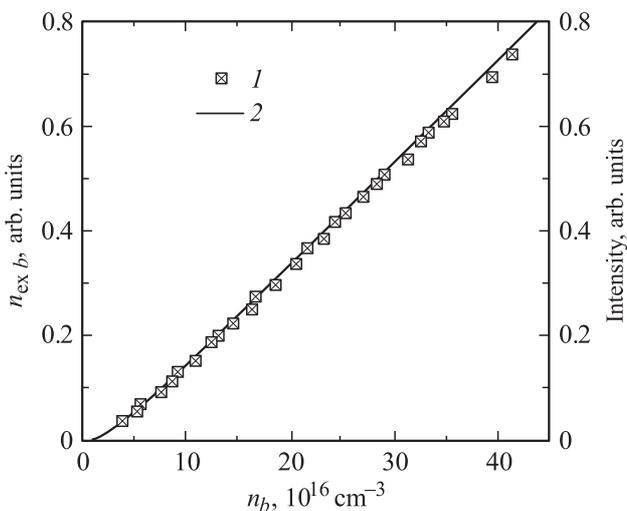


Рис. 6. 1 — зависимость интенсивности ЭЛ диода от величины n_b , 2 — зависимость средней концентрации экситонов от величины n_b .

представлена экспериментальная зависимость квазистационарной интенсивности ЭЛ (амплитуды импульсов интенсивности ЭЛ) от величины прямого тока. Как и во многих предшествующих исследованиях краевой ЭЛ в *c*-Si диодах, после начального сверхлинейного наблюдается протяженный практически линейный участок зависимости интенсивности ЭЛ от тока. Кинетика спада ЭЛ на порядок величины после выключения тока носила экспоненциальный характер с постоянной времени спада τ_d . Зависимость τ_d от тока также показана на рис. 5. Зависимость интенсивности ЭЛ от величины n_b показана на рис. 6 (зависимость 1). На этом же рисунке для сравнения представлен график зависимости средней по оптически активной области базы концентрации экситонов (n_{exb}) от n_b (кривая 2). Величины n_{exb} вычислялись для классического распределения по координате z свободных электронов в базе диода [19]:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{-z}{L_D}\right), \quad (15)$$

где n_0 — концентрация электронов вблизи *p*-*n*-перехода. При вычислениях использовалась зависимость $n_{ex}(n)$, представленная на рис. 3 кривой 3. Величины относительных единиц для зависимостей 1 и 2 на рис. 6 выбирались такими, чтобы обеспечить максимальное совпадение функциональных зависимостей, полученных в теории и из эксперимента. Как видно из рис. 6, представленная теория хорошо описывает практически линейный участок зависимости интенсивности ЭЛ от n_b и соответственно от величины прямого тока через диод.

6. Заключение

В работе предложен метод расчета концентрации свободных экситонов в полупроводниках с учетом их ударной ионизации свободными носителями заряда в результате теплового движения носителей заряда и экситонов. Применение метода для *c*-Si при 300 К позволило уточнить зависимость n_{ex} от n и объяснить наличие практически линейных или близких к линейным участков зависимостей интенсивности краевой люминесценции от интенсивности ее возбуждения. Показано, что в результате ударной ионизации экситонов классическое описание скорости излучательной рекомбинации формулой (4) при достаточно больших n неверно. Вместо (4) следует использовать выражение

$$R = \frac{n^2}{\tau_R [n^* + \sigma(v_e + v_h)n/\gamma_1]}. \quad (16)$$

Вычисления, подобные представленным выше, могут быть выполнены и при других температурах *c*-Si. В работе [16] отмечено, что, согласно исследованиям различных авторов, механизм краевой излучательной рекомбинации через свободные экситоны доминирует при комнатных температурах и в SiGe, GaP, SiC. Также в [16]

было высказано предположение, что этот механизм, вероятно, доминирует и в ряде других непрямозонных полупроводников в широком температурном интервале, включающем комнатную температуру. Поэтому предложенный в данной работе метод может быть развит для вычислений n_{ex} и для объяснения закономерностей краевой люминесценции в таких полупроводниках.

Результаты работы могут стать основой для разработки люминесцентных методов определения рекомбинационных параметров *c*-Si и других непрямозонных полупроводников при высоком уровне инжекции.

Список литературы

- [1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature*, **412**, 805 (2001).
- [2] T. Trupke, J. Zhao, A. Wong, R. Corkish, M.A. Green. *Appl. Phys. Letter.*, **82**, 2996 (2003).
- [3] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев. *ФТП*, **42**, 336 (2008).
- [4] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев. *Письма ЖТФ*, **34** (4), 64 (2008).
- [5] T. Trupke, R.A. Bardos, M.C. Schubert, W. Warta. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 044 107 (2006).
- [6] R.A. Bardos, T. Trupke, M.C. Schubert, T. Roth. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 053 504 (2006).
- [7] M.D. Abbott, J.E. Cotter, F.W. Chen, T. Trupke, R.A. Bardos, K.C. Fisher. *J. Appl. Phys.*, **100**, 114 514 (2006).
- [8] D.H. Back, S.B. Kim, D.K. Schroder. *J. Appl. Phys.*, **104**, 054 503 (2008).
- [9] P. Würfel, T. Trupke, T. Puzzer, E. Schäffer, W. Warta, S.W. Glunz. *J. Appl. Phys.*, **101**, 123 110, (2007).
- [10] Takashi Fuyuki, Hayato Kondo, Yasue Kaji, Akiyoshi Ogane, Yu Takahashi. *J. Appl. Phys.*, **101**, 023 711 (2007).
- [11] Tine Uberg Nærland, Hallvard Angels Kår, Martin Kikengen, Rune Søndena, Erik Stensrud Marstein. *J. Appl. Phys.*, **112**, 033 703 (2012).
- [12] Martin A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 131 112 (2011).
- [13] R. Sugie, K. Inone, M. Yoshikawa. *J. Appl. Phys.*, **112** (2012).
- [14] А.М. Емельянов. *Письма ЖТФ*, **30** (22), 75 (2004).
- [15] А.М. Емельянов. *Письма ЖТФ*, **35** (6), 9 (2009).
- [16] А.М. Емельянов. *ФТП*, **44**, 1170 (2010).
- [17] D.E. Kane, R.M. Swanson. *J. Appl. Phys.*, **73**, 1193 (1993).
- [18] А.М. Емельянов. *ФТП*, **47**, 112 (2013).
- [19] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., Наука, 1968).
- [20] D.L. Smith, D.S. Pan, T.C. McGill. *Phys. Rev. B*, **12**, 4360 (1975).
- [21] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во „Петербургский институт ядерной физики“, 1977) гл. 1, с. 33.
- [22] Э.Л. Нолле. *ФТП*, **9**, 122 (1967).
- [23] R. Corkish, D.S.-P. Chan, M.A. Green. *J. Appl. Phys.*, **79**, 195 (1996).
- [24] A.V. Sachenko, Yu.V. Kryuchenko. *Semicond. Phys. Quant. Electron. & Optoelectron.*, **3** (2), 150 (2000).
- [25] W. Bludau, A. Onton, W. Heinke. *J. Appl. Phys.*, **45**, 1846 (1974).

Редактор Т.А. Полянская

Impact ionization of excitons in single-crystal silicon and its influence on concentration of excitons and luminescence in the field of fundamental absorption edge

A.M. Emel'yanov

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

Abstract The effect of the impact ionization of excitons by free charge carriers on the concentration of excitons in single-crystal silicon at 300 K and a high level of injection was studied. At sufficiently high concentrations of free electrons the impact ionization of excitons dominates over their thermal ionization. At such concentrations the effect causes considerably smaller than without its account the concentrations of excitons and also practically linear sites of dependences the concentration of excitons on the concentration of free charge carriers and of dependences the near-band-edge luminescence intensity in Si on the intensity of its excitation. The described method can be developed for calculations concentrations of excitons in other semiconductors and at other temperatures.