

# Длинноволновое излучение горячих носителей заряда в кремнии

© Л.А. Косяченко, М.П. Мазур

Черновицкий государственный университет,  
274012 Черновцы, Украина

(Получена 16 марта 1998 г. Принята к печати 5 августа 1998 г.)

Исследована горячая электролюминесценция кремния в области энергии фотонов 0.25–0.8 эВ. Получены спектры излучения  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -транзисторных структур при низких ускоряющих напряжениях, когда в возбуждении свечения принимают участие носители заряда только одного знака. Результаты эксперимента обсуждаются на основе модели прямых межподзонных и непрямых внутризонных излучательных переходов горячих носителей заряда.

## 1. Введение

Исследованию горячей электролюминесценции (ЭЛ) диодов на кремнии посвящено достаточно много работ, начиная с 50-х годов [1,2]. Было показано, что это явление обусловлено высокоэнергетическими носителями заряда, возбуждаемыми сильным электрическим полем в барьерной структуре. Кроме рекомбинационной полосы с максимумом в области энергии фотонов  $h\nu$ , близкой к ширине запрещенной зоны полупроводника  $E_g \cong 1.1$  эВ (которая может наблюдаться как следствие ударной ионизации атомов), в спектре ЭЛ присутствует широкополосное излучение в диапазоне 1–3 эВ, мнения о механизме которого разделились. Многие из авторов интерпретируют этот компонент ЭЛ, исходя из предложенной в работе [3] модели, согласно которой оптическое излучение формируется при торможении горячего носителя на заряженном центре, другие — основываясь на модели прямых излучательных переходов носителей между различными подзонами зоны проводимости или валентной зоны (межподзонные переходы) [4] или же на модели непрямых переходов в пределах одной и той же подзоны с участием фононов [5]. Такая неопределенность не была до конца снята и в серии работ, появившихся в конце 80-х годов [6–10]. Главная трудность состоит в том, что как прямые межподзонные, так и непрямые внутризонные переходы (включая и тормозное излучение) приводят к одинаковому по характеру спектрам излучения — монотонно убывающим при увеличении  $h\nu$  зависимостям. Другое осложнение связано с тем, что горячая ЭЛ наблюдается при высоких возбуждающих напряжениях, когда развиваются лавинные процессы и в формировании излучения участвуют носители обоих знаков. Наконец, приведенные в литературе спектры излучения приходится на область  $h\nu > E_g$ , где они искажены из-за самопоглощения.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования горячей ЭЛ кремниевого  $p-n$ -перехода в области  $h\nu < E_g$ . Использование структуры биполярного транзистора позволило получить спектры излучения в области  $h\nu < 0.8$  эВ вплоть до 0.25–0.3 эВ (1.5–5 мкм) при низких ускоряющих напряжениях, когда в формировании излучения принимают участие носители только одного знака — электроны

или дырки. Как видно из приведенных далее параметров исследуемых образцов, в наблюдаемой ЭЛ не могли проявиться квантово-размерные эффекты, которые приводят к генерации мощного излучения в этой же спектральной области, но с характерными зависимостями спектра излучения от концентрации и профиля легирования структуры, а также с ярко выраженной пороговой зависимостью мощности излучения от тока [11,12].

## 2. Образцы и методика эксперимента

Измерения проводились на сверхвысокочастотных (СВЧ)  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -транзисторах, имеющих одинаковую топологию и конструкцию (для вывода излучения в керамическом корпусе вырезалось отверстие). Базовый слой в СВЧ транзисторах изготавливается как можно тоньше (в данном случае около 1 мкм), поэтому из-за падения напряжения вдоль него ток протекает в основном по периферии эмиттера (так называемый эффект вытеснения эмиттерного тока), которая не затенена металлическим электродом [13]. Поскольку база легируется достаточно сильно ( $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), а эмиттер еще сильнее ( $10^{19}$ – $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и более, при толщине эмиттерного слоя 1.5–2 мкм), напряженность электрического поля при обратно включенном эмиттерном  $p-n$ -переходе оказывается выше  $10^5$  В/см. Таким образом, при инверсном включении СВЧ транзистора (коллекторный переход в прямом направлении, а эмиттерный в обратном) достигаются благоприятные условия как для возбуждения горячих носителей, так и для вывода излучения из прибора. Инжектируясь из коллектора через базу в эмиттерный переход, носители ускоряются действующим там сильным электрическим полем и генерируют оптическое излучение. При этом можно получить значительные потоки горячих носителей (электронов или дырок в  $n-p-n$ - или  $p-n-p$ -структуре соответственно) за счет увеличения тока инжекции, не вызывая при этом электрической пробой  $p-n$ -перехода. Генерируемое излучение включает видимое свечение, которое воспринимается глазом в виде полоски, охватывающей эмиттерную область. В спектре присутствует относительно узкая полоса с максимумом вблизи 1.1 эВ, обусловленная межзонной рекомбинацией тепловых носителей в

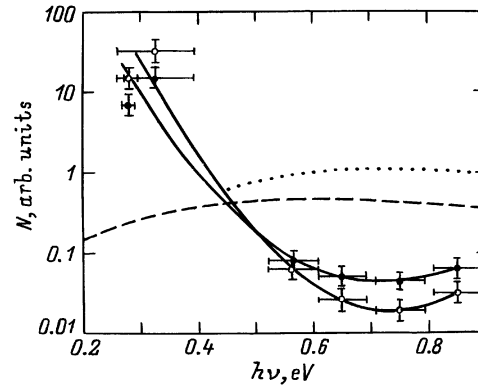
базе [14,15]. В интересующей нас области  $h\nu \lesssim 0.8$  эВ вклад этой полосы пренебрежимо мал по сравнению с широкополосным бесструктурным излучением, которое при сильном разогреве носителей (большом ускоряющем напряжении на эмиттерном  $p$ - $n$ -переходе) может простирается вплоть до  $h\nu = 3.5$ – $4$  эВ.

Измерения в области  $h\nu \lesssim 0.8$  эВ осложнены низкой чувствительностью имеющихся фотоприемников. Охлаждаемый PbS-фоторезистор в комбинации с призмным монохроматором ДМР-4 позволяет регистрировать фотоны с энергией не ниже 0.5–0.6 эВ. Спектр чувствительности охлаждаемого PbSe-фоторезистора простирается до  $h\nu = 0.2$ – $0.25$  эВ, но его детектирующая способность более чем на порядок ниже, чем PbS-фоторезистора. Поэтому в области  $h\nu < 0.6$  эВ мы использовали PbSe-фоторезистор в комбинации с фильтрами — монокристаллическими пластинами CdSb с многослойными покрытиями из ZnS, SiO и Ge. Градуировка пар "фоторезистор-фильтр" по длинам волн производилась при помощи ИК спектрофотометра, а по чувствительности — при помощи ленточного никелевого излучателя с известной цветовой температурой (1150 К), излучательная способность которого по сравнению с абсолютно черным телом отличается не более чем на 10–20% в исследуемом спектральном диапазоне. Питание транзистора осуществлялось прямоугольными импульсами напряжения со скважностью, равной 2. Сигнал регистрировался стандартной системой синхронного детектирования, обеспечивающей приемлемое соотношение "сигнал-шум".

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры излучения  $n$ - $p$ - $n$ - и  $p$ - $n$ - $p$ -транзисторов при токе в эмиттерном переходе 100 мА и ускоряющем напряжении 4 В. Судя по поведению фототока, возбуждаемого внешней засветкой [15], умножение носителей при таком ускоряющем напряжении практически не проявляется, т.е. можно считать, что в  $n$ - $p$ - $n$ -транзисторе излучение генерируется только горячими электронами, а в  $p$ - $n$ - $p$ -транзисторе — только горячими дырками. Разумеется, горячие носители противоположного знака (неосновные в эмиттере) при этом инжектируются в базу, однако их поток при низких напряжениях, когда ударная ионизация не происходит ( $\lesssim 4$  В), на многие порядки слабее потока горячих носителей, инжектируемых в эмиттер.

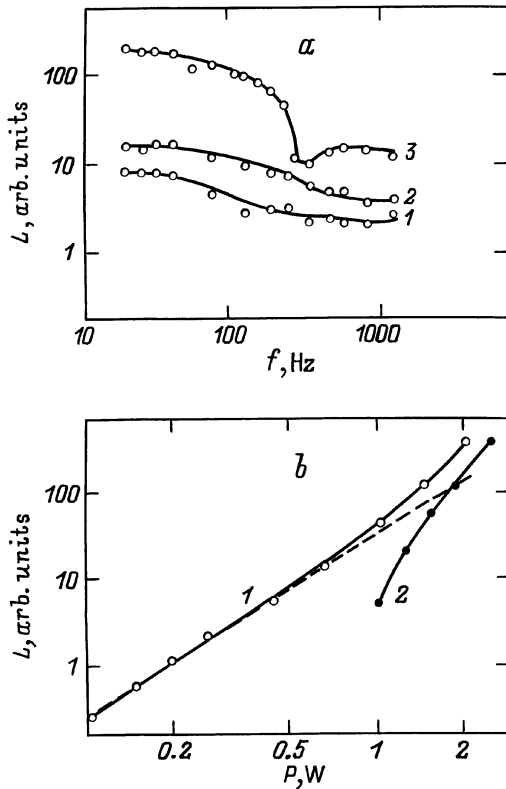
Как видно из рис. 1, спектры излучения  $n$ - $p$ - $n$ - и  $p$ - $n$ - $p$ -структур однотипны и представляют собой монотонно убывающие с увеличением  $h\nu$  зависимости (намечающийся подъем при  $h\nu > 0.8$  эВ обусловлен уже упоминавшимся рекомбинационным излучением в базе, а несколько заниженное положение точки для  $h\nu \approx 0.28$  эВ обусловлено тем, что полоса пропускания



**Рис. 1.** Спектральное распределение числа фотонов  $N(h\nu)$ , излучаемых  $n$ - $p$ - $n$ - и  $p$ - $n$ - $p$ -транзистором (заполненные и незаполненные кружки, соответственно) при ускоряющем напряжении 4 В и инжектируемом токе 100 мА. Штриховая и пунктирная линии — спектральные распределения скорости излучательных электронных межподзонных переходов, рассчитанные в работах [9] и [10] соответственно.

используемого фильтра несколько перекрывается с линией поглощения  $\text{CO}_2$  в атмосфере). На рис. 1 приведен также спектр излучения кремния для прямых межподзонных переходов, рассчитанный в работе [9] (штриховая кривая) при строгом учете энергетической структуры зон в предположении больцмановского распределения по энергиям  $\exp(-E/kT_c)$  при температуре носителей  $T_c = 1500$  К. Детальные расчеты, выполненные в работе [10], показали, что допуская непрямые внутризонные переходы при рассеянии фононами или ионизированными примесями, невозможно объяснить спад излучения в области  $h\nu < 0.8 \div 1$  эВ, имеющийся на экспериментальных кривых из работ [4,8]. Такой спад получается, если допустить доминирующую роль прямых межподзонных переходов и, кроме того, заменить больцмановское распределение носителей по энергиям гауссовским вида  $\exp(AE - BE^2)$ , где  $A$  и  $B$  — положительные константы (пунктирная кривая на рис. 1). Наши экспериментальные данные, представленные на рис. 1, показывают, что максимум излучения в области  $h\nu = 0.5 \div 0.8$  эВ — характерная особенность прямых межподзонных переходов носителей — не наблюдается. Обратим внимание на то, что такой максимум, полученный на экспериментальных кривых в работах [8,9], приходится на длинноволновый край спектра чувствительности соответственно PbS- или Ge-фоторезисторов, используемых в этих работах. Чувствительность используемого нами PbSe-фоторезистора в диапазоне 0.25–0.6 эВ достаточно равномерная, что обеспечивает меньшие ошибки при измерениях.

При указанном режиме возбуждения выделяемая эффективная электрическая мощность исключает заметный нагрев установленного на теплоотводящий радиатор транзистора (максимально допустимый ток эмиттера для приборов такого типа составляет 1 А). Влияние нагрева ослабляется также тем, что используемая система



**Рис. 2.** Зависимости величины регистрируемого сигнала  $L$ :  $a$  — от частоты  $f$  при токах в обратном смещенном  $p$ - $n$ -переходе  $I$ , А: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.4;  $b$  — от потребляемой транзистором мощности  $P$  при постоянном ускоряющем напряжении (4 В) и изменяемом токе (кривая 1), а также при постоянном токе (0.5 А) и изменяемом ускоряющем напряжении (кривая 2).

синхронного детектирования не регистрирует постоянную составляющую сигнала. Однако температура самого эмиттерного  $p$ - $n$ -перехода и областей, непосредственно прилегающих к нему, может пульсировать и тем сильнее, чем меньше частота возбуждающих импульсов. Имея это в виду, мы измерили зависимость регистрируемого сигнала от частоты импульсов, выделив при помощи оптического фильтра самое длинноволновое в исследуемой области излучение ( $3.8 \div 4.4$  мкм), которое, очевидно, подвержено влиянию теплового излучения в наибольшей степени. На рис. 2,  $a$  представлены такие зависимости при различных значениях эмиттерного тока. Видно, что при увеличении частоты импульсов  $f$  от 20 до 1000 Гц регистрируемый сигнал при наибольшем токе уменьшается почти на порядок, в то время как при токе 100 мА — зависит от частоты слабо (чувствительность PbSe-фотодетектора в этом диапазоне частот постоянная). Это естественно объясняется тем, что при больших возбуждающих токах тепловое излучение вносит заметный вклад в регистрируемый сигнал, более того, на низких частотах его роль является определяющей (почти горизонтальные участки в области частот  $f < 40$ –50 Гц).

Однако при повышении частоты тепловое излучение перестает "успевать" за импульсами тока и, в конце концов, его вклад в регистрируемый сигнал становится пренебрежимо малым по сравнению с ЭЛ излучением, которое характеризуется высоким быстродействием (горизонтальные участки на частотах  $f > 400$ –500 Гц). При малых возбуждающих токах, когда тепловое излучение несущественно, регистрируемый сигнал не должен зависеть от частоты следования импульсов, что и наблюдается на опыте. Справедливость такой интерпретации частотных зависимостей подтверждается также тем, что в случае больших возбуждающих токов при переходе от низких частот к высоким приходится изменять фазу синхродетектора (на некоторой частоте соотношение фаз таково, что сигналы, возбуждаемые ЭЛ и тепловым излучением, взаимокompенсируются, чем и обусловлен "провал" на верхней кривой рис. 2,  $a$ ).

Таким образом, из данных, приведенных на рис. 2,  $a$  следует, что при возбуждающих токах, близких к величине порядка 100 мА, тепловое излучение вносит значительный вклад в регистрируемый сигнал во всем диапазоне частот модуляции сигнала (20–1000 Гц), а при токах 0.6–0.8 А — на частотах выше примерно 400 Гц.

Этот вывод подкрепляется измеренными зависимостями интенсивности излучения  $L$  от электрической мощности, потребляемой транзистором  $P$ . На рис. 2,  $b$  представлены такие зависимости при частоте следования импульсов 33 Гц. Кривая 1 снята при постоянном ускоряющем напряжении и изменяемом токе инжекции. В этом случае интенсивность ЭЛ, очевидно, должна зависеть линейно от тока (а в нашем случае при постоянном ускоряющем напряжении — и от  $P$ ), что и наблюдается экспериментально при  $P < 0.5$ –0.6 Вт. Если же потребляемую транзистором мощность изменять при постоянном токе инжекции, но увеличивающемся ускоряющем напряжении, зависимость  $L(P)$  изображается кривой 2. Если бы регистрируемое излучение было тепловым, зависимости  $L(P)$  и в том и в другом случае должны быть одинаковыми. На самом деле, кривые 1 и 2 при малых  $P$  качественно отличаются и только при больших  $P$ , как и можно было ожидать, сближаются, поскольку при этом согласно данным рис. 2,  $a$  вклад теплового излучения становится заметным.

Проведенные измерения, таким образом, показывают, что тепловое излучение не вносит заметных искажений в представленные на рис. 1 измеренные спектры. Монотонный характер спектральной зависимости скорости излучательных электронных переходов подвергает сомнению модель прямых межподзонных переходов [9,10] и свидетельствует в пользу не прямых переходов как доминирующего механизма ЭЛ исследуемых кремниевых структур.

С учетом сильного легирования эмиттера, следует, видимо, допустить важную роль рассеяния ионизированными примесями, а не только фононами. Внутризонный излучательный переход является процессом, обратным поглощению фотона свободным носителем. Сече-

ние поглощения для рассеяния заряженными примесями зависит от величины  $h\nu$  более резко (пропорционально  $h\nu^{-7/2}$  для простой зоны), чем для рассеяния на деформационном потенциале (пропорционально  $h\nu^{-3/2}$ ) [16]. Поэтому по мере уменьшения энергии  $h\nu$  роль тормозного излучения возрастает, что, по-видимому, может привести к наблюдаемому более резкому подъему интенсивности излучения в области  $h\nu < 0.6$  эВ.

В завершение заметим, что для случая прямых переходов между подзонами легких и тяжелых дырок теория предсказывает максимум в спектре излучения кремния, расположенном на самом краю исследуемого спектрального диапазона ( $\sim 0.3$  эВ [9]). Однако сходный характер спектральных кривых, полученных на  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -структурах, а также близкая квантовая эффективность излучения в обоих случаях свидетельствуют о том, что сделанные выводы о механизме излучения относятся не только к электронам, но и к дыркам.

#### 4. Заключение

Использование структуры биполярного транзистора позволило исследовать горячую электролюминесценцию кремния в области энергии фотонов 0.25–0.8 эВ при низких ускоряющих напряжениях, когда ударная ионизация не проявляется и в формировании свечения принимают участие носители только одного знака. Как для электронов, так для дырок, полученные спектры излучения представляют собой монотонно убывающие при увеличении энергии фотона зависимости, что сходится с результатами теории прямых межподзонных электронных переходов (приводящей к максимуму в области 0.5–0.8 эВ) и согласуется с моделью не прямых внутризонных переходов с участием фононов или примеси.

Авторы выражают глубокую благодарность С.М. Куликовской за помощь в проведении экспериментов.

#### Список литературы

- [1] R. Newmann. Phys. Rev., **100**, 700 (1955).
- [2] A.G. Chynoweth, K.G. McKay. Phys. Rev., **102**, 369 (1956).
- [3] T. Figielski, A. Torun. Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. (Exeter, UK, 1962) p. 853.
- [4] W. Haeker. Phys. St. Sol.(a), **25**, 301 (1974).
- [5] Л.А. Косяченко, Е.Ф. Кухто, В.М. Склярчук. ФТП, **18**, 426 (1984).
- [6] A. Toriumi, M. Yoshimi, M. Iwose, Y. Akijama, K. Taniguchi. IEEE Trans. Electron. Dev., **34**, 1501 (1987).
- [7] M. Herzog, F. Koch. Appl. Phys. Lett., **53**, 2620 (1988).
- [8] N.C. Dass, B.M. Arora. Appl. Phys. Lett., **56**, 1152 (1990).
- [9] L. Carbone, R. Brunetti, C. Jacoboni, A. Lacaita, M. Fishetti. Simicond. Sci. Technol., **9**, 674 (1994).
- [10] J. Bude, N. Sano, A. Yoshi. Phys. Rev. B, **45**, 5848 (1992).
- [11] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Е.И. Чайкина. Письма ЖЭТФ, **58**, 620 (1993).

- [12] Н.Т. Баграев, Е.В. Владимирская, В.Э. Гасумянц, В.И. Кайданов, В.В. Кведер, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, Е.И. Чайкина. ФТП, **29**, 2133 (1995).
- [13] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984).
- [14] Л.А. Косяченко, Е.Ф. Кухто, В.М. Склярчук. Письма ЖТФ, **11**, 1437 (1985).
- [15] Л.А. Косяченко, М.П. Мазур, В.М. Склярчук. УФЖ, **42**, 846 (1997).
- [16] К. Зеерер. Физика полупроводников (М., Мир, 1977).

Редактор Т.А. Полянская

#### Hot-carrier long-wavelength emission in silicon

L.A. Kosyachenko, M.P. Mazur

Chernovtsy State University,  
274012 Chernovtsy, the Ukraine

**Abstract** Hot electroluminescence from silicon in the photon energy range of 0.25–0.8 eV has been investigated. Emission spectra have been obtained for the transistor structures at low accelerating voltages when only carriers of one sign are involved in the excitation. Participation of hot-carriers both in direct and indirect intraband transitions is discussed.

E-mail: lakos@unicom.chernovtsy.ua (L.A. Kosyachenko)