

Моделирование солнечных элементов с квантовыми ямами и сравнение с обычными солнечными элементами

© А.В. Саченко[¶], И.О. Соколовский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

(Получена 24 марта 2008 г. Принята к печати 13 мая 2008 г.)

С помощью программы SimWindows выполнено моделирование эффективности фотопреобразования солнечных элементов на основе GaAs с квантовыми ямами из InGaAs в условиях AM 1.5 при различных уровнях легирования базы. Проведено сравнение полученных результатов с эффективностью фотопреобразования обычных солнечных элементов. Показано, что солнечные элементы с квантовыми ямами могут иметь достаточно большую эффективность фотопреобразования по сравнению с эффективностью фотопреобразования обычных солнечных элементов при следующих условиях: а) времена жизни носителей заряда в квантовых ямах больше, чем в барьерном материале, б) уровень легирования базы не очень высокий. Установлено, что максимальная эффективность фотопреобразования обычных солнечных элементов больше, чем эффективность фотопреобразования солнечных элементов с квантовыми ямами. Она достигается при больших уровнях легирования базы ($\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при использованных для расчета параметрах). Это связано с более сильной излучательной рекомбинацией, а также с особенностями экранирования и токопрохождения в солнечных элементах с квантовыми ямами при высоких уровнях легирования. Показано, что при достаточно больших значениях степени концентрации освещения величины эффективности фотопреобразования в солнечных элементах с квантовыми ямами для низких и высоких уровней легирования базы сближаются.

PACS: 73.63.Hs, 84.60.Jt, 81.07.St, 85.35.Be, 73.40.Kp

1. Введение

В настоящее время исследованию особенностей фотопреобразования в солнечных элементах (СЭ) с квантовыми ямами посвящено достаточно большое количество работ, а на европейских и всемирных конференциях по солнечной энергетике последних 9 лет таким работам отводится специальная секция. В идейном плане акцент в таких работах обычно делается на то, что использование более узкозонных вставок в виде квантовых ям позволяет расширить область поглощения света и увеличить фототок. Считается, что наиболее сильное возрастание фототока, а по умолчанию и эффективности фотопреобразования может быть обеспечено при реализации в базовой области сильного электрического поля, поэтому исследуются и моделируются СЭ с $p-i-n$ -структурой. С нашей точки зрения, более важным является ответ на вопрос — при каких условиях может быть достигнута максимальная эффективность фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами и как она соотносится с максимально достижимой эффективностью СЭ без квантовых ям.

В нашей предыдущей работе [1] было показано, что эффективность фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами может существенно упасть при значительном отличии постоянных решеток квантовых ям и барьерного материала из-за возникновения пограничных состояний, участвующих в рекомбинации. В данной работе выполнено теоретическое моделирование эффективности фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами в условиях

AM 1.5 на основе программ SimWindows [2,3] и проведено сравнение с кпд фотопреобразования для обычных СЭ. В качестве барьерного материала выбран GaAs. Это сделано по двум причинам. Во-первых, как показано в [4], СЭ с квантовыми ямами на его основе имеют наибольшую предельную эффективность фотопреобразования. Во-вторых, на структурах AlGaAs–GaAs достигнут рекордный кпд в условиях AM 1.5, составляющий 25.1% [5].

Было показано также, что СЭ с квантовыми ямами на основе системы GaAs–InGaAs имеют достаточно большую по сравнению с обычными СЭ эффективность фотопреобразования тогда, когда времена жизни носителей заряда в квантовых ямах выше, чем в барьерном материале, а уровень легирования базы не слишком высокий. В то же время наибольшая эффективность фотопреобразования реализуется в обычных СЭ, а не в СЭ с квантовыми ямами. Это связано с тем, что начиная с некоторых уровней легирования, фототок уменьшается по мере увеличения глубины квантовых ям из-за особенностей экранирования и токопрохождения в СЭ с квантовыми ямами, в то время как фотонапряжение насыщается из-за включения излучательной рекомбинации.

Установлено, что максимальная эффективность фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами реализуется в случае, когда влияние электрического поля и, в частности, туннельного эффекта на собирание генерированных в квантовых ямах электронно-дырочных пар мало по сравнению с вероятностью термического возбуждения электронно-дырочных пар, генерированных в квантовых ямах.

[¶] E-mail: sachenko@inbox.ru

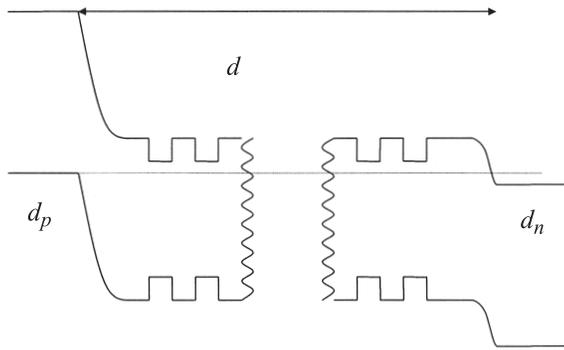


Рис. 1. Энергетическая диаграмма солнечного элемента с квантовыми ямами: d_p — толщина p^+ -области, d — толщина базовой области, d_n — толщина n^+ -области.

2. Выбор параметров для расчета

Программа SimWindows [2,3] является достаточно общей и предназначена для моделирования лазерных и фотоэлектрических процессов в барьерных структурах на основе полупроводников $A^{III}B^V$ с квантовыми ямами. Она используется, в частности, для моделирования фототока и эффективности фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами [6,7]. В ней численно решается система уравнений непрерывности токов для электронов и дырок совместно с уравнениями Шредингера и Пуассона. Учтены вырождение носителей заряда, рекомбинация Шокли–Рида, излучательная рекомбинация, рекомбинация Оже и поверхностная рекомбинация. В программу заложены две модели, учитывающие отличие в ширинах запрещенных зон полупроводниковых материалов. Первая из них реализуется, когда между собой чередуются слои барьерного материала и квантовые ямы, а вторая — при чередовании тонких объемных слоев двух различных полупроводниковых материалов, имеющих, в частности, разные ширины запрещенной зоны. При моделировании упор делался на учет неустраняемых факторов, приводящих к падению эффективности фотопреобразования, прежде всего на учет объемной рекомбинации, т. е. рекомбинации Шокли–Рида, излучательной рекомбинации и рекомбинации Оже. Скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой и тыловой поверхностях СЭ полагались равными 10^3 см/с. В работе проведена оптимизация СЭ с квантовыми ямами по таким параметрам, как толщина сильно легированной p^+ -области d_p , толщина n^+ -области d_n и толщина базы d . Соответственно было принято: $d_p = d_n = 1$ мкм, $d = 1.15$ мкм.

Зонная диаграмма структуры СЭ с достаточно сильно легированной базой приведена на рис. 1. Уровень легирования p^+ - и n^+ -областей полагался равным $7 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Расчеты выполнены для 50 квантовых ям на основе InGaAs, симметрично расположенных относительно середины базовой области. Ширина квантовых ям выбиралась равной 9 нм, а расстояние между ними — 6 нм. При расчете считалось, что суммарные потери на отражение и затенение контактной сеткой равны 12%.

3. Результаты моделирования и их обсуждение

На рис. 2 приведены зависимости эффективности фотопреобразования η от ширины запрещенной зоны квантовых ям E_{gq} . Значение E_{gq} равно ширине запрещенной зоны материала квантовых ям. Эффективная ширина запрещенной зоны квантовых ям с учетом квантования равна $E_{gq} + \Delta E_q$, где величина ΔE_q определялась программой SimWindows путем решения уравнения Шредингера. В качестве варьируемых параметров использовались времена жизни Шокли–Рида в барьерном материале τ_b , в квантовых ямах τ_q , а также уровень легирования электронов в базовой области n_0 . При расчете были использованы значения $\tau_b = 10^{-8}$ с и $\tau_q = 10^{-7}$ с (кривые 1, 3, 5) и $\tau_b = \tau_q = 10^{-8}$ с (кривые 2, 4, 6). Величины n_0 полагались равными 10^{15} , 10^{17} и $3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Последнее значение определялось из условия максимума величины η арсенид-галлиевых СЭ без квантовых ям, который реализуется из-за включения излучательной рекомбинации в базе. Как видно из рис. 2, при значениях уровня легирования 10^{15} и 10^{17} см $^{-3}$ величины $\eta(E_{gq})$ заметно больше, если время жизни в квантовых ямах превышает время жизни в барьерном материале. Более того, поведение $\eta(E_{gq})$ отличается для случаев, когда $\tau_q = 10^{-7}$ и $\tau_q = 10^{-8}$ с, даже качественно. Так, при уровнях легирования 10^{15} и 10^{17} см $^{-3}$ зависимости $\eta(E_{gq})$ для $\tau_q = 10^{-7}$ с имеют максимум, в то время как при $\tau_q = 10^{-8}$ с они практически монотонны.

При уровне легирования базы $3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ величина $\eta(E_{gq})$ уменьшается по мере увеличения E_{gq} . Ее наибольшее значение для мелких квантовых ям составляет около 24.7%, в то время как расчетное значение КПД фотопреобразования для СЭ без квантовых ям равно 25.09%. Это связано с тем, что при таких высоких уровнях легирования в приграничных областях между барьерным материалом и квантовыми ямами происходит

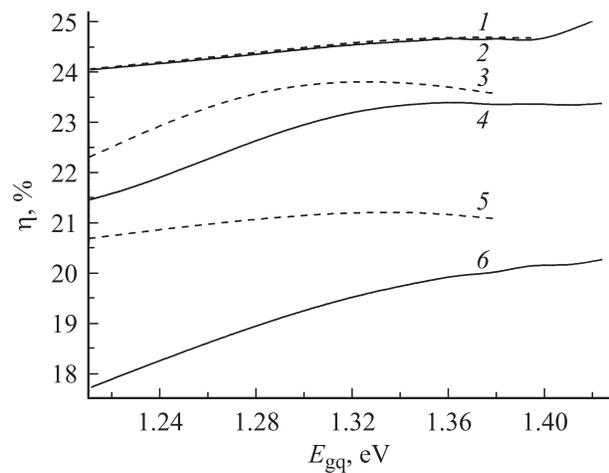


Рис. 2. Зависимости эффективности фотопреобразования η от ширины запрещенной зоны квантовых ям E_{gq} . Параметры τ_q , с и n_0 , см $^{-3}$: 1 — 10^{-7} , $3 \cdot 10^{18}$; 2 — 10^{-8} , $3 \cdot 10^{18}$; 3 — 10^{-7} , 10^{17} ; 4 — 10^{-8} , 10^{17} ; 5 — 10^{-7} , 10^{15} ; 6 — 10^{-8} , 10^{15} .

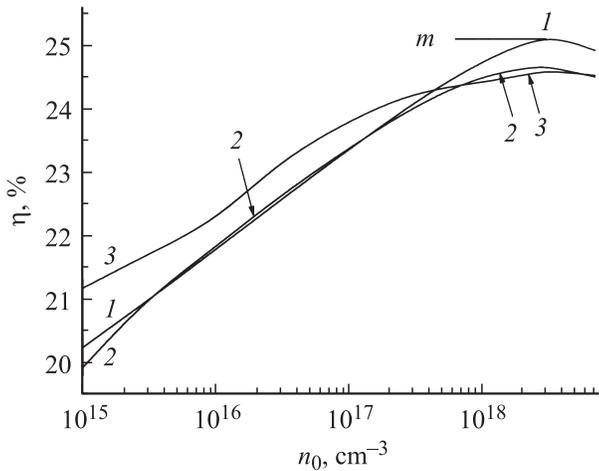


Рис. 3. Зависимости эффективности фотопреобразования η от уровня легирования базы n_0 : 1 — для обычных СЭ; 2 — для СЭ с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $\tau_q = 10^{-7}$ с, $x = 0.07$; 3 — для СЭ с квантовыми ямами при $\tau_q = 10^{-8}$ с, $x = 0.04$.

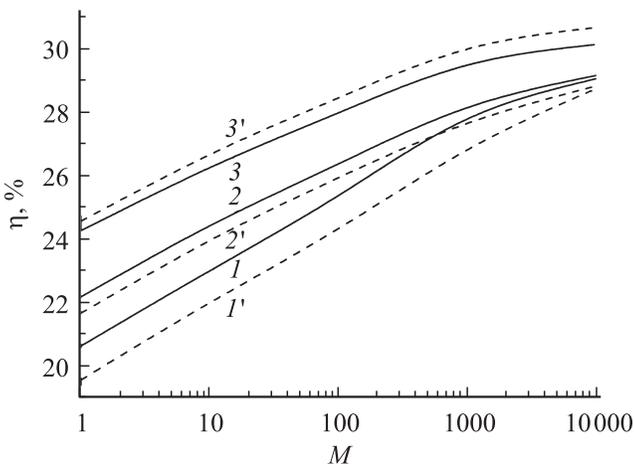


Рис. 4. Зависимости эффективности фотопреобразования солнечных элементов с квантовыми ямами (кривые 1–3) и без квантовых ям (кривые 1'–3') от степени концентрации освещения M . Параметры: $\tau_b = 10^{-8}$ с, $\tau_q = 10^{-7}$ с, $x = 0.07$; n_0, cm^{-3} : 1, 1' — 10^{14} ; 2, 2' — 10^{16} ; 3, 3' — 10^{18} .

экранирование, вследствие чего возникает противоположное препятствующее движению фотоносителей в нужном направлении и способствующее уменьшению фототока.

На рис. 3 построены зависимости эффективности фотопреобразования для СЭ с квантовыми ямами и для обычных СЭ от уровня легирования базы при параметрах, приведенных выше. Зависимость 1 получена для СЭ без квантовых ям, а кривые 2 и 3 построены для СЭ с квантовыми ямами при значениях τ_q , равных 10^{-8} и 10^{-7} с соответственно. Заметное превышение эффективности фотопреобразования для СЭ с квантовыми ямами имеет место в определенном диапазоне уровней легирования базы при условии, что времена жизни Шокли–Рида для квантовых ям на порядок больше, чем соответствующие времена в барьерном материале.

ле. В то же время, начиная с уровней легирования $\sim (2-3) \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$, эффективность фотопреобразования обычных СЭ становится больше, чем для СЭ с квантовыми ямами. Максимальное значение эффективности фотопреобразования, равное 25.09%, практически совпадает со значением 25.1%, полученным на структурах AlGaAs-GaAs в условиях АМ 1.5 [5] (см. линию m на рис. 3).

Отметим, что максимальная разница между расчетными значениями η для СЭ с квантовыми ямами и для обычных СЭ, как видно из рис. 3, не превышает 5%. Еще меньше отличия между экспериментальными значениями эффективностей фотопреобразования для СЭ с квантовыми ямами и для обычных СЭ, полученные в работе [8] (около 1%).

Рассмотрим далее вопрос относительно того, какую роль играет электрическое поле в базе. Как видно из рис. 3, максимальные значения η в СЭ с квантовыми ямами реализуются при уровнях легирования базы $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Толщина области пространственного заряда (ОПЗ) в базе

$$w \approx 2L_D \sqrt{\ln(n_0/p_0)},$$

где

$$L_D = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 k T / 2q^2 n_0}$$

— дебаевская длина экранирования в базе, p_0 — равновесная концентрация дырок, ε — относительная диэлектрическая проницаемость барьерного материала, ε_0 — диэлектрическая постоянная, k — постоянная Больцмана, T — температура, q — заряд электрона (при оценке рассматривается случай, когда экранирование происходит в области отсутствия квантовых ям, а вырождение не учитывается). Оценки дают для рассматриваемого случая значения w около 30 нм. Общая протяженность 50 квантовых ям и промежутков между ними при выбранных параметрах составляет 750 нм. Поскольку квантовые ямы расположены симметрично относительно середины базовой области, по краям еще остаются промежутки по 200 нм, в которых квантовые ямы отсутствуют. Поэтому все квантовые ямы в данном случае расположены в области, где электрическое поле, связанное с экранированием в приконтактных областях, отсутствует. Даже если придвинуть квантовые ямы вплотную к p^+ -области, то в ОПЗ поместится всего 2 квантовые ямы из 50, а величина $\eta(E_{gq})$, как показывает моделирование, увеличится всего до значения 24.8%. Это означает, что влияние электрического поля в базе на эффективность фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами в ситуации, когда достигается максимум $\eta(E_{gq})$, практически отсутствует.

Рис. 4 позволяет сравнить значения эффективности фотопреобразования для СЭ с квантовыми ямами и для обычных СЭ в широком диапазоне степени концентрации освещения M . Как видно из рис. 4, при сравнительно низких уровнях легирования базы эффективность фотопреобразования для СЭ с квантовыми ямами больше, чем для обычных СЭ, и превышает значение эффективности фотопреобразования обычных СЭ вплоть

до самых больших степеней концентрации освещения. Иная картина реализуется при уровне легирования базы 10^{18} см^{-3} . В этом случае величина η в СЭ с квантовыми ямами несколько меньше, чем в обычных СЭ. Существенно, что по мере повышения M значения $\eta(M)$ для различных уровней легирования базы сближаются.

Отметим, что полученные значения эффективности фотопреобразования СЭ с квантовыми ямами и их зависимости от ширины запрещенной зоны квантовых ям и уровня легирования базы будут количественно изменяться при выборе других полупроводниковых материалов, количества квантовых ям, их ширины и промежутков между ними. Однако главный результат данной работы, заключающийся в том, что величина η в СЭ с квантовыми ямами на основе GaAs мала в $p-i-n$ -структурах и растет по мере увеличения степени легирования базы, по нашему мнению, должен сохраняться и для других СЭ с квантовыми ямами на основе прямозонных полупроводников. Согласно анализу, проведенному в нашей предыдущей работе [1], это связано с тем, что в прямозонных полупроводниках из-за малых значений времен жизни носителей заряда избыточная концентрация электронно-дырочных пар в базе в режиме разомкнутой цепи практически всегда меньше, чем концентрация основных носителей заряда. Иначе обстоит дело в СЭ на основе системы Si-GeSi с большими временами жизни носителей заряда. В них, согласно [1], даже при низких уровнях легирования базы в принципе можно реализовать большие значения напряжения разомкнутой цепи и соответственно эффективности фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами. Для этого, однако, необходимо получить достаточно совершенные границы раздела (барьерный полупроводник)–(квантовая яма) с минимальной скоростью рекомбинации на их границах, а также обеспечить как можно более полное поглощение фотоактивного освещения.

4. Заключение

1. Эффективность фотопреобразования в солнечных элементах (СЭ) с квантовыми ямами в системе GaAs-InGaAs может заметно превышать эффективность фотопреобразования в обычных СЭ только в случае, когда время жизни носителей заряда в квантовых ямах больше, чем время жизни в барьерном материале, а уровень легирования базы не превышает 10^{17} см^{-3} .

2. Максимальная эффективность фотопреобразования достигается в обычных СЭ на основе прямозонных полупроводников при весьма сильном легировании базы, а эффективность фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами оказывается меньше.

3. В оптимизированных СЭ с квантовыми ямами, имеющих наибольшую эффективность фотопреобразования, электрическое поле, обеспечивающее монотонный изгиб зон, существует только в узкой приконтактной области. В области расположения квантовых ям оно практически отсутствует, поэтому соби́рание генерированных в них

электронно-дырочных пар осуществляется за счет термического возбуждения.

4. При достаточно больших значениях степени концентрации освещения M величины эффективности фотопреобразования в СЭ с квантовыми ямами для различных уровней легирования базы сближаются, т. е. использование СЭ с квантовыми ямами на основе $p-i-n$ -структур более целесообразно в условиях концентрированного освещения.

Список литературы

- [1] А.В. Саченко, И.О. Соколовский. ФТП, **42** (10), 1238 (2008).
- [2] D.W. Winston. Ph.D. Dissertation (USA, University of Colorado, 1996).
- [3] D.W. Winston. World Wide Web: www-os.colorado.edu/SimWindows/simwin.html.
- [4] K.W.J. Barnham, G. Duggan. J. Appl. Phys., **67**, 3490 (1989).
- [5] Ж.И. Алфёров, В.А. Андреев, В.Д. Румянцев. ФТП, **38**, 937 (2004).
- [6] I.I. Ivanov, V.A. Skryshevskyy, S.V. Litvinenko. Ukr. J. Phys., **49**, 917 (2004).
- [7] A. Khairy Aboul-Soud, Moataz M. Soliman, Alaa S. Hafez. Proc. 19th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf. (Paris, France, 2004) p. 125.
- [8] T.N.D. Tibbits, I.M. Ballard, K.W.J. Barnham et al. Proc. 19th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf. (Paris, France, 2004) p. 3715.

Редактор Т.А. Полянская

Simulation of solar cells with quantum wells and comparison with traditional solar cells

A.V. Sachenko, I.O. Sokolovsky

V. Lashkaroyv Institute of Semiconductor Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

Abstract Using the SimWindows program, we performed theoretical simulation of photoconversion efficiency on solar cells (SCs) made on the basis of GaAs, with InGaAs quantum wells, for the AM 1.5 conditions and at different levels of base doping. The results obtained are compared with the data for the traditional SCs. It is shown that photoconversion efficiency in SCs with quantum wells may be rather higher than that in the traditional SCs if the following conditions are fulfilled: (i) the charge carrier lifetimes in the quantum wells are over those in the barrier material, and (ii) the level of base doping is not too high. It was found that the maximal photoconversion efficiency in the traditional SCs exceeds that in the SCs with quantum wells (the former is achieved at high levels of base doping $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ at the parameter values used in our calculations). This fact related to more intense radiative recombination, as well as some features of field shielding and current flow in the SCs with quantum wells at high doping levels. It is shown the photoconversion efficiencies of the solar cells with low doping levels of the base becomes close to that solar cells with high doping levels at sufficient concentration of illumination.