

Можно ли увеличить эффективность однопереходного солнечного элемента с помощью гетероструктурных контактных слоев?

Я.Б. Мартынов, Е.В. Бувайлик

АО «НПП «Исток» им. Шокина»

Аннотация: Точное численное компьютерное моделирование гетероструктурного р-і-п диодного солнечного элемента применяется для исследования влияния высоты барьеров между абсорбером и контактными транспортными слоями на эффективность солнечного элемента. Показано, что манипулирование высотой этих барьеров может служить мощным инструментом для воздействия на общую скорость рекомбинации в поглощающем слое. Мы определили границы высот барьеров, в пределах которых скорость рекомбинации в поглощающем слое влияет на напряжение холостого хода и, следовательно, на эффективность солнечного элемента, а также границы высот барьеров, за пределами которых нелинейное действие фототока снижает эффективность солнечного элемента. Повышение эффективности примерно на 2% может быть достигнуто за счет правильного выбора материалов транспортных слоев.

Ключевые слова: р-і-п диод, солнечный элемент, квазигидродинамическая модель, численные методы

1. Введение

Гетероструктурные р-і-п диоды часто используются как в качестве солнечных элементов (СЭ). Согласно теории СЭ, эффективность преобразования энергии этих приборов (PCE) пропорциональна плотности фототока, собираемого устройством при коротком замыкании (I_L), и напряжению холостого хода (V_{oc}) [1]:

$$PCE = FF \frac{I_L V_{oc}}{P_{in}} \quad (1)$$

с коэффициентом пропорциональности называемым фактором заполнения FF и P_{in} - плотностью падающей мощности. Очевидно, что плотность фототока I_L тем больше, чем меньше ширина запрещенной зоны абсорбера. Известно [1], что напряжению холостого хода V_{oc} для гомоструктурного р-п или р-і-п СЭ тем больше, чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника и, следовательно, больше контактная разность потенциалов (V_{bi}). В то же время, внутренне электрическое поле, создаваемое контактной разностью потенциалов, участвует в разделении создаваемых светом электронов и дырок и генерирует фотонапряжение, максимальное значение которого - V_{oc} противоположно по знаку V_{bi} . Таким образом, освещение диода со встроенным полем генерирует фотонапряжение на обкладках диода, которое, с одной стороны, поддерживает фототок в цепи, но в то же время смещает диод в прямом направлении. Паразитный ток через диод, вызываемый этим напряжением, течет в направлении, противоположном фототоку и при некотором значении, называемом напряжением холостого хода V_{oc} , этот прямой паразитный ток полностью компенсирует фототок. За исключением некоторых особых случаев такой паразитный ток, генерируемый фотонапряжением, хорошо коррелирует с прямым током диода в темноте (J_{dark}), вызванным внешним источником напряжения. Целью настоящей работы является исследование особенностей поведения темнового тока и напряжения

холостого хода в гетероструктурном р-і-п СЭ. Это важно поскольку, во-первых, в таком СЭ можно создавать барьеры на пути носителей тока движущихся в неправильном направлении, что должно уменьшить J_{drk} и, таким образом, увеличить напряжение холостого хода V_{oc} . Во-вторых, в гетероструктурном СЭ можно в широких пределах варьировать контактную разность потенциалов при фиксированной ширине запрещенной зоны абсорбера и тем самым также увеличивать V_{oc} , не уменьшая при этом максимальную плотность фототока I_L . В-третьих, в современных СЭ на р-і-п диодах для уменьшения паразитного темнового тока уже применяют широкозонные полупроводники в качестве электронного транспортного материала (ЭТМ) и дырочного транспортного материала (ДТМ). Это делается потому, что частью паразитного темнового тока является ток рекомбинации в ЭТМ и ДТМ:

$$J_{drk}^{(0)} = J_s (e^{qV/k_B T} - 1) \quad (2)$$

$$J_s = qN_C N_V \left(\frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \quad (3)$$

где q – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, T – температура решетки, N_C, N_V – эффективная плотность состояний в зонах проводимости и валентной зоне, N_D, D_p, τ_p – концентрация доноров, коэффициент диффузии и время жизни дырок в п-области диода, N_A, D_n, τ_n – концентрация акцепторов, коэффициент диффузии и время жизни электронов в р-области диода, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводников п- и р- областей. Ясно, что чем больше E_g , тем меньше паразитный ток $J_{drk}^{(0)}$. Кроме того, применение широкозонных полупроводников в качестве ЭТМ и ДТМ подавляет поверхностную рекомбинацию на границах абсорбера, а также делает диодные контакты селективными (а именно, способными переносить только один тип носителей тока).

Однако, в общем случае паразитный темновой ток состоит из двух частей – $J_{drk}^{(0)}$ и тока рекомбинации в нелегированной і-области $J_{drk}^{(1)}$:

$$J_{drk} = J_{drk}^{(0)} + J_{drk}^{(1)}, \quad (4)$$

$$J_{drk}^{(1)} = J_i (e^{qV/n_o k_B T} - 1), \quad (5)$$

$$J_i = q \sqrt{N_C N_V} \frac{W_a}{\tau_n + \tau_p} e^{-E_g/2k_B T}, \quad (6)$$

где n_o – фактор неидеальности, W_a – толщина і-слоя. В работе показано, что $J_{drk}^{(1)} \gg J_{drk}^{(0)}$ и сильно зависит от формы распределения электронов и дырок в абсорбере.

В настоящей работе исследуется возможность подавления паразитного темнового тока $J_{drk}^{(1)}$ путем введения барьеров, препятствующих инжекции электронов через границу ЭТМ-абсорбер, а также инжекции дырок через границу ДТМ-абсорбер. Это можно сделать, например, путем правильного выбора электронного сродства к ЭТМ и ДТМ.

2. Результаты

Исследовалось влияние как положительных, так и отрицательных барьеров (рисунок 1) на параметры СЭ.

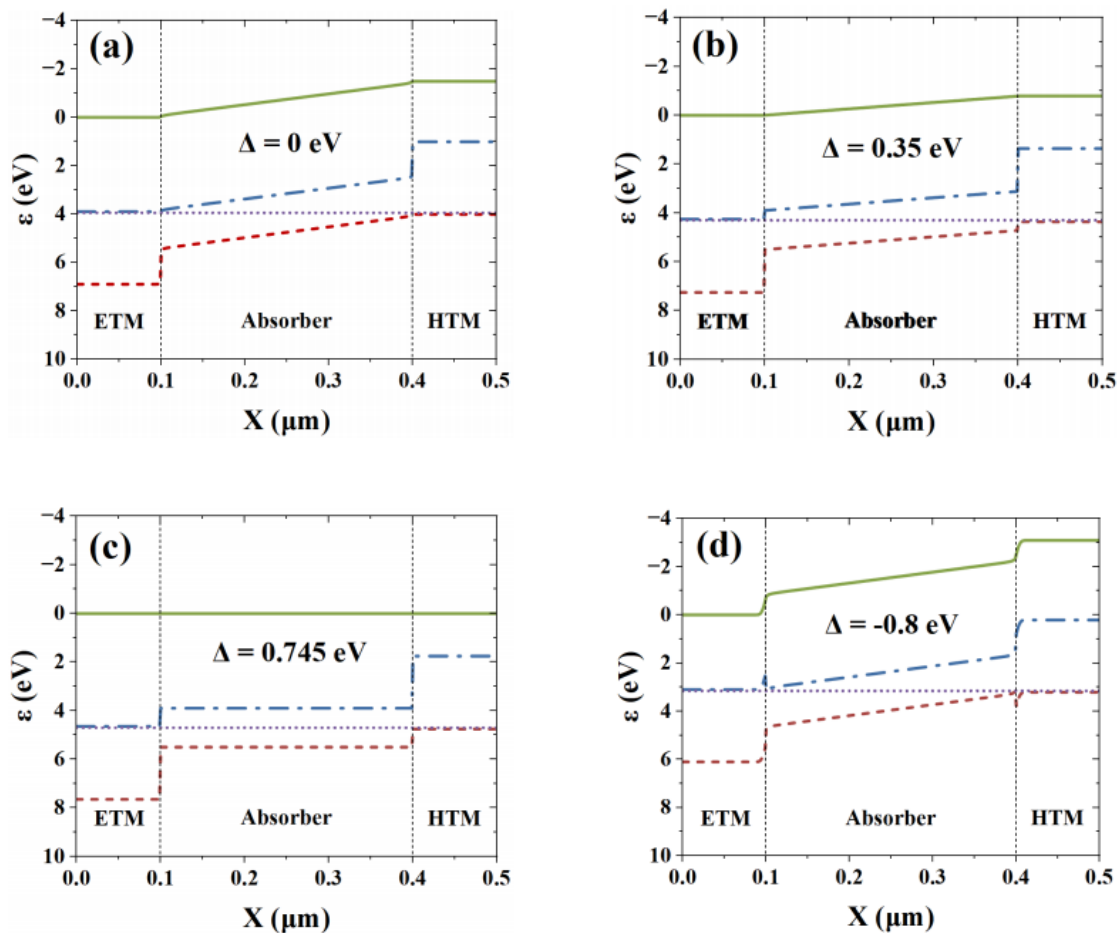


Рисунок 1. Энергетические диаграммы p-i-n диодов при нулевом смещении и разными барьерами (Δ) на границах ЭТМ, ДТМ – абсорбер. (a) – нулевые барьеры, $V_{bi}=1.49$ В; (b) – барьеры $\Delta=+0,35$ эВ, образованные полупроводниками контактов со средством: ЭТМ – 4,25 эВ; ДТМ – 2,15 эВ, $V_{bi}=0,79$ В; (c) – барьеры $\Delta=+0,745$ эВ, образованные полупроводниками контактов со средством: ЭТМ – 4,645 эВ; ДТМ – 1,755 эВ, $V_{bi}=0$, (d) – барьеры $\Delta=-0,8$ эВ, образованные полупроводниками контактов со средством: ЭТМ – 3,1 эВ; ДТМ – 3,3 эВ, $V_{bi}=3,09$ В. Сплошная линия – уровень вакуума; штрих-пунктирная – дно зоны проводимости; пунктир – потолок валентной зоны; точки – уровень Ферми.

В модели используются уравнения переноса, предложенные первоначально для двухдолинных полупроводников [2]. Численный подход к решению этой системы уравнений подробно обсуждается в [3]. Рассчитывались основные характеристики солнечных элементов, освещенных со стороны ЭТМ спектром AM1.5, и разной высотой барьеров ($\Delta=-0.8 \div 1.0$ эВ). При этом рассматривались четыре типа структур. В структурах первого типа барьер формировался только в зоне проводимости на границе ЭТМ-абсорбер. Эти виды структур обозначены как «Single CB». В структурах второго типа, обозначенном как «Single VB», барьер формировался только в валентной зоне на границе ДТМ- абсорбер. В структурах третьего типа, обозначенном как «Double», на обеих границах абсорбера одновременно формировались одинаковые барьеры. Наконец, в четвертом типе структур, обозначенном как «Double Inv», на обеих границах абсорбера одновременно формируются барьеры одинаковой высоты, но противоположных знаков (рисунок 2).

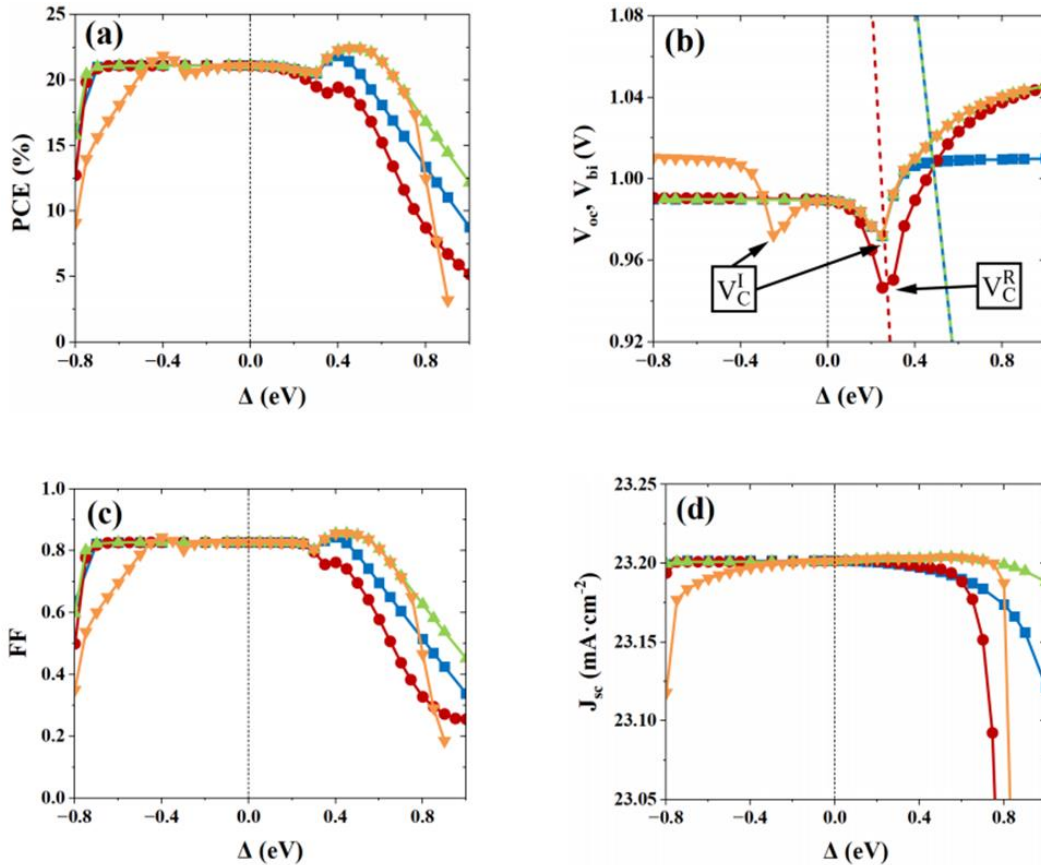


Рисунок 2. Рассчитанные зависимости (а) PCE, (b) V_{oc} и контактной разности потенциалов V_{bi} в случаях «Double» (красный пунктир), «Single CB» (зеленый пунктир), «Single CV» (зеленый пунктир), (с) FF, (d) I_{sc} от высоты барьеров Δ , на границе ЭТМ – абсорбер. Стрелками на (b) показаны положения плоских зон V_C^R , V_C^I .

3. Заключение

Принято считать, что на эффективность СЭ сильно влияют два параметра: контактная разность потенциалов и темновой ток насыщения. Темновой ток насыщения определяет значение напряжения холостого хода и в действительности является мерой тока рекомбинации во всем СЭ. В р-і-n фотодиоде с широкозонными ЭТМ и ДТМ слоями рекомбинация в і-области доминирует, а рекомбинация в сильнолегированных областях пренебрежимо мала. Таким образом, в р-і-n фотодиоде рекомбинация в і-области определяет напряжение холостого хода. В то же время, на рекомбинацию в і-области могут влиять барьеры на границах этой области. Скорость этой рекомбинации достигает пика в областях абсорбера с равной концентрацией электронов и дырок. Все меры, которые уменьшают эти равные концентрации, а область с этими концентрациями делают уже, благоприятны для увеличения V_{oc} .

Конечно, кажется весьма выгодным использовать положительные Δ -барьеры и увеличивать контактную разность потенциалов, поскольку большая V_{bi} увеличивает электрическое поле, разделяющее фотогенерированные электронно-дырочные пары. Но, к сожалению, увеличение V_{bi} может быть получено только за счет увеличения неблагоприятной высоты барьера, которая блокирует фототок. И поэтому, несмотря на увеличение V_{bi} , с ростом отрицательных барьеров напряжение холостого хода остается почти постоянным (как для типа «Double» и «Single» при отрицательных значениях Δ). В свою очередь, благоприятное увеличение высоты барьера, которое блокирует утечку прямого паразитного темнового тока, сопровождается уменьшением

V_{bi} . Более того, увеличивающиеся барьеры в интервале $0 < \Delta < 0,25$ эВ подавляют контактное электрическое поле, возникающее из-за термодиффузии. Это приводит к расширению области в абсорбере с равной концентрацией электронов и дырок и, следовательно, к увеличению тока рекомбинации и уменьшению V_{oc} . Область с равной концентрацией электронов и дырок может охватывать как некоторую часть абсорбера (в структурах типа «Single» или «Double inv»), так и весь абсорбер (в структурах типа «Double»). Дальнейшее увеличение высоты барьера до 0,4 эВ приводит к инверсии суммарного электрического поля, уменьшению области с равной концентрацией электронов и дырок и, следовательно, рекомбинационного тока, что приводит к ожидаемому увеличению V_{oc} . Инверсия суммарного электрического поля влияет на эффективность СЭ двумя способами - положительным и отрицательным. Уменьшение размера области с равной концентрацией электронов и дырок увеличивает эффективность СЭ. Однако, расширение области и увеличение напряженности инвертированного электрического поля приводит и к отрицательным последствиям. Инвертированное электрическое поле прижимает электроны и дырки к высоким блокирующим контактным барьерам, и этот процесс подавляет создание фотоэдс. В этом случае разделение носителей тока происходит за счет диффузии и селективности контактов (блокирующие барьеры находятся только с одной стороны абсорбера). Эти неблагоприятные условия приводят к увеличению времени разделения и, следовательно, увеличению скорости рекомбинации в абсорбере. Указанные процессы особенно важны, когда устройство освещается, и фотогенерированные носители задерживаются внутри абсорбера. Таким образом, когда расширение области и увеличение напряженности инвертированного электрического поля достигают некоторого критического значения ($\Delta \sim 0,4$ эВ в наших расчетах), отрицательное влияние этого явления превышает положительное, и происходит ухудшение характеристик СЭ.

Таким образом, подбор ЭТМ(ДТМ) материалов дает нам возможность управлять величиной паразитного темнового тока и, тем самым, эффективностью преобразования энергии в фотоэлементе. Однако, такое управление возможно только в некотором ограниченном интервале значений высоты барьеров. При некотором соотношении высот барьеров управление величиной паразитного темнового тока теряет смысл, так как рекомбинационные токи в неосвещенном и освещенном СЭ начинают сильно различаться из-за появления внутри абсорбера области с достаточно высоким инвертированным электрическим полем. Это поле задерживает фотогенерированные носители в абсорбере, что ухудшает эффективность преобразования энергии в СЭ.

Итак, можно сделать вывод, что интервал $-0.7(\text{эВ}) < \Delta < 0$ является приемлемым для высот барьеров в структурах типа «Single» или «Double». Оптимальными структурами являются структуры типа «Single» или «Double inv» с барьерами $\Delta \sim 0,4$ эВ. РСЭ таких структур на $\sim 2\%$ выше, чем эффективность СЭ со всеми другими рассматриваемыми типами барьеров

Список литературы

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – Москва, «Мир», 1984.
2. K. Blotekjaer Transport Equations for Electrons in Two-Valley Semiconductors // IEEE Trans. Electron Devices. – 1970. – ED-17, С. 38–47.
3. Я.Б. Мартынов Специальный вид граничных условий для системы уравнений низкотемпературной полупроводниковой плазмы. // ЖВМ и МФ. – 1999. – Т. 39. – №2. – С. 309-314.