

## НОВЫЕ ТИПЫ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СТРУКТУР С ПЕРЕМЕННОЙ ШИРИНОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ

Ю. Т. Ребане, Ю. Г. Шретер

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 8 июля 1993 г. Принята к печати 9 июля 1993 г.)

Предложены два новых типа солнечных элементов, в которых используется полупроводник с переменной шириной запрещенной зоны. Теоретически исследованы вольт-амперные характеристики предложенных приборов и оценены их предельные эффективности для идеального случая, когда температура приборов  $T = 0$ . В первом типе приборов для разделения носителей заряда используется магнитное поле. Эффективность таких солнечных элементов в идеальном случае стремится к термодинамическому пределу, если модули недиагональных элементов магнитопроводимостей для электронов и дырок равны, а величина внешнего магнитного поля достаточно велика. Во втором типе приборов для разделения зарядов предлагается использовать выполненную легированием систему потенциальных ям для носителей  $p$ - и отдельно  $n$ -типа проводимости, расположенных под углом  $90^\circ$  друг к другу.

Показано, что такое легирование в виде нитей можно использовать для разделения носителей вместо внешнего магнитного поля без потерь в эффективности преобразования.

### 1. Введение

Основной недостаток солнечных элементов, использующих  $p$ - $n$ -переходы, состоит в том, что только малая часть солнечного спектра, близкая к ширине запрещенной зоны полупроводника, используется эффективно. Для того чтобы избежать этого, предлагались различные конструкции солнечных элементов, состоящие из нескольких полупроводников с различной шириной запрещенной зоны [1]. Значительный прогресс был достигнут в этом направлении в последние годы, но проблема полного использования спектра солнечного излучения еще далека от решения [2].

Работа состоит из двух частей. В первой части рассматривается новый тип солнечных элементов с использованием полупроводника с переменной шириной запрещенной зоны, в которых разделение носителей заряда осуществляется магнитным полем. Теоретическое изучение солнечных элементов этого типа показало, что эффективность элементов стремится к термодинамическому пределу, когда сумма недиагональных компонент магнитопроводимостей для электронов и дырок близка к нулю, а величина магнитного поля достаточно велика. Этот тип солнечных элементов имеет в основном теоретический интерес, поскольку для их работы необходимы сильные магнитные поля.

Во второй части работы рассматриваются солнечные элементы на основе полупроводников с переменной шириной запрещенной зоны и специальным типом легирования в виде нитей  $n$  и  $p$ -типа проводимости, расположенных под углом друг к другу. Показано, что такое легирование может быть успешно использовано для разделения носителей заряда вместо магнитного поля без потери эффективности преобразования. Кроме того, в этом типе приборов отношение

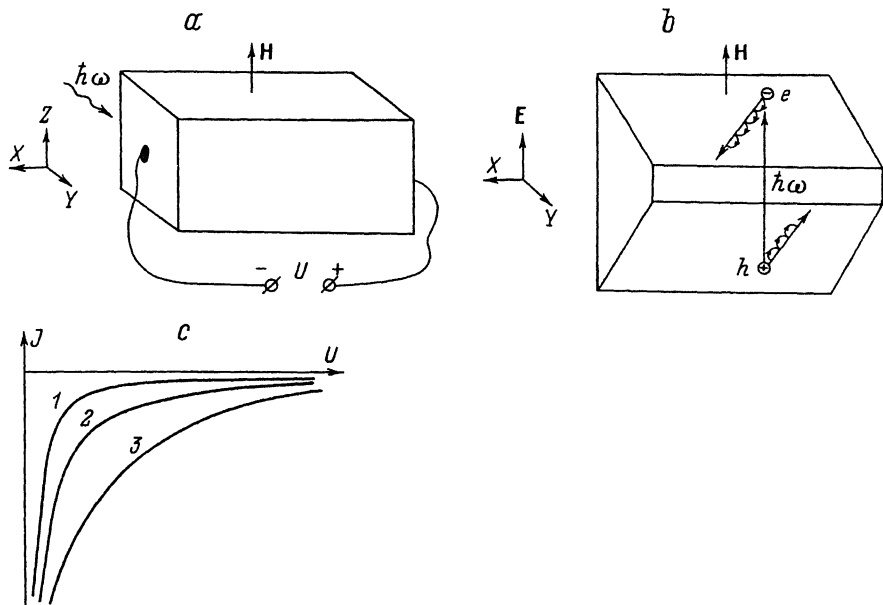


Рис. 1. Солнечный элемент на основе соединения с переменной шириной запрещенной зоны и магнитным разделением фотовозбужденных носителей заряда.

*a* — общая схема элемента, свет падает на элемент вдоль оси *Y*, напряжение генерируется вдоль оси *X*, магнитное поле направлено по оси *Z*;

*b* — схема изменения ширины запрещенной зоны элемента, ширина запрещенной зоны уменьшается вдоль оси *Y*, носители разделяются магнитным полем вдоль оси *X*;

*c* — вольт-амперная характеристика элемента, характеристика имеет гиперболический вид  $J \sim 1/U$ , вырабатываемая прибором мощность не зависит от нагрузки; 1 ÷ 3 соответствуют возрастанию освещенности элемента от 1 до 3.

проводимостей электронов и дырок становится несущественным для получения высокой эффективности.

Прибор может представлять практический интерес, если будет найден способ легирования для создания системы потенциальных ям для электронов и дырок в отдельности.

## 2. Солнечные элементы с переменной шириной запрещенной зоны и магнитным разделением носителей заряда

Принцип работы такого элемента ясен из рис. 1. Носители, созданные светом, двигаясь под действием внутреннего электрического и внешнего магнитного полей так, как показано на рис. 1, *b*, приводят к возникновению напряжения *U* вдоль направления *X*.

Соответствующая плотность тока  $j_x$  может быть найдена из решения следующей системы уравнений:

$$j_x = j_x^e + j_x^h, \quad j_y = 0,$$

$$j_x^e = \sigma_{\alpha\beta}^e (E_\beta^{\text{int}, e} + E_\beta),$$

$$j_x^h = \sigma_{\alpha\beta}^h (E_\beta^{\text{int}, h} + E_\beta),$$

$$E_\alpha^{\text{int}, e} - E_\alpha^{\text{int}, h} = \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{e} \frac{\partial E_\beta}{\partial y},$$

где  $j_a^e, j_a^h, j_a$  —  $\alpha$ -компоненты плотности тока электронной, дырочной и полной соответственно;  $E$  — внешнее электрическое поле;  $E_{\alpha}^{\text{int. } e}, E_{\alpha}^{\text{int. } h}$  — компоненты внутренних электрических полей, действующих на электроны и дырки, из-за градиента ширины запрещенной зоны  $\partial E_g / \partial y$ ;  $\sigma_{\alpha\beta}^e, \sigma_{\alpha\beta}^h$  — компоненты тензоров проводимости для электронов и дырок.

Компоненты тензоров проводимости, входящие в систему уравнений (1), могут быть взяты из обычной теории эффекта Холла [3] и в изотропном случае имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{yx}^e &= \sigma_{yy}^e = \frac{e^2 n}{m_e} \xi_1^e, & \sigma_{yx}^h &= \sigma_{yy}^h = \frac{e^2 p}{m_h} \xi_1^h, \\ \sigma_{yx}^e &= -\sigma_{yx}^e = \frac{e^2 n \omega_c^e}{m_e} \xi_2^e; & \sigma_{yx}^h &= -\sigma_{yx}^h = \frac{e^2 p \omega_c^h}{m_h} \xi_2^h, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\xi_1^{e, h} = \left\langle \frac{\tau_{e, h}}{1 + (\omega_c^{e, h} \tau_{e, h})^2} \right\rangle; \quad \xi_2^{e, h} = \left\langle \frac{(\tau_{e, h})^2}{1 + (\omega_c^{e, h} \tau_{e, h})^2} \right\rangle.$$

Здесь  $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок соответственно,  $m_e$  и  $m_h$  — их массы,  $\omega_c^{e, h} = \frac{eH}{cm_{e, h}}$  — соответствующие циклотронные частоты,  $\tau^{e, h}$  — времена релаксации моментов импульса электронов и дырок; скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по моментам импульсов носителей тока.

Далее мы будем предполагать, что интенсивность солнечного излучения высока, а полупроводник достаточно чистый, так что концентрация фотовозбужденных носителей много больше равновесной. В этом случае мы можем положить  $n = p$  и из уравнений (1) и (2) получить, что внутренние поля  $E_y^{\text{int. } e}$  и  $E_y^{\text{int. } h}$  не зависят от координат  $(x, y)$ , если освещение однородно по  $X$ .

Действительно, внутренние электрические поля удовлетворяют системе двух уравнений

$$\begin{aligned} E_y^{\text{int. } h} - E_y^{\text{int. } e} &= E_0, \\ \sigma_{yy}^e E_y^{\text{int. } e} + \sigma_{yy}^h E_y^{\text{int. } h} + (\sigma_{yx}^e + \sigma_{yx}^h) E_x &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $E_0 = \partial E_g / \partial y$ .

С учетом выражений для тензоров проводимости (2) мы можем разделить второе уравнение в (3) на концентрацию носителей  $n = p$  и убедиться, что внутреннее поле  $E_y^{\text{int}}$  не зависит от неоднородности концентрации вдоль  $Y$ .

Из выражения (3) можно получить

$$\begin{aligned} E_y^{\text{int. } e} &= - \frac{\sigma_{yy}^h E_0 + (\sigma_{yx}^e + \sigma_{yx}^h) E_x}{(\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h)}, \\ E_y^{\text{int. } h} &= - \frac{\sigma_{yy}^e E_0 + (\sigma_{yx}^e + \sigma_{yx}^h) E_x}{(\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Теперь, зная внутреннее электрическое поле, из уравнения (1) можно получить соотношение между плотностью тока  $j_x$  и внешним электрическим полем  $E_x$

$$j_x = \left( \sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h \right) E_x + \sigma_{xy}^e E_x^{\text{int. } e} + \sigma_{xy}^h E_x^{\text{int. } h} = \left\{ \left[ \left( \sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h \right) \left( \sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \left( \sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h \right) \left( \sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h \right) \right] E_x - \left( \sigma_{xy}^e \sigma_{yy}^h - \sigma_{yy}^e \sigma_{xy}^h \right) E_0 \right\} / \left( \sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h \right). \quad (5)$$

Для того чтобы получить вольт-амперную характеристику солнечного элемента, используя выражение (5), необходимо знать, как зависит концентрация фотогенерируемых носителей ( $n = p$ ), входящая в формулу (2) для проводимостей, от приложенного электрического поля  $E_x$ .

Концентрация носителей  $\bar{n}$ , усредненная вдоль оси  $Y$ , определяется формулой

$$\bar{n} = G\bar{\tau} / d, \quad (6)$$

где  $G$  — скорость генерации фотоносителей на единицу поверхности,  $d$  — толщина прибора и  $\bar{\tau}$  — средняя величина времени жизни носителей.

Как уже выше упоминалось, мы предполагаем, что объемная рекомбинация фотоносителей отсутствует, но поверхностьная рекомбинация на тыльной части прибора имеет бесконечную величину. В этом случае можно найти для  $\bar{\tau}$  выражение

$$\bar{\tau} = \bar{d} / v_y, \quad (7)$$

где  $\bar{d}$  — среднее расстояние от тыльной части прибора до того места, где носители были созданы;  $v_y$  — компонента дрейфовой скорости носителей заряда. Дрейфовая скорость может быть найдена из уравнений

$$j_y^e = -en v_y^e, \quad j_y^h = ep v_y^h. \quad (8)$$

Используя (1), (2), (4), получаем

$$j_y^e = \frac{(\sigma_{yx}^e \sigma_{yy}^h - \sigma_{yy}^e \sigma_{yx}^h) E_x - \sigma_{yy}^e \sigma_{yy}^h E_0}{(\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h)}, \quad j_y^h = -j_y^e. \quad (9)$$

Принимая во внимание равенство  $n = p$ , из (7)–(9) можно видеть, что  $v_y^e = v_y^h$  и  $\bar{\tau}$  не зависит от концентрации носителей или их типа

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{e}dn (\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h) E_x}{(\sigma_{yy}^e \sigma_{yx}^h - \sigma_{yx}^e \sigma_{yy}^h) E_x + \sigma_{yy}^e \sigma_{yy}^h E_0}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (6), получаем

$$\bar{n} = \frac{G \bar{e}dn (\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h)}{d [(\sigma_{yy}^e \sigma_{yx}^h - \sigma_{yx}^e \sigma_{yy}^h) E_x + \sigma_{yy}^e \sigma_{yy}^h E_0]}. \quad (11)$$

Теперь, если выразить сумму  $\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h$ , используя (11), и подставить ее в знаменатель выражения (5), получим

$$j_x = \frac{eG \bar{d}n}{dn} \left\{ \left[ \left( \sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h \right) \left( \sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h \right) - \left( \sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h \right) \left( \sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h \right) \right] E_x - \right. \\ \left. \left( \sigma_{xy}^e \sigma_{yy}^h - \sigma_{yy}^e \sigma_{xy}^h \right) E_0 \right\} / \left[ \left( \sigma_{yy}^e \sigma_{yx}^h - \sigma_{yx}^e \sigma_{yy}^h \right) E_x + \sigma_{yy}^e \sigma_{yy}^h E_0 \right]. \quad (12)$$

Для того чтобы найти вольт-амперную характеристику, необходимо проинтегрировать выражение для плотности тока (12) по поперечному сечению прибора в плоскости  $(Y, Z)$ . После этого окончательно получим

$$J = eG\bar{d}h \left\{ \left[ (\sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h) (\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h) - (\sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h) (\sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h) \right] U - \right. \\ \left. (\sigma_{xy}^e \sigma_{yy}^h - \sigma_{yy}^e \sigma_{xy}^h) E_0 l \right\} / \left[ (\sigma_{yy}^e \sigma_{yx}^h - \sigma_{yx}^e \sigma_{yy}^h) U + \sigma_{yy}^e \sigma_{yy}^h E_0 l \right]. \quad (13)$$

Здесь  $l$  и  $h$  размеры прибора в  $X$ - и  $Y$ -направлениях соответственно,  $U$  — приближенное напряжение,  $J$  — ток.

Если материал для солнечного элемента выбран с симметричными параметрами электронов и дырок,

$$\sigma_{xy}^e = \sigma_{yx}^h = -\sigma_{yx}^e = -\sigma_{xy}^h, \quad (14)$$

тогда выражение (13) принимает вид

$$J = eG\bar{d}h \left\{ \left[ (\sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h) (\sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^h) U - (\sigma_{xy}^e - \sigma_{yy}^h - \sigma_{yy}^e \sigma_{xy}^h) E_0 l \right] / \right. \\ \left. \left[ (\sigma_{yy}^e \sigma_{yx}^h - \sigma_{yx}^e \sigma_{yy}^h) U + \sigma_{yy}^e \sigma_{yy}^h E_0 l \right] \right\}. \quad (15)$$

В сильных магнитных полях  $\omega_c \tau \gg 1$ , тогда, используя (2), можно пренебречь в выражении (15) диагональными компонентами проводимости по отношению к недиагональным. В этом случае формула (15) принимает простой вид

$$J = -EG\bar{d}hE_0l/U. \quad (16)$$

Легко видеть, что эффективность преобразования солнечного элемента, имеющего такую вольт-амперную характеристику, равна 1 при любом приложенном напряжении. Действительно, получаемая электрическая мощность  $W$  равна мощности падающего света  $W_0$

$$W = -JU = eG\bar{h}l\bar{d}E_0 = G\bar{h}l\bar{\omega} = W_0, \quad (17)$$

где  $\bar{h}\omega$  — средняя энергия поглощенных фотонов.

При выводе выражения (16) мы пренебрегли термогенерацией носителей и диффузионным током, возникающим из-за концентрационных градиентов. Это справедливо только при условии, если прибор находится при нулевой температуре. Если это не так, мы можем учесть температурные эффекты, используя соотношение Эйнштейна между вероятностями прямых и обратных процессов. Это приводит к дополнительному множителю  $(1 - TS/E)$  в правой части равенства (17), где  $S$  и  $E$  — энтропия и энергия светового излучения. Окончательно получаем для идеальной эффективности

$$\eta = 1 - TS/E. \quad (18)$$

Таким образом, показано, что идеальная эффективность солнечного элемента с переменной шириной запрещенной зоны, в котором разделение носителей осуществляется магнитным полем, стремится к термодинамическому пределу в том случае, если модули недиагональных элементов магнитопроводимостей для электронов и дырок равны, а магнитное поле достаточно сильное.

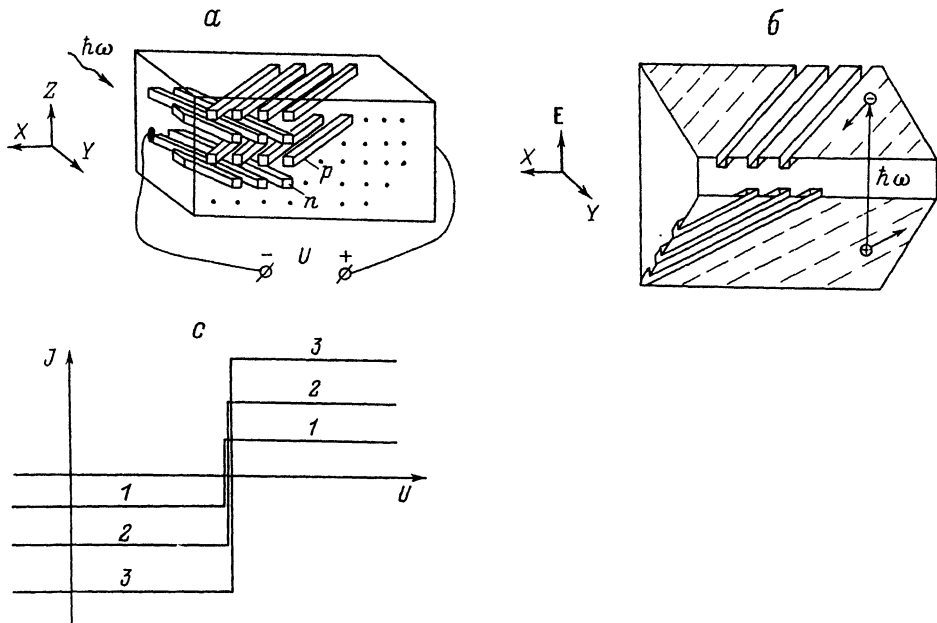


Рис. 2. Солнечный элемент на основе соединения с переменной шириной запрещенной зоны и разделением фотовозбужденных носителей заряда системой линейных потенциальных ям.  
*a* — общая схема элемента, свет падает на элемент вдоль оси *Y*, напряжение генерируется вдоль оси *X*, легированные области *n*- и *p*-типа проводимости, выполненные в виде нитей, лежат в плоскостях (*X*, *Y*) и составляют углы  $\pm 45^\circ$  с осью *Y* соответственно;  
*b* — схема изменения ширины запрещенной зоны элемента, ширина запрещенной зоны уменьшается вдоль оси *Y*, носители разделяются вдоль оси *X* ортогональной системой потенциальных ям для носителей *n*- и *p*-типа проводимости;  
*c* — вольт-амперная характеристика элемента, характеристика имеет скачок при  $U = lE_0$ , где  $E_0 = \partial E_g / \partial y$ , *l* — размер элемента в направлении *Y*; кривые 1-3 соответствуют возрастанию освещенности элемента от 1 до 3.

### 3. Солнечные элементы с переменной шириной запрещенной зоны и пространственным разделением носителей заряда (без *n-p*-перехода)

Солнечные элементы с разделением носителей заряда магнитным полем имеют главным образом теоретический интерес, поскольку требуют сильных магнитных полей. Кроме того, для эффективного преобразования света в электричество необходима также точная симметрия между магнитопроводимостями электронов и дырок.

В этом разделе мы рассмотрим другой тип солнечного элемента, который также в принципе может обладать идеальной эффективностью преобразования, но свободен от вышеприведенных недостатков.

Предлагаемый прибор состоит из полупроводника с переменной шириной запрещенной зоны, легированного специальным образом, когда области *n*- и *p*-типа проводимости выполнены в виде нитей и расположены под углом друг к другу (рис. 2). Выбрав уровень легирования соответствующим образом, можно создать потенциальные ямы для электронов и дырок глубиной  $\Delta E$  в диапазоне  $kT \ll \Delta E \ll E_g$ .

Если расстояние между ямами меньше, чем  $\Delta E / (\partial E_g / \partial y)$ , фотовозбужденные носители будут захвачены в эти ямы без существенной потери энергии. После

захвата проводимость электронов и дырок становится анизотропной. Проводимость имеет вид

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^e &= \sigma_{yy}^e = \sigma_{xy}^e = \sigma_{yx}^e = \sigma^e, \\ \sigma_{xx}^h &= \sigma_{yy}^h = \sigma_{xy}^h = \sigma_{yx}^h = \sigma^h,\end{aligned}\quad (19)$$

причем  $\sqrt{2}\sigma^e$  и  $\sqrt{2}\sigma^h$  — проводимости электронов и дырок вдоль соответствующих ям.

Теория, развитая в предыдущем разделе, полностью применима и в этом случае, если мы используем выражения для проводимостей (19) вместо (2).

Используя (13)—(19), можно получить следующее выражение для вольт-амперной характеристики в идеальном случае:

$$J = 2eG\bar{d}h [\Theta(U - E_0 l/2) - 1/2], \quad (20)$$

где  $\Theta(x) = 1$ , если  $x > 0$ .

Соответствующая характеристика показана схематически на рис. 2, с. Если выбрать приложенное напряжение немного меньше, чем  $U_0 = E_0 l/2$ , тогда, согласно (20), эффективность элемента в идеальном случае равна

$$\eta = 1 - \delta U/U_0, \quad (21)$$

$$\text{где } \delta U = U_0 - U.$$

Таким образом, выбирая  $\delta U \rightarrow 0$ , получаем  $\eta \rightarrow 1$ . Формулы (20), (21) применимы только для температур, равных нулю, в других случаях необходимо умножить  $\eta$  на  $(1 - TS/E)$ .

#### 4. Заключение

Рассмотрены два новых типа солнечных элементов, которые в принципе могут иметь эффективность преобразования солнечного излучения  $\eta < 1$  при нулевой температуре.

Элемент с магнитным разделением, по-видимому, представляет только теоретический интерес, однако элемент с системой ортогональных потенциальных ям для электронов и дырок может иметь интерес для практики, если будет найден способ изготовления разделенных в пространстве нитей  $n$ - и  $p$ -типа проводимости в соединениях с переменной шириной запрещенной зоны.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М. (1991).
- [2] Е. А. Андрюшин, А. П. Силин. УФН, 161, 129 (1991).
- [3] П. С. Киреев. Физика полупроводников. М. (1978).

Редактор Л. В. Шаронова