

# Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si-структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне

© Б.А. Аронзон<sup>\*+,</sup> Л. Асадаускас<sup>-∇,</sup> Р. Бразис<sup>-∇,</sup> Д.Ю. Ковалев<sup>\*</sup>, Ж. Леотин<sup>-</sup>, В.В. Рыльков<sup>\*+</sup>

<sup>\*</sup>Российский научный центр "Курчатовский институт",  
123182 Москва, Россия

<sup>+</sup>Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики,  
127412 Москва, Россия

<sup>-</sup>Laboratoire de Physique de la Matiere Condense, Universite Paul Sabatier,  
31062 Toulouse Cedex, France

<sup>∇</sup>Semiconductor Physics Institute,  
2600 Vilnius, Lithuania

(Получена 8 сентября 1998 г. Принята к печати 15 сентября 1998 г.)

Исследована полевая зависимость фотопроводимости двухслойных Si:Sb- и Si:B-структур с блокированной проводимостью по примесной зоне с разной толщиной нелегированного (блокирующего) слоя. Концентрация примесей в легированном (активном) слое составляла  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Измерения проводились в диапазоне температур  $T = 4-15 \text{ К}$  как при больших ( $\Phi \sim 10^{16} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ ), так и малых ( $\Phi < 10^{14} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ ) потоках падающих фотонов. Обнаружен фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:B-структурах с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя. Установлено, что фотоэдс возникает при энергиях квантов, больших энергии ионизации бора, причем ее величина не зависит от интенсивности фотовозбуждения (при  $\Phi > 10^{13} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ ) и в пределе низких температур близка к энергии активации прыжковой проводимости  $\varepsilon_3$  активного слоя.

Фотовольтаический эффект объясняется баллистическим пролетом блокирующего слоя дырками, фотозмиттированными из контакта, и последующим их остыванием в активном слое, а также наличием потенциального барьера  $\approx \varepsilon_3$  между активным и блокирующим слоями. С учетом этих факторов развита модель, описывающая основные закономерности в поведении фотоэдс в зависимости от температуры, интенсивности и энергии квантов возбуждающего излучения.

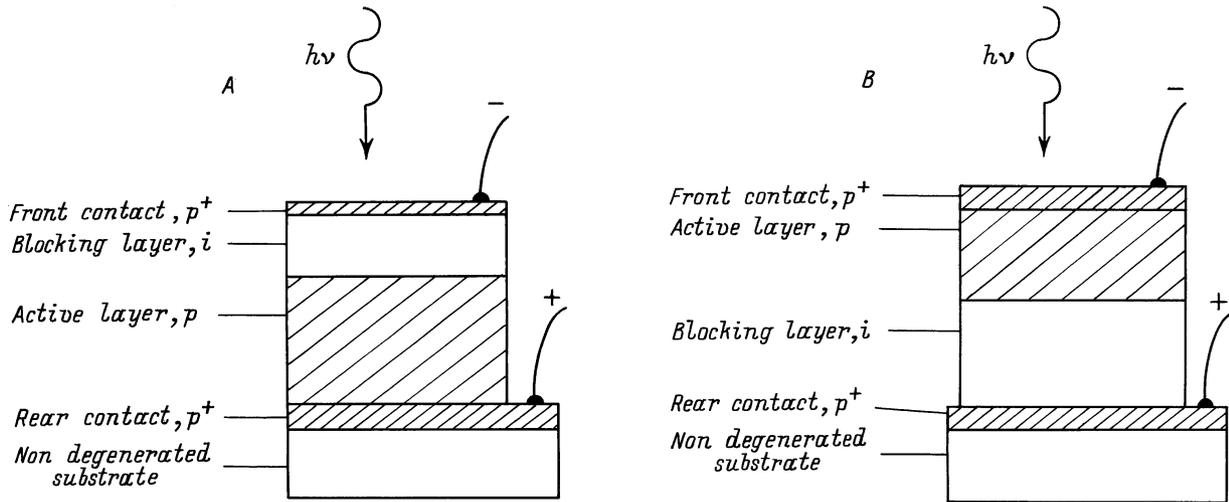
## 1. Введение

Известно, что при монополярном фотовозбуждении неоднородно легированных полупроводников, снабженных омическими контактами, стационарный фотовольтаический эффект должен отсутствовать [1]. Исключение представляет случай, когда один из контактов является запорным типа Шоттки и освещается излучением с энергией квантов, превышающей высоту барьера Шоттки. Возникающая при этом фотоэдс обусловлена фотоэмиссией носителей заряда из контакта вследствие того, что часть из них, поглотивших фотоны, в процессе энергетической релаксации втягивается полем контакта в объем полупроводника [1].

В данной работе сообщается о наблюдении фотовольтаического эффекта при примесном фотовозбуждении в кремниевых структурах (далее ВiВ-структурах [2]) с омическими контактами, состоящих из двух эпитаксиально выращенных слоев: активного с высоким уровнем легирования и блокирующего с низким содержанием примесей (рис. 1, тип А). Интерес к этим структурам связан с возможностью создания на их основе миниатюрных (в матричном исполнении) датчиков инфракрасного (ИК) излучения с обнаружительной способностью, приближающейся к предельной, определяемой флуктуациями фона космического излучения  $\Phi = 10^7-10^{12} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$  [2]. Высокая чувствительность ВiВ-структур достигается за счет использования

блокирующего слоя, значительно снижающего темновую проводимость, обусловленную переносом носителей по примесной зоне в легированной области. При этом свободные носители, возникающие при фотовозбуждении, могут беспрепятственно двигаться под действием внешнего поля в сторону фронтального контакта к блокирующему слою, обеспечивая основной вклад в фототок.

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию ВiВ-структур с достаточно высоким уровнем легирования активного слоя, в которых в сильных электрических полях наблюдается существенный сдвиг порога фотопроводимости в длинноволновую область спектра по сравнению с обычными фотопроводниками Si [3-5]. При этом, однако, актуальной оказывается проблема уменьшения темновых токов, обусловленных термической генерацией свободных носителей и их умножением вследствие эффектов ударной ионизации примесей. В данной связи возникает интерес к изучению механизма фотопроводимости ВiВ-структур при малых напряжениях смещения  $V_b$ . Естественно ожидать, что определяющую роль в этих условиях должно играть поле потенциального барьера, возникающего у границы раздела активного слоя с блокирующим слоем из-за наличия контактной разности потенциалов между материалами с сильно отличающимися уровнями легирования [6]. Далее мы, однако, покажем, что существенную роль в формировании фотоотклика ВiВ-структур при  $V_b = 0$  могут играть также фотоэмиссионные процессы в



**Рис. 1.** Структуры с блокированной проводимостью по примесной зоне на основе Si:В. Тип А: фронтальный контакт —  $p^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (толщина  $d_+ = 0.1 \text{ мкм}$ ); блокирующий слой —  $N_B < 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $d_a = 3 \text{ мкм}$ ); активный слой —  $N_B = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  ( $d_a = 6 \text{ мкм}$ ); тыльный контакт —  $p^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ( $d_+ = 1.5 \text{ мкм}$ ). Тип В: фронтальный контакт —  $p^+ \text{-Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$  сплав; толщина активного слоя —  $4.5 \text{ мкм}$ ; остальные параметры те же, что и для структуры типа А.

приконтактных областях. Интересно, что возникающая при этом фотоэдс не зависит от интенсивности фотовозбуждения, а ее максимальное значение  $V_{\text{emf}}$  достигает величины, определяемой энергией активации прыжковой проводимости  $\varepsilon_3$  активного слоя.

## 2. Образцы и методы исследований

Исследовались эпитаксиальные ВІВ-структуры на основе Si:Sb и Si:В с близкими уровнями легирования активного слоя ( $N_B \cong N_{\text{Sb}} \cong 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Технология изготовления образцов подробно описана в [4,5]. Si:В ВІВ-структуры были двух типов — А и В (рис. 1), которые отличались материалами контакта к активному слою и, кроме того, последовательностью нанесения эпитаксиальных слоев на подложку. В структурах типа А роль контакта к активному слою играл вырожденный Si:В, тогда как в структурах типа В — сильно легированный бором твердый раствор  $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$ . При этом в первом случае вначале на подложку наносился активный слой, а затем на нем выращивался блокирующий слой. Во втором случае нанесение слоев осуществлялось в обратной последовательности. Тип структур на основе Si:Sb был аналогичен типу А, однако толщина блокирующего слоя в них ( $d_b = 10 \text{ мкм}$ ) заметно превышала толщину блокирующего слоя в Si:В ВІВ-структурах ( $d_b = 3 \text{ мкм}$ ). Толщины слоев и содержание примеси в них определялись в процессе послойного травления структур в электролитической ячейке с использованием метода сопротивления растекания. Отметим, что особенность изученных объектов заключалась в достаточно малых значениях концентрации компенсирующих центров в легированных областях, а также примесей основного типа в слоях из нелегированного Si ( $< 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) [4,5].

Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур в диапазоне температур  $T = 4\text{--}15 \text{ К}$  как при больших ( $\Phi \sim 10^{16} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ ), так и малых ( $\Phi < 10^{14} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ ) потоках падающих фотонов. Стандартным образом по пересечению кривых ВАХ с осью абсцисс и осью ординат определялись соответственно фотоэдс  $V_{\text{emf}}$  и ток короткого замыкания  $I_{\text{sc}}$  [1]. При больших уровнях фоновой подстветки были также изучены спектры тока короткого замыкания  $\Delta I_{\text{sc}}$  в диапазоне волновых чисел  $280\text{--}480 \text{ см}^{-1}$ .

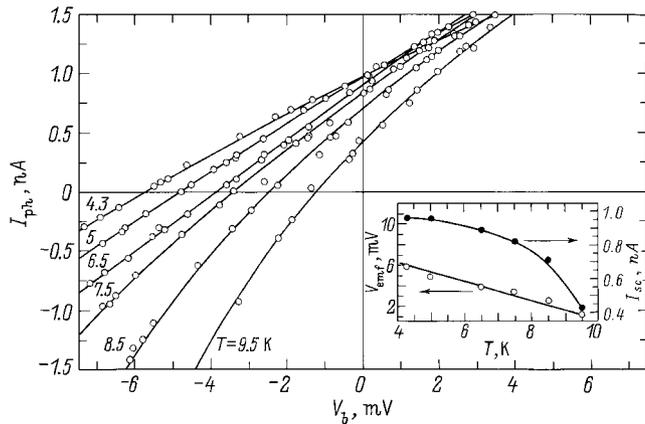
Измерения фототока  $I_{\text{ph}}$  при высоких уровнях ИК подстветки проводились в оптическом криостате (Oxford Instruments) с использованием малозумящего предусилителя SR-580. Фотовозбуждение осуществлялось фоном комнатной температуры, поступающим на образец через охлаждаемый Si-фильтр от теплых частей криостата и спектрометра (Brucker IFS 113v).

Исследования при малых интенсивностях фотовозбуждения были выполнены с помощью криогенной ячейки, погружаемой в сосуд Дьюара с жидким гелием [7]. В качестве источника фотовозбуждения использовался размещенный в ячейке полупроводниковый  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ -лазер с длиной волны излучения  $\lambda = 5.25 \text{ мкм}$ . Интенсивность излучения лазера была предварительно прокалибрована с помощью эталонного Si:Ga фотосопротивления. Фототок измерялся преобразователем ток-напряжение с чувствительностью около  $10^{-12} \text{ А}$ . При этом в силу высокоомности объектов независимо контролировались потенциал контакта к активному слою относительно земли  $\varphi_a$  и потенциал контакта к блокирующему слою  $\varphi_b$ ; контакты были подсоединены к входу преобразователя ток-напряжение и источника питания соответственно. Напряжение смещения на структуре  $V_b$  определялось как разность:  $V_b = (\varphi_b - \varphi_a)$ . Такой способ

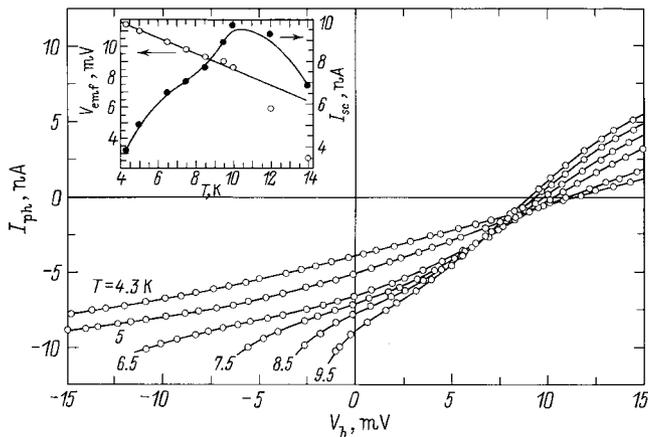
регистрации  $V_b$  исключал влияние на ВАХ шунтирующего действия входной цепи измерителя напряжения (мультиметра HP 3457A), а также паразитных эдс.

### 3. Результаты экспериментов

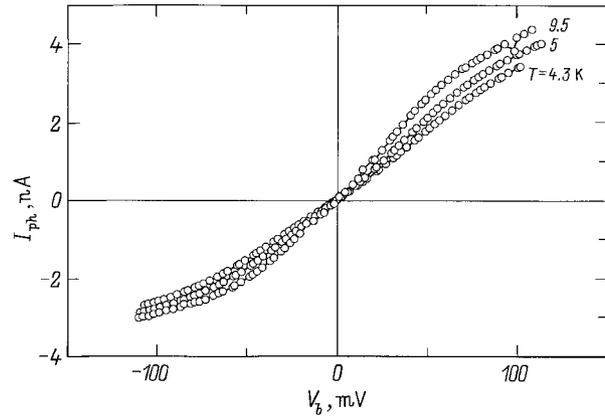
ВАХ для ВІВ-структур на основе Si:V и Si:Sb, полученные при различных температурах и одном и том же потоке фотонов  $\Phi \sim 10^{14}$  фотон/см<sup>2</sup> · с, представлены на рис. 2–4. Для Si:Sb ВІВ-структур с толстым блокирующим слоем фототок  $I_{ph} = 0$  при  $V_b = 0$ , что указывает на отсутствие фотовольтаического эффекта. Обратная ситуация наблюдается в Si:V ВІВ-структурах. В этом случае кривые ВАХ не проходят через на-



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики Si:V ВІВ-структуры типа А при различных температурах, полученные в условиях подсветки от полупроводникового ИК лазера ( $\lambda = 5.25$  мкм,  $\Phi \sim 10^{14}$  фотон/см<sup>2</sup> · с). На вставке показаны температурные зависимости абсолютных величин фотоэдс  $V_{emf}$  и тока короткого замыкания  $I_{sc}$ .



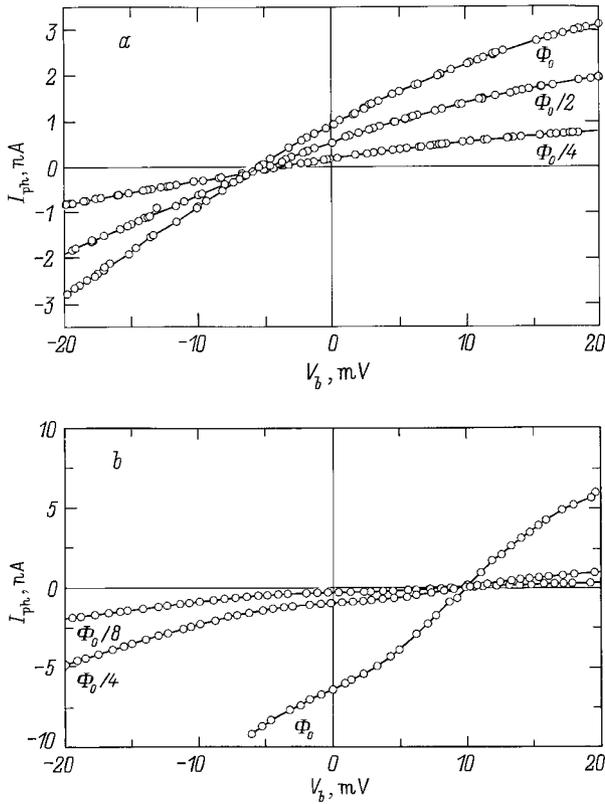
**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики Si:V ВІВ-структуры типа В при различных температурах. Условия подсветки такие же, как и в случае Si:V ВІВ-структуры типа А. На вставке показаны температурные зависимости абсолютных величин фотоэдс  $V_{emf}$  и тока короткого замыкания  $I_{sc}$ .



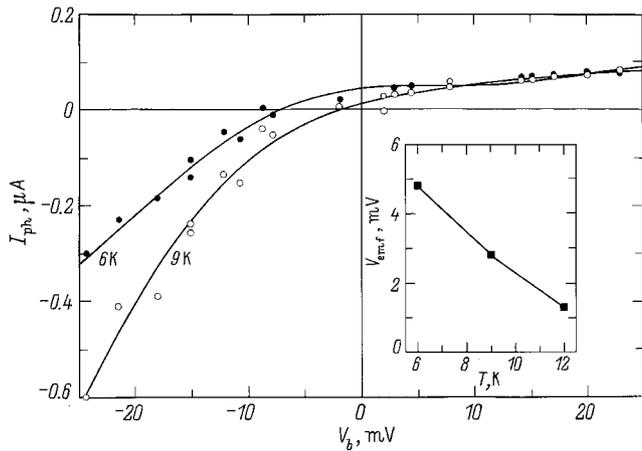
**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики Si:Sb ВІВ-структуры типа А с толстым блокирующим слоем ( $d_b = 10$  мкм) при различных температурах. Условия подсветки такие же, как и в случае Si:V ВІВ-структур.

чало координат, причем значения фотоэдс, найденные по пересечению ВАХ с осью абсцисс, для структур типа А и В противоположны по знаку. В структурах типа А знак фотоэдс соответствует смещению дырок в сторону от блокирующего слоя к активному слою, тогда как в структурах типа В — в противоположном направлении (возникающие при этом знаки заряда на гранях структур показаны на рис. 1). На вставках к рис. 2, 3 приведены соответствующие температурные зависимости фотоэдс  $V_{emf}(T)$  и тока короткого замыкания  $I_{sc}(T)$  для структур типа А и В. Видно, что в структурах типа В  $V_{emf}$  и  $I_{sc}$  достигают больших значений, причем  $V_{emf}$  существенно слабее зависит от температуры. При увеличении  $T$  от 4 до 10 К величина фотоэдс в структуре типа А уменьшается в 5 раз и всего лишь на 20% в случае структуры типа В. Общим, однако, для этих структур оказалось отсутствие зависимости  $V_{emf}$  от интенсивности и спектральных особенностей возбуждающего излучения. В пределах точности эксперимента нам не удалось обнаружить в обоих случаях изменения фотоэдс при уменьшении приблизительно на порядок интенсивности лазерного излучения (рис. 5, а, б), хотя фототок короткого замыкания при этом падал достаточно сильно ( $I_{sc} \propto \Phi$ ). На рис. 6 показаны также зависимости  $I_{ph}(V_b)$  для структуры типа А при облучении фоном комнатной температуры. ВАХ дают тот же знак фотоэдс, что и в случае лазерного фотовозбуждения; с хорошей точностью совпадают также и значения  $V_{emf}$  при различных температурах (ср. данные на вставках рис. 2 и 6).

Рассмотрим теперь результаты спектральных измерений фототока короткого замыкания (рис. 7, 8), полученные в условиях подсветки комнатным фоном. Из рис. 7 явствует, что в структурах типа А в спектре фототока  $\Delta I_{sc}$  наблюдается отчетливый порог при  $355$  см<sup>-1</sup> (на рис. 7, отмечен стрелкой), что соответствует энер-



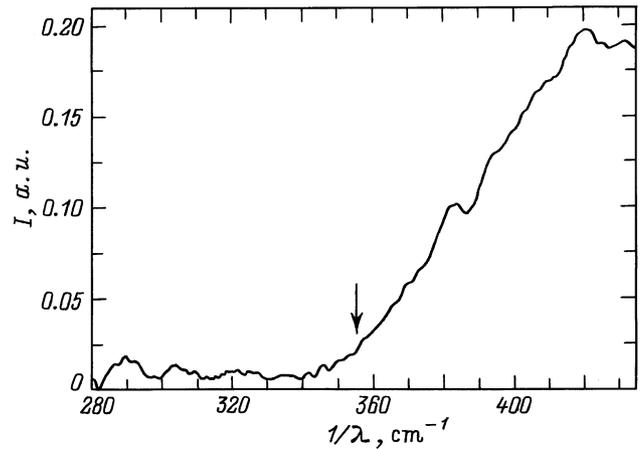
**Рис. 5.** Вольт-амперные характеристики Si:B VIB-структур при различных потоках лазерного излучения ( $\Phi \sim 10^{14}$  фотон/см<sup>2</sup>·с): *a* — для структуры типа A,  $T = 4.3$  K; *b* — для структуры типа B,  $T = 6.5$  K.



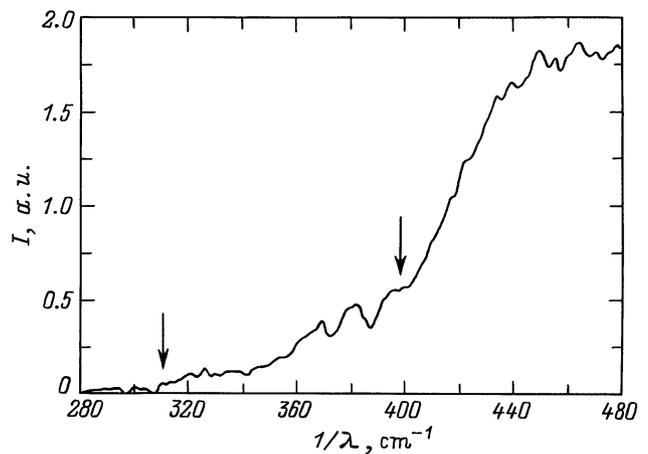
**Рис. 6.** Вольт-амперные характеристики Si:B VIB-структуры типа A при  $T = 6$  и  $9$  K, полученные в условиях подсветки комнатным фоном. На вставке — температурная зависимость абсолютной величины фотоздса  $V_{emf}$ .

гии фотонов  $h\nu = 44.0$  мэВ, практически совпадающей с энергией ионизации изолированных примесей бора  $E_B = 44.39$  мэВ [8]. С другой стороны, в структурах типа B (рис. 8) проявляется "длинноволновый хвост" в

спектре фототока, начиная с  $310 \text{ см}^{-1}$  ( $h\nu = 38.4$  мэВ), а область резкого возрастания  $\Delta I_{sc}$  (дополнительный порог) наблюдается выше  $403 \text{ см}^{-1}$  ( $h\nu = 50.0$  мэВ), т.е. заметно сдвинута по сравнению со случаем структур типа A. Отметим, что наши недавние исследования [5] спектров фотопроводимости Si:B VIB-структур при достаточно больших обратных напряжениях смещения  $V_b > 0$  (фотоотклик VIB-структуры при этом целиком определяется блокирующим слоем) показали, что основной примесью в блокирующем слое являются изолированные атомы бора. Учитывая этот факт, а также отмеченные выше особенности спектров тока короткого замыкания, можно заключить, что в структурах типа A фотоздс определяется переходами, существующими вблизи границ раздела блокирующего слоя с  $p^+$ -Si ( $p^+/i$ -переход) и активным ( $i/p$ -переход) слоями. Причем отсутствие фотовольтаического эффекта в Si:Sb VIB-структурах типа A, но с толстым блокирующим слоем, указывает на фотоэмиссионную природу фотоздса. В то же время в структурах типа B, как показано далее,



**Рис. 7.** Спектр тока короткого замыкания для Si:B VIB-структуры типа A при  $T = 6$  K.



**Рис. 8.** Спектр тока короткого замыкания для Si:B VIB-структуры типа B при  $T = 6$  K.

существенную роль играют фотоэмиссионные явления в области границы раздела  $p^+$ - $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$  гетероконтакта с активным слоем ( $p/p^+$ -переход), где примеси бора уже не являются изолированными.

#### 4. Обсуждение

Рассмотрим вначале особенности зонной диаграммы данных объектов, которые собственно и дают ключ к пониманию механизма фотовольтаического эффекта. При этом мы исключим из рассмотрения  $p/p^+$ -переход в структурах типа А в силу отсутствия в них фотоэда при большой толщине блокирующего слоя.

#### Зонная диаграмма

Зонная диаграмма структур в равновесных условиях показана на рис. 9. Видно, что  $p^+/i$ -переход представляет собой потенциальный барьер для дырок, высота которого  $\phi_1$  определяется положением уровня Ферми  $\mu_b$  в объеме (вблизи середины) блокирующего слоя, т. е.

$$\phi_1 \cong \mu_b = E_B - kT \ln [(N_B^* - N_D^*)/N_D^*], \quad (1)$$

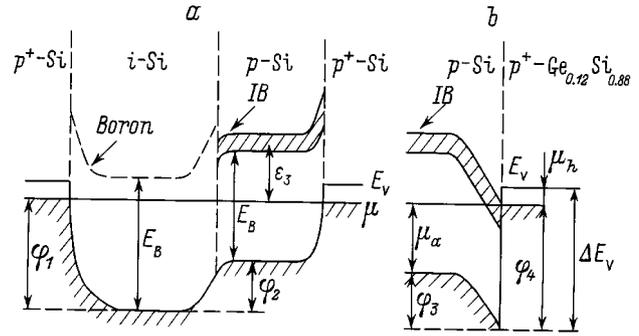
где  $N_B^*$ ,  $N_D^*$  — концентрация бора и компенсирующих доноров в блокирующем слое соответственно. С другой стороны, переход от блокирующего слоя к активному сопровождается понижением потенциальной энергии дырок на величину

$$\phi_2 = (\mu_b - \mu_a) \approx \varepsilon_3 - kT \ln [(N_B^* - N_D^*)/N_D^*]. \quad (2)$$

Здесь  $\mu_a$  — положение уровня Ферми в активном слое, отсчитанное от потолка валентной зоны, а  $\varepsilon_3$  — энергия активации прыжковой проводимости. В условиях прыжковой проводимости с постоянной длиной прыжка  $\mu_a \approx (E_B - \varepsilon_3)$  и не зависит от температуры [6]. Согласно [6],

$$\varepsilon_3 = 0.99e^2 N_B^{1/3} / \kappa, \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость. При достаточно высоких уровнях легирования, приближающихся к критической величине  $N_c$ , отвечающей переходу диэлектрик–металл (для бора в Si  $N_c = (5 \div 7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [9]), экспериментально измеренное значение  $\varepsilon_3$  может быть заметно занижено по сравнению с величиной  $\varepsilon_3$ , вытекающей из (3). Одна из причин связана с увеличением ширины примесной зоны вследствие перекрытия волновых функций резонирующих состояний [10]. При оценке  $\mu_a$  мы будем исходить из того, что уширение имеет симметричный характер относительно положения невозмущенных уровней атомов бора, и в качестве величины  $\varepsilon_3$  брать ее теоретическое значение. При  $N_B = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $\varepsilon_3 \approx 12 \text{ мэВ}$ , что соответствует  $\mu_a \approx 32 \text{ мэВ}$  (экспериментальное значение  $\varepsilon_3 \approx 6 \text{ мэВ}$  [11]). Отметим, что соотношения (1), (2) предполагают наличие электронейтральной области в блокирующем слое. Это справедливо при условии,



**Рис. 9.** Зонная диаграмма в равновесных условиях: *a* — для Si:B ВІВ-структуры типа А; *b* — гетероконтакта для Si:B ВІВ-структуры типа В. *IB* — примесная зона,  $\mu$  — уровень Ферми,  $E_v$  — потолок валентной зоны,  $E_B$  — энергия ионизации примесей бора,  $\varepsilon_3$  — энергия активации прыжковой проводимости.

что толщина блокирующего слоя  $d_b > (W_1 + W_2)$ , где  $W_1$ ,  $W_2$  — ширина областей пространственного заряда (ОПЗ) у левой и правой границ блокирующего слоя соответственно. В приближении однородного распределения компенсирующих доноров

$$W_{1,2} \cong (\kappa \phi_{1,2} / 2\pi e N_D^*)^{1/2}. \quad (4)$$

В действительности, однако, доноры распределены неоднородно. В объеме блокирующего слоя  $N_D^* < 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , тогда как в активном слое  $N_D = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  [5], поэтому можно говорить лишь об эффективных значениях  $W_{1,2}$ . При  $N_D^* \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  из (1), (2) и (4) имеем  $W_{1,2} \approx 0.8$  и  $0.4 \text{ мкм}$  соответственно, т. е. в принципе условие  $d_b > (W_1 + W_2)$  должно выполняться.

Структуры типа В отличаются зонной диаграммой  $p/p^+$ -перехода. На границе Si/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ , как известно, всегда имеется разрыв валентной зоны  $\Delta E_v$ , величина которого зависит от  $x$  (содержания Ge) [12]. Из рис. 9 видно, что в ситуации, когда  $(\Delta E_v - \mu_h) > \mu_a$  ( $\mu_h$  — энергия Ферми в гетероконтакте), легированный до вырождения  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  сплав образует с Si контакт запорного типа. Величина барьера Шоттки при этом

$$\phi_3 = (\Delta E_v - \mu_h) - \mu_a = \phi_4 - \mu_a, \quad (5)$$

где  $\phi_4$  — внутренняя работа выхода дырок из гетероконтакта в активный слой. При оценке  $\phi_{3,4}$  будем исходить из данных обзора [12]. При уровне легирования сплава  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $x \approx 0.1$  уровень Ферми  $\mu_h \approx 38 \text{ мэВ}$ . Расчеты разрыва валентной зоны, рассмотренные в [12], дают несколько различные значения  $\Delta E_v$ :  $\Delta E_v [\text{эВ}] = 0.84x$  [13] и  $\Delta E_v [\text{эВ}] = 0.75x$  [14,15]. Отсюда при  $x = 0.12$  получим  $\Delta E_v = 90 \div 101 \text{ мэВ}$ . С учетом того что  $\mu_a \approx 32 \text{ мэВ}$ , имеем:  $\phi_3 = 20 \div 31 \text{ мэВ}$  и  $\phi_4 = 52 \div 63 \text{ мэВ}$ . Отметим, что ширина барьера Шоттки определяется концентрацией отрицательно ионизованных атомов бора (см. рис. 9) и по оценке не превышает среднего межпримесного расстояния (10 нм).

Таким образом, анализ экспериментальных данных и зонной диаграммы структур показывает, что в случае структур типа *A* порог в спектре тока короткого замыкания  $\Delta I_{sc}$  хорошо совпадает с внутренней работой выхода ( $\phi_1$ ) дырок из контакта  $p^+$ -Si в блокирующий слой. Кроме того, в структурах типа *B* прослеживается определенная корреляция между дополнительным порогом в спектре  $\Delta I_{sc}$  при  $h\nu = 50.0$  мэВ и величиной  $\phi_4 = 52 \div 63$  мэВ, особенно, если учесть возможность подбарьерного туннелирования дырок в этом случае.

### Механизм фотовольтаического эффекта

Существенными представляются несколько причин, обуславливающих фотовольтаический эффект в исследованных образцах. Одна из них — это достаточно большая длина баллистического пролета фотоэмитированных дырок в блокирующем слое, где время их рассеяния по импульсу и время релаксации по энергии определяются акустическими фононами. Важно также и то, что в активном слое возможен неупругий захват дырок на нейтральные примеси бора с испусканием одного акустического фонона [16,17], вследствие чего время передачи фотодырки избыточной энергии тепловым колебаниям решетки в этом слое может быть заметно меньше, чем в контактных областях. Результирующие потоки высокоэнергетических дырок при этом оказываются направленными от контактных областей в сторону активного слоя, причем в стационарном состоянии (в режиме разомкнутой цепи) они должны уравниваться потоками преимущественно тепловых дырок, термически возбужденных из активного слоя. Данное обстоятельство поясняется с помощью рис. 10, где приведена схема основных переходов, определяющих фотоздс.

При фотовозбуждении лазером начальная энергия дырки определяется энергией кванта  $h\nu = 236$  мэВ ( $\lambda = 5.25$  мкм) и заметно превышает энергию оптического фонона в Si ( $\hbar\omega_{opt} = 63$  мэВ [18]). Поэтому начальный наиболее быстрый этап релаксации энергии будет связан с испусканием оптических фононов (рис. 10, переход 1). После испускания трех фононов энергия дырки окажется равной 47 мэВ, т.е. будет еще превышать величину барьера на  $p^+/i$ -переходе. Заметим, что этой энергии достаточно для фотоэмиссии дырок:  $\phi_1 = 44$  мэВ, а максимум фотовольтаического эффекта достигается при  $h\nu = 50$  мэВ (рис. 7). Последующий этап релаксации энергии (переход 2) определяется взаимодействием со свободными дырками и акустическими фононами, причем те фотодырки, которые диффундируют в блокирующий слой, взаимодействуют только с акустическими фононами. Длина свободного пробега носителя  $l_a$  при этом достигает максимальной величины, и в случае, если  $l_a > (d_b - W_2)$ , дырка может достичь активного слоя (переход 3). Оценим  $l_a$ . Как известно, при рассеянии на акустических фононах  $l_a$  не зависит от

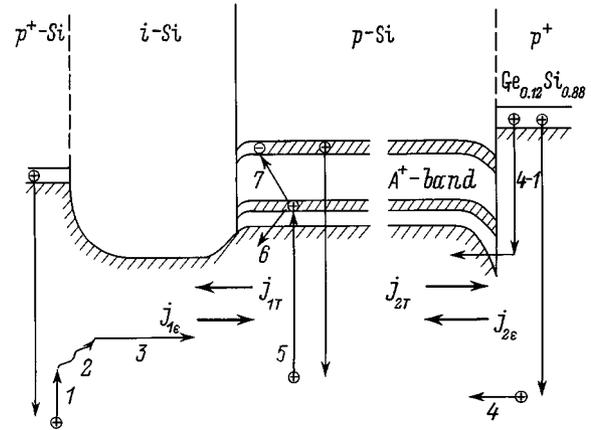


Рис. 10. Схема основных энергетических переходов, поясняющая механизм фотовольтаического эффекта в Si:B ВІВ-структурах типа *A* и *B*.

энергии носителя [19]

$$l_a = \frac{\pi \hbar^4 \rho s^2}{m^2 E_c k T} = l_0 \frac{2ms^2}{kT}, \quad (6)$$

где  $\rho$  — плотность кристалла,  $s$  — скорость звука,  $m$  — эффективная масса,  $E_c$  — константа деформационного потенциала,  $l_0$  — постоянная размерности длины. Значения  $l_0$  и  $ms^2$ , необходимые для оценки  $l_a$ , приведены в [19]. При  $T = 6$  К для дырок в Si  $l_a = 2.8$  мкм и 4.5 мкм — для электронов. Неудивительно поэтому отсутствие фотовольтаического эффекта в Si:Sb ВІВ-структурах с толщиной блокирующего слоя  $d_b = 10$  мкм, а также заметное падение тока короткого замыкания выше 7.5 К в Si:B ВІВ-структурах типа *A* с  $d_b = 3$  мкм (см. вставку к рис. 2). Следовательно, в Si:B ВІВ-структурах реализуются условия, при которых возникает поток высокоэнергетических дырок  $J_{1e}$  от контакта  $p^+$ -Si в сторону активного слоя.

В структурах типа *B* существует дополнительный встречный поток  $J_{2e}$ , направленный от  $p^+$ -Ge<sub>0.12</sub>Si<sub>0.88</sub> гетероконтакта (рис. 10). Величина потока  $J_{2e}$  может превышать  $J_{1e}$ , поскольку вклад в него дают, в том числе, и те дырки, энергия которых превышает энергию оптического фонона (переход 4), что обусловлено узостью потенциального барьера. На рис. 10 показан также двухступенчатый переход 4-1, включающий подбарьерное туннелирование дырок в состояния валентной зоны. С возможностью таких переходов мы связываем порог при  $h\nu = 38.4$  мэВ в спектре тока короткого замыкания для структуры типа *B* (рис. 8). Как следует из рис. 9, подбарьерное туннелирование может в принципе проявляться при энергиях квантов  $h\nu > \mu_a$ ; по нашей оценке  $\mu_a$  составляет  $\approx 32$  мэВ.

Иным представляется механизм остывания фотодырок в активном слое. Начальный этап релаксации здесь также связан с испусканием оптических фононов. Однако при

их энергиях, меньших  $\hbar\omega_{\text{opt}}$ , последующий этап релаксации может целиком определяться неупругим захватом дырок на нейтральные атомы бора с испусканием одного акустического фонона (переход 5) [16,17]. Энергия связи носителя с нейтральным центром достаточно мала и в случае изолированных примесей составляет 0.05 от энергии основного состояния ( $E_B$ ). В нашем случае концентрация относительно велика и состояния нейтральных атомов бора образуют  $A^+$ -зону [20]. Часть из захваченных дырок термически выбрасывается обратно в валентную зону (переход 6) с энергией, определяемой температурой решетки, а часть — рекомбинирует непрямым образом [20] на отрицательно заряженных акцепторах (переход 7). Время остывания дырок в этом случае определяется временем их захвата на нейтральные центры бора  $\tau_0$  [21], которое в слабо компенсированных образцах Si:B с  $N_B \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  достигает  $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  [20]. Учитывая, что  $\tau_0 \propto 1/N_B$ , можно ожидать, что в нашем случае  $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ , т.е. заведомо меньше, чем время энергетической релаксации на акустических фононах  $\tau_\varepsilon \sim 10^{-10} \text{ с}$  при  $T = 10 \text{ К}$  [19].

В этой ситуации потоки высокоэнергетических дырок  $J_{1\varepsilon}$  и  $J_{2\varepsilon}$  должны приводить к нейтрализации отрицательно заряженных акцепторов и накоплению положительного заряда в активном слое вблизи  $i/p$ - и  $p/p^+$ -переходов соответственно. При этом уменьшаются барьеры  $\phi_2$  и  $\phi_3$  (рис. 9) для тепловых потоков дырок  $J_{1T}$  и  $J_{2T}$ , направленных из активного слоя в сторону контактов (рис. 10). В стационарном состоянии ( $I_{\text{ph}} = 0$ ):  $J_{1\varepsilon} = J_{1T}$  и  $J_{2\varepsilon} = J_{2T}$ . С другой стороны,

$$J_{1,2T} \propto p_T \exp\left(-\frac{\phi_{2,3\Phi}}{kT}\right) = J_{1,2} \exp\left(-\frac{\phi_{2,3\Phi}}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $p_T$  — концентрация термолизованных фотодырок в активном слое,  $\phi_{2,3\Phi}$  — значения потенциальных барьеров  $\phi_{2,3}$  в условиях ИК подсветки. Разность потенциалов, возникающая между гранями структур при фотовозбуждении, определяется изменением высот барьеров [1]. В структурах типа А с учетом (2) и равенства потоков

$$\begin{aligned} eV_A &= -eV_{\text{emf}} = -(\phi_2 - \phi_{2\Phi}) \\ &= -\left\{ \varepsilon_3 - kT \ln \left[ \left( \frac{N_B^* - N_D^*}{N_D^*} \right) \frac{J_1}{J_{1\varepsilon}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогично для структуры типа В

$$\begin{aligned} eV_B &= -(\phi_2 - \phi_{2\Phi}) + (\phi_3 - \phi_{3\Phi}) \\ &= \phi_3 - \varepsilon_3 + kT \left\{ \ln \left[ \left( \frac{N_B^* - N_D^*}{N_D^*} \right) \frac{J_1}{J_{1\varepsilon}} \right] - \ln \left( \frac{J_2}{J_{2\varepsilon}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из (8) и (9) вытекает, что  $V_A$  и  $V_B$  зависят от отношения потоков  $J_{1\varepsilon}$ ,  $J_{2\varepsilon}$ ,  $J_1$  и  $J_2$ , которые пропорциональны концентрациям высокоэнергетических  $p_\varepsilon$  и тепловых  $p_T$  фотодырок. В свою очередь  $p_\varepsilon$  и  $p_T$  пропорциональны  $\Phi$ . Отсюда следует, что фотоэдс не должна зависеть от

интенсивности фотовозбуждения, что и наблюдается в эксперименте. Кроме того, согласно (8) и (9), путем линейной экстраполяции  $V_A$  и  $V_B$  к  $T = 0$  можно оценить значения  $\varepsilon_3$  и  $(\phi_3 - \varepsilon_3)$  соответственно. Используя данные на вставках рис. 2,3, получим:  $\varepsilon \approx 9.6 \text{ мэВ}$  и  $(\phi_3 - \varepsilon_3) \approx 13.3 \text{ мэВ}$ , т.е.  $\phi_3 \approx 22.9 \text{ мэВ}$ . Эти величины находятся в согласии с ранее сделанными теоретическими оценками  $\varepsilon_3 \approx 12 \text{ мэВ}$  и  $\phi_3 \approx 20 \div 31 \text{ мэВ}$ . Обратим также внимание, что (8), (9) предсказывают более слабое изменение  $V_B$  с температурой по сравнению с  $V_A$ . По сути это связано с разными направлениями потоков дырок, как тепловых  $J_{1T}$  и  $J_{2T}$ , так и высокоэнергетических  $J_{1\varepsilon}$  и  $J_{2\varepsilon}$ . Другими словами, при достаточно низких температурах различия в форме барьеров у правой и левой границ активного слоя в струкурах типа В не сказываются на характере формирования фотовольтаического эффекта. Однако фотоэдс, обусловленные этими барьерами, противоположны по знаку, что и приводит к определенной компенсации температурой зависимости  $V_B$ . Заметим, что при  $T > 6 \text{ К}$  длина баллистического пролета дырок становится меньше толщины блокирующего слоя, что сопровождается уменьшением потока высокоэнергетических дырок из контакта  $p^+$ -Si и увеличением тока короткого замыкания (см. вставку на рис. 3). При дальнейшем увеличении температуры поток тепловых дырок начинает сравниться с потоком высокоэнергетических дырок из гетероконтакта. При этом происходит постепенный переход к термодиффузионной эдс Дембера [1], которая носит симметричный характер и с ростом температуры стремится к нулю. Поэтому при повышении температуры область увеличения тока короткого замыкания сменяется областью его спада (рис. 3).

Таким образом, рассмотренная модель в целом удовлетворительно описывает особенности фотовольтаического эффекта в исследованных ВІВ-структурах. Основными факторами, определяющими фотовольтаический эффект в данных объектах, представляются следующие: 1) существование потенциального барьера между активным и блокирующим слоями, а также между активным слоем и гетероконтактом в структурах типа В, 2) возможность при достаточно низких температурах баллистического пролета фотоносителями блокирующего слоя, 3) меньшие времена энергетической релаксации фотоносителей в активном слое, чем в контактных областях.

Представленные результаты демонстрируют также новый подход к обнаружению ИК излучения с помощью ВІВ-структур, при котором не возникает проблемы уменьшения темновых токов.

Авторы признательны Т.М. Лившицу за интерес, проявленный к работе и дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18429-а, грант PICS 98-02-22037) и Межотраслевой научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-052).

## Список литературы

- [1] S.M. Ryvkin. *Photoelectric Effects in Semiconductors*. (Consultants Bureau, N. Y., 1964).
- [2] M.D. Petroff, M.G. Stapelbroek, W.A. Kleinhaus. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 406 (1987).
- [3] J.E. Huffman, A.G. Crouse, B.L. Halleck, T.V. Downes, T. Herter. *J. Appl. Phys.*, **72**, 273 (1992).
- [4] S. Pasquier, G. Sirmain, C. Meny, A. Murray, M. Griffin, P. A. L. Essaleh, J. Galibert, J. Leotin. *Proc. 8th Int. Conf. on "Millimeter and submillimeter waves and applications"* (San Diego, 1994) p. 35.
- [5] S. Pasquier, C. Meny, L. Asadauskas, J. Leotin, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, V. Conedera, N. Fabre, S. Regolini, C. Morin. *J. Appl. Phys.* **83**, 4222 (1998).
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [7] А.Г. Ждан, А.М. Козлов, С.Н. Клемин, В.В. Рыльков. *ПТЭ*, вып. 2, 189 (1994).
- [8] D.V. Fischer, J.J. Rome. *Phys. Rev. B*, **27**, 4826 (1983).
- [9] J.A. Chroboczek, F.H. Pollak, H.F. Staunton. *Phys. Mag.* **50**, 113 (1984).
- [10] Б.И. Шкловский. *ФТП*, **6**, 1197 (1972).
- [11] Д.И. Аладашвили, З.А. Адамия, К.Г. Лавдовский, Е.И. Левин, Б.И. Шкловский. *ФТП*, **23**, 213 (1989).
- [12] S.C. Jain. *Germanium-Silicon Strained Layers and Heterostructures*. *Advances in Electronics and Electron Physics*, Suppl. 24 (Academic Press, 1994).
- [13] C.G. Van de Walle, R.M. Martin. *Phys. Rev. B*, **34**, 5621 (1986).
- [14] J.M. Bass, C.C. Matthai. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 707 (1990).
- [15] L. Colombo, R. Resta, S. Baroni. *Phys. Rev. B*, **44**, 5572 (1991).
- [16] Е.Б. Гольдгур, Р.И. Рабинович. *ЖЭТФ*, **84**, 1109 (1983).
- [17] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich. *Nonradiative Recombination in Semiconductors* (North-Holland, Amsterdam, Oxford, N. Y., Tokyo, 1991).
- [18] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 2, приложение.
- [19] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *ФТП*, **12**, 3 (1978).
- [20] Л.А. Ворожцова, Е.М. Гершензон, Ю.А. Гурвич, Ф.М. Исмагилова, А.П. Мельников. *ЖЭТФ*, **94**, 350 (1988).
- [21] В.В. Рыльков. *ФТП*, **22**, 1661 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

## Photovoltaic effect in the range of impurity absorption in Si structures with blocked impurity conductivity

B.A. Aronzon\*<sup>+</sup>, L. Asadauskas<sup>-∇</sup>, R. Brazis<sup>-∇</sup>, D.Yu. Kovalev\*, J. Leotin<sup>-</sup>, V.V. Rylkov\*<sup>+</sup>

\*Russian Scientific Center "Kurchatov Institution", 123182 Moscow, Russia

<sup>+</sup>Scientific-Research Center of Applied Problems in Electrodynamics, 127412 Moscow, Russia

<sup>-</sup>Universite Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex, France

<sup>∇</sup>Semiconductor Physics Institute, 2600 Vilnius, Lithuania

**Abstract** Electric-field dependence of photoconductivity for two-layer blocked impurity conductance Si:Sb and Si:B structures with different thickness of undoped (blocking) layer is investigated. Impurity concentration in a doped (active) layer was  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Measurements were carried out in the temperature range  $T = 4-15 \text{ K}$ , both at high ( $\Phi \sim 10^{16} \text{ photon/cm}^2 \cdot \text{c}$ ) and low ( $\Phi < 10^{14} \text{ photon/cm}^2 \cdot \text{c}$ ) flows of photons. The photovoltaic effect that manifested itself in Si:B structures with small thickness ( $3 \mu\text{m}$ ) of blocking layer was observed. It has been found that the photo-e.m.f. appears at the photon energies exceeding the boron activation energy; the value does not depend on the photoexcitation intensity (at  $\Phi > 10^{13} \text{ photon/cm}^2 \cdot \text{c}$ ), being at low temperatures close to the activation energy of hopping conductivity  $\varepsilon_3$  for the active layer.

Photovoltaic effect was explained in terms of the ballistic transport of holes that were photoemitted from the contact through blocking layer and subsequently cooled in the active layer. Presence of a potential barrier ( $\approx \varepsilon_3$ ) due to active-to-blocking layer interface was also taken into account. The study makes it possible to suggest a model for description of main regularities of the photo-e.m.f. behaviour depending on temperature, intensity, and the photon energy has been developed.