

Вольт-амперные характеристики структур на основе Si:V с блокированной проводимостью по примесной зоне в режиме ограничения фотоотклика прыжковым транспортом

© Б.А. Аронзон^{*,+}, Д.Ю. Ковалев^{*}, А.М. Козлов⁻, Ж. Леотин[~], В.В. Рыльков^{+,-}

^{*}Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

⁺Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики Российской академии наук,
127412 Москва, Россия

⁻Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

[~]Laboratoire de Physique des Solides, SNCMP-INSA Complexe Scientifique de Ranguel,
31077 Toulouse-Cedex, France

(Получена 9 июля 1997 г. Принята к печати 27 июля 1997 г.)

Исследована фотопроводимость структур на основе Si:V с блокированной проводимостью по примесной зоне с концентрацией бора в активном слое $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились в диапазоне температур $4.2 \div 10 \text{ К}$ при различных интенсивностях возбуждающего излучения $10^{10} \div 10^{15} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью излучения полупроводникового лазера на длине волны 5.5 мкм. Обнаружено, что при температурах ниже 6 К и малых напряжениях смещения ($< 0.5 \text{ В}$) вольт-амперные характеристики имеют пороговый вид. Пороговое напряжение растет с уменьшением температуры и увеличением интенсивности подсветки. С использованием представлений об эффекте Френкеля–Пула в примесной зоне развита модель, позволившая численным образом с точностью выше 5% описать вольт-амперные характеристики структур. В результате установлено, что величина прыжковой проводимости растет с увеличением уровня подсветки, испытывая насыщение. В этих условиях прыжковая проводимость, так же как и в темноте, экспоненциально зависит от электрического поля. Данный факт объясняется разрушением под действием электрического поля примесных ($A^+ - A^-$) комплексов, возникающих в неравновесных условиях.

1. Введение

Кремниевые структуры с блокированной проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структуры) известны как фоточувствительные элементы, весьма перспективные для создания в матричном исполнении низкофоновых датчиков инфракрасного (ИК) излучения, главным образом, для приема и обработки оптических сигналов в условиях космоса [1–3]. Типичный ВІВ-фотоприемник на основе Si (рис. 1, а) состоит из эпитаксиально выращенных слоев: активного (толщиной $10 \div 20 \text{ мкм}$ с уровнем легирования $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и блокирующего (нелегированного Si толщиной несколько мкм), а также двух n^+ - или p^+ -контактов в зависимости от типа материала. Большой уровень легирования активного слоя обеспечивает высокую квантовую эффективность приемника при малых его размерах, при этом, однако, в области температур вымораживания примеси темновая проводимость активного слоя может быть существенной вследствие прыжкового переноса носителей заряда по примесной зоне. Введение блокирующего слоя, с одной стороны, повышает темновое сопротивление структуры, а с другой — при определенной полярности внешнего электрического поля приводит к образованию в активном слое области пространственного заряда (ОПЗ), в которой отсутствуют центры рекомбинации для фотоносителей [3].

В силу указанных обстоятельств возникают принципиальные различия в механизмах формирования сигнала

фотопроводимости в ВІВ-приемниках и в обычных фотопроводниках на основе массивного Si. Так, например, в ВІВ-приемниках в рабочих условиях достигается существенно больший уровень электрических полей, когда определяющую роль в фотопроводимости начинают играть процессы ударной ионизации примесей, приводящие к многократному увеличению фотоотклика [3]. В этих условиях можно ожидать также проявления ряда других интересных полевых эффектов, практически не исследовавшихся, на примере как примесных фотопроводников, так и ВІВ-структур. К ним, в частности, следует отнести фотополевую ионизацию примесей [4], которой может быть обусловлен заметный сдвиг порога фотопроводимости ВІВ-структур в красную область спектра [5], или ограничение фотоотклика структуры прыжковой проводимостью, приводящее к насыщению коэффициента умножения и более однородному распределению электрического поля по толщине структуры [6].

В данной работе на примере ВІВ-структур на основе Si:V с достаточно низким содержанием компенсирующих центров в активном слое, $\leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, исследован переход к режиму ограничения фотоотклика структур проводимостью по примесной зоне при уменьшении температуры и увеличении интенсивности ИК фотовозбуждения. Обнаружено, в частности, что при таком переходе вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур приобретают пороговый вид, свидетельствующий о существенной роли полевой зависимости проводимости по примесной зоне в неравновесных условиях — проявление эффекта Френкеля–Пула [7].

2. Методика и результаты исследований

Исследовались ВІВ-структуры на основе Si:B, полученные методом газофазной эпитаксии, с концентрацией бора в активном слое $N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [5]. Толщины блокирующего (b) и активного (d) слоев составляли 3 и 17 мкм соответственно; площадь структур $S = 2 \times 2 \text{ мм}^2$. Концентрация компенсирующих доноров $N_d \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в образцах определялась из измерений емкостного тока в темноте при линейно изменяющемся напряжении смещения [8]. Структуры вместе с источником ИК подсветки (полупроводни-

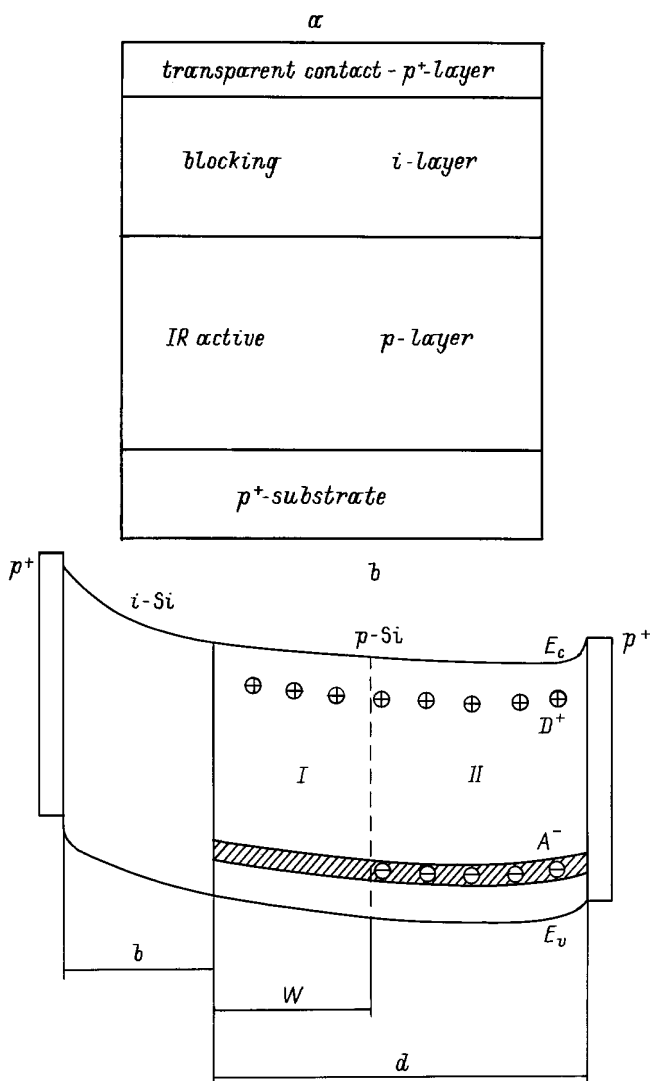


Рис. 1. *a* — ВІВ-структура на основе Si:B. *b* — зонная диаграмма ВІВ-фотоприемника на основе Si:B: *b* — ширина блокирующего слоя, *d* — ширина активного слоя, *W* — ширина области пространственного заряда; E_c — дно зоны проводимости, E_v — потолок валентной зоны; D^+ — положительно заряженные доноры, A^- — отрицательно заряженные акцепторы; p^+ — омические контакты; I — область пространственного заряда, II — электронейтральная область.

ковым $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ -лазером с длиной волны излучения $\lambda = 5.5 \text{ мкм}$) размещались в малогабаритной ячейке [9], которая погружалась в сосуд Дьюара с жидким гелием. Данное устройство обеспечивает возможность исследования фотопроводимости в широком диапазоне изменения потока падающего ИК излучения от $< 10^9$ до $\sim 10^{15} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ [9].

Анализировались ВАХ при отрицательных значениях потенциала V_b контакта к блокирующему слою структуры, что отвечает рабочему режиму ВІВ-фотоприемника на основе p -Si. Зонная диаграмма структуры во внешнем электрическом поле, поясняющая принцип работы фотоприемника, приведена на рис. 1, *b*. В рассматриваемых условиях в ОПЗ (I на рис. 1, *b*) акцепторы преимущественно нейтрализованы вследствие прыжков электронов с отрицательно заряженных акцепторов на нейтральные центры. Предполагается также, что при заданном V_b в активном слое структуры существует электронейтральная область (II на рис. 1, *b*), в которой концентрация отрицательно заряженных акцепторов равна концентрации компенсирующих доноров, полностью ионизованных при гелиевых температурах. Под действием возбуждающего излучения в ОПЗ возникают свободные дырки и отрицательно заряженные акцепторы. Последние "движутся" по примесной зоне в сторону тыльного контакта, чем обеспечивается неизменность слоя ОПЗ при фотовозбуждении. Свободные дырки переносятся в противоположном направлении, определяя основной вклад в фототок. При этом в сильных электрических полях из-за эффекта разогрева дырок, приводящего к ударной ионизации нейтральных акцепторов в ОПЗ, фотоотклик ВІВ-структуры может заметно возрастать.

При исследовании ВАХ $I(V_b)$ (рис. 2) было замечено, что в условиях проявления ударной ионизации примесей, отвечающих области резкого подъема кривых, заметный вклад в общий ток дает темновая проводимость, особенно при температурах $T > 7 \text{ К}$. Для выделения оптической составляющей тока ВАХ регистрировались в цифровом виде в темновых условиях и при подсветке, а затем находилась их разность. Кроме того, значения тока в каждой экспериментальной точке измерялись относительно "нулевого" тока, отвечающего напряжению смещения $V_b = 0$. Этим обеспечивалась компенсация паразитных составляющих тока, обусловленных присутствием различного рода эдс и, в частности, фотоэдс, возникающей вследствие резкого изменения концентрации примесей у границы блокирующего и активного слоев структуры.

Полевые зависимости фототока, полученные при различных температурах и интенсивностях подсветки, приведены на рис. 3, 4. При температурах ниже 6 К (рис. 3, *a*) и малых напряжениях смещения ($|V_b| < 0.5 \text{ В}$) кривые ВАХ имеют пороговый вид, другими словами, с понижением температуры область максимального (линейного) изменения фототока смещена по оси напряжений на некоторую величину $V_i \neq 0$ (рис. 3, *a*). Отметим, что чем ниже температура, тем больше значение V_i .

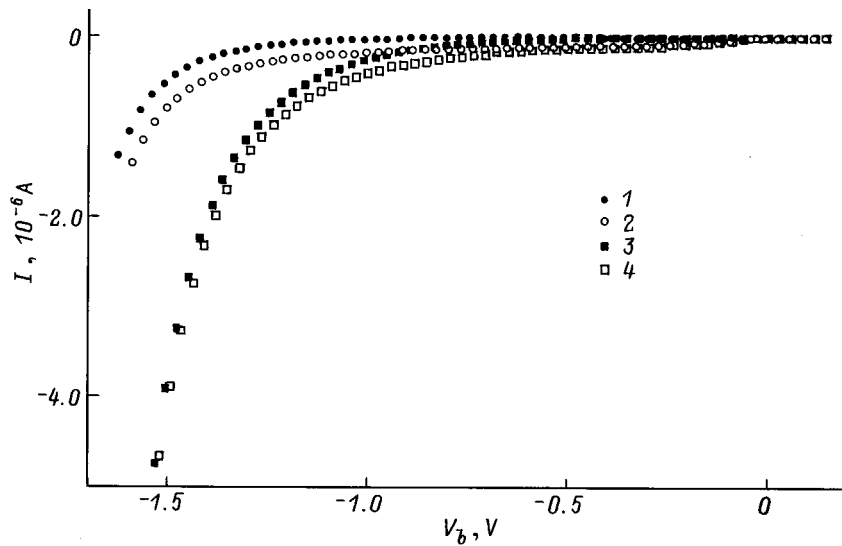


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики ВІВ-структуры на основе Si:B при температурах $T = 7.5$ К (1 — в темноте, 2 — при подсветке); 8.5 К (3 — в темноте, 4 — при подсветке). Интенсивность излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² · с.

Пороговое напряжение возрастает также с увеличением интенсивности подсветки (рис. 4). Кроме того видно, что при больших напряжениях, $V_b \simeq 1$ В, значения фототока при различных температурах практически совпадают. При этом на всех кривых наблюдается область насыщения, причем это насыщение заметно более сильное, чем следует из результатов расчета полевых зависимостей фоточувствительности ВІВ-структур, полученных в [3] (ср., например, с данными рис. 6 из [3]).

Из анализа данных рис. 3, 4 следует, что ВАХ приобретают пороговый характер с понижением температуры, когда проводимость по примесной зоне σ_i достаточно мала. Рост порогового напряжения с увеличением интенсивности подсветки также указывает на то, что фотоотклик структуры в этих условиях ограничивается проводимостью по примесной зоне. Вместе с тем факт совпадения значений фототока при различных температурах и больших напряжениях V_b свидетельствует о сильном изменении σ_i с ростом электрического поля.

3. Обсуждение результатов и выводы

Покажем вначале на примере упрощенной модели ВІВ-структуры, что отмеченные выше особенности ВАХ действительно могут иметь место в условиях ограничения фотоотклика прыжковой проводимостью. Для этого воспользуемся выражениями [3], определяющими плотность фототока, протекающего через структуру,

$$J = M(W)J_p(W) + e \int_0^w g(x)M(x)dx, \quad (1)$$

где J_p — плотность дырочного тока, формируемого в электронейтральной области у границы ОПЗ, W —

ширина ОПЗ, $g(x)$ — темп оптической генерации, M — коэффициент умножения дырок, определяемый сечением σ_l и критическим полем E_c ударной ионизации нейтральных акцепторов,

$$M(x) = \exp \left[\int_0^x \xi(x')dx' \right], \quad (2)$$

$$\xi(x) = \sigma_l N_a \exp[-E_c/E(x)]. \quad (3)$$

Ширину ОПЗ найдем из уравнения Пуассона с учетом падения напряжения в электронейтральной области:

$$W = \sqrt{b^2 + (\chi/2\pi e N_d)[V_b - E_0(b+d)]} - b. \quad (4)$$

Здесь χ — диэлектрическая проницаемость, E_0 — электрическое поле в электронейтральной области, связанное с плотностью полного тока уравнением непрерывности

$$E_0 = J/(\sigma_p + \sigma_i), \quad (5)$$

где $\sigma_p = J_p/E_0 = e\mu_p\tau g(W)$ — дырочная проводимость в электронейтральной области, μ_p , τ — подвижность и время жизни дырок соответственно.

Уравнения (1)–(5) можно решить аналитически относительно J в отсутствие эффектов ударной ионизации примесей при однородном поглощении излучения и в условиях, когда выполняется неравенство $b^2 \gg (\chi/2\pi e N_d)/[V_b - E_0(b+d)]$. Разлагая правую часть (4) в ряд, с использованием (1) и (5) имеем

$$J \simeq (\sigma_i + \sigma_p)[V_b/(b+d)] \left[1 + \frac{4\pi\sigma_i N_d b}{\chi g(b+d)} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Предположим, что проводимость σ_i при малых напряжениях V_b достаточно мала, чтобы второй член

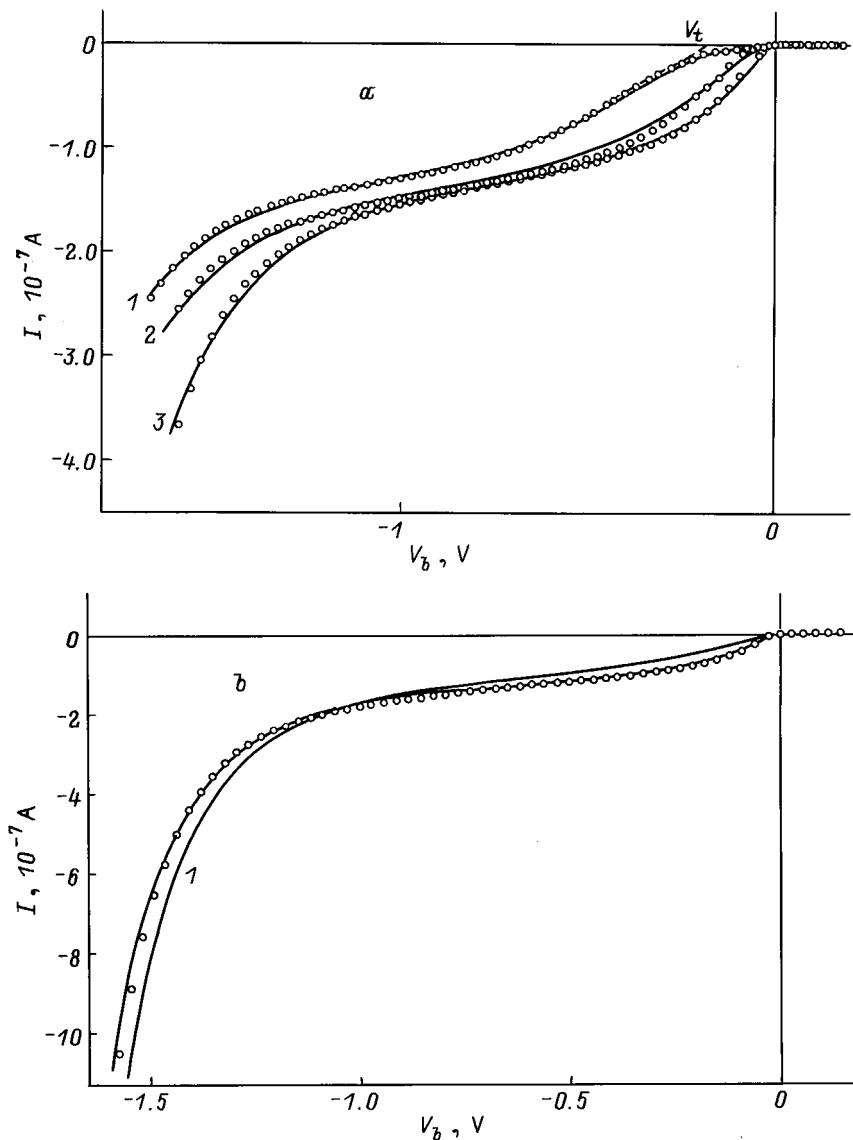


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики ВІВ-структуры на основе Si:B. *a:* $T = 5.2$ (1), 6.5 (2), 7.5 К (3); интенсивность излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² · с; точки — эксперимент, сплошная линия — расчет; V_t — пороговое напряжение. *b:* $T = 8.5$ К, интенсивность излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² · с; точки — эксперимент, сплошная линия — расчет; I — получена в приближении однородного поглощения излучения.

в квадратных скобках (6) удовлетворял неравенству $4\pi\sigma_i N_d b / \chi g(b+d) \ll 1$. В этом случае

$$J \simeq (\sigma_i + \sigma_p)[V_b / (b+d)] \tag{7}$$

и можно ожидать, что зависимость $J(V_b)$ будет целиком определяться поведением σ_i в зависимости от электрического поля. Действительно, при достаточно высоком уровне легирования в *p*-Si ($\geq 10^{16}$ см⁻³) произведение $\mu_p \tau$ и, соответственно, проводимость дырок σ_p практически не зависят от электрического поля E вплоть до ~ 100 В/см [10]. К тому же при малой степени компенсации время жизни дырок, в силу эффектов непрямого их захвата на нейтральные акцепторы, может достигать рекордно малых величин, меньше времени

энергетической релаксации $\tau_\epsilon \sim 10^{-10}$ с [11]. Оценка показывает, что в этих условиях при умеренных потоках падающего излучения, $\Phi \sim 10^{13}$ фотон/см² · с, величина $\sigma_p \leq 10^{-11}$ Ом⁻¹ · см⁻¹ и может оказаться заметно меньше, чем σ_i , если исходить из данных по прыжковой проводимости [7]. С другой стороны, σ_i в области активационной проводимости изменяется с E по экспоненциальному закону [7]

$$\sigma_i = \sigma_{i0} \exp\left(-\frac{\epsilon_3}{kT}\right) \exp\left(\frac{0.69}{kT} \sqrt{\frac{4e^3 E}{\chi}}\right), \tag{8}$$

где ϵ_0 — энергия активации прыжковой проводимости. Очевидно, что аналогичным образом в рассматриваемой ситуации изменяется и фототок $J \sim \sigma_i$ с изменением

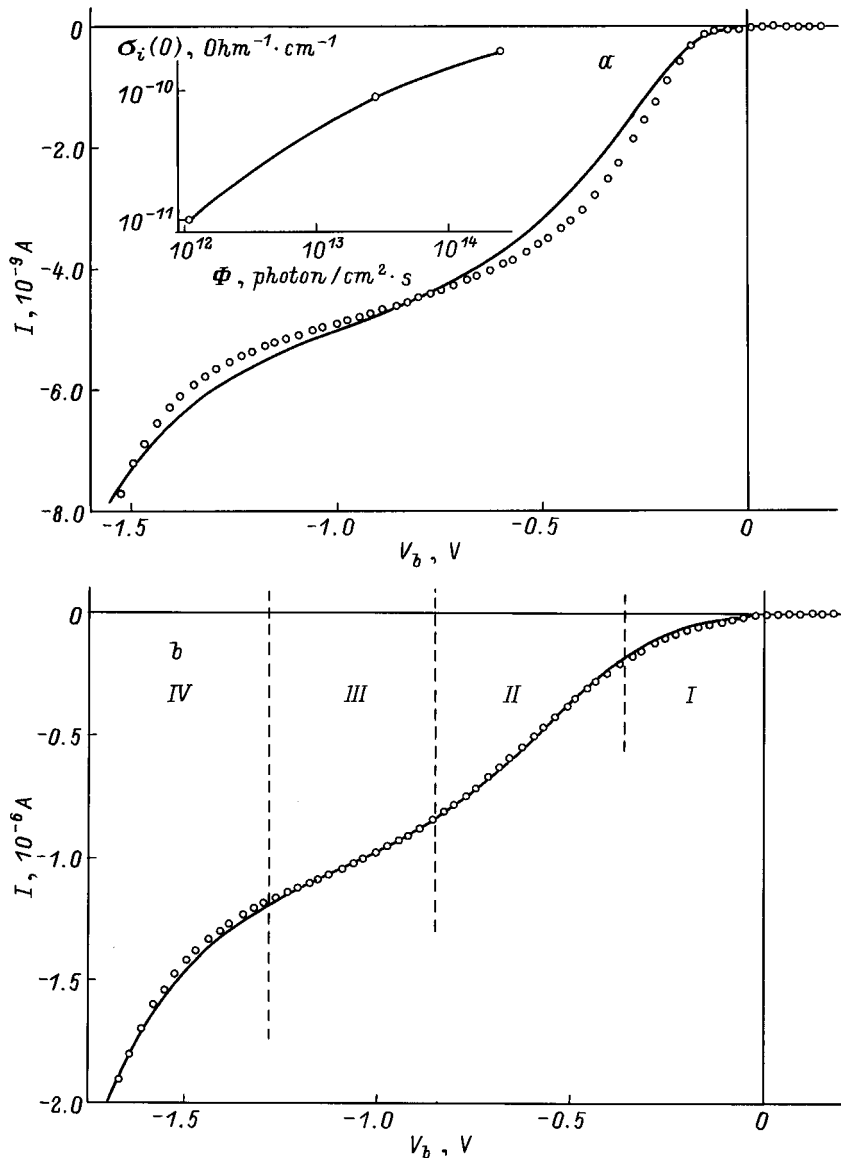


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики ВІВ-структуры на основе Si:B. *a*: $T = 5.2\text{ K}$, интенсивность излучения $\Phi = 1.1 \cdot 10^{12}$ фотон/см² · с; точки — эксперимент, сплошная линия — расчет. *b*: $T = 5.2\text{ K}$, интенсивность излучения $\Phi = 2.5 \cdot 10^{14}$ фотон/см² · с; точки — эксперимент, сплошная линия — расчет; пунктирными линиями разделены области: экспоненциального (I), линейного (II), сублинейного (III) изменения фототока от напряжения смещения, область IV отвечает ударной ионизации примесей. На вставке — кривая зависимости проводимости в слабом поле $\sigma_i(0)$ от интенсивности возбуждающего излучения Φ .

V_b . Такое поведение, однако, будет иметь место до тех пор, пока величина $4\pi\sigma_i N_d b / \chi g(b + d)$ не станет равной 1 — см. (6). При дальнейшем увеличении V_b прыжковая проводимость перестает лимитировать фотоотклик; соответственно производная dJ/dV_b достигает максимума, а зависимость $J(V_b)$ становится линейной:

$$J = V_b g \chi / 4\pi N_d b. \tag{9}$$

Наконец отметим, что в структурах с достаточно большим уровнем легирования и малой концентрацией компенсирующих примесей возможен переход от

линейной зависимости $J(V_b)$ типа (9) к сублинейной. Обусловлен он тем, что в этом случае при некоторых значениях напряжения V_b ширина ОПЗ начинает заметно превышать толщину блокирующего слоя и глубину поглощения излучения $l = (\sigma_{ph} N_a)^{-1}$, где σ_{ph} — сечение фотоионизации акцепторов. Однако поля, в которых это происходит, оказываются еще недостаточными для ударной ионизации примесей. Пренебрегая отражением излучения от тыльного контакта ВІВ-структуры, для темпа генерации имеем

$$g(x) = \sigma_{ph} N_a \Phi \exp(-x\sigma_{ph} N_a). \tag{10}$$

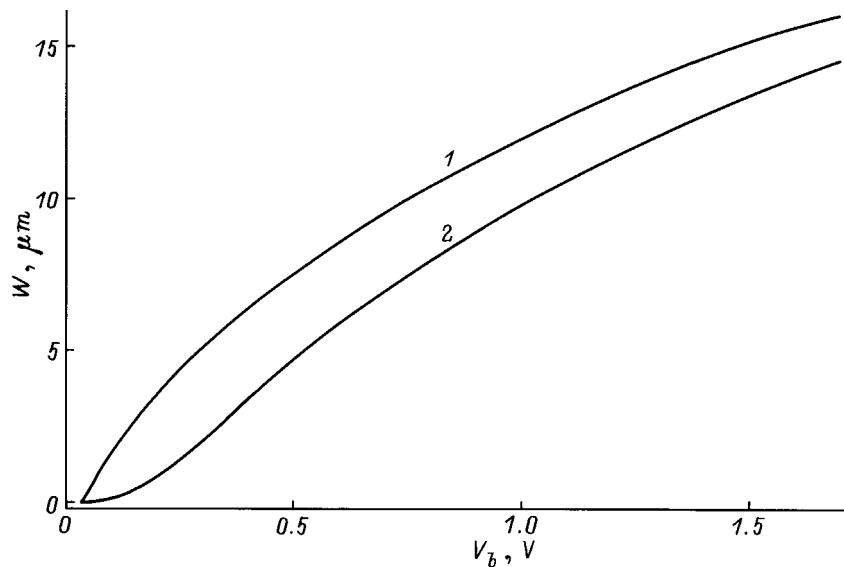


Рис. 5. Зависимость ширины области пространственного заряда W от напряжения смещения V_b при температурах $T = 8.5$ (1) и 5.2 К (2). Интенсивность излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² · с.

При этом, как следует из (1),

$$J \simeq e\Phi[1 - \exp(-W/l)] \\ \simeq e\Phi \left[1 - \exp\left(-\sigma_{\text{ph}}N_a \sqrt{\frac{\chi V_b}{2\pi e N_d}}\right) \right], \quad (11)$$

т. е. при $W \geq (\sigma_{\text{ph}}N_a)^{-1}$ фототок практически не зависит от V_b .

Таким образом, в соответствии с (6)–(9) и (11), на зависимости $J(V_b)$ в общем случае могут проявляться области экспоненциального, линейного и сублинейного изменения J при увеличении V_b . Последняя при достижении критического поля ударной ионизации примесей, очевидно, должна сменяться областью резкого нарастания фототока. В целом именно такое поведение ВАХ наблюдается в эксперименте (на рис. 4, *b* указанные области разделены пунктирными линиями). Это послужило основанием для разработки численного алгоритма расчета ВАХ ВІВ-структур с использованием приведенных выше соотношений (1)–(5), (8) и (10).

Расчетные ВАХ представлены на рис. 3, 4 сплошными линиями. Расчет выполнен при фиксированных параметрах: $N_d = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $b = 3$ мкм, $d = 17$ мкм, $\mu_p\tau = 10^{-7}$ см²/В и $\varepsilon_3 = 8$ мэВ (оценки $\mu_p\tau$ и ε_3 получены на основании данных по времени жизни [10,11], прыжковой проводимости [7] и подвижности носителей заряда [12] в легированном слабо компенсированном Si). Остальные параметры находились путем подгонки расчетных зависимостей $J(V_b)$ к экспериментальным. Подгонка осуществлялась в несколько этапов по методу наименьших квадратов. На первом этапе анализировались кривые $J(V_b)$ при достаточно высоких температурах (рис. 3, *b*), при которых фотоотклик ВІВ-структуры не лимитирован проводимостью по примесной

зоне. В начале, в области малых напряжений смещения $0 \leq V_b \leq 0.8$ В, по ВАХ определялись поток падающих фотонов Φ и глубина поглощения излучения l . Для всех кривых величина l составила ~ 8 мкм в пределах точности 5%. С учетом того, что сечение фотоионизации бора в Si $\sigma_{\text{ph}} \simeq 10^{-15}$ см² (при энергии квантов ~ 200 мэВ) [13], найден уровень легирования активного слоя $N_a \simeq 1.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, который оказался близким к технологически заданному $N_a = 10^{18}$ см⁻³. На рис. 3, *b* приведена также кривая 1, рассчитанная в приближении однородного поглощения излучения. Видно, что экспериментальная зависимость этой кривой описывается существенно хуже.

Затем по нарастающей ветке кривой $J(V_b)$ ($V_b \geq 1$ В), с использованием полученных значений Φ и l , были найдены критическое поле ударной ионизации $E_c = 9 \cdot 10^3$ В/см и произведение $\sigma_I N_a = 6 \cdot 10^6$ см⁻¹, что соответствует сечению ударной ионизации примесей $\sigma_I = 4.6 \cdot 10^{-12}$ см². Отметим, что значения σ_I и E_c в нашем случае завышены в сравнении с известными (см., например, данные, приведенные в [3]: $E_c = 7 \cdot 10^3$ В/см и $\sigma_I = 1.6 \cdot 10^{-13}$ см²). Во-первых, это может быть связано с более высоким уровнем легирования исследуемых ВІВ-структур и, соответственно, меньшими значениями подвижности носителей. Во-вторых, при $V_b \simeq 1.5$ В ширина ОПЗ становится сравнимой с толщиной активного слоя. Данное обстоятельство иллюстрирует рис. 5, где приведены расчетные зависимости $W(V_b)$ при различных температурах. При $V_b = 1.5$ В и $T = 8.5$ К величина W достигает 15 мкм. В этих условиях может оказаться существенной инжекция дырок из тыльного контакта, усиливающая эффекты ударной ионизации примесей, что в свою очередь должно приводить к завышению σ_I .

После нахождения параметров Φ , l , E_c и $\sigma_I N_a$ анализировались низкотемпературные кривые $J(V_b)$ (рис. 3, а, 4). Для их описания фактически необходимо было определить всего лишь один параметр $\sigma_i(0)$ — проводимость в слабом поле. Требовалась также незначительная коррекция величины E_c в сторону ее увеличения при описании нарастающей ветки кривой $J(V_b)$. При $T = 5$ К значение E_c составляет $1.07 \cdot 10^4$ В/см; параметр $\sigma_I N_a$ при этом не варьировался. Как видно из рис. 3, а, эффекты ударной ионизации примесей с понижением температуры ослабляются, что объясняется ограничением фотоотклика прыжковой проводимости и уменьшением в этих условиях ширины ОПЗ (см. рис. 5, кривая 2).

Представляет интерес зависимость $\sigma_i(0)$ от интенсивности возбуждения Φ (см. вставку на рис. 4). Данные, представленные на рис. 4, свидетельствуют о том, что прыжковая проводимость в условиях подсветки монотонно растет, испытывая насыщение при $\Phi > 10^{13}$ фотон/см² · с. Естественно было бы связать такое поведение с разрушением корреляции пространственного расположения ионизованных доноров и акцепторов (в терминологии [14] "1-комплексов") при фотовозбуждении [15]. Действительно, согласно [14], практически все ионизованные акцепторы (центры захвата для дырок) выморожены в "1-комплексы", т.е. находятся вблизи (на среднем межпримесном расстоянии) от положительно заряженных доноров. При этом фотодырки будут в основном захватываться на центры рекомбинации, связанные в комплексы. Соответственно число отрицательно заряженных изолированных акцепторов будет возрастать (вытекает из условия электронейтральности) [15], обеспечивая тем самым дополнительное увеличение прыжковой проводимости. С другой стороны, представления об эффекте Френкеля–Пула в примесной зоне [7] также предполагают увеличение прыжковой проводимости в равновесных условиях за счет разрушения "1-комплексов" из-за понижения их энергии связи в электрическом поле. Казалось бы, чем выше уровень подсветки, тем теория [7] хуже должна описывать ВАХ ВІВ-структур. На самом же деле точность подгонки расчетных кривых $J(V_b)$ к экспериментальным существенно лучше при больших уровнях подсветки (ср. кривые на рис. 4, а и б). Это наводит на мысль о существовании дополнительного механизма возникновения пространственной корреляции зарядов на примесях в неравновесных условиях. Известно, в частности, что при фотовозбуждении комплексы ($A^+ - A^-$) [16], подобные "1-комплексам", могут возникать вследствие установления корреляции в пространственном расположении между дырками, захваченными в локализованные состояния щели Мотта–Хаббарда [17], и отрицательно заряженными акцепторами. По-видимому, с образованием таких комплексов и связаны как рост прыжковой проводимости при подсветке, так и ее сильное изменение в электрическом поле.

Таким образом, представленные здесь результаты показывают, что ВІВ-структуры являются достаточно удоб-

ными модельными объектами для изучения сильнополевых эффектов в прыжковой проводимости слабокомпенсированных полупроводников с высоким уровнем легирования в условиях примесного фотовозбуждения. В отличие от обычных объемных образцов, где доминирующую роль в неравновесных условиях играет проводимость по примесной $D^-(A^+)$ -зоне (верхней зоне Хаббарда) [11], в ВІВ-структурах рассмотренные выше особенности ВАХ преимущественно определяются прыжковой зоной Хаббарда.

Авторы выражают благодарность А.С. Веденеву и Н.К. Чумакову за ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18429-а) и Международной ассоциации INTAS (грант 93-1403).

Список литературы

- [1] M.D. Petroff, M.G. Stapelbroek. *Blocked impurity band detectors* (United States Patent № 4 568 960, 4 February 1986).
- [2] N. Sclar. *Prog. Quant. Electron.*, **9**, 149 (1984).
- [3] F. Szmulowicz, F.L. Madarsz. *J. Appl. Phys.*, **62**, 2533 (1987).
- [4] Ш.М. Коган. *ЖЭТФ*, **81**, 2268 (1981).
- [5] S. Pasquier, G. Sirmain, C. Meny, A. Murray, M. Criffin, P. Ade, L. Essaleh, J. Galibert, J. Leotin. *Proc. 8th Int. Conf. on "Millimetre and submillimetre waves and applications"* (San Diego, 1994) p. 35.
- [6] V.D. Shadrin, V.T. Coon, I.K. Blokhin. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 75 (1993).
- [7] Д.И. Аладашвили, З.А. Адамия, К.Г. Лавдовский, Е.И. Левин, Б.И. Шкловский. *ФТП*, **23**, 213 (1989).
- [8] А.Г. Ждан, А.М. Козлов, Т.А. Костинская, В.Ф. Кочеров, В.В. Рыльков. *ФТП*, **26**, 2024 (1992).
- [9] А.Г. Ждан, А.М. Козлов, С.Н. Клёмин, В.В. Рыльков. *ПТЭ*, вып. 2, 189 (1994).
- [10] Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис. *ФТП*, **12**, 351 (1978).
- [11] Л.А. Ворожцова, Е.М. Гершензон, Ю.А. Гурвич, Ф.М. Исмагилова, А.П. Мельников. *ЖЭТФ*, **94**, 350 (1988).
- [12] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон. *ФТП*, **23**, 338 (1989).
- [13] E. Burstein, G.S. Picus, B.W. Hennis, M. Lax. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **30**, 13 (1955).
- [14] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [15] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссевич. *ФТП*, **12**, 3 (1978).
- [16] Е.М. Гершензон, А.П. Мельников, Р.И. Рабинович, Н.А. Серебрякова. *УФН*, **132**, 353 (1980).
- [17] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).

Редактор Л.В. Шаронова

Current–voltage characteristics of Si : B blocked impurity–band structures under condition of photoresponse restriction by hopping conductivity

B.A. Aronzon^{*,+}, D.Yu. Kovalev^{*}, A.M. Kozlov⁻,
J. Leotin[”], V.V. Ryl'kov^{+,-}

^{*}Russian Research Center "Kurchatov Institute",
123182 Moscow, Russia

⁺Scientific Center for Applied Problems
of Electrodynamics,

Russian Academy of Sciences,
127412 Moscow, Russia

⁻Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,

141120 Fryazino, Russia

[”]Laboratoire de Physique des Solides,
SNCMP-INSA Complexe Scientifique de Rangueil,
31077 Toulouse-Cedex, France

Abstract Photoconductance of Si:B structures with blocked impurity-band (BIB-structures) with boron concentration in active layer $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ was studied. Measurements were performed in the temperature range $4.2 \div 10 \text{ K}$ at different intensity of photo exciting radiation, $10^{10} \div 10^{15} \text{ photons/cm}^2 \cdot \text{s}$. Photoexcitation at wavelength $5.5 \mu\text{m}$ was carried out using semiconductor laser. At temperatures below 6 K and low bias voltage ($< 0.5 \text{ V}$) current–voltage curves were found to have threshold-like character. The threshold voltage rises when temperature is lower and intensity of radiation is higher. A model based on ideas of the Poole–Frenkel effect in the impurity-band permitting numerical description of the current-voltage curves with sufficient accuracy (better than 5%) is developed. It was found as a result that photoconductance rises and then shows a plateau as the intensity of radiation increases. Here hopping conductivity also exponentially depends on electric field, as well as in the case of equilibrium condition. This fact is explained as destruction in electric field of $(A^+ - A^-)$ impurity complexes appearing at the non-equilibrium condition.

Fax: (095) 1941994 (Ryl'kov)

E-mail: rylkov@imp.kiae.ru (Ryl'kov)