

Пробой барьера Шоттки в Si, стимулированный дрейфом экситонов в неоднородном электрическом поле при 4.2 К

© А.М. Мусаев

Институт физики им. Х.И.Амирханова, Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 6 февраля 1996 г. Принята к печати 25 октября 1996 г.)

Приводятся результаты экспериментального обнаружения и исследования механизма стимулирования пробоя барьера Шоттки на кремнии, фотовозбужденного в сильных электрических полях при $T = 4.2$ К. Исследовано влияние интенсивности фотовозбуждения, величины электрического поля, а также влияние времени их взаимной задержки на механизм пробоя барьера. На основе анализа результатов показано, что пробой барьера Шоттки связан с сужением ширины области пространственного заряда вследствие дрейфа экситонов в неоднородном электрическом поле и рекомбинации электронов на ионизированных примесных уровнях барьера.

Обратно смещенный барьер Шоттки теряет свою диэлектрическую прочность вследствие лавинного пробоя при ударной ионизации полупроводника или в результате туннелирования электронов из металла в сильном электрическом поле [1]. Механизмы и условия пробоя барьера Шоттки зависят не только от состава полупроводника, его легирования, методов изготовления барьера, но и от факторов внешнего воздействия (температуры, давления, магнитного поля и т.д.). В полупроводнике с низкой концентрацией примесей при обратном смещении носители тока обусловлены в основном генерацией электронно-дырочных пар в области пространственного заряда (ОПЗ). Причем доля генерационного тока становится определяющей при низких температурах, так как уменьшается термоэмиссионная составляющая туннельного тока [1].

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования механизма стимулирования пробоя барьера Шоттки и возникновения неоднородного распределения тока в системе электронно-дырочная плазма (ЭДП)–экситоны в кремнии в сильных электрических полях при $T = 4.2$ К. Исследования проводились на образцах n -Si(P) с концентрацией примесей $N_D - N_A \approx 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, изготовленных в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами $4.6 \times 1.1 \times 0.8 \text{ мм}^3$ и с кристаллографическим направлением [111] вдоль длинного ребра образца. Схема проведения эксперимента, конфигурация воздействия электрического поля и фотовозбуждения относительно кристаллографических осей образца показаны на рис. 1. Образец и источник фотовозбуждения находились непосредственно в жидком гелии, что исключало попадание фонового излучения извне.

Для создания контактов с барьерами Шоттки на противоположные грани с размерами $1.1 \times 0.8 \text{ мм}^2$ методом вакуумного напыления наносился Au или Sn. Образцы после напыления, с целью улучшения электрофизических свойств контактов и повышения их стабильности, подвергались температурной обработке в вакууме. При изготовлении контактов соблюдались технологические

рекомендации, приведенные в работах [1,2]. Равномерное фотовозбуждение носителей производилось со стороны грани 4.6×1.1 , импульсами от источника монохроматического излучения на основе инфракрасных светодиодов из GaAs с энергией кванта $\hbar\omega \approx 1.5 \text{ эВ} > \epsilon_G^{\text{Si}}$. Длительность импульсов фотовозбуждения, равная 40 мкс, обеспечивала установление стационарного состояния концентрации носителей и экситонов. Так как сечение образования экситонов весьма велико, основная часть неравновесных электронно-дырочных пар при $T = 4.2$ К связывается в экситоны. Максимальная интенсивность фотовозбуждения соответствовала концентрации генерируемых электронно-дырочных пар $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Распределение экситонов в образце предполагалось однородным, так как в силу большого коэффициента диффузии электронно-дырочные пары, генерируемые в тонком приповерхностном слое, заполняют образец за время $\sim 10^{-6}$ с. Синхронно с импульсами фотовозбуждения на образец подавались импульсы постоянного электрического поля с длительностью до 150 мкс, которые задерживались относительно импульсов фотовозбуждения

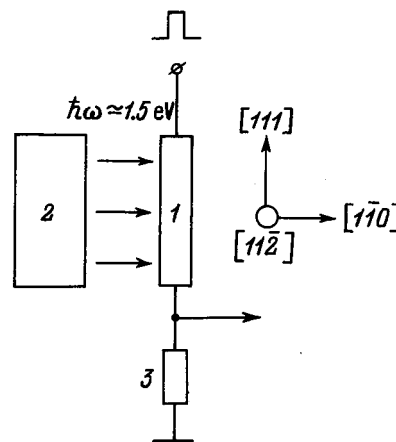


Рис. 1. Схема эксперимента и кристаллографическая ориентация образца: 1 — образец, 2 — источник фотовозбуждения (GaAs-светодиод), 3 — нагрузочное сопротивление.

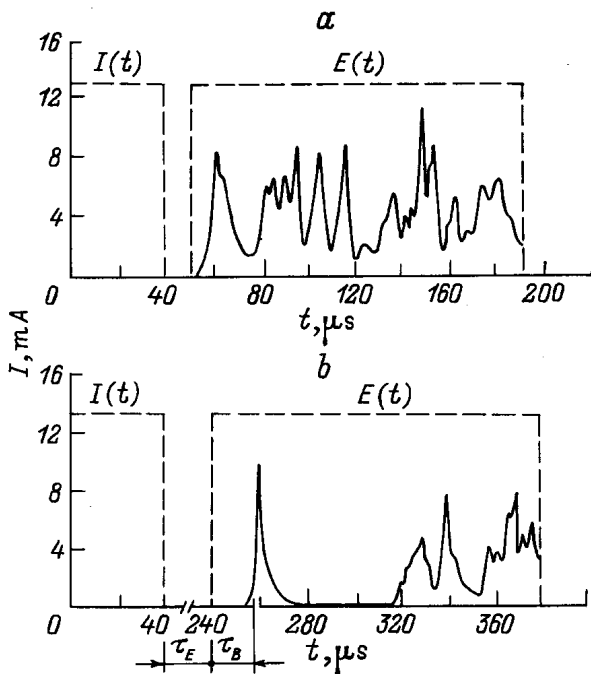


Рис. 2. Осциллограммы тока через образец при $E = 800$ В/см и интенсивности фотовозбуждения $I_p = 0.8$ отн.ед., когда время задержки импульса электрического поля относительно импульса фотовозбуждения $\tau_E = 10$ мкс (*a*), $\tau_E = 200$ мкс (*b*).

на $0 \div 1.0$ мс. Частота подачи импульсов 3 Гц, обеспечивала установление температуры образца 4.2 К к началу каждого импульса.

На рис. 2 показаны осциллограммы тока через образец для различных времен задержки импульса электрического поля относительно импульса фотовозбуждения при $E = \text{const}$, $I_p = \text{const}$.

Как видно из осциллограмм, после подачи импульса электрического поля с некоторой задержкой появляется импульс тока проводимости. Время задержки импульса τ_B уменьшается с увеличением напряженности электрического поля. Характерной особенностью временной зависимости проводимости при $\tau_E \neq 0$ является появление первичного одиночного пика тока с последующим появлением одного из следующих типов колебаний: одиночных импульсов, релаксационных, хаотических. При одновременной подаче импульсов фотовозбуждения и электрического поля временная задержка между пиком и последующими колебаниями отсутствует.

На рис. 3 показана зависимость времени задержки пробоя τ_B от времени задержки подачи импульсов электрического поля τ_E относительно импульсов фотовозбуждения при $E = \text{const}$ и $I_p = \text{const}$.

На рис. 4 показана типичная вольт-амперная характеристики (ВАХ) (ток по длительности импульса усреднен), полученная на прямоугольных импульсах длительностью 10 мкс при времени задержки подачи импульса электрического поля $\tau_E = 10$ мкс. Пороговое поле пробоя E_B зависит как от интенсивности фотовозбуждения

I_p , так и от времени задержки импульса электрического поля τ_E относительно импульса фотовозбуждения. С уменьшением интенсивности фотовозбуждения и с увеличением времени задержки τ_E пороговое поле пробоя увеличивается. На динамической ВАХ наблюдаются как S-образные, так и N-образные участки отрицательного дифференциального сопротивления.

Для объяснения результатов эксперимента необходимо рассмотреть физические процессы в обратном смещенном и прямо смещенном барьерах Шоттки. На рис. 5 схематически показаны зонная диаграмма образца с барьерами Шоттки при приложении внешнего электрического поля (*a*), а также распределение электрического поля на обратной смещенном барьере в различные моменты воздействия поля (*b*).

Пары носителей, генерируемые в ОПЗ, разделяются под воздействием поля барьера, образованного изгибом зон в полупроводнике. При этом основная часть электронов вследствие дрейфа и диффузии уходит в объем полупроводника, а дырки — в металл. Кроме того, часть фотовозбужденных электронов рекомбинируется на ионизированных примесях в ОПЗ.

В объеме полупроводника, легированного мелкими примесями в области концентраций $10^{12} \div 10^{16}$ см⁻³, при низких температурах и низких уровнях фотовозбуждения

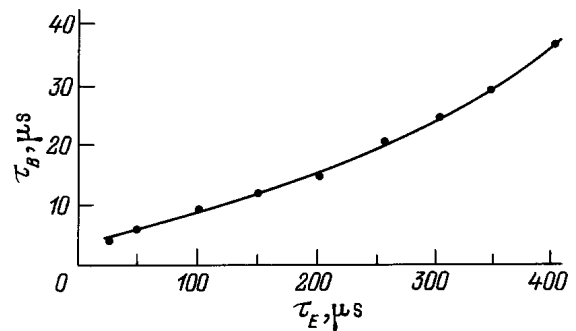


Рис. 3. Зависимость времени задержки пробоя τ_B от времени задержки подачи импульса электрического поля τ_E при интенсивности фотовозбуждения $I_p = 0.8$ отн.ед. и электрическом поле $E = 800$ В/см.

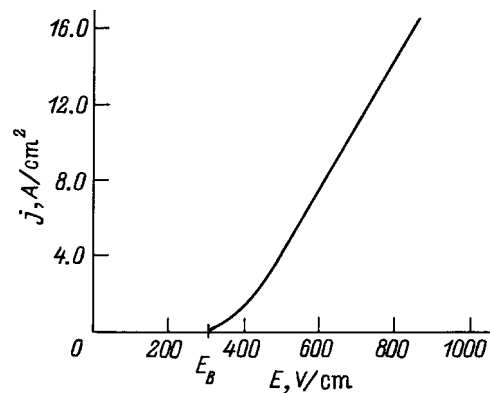


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика образца при $T = 4.2$ К. E_B — пороговое электрическое поле пробоя.

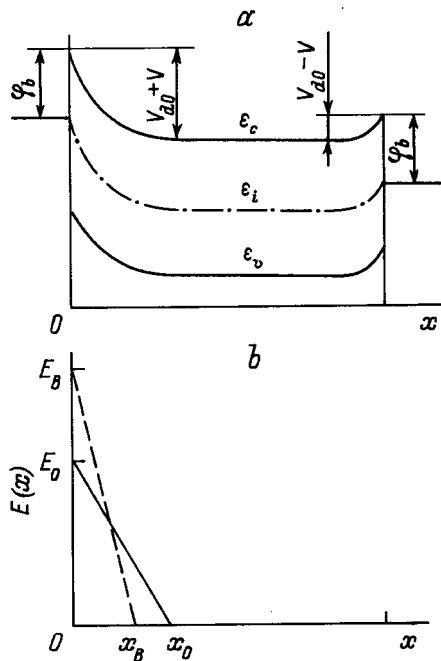


Рис. 5. Зонная диаграмма образца с барьерами Шоттки при приложении внешнего электрического поля (*a*) и распределение электрического поля на обратно смещенном барьере (*b*): начальный момент воздействия поля (сплошная линия), момент сужения ОПЗ до критического значения (штриховая).

основная часть экситонов связывается на изолированных примесях. Между экситонами и свободными носителями на первые несколько микросекунд после возбуждающего импульса устанавливается динамическое равновесие: свободные носители связываются в экситоны, экситоны диссоциируют на свободные носители. Образование свободных носителей обусловлено не только диссоциацией экситонов, но и их оже-рекомбинацией [3]. Это равновесие определяет стандартную концентрацию экситонов N_{ex} и свободных носителей n_e при заданной температуре. Концентрации N_{ex} и n_e со временем уменьшаются вследствие рекомбинации, однако равновесие между ними сохраняется в течение длительного времени. По данным эксперимента, время жизни свободных экситонов в Si составляет $\sim 0.2 \div 60$ мкс, а связанных экситонов ~ 300 мкс [4,5].

При температурах, достаточных для термогенерации носителей с примесных уровней, подача обратного напряжения приводит к изменениям ширины обедненной области барьера, заряда внутри и вне ОПЗ, что обусловлено перемещением свободных электронов. При низких температурах приложенное обратное напряжение не расширяет ОПЗ, а только изменяет зарядовое состояние барьера. В условиях фотовозбуждения электронно-дырочных пар и установления динамического равновесия между экситонами и свободными носителями в базовой области образца приложенное электрическое поле локализуется на обратно смещенном барьере. На рис. 5, *b*

схематически показано распределение поля в начальный момент воздействия электрического поля E_0 (сплошная линия).

Наиболее вероятным механизмом, объясняющим результаты эксперимента, можно считать явление, связанное с сужением ширины обратно смещенной ОПЗ до значения, при котором данное электрическое поле окажется критическим для возникновения межзонной ударной ионизации. На рис. 5, *b* показано распределение электрического поля в момент его критической величины E_B , обусловленной сужением ОПЗ (штриховая линия). К сужению ОПЗ приводит дрейф свободных экситонов в неоднородном поле барьера, с последующей рекомбинацией электронов на примесных центрах в ОПЗ и выносом свободных дырок в металл.

В однородном полупроводнике без воздействия внешних сил пространственное распределение экситонов непосредственно определяется условиями возбуждения, диффузией и временами их рекомбинации. Воздействие внешних сил, возникающих, например, из-за градиентов давлений, магнитного поля, концентрации экситонов, а также давления света и фоновонного ветра, приводит к дрейфу экситонов. В однородном электрическом поле экситоны, будучи электронейтральными, не могут дрейфовать, однако в неоднородном электрическом поле на слабосвязанные электрон и дырку действует неодинаковая сила и поэтому их результирующая не равна нулю. На экситоны действует сила, стремящаяся передвинуть их в область поля с большей напряженностью

$$F = e \cdot l \cdot dE/dx,$$

где l — боровский радиус экситона, dE/dx — градиент электрического поля.

В кремнии экситоны связаны слабо и имеют большую пространственную протяженность. Боровский радиус экситона намного больше межатомных расстояний и составляет 49 \AA .

В пользу дрейфа экситонов в ОПЗ с последующей рекомбинацией электронов на ионизированных донорных примесях свидетельствуют также следующие экспериментальные факты:

- увеличение концентрации экситонов в базовой области образца приводит к уменьшению напряжения пробоя и времени задержки пробоя;
- зондовые измерения, проведенные при слабом фотовозбуждении носителей, показывают наличие высокополевого домена на катоде образца;
- измерения тока с расчлененным катодным контактом (в образцах с большой площадью барьера) показывают неоднородность пробоя по площади барьера, что характерно для микроплазменного пробоя с локализацией тока на отдельных участках с малым поперечным сечением [6];
- эксперимент со двоянными импульсами показывает, что с увеличением температуры кристаллической решетки времена задержки пробоя τ_B уменьшаются.

Времена задержки пробоя τ_B соответствуют временам сужения барьера и обусловлены дрейфом экситонов в ОПЗ и их диффузией в базовой области. Приведенная зависимость $\tau_B(\tau_E)$ качественно подтверждает то, что уменьшение концентрации экситонов в базовой области приводит к увеличению времени сужения барьера. Увеличение концентрации носителей в ОПЗ при ударной ионизации приводит к перераспределению напряжения между ОПЗ и базой образца, что соответственно приводит к ударной ионизации экситонов. Подтверждением ионизации экситонов в электрическом поле является то, что концентрация носителей тока при полной ионизации существенно превосходит концентрацию примесных центров в образце. Причем концентрация ионизированных носителей зависит от интенсивности фотовозбуждения. При определении концентрации носителей тока использовалась известная величина подвижности электронов и дырок в слабом электрическом поле $\mu_n \simeq \mu_p = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 4.2 К. Приложение электрического поля до 1000 В/см без фотовозбуждения не приводило к ионизации мелких примесных центров в образце, что объясняется большой величиной энергии ионизации примесей фосфора в кремнии, которая при $T = 4.2 \text{ К}$ составляет $\sim 39 \text{ мэВ}$. Энергия связи экситонов, измеренная по спектрам поглощения и излучения, расположена в диапазоне $\hbar\omega_{\text{ex}} \simeq 10 \div 14 \text{ мэВ}$. Следует отметить, что при ударной ионизации экситонов не наблюдается характерного для примесного пробоя порогового поля и резкого роста концентрации.

Исследование механизма неустойчивости тока показывает, что обнаруженный механизм пробоя барьера Шоттки является источником возникновения сильно-неравновесного состояния в системе ЭДП–экситоны в сильном электрическом поле, приводящем к колебаниям плотности ЭДП периодического или стохастического типа.

Список литературы

- [1] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [2] В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевский. *Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки* (М., Сов. радио, 1974).
- [3] Б.М. Ашкинадзе, Ф.К. Султанов. Письма ЖЭТФ, **16**, 271 (1972).
- [4] R.V. Hamond, R.N. Silver. Appl. Phys. Lett., **36**, 68 (1980).
- [5] W. Schmid. Phys. St. Sol. (b), **84**, 529 (1977).
- [6] З.С. Грибников. ФТТ, **11**, 2111 (1977).

Редактор В.В. Чалдышев

Schottky barrier breakdown stimulated in Si by exciton drift under inhomogeneous electric field at 4.2 K

A.M. Musaev

Institute of Physics, Daghestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract Experimental study of the mechanism of the Schottky barrier breakdown stimulation in photoexcited silicon under the strong electric field at 4.2 K is presented.

The effect of photoexcitation intensity and the intensity of the electric field applied, as well as the influence of their time ag on breakdown mechanism were studied. It is shown that Schottky barrier breakdown occurs due to the narrowing of the spatial charged region caused by the exciton drift under the inhomogeneous electric field and electron recombination at the barrier ionized impurity levels.