

# Влияние ультразвукового нагружения на протекание тока в структурах $\text{Mo}/n-n^+-\text{Si}$ с барьером Шоттки

© О.Я. Олих<sup>†</sup>

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,  
01601 Киев, Украина

(Получена 4 октября 2012 г. Принята к печати 20 октября 2012 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования работы кремниевых диодов Шоттки в условиях ультразвукового нагружения (частота колебаний 9.6 МГц, интенсивность продольных волн до 0.7 Вт/см<sup>2</sup>). Обнаружены обратимое акустоиндуцированное уменьшение высоты барьера Шоттки (до 0.13 В) и увеличение обратного тока и тока насыщения (до 60%). Показано, что ультразвук не влияет на фактор неидеальности диодов и туннельную составляющую обратного тока. Рассмотрен процесс электронного транспорта в рамках модели неоднородного барьера Шоттки и показано, что наблюдаемые эффекты могут быть связаны с акустоиндуцированной ионизацией дефектов, находящихся на границе металл–полупроводник.

## 1. Введение

В последнее время широкое внимание уделяется исследованию возможности использования акустических волн в качестве активного инструмента влияния на систему дефектов, а, следовательно, и на рабочие характеристики полупроводниковых приборов. К преимуществам данного подхода по сравнению с отжигом или радиационным облучением можно отнести следующие особенности:

а) поглощение ультразвука (УЗ) происходит преимущественно в областях отклонения от периодичности кристалла и поэтому воздействие носит более локальный характер;

б) применение волн различной поляризации и типа позволяет повысить избирательность влияния;

в) путем подбора частоты колебаний можно достичь резонансных превращений в дефектной подсистеме.

Подтверждением возможности эффективного использования УЗ для влияния на свойства разнообразных полупроводников и приборов на их основе является накопленный экспериментальный материал (например, [1–16]). В том числе, действие УЗ может вызывать изменения параметров барьерных полупроводниковых устройств: например, быть причиной улучшения фотоэлектрических параметров солнечных элементов [6,7], уменьшения концентрации носителей заряда [8] и увеличения туннельной составляющей тока [9] в  $p-n$ -переходах, изменения вольт-амперной характеристики (ВАХ) структур с барьером Шоттки [10–13].

Отметим, что подавляющее большинство работ посвящено остаточным эффектам, наблюдаемым в результате продолжительного ( $10^3$ – $10^4$  с) и мощного (как правило, интенсивность УЗ составляет не менее 1 Вт/см<sup>2</sup>) акустического воздействия. В то же время более перспективными для практического применения, по нашему мнению, является использование УЗ для динамического (обратимого) изменения свойств полупроводниковых устройств во время их работы. В частности, в таких

условиях кристаллы часто оказываются в неравновесном состоянии и их дефектно-примесная подсистема может быть модифицирована под действием УЗ значительно меньшей интенсивности. К тому же таким образом открывается путь создания определенных устройств функциональной акустоэлектроники, в которых параметры информационного сигнала управляются динамическими неоднородностями среды, возникающими под действием управляющего акустического сигнала. Возможность реализации такого подхода подтверждают результаты работ [7,14–16], в которых описаны акустодинамические эффекты в полупроводниках и эффекты влияния УЗ на неравновесные носители. Работы, посвященные акустодинамическим явлениям в диодах Шоттки (ДШ), практически отсутствуют.

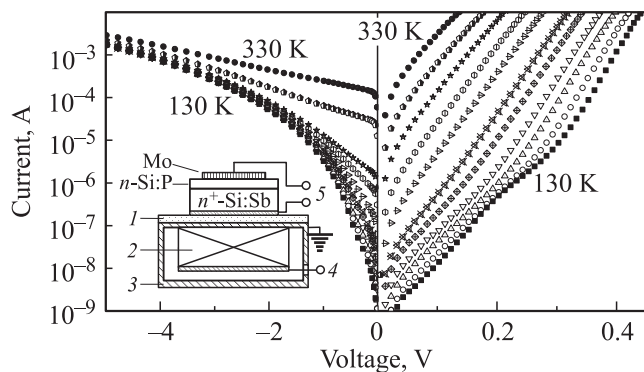
Цель данной работы состоит в экспериментальном изучении динамических изменений параметров кремниевых ДШ в условиях УЗ нагружения (УЗН) и исследовании причин акустического влияния.

## 2. Методика исследований

Исследованные структуры состояли из подложки  $n^+-\text{Si}:\text{Sb}$  (КЭС 0.01) толщиной 250 мкм и эпитаксиального слоя  $n-\text{Si}:\text{P}$  (концентрация носителей  $N_D = 1.3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ , толщина  $\sim 0.2$  мкм), на поверхности которого создан контакт Шоттки диаметром 2 мм путем нанесения слоя молибдена; на противоположной стороне подложки создан омический контакт. Профиль легирования образцов контролировался путем измерения вольт-фарадных характеристик при комнатной температуре. Подобные структуры используются при промышленном производстве выпрямительных диодов, в частности типа 2Д219.

В работе проводились измерения ВАХ в температурном диапазоне 120–330 К, а также в условиях УЗН при комнатной температуре. При УЗН в образцах возбуждались продольные волны с частотой  $f_{\text{us}}$ , равной 9.6 и 30.1 МГц и интенсивностью  $W_{\text{us}} < 0.7 \text{ Вт/см}^2$ . Схема

<sup>†</sup> E-mail: olikh@univ.kiev.ua



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки Mo/ $n$ - $n^+$ -Si в температурном диапазоне 130–330 К. Приведены кривые, измеренные с шагом 20 К. На вставке — схема ультразвукового нагружения образца: 1 — диэлектрический слой; 2 — пьезоэлектрический преобразователь LiNbO<sub>3</sub>; 3 — экранирующий слой; 4, 5 — электроды для возбуждения ультразвука и измерения вольт-амперной характеристики соответственно. Суммарная толщина диэлектрического и экранирующего слоев 0.02 мм.

УЗН приведена на вставке к рис. 1, а методика более подробно описана в [17].

Примеры прямых и обратных ВАХ приведены на рис. 1. Известно [18,19], что зависимость тока  $I$  через контакт Шоттки от приложенного прямого напряжения  $V$  может быть описана соотношением

$$I = I_s \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nk_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR)}{k_B T}\right)\right], \quad (1)$$

где  $I_s$  — ток насыщения,  $n$  — фактор неидеальности,  $q$  — элементарный заряд,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $R_s$  — последовательное сопротивление. В работе для определения  $I_s$  и  $n$  строилась зависимость экспериментальной величины

$$\ln\left(I / \left\{1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_s)}{k_B T}\right]\right\}\right)$$

от  $V$ ; затем она аппроксимировалась прямой, угловой коэффициент и свободный член которой и позволяли найти значения искомых величин. Отметим, что значение  $R_s \leq 0.5$  Ом, найденное при помощи метода Громова [19], свидетельствует о том, что это сопротивление связано с омическими контактами. Из рис. 1 видно, что на прямых ВАХ при низких температурах ( $T < 230$  К) и малых смещениях (соответствующих  $I < 5 \cdot 10^{-6}$  А) появляется избыточный ток. Чтобы исключить его влияние при определении значений  $I_s$  и  $n$ , для аппроксимации использовались участки ВАХ при  $I > 10^{-5}$  А. Отметим, что УЗН проводилось при комнатных температурах, когда этот избыточный ток отсутствовал.

При определении высоты барьера Шоттки при нулевом смещении (ВБШ)  $\Phi_b$  использовалось следующее

выражение [18]:

$$\Phi_b = \left(\frac{k_B T}{q}\right) \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_s}\right), \quad (2)$$

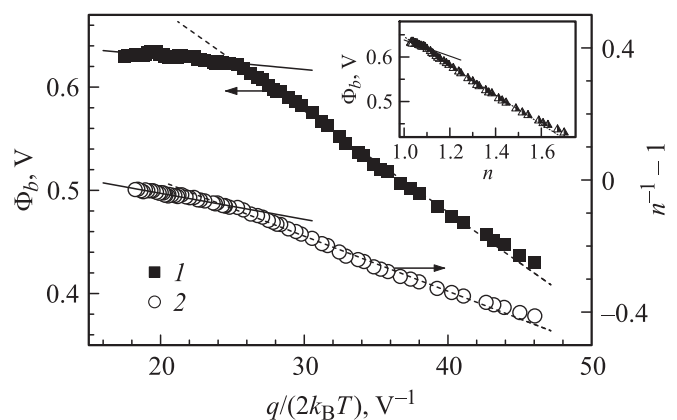
где  $A$  — площадь контакта ( $3.14 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>),  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона (для  $n$ -Si  $A^* = 112$  А · см<sup>-2</sup> К<sup>-2</sup> [20]).

Для исключения влияния на ВАХ в процессе УЗН пьезоэлектрического поля проводилось экранирование пьезоэлемента (см. вставку на рис. 1). Кроме того, чтобы разделить влияние на параметры ДШ ( $I_s$ ,  $n$ ,  $\Phi_b$ , величину обратного тока) знакопеременной деформации и нагрева, сопровождающего УЗН, использовалась специальная процедура измерений и обработки результатов. Эта процедура, детально описанная в работе [7], включала определение температурных зависимостей характеристик диода, контроль температуры образцов во время УЗН и расчет изменений параметров с учетом поправок на нагрев.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

#### 3.1. Прямые вольт-амперные характеристики

Целью измерения ВАХ в широком температурном диапазоне была идентификация механизмов переноса заряда, без понимания которых невозможен анализ причин влияния УЗ на параметры структур. Например, исследования показали, что для исследованных образцов при увеличении температуры значение  $\Phi_b$  возрастает (см. рис. 2). Подобное поведение противоречит как ожидаемому в рамках модели Бардина, учитывающей влияние поверхностных состояний на границе раздела на высоту барьера [18], так и экспериментальным результатам [21,22], полученным для структур с однородным



**Рис. 2.** Зависимости величин  $\Phi_b$  (кривая 1) и  $(n^{-1} - 1)$  (2) от обратной температуры. На вставке — зависимость высоты барьера Шоттки от фактора неидеальности  $n$ . Точки — эксперимент, прямые — линейная аппроксимация в диапазонах 230–330 К (сплошные) и 120–220 К (штриховые).

Параметры структур  $\text{Mo}/n\text{-Si}$ , определенные в рамках модели неоднородного барьера Шоттки

Диапазон температур, К	$\Phi_b^0$ , мВ	$\sigma_\Phi$ , мВ	$\rho_2$ , $10^{-2}$	$\rho_3$ , мВ	$A_{\text{exp}}^*$ , $10^6 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ K}^2$
120–220	$872 \pm 4$	$99 \pm 1$	$33 \pm 1$	$17.0 \pm 0.3$	$122 \pm 20$
230–330	$663 \pm 3$	$40 \pm 5$	$12 \pm 1$	$8.0 \pm 0.3$	$112 \pm 20$

барьером Шоттки (БШ). Таким образом, для объяснения полученных результатов необходимо использовать другой подход, например модель неоднородного БШ [23,24], которая в последнее время часто [25–29] используется для объяснения ВАХ реальных структур металл–полупроводник. Так, согласно [23], в случае гауссового распределения значения ВБШ по площади контакта для  $\Phi_b$  и  $n$  в рамках теории термоэлектронной эмиссии должны выполняться следующие соотношения:

$$\Phi_b = \Phi_b^0 - \frac{q\sigma_\Phi}{2k_B T}, \quad (3)$$

$$(n^{-1} - 1) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2k_B T}, \quad (4)$$

где  $\Phi_b^0$  — среднее значение ВБШ,  $\sigma_\Phi$  — стандартное отклонение ВБШ, параметр, характеризующий однородность контакта;  $\rho_2$  и  $\rho_3$  — параметры, описывающие изменение распределения ВБШ при смещении. Как видно из рис. 2, для исследуемых образцов линейность зависимости  $\Phi_b$  и  $n$  от обратной температуры наблюдается для двух различных температурных диапазонов: 120–220 и 230–330 К. Отметим, что подобное изменение наклона зависимостей  $\Phi_b$  и  $n$  от  $(k_B T)^{-1}$  наблюдалось и ранее [25–27]. Значения параметров, полученные путем линейной аппроксимации зависимостей на рис. 2 согласно (3), (4) приведены в таблице.

В рамках другой модели, рассматриваемой в [24], предполагается, что ВБШ остается постоянной по всему контакту, кроме небольших локальных областей (ЛО), где высота барьера имеет меньшее значение; именно наличие этих ЛО приводит к неоднородности БШ в целом. В этом случае зависимость  $\Phi_b$  от  $n$  должна быть линейной [24,28], что и наблюдается в нашем случае (см. вставку на рис. 2). Причем различные линейные участки наблюдаются в тех же температурных диапазонах, что и для зависимостей  $\Phi_b$  и  $n$  от  $(k_B T)^{-1}$ .

Различные ЛО могут отличаться между собой размером и значением высоты барьера. В [29] показано, что: а) в этом случае соотношение (3) также должно выполняться, причем  $\Phi_b^0$  имеет смысл ВБШ за пределами ЛО, а  $\sigma_\Phi$  связано с разбросом параметров ЛО; б) температурная зависимость фактора неидеальности может быть описана выражением

$$n = 1 + (T_0/T), \quad (5)$$

причем

$$T_0 = \frac{q\sigma_\Phi^2}{3k_B V_{bb}}, \quad (6)$$

где  $V_{bb} = \Phi_b^0 - V_n - V$ , а  $V_n = (k_B T/q) \ln(N_c/N_D)$ ,  $N_c$  — эффективная плотность состояний около дна зоны проводимости.

Полученная нами экспериментальная зависимость  $n(T)$  при  $T > 260$  К также удовлетворительно описывается выражением (5), причем  $T_{0,\text{exp}} = 12$  К. С другой стороны, прямой расчет согласно (6) при использовании значений  $\Phi_b^0$  и  $\sigma_\Phi$ , найденных для диапазона (230–330) К, дает близкое к  $T_{0,\text{exp}}$  значение  $T_{0,\text{теор}} \approx 11$  К, что является еще одним свидетельством правомерности применения для исследованных структур модели неоднородного контакта.

В случае неоднородного БШ постоянную Ричардсона можно оценить путем построения температурной зависимости величины  $\ln(I_s/T^2) - q^2\sigma_\Phi^2/(2k_B^2 T^2)$ , так как, согласно [25,26],

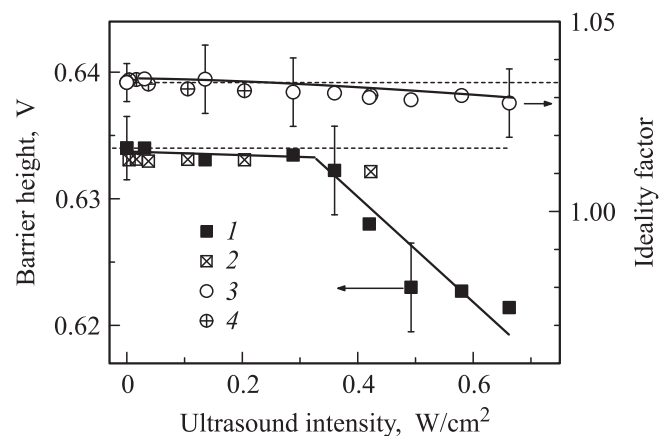
$$\ln(I_s/T^2) - q^2\sigma_\Phi^2/(2k_B^2 T^2) = \ln(AA^*) - q\Phi_b^0/(k_B T). \quad (7)$$

Найденные путем линейной аппроксимации зависимостей (7) значения  $A_{\text{exp}}^*$  приведены в таблице. Обратим внимание, что экспериментальные значения  $A_{\text{exp}}^*$  близки к табличным.

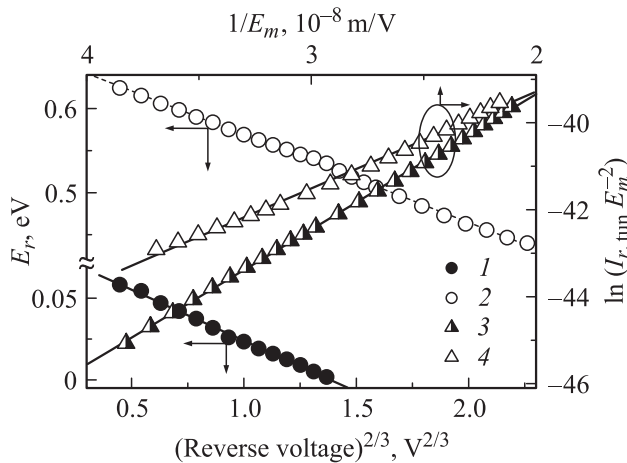
Наконец, в модели неоднородного барьера ЛО [24] ожидается при малых температурах и смещениях появление избыточных токов, подобных наблюдаемым в нашем случае (рис. 1).

Таким образом, весь спектр полученных результатов свидетельствует о том, что в исследуемых образцах прямой ток может быть описан в рамках термоэлектронной эмиссии через неоднородный БШ.

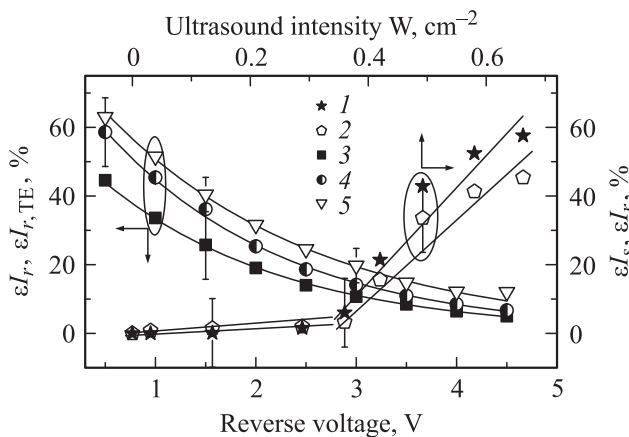
На рис. 3 приведены зависимости, иллюстрирующие поведение  $\Phi_b$  и  $n$  в условиях УЗН. Подчеркнем, что, как



**Рис. 3.** Зависимости высоты барьера Шоттки (кривые 1, 2) и фактора неидеальности (3, 4) от интенсивности ультразвукового нагружения при  $T = 296$  К.  $f_{\text{us}}$ , МГц: 1, 3 — 9.6, 2, 4 — 30.1. Горизонтальные штриховые линии — значения параметров при отсутствии ультразвукового нагружения.



**Рис. 4.** Полевые зависимости характеристической энергии (кривые 1, 2) и независимой от температуры компоненты обратного тока в координатах Фаулера–Нордгейма (3, 4) при  $T = 120\text{--}220\text{ К}$  (1, 3) и  $T = 230\text{--}330\text{ К}$  (2, 4). Точки — эксперимент, прямые — линейная аппроксимация.



**Рис. 5.** Зависимости относительных акустоиндуцированных изменений тока насыщения (кривая 1) и обратного тока при  $V_r = 1\text{ В}$  (2) от интенсивности ультразвукового нагружения, а также зависимости относительных акустоиндуцированных изменений обратного тока (3, 4) и относительного вклада ТЭ слагаемого в общий обратный ток (5) от обратного смещения.  $W_{us}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 3 — 0.49, 4 — 0.66, 5 — 0.  $f_{us} = 9.6\text{ МГц}$ ,  $T = 296\text{ К}$ .

уже было сказано выше, интенсивность УЗ была сравнительно невысокой и, как следствие, все обнаруженные акустоиндуцированные (АИ) изменения параметров исследуемых структур (рис. 3, 5) имели обратимый характер, релаксируя после прекращения УЗН за время порядка десятка минут.

Как видно из рис. 3, в условиях УЗН наблюдается уменьшение ВБШ; при  $W_{us} \approx 0.66\text{ Вт/см}^2$   $\Delta\Phi_b = \Phi_{b,us} - \Phi_{b,0} \approx -(13 \pm 4)\text{ мВ}$  (где  $\Phi_{b,0}$ ,  $\Phi_{b,us}$  — значения ВБШ до/после и во время УЗН соответственно; отметим, что применение в дальнейшем нижних индексов „0“ и „us“ для различных величин подразумевает

для них те же условия). На амплитудной зависимости наблюдается некоторый порог, соответствующий значению  $W_{us} \approx 0.35\text{ Вт/см}^2$ . Заметим, что частотной зависимости эффективности УЗ влияния в диодах Шоттки не обнаружено, в отличие от исследованных ранее кремниевых солнечных элементов [7].

Из формулы (3) видно, что причиной изменения высоты барьера может быть влияние УЗ на  $\Phi_b^0$  или  $\sigma_\Phi$ . Как следует из (3), (5), (6), в случае, когда в условиях УЗН величина  $\Phi_b^0$  остается постоянной, изменение фактора неидеальности при этом должно описываться соотношением

$$\Delta n(\Phi_b^0 = \text{const}) = n_{us} - n_0 = -\frac{2\Delta\Phi_b}{3V_{bb}}.$$

Если же постоянным остается  $\sigma_\Phi$ , то

$$\Delta n(\sigma_\Phi = \text{const}) = -\frac{q\sigma_\Phi^2\Delta\Phi_b}{3k_B T V_{bb,us} V_{bb,0}}.$$

Расчеты, произведенные с использованием значений  $\Delta\Phi_b = -0.013\text{ В}$  и  $V = 0.1\text{ В}$  и данных таблицы, показывают что  $\Delta n(\Phi_b^0 = \text{const}) \approx 0.02$ ,  $\Delta n(\sigma_\Phi = \text{const}) \approx 0.002$ . Таким образом, если УЗ влияет на параметры ЛО (величину  $\sigma_\Phi$ ), то должно наблюдаться существенное увеличение фактора неидеальности. В то же время экспериментально наблюдается практически полное отсутствие АИ изменений  $n$  (рис. 3, кривые 3 и 4), что свидетельствует об отсутствии влияния УЗН на ЛО и уменьшении величины ВБШ однородной части контакта в акустическом поле.

Как известно [18,30], в рамках модели Бардина ВБШ может быть описана выражением:

$$\Phi_b^0 = \gamma(\Phi_m - \chi) + (1 - \gamma) \left[ \frac{E_g}{q} - \phi_0 \right], \quad (8)$$

где  $\gamma = 1/[1 + q\delta D_s/(\epsilon\epsilon_0)]$ ,  $\Phi_m$  — работа выхода из металла,  $\chi$  — электронное сродство,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\phi_0$  — уровень нейтральности, измеренный от потолка валентной зоны (уровень, до которого все поверхностные состояния должны быть заполнены, чтобы поверхность была электрически нейтральна);  $\delta$  — толщина интерфейсного слоя окисла;  $D_s$  — плотность состояний на границе раздела,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника, для Si  $\epsilon = 11.7$ . Так как АИ эффекты обратимые, то их нельзя связать с изменением величины  $D_s$ . Следовательно, причиной уменьшения ВБШ при УЗН, наиболее вероятно, является увеличение  $\phi_0$  вследствие, например, АИ ионизация дефектов на границе раздела. По нашему мнению, такими дефектами могут быть дислокации, возникшие во время эпитаксии и создания БШ. В рамках такого предположения находят объяснение пороговый характер и частотная независимость изменений ВБШ: эффективность колебаний дислокационных отрезков в УЗ поле существенно увеличивается при их отрыве от стопоров и для используемого частотного диапазона практически не зависит от периода колебаний. Заметим, что эффекты АИ ионизации дефектов, в том числе и дислокаций на границе барьерных структур, наблюдались и ранее [7,31].

### 3.2. Обратные вольт-амперные характеристики

Из рис. 1 видно, что обратные ВАХ не могут быть полностью описаны в рамках модели термоэлектронной эмиссии через барьер с постоянной при данной температуре высотой. Для определения механизмов токопереноса аппроксимация экспериментальных зависимостей величины обратного тока  $I_r$  при разных смещениях  $V_r$  на исследуемых образцах проводилась с использованием выражения

$$I_r(T, V_r = \text{const}) = I_{r,TE} + I_{r,tun} \\ = CT^2 \exp \left[ -\frac{E_r}{k_B T} \right] + I_{r,tun}, \quad (9)$$

где первое слагаемое  $I_{r,TE} = CT^2 \exp[-E_r/(k_B T)]$  описывает термоэмиссионную компоненту тока, а второе — независимую от температуры; параметры  $E_r$  (связанный высотой барьера) и  $C$  также не зависят от температуры. Как и при анализе прямых веток ВАХ, аппроксимация отдельно проводилась в диапазонах 120–220 и 230–330 К. Как видно из рис. 4, характеристическая энергия  $E_r$  линейно зависит от  $V_r^{2/3}$ . Подобная зависимость свидетельствует о том, что компонента  $I_{r,TE}$  связана с термоэмиссионными процессами через неоднородный БШ, так как, согласно [24], при наличии различных по параметрам ЛО, высота барьера должна уменьшаться именно пропорционально  $V_r^{2/3}$ .

На рис. 4 также приведены полевые зависимости величины  $I_{r,tun}$  в координатах Фаулера–Нордгейма  $\ln(I_{r,tun}/E_m^2) = f(E_m^{-1})$ , где  $E_m = [2qN_D V_{bb}/(\epsilon \epsilon_0)]^{1/2}$  — напряженность электрического поля на границе металл–полупроводник [18]; при вычислении  $E_m$  использовались полученные выше значения  $\Phi_b^0$  и величина  $V_n$  при  $T = 250$  К. Линейность зависимостей свидетельствует о туннельном механизме протекания тока  $I_{r,tun}$  [32], что также подтверждается независимостью величины  $I_{r,tun}$  от температуры.

Таким образом, обратный ток через исследованные структуры определяется как процессами туннелирования, так и термоэлектронной эмиссии через неоднородный БШ. Обнаружено, что относительный вклад каждой компоненты зависит от напряжения смещения: так на рис. 5 (кривая 5) приведена зависимость для величины  $\epsilon I_{r,TE} = I_{r,TE}/(I_{r,TE} + I_{r,tun})$ .

В условиях УЗН наблюдается увеличение величины обратного тока. Характер УЗ влияния на обратный и прямой токи похож как качественно, так и количественно. Так, на рис. 5 приведены амплитудные зависимости относительных изменений обратного тока  $\epsilon I_r = (I_{r,us} - I_{r,0})/I_{r,0}$  и тока насыщения  $\epsilon I_s = (I_{s,us} - I_{s,0})/I_{s,0}$  (кривые 1 и 2). Кроме того, зависимость изменений обратного тока от напряжения смещения (рис. 5, кривые 3 и 4) практически идентична зависимости  $\epsilon I_{r,TE}$ . Таким образом, изменение обратного тока в ультразвуковом поле связано с влиянием на тер-

моэмиссионные процессы и объясняется уменьшением ВБШ, описанным выше.

Отсутствие влияния УЗН на туннельную составляющую тока свидетельствует об избирательности акустического воздействия, которая не характерна для более традиционных способов модификации параметров полупроводниковых структур. Например, в результате ионного или электронного облучения структур с БШ на основе  $n\text{-Si}$  происходит увеличение обратного тока и уменьшение  $\Phi_b$ , однако появление радиационных дефектов интенсифицирует процессы туннелирования [33–35]. Следовательно, УЗ может быть инструментом целенаправленного влияния на определенные параметры структур металл–полупроводник.

### 4. Заключение

В работе показано, что в структурах  $\text{Mo}/n\text{-Si}$  температурные зависимости ВАХ свидетельствуют о неоднородности барьера Шоттки, а также о том, что обратный ток определяется как термоэмиссионными, так туннельными процессами.

Впервые экспериментально исследовано влияние УЗН в динамическом режиме при комнатной температуре на параметры диода Шоттки. Обнаружено, что при распространении акустических волн наблюдаются обратимые уменьшение ВБШ и увеличение обратного тока и тока насыщения, в то время как фактор неидеальности практически не изменяется. Показано, что при УЗН не происходит изменений параметров локальных областей, вызывающих неоднородность контакта, а наблюдаемые эффекты можно объяснить акустоиндуцированной ионизацией дефектов, находящихся на границе раздела. Обнаружено, что УЗН практически не влияет на туннельную составляющую обратного тока.

Результаты данной работы могут быть использованы для разработки акустоуправляемых выпрямительных диодов различных типов.

### Список литературы

- [1] A. El-Bahar, S. Stolyarova, A. Chack, R. Weil, R. Beserman, Y. Nemirovsky. Phys. Status Solidi A, **197** (2), 340 (2003).
- [2] Е.М. Зобов, М.Е. Зобов, Ф.С. Габитов, И.К. Камилов, Ф.И. Маняхин, Е.К. Наими. ФТП, **42** (3), 282 (2008).
- [3] П.Б. Парчинский, С.И. Власов, Л.Г. Лигай. ФТП, **40** (7), 829 (2006).
- [4] A. Romanyuk, P. Oelhafen, R. Kurps, V. Melnik. Appl. Phys. Lett., **90**, 013 118 (2007).
- [5] M. Jivanescu, A. Romanyuk, A. Stesmans. J. Appl. Phys., **107**, 114 307 (2010).
- [6] Е.Б. Заверюхина, Н.Н. Заверюхина, Л.Н. Лезилова, Б.Н. Заверюхин, В.В. Володарский, Р.А. Муминов. Письма ЖТФ, **31** (1), 54 (2005).
- [7] О.Я. Олих. ФТП, **45** (6), 816 (2011).
- [8] A. Davletova, S.Zh. Karazhanov. J. Phys. D: Appl. Phys., **41**, 165 107 (2008).

- [9] А.В. Сукач, В.В. Тетеркин. Письма ЖТФ, **35** (11), 67 (2009).
- [10] О.Я. Олих, Т.Н. Пинчук. Письма ЖТФ, **32** (12), 22 (2006).
- [11] М.В. Тагаев. УФЖ, **45** (3), 364 (2000).
- [12] И.Г. Пашаев. ФТП, **46** (8), 1108 (2012).
- [13] A.M. Gorb, O.A. Korotchenkov, O.Ya. Olikh, A.O. Podolian. IEEE Trans. Nucl. Sci., **57**, 1632 (2010).
- [14] Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко. Письма ЖТФ, **37** (1), 78 (2011).
- [15] О.Я. Олих. ФТП, **43** (6), 774 (2009).
- [16] Б.Н. Заверюхин, Н.Н. Заверюхина, Р.А. Муминов, О.М. Турсункулов. Письма ЖТФ, **28** (5), 75 (2002).
- [17] О.Я. Олих. УФЖ, **55** (7), 770 (2010).
- [18] Э.Н. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [19] D. Gromov, V. Pugachevich. Appl. Phys. A, **59**, 331 (1994).
- [20] D.K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization* (New Jersey, John Wiley & Sons, 2006), p. 158.
- [21] S. Zhu, R.L. Van Meirhaeghe, C. Detavernier, G.-P. Ru, B.-Z. Li, F. Cardon. Sol. St. Commun., **112**, 611 (1999).
- [22] M.O. Aboelfotoh. J. Appl. Phys., **66**, 262 (1989).
- [23] J.H. Werner, H.H. Guttler. J. Appl. Phys., **69**, 1522 (1991).
- [24] R.T. Tung. Phys. Rev. B, **45**, 13 509 (1992).
- [25] I. Tascioglu, U. Aydemir, S. Altındal. J. Appl. Phys., **108**, 064 506 (2010).
- [26] N. Yildirim, K. Ejderha, A. Turut. J. Appl. Phys., **108**, 114 506 (2010).
- [27] M. Mamor. J. Phys.: Condens. Matter, **21**, 335 802 (2009).
- [28] K. Sarpatwari, S.E. Mohny, O.O. Awadelkarim. J. Appl. Phys., **109**, 014 510 (2011).
- [29] F. Iucolano, F. Roccaforte, F. Giannazzo, V. Raineri. J. Appl. Phys., **102**, 113 701 (2007).
- [30] H. Ikoma, T. Ishida, K. Sato, T. Ishikawa. J. Appl. Phys., **73**, 1272 (1993).
- [31] O.A. Korotchenkov, H.G. Grimmliss. Phys.Rev. B., **52**, 14 598 (1995).
- [32] А.А. Евтух, Э.Б. Каганович, Э.Г. Манойлов, Н.А. Семененко. ФТП, **40**, 180 (2006).
- [33] S. Kumar, Y.S. Katharria, D. Kanjilal. J. Phys. D: Appl. Phys., **41** (10), 105 105 (2008).
- [34] A. Rao, S. Krishnan, G. Sanjeev, K. Siddappa. Int. J. Pure Appl. Phys., **5** (1), 55 (2009).
- [35] R. Singh, S.K. Arora, D. Kanjilal. Mater. Sci. Semicond. Process., **4**, 425 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

## Ultrasonic loading influence to the current in the $\text{Mo}/n-n^+\text{-Si}$ Schottky barrier structure

O.Ya. Olikh

Shevchenko Kiev National University,  
01601 Kiev, Ukraine

**Abstract** The results of the experimental research of the silicon Schottky diodes, operating under dynamic ultrasound loading (the vibration frequency is 9.6 MHz, the intensity of the longitudinal wave is up to 0.7 W/cm<sup>2</sup>) are presented. The reversible acoustically induced reduction of Schottky barrier height (up to 0.13) and increase of reverse current and saturation current (up to 60%) were detected. It was revealed that ultrasound does not affect to the diode ideality factor and tunneling component of the reverse current. The electron transport process has been reviewed within the inhomogeneous Schottky barrier model; and it was shown that the observed effects could be related to the acoustically induced ionization of defects at the metal–semiconductor interface.