

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОЙ ВЫСОТЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА В М—ТД—П СТРУКТУРАХ ПРИ ИНФРАКРАСНОЙ ПОДСВЕТКЕ

Воскобойников А. М., Смоляр В. В., Скрышевский В. А.,
 Стриха В. И.

Для проверки возможности существования немонотонной координатной зависимости потенциала области пространственного заряда в структурах Ni—SiO₂—Si производились исследования высоты потенциального барьера при включении инфракрасной подсветки, осуществляющей монополярную генерацию неравновесных электронов. Обнаружен эффект возрастания высоты потенциального барьера в структурах с толщиной диэлектрического слоя меньше 20 Å, что свидетельствует в пользу физической модели контакта металл—полупроводник, учитывающей немонотонный профиль потенциала, обусловленный провисанием заряда, локализованного на поверхностных состояниях, в глубь полупроводника. Рассмотрены конкурирующие механизмы изменения высоты потенциального барьера под воздействием инфракрасной подсветки

В настоящее время существуют две модели зависимости потенциала области пространственного заряда (ОПЗ) в контакте металл—туннельный диэлектрик—полупроводник (М—ТД—П) от координаты z , перпендикулярной границе раздела сред. В традиционный подходе предполагается монотонный ход потенциала в ОПЗ полупроводника [1]. В работах [2, 3] при проведении самосогласованного расчета поверхностного электронного заряда и высоты потенциального барьера в структурах металл—промежуточный слой—полупроводник показана возможность существования немонотонной, обладающей максимумом в области полупроводника зависимости $\varphi(z)$. Теория формирования потенциального барьера ОПЗ предусматривает зависимость формы и величины барьера от конкретных параметров структуры, таких как контактная разность потенциалов металла и полупроводника ($\Delta\varphi$), плотность поверхностных состояний (D_s), толщина промежуточного диэлектрического слоя (d), концентрация легирующей примеси в полупроводнике (N). Немонотонная зависимость потенциала ОПЗ обусловлена провисанием заряда, локализованного на поверхностных состояниях, в область полупроводника, которое характеризуется эффективной глубиной локализации (z_s) заряда поверхностных состояний.

До настоящего времени в литературе отсутствовали экспериментальные данные, позволяющие непосредственно подтвердить существование немонотонного хода потенциала в ОПЗ полупроводника. Косвенным свидетельством в пользу предложенной модели могут служить данные работы [4]. Целью настоящей работы является экспериментальная проверка возможности существования немонотонного хода потенциала в структурах металл—туннельный диэлектрик—полупроводник.

При учете затягивания заряда, локализованного на поверхностных состояниях, в глубь полупроводника зависимость $\varphi(z)$ (в атомной системе единиц) может быть представлена в виде [2]

$$\varphi(z) = -\varphi_0 + \frac{2\pi N}{\varepsilon} (z - L)^2 - \frac{2\pi}{\varepsilon} \frac{\exp(-2qz)}{q} Q_s^* \quad (1)$$

где $-\varphi_0$ — потенциал на поверхности полупроводника, Q_s^* — заряд, локализованный на поверхностных состояниях, связанный с полем на границе полупроводника E_d соотношением

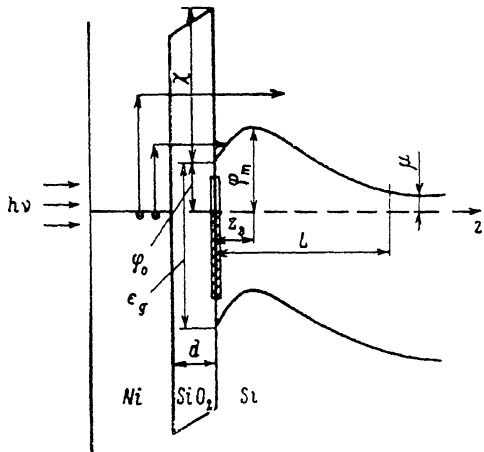
$$NL = Q_s^* - 4\pi E_d, \quad (2)$$

q — параметр, характеризующий затягивание поверхностного заряда в области полупроводника, L — глубина ОПЗ.

В случае плоского поверхностного заряда $q_s^* \rightarrow \infty$ выражение (1) приобретает традиционный вид

$$\varphi(z) = -\varphi_0 + \frac{2\pi N}{\epsilon} (z - L)^2. \quad (3)$$

Из выражения (1) следует, что при конечных q координатная зависимость потенциала имеет максимум, находящийся в области полупроводника (рис. 1).



Соответственно вблизи границы раздела полупроводник—диэлектрик должна существовать потенциальная яма, в которой возможно накопление неравновесных носителей заряда (для полупроводников n -типа — электронов), созданных в результате какого-либо механизма монополярной генерации. Такой процесс будет приводить к изменению общего поверхностного заряда, что в свою очередь должно повлечь изменение

Рис. 1. Физическая модель контактной структуры.

хода потенциала в ОПЗ с увеличением высоты барьера в максимуме (φ_m).

В случае существования монотонной зависимости потенциала увеличение высоты барьера при включении монополярной генерации неравновесных электронов не должно происходить, поскольку в этом случае отсутствует эффект накопления неравновесных носителей.

В качестве механизма монополярной генерации электронов удобно использовать оптическое возбуждение электронов металла инфракрасным излучением с энергией квантов, превышающей высоту потенциального барьера на поверхности (φ_0). При этом часть возбужденных электронов будет попадать в область полупроводника путем туннелирования через слой диэлектрика, и накапливаться в приповерхностной потенциальной яме могут электроны с энергией в диапазоне от φ_0 до φ_m .

При освещении контактных структур инфракрасным излучением возможны и другие процессы, приводящие к изменению высоты барьера. Один из них связан с возбуждением электронов, локализованных на поверхностных состояниях. В этом случае приповерхностный заряд поверхностных состояний будет уменьшаться, что должно привести к уменьшению высоты потенциального барьера независимо от вида координатной зависимости потенциала. Очевидно, что вероятность такого процесса будет возрастать с ростом толщины диэлектрического слоя, поскольку при малых d свободные поверхностные состояния будут заполняться электронами, туннелирующими из металла.

Возможен также процесс оптического заполнения поверхностных состояний, расположенных выше уровня Ферми, электронами, возбужденными квантами подсветки из валентной зоны. Результат такого процесса будет зависеть от характера изгиба зон в полупроводнике и толщины диэлектрического зазора. Оптическое заполнение поверхностных состояний возможно только при выполнении условия $h\nu > E_g - \varphi_0$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника), т. е. когда энергия квантов подсветки превышает разность между энергией Ферми и энергией, соответствующей потолку валентной зоны.

Для оценки величины заряда, способного накапливаться в приповерхностной потенциальной яме, она моделировалась прямоугольной потенциальной структурой, параметрами которой были глубина ямы E_w , ширина z_a , толщина диэлектрического зазора d и высота потенциального барьера на границе раздела полупроводник—диэлектрик, значение которой выбиралось равным величине электронного сродства кремния к SiO_2 . Плотность состояний в яме $N(E)$, обусловленная провисанием волновых функций металла в полупроводник, в принятой модели рассчитывалась по известной методике [3]. Результаты расчета показывают, что, несмотря на небольшие пространственные и энергетические размеры ямы, в ней может накапливаться значительный поверхностный заряд. Плотность состояний в яме характеризуется непрерывным энергетическим распределением. Появление квантового уровня наблюдается только в случае ямы шириной 30 \AA и больше и глубиной более 0.15 эВ . Зависимости

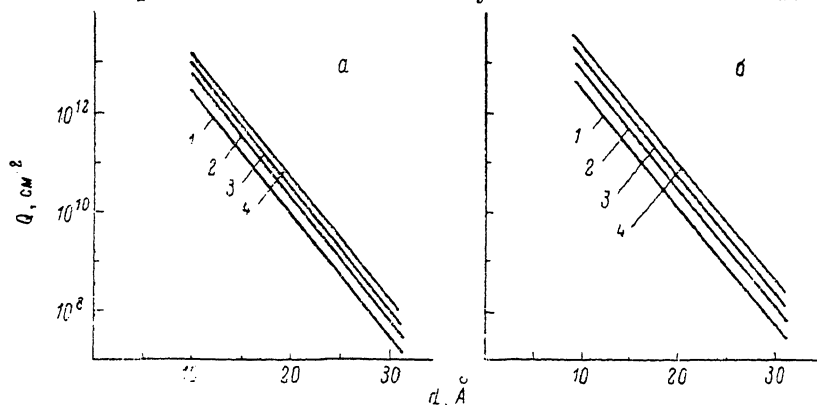


Рис. 2. Теоретические значения предельно возможной концентрации неравновесных электронов в приповерхностной потенциальной яме при различных параметрах ямы.

$d, \text{ \AA}$: а — 10, б — 20. $E_w, \text{ эВ}$: 1 — 0,05, 2 — 0,1, 3 — 0,15, 4 — 0,2.

поверхностной плотности заряда в яме от толщины диэлектрического слоя, полученные путем численного интегрирования $N(E)$ в пределах $0 \leq E \leq E_w$ при различных глубине и ширине потенциальной ямы, представлены на рис. 2. С ростом d происходит экспоненциальное уменьшение величины этого заряда. Следовательно, эффект увеличения высоты потенциального барьера при включении монополярной генерации электронов должен существенно зависеть от толщины диэлектрического зазора и может наблюдаться на образцах с $d \leq 20 \text{ \AA}$. Но этой же причине представляет интерес рассмотрение влияния неоднородности толщины диэлектрического слоя по площади структуры. Экспоненциальная зависимость плотности заряда, способного накапливаться в приповерхностной потенциальной яме, от толщины диэлектрического зазора приводит к тому, что вклад в ожидаемый эффект возрастания высоты потенциального барьера при включении какого-либо механизма монополярной генерации неравновесных электронов будет неодинаковым для участков с различной толщиной диэлектрического зазора — большим для участков с меньшей толщиной и меньшим для участков с большей толщиной. Следовательно, неоднородность структуры по толщине диэлектрического зазора может служить причиной различия изменения высоты барьера при включении монополярной генерации электронов от контакта к контакту из-за статистического характера распределения толщины диэлектрического слоя различных участков контактов. В целом неоднородность диэлектрического слоя по толщине не может служить альтернативным механизмом ожидаемого эффекта.

Таким образом, наличие максимума в координатной зависимости потенциала определит возможный рост эффективной высоты барьера при включении монополярной генерации неравновесных электронов в диапазоне энергии квантов подсветки $h\nu < E_g - \varphi_0$. Описанный эффект может проявиться при измерениях высоты барьера контактных структур фотоэлектрическим методом [5]. При этом измерения целесообразно проводить при нулевом внешнем смещении

в режиме короткого замыкания, так как приложение внешнего смещения будет изменять энергетическую картину контакта и может привести к затруднениям в интерпретации результатов.

Для проведения экспериментов использовались кремниевые пластины n -типа с концентрациями легирующей примеси $7 \cdot 10^{16}$ и $3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для контроля качества поверхности пластин производились исследования с помощью растрового туннельного профилометра. Размер кадра профилометра составлял 3×3 мкм. Характерные величины амплитуды шероховатостей поверхности составляли 60 \AA при поперечных размерах $\sim 3000 \text{ \AA}$. В качестве промежуточного диэлектрического слоя использовались анодные окислы, выращенные в безводном растворе KNO_3 (0.04 моль/л) в этиленгликоле при напряжениях $5 \div 8 \text{ В}$. Согласно данным [6], такая технология позволяет получать окислы, практически не уступающие по качеству окислам сверхтонких толщин, полученным путем термического окисления с добавлением HCl . Толщина диэлектрического слоя контролировалась эллипсометрически в нескольких точках пластины, после чего производился отбор образцов со средними толщинами окисла соответственно $10, 20$ и 30 \AA . Разброс толщины окисла по поверхности пластины не превышал $\pm 3 \text{ \AA}$. После окисления возможность исследования поверхности с помощью туннельного микроскопа имела только для пластин с толщиной диэлектрического слоя $\sim 10 \text{ \AA}$, так как для более толстых слоев при достижении рабочего тока профилометра происходило касание острия с поверхностью окисла. Характерные размеры шероховатостей поверхности окисленных пластин оставались прежними. Полупрозрачный слой металла толщиной 100 \AA получался путем электронно-лучевого напыления никеля через маску с диаметром отверстий 1.5 мм в высоковакуумной системе с безмасленной откачкой. Толщина слоя металла контролировалась при помощи кварцевых датчиков.

Изготовленные таким образом образцы освещались со стороны металла монохроматическим модулированным с частотой 400 Гц излучением с энергией квантов в диапазоне $0.7 \div 1.0 \text{ эВ}$, которое использовалось для фотоэлектрических измерений высоты барьера. Размер освещенного участка контакта составлял $0.2 \times 1.5 \text{ мм}$. В качестве подсветки использовалось немодулированное инфракрасное излучение с энергией квантов $h\nu < 0.67 \text{ эВ}$, полученное путем пропускания света от лампы накаливания через германиевую пластину. Фототок I_ϕ исследуемых структур, вызванный модулированным излучением, преобразовывался в напряжение с помощью преобразователя ток—напряжение с практически нулевым входным сопротивлением, что позволяло работать в режиме тока короткого замыкания. Далее, сигнал усиливался, и с помощью синхронного детектора и самописца регистрировались зависимости фототока от энергии квантов. Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Полученные зависимости имели вид прямых линий в координатах $h\nu, \sqrt{I_\phi}$, экстраполяция которых к оси абсцисс давала значение высоты барьера. Усредненные по многим образцам значения высоты барьера, полученные для контактов с различной толщиной диэлектрического зазора и концентрацией примеси при включенной и выключенной подсветке, представлены в таблице. Иссле-

Высота барьера структур $\text{Ni-SiO}_2\text{-Si}$

$d, \text{ \AA}$	$N = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$			$N = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$		
	$\varphi_B, \text{ эВ}$ (без подсветки)	$\varphi_B, \text{ эВ}$ (с под- светкой)	$\Delta\varphi_B, \text{ эВ}$	$\varphi_B, \text{ эВ}$ (без подсветки)	$\varphi_B, \text{ эВ}$ (с под- светкой)	$\Delta\varphi_B, \text{ эВ}$
10	0.403	0.434	+0.031	0.440	0.464	+0.024
20	0.430	0.426	-0.004	0.453	0.450	-0.003
30	0.443	0.424	-0.019	0.458	0.430	-0.028

Примечание. $\delta\varphi_B = \pm 0.003 \text{ эВ}$.

дования структур с различной толщиной диэлектрического слоя производились для выяснения влияния конкурирующих механизмов, способных привести к изменению приповерхностного заряда и соответственно высоты барьера в структуре.

При толщине диэлектрического слоя, равной 10 \AA , при включении подсветки наблюдается увеличение высоты потенциального барьера, которое исчезает с ростом d до 20 \AA . При увеличении d до 30 \AA на всех образцах наблюдается снижение высоты барьера. Полученные экспериментальные результаты находят свою интерпретацию на основе модели, учитывающей немонотонность координатной зависимости потенциального барьера ОПЗ. При включении подсветки названные выше конкурирующие механизмы будут влиять на величину результирующего потенциального барьера. При этом заполнением поверхностных состояний за счет подсветки можно пренебречь, поскольку, как видно из данных таблицы, энергия квантов подсветки недостаточна для заброса электронов из валентной зоны в область выше уровня Ферми. Из выражений (1), (2) следует, что при малой толщине промежуточного диэлектрического слоя величина поля E_d велика, а потенциальная яма вблизи границы раздела достаточно глубока для накопления заряда, созданного в результате монополярной генерации. Само это накопление влечет за собой увеличение высоты барьера в максимуме. При толщинах диэлектрического зазора $d \geq 20 \text{ \AA}$, согласно приведенным выше оценкам, происходит уменьшение плотности электронных состояний в яме, накопление генерируемых носителей ослабляется и начинает превалировать механизм оптического возбуждения электронов с поверхностных состояний, приводящий к понижению высоты потенциального барьера.

Таким образом, можно считать, что в исследованных структурах $\text{Ni-SiO}_2\text{-Si}$ реализуется немонотонная координатная зависимость высоты потенциального барьера ОПЗ, обусловленная провисанием заряда, локализованного на поверхностных состояниях, в область полупроводника.

Список литературы

- [1] Стриха В. И. Теоретические основы работы контакта металл—полупроводник. Киев, 1974. 264 с.
- [2] Шека Д. И., Воскобойников А. М., Стриха В. И. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 8. С. 74—80.
- [3] Шека Д. И., Воскобойников А. М., Стриха В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 3. С. 89—93.
- [4] Duong A. K., Nassibian A. G. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 4. P. 1256—1260.
- [5] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.
- [6] Литвиненко С. В., Скрышевский В. А., Стриха В. И., Толстой В. П. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1987. № 4. С. 99—104.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Получена 10.05.1989
Принята к печати 6.10.1989