

СТМ-КОНТАКТ С ПАССИВИРОВАННОЙ ВОДОРОДОМ ПОВЕРХНОСТЬЮ КРЕМНИЯ N-ТИПА КАК ТОЧЕЧНЫЙ ОЖЕ-ТРАНЗИСТОР С ТУННельНЫМ МОП-ЭМИТТЕРОМ

© Л.Н.Болотов, И.В.Макаренко, А.Н.Титков,
М.И.Векслер, И.В.Грегов, А.Ф.Шулекин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 21 августа 1995 г.)

Впервые показано, что в обратномсменном контакте сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) с пассивированной водородом поверхностью *n*-Si может реализовываться транзисторный режим работы. Его возникновение связано с выявленной возможностью накопления неосновных носителей (дырок) у таким образом приготовленной поверхности Si. Обнаружено, что освещение СТМ-контакта позволяет управлять инъекцией электронов в зону проводимости посредством изменения концентрации дырок у поверхности аналогично тому, как это делается в планарном Оже-транзисторе с туннельным металл-окисел-полупроводник (МОП) эмиттером. При большом смещении на туннельном зазоре имеет место инъекция горячих электронов, которые вызывают Оже-ионизацию в Si, приводящую к бистабильности СТМ-контакта и связанному с ней гистерезису. Состояние с высокой плотностью тока при этом поддерживается за счет внутреннего источника дырок — Оже-процесса. Полученные результаты показывают, что СТМ-контакт с полупроводниковой поверхностью может рассматриваться как точечная модель туннельной МОП-структуры.

В настоящее время большой интерес вызывают исследования по миниатюризации полупроводниковых приборов до нанометровых размеров, а также по развитию локальных методов их изучения. Интересные возможности в этом направлении открывают исследования туннельного контакта металлического острия сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) с поверхностью полупроводника, являющегося фактически моделью точечной структуры металл-окисел-полупроводник (МОП). Исследования последних лет показали, что СТМ-контакт с поверхностью, на которой нет закрепления уровня Ферми, обладает свойствами, во многом аналогичными свойствам планарной структуры металл-туннельно тонкий окисел-полупроводник. Так, диодный характер вольт-амперных характеристик (ВАХ) СТМ-контакта был обнаружен в целом ряде случаев: для различно пассивированных поверхностей Si [1] и GaAs [2,3], а также чистых поверхностей (110) соединений III-V, полученных сколом в высоком вакууме [4]. Во всех случаях поведение прямых ветвей ВАХ хорошо описывалось в рамках представлений, развитых для туннельных МОП-диодов [5].

В настоящей работе впервые обращается внимание на возможность реализации в СТМ-контакте с поверхностью полупроводника также и транзисторного режима. Недавно [6] при исследовании обратных ветвей ВАХ СТМ-контакта с пассивированной поверхностью n -Si нами были обнаружены эффекты, не находящие объяснения в рамках диодных представлений. Наблюдался ярко выраженный гистерезис обратной ветви ВАХ, а также сверхлинейный рост обратного тока через СТМ-контакт по мере увеличения интенсивности оптического возбуждения СТМ-контакта светом из области межзонных переходов кремния.

Проведенные в настоящей работе дальнейшие исследования позволили объяснить обнаруженные нелинейные эффекты. Поведение обратных ветвей ВАХ СТМ на поверхности n -Si становится понятным, если рассмотреть СТМ-контакт как аналог точечного Оже-транзистора [7], в котором эмиттером служит металлическое острие СТМ, коллектором — объем полупроводника, а базой — тонкий приповерхностный слой с инверсным типом проводимости. При поданном на контакт обратном смещении этот инверсный слой возникает как результат накопления неосновных носителей — дырок — вблизи поверхности из-за дрейфа дырок в приповерхностном электрическом поле. Появление у поверхности значительных концентраций дырок приводит к увеличению напряжения на туннельном зазоре и, следовательно, к росту электронного и дырочного токов. При этом отклик тока на изменение концентрации дырок является существенно нелинейным. При достаточно высоких напряжениях на туннельном промежутке инжектируемые в полупроводник электроны становятся достаточно «горячими» и, как в Оже-транзисторе [7], оказываются способными вызывать Оже-ионизацию электронов и дырок в области пространственного заряда (ОПЗ) у поверхности. Это приводит к резкому увеличению поступления дырок к поверхности и обуславливает переключение контакта в высокопроводящее состояние и как результат наблюдаемый гистерезис ВАХ СТМ-контакта при обратном смещении.

Оптическое возбуждение СТМ-контакта позволяет изменять концентрацию дырок у поверхности и тем самым управлять СТМ-контактом. В работе удалось детально проследить все стадии работы СТМ-контакта с пассивированной поверхностью n -Si в фотодиодном и транзисторном режимах.

1. Методика эксперимента и приготовление образцов

В экспериментах использовался СТМ, работающий в среднем вакууме (10^{-2} – 10^{-3} Па) [8]. Для непрерывного оптического возбуждения СТМ-контакта в области межзонных переходов кремния применялся свет галогенной лампы накаливания (90 W), который проходил через светофильтр (КС-19) и с помощью световода вводился в вакуумную камеру СТМ. При этом плотность возбуждения поверхности Si под иглой СТМ могла достигать 400 mW/cm^2 . В работе применялось также дополнительное, накладывавшееся на непрерывное, модулированное оптическое возбуждение туннельного контакта, для чего использовался свет Ag-лазера ($\lambda = 488 \text{ nm}$), который прерывался с частотой 1 kHz. Использование сильно поглощаемого света Ag-лазера определя-

дось желанием возбуждать носители преимущественно в ОПЗ. Плотность модулированного возбуждения выбиралась небольшой и составляла 5 mW/cm^2 . Сигнал отклика туннельного тока на модулированное освещение выделялся с помощью синхронного детектора. ВАХ записывались при фиксированном туннельном расстоянии. Освещение образца осуществлялось только в течение записи ВАХ.

Образцы размеров $15 \times 15 \text{ mm}$ вырезались из пластин Si(111) ($0.3-5 \Omega \cdot \text{cm}$) n -типа, легированных фосфором ($N_d = 1 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Для получения омического контакта образцы дополнительно легировались фосфором с противоположной стороны. Для предварительной подготовки образцов использовалась стандартная процедура очистки поверхности [9]. Непосредственно перед загрузкой в СТМ-камеру для удаления химического окисла и пассивации поверхности пластины кремния обрабатывались в 5% водном растворе плавиковой кислоты в течение 1 min. Такая процедура обработки образцов позволяла получать стабильный, малощумящий туннельный контакт и воспроизводимо записывать топографии поверхности при прямом напряжении на образце более 0.9 V и токах более 0.3 nA . Прямые ветви ВАХ СТМ-контакта с поверхностью, приготовленной по такой методике, имели выраженный диодный характер, что свидетельствует о низкой плотности поверхностных состояний и об отсутствии закрепления уровня Ферми на поверхности. Большой размер пластин позволил избежать влияния краевых эффектов.

2. СТМ-спектроскопия

На рис. 1 приведены обратные ветви ВАХ СТМ-контакта с пассивированной поверхностью кремния n -типа. Эти зависимости показывают резкое увеличение обратного тока при некотором «пороговом» напряжении V_{thr} . Величина V_{thr} зависит от ширины туннельного зазора и увеличивается при его росте (кривые 1-4 на рис. 1,а). В то же время оптическое возбуждение СТМ-контакта приводит к заметному уменьшению V_{thr} (кривые 1 и 2 на рис. 1,б).

После превышения порогового напряжения наблюдается гистерезис обратной ветви ВАХ. При последующем уменьшении напряжения ниже порогового на несколько вольт туннельный ток сохраняет значения на 2-3 порядка больше тех, которые имеют место при первоначальном приложении напряжения (кривые 5-8 на рис. 1,а и кривые 3, 4 на рис. 1,б). Гистерезис не наблюдается, если обратное смещение не превысило пороговое.

Рис. 2 показывает ВАХ СТМ-контакта с поверхностью кремния n -типа при разной интенсивности постоянного освещения области туннельного контакта. Видно, что увеличение интенсивности света приводит к сверхлинейному росту величины туннельного тока при напряжениях обратного смещения более 2 V , тогда как при прямом смещении и малых обратных смещениях ток изменяется незначительно. Изменение характера зависимости туннельного тока от интенсивности света по мере роста обратных напряжений проявляется и в возникновении особенностей в ВАХ в области $1.5-2.0 \text{ V}$.

Наблюдаемое на рис. 1,2 поведение ВАХ является характерным для всех исследовавшихся нами невырожденных образцов Si разного уровня легирования. Однако было замечено, что увеличение уровня легирования приводило к существенному уменьшению порогового напряжения V_{thr} : от 8.2 V при $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ до 2.7 V при $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

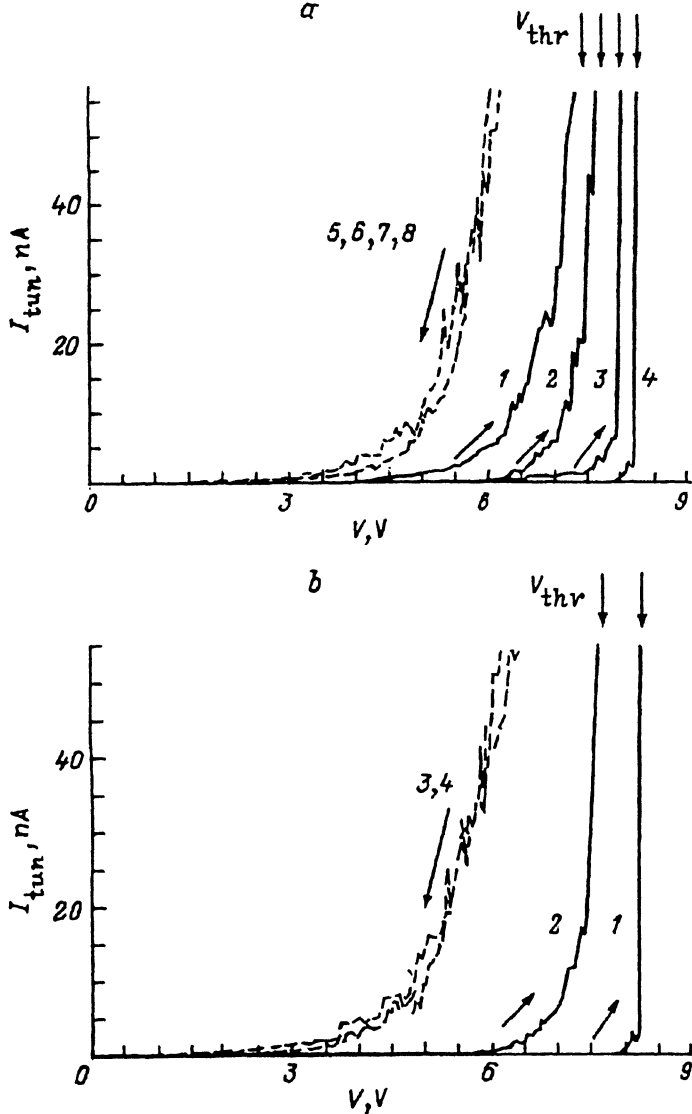


Рис. 1. Гистерезис обратных ветвей ВАХ СТМ-контакта с пассивированной водородом поверхностью кремния ($N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) без освещения (а) и при оптическом возбуждении поверхности светом с энергией кванта вблизи запрещенной зоны кремния (б).

а) 1-4 — при увеличении прикладываемого напряжения, 5-8 — при его уменьшении. Установочный туннельный ток равен 1 нА, установочное напряжение на образце равно: 1 — -0.9 В, 2 — -1.1 В, 3 — -1.3 В, 4 — -1.5 В. Увеличение абсолютной величины установочного напряжения на 0.2 В соответствует увеличению туннельного промежутка на 0.4 нм. б) Плотность оптического возбуждения P_{photo} (mW/cm^2): 1, 3 — 0, 2, 4 — 400. Установочный туннельный ток равен 1 нА, установочное напряжение на образце равно -1.5 В.

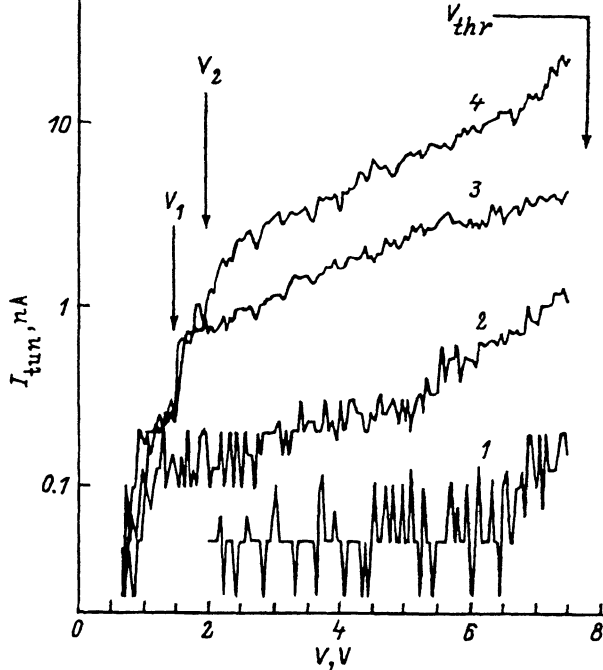


Рис. 2. ВАХ СТМ-контакта с пассивированной водородом поверхностью кремния ($N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) при разной плотности оптического возбуждения.

P_{photo} (mW/cm^2): 1 — 0, 2 — 50, 3 — 200, 4 — 400. Установочный туннельный ток равен 0.5 нА, установочное напряжение на образце равно -1.2 V .

Для детального анализа поведения туннельного тока при оптическом возбуждении СТМ-контакта в режиме обратного смещения было прослежено изменение отклика туннельного тока на малое изменение интенсивности непрерывного оптического возбуждения ($\Delta I_{\text{tun}}/\Delta P_{\text{photo}}$) в зависимости от напряжения на структуре (рис. 3). Эта величина аналогична малосигнальному коэффициенту усиления по току (β_d) для транзисторных структур и характеризует относительное увеличение количества носителей, поставляемых в объем полупроводника (величина туннельного тока), по мере увеличения плотности оптического возбуждения. Параметром для кривых является интенсивность непрерывного освещения P_{photo} . Для всех кривых наблюдается немонотонное возрастание величины отклика с увеличением обратного смещения. Первоначально величина отклика слабо зависит от напряжения (область I). Затем, по достижении некоторого напряжения V_1 , происходит резкое увеличение отклика (область II), которое довольно быстро насыщается при $V \approx V_2$ (область III). При значениях напряжения, близких к V_{thr} , наблюдается следующий более резкий рост отклика тока.

Заметим, что увеличение интенсивности непрерывного оптического возбуждения почти на порядок приводит лишь к незначительному изменению величины отклика туннельного тока при малых напряжениях — в области I. Однако при больших напряжениях (области II и III) оптически модулированный ток может как увеличиваться с ростом P_{photo} (рис. 3, a), так и заметно уменьшаться (рис. 3, b).

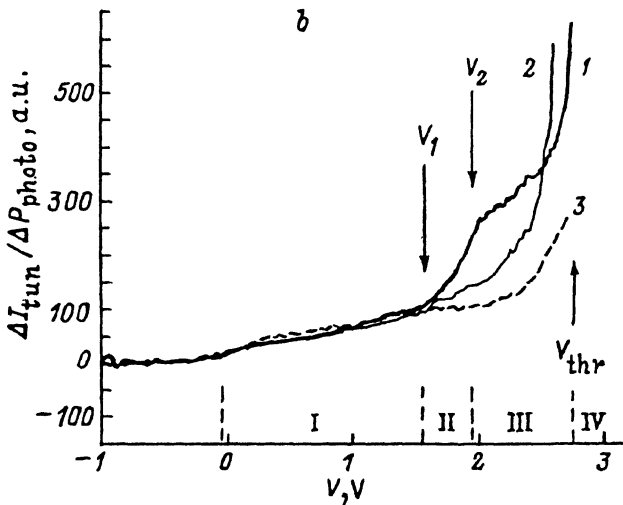
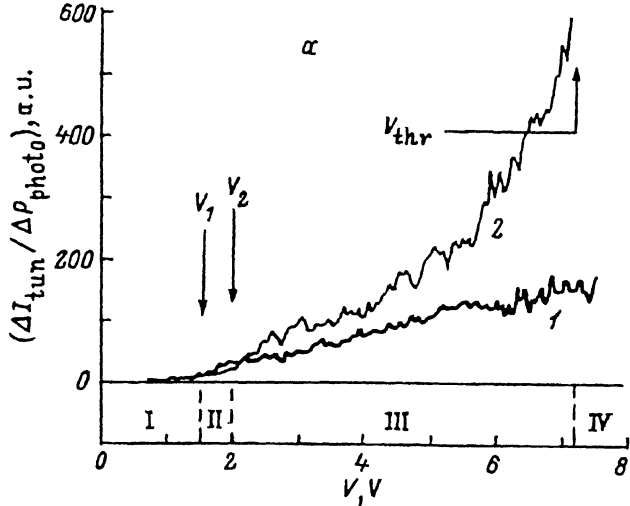


Рис. 3. Зависимости отклика оптически модулированного тока при разных плотностях оптического возбуждения P_{photo} для образцов, отличающихся уровнем легирования.

Установочный туннельный ток равен 0.5 нА, установочное напряжение на образце равно -1.2 В. а) $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $P_{\text{photo}} (\text{mW/cm}^2)$: 1 — 50, 2 — 200, 3 — 400. Границы областей I-IV указаны для кривой 2. б) $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $P_{\text{photo}} (\text{mW/cm}^2)$: 1 — 40, 2 — 160, 3 — 320. Границы областей I-IV указаны для кривой 1.

Выполненные ранее исследования прямых ветвей ВАХ СТМ-контакта с пассивированной водородом поверхностью n -Si [1] показали, что на приготовленной таким образом поверхности Si не происходит закрепление уровня Ферми и прикладываемое напряжение распределяется между туннельным зазором и ОПЗ. Причем для слабо легированных кристаллов, как было показано для случая СТМ-контакта с пассивированной поверхностью p -Si [10], значительная часть прикладываемого обратного напряжения падает на ОПЗ. Отмеченные обстоятельства предопределяют большое сходство свойств СТМ-контакта с пассивированной поверхностью кремния и туннельных МОП-структур на основе кремния. Ранее для туннельных МОП-структур в режиме обратного смещения уже наблюдались эффекты переключения в высокопроводящее состояние, а также нелинейное изменение сквозного тока при введении дырок в приповерхностный слой полупроводника с инверсным типом проводимости [11,12]. В основе этих эффектов лежит накопление дырок у поверхности, приводящее к увеличению падения напряжения на туннельно прозрачном окисле.

Можно было ожидать, что это же обстоятельство обуславливает и наблюдаемые нами нелинейные эффекты в обратных ветвях ВАХ СТМ-контакта с пассивированной поверхностью кремния. В то же время специфическая форма ОПЗ под точечным СТМ-контактом и связанная с этим неоднородность электрического поля в полупроводнике могут привести к видоизменению наблюдаемых эффектов.

Рассмотрим зонную диаграмму туннельного контакта вольфрамового острия СТМ с пассивированной поверхностью кремния n -типа (рис. 4,а). Из-за разницы между работой выхода металла ($\Phi_M = 4.5\text{eV}$) и величиной химического сродства кремния ($\chi = 4.05\text{eV}$) в приповерхностной области полупроводника формируется изгиб зон. Величина этого изгиба зон V_d равна $0.4\text{--}0.5\text{eV}$ [1], а ширина ОПЗ определяется концентрацией ионизованных доноров и для исследовавшихся невырожденных кристаллов кремния составляет доли микрона.

Приложение к СТМ-контакту прямого смещения уменьшает начальный изгиб зон, что приводит к экспоненциальному нарастанию тока, детально исследованному в [1].

Приложение к СТМ-контакту обратного смещения ведет к увеличению изгиба зон вблизи острия СТМ и одновременно к смещению уровня Ферми в металле вверх. В этом случае основными процессами, определяющими природу тока в СТМ-контакте, следует считать следующие.

1) Туннелирование электронов в валентную зону кремния, которое можно рассматривать как уход дырок из полупроводника в металл.

2) Туннелирование электронов прямо в зону проводимости кремния, резко усиливающееся при превышении уровнем Ферми в металле положения края зоны проводимости на поверхности кремния (рис. 4б–д). При еще более высоких положениях уровня Ферми в металле возможна инъекция в зону проводимости Si «горячих» электронов, обуславливающих генерацию в ОПЗ дополнительных электронов и дырок за счет ударной Оже-ионизации (рис. 4,д).

3) Диффузия дырок в объем кремния. Эффективность этого канала уменьшения концентрации дырок на поверхности существенным обра-

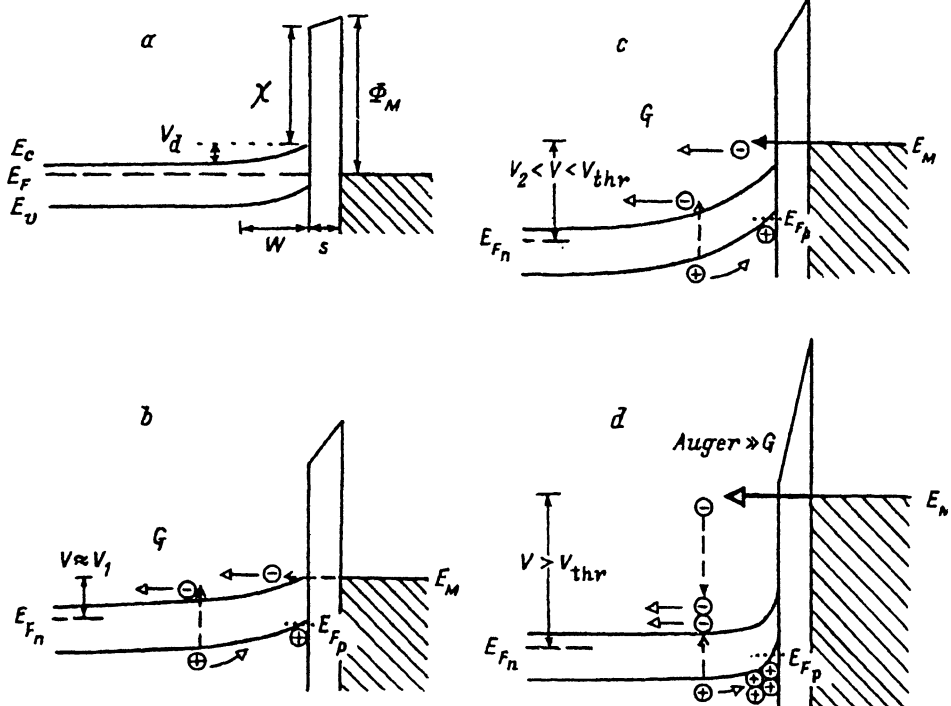


Рис. 4. Изменения зонной диаграммы туннельного контакта вольфрамового острья СТМ с пассивированной водородом поверхностью невырожденного n -Si по мере увеличения обратного смещения на контакте.

a — смещение не приложено, b – d соответствуют различным характерным положениям уровня Ферми в металле относительно дна зоны проводимости на поверхности полупроводника. G обозначает генерацию носителей в результате термо- и оптического возбуждения.

зом зависит от относительного положения квазиуровней Ферми для дырок E_{Fp} и электронов E_{Fn} на поверхности и в объеме полупроводника. Случаю подавления диффузии дырок в объем кремния соответствует зонная диаграмма, изображенная на рис. 4, с.

Учитывая рассмотренные выше особенности обратносмещенного СТМ-контакта и принимая во внимание возможность накопления дырок вблизи поверхности полупроводника, можно объяснить все наблюдавшиеся нелинейные свойства изучаемого контакта.

Действительно, рост концентрации дырок у поверхности должен вызывать усиление поля в туннельном зазоре, обуславливать дальнейший сдвиг уровня Ферми в металле вверх относительно дна зоны проводимости в Si и, как результат, приводить к нарастанию потока электронов в зону проводимости, как это и наблюдается на рис. 2, 3.

При приложении достаточно больших смещений, а также при сильном освещении туннелирующие электроны оказываются уже достаточно «горячими» для того, чтобы вызывать межзонную Оже-ионизацию в кремнии, как это наблюдалось в туннельных МОП-структурах [7]. В приповерхностном поле ОПЗ вновь рожденные носители разделяются: электроны выносятся в объем полупроводника, а дырки — на поверхность, увеличивая концентрацию уже имевшихся там дырок и еще более усиливая поле в туннельном зазоре. Возникшая при этом положи-

тельная обратная связь вызывает резкое переключение СТМ-контакта в высокопроводящее состояние, в котором увеличение числа дырок за счет Оже-ионизации компенсируется возросшими потерями дырок за счет туннелирования в металл и диффузии в объем полупроводника. При этом возникнет самоподдерживающееся состояние, которое будет сохраняться и при уменьшении приложенного напряжения до тех пор, пока Оже-ионизация еще будет достаточной для поддержания этого состояния. Таким образом, наблюдаемый на рис. 1, *a, b* гистерезис обратной ветки ВАХ СТМ-контакта, очевидно, является непосредственным свидетельством факта накопления неосновных дырок вблизи пассивированной поверхности *n*-Si в СТМ-контакте.

Возможность накопления дырок вблизи поверхности и та роль, которую они могут играть, зависят от многих параметров СТМ-контакта, в частности от величины приложенного напряжения, ширины туннельного зазора, уровня легирования Si и др. Рассмотрим проявление некоторых из этих факторов в поведении СТМ-контакта при оптическом возбуждении.

4. Поведение СТМ-контакта при оптическом возбуждении

Оптическое возбуждение полупроводника приводит к генерации неосновных носителей заряда, значительно более эффективной, чем термогенерация. Дополнительное поступление дырок к поверхности за счет оптической генерации в ОПЗ вызывает дополнительное смещение вверх уровня Ферми в металле относительно энергетических зон кремния и способствует созданию условий для инжекции электронов в зону проводимости.

При фиксированной интенсивности постоянного освещения увеличение от нуля обратного напряжения на СТМ-контакте приводит к тому, что он проходит через последовательность режимов I-II(реже II*)-III-IV, систематизированных в таблице и характеризующихся далее. Границы режимов достаточно отчетливо различимы на ВАХ, приведенных на рис. 2. Более определенно можно выделить соответствующие области напряжений на зависимостях отклика оптически модулированного тока $\beta_d = \Delta I_{\text{tun}} / \Delta P_{\text{photo}}$ от напряжения на рис. 3.

Возможные режимы работы СТМ-контакта с пассивированной водородом поверхностью кремния *n*-типа при увеличении обратного смещения

Режим	Границы режима	Название режима	Инжекция в зону проводимости	Оже-ионизация	Диффузия дырок в объем
I	$0 - V_1(V_1^*)$	Фотодиодный	Нет	Нет	Есть
II	$V_1 - V_2$	Транзисторное насыщение	Есть	Возможна	Есть
II*	$V_1^* - V_2^*$	Фотодиодный дополнительный	Нет	Нет	Нет
III	$V_2(V_2^*) - V_{\text{thr}}$	Транзисторный активный	Есть	Возможна	Нет
IV	более V_{thr}	«Включенный»	Есть	Есть	Есть

Как следует из рассмотренной энергетической зонной диаграммы туннельного СТМ-контакта (рис. 4, *b*), для инжекции электронов в зону проводимости требуется, чтобы падение напряжения на туннельном зазоре было порядка 0.5 V. При небольших обратных смещениях достижение такой величины падения напряжения затруднено из-за сильной диффузии дырок в объем ($E_{Fn} > E_{Fp}$), ограничивающей возможную концентрацию дырок вблизи поверхности. В результате не удается осуществить инжекцию электронов в зону проводимости кремния. Поэтому можно ожидать, что под воздействием света обратный ток СТМ-контакта будет слабо меняться (реализуется фотодиодный режим), что и наблюдается в области I на рис. 2, 3.

В областях II и III СТМ-контакт находится уже в «транзисторном» режиме, когда имеет место инжекция электронов в зону проводимости, о наступлении которой свидетельствует резкое нарастание протекающего через контакт тока при $V \geq V_1$ на рис. 2. В этой же области напряжений возникает и сверхлинейная зависимость тока от интенсивности оптического возбуждения (рис. 3, *a, b*). Ее появление естественно объяснить сильной зависимостью тока инжекции в зону проводимости от напряжения на туннельном зазоре, возрастающем при фотогенерации дырок. В «транзисторной» терминологии II — это режим насыщения, а III — активный режим. Для области II все еще имеет место $E_{Fp} < E_{Fn}$ и часть генерируемых дырок теряется из-за диффузии в объем кремния, тогда как для области III $E_{Fp} > E_{Fn}$ и единственным каналом потери дырок является их туннелирование в металл. Отметим, что область II отличается от области I меньшим значением разности квазиуровней Ферми и меньшей величиной диффузионного тока дырок. Следствием этого является (при той же интенсивности света) создание более высоких концентраций дырок вблизи поверхности. В областях II и III возможна также Оже-ионизация, но ее роль относительно невелика.

При больших смещениях, превышающих V_{thr} , достигается область IV, в которой концентрация дырок под острием СТМ резко увеличивается из-за развития Оже-ионизации в ОПЗ и происходит переключение СТМ-контакта в высокопроводящее состояние. В этом режиме рост тока (напряжения на туннельном зазоре) ограничен только диффузией дырок в объем кремния.

Отметим одну особенность, характерную для СТМ-контакта, но не для туннельной МОП-структуры. В режиме III («активном» режиме транзистора) как рост тока, так и рост β_d , хотя и замедляется по сравнению в область II, но остается весьма сильным (из-за чего не всегда можно точно указать величину напряжения V_2). В туннельных МОП-структурах в области III и ток, и β_d меняются весьма слабо [12]. Одну из причин более сильного роста обратного тока при оптическом возбуждении в случае СТМ-контакта можно видеть в специфике его геометрии. При увеличении приложенного смещения расширение ОПЗ происходит не только в глубину полупроводника (как это имеет место в туннельных МОП-структурах), но и вдоль его поверхности. Это приводит к дополнительному увеличению области сбора фотогенерированных дырок с ростом величины смещения.

Из сравнения рис. 3, *a* и *b* видно, что увеличение уровня легирования кремния вызывает сильное уменьшение порогового напряжения V_{thr} . Этот эффект, по-видимому, обуславливается прежде всего увеличением вклада заряда ионизованной примеси в создание поля в туннельном

зазоре СТМ-контакта. Кроме того, возрастание напряжения электрического поля в ОПЗ в более легированном кристалле увеличивает вероятность возникновения Оже-ионизации из-за дополнительного «разогрева» инжектируемых электронов в ОПЗ. Оба эти обстоятельства приводят к возрастанию относительного вклада Оже-ионизации в баланс токов и понижают напряжение «переключения» V_{thr} . Аналогичный эффект наблюдался и для туннельных МОП-структур.

СТМ-контакт является системой, очень чувствительной к изменению параметров: уровня легирования кремния, интенсивности освещения, величины туннельного промежутка, качеству обработки поверхности кремния и др. Поэтому возможно большое разнообразие характеристик. В частности, возможна ситуация (характерная для малых величин туннельного промежутка и/или слабого освещения), когда (с увеличением напряжения на структуре) диффузия дырок в объем кремния прекращается раньше, чем начинается инжекция электронов в зону проводимости ($E_{Fp} \geq E_{Fn}$, $E_M < E_c$ где E_c — энергия дна зоны проводимости Si у поверхности). Тогда вместо режима II должен реализовываться режим II*, упомянутый в таблице. Возможно, такая ситуация имеет место для случая, показанного на рис. 1,а, который отвечает наблюдению гистерезиса в отсутствие освещения.

Обратим еще внимание на различное поведение β_d с ростом P_{photo} при одном и том же напряжении в «транзисторных» режимах. Из рис. 3 следует, что в области II β_d падает, тогда как в области III может расти (рис. 3,а) или же вести себя сложным образом (рис. 3,б). Спад β_d в области II при увеличении P_{photo} связан с возрастанием тока диффузии дырок в объем, ограничивающим накопление дырок у поверхности, так что контакт оказывается в более «глубоком» транзисторном насыщении [12,13]. В то же время рост β_d в области III может быть связан, в частности, с возрастанием роли Оже-процесса как внутреннего источника дырок. Именно так объяснялось увеличение коэффициента усиления в туннельных МОП-структурах [7,12]. Однако заметим, что этот рост β_d наблюдался не во всех исследованиях туннельных МОП-транзисторов [14].

Таким образом, проведенные исследования обратных ВАХ СТМ-контакта с пассивированной водородом поверхностью n -Si показали существование у такого контакта транзисторного режима работы. Его возникновение связано с выявленной возможностью накопления у пассивированной поверхности n -Si неосновных носителей — дырок. Использование оптического возбуждения, способного существенно увеличивать концентрацию дырок у поверхности, позволяет изменять инжекцию электронов в полупроводник и таким образом управлять работой СТМ-контакта в транзисторном режиме.

Приложение больших обратных смещений, а также сильное оптическое возбуждение СТМ-контакта обуславливают инжекцию в Si горячих электронов, обладающих энергией, достаточной для Оже-ионизации в ОПЗ. С этим эффектом связано переключение СТМ-контакта в устойчивое высокопроводящее состояние и возникновение гистерезиса ВАХ.

Полученные результаты указывают на существование глубокой аналогии между свойствами СТМ-контакта с полупроводниковой поверхностью и свойствами туннельных МОП-структур и, в частности, позволяют рассматривать такой СТМ-контакт как точечный Оже-транзистор с туннельным МОП-эмиттером.

Авторы выражают благодарность за частичную поддержку этой работы Российскому фонду фундаментальных исследований и Международному научному фонду (ISF).

Список литературы

- [1] Kaiser W.J., Bell L.D. *J. Vac. Sci. Technol.* **A6**, 2, 519 (1988).
- [2] Берковиц В.Л., Иванцов Л.Ф., Макаренко И.В., Львова Т.В., Сафаров В.И. *ФТП* **25**, 3, 379 (1991).
- [3] Silver R.M., Dagata J.A., Tseng W. *J. Appl. Phys.* **76**, 9, 5122 (1994).
- [4] Gwo S., Smith A.R., Shih S.K., Sadra K., Streetman B.G. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 9, 1104 (1992).
- [5] Weimer M., Kramar J., Baldeschwieler J.D. *Phys. Rev.* **B39**, 8, 5572 (1989).
- [6] Bolotov L.N., Makarenko I.V., Shulekin A.F., Titkov A.N. *Surf. Sci.* **331–333**, 468 (1995).
- [7] Грехов И.В., Остроумова Е.В., Рогачев А.А., Шулекин А.Ф. *Письма в ЖТФ* **17**, 13, 44 (1991).
- [8] Болотов Л.Н., Козлов В.А., Макаренко И.В., Титков А.Н. *ФТП* **27**, 8, 1375 (1993).
- [9] Ishizaka A., Shiraki Y. *J. Electrochem. Soc.* **133**, 4, 666 (1986).
- [10] Bolotov L.N., Makarenko I.V., Titkov A.N., Shulekin A.F. *Abstracts of the 22nd Int. Conference on the Physics of Semiconductors. Vancouver. Canada (1994).* V. 1. 463 с.
- [11] Lai S.K., Dressendorfer P.V., Ma T.P., Barker R.C. *Appl. Phys. Lett.* **38**, 1, 41 (1981).
- [12] Grekhov I.V., Shulekin A.F., Vexler M.I., *Ext. Abstracts of the Int. Conf. on Solid State Devices & Materials (SSDM-94). Yokohama. Japan. (1994).* 535 с.
- [13] Зи С. *Физика полупроводниковых приборов.* М. (1984). Т. 1. С. 187.
- [14] Yoshimoto T., Suzuki K. *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 2, L180 (1993).