

УДК 537.311.322

МДП-ФОТОДИОД С ТУННельНО-ПРОЗРАЧНЫМ СЛОЕМ ОКИСЛА НА ОСНОВЕ InAs*

В. Г. Кеслер, А. А. Гузев, А. П. Ковчавцев,
А. В. Царенко, З. В. Панова

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: kesler@isp.nsc.ru*

Представлены результаты исследований возможностей пассивации поверхности InAs сверхтонкими окисными плёнками (~ 3 нм) в плазме тлеющего разряда и создания на этой основе туннельных МДП-фотодиодов, а также результаты изучения кинетики окисления и химического состава формируемых окисных плёнок. Впервые для МДП-структур на основе InAs при температуре жидкого азота наблюдались безгистерезисные зависимости ёмкости от смещения в широком диапазоне полей (от $-7 \cdot 10^6$ до $+5 \cdot 10^6$ В/см). МДП-структуры обладают ИК-фоточувствительностью в токовом режиме. Оценочные величины обнаружительной способности составляют $D^* = 2,6 \cdot 10^{12} - 8,2 \cdot 10^{12}$ см \cdot Гц $^{1/2} \cdot$ Вт $^{-1}$ и $D^* = 1,5 \cdot 10^{11}$ см \cdot Гц $^{1/2} \cdot$ Вт $^{-1}$ при температурах 78 и 198 К соответственно. Величина амперваттной чувствительности при температуре 78 К равна 0,98 А/Вт и квантовый выход имеет значение 0,43 (без просветления подложки InAs и сапфирового окна).

Ключевые слова: арсенид индия, тонкие плёнки, плазма тлеющего разряда, окисление, туннельный МДП-фотодиод.

Введение. Структуры металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) на арсениде индия являются основой для создания многоэлементных фотоприёмников в интервале длин волн $\lambda = 0,5 - 3,05$ мкм. К настоящему времени разработаны и реализованы не имеющие аналогов устройства матричных и линейчатых ИК-фотоприёмников на базе InAs, позволяющие получать высококонтрастные двумерные изображения объектов с температурным разрешением до 7 мК. Физические принципы работы и существующая сегодня технология изготовления фотоприёмников зарядовой инжекции на арсениде индия подробно изложены в [1]. В качестве пассивирующего слоя используется анодный окисел InAs толщиной 15 нм, защитным диэлектриком является низкотемпературный SiO $_2$ толщиной порядка 100 нм. Все технологические процессы на InAs необходимо проводить при температуре менее 250 °С, так как при более высоких температурных воздействиях происходит разрушение поверхности полупроводника. На данный момент не решены следующие проблемы:

1. Независимо от способа предварительной подготовки поверхности и способа осаждения диэлектрической плёнки (анодирование, реактивное распыление, окисление в сухом кислороде, окисление моносилана в кислороде и т. д.) МДП-структуры, изготовленные на основе InAs, имеют вольт-фарадные характеристики (ВФХ) с выраженным гистерезисом электронного типа. Величина гистерезиса зависит от напряжённости электрического поля в конденсаторе, скорости развёртки напряжения и освещения.

2. В МДП-структурах всегда присутствует положительный встроенный заряд, который зависит от величины приложенного электрического поля и приводит к смещению

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-07-12067-офи-м).

напряжения плоских зон. Величина встроенного заряда зависит от метода изготовления МДП-структур и может обратимо изменяться при полевых обработках (выдержка МДП-структур под смещением).

В разной степени эти проблемы свойственны всем МДП-структурам на базе полупроводников типа A_3B_5 , что не позволяет в полной мере реализовать преимущества этого типа полупроводников и существенно сдерживает широкое промышленное изготовление приборов на их основе. Уменьшение гистерезиса и встроенного заряда и повышение долговременной стабильности параметров даёт возможность понизить рабочее напряжение, подаваемое на МДП-структуры, увеличить надёжность работы таких приборов, снизить энергопотребление, поднять рабочую температуру, сократить уровень шумов и, как следствие, усилить предельную чувствительность. Уменьшение суммарной толщины диэлектрика в фоточувствительной структуре позволит значительно улучшить величину полезного сигнала.

Представленное исследование направлено на разработку новой технологии создания фоточувствительных элементов на базе InAs. Основой этой технологии является пассивация поверхности InAs сверхтонкими собственными окисными слоями в плазме тлеющего разряда. При низкотемпературном характере процессов окисления в плазме исключаются неконтролируемое перераспределение примесей в окисляемых структурах, генерация термодфектов и нарушения стехиометрии, характерные для метода термического окисления. Повышенная чистота газовых реагентов и вакуумная гигиена позволяют достичь более высокой чистоты формируемых оксидов по сравнению с методами жидкостного анодирования. Использование минимально возможной толщины пассивирующего слоя собственного плазменного окисла (ПО) InAs принципиально важно, поскольку установлено, что величины встроенного заряда и гистерезиса растут с толщиной собственного оксида.

Экспериментальная часть. *Предварительная подготовка образцов.* Перед загрузкой в вакуумную камеру образцы обезжиривались путём кипячения в толуоле в течение 10 мин и затем обрабатывались в насыщенном соляной кислотой изопропиловом спирте (НСИ-ИПС) 5–30 мин. Окончательная очистка проводилась отжигом в сверхвысоковакуумной камере в диапазоне температур 300–350 °С в течение 30–60 мин. При более высоких температурах отжига начинается нарушение стехиометрии поверхности из-за преимущественного испарения мышьяка и значительно уменьшается эффективное время жизни неравновесных носителей заряда [2].

Процедура окисления в плазме. Процесс окисления проводился в одном из высоковакуумных модулей установки "Surface Science Center" фирмы "Riber" (Франция) с возможностью контроля химического состава приповерхностной области образца после каждого цикла плазменной обработки без выноса на атмосферу. Тлеющий разряд на постоянном токе зажигали в высоковакуумной камере, оборудованной безмасляной системой откачки и системой напуска газов. Образцы размещались на молибденовом держателе, состоящем в электрическом контакте с корпусом камеры, и находились под положительным электрическим потенциалом относительно алюминиевого катода. Тлеющий разряд не ограничивался стенками вакуумной камеры (горел в свободном пространстве камеры). При этом в целях ослабления эффекта бомбардировки поверхности ионами плазмы и предотвращения осаждения на поверхность распыляемого материала катода [3, 4] образцы находились вне светящейся области тлеющего разряда. Использовался кислород высокой степени очистки (Oxygen N45 фирмы "ALPHAGAZ") с оптимальным давлением в камере 0,15 торр.

Анализ химического состава и измерение толщины окисных плёнок. Исследования химического состава, структуры и толщины оксида на различных этапах окисления выполнялись методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии *in situ*. Для оценки толщины собственной окисной плёнки InAs применялся подход, основанный на измерении отношения интегральных интенсивностей фотоэлектронных пиков $As\ 3d$ окисной плёнки (As_{ox})

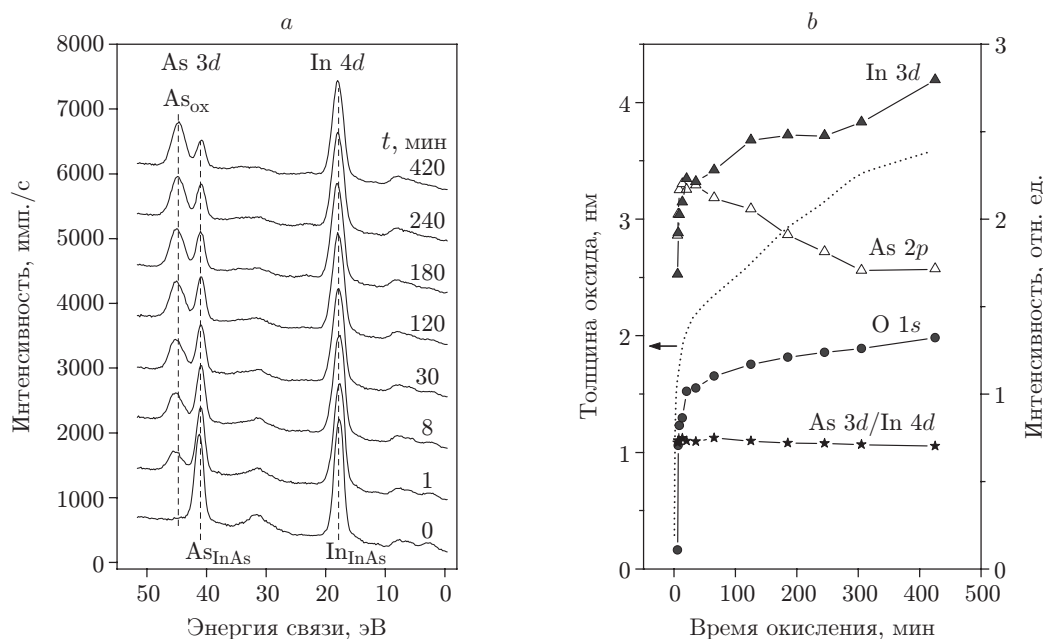


Рис. 1. Зависимости химического состава поверхности InAs от времени окисления в плазме: *a* — рентгеновские фотоэлектронные линии As 3*d* и In 4*d* с поверхности образца на различных этапах окисления InAs в режиме удалённой плазмы тлеющего разряда при давлении кислорода 0,15 торр и напряжении на разрядном промежутке 500 В; *b* — интенсивности основных фотоэлектронных пиков (пунктирная линия — толщина окисной плёнки)

и подложки (As_{InAs}) на различных этапах окисления (рис. 1, *a*). Изменение стехиометрии приповерхностной области подложки в процессе роста плёнок оценивалось путём анализа интенсивностей компонент пиков индия и мышьяка, связанных с подложкой (рис. 1, *b*). Метод и процедура количественного анализа подробно изложены в работе [5].

Установлено, что поверхность InAs не окисляется в кислородной атмосфере в течение 60 мин даже при нагреве до $T = 200$ °С. Процесс окисления начинается только при включении разряда. Скорость роста окисной плёнки значительно уменьшается с увеличением времени окисления (см. рис. 1, *b*). Учитывая малую концентрацию отрицательных ионов кислорода в плазме ($\sim 1 \cdot 10^8$ см⁻³) [6], можно считать, что они не являются определяющими в этом процессе, так как способны обеспечить скорость роста менее 0,03 нм/мин. Предположительно окисление идёт за счёт адсорбции на поверхность молекулярного и атомарного кислорода, присутствующих в разряде. Образование отрицательных ионов кислорода возможно при взаимодействии адсорбированных поверхностью молекул и атомов кислорода с электронами из плазмы и туннельного захвата электрона из подложки: $e + \text{O}_{2\text{адс}} \rightarrow \text{O}_{\text{адс}}^- + \text{O}_{\text{адс}}^*$. В результате на поверхности образуются отрицательные ионы кислорода, мигрирующие под действием электрического поля вглубь оксида и вызывающие его рост при взаимодействии с катионами окисляемого материала. При изображении зависимости толщины окисной плёнки от логарифма времени окисления (рис. 2) наблюдаются два линейных участка с характерными зависимостями: d [нм] $\sim 0,29 \ln(t)$ при $t < 120$ мин и d [нм] $\sim 0,80 \ln(t)$ при $t > 120$ мин, что свидетельствует об изменении доминирующего механизма окисления при достижении толщины окисной плёнки $\sim 2,5$ нм или о начале порообразования.

Отношение интегральных интенсивностей пиков As 3*d* и In 4*d*, связанных с плёнкой и подложкой, практически не зависит от продолжительности обработки в плазме (см.

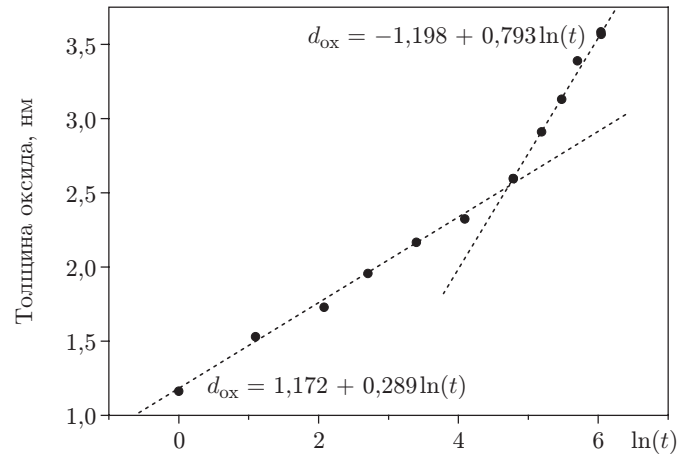


Рис. 2. Зависимость толщины окисной плёнки от логарифма времени окисления в плазме (в минутах)

рис. 1, b), однако наблюдается монотонное уменьшение интенсивности пика As 2p и увеличение интенсивности пика In 3d, характеризующихся значительно меньшими глубинами выхода сигнальных электронов. Таким образом, при окислении InAs в плазме имеет место нарушение стехиометрического состава окисной плёнки преимущественно в её верхней части.

Электрофизические свойства получаемых оксидных слоёв и их интерфейсов с InAs исследовали посредством измерения ВФХ и вольт-амперных характеристик (ВАХ) МДП-структур с золотыми электродами диаметром 100–800 мкм. Исследования выполнялись на образцах, представлявших собой эпитаксиальные слои InAs *n*-типа проводимости толщиной 8–12 мкм с концентрацией электронов $(1,5\text{--}4,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, выращенные на сильно легированных подложках InAs $n^{++} \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с ориентацией (111)A. Толщина подложек составляла 380 мкм.

Вольт-фарадные характеристики МДП-структур на основе InAs со сверхтонким ПО толщиной ~ 3 нм детально описаны в работе [7], где продемонстрировано использование метода плазменного окисления, позволяющее получать безгистерезисную зависимость ёмкости от смещения при $T = 78$ К в широком диапазоне полей (от $-7 \cdot 10^6$ до $+5 \cdot 10^6$ В/см). При этом граница раздела оксид — InAs характеризуется низкой плотностью поверхностных состояний ($< 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$). С увеличением рабочей температуры гистерезис появляется, однако его величина остаётся незначительной вплоть до температур ~ 200 К. Такая пассивация поверхности InAs весьма перспективна для фоточувствительных приборов, работающих при температуре жидкого азота и открывает возможности повышения рабочих температур вплоть до 200 К. Вместе с тем было обнаружено, что ВФХ МДП-структуры со сверхтонкими ПО в отличие от классических ВФХ с толстыми (> 20 нм) диэлектрическими слоями имеют особенности в поведении при обогащающих потенциалах ($V_g > 0$ В): отсутствует выраженный выход ёмкости на насыщение (рис. 3) и наблюдается значительное несовпадение измеряемой величины ёмкости МДП-структур в обогащении со значениями, полученными классическим методом расчётов концентрации носителей заряда, основанным на статистике Больцмана. В связи с этим для интерпретации экспериментальных данных возникла необходимость адекватного теоретического моделирования ВФХ.

Из литературы известно, что для кремния в случае тонких диэлектриков (~ 10 нм) или в случае высокой степени легирования ($> 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при расчётах теоретических ВФХ требуется использование статистики Ферми [8]. Характерные толщины, для которых необ-

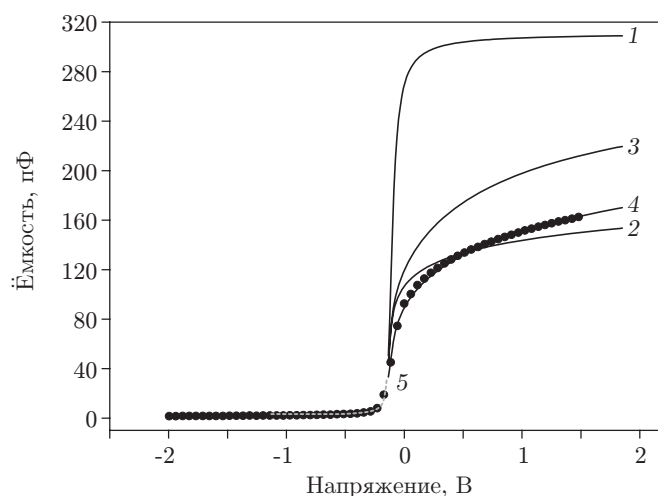


Рис. 3. Результаты моделирования ВФХ для МДП-структуры на основе InAs со сверхтонким собственным оксидом (см. рис. 2, толщина $d = 2,7$ нм), сформированном в режиме удалённой кислородной плазмы тлеющего разряда

ходим учёт статистики Ферми и непараболичности зон, приведены в работе [8]. Так, для InAs с концентрацией $n = 6,96 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77$ К характерная толщина равна 12,02 нм. В слоях сильного обогащения и инверсии проявляется квазидвумерное поведение электронных свойств структур диэлектрик—полупроводник, и квантование спектра носителей заряда может существенно влиять на величину ёмкости пространственного заряда [9, 10]. Это влияние очень существенно для интерпретации ВФХ при измерениях МДП-структур с тонкими диэлектрическими слоями, для которых ёмкость диэлектрика сопоставима с ёмкостью слоя пространственного заряда [9]. Характерный размер проявления квантовых эффектов определяется длиной волны де Бройля для электронов. Для InAs с концентрацией носителей $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77$ К длина волны де Бройля для электронов составляет 15,8 нм, длина экранирования — 53,5 нм.

Для описания полученных экспериментальных ВФХ на основе собственных программных модулей нами были построены теоретические кривые. В области обогащающих потенциалов моделирование осуществлялось посредством самосогласованного расчёта с использованием уравнений Шрёдингера и Пуассона с учётом статистики Ферми для электронов и непараболичности зоны проводимости. Теоретическая кривая $C-V$ в области истощающих и инвертирующих напряжений рассчитывалась для классической диффузионно-дрейфовой модели (кривая 5). Результаты моделирования и экспериментально измеренная ВФХ для МДП-структуры с ПО InAs толщиной ~ 3 нм представлены на рис. 3. Расчёт, основанный на статистике Больцмана (кривая 1), значительно отличается от экспериментальных результатов (кружки). Учёт статистики Ферми (кривая 2) позволяет получить зависимость ёмкости от напряжения, наиболее близкую к экспериментальной кривой, однако при этом наблюдается значительное расхождение в ходе кривых (крутизна наклона) как вблизи напряжения плоских зон, так и в области повышенных положительных напряжений смещения. Дополнительный учёт непараболичности зоны проводимости (кривая 3) также не позволяет описать экспериментально наблюдаемую зависимость. Из сравнения экспериментальных и теоретических кривых следует, что экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с численными расчётами только при совместном учёте статистики Ферми, непараболичности зоны проводимости и эффекта квантования (кривая 4), а исследуемая МДП-структура близка к идеальной. Эффект квантования значительно уменьшает ёмкость слоя обогащения по сравнению с классическими расчётами и

вносит значительный вклад в полную ёмкость в структурах с тонким диэлектрическим слоем. Таким образом, при анализе ВФХ МДП-структур на основе InAs со сверхтонкими диэлектрическими слоями необходимо использование статистики Ферми для электронов, учёт непараболичности зоны проводимости и эффекта квантования носителей заряда в слоях обогащения.

Фотосигнальные характеристики МДП-структур. МДП-структуры на основе InAs с туннельно-тонким оксидом подобно барьеру Шоттки обладают фоточувствительностью по току, что открывает дополнительные возможности их использования в фотоэлектронике. Природа фоточувствительности заключается в том, что аналогично обратному току в $p-n$ -переходах или диодах Шоттки при приложении к структуре напряжения смещения через тонкий диэлектрик течёт туннельный ток, ограниченный областью пространственного заряда, в который дают вклад носители заряда, генерируемые ИК-излучением.

Исследования температурной зависимости ВАХ МДП-структур со сверхтонким диэлектриком (измерялся сквозной ток МДП-структуры) выполнены с помощью электрометра в диапазоне напряжений от 1 до $-2,5$ В в темновом режиме и при подсветках ИК-излучением в диапазоне температур 78–208 К. В измеренном температурном диапазоне структуры обладают фоточувствительностью. На рис. 4 представлены ВАХ МДП-структуры (кривые 1 — темновая, 2 — фон 300 К, 3, 4, 5 — ИК-подсветка, 6 — сильная засветка). При $T = 198$ К, как и при $T = 78$ К, имеется область, где отсутствует фоточувствительность из-за барьера, обусловленного тонким диэлектрическим слоем. При напряжениях ниже -1 В ток определяется генерацией носителей в полупроводнике. Подсветка осуществлялась при непрозрачных Au-электродах на структурах площадью $S = 1,4 \cdot 10^{-4}$ см². В этом случае наблюдаемый фототок возникает за счёт генерации на периферии электрода. Обнаружительная способность МДП-структур в области фоточувствительности ВАХ ($V = -1,2$ В) оценивалась по темновой величине тока и с использованием расчётных формул, приведённых в работе [7]. Для экспериментально измеренной величины темнового тока $I = 2,6 \cdot 10^{-8}$ А при рабочей температуре $T = 198$ К оценка обнаружительной спо-

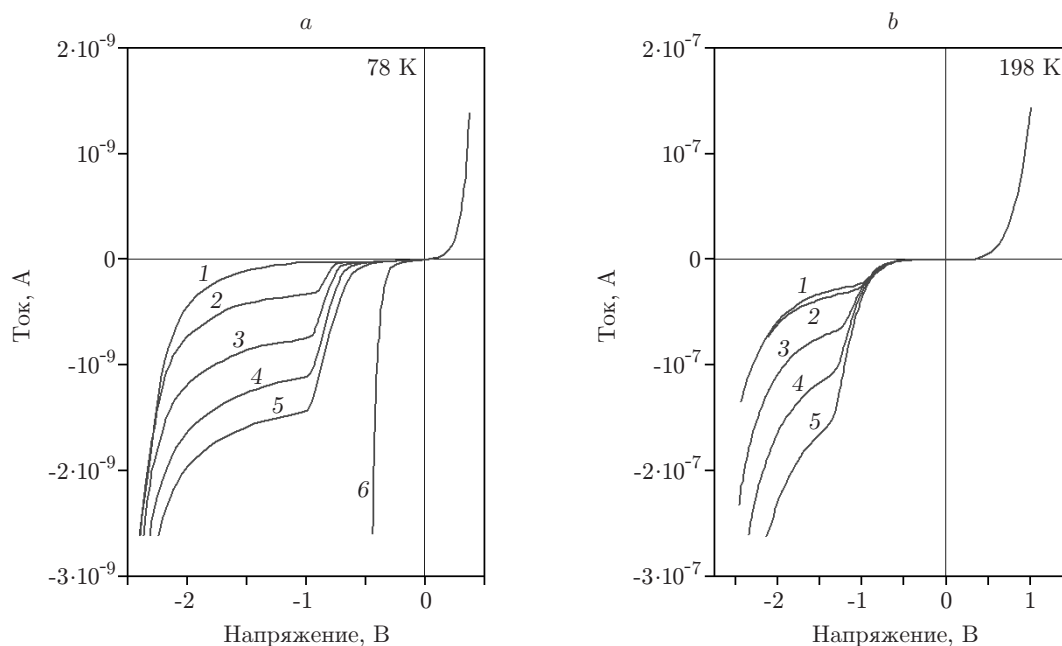


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики МДП-структуры Au—плазменный оксид ($d \sim 3,4$ нм)—InAs: при температурах 78 К (а) и 198 К (б)

способности составляет величину $D^* = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \Gamma_{\text{ц}}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (рис. 4, *b*). При азотной температуре темновые токи лежат в диапазоне 10^{-10} – 10^{-11} А при перемещении от одного до другого края образца размером ~ 10 мм, что соответствует обнаружительной способности $D^* = 2,6 \cdot 10^{12}$ – $8,2 \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \Gamma_{\text{ц}}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (рис. 4, *a*). Такой разброс, по-видимому, связан с неоднородностью обработки поверхности образца. Данный вопрос требует дополнительного изучения.

Температурная зависимость сопротивления R_0 при $V = 0$ измерялась как V/I при малых напряжениях смещения $V = \pm 10$ мВ. Как видно из рис. 5, во всём температурном диапазоне R_0 близко к постоянной величине на уровне $\sim 5 \cdot 10^9$ Ом. Близкая к нулю энергия активации R_0 подтверждает туннельный механизм протекания тока через сверхтонкий диэлектрик. Ограничение тока вблизи $V = 0$ сопротивлением диэлектрика доказывается отсутствием зависимости R_0 от подсветки. На рис. 5 приведена температурная зависимость тока в активационных координатах при $V \leq -0,6$ В, когда сопротивление диэлектрика значительно меньше сопротивления полупроводника и ток определяется генерационными процессами в InAs. Из сравнения экспериментальной кривой 1 с кривой 3, соответствующей энергии активации 0,36 эВ, видно, что при повышении температуры энергия активации тока приближается к ширине запрещённой зоны InAs, что соответствует диффузионному механизму тока с генерацией зона—зона. При снижении температуры энергия активации примерно равна половине ширины запрещённой зоны в соответствии с генерацией через глубокие уровни, находящиеся в середине запрещённой зоны. Дальнейшее снижение энергии активации при уменьшении температуры может быть связано как с влиянием термостимулированного туннелирования в полупроводнике при обратном напряжении $< -0,6$ В, так и с утечками по периферии МДП-структуры, усиливающимися при наличии положительного заряда в диэлектрике.

Определение амперваттной чувствительности и квантового выхода. При тестировании на фоточувствительность засветка ИК-излучением проводилась с планарной сторо-

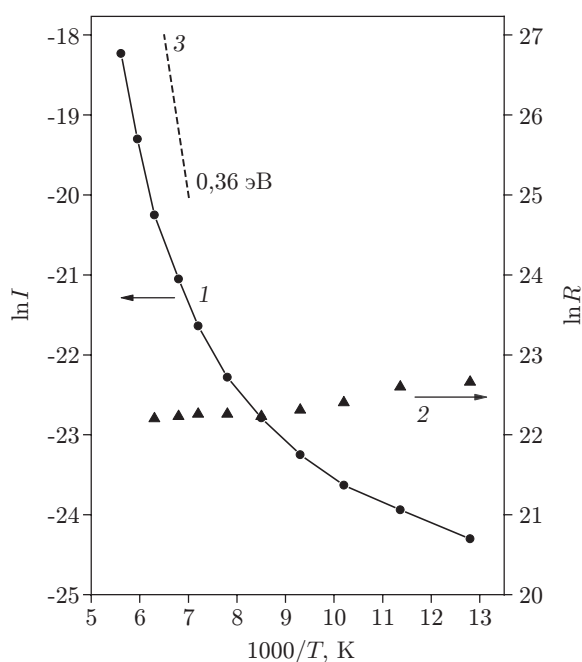


Рис. 5. Температурные зависимости тока (кривая 1) при $V = -0,6$ В и сопротивления (кривая 2) при $V = 0$ В в активационных координатах. Кривая 3 — энергия активации, соответствующая ширине запрещённой зоны InAs

ны, где нанесён непрозрачный Au-электрод. При этом фототок генерировался фотонами только по периферии электрода в узкой области пространственного заряда. В матрицах [1] засветка осуществляется со стороны высоколегированной подложки InAs, а носители заряда генерируются в ОПЗ эпитаксиальной плёнки под электродом. Для засветки с обратной стороны, соответствующей работе элементов в матрице, изготавливался специальный образец. Напряжение на электрод подавалось через In-проволочки диаметром ~ 50 мкм, присоединённые к Au-электродам с помощью холодной сварки давлением, подобно сборке матриц с процессорами на In-столбах методом flip-chip. Образец помещался в криостат. Измерения проводились при $T = 78$ К в темновом режиме и при различных засветках от АЧТ ($T = 583$ К) через холодную апертуру $\theta = 15^\circ$. Комнатный фон $T = 293$ К. Засветка от АЧТ удовлетворяла условиям точечного источника: максимальная диафрагма АЧТ $d = 18$ мм при расстоянии до образца $L = 240$ мм, что соответствовало $d/L < 1/10$ (погрешность при $d/L = 1/5$ равна 1 % [11]). На рис. 6 показаны экспериментальные ВАХ МДП-структуры при засветке от АЧТ (при $T = 583$ К) с расстояния 240 мм при различных диафрагмах АЧТ. По этим кривым при $V = -1,2$ В построена зависимость фототока, связанного с засветкой от излучающей площади АЧТ ($I - I_\phi$) (вставка на рис. 6, I_ϕ — фототок, связанный с фоновым излучением при $T = 293$ К). Линейная зависимость показывает пропорциональность фототока облучённости на данных структурах. По наклону этой зависимости получена величина амперваттной чувствительности равная 0,98 А/Вт. А по отношению количества носителей фототока N_e к количеству квантов излучения в диапазоне пропускания подложки 2,9–3,1 мкм, рассчитанному на основе закона Планка, проведена оценка интегрального квантового выхода. В нашем случае квантовый выход

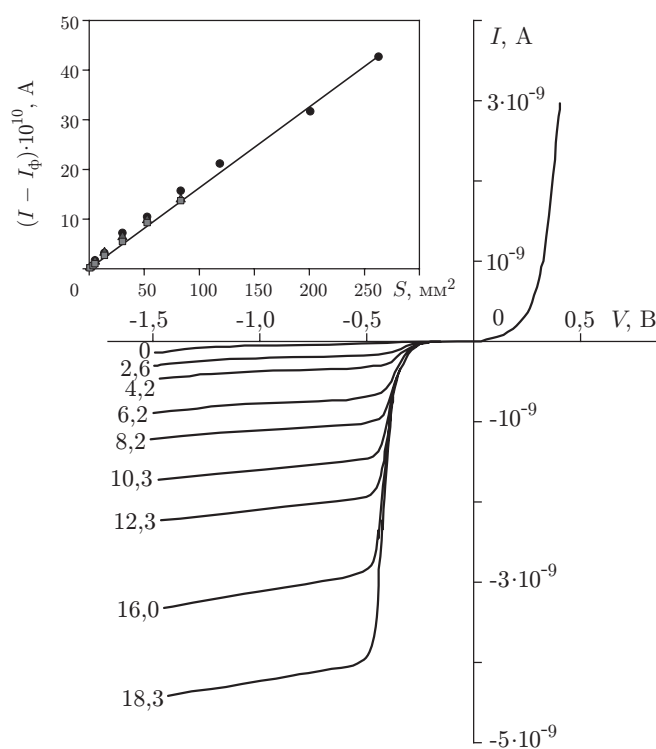


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики МДП-структуры с толщиной плазменного оксида ~ 3 нм; площадь Au-электрода $1,54 \cdot 10^{-4}$ cm^2 при 78 К и разных диаметрах диафрагмы АЧТ (значения в миллиметрах указаны на кривых). Засветка осуществлялась со стороны подложки

имеет значение 0,43 и может быть дополнительно повышен при просветлении подложки InAs и сапфирового окна.

Сравнение фоточувствительности детекторов на основе InAs. В работе [12] приведены предельные параметры чувствительности ПЗИ-элементов матрицы, полученные при пассивации поверхности InAs методом анодного окисления в электролитах в спектральном диапазоне 2,4–3,05 мкм. Размер матрицы 128 × 128 элементов, площадь элемента 40 × 40 мкм и шаг 50 мкм. При температуре жидкого азота обнаружительная способность $D^* = 3,3 \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Система на ПЗИ-элементах практически идеальна при низких температурах, поскольку в отличие от систем, построенных на диодах и барьерах Шоттки, в ней отсутствуют паразитные токи утечки. Однако при температурах выше 160 К за счёт тепловой генерации носителей заряда начинается переполнение потенциальной ямы за время накопления и резко падает эффективность детектирования.

Тип детектора	λ , мкм	T , К	Токовая чувствительность, А/Вт	Обнаружительная способность, $\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$	Квантовая эффективность
InAs-диод [13] фирмы «ИоффеЛЕД»	3	300	0,5	$2 \cdot 10^{10}$	—
Гетероструктуры InAs/InAsSbP [14]	3,1–3,4	300	1,4–1,6	—	0,5–0,6
Диоды фирмы "EG&G Judson" [15]	3,0	273	—	$2 \cdot 10^9$	—
Диоды фирмы "EG&G Judson" [15]	3,0	223	—	$7 \cdot 10^{10}$	—
Наши результаты*	2,9–3,1	198	—	$1,5 \cdot 10^{11}$	—
p - n -переходы InAs _{0,91} Sb _{0,09} на подложке GaSb [16]	3,7	170	—	$4,03 \cdot 10^{11}$	—
Диоды InAs _{0,91} Sb _{0,09} (на основных носителях) [17]	1	150	1,1	—	0,7
Гетероструктуры Ge/SiGe/Si со слоями квантовых точек Ge [18]	3,4	90	—	$0,8 \cdot 10^{11}$	—
p - n -переходы InAs _{0,91} Sb _{0,09} на GaSb [16]	3,0	77	1,3	—	0,6
Диоды фирмы "EG&G Judson" [15]	3,0	77	—	$7 \cdot 10^{11}$	—
ПЗИ-элементы [12]	3,0	77	—	$3,3 \cdot 10^{12}$	—
Наши результаты*	2,9–3,1	78	0,98	$2,6 \cdot 10^{12}$ – $8,2 \cdot 10^{12}$	0,43

*Без использования просветляющего покрытия.

Для диодов и барьеров Шоттки таких ограничений нет, и эти элементы продолжают эффективно работать при повышенных температурах, когда приемлемо использование охлаждения с помощью элементов Пельтье. В таблице приведены параметры фоточувствительности известных из литературы детекторов на основе InAs и близких к нему систем.

Обнаружительная способность изготовленных нами МДП-структур на основе InAs с туннельно-тонким собственным оксидом, сформированным в плазме тлеющего разряда, составляет $D^* = (2,6-8,2) \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ и $D^* = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при температурах 78 и 198 К соответственно. Величина амперваттной чувствительности при температуре 78 К равна 0,98 А/Вт и квантовый выход имеет значение 0,43 (без просветления подложки InAs и сапфирового окна). Отметим, что расчётная величина предельной токовой чувствительности для InAs составляет 2,29 А/Вт.

Полученные нами результаты по фоточувствительности МДП-структур на основе InAs с туннельно-тонкими слоями оксида, сформированными в плазме тлеющего разряда, сопоставимы с параметрами фоточувствительности других типов детекторов на базе InAs. Поскольку фототок в МДП-структурах на InAs с туннельно-тонкими слоями оксида, как и в диодах, определяется генерацией носителей в ОПЗ полупроводника, для последних возможно применение схем обработки сигнала, разработанных для диодов с той лишь разницей, что необходимо использовать незначительные обратные напряжения смещения.

Заключение. Впервые методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии *in situ* проведены исследования по формированию сверхтонких окисных плёнок на поверхности InAs в режиме удалённой плазмы тлеющего разряда. Исследованы кинетика формирования, химический состав окисных плёнок и электрофизические свойства МДП-структур на их базе.

Показано, что при моделировании ВФХ МДП-структур с туннельно-тонкими слоями диэлектрика необходимо проведение самосогласованных расчётов, основанных на использовании уравнений Шрёдингера и Пуассона с учётом статистики Ферми для электронов и непараболичности зоны проводимости.

Продемонстрирована возможность эффективной пассивации поверхности InAs с тонкими собственными окисными плёнками (~ 3 нм), впервые на InAs получена безгистерезисная ВФХ при $T = 78$ К. Показано, что МДП-структуры на основе InAs с туннельно-тонким оксидом подобно барьеру Шоттки обладают высокой фоточувствительностью по току и позволяют повысить рабочую температуру до 200 К, что открывает дополнительные возможности их использования в фотоэлектронике для изготовления фотодетекторов в среднем ИК-диапазоне. Выполненные исследования представляют интерес для решения проблемы пассивации поверхности других полупроводников типа A_3B_5 и КРТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковчавцев А. П., Курышев Г. Л., Базовкин В. М. и др. Фотоприемники зарядовой инжекции на арсениде индия // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона /Под ред. В. Н. Овсяюка, Г. Л. Курышева, Ю. Г. Сидорова и др. Новосибирск: Наука, 2001. Гл. 1. С. 10–113.
2. Kesler V. G., Seleznev V. A., Kovchavtsev A. P., Guzev A. A. Composition, morphology and surface recombination rate of HCl-isopropanol treated and vacuum annealed InAs(111)A surfaces // Appl. Surf. Sci. 2010. **256**, N 14. P. 4626–4632.
3. Кеслер В. Г., Ковчавцев А. П., Гузев А. А. и др. Анодное окисление арсенида индия в кислородной плазме тлеющего разряда // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2010. **7**, № 4. С. 82–88.

4. Пат. 2420828 С1 РФ. Структура металл—диэлектрик—полупроводник на основе соединений A_3B_5 и способ её формирования /В. Г. Кеслер, А. П. Ковчавцев, А. А. Гузев, З. В. Панова. Опубл. 10.06.2011, Бюл. № 16.
5. Кеслер В. Г. Изучение процесса окисления InAs в плазме тлеющего разряда с использованием метода РФЭС in situ // Журнал структурной химии. Приложение. 2011. **52**. С. s156–s164.
6. O'Hanlon J. F. Gas discharge anodization // Oxides and Oxide film /Ed. A. K. Vijh. N. Y.: Marcel Dekker, 1976. Vol. 6. P. 105–241.
7. Кеслер В. Г., Гузев А. А., Ковчавцев А. П. и др. Фоточувствительные МДП-структуры со сверхтонким плазменным окислом на InAs // Успехи прикладной физики. 2013. **1**, № 2. С. 193–199.
8. Bazovkin V. M., Kurushev G. L., Polovinkin V. G. On the theory of the MIS high-frequency capacitance. The effect of degeneration and non-parabolicity // Phys. Status Solidi (a). 1982. **74**, N 1. P. 297–306.
9. Frantsuzov A. A., Okhonin S. A., Pogosov A. G. The influence of quantization on the space-charge layer capacitance of Si in strong accumulation // Phys. Status Solidi (b). 1986. **136**, N 1. P. 241–249.
10. Ando T., Fowler A. B., Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems // Rev. Modern Phys. 1982. **54**, N 2. P. 437–672.
11. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972. 534 с.
12. Курышев Г. Л., Ли И. И., Базовкин В. М. и др. Предельные параметры многоэлементных гибридных МДП ИК ФПУ на InAs и приборов на их основе // Прикладная физика. 2009. № 2. С. 79–92.
13. ИоффеЛЕД. Производство свето- и фотодиодов — малое инновационное предприятие. URL: <http://www.ioffeled.com> (дата обращения: 25.07.2013).
14. Лебедев М. В., Шерстнев В. В., Куницына Е. В. и др. Пассивация фотодиодов для инфракрасной области спектра спиртовым сульфидным раствором // Физика и техника полупроводников. 2011. **45**, вып. 4. С. 535–539.
15. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. /Под ред. А. В. Войцеховского. Новосибирск: Наука, 2003. 636 с.
16. Shafir I., Katz M., Sher A. et al. Suppression of leakage currents in InAsSb MWIR photodiodes by chemical treatment and illumination // Semicond. Sci. Technol. 2010. **25**, N 4. 045004.
17. Klipstein P., Klin O., Grossman S. et al. X_{Bn} barrier photodetectors based on InAsSb with high operating temperatures // Opt. Eng. 2011. **50**, N 6. 061002.
18. Якимов А. И. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge для фотоприёмников среднего ИК-диапазона // Автометрия. 2013. **49**, № 5. С. 57–67.

Поступила в редакцию 25 июля 2013 г.