

01,09

Адмиттансы характеристики сенсоров на основе арсенида галлия, компенсированного хромом

© М.С. Трофимов, Н.Н. Яковлев

Томский государственный университет,
Томск, Россия

E-mail: mikhail.trofimov@mail.tsu.ru

Поступила в Редакцию 1 декабря 2025 г.

В окончательной редакции 20 января 2026 г.

Принята к публикации 21 января 2026 г.

Выполнено экспериментальное исследование адмиттансых характеристик сенсоров на основе арсенида галлия, компенсированного хромом (HR-GaAs:Cr), с барьерными контактами на основе Ni и Cr в диапазоне температур 30–280 °C. Проанализированы вольт-фарадные и вольт-сименсные характеристики сенсоров на частоте 1 MHz. Установлено, что в диапазоне температур 30–150 °C HR-GaAs:Cr сенсоры работают в режиме плоского конденсатора, при котором не наблюдается зависимости емкости от напряжения, а в диапазоне 150–280 °C осуществляется переход к работе в режиме барьера Шоттки. Показано, что в диапазоне 230–280 °C появление изломов на вольт-фарадной характеристике связано с возникновением туннельного электрического пробоя сенсоров. Установлено, что с ростом напряжения наблюдается спад и выход на участок насыщения проводимости сенсоров в результате обеднения их активной области электронами. Из температурной зависимости активной проводимости сенсоров рассчитана энергия активации хрома в GaAs, которая составила $E_a = 0.81$ eV, что с хорошей точностью согласуется с литературными данными.

Ключевые слова: полупроводниковые сенсоры, HR-GaAs:Cr, вольт-фарадная характеристика, вольт-сименсная характеристика.

DOI: 10.61011/FTT.2026.01.62569.338-25

1. Введение

Актуальность создания полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений обусловлена необходимостью развития медицинских рентгеновских диагностических систем и исследовательской инфраструктуры для источников синхротронного излучения. Ранее в Центре исследований и разработок „Перспективные технологии в микроэлектронике“ НИ ТГУ была разработана технология получения материала детекторного качества на основе арсенида галлия, компенсированного хромом диффузионным методом [1], которая легла в основу производства полупроводниковых сенсоров. Получаемые HR-GaAs:Cr структуры (HR — high resistivity) имеют однородное распределение электрического поля по толщине активной области, эффективность сбора заряда более 90 %, удельное сопротивление до 10^9 Ohm · см и толщину более 1 mm [2–5]. В работах [6–9] показано, что многоэлементные сенсоры на основе HR-GaAs:Cr хорошо соответствуют требованиям изготовления полупроводниковых детекторов для рентгеновских систем визуализации, в том числе для синхротронных экспериментов [10–13].

Дальнейшее развитие технологии производства полупроводниковых детекторов требует проведения фундаментальных исследований механизмов транспорта носителей заряда в сенсорах и их электрофизических характеристик. Одним из широко-используемых методов для этих целей является метод адмиттанской спектроскопии. В основе данного метода лежит измерение емкостной

и активной составляющих проводимости полупроводниковой структуры на переменном сигнале при подаче постоянного смещения [14,15]. Измерение емкостной составляющей адмиттанса позволяет построить вольт-фарадную характеристику структуры, с помощью которой можно определить ряд важнейших электрофизических характеристик: высоту потенциального барьера на границе металл–полупроводник, напряжение полного обеднения, концентрации глубоких и мелких примесных центров, их сечения захвата и времена перезарядки. Измерение активной составляющей проводимости при различных температурах позволяет определить энергию активации примесей в полупроводнике, а измерение вольт-сименсной характеристики дает возможность получать информацию о генерационно-рекомбинационных процессах.

В данной работе выполнено измерение емкостной и активной составляющих адмиттанса HR-GaAs:Cr сенсоров с барьерными контактами в широком диапазоне температур на частоте 1 MHz. Проведен детальный анализ вольт-фарадных и вольт-сименсных характеристик сенсоров.

2. Материалы и методы

В эксперименте исследовались сенсоры на основе арсенида галлия, выращенного методом Чохральского и компенсированного хромом диффузионным методом (HR-GaAs:Cr). Размер сенсоров составлял 3×3 mm², а

толщина была $500\text{ }\mu\text{m}$. Электрические контакты сенсоров были изготовлены из хрома (Cr) и никеля (Ni), нанесенных с обеих сторон методом электронно-лучевого напыления в виде сплошных слоев толщиной 90 и 150 nm соответственно. Методом энергии активации были измерены значения высоты потенциального барьера Шоттки на границе металл–полупроводник. Для этого измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов при помощи источника-измерителя Keithley 2636A в диапазоне температур $30\text{--}70^\circ\text{C}$ с шагом 5 градусов. Проводя линейную экстраполяцию ВАХ к $U = 0\text{ V}$, были определены токи насыщения I_0 для каждой температуры. Построив график зависимости в координатах $\ln(I_0/T^2)$ от $1/kT$, где k — постоянная Больцмана, по тангенсу угла наклона аппроксимирующей прямой были определены значения высоты барьёров Шоттки. В итоге, у образцов с контактами на основе Cr $\Phi_b = 0.67 \pm 0.03\text{ eV}$, а у образцов с Ni контактами $\Phi_b = 0.72 \pm 0.01\text{ eV}$. Таким образом, в эксперименте исследовались симметричные структуры типа Me–HR–GaAs:Cr–Me (где Me — металлический контакт).

Сенсоры помещались в микрозондовую 4 канальную станцию Nextron с возможностью задания температуры от комнатной до 750°C с точностью 0.1°C . Температура нагрева сенсоров изменялась в диапазоне $30\text{--}280^\circ\text{C}$. Измерение адmittансных характеристик сенсоров проводились на *RLC*-измерителе E7-12 в режиме параллельной эквивалентной схемы, который подключался к микрозондовой станции. Величина постоянного напряжения, прикладываемого к сенсорам, изменялась в процессе измерения в диапазоне 0–39 V. Частота и амплитуда измерительного сигнала составляли 1 MHz и 25 mV соответственно. За один измерительный цикл, состоящий из приложения к исследуемым образцам постоянного напряжения и малого переменного сигнала, прибор в автоматизированном режиме отдельно измерял активную и емкостную составляющие адmittанса. Результаты измерения выводились на компьютер в виде вольт-фарадных $C(U)$ и вольт-сименсных $G(U)$ характеристик.

3. Определение частотной области измерения

Из теории измерения $C(U)$ характеристик структур с глубокими центрами известно, что в зависимости от частоты (или периода) измерительного сигнала, выделяют низкочастотную (НЧ) и высокочастотную (ВЧ) емкости [16]. Критерием НЧ емкости является неравенство $T \gg \tau$, где T — период измерительного сигнала, τ — время перезарядки глубоких центров, определяющее значение частоты (или периода) измерительного сигнала, на которой глубокий центр „успевает“ реагировать на изменение электрического поля и дает вклад в емкость. Критерием ВЧ емкости является неравенство $T \ll \tau$, при выполнении которого глубокие центры не успевают реагировать на изменение электрического поля и не дают вклада в измеряемую емкость.

Время перезарядки глубоких центров в полупроводниках преимущественно определяется эмиссией электронов в зону проводимости или дырок в валентную зону, времена протекания которой значительно выше, чем времена захвата носителей из разрешенных зон. Это обусловлено наличием потенциального барьера между глубоким центром и разрешенной зоной, который необходимо преодолеть носителям за счет тепловой энергии, полученной от фононов, либо от электрического поля.

Когда величина приложенного к полупроводнику электрического поля сравнительно мала, эмиссия носителей заряда в разрешенные зоны является термоэлектронной, время протекания которой определяется выражением, записанным в общем виде для электронов и дырок:

$$\tau_{e,h} = 1/\sigma_{e,h} v_{th(e,h)} N_1, \quad (1)$$

где $\sigma_{e,h}$ — сечение захвата электронов и дырок глубокими центрами, $v_{th(e,h)}$ — тепловая скорость электронов и дырок, N_1 — концентрация носителей заряда, приведенная к уровню глубоких центров (для электронов записывается, как n_1 , а для дырок, как p_1).

Выражения для n_1 и p_1 имеют следующий вид:

$$n_1 = N_c \exp(-E_{dd}/kT), \quad (2a)$$

$$p_1 = N_v \exp(-E_{da}/kT), \quad (2b)$$

где N_c и N_v — эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно, E_{dd} и E_{da} — энергии активации глубокого донорного и акцепторного центров, соответственно, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Эффективные плотности квантовых состояний в разрешенных зонах и тепловые скорости носителей заряда имеют слабую степенную зависимость от температуры: $N_{c,v} \sim T^{3/2}$; $V_{th(e,h)} \sim T^{1/2}$. Из литературы известно, что сечения захвата глубоких центров и их энергии активации зависят от температуры. В исследуемых HR–GaAs:Cr структурах присутствуют, по крайней мере, два типа глубоких центров: хром, являющийся в ионизованном состоянии глубоким акцепторным ловушечным центром для дырок и *EL2*-центры, являющиеся глубокими донорами, которые в ионизованном состоянии обладают высоким сечением захвата электронов. Концентрация хрома и *EL2*-центров в исследуемых образцах составляла порядка 10^{17} и $3 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ соответственно. Согласно литературным данным [17], сечение захвата дырок на отрицательно заряженные центры хрома $\sigma_h^{\text{Cr}^-}$ и их энергия активации зависят от температуры, как:

$$\sigma_h^{\text{Cr}^-} = 10^{-16} \exp(-0.2/kT) [\text{cm}^2], \quad (3a)$$

$$E_{\text{Cr}} = 0.81 - (3 \cdot 10^{-4} T^2)/204 + T + kT \ln(0.93) [\text{eV}]. \quad (3b)$$

Температурные зависимости сечения захвата электронов у *EL2*-центров и их энергия активации имеют вид:

$$\sigma_e^{\text{EL2}+} = 6 \cdot 10^{-15} \exp(-0.66/kT) [\text{cm}^2], \quad (4a)$$

$$E_{\text{EL2}} = 0.759 - 2.37 \cdot 10^{-4} T [\text{eV}]. \quad (4b)$$

С использованием выражений (1)–(4) были рассчитаны времена эмиссии дырок с глубоких центров хрома и электронов с *EL2*-центров в исследуемом диапазоне температур. Установлено, что даже при температуре 280 °C время эмиссии электронов с *EL2*-центров (τ_{EL2}) и дырок с уровнем Cr (τ_{Cr}) значительно больше, чем период измерительного сигнала ($\tau_{EL2} = 5 \mu\text{s}$, $\tau_{Cr} = 50 \mu\text{s}$). Для измерения низкочастотной емкости, обусловленной глубокими центрами, необходимо, чтобы период измерительного сигнала T был минимум в 2 раза меньше, чем время перезарядки глубоких центров [18]. Таким образом, в первом приближении можно считать, что в данной работе проводилось измерение высокочастотной емкости, обусловленной ионами мелких примесей, не включающей в себя емкость, обусловленную ионизованными центрами Cr и *EL2*.

4. Результаты эксперимента

4.1. $C(U)$ характеристики HR-GaAs:Cr сенсоров

4.1.1. Экспериментальные данные

На рис. 1 представлены вольт-фарадные $C(U)$ характеристики HR-GaAs:Cr сенсоров в диапазоне температур 27–280 °C. Анализ данных результатов показывает, что $C(U)$ характеристики сенсоров с Ni и Cr контактами ведут себя идентично. При изменении температуры сенсоров в диапазоне 30–100 °C, зависимости емкости от напряжения не наблюдается. Величина емкости всех сенсоров составляет около 2 pF, что в точности совпадает со значением емкости, рассчитанной по формуле плоского конденсатора:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S / d, \quad (5)$$

где $\epsilon = 11.8$ — относительная диэлектрическая проницаемость GaAs, ϵ_0 — электрическая постоянная, S — площадь сенсора, d — его толщина.

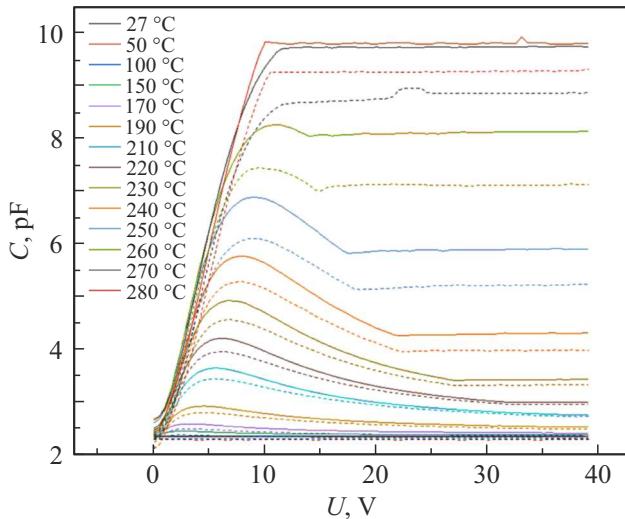


Рис. 1. $C(U)$ характеристики HR-GaAs:Cr сенсоров с контактами на основе Ni (сплошная) и Cr (пунктир).

При повышении температуры сенсоров до 150 °C, появляется зависимость их емкости от напряжения, которая ведет себя специфическим образом. В диапазоне температур 150–220 °C на $C(U)$ характеристиках сенсоров появляются 3 участка. В диапазоне напряжений 0–10 V наблюдается участок роста емкости, максимум которой с ростом температуры сдвигается в область больших напряжений и при температуре 260 °C соответствует 10 V. В работах [19–23] представлено описание физики возникновения участков начального роста емкости в различных полупроводниковых структурах. Авторы работ [19,20] наблюдали начальный рост емкости на $C(U)$ характеристиках диодов Шоттки на основе $\text{NiSi}_2/\text{Si}(111)$ и n -GaAs-структур и связали их с наличием высокой плотности поверхностных состояний на границах интерфейса. В работе [21] на примере диода Шоттки на основе n -Si показано, что рост емкости не связан с интерфейсными состояниями на границе металл–полупроводник, а обусловлен инжекцией неосновных носителей заряда (дырок) из контакта Шоттки в объем полупроводника, приводящей к появлению диффузионной емкости. В работе [22] авторы доказывают теоретически и экспериментально, что ключевой причиной появления роста и максимума емкости является последовательное сопротивление (R_s) устройства. Авторы работы [23] на примере диода Шоттки на основе GaAs опровергают результаты, полученные авторами работы [22]. Они доказывают, что наблюдаемые максимумы емкости не вызваны последовательным сопротивлением R_s устройства, а являются следствием дефектных уровней (ловушек), индуцированных процессом RF-распыления вблизи границы металл–GaAs.

Далее, после максимумов емкости наблюдается участок спада и выхода на насыщение. Важно отметить, что спад емкости происходит по закону $C \propto \exp(-a + b/U + c)$, где a, b, c — подгоночные константы, U — напряжение. Это свидетельствует о сложном виде профилей концентраций мелких примесей в исследуемых образцах. Соответственно, для определения концентрации примесей, использование теорий плавного или резкого p – n -переходов является не корректным и требует проведения численного моделирования.

В диапазоне температур 150–220 °C выход $C(U)$ характеристик на участок насыщения происходит приблизительно при напряжении 30 V. Начиная с 230 °C, на $C(U)$ характеристиках сенсоров появляется характерный излом, после которого резко наступает насыщение емкости. Напряжение, соответствующее излому на $C(U)$ характеристиках, с ростом температуры уменьшается и при температуре 280 °C составляет в среднем 10–12 V. Причем при температурах 270 и 280 °C спад емкости вовсе отсутствует, и после роста сразу наступает насыщение.

4.1.2. Физика возникновения изломов на $C(U)$ характеристиках

Была выдвинута гипотеза о том, что появление изломов на $C(U)$ характеристиках сенсоров в области

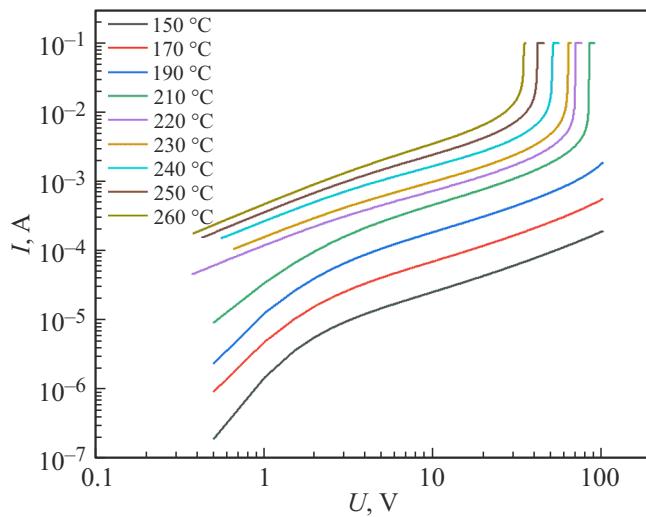


Рис. 2. ВАХ HR-GaAs:Cr сенсора с контактами на основе Ni в диапазоне температур 150–260 °C.

высоких температур связано с возникновением электрического пробоя, приводящего к сужению области пространственного заряда (ОПЗ) за счет появления высокой концентрации свободных носителей. Для подтверждения этого были измерены и проанализированы ВАХ сенсоров с контактами на основе Ni при температурах 150–260 °C (рис. 2).

Известно, что зависимость тока от напряжения в полупроводниковых структурах может быть представлена в виде $I \sim U^b$, где b — показатель степени нелинейности ВАХ. При $b < 1$ ВАХ является сублинейной, что характерно для барьерных структур, при $b = 1$ ВАХ является линейной и ток в структуре подчиняется закону Ома, а при $b > 1$ характеристика является суперлинейной, что обычно свидетельствует о возникновении электрического пробоя. Результаты показывают, что у сенсора при температурах до 170 °C и напряжении 100 V электрического пробоя не наблюдается (коэффициент нелинейности $b < 1$ и составляет в среднем 0.7–0.8). При 190 °C в диапазоне 50–100 V наблюдается сверхлинейный рост тока с показателем нелинейности $b = 1.4$, что свидетельствует о возникновении пробоя. Начиная с 210 °C, наблюдается появление сильного сверхлинейного роста тока после 80 V, где коэффициент нелинейности b составляет 20–35. При температуре 230 °C пробой начинается приблизительно при 30 V, что в точности соответствует напряжению появления излома на $C(U)$ характеристиках сенсоров. С ростом температуры напряжение пробоя и возникновения излома на $C(U)$ характеристиках сдвигается в область меньших значений и при температуре 260 °C составляет менее 30 V.

Из литературы известно, что при туннельном пробое с ростом температуры напряжение пробоя уменьшается и кривые сдвигаются влево, что наблюдается на рис. 2 [14]. Как было показано выше, энергии активации хрома и $EL2$ -центров в GaAs зависят от температуры, и с ее

ростом уменьшаются по линейному и квадратичному законам. Кроме того, с ростом температуры снижается ширина запрещенной зоны GaAs по закону, описываемому следующим выражением:

$$E_g = E_{g0} - \alpha T^2 / (\beta + T), \quad (6)$$

где $E_{g0} = 1.519$ eV — ширина запрещенной зоны при 0 K, α и β — температурные коэффициенты, значения которых для GaAs по последним данным составляют $5.61 \cdot 10^{-4}$ eV/K и 266 K соответственно [24].

Так как глубина залегания примесных центров меньше, чем ширина запрещенной зоны, то вероятность примесных туннельных переходов с ростом температуры будет выше, чем собственных. Таким образом, наблюдаемые изломы на $C(U)$ характеристиках HR-GaAs:Cr сенсоров в области 230–280 °C наиболее вероятно связаны с возникновением туннельного пробоя в результате понижения энергии активации глубоких центров.

4.2. Активная проводимость HR-GaAs:Cr сенсоров. $G(U)$ характеристики

На рис. 3 представлены вольт-сименсные $G(U)$ характеристики HR-GaAs:Cr сенсоров, измеренные в диапазоне температур 30–280 °C. Видно, что во всем диапазоне напряжений наблюдается спад активной проводимости сенсоров, тогда как в диапазоне 0–10 V на $C(U)$ характеристиках наблюдался рост. В диапазоне 230–280 °C после спада наблюдается очень слабый рост, порядка нескольких процентов от максимального значения, что можно считать выходом проводимости в область насыщения. Причем в диапазоне температур 250–280 °C на $G(U)$ характеристиках также появляется излом, который наблюдался на $C(U)$ характеристиках сенсоров в результате возникновения туннельного пробоя.

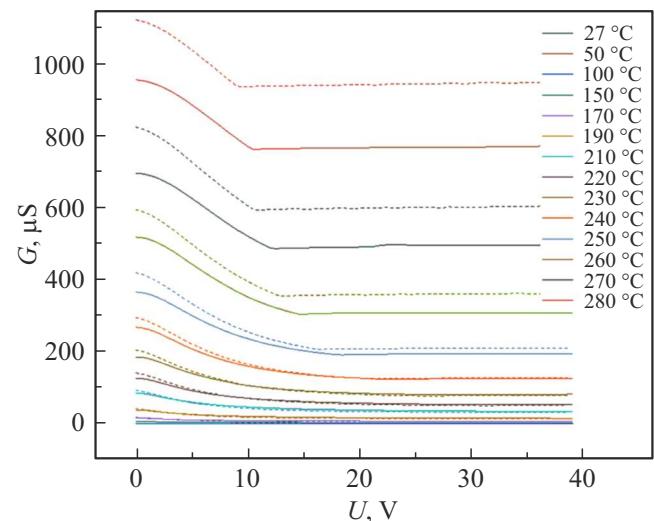


Рис. 3. $G(U)$ -характеристики HR-GaAs:Cr сенсоров с контактами на основе Ni (сплошная) и Cr (пунктир).

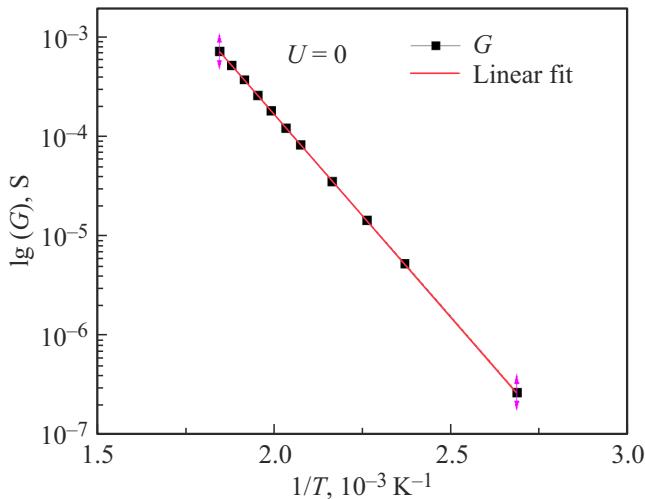


Рис. 4. Зависимость активной проводимости HR-GaAs:Cr сенсора от температуры, построенная в координатах Аррениуса.

Спад проводимости и ее выход на участок насыщения с ростом напряжения можно объяснить, если обратиться к работе [25], в которой предложена аналитическая модель протекания тока в структурах на основе GaAs:Cr с барьерными контактами. Модель показывает, что с ростом поданного напряжения в GaAs:Cr-структуре осуществляется переход от электронно-дырочного типа проводимости к дырочному (инверсия типа проводимости). Показано, что анодный контакт является антиблокировочным для дырок и действует как омический, тогда как катодный контакт для электронов является барьерным, что приводит к обеднению активной области GaAs:Cr сенсора электронами. При определенном напряжении большая часть электронов ограничивается обратно смещенным барьером и в переносе тока преимущественно участвуют дырки.

Так как проводимость пропорциональна концентрации носителей заряда, то данный эффект может приводить к спаду активной проводимости сенсора при увеличении напряжения и выходу на участок насыщения.

Известно, что температурная зависимость активной проводимости полупроводниковой структуры может быть описана уравнением Аррениуса:

$$G(T) = A \exp(-E_a/kT), \quad (7)$$

где A — параметр, слабо зависящий от температуры (можно считать константой); E_a — энергия активации примеси.

При построении зависимости десятичного логарифма проводимости от $1/T$ (координаты Аррениуса), получается линейная функция, тангенс угла наклона ($\tan \alpha$) которой характеризует энергию активации примеси:

$$E_a = B \tan \alpha k, \quad (8)$$

где коэффициент $B = 2.3$, который появляется при взятии десятичного логарифма от экспоненты, k — постоянная Больцмана.

На рис. 4 представлена зависимость проводимости HR-GaAs:Cr сенсора от температуры, построенная в координатах Аррениуса. Значение энергии активации составляет $E_a \approx 0.81 \text{ eV}$, что с хорошей точностью соответствует энергии активации примеси хрома в GaAs.

5. Заключение

Впервые получены экспериментальные данные по адmittансным характеристикам сенсоров ионизирующих излучений на основе HR-GaAs:Cr с барьерными контактами в широком температурном диапазоне. Установлено, что до 150°C зависимости емкости HR-GaAs:Cr сенсоров от напряжения не наблюдается и структура работает, как плоский конденсатор. При дальнейшем росте температуры появляется специфическая $C(U)$ зависимость, что, вероятно, связано с ростом концентрации ионов примесей, в результате чего осуществляется переход к режиму работы барьера Шоттки с неоднородным профилем распределения ионов примеси. Наблюдаемый начальный рост емкости предположительно может быть связан как с влиянием поверхностных состояний, так и появлением добавочной диффузационной емкости, что требует проведения дополнительно численного моделирования. В области температур $230\text{--}280^\circ\text{C}$ обнаружена корреляция между вольт-фарадными и вольт-амперными характеристиками сенсоров. Показано, что наблюдаемые изломы на $C(U)$ характеристиках сенсоров связаны с возникновением электрического пробоя, который по всем своим признакам соответствует туннельному пробою.

В результате измерения вольт-сименсных $G(U)$ характеристик сенсоров был обнаружен спад проводимости во всем температурном диапазоне и ее выход на насыщение. Установлено, что данная зависимость связана с инверсией типа проводимости сенсора в результате обеднения его активной области электронами. Проводя построение проводимости HR-GaAs:Cr сенсора от температуры в координатах Аррениуса была рассчитана энергия активации примеси хрома, которая составила $E_a = 0.81 \text{ eV}$, что с хорошей точностью согласуется с известными экспериментальными данными.

В дальнейшем будет проведено численное моделирование $C(U)$ и $G(U)$ характеристик HR-GaAs:Cr сенсоров, что позволит более детально объяснить наблюдаемые зависимости.

Благодарности

Выражаем благодарность за оказанные консультации по методологии проведения эксперимента и физике полупроводников директору центра исследований и разработок ПТМ НИ ТГУ, д.ф.-м.н. О.П. Толбанову, доценту кафедры полупроводниковой электроники РФФ НИ ТГУ, к.ф.-м.н. В.М. Калыгиной, д.ф.-м.н. В.П. Гермогенову.

Финансирование работы

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2025-0021.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.С. Хлудков, О.П. Толбанов, М.Д. Вилисова, И.А. Прудаев. Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия с глубокими примесными центрами. Издательский Дом Томского государственного университета, Томск (2016). 258 с.
- [2] A.V. Tyazhev, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, V.A. Novikov, L.S. Okaevich, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov, A.P. Vorobiev. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **509**, 3, 34 (2003).
- [3] G.I. Ayzenshtat, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, V.A. Novikov. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **531**, 1, 121 (2004).
- [4] A.V. Tyazhev, O.P. Tolbanov, V.A. Novikov, A.N. Zarubin, M. Fiederle, E. Hamann. Proc. SPIE. — The int. Soc. for Opt. Eng. (San Diego, California, United States, 2014) **9213**, p. 12.
- [5] I.D. Chsherbakov, I. Kolesnikova, A.D. Lozinskaya, T. Mihaylov, V.A. Novikov, A. Shemeryankina, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.N. Zarubin. JINST **13**, 1, 01030 (2018).
- [6] M.C. Veale, S.J. Bell, D.D. Duarte, M.J. French, A. Schnieder, P. Seller, M.D. Wilson, A.D. Losinskaya, V.A. Novikov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.N. Zarubin. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **752**, 6 (2014).
- [7] E. Hamann, A. Cecilia, A. Zwerger, A. Fauler, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, G. Shelkov, H. Graafsma, T. Baumbach, M. Fiederle. J. Phys. Conf. Ser. **425**, 6, 062015 (2013).
- [8] M.C. Veale, S.J. Bell, D.D. Duarte, M.J. French, M. Hart, A. Schneider, M.D. Wilson, V. Kachankov, V.A. Novikov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.N. Zarubin. JINST **9**, C12047 (2014).
- [9] J. Becker, M.W. Tate, K. Shanks, H.T. Philipp, J.T. Weiss, P. Purohit, D. Chamberlain, S.M. Gruner. JINST **13**, P01007 (2018).
- [10] P. Smolyanskiy, G. Chelkov, S. Kotov, U. Kruchonak, D. Kozhevnikov, A. Zhemchugov, B. Bergmann, Y. Sierra, I. Stekl. JINST **13**, T02005 (2018).
- [11] S. Chirietti, R. Barten, A. Bergamaschi, M. Carulla, I.D. Chsherbakov, D. Roberto, E. Fröjd, D. Greiffenberg, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.N. Zarubin, J. Zhang, M. Brückner. JINST **17**, 4, P04007 (2022).
- [12] M.C. Veale, P. Booker, B. Cline, J. Coughlan, M. Hart, T. Nicholls, A. Schneider, P. Seller, I. Pape, K. Sawhney, A.D. Lozinskaya, V.A. Novikov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.N. Zarubin. JINST **12**, P02015 (2017).
- [13] C. Ponchut, M. Cotte, A.D. Lozinskaya, A. Zarubin, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev. JINST **12**, 12, C12023 (2017).
- [14] S.M. Sze, K.Ng. Kwok. Physics of Semiconductor Devices. Wiley, N.Y. (2006). 763 p.
- [15] D.K. Schroder. Semiconductor Material and Device Characterization. Wiley, N.Y. (1998). 755 p.
- [16] А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. Мир, М. (1977). 563 с.
- [17] M.J. Papastamatiou, G. Papaioannou. J. Appl. Phys. **68**, 1094 (1990).
- [18] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Metal-Semiconductor Contacts. Oxford, Clarendon. (1988). 252 p.
- [19] P.S. Ho, E.S. Yang, H.L. Evans, X. Wu. Phys. Rev. Lett. **56**, 177 (1986).
- [20] F. Chekir, C. Barret, A. Vapaille. J. Appl. Phys. **54**, 6474 (1983).
- [21] J. Werner. Phys. Rev. Lett. **60**, 1 (1988).
- [22] P. Chattopadhyay, B. Raychaudhuri. Solid-State Electron. **35**, 6, 875 (1992).
- [23] A. Singh, L. Velasquez. Proc. 1st Int. Conf. Dev, Circ. Sys. (Caracas, Venezuela, 1995). P. 70.
- [24] А.Г. Дмитриев. ФТП **29**, 3, 442 (1995).
- [25] Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, В.А. Новиков, Л.С. Окаевич, О.П. Толбанов. ФТП **41**, 5, 631 (2007).

Редактор А.Н. Смирнов