

КИНЕТИКА ФОТООТКЛИКА И СПЕКТРЫ Q-DLTS ГЕТЕРОСТРУКТУР С ИЗОЛИРУЮЩИМ СЛОЕМ $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МОС ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ

Поляков В. И., Перов П. И., Ермакова О. Н.,
Ермаков М. Г., Руковишников А. Й., Сергеев В. И.

Проведено исследование кинетики фотоотклика $V_{\phi}(t)$ и зарядовых релаксационных характеристик гетероструктур (ГС) n -GaAs— $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ и n -GaAs— $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ — n -GaAs с изолирующим слоем $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, изготовленных МОС гидридным методом на n^+ -GaAs-подложках. Показано, что анализ зависимостей $V_{\phi}(t)$, полученных при больших интенсивностях импульсного освещения, позволяет определять изгиб зон в эпитаксиальных слоях GaAs на границе с изолирующим слоем $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ и находить величину изменения изгиба зон в каждом из слоев при приложении напряжения смещения. Изучение кинетики фотоотклика и спектров Q-DLTS структур с различной толщиной эпитаксиальных слоев показало, что обедняющие изгибы зон в слоях n -GaAs на границе с изолирующим слоем $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ в значительной степени обусловлены наличием в $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ фиксированного отрицательного заряда, а обнаруженные процессы перезарядки, протекающие с энергиями активации 0,5 и 0,35 эВ (два пика в спектрах Q-DLTS), связаны с ловушками в $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, интегральная плотность которых не превышает $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Спектры Q-DLTS получены при использовании как температурной развертки, так и развертки по временному окну.

Проведенные к настоящему времени исследования показали, что при создании МДП приборов на основе GaAs в качестве подзатворного диэлектрика может эффективно использоваться высокоомный (изолирующий) слой $Al_xGa_{1-x}As$, выращиваемый на GaAs [1-4]. Изготовленные, например, с использованием таких гетероструктур (ГС) полевые транзисторы (ПТ) обладают токами утечки, значительно меньшими, чем ПТ на основе модулированно легированных ГС GaAs— n - $Al_xGa_{1-x}As$ с затвором Шоттки, при существенно большем логическом перепаде управляющего напряжения [5]. Использование ГС с изолирующим слоем $Al_xGa_{1-x}As$ упрощает также технологию изготовления комплементарных логических схем на основе GaAs, имеющих высокую помехоустойчивость и низкую мощность рассеяния [5]. Улучшение характеристик МДП приборов на основе GaAs и расширение их функциональных возможностей во многом зависят от комплексного исследования свойств ГС с изолирующим слоем $Al_xGa_{1-x}As$, совершенствования технологии их изготовления и разработки эффективных методов определения параметров.

В данной работе сообщается о результатах исследования кинетики фотоотклика $V_{\phi}(t)$ ГС n -GaAs— $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ и n -GaAs— $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ — n -GaAs с изолирующим слоем $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ при освещении импульсом света большой интенсивности и различной величине приложенного к ГС напряжения смещения $U_{см}$. Показана возможность использования полученных зависимостей для нахождения реального изгиба зон ϕ_s в слоях GaAs на границе с $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ и построения зависимостей $\phi_s(U_{см})$, характеризующих эффективность управления размерами канала в GaAs изготовленных ГС. Проводится также анализ зарядовых релаксационных характеристик ГС, в частности зависимостей $\Delta Q(T)_{t=const}$ и $\Delta Q(t_1)_{T=const}$, где $\Delta Q = Q(2t_1) - Q(t_1)$ — заряд, стекающий с образца в промежуток времени $\Delta t = 2t_1 - t_1$, t_1 — время от начала разряда (релаксации), T — температура.

Исследованные ГС были получены осаждением из металлоорганических соединений (МОС гидридным методом [6]) эпитаксиальных слоев GaAs и $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ на легированных Si подложках GaAs (110) с концентрацией нескомпенсированных примесей $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Выращивание проводилось в кварцевом двухкамерном горизонтальном реакторе при общем потоке водорода. Удельное сопротивление слоев $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ было $> 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. На рис. 1 приведены характерный набор эпитаксиальных слоев (1-4) и возможный (ожидаемый) вид зонной энергетической диаграммы изготовленных ГС. При построении зонной диаграммы использовались расчеты аналогичных структур, выполненные в [7]. Нами были исследованы ГС с различной толщиной гетерослоев, лежащей в диапазонах, указанных на рис. 1. Омические контакты к ГС изготавливались вжиганием In. При проведении измерений контакт к низкоомной подложке n^+-GaAs заземлялся.

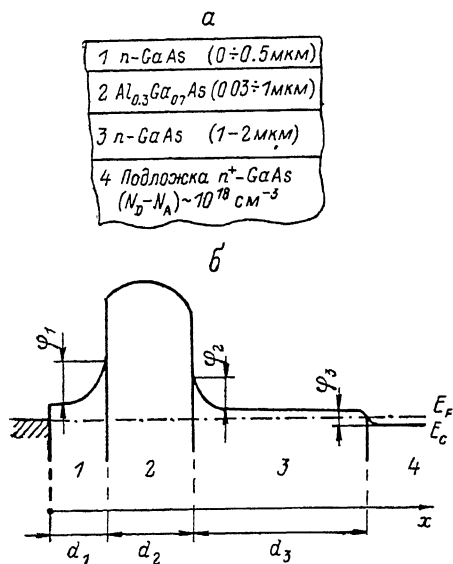


Рис. 1. Характерный набор слоев (а) и возможный (расчетный) вид зонной энергетической диаграммы (б) исследованных гетероструктур с изолирующим слоем $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$.

На рис. 2, а приведена кинетика фотоэдс ГС $n-GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. Освещение проводилось импульсом света, поглощаемого только в GaAs, через полупрозрачный металлический электрод, получаемый термическим напылением Ni на изолирующий слой $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. При таком освещении измеряемый сигнал фотоотклика обусловлен носителями, разделяемыми в области изгиба зон φ_2 и φ_3 (см. вставку на рис. 2, а). На кривых 1-3, полученных при $U_{см} = 0$ и разной интенсивности мощного импульсного освещения, четко виден резкий излом практически при одинаковой (и не меняющейся при дальнейшем увеличении интенсивности освещения) величине измеряемого сигнала. Это можно объяснить, как показано в [9, 10], достижением насыщения измеряемой фотоэдс при спрямлении барьеров φ_2 и φ_3 . Используя предложенную в [9] методику, экстраполируем участок кривых $V_{\phi}(t)$ после излома до пересечения с осью ординат при $t=0$ и находим значение фотоэдс $V_{\phi 1}$, равное для данной ГС и выбранных режимов освещения сумме $(\varphi_2/q) + (\varphi_3/q)$. При $U_{см} = 0$ получаем $\varphi_2 + \varphi_3 \approx 0.27 \text{ эВ}$. В то же время $\varphi_3 = |\Delta_3| + |\Delta_4|$, где Δ_3 и Δ_4 — энергетические положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости соответственно в слое GaAs (3) и в подложке n^+-GaAs (4). Так как концентрации нескомпенсированных примесей в слое GaAs (3) и в подложке известны (соответственно $\sim 10^{16}$ и 10^{18} см^{-3}), легко рассчитать (см., например, [11]) величины Δ_3 и Δ_4 . Для данного образца получаем $\Delta_3 \approx 0.1$, $\Delta_4 \approx -0.02$ и $\varphi_2 \approx 0.15 \text{ эВ}$.

Приложение к ГС $n-GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ напряжения смещения приводит к изменению изгибов зон φ_2 и φ_3 . Соответственно изменяется и кинетика фото-

Кинетика фотоотклика $V_{\phi}(t)$ при большой интенсивности импульсного освещения. Измерения кинетики фотоотклика $V_{\phi}(t)$ проводились в режиме, близком к режиму холостого хода. В качестве источника импульсного света большой интенсивности использовались фотовспышка и импульсная лампа типа ИФП-500 с набором нейтральных и цветных светофильтров. Освещение проводилось со стороны эпитаксиальных слоев. Сигнал фотоотклика поступал на вход измерительного устройства [8], имеющего в режиме измерения фотоэдс входное сопротивление $R_{вх} > 10^{12} \text{ Ом}$, а затем на запоминающий осциллограф С8-17. При проведении измерений выполнялось соотношение $\tau_n > t_n \ll R_{вх}C_0$, где τ_n — длительность светового импульса, t_n — время от начала освещения до достижения фотооткликом (фотоэдс) насыщения, C_0 — емкость слоя $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$.

эдс (рис. 2, кривые 4, 5). Причем для ГС данного типа производные $d\varphi_2/dU_{см}$ и $d\varphi_3/dU_{см}$ имеют один знак и $d\varphi_2/dU_{см} \gg d\varphi_3/dU_{см}$, так как в области обеднения слоя GaAs (β) падает существенно большая часть напряжения, чем в области изгиба зон φ_3 [область обогащения в слое GaAs (β) и обеднения в низко-

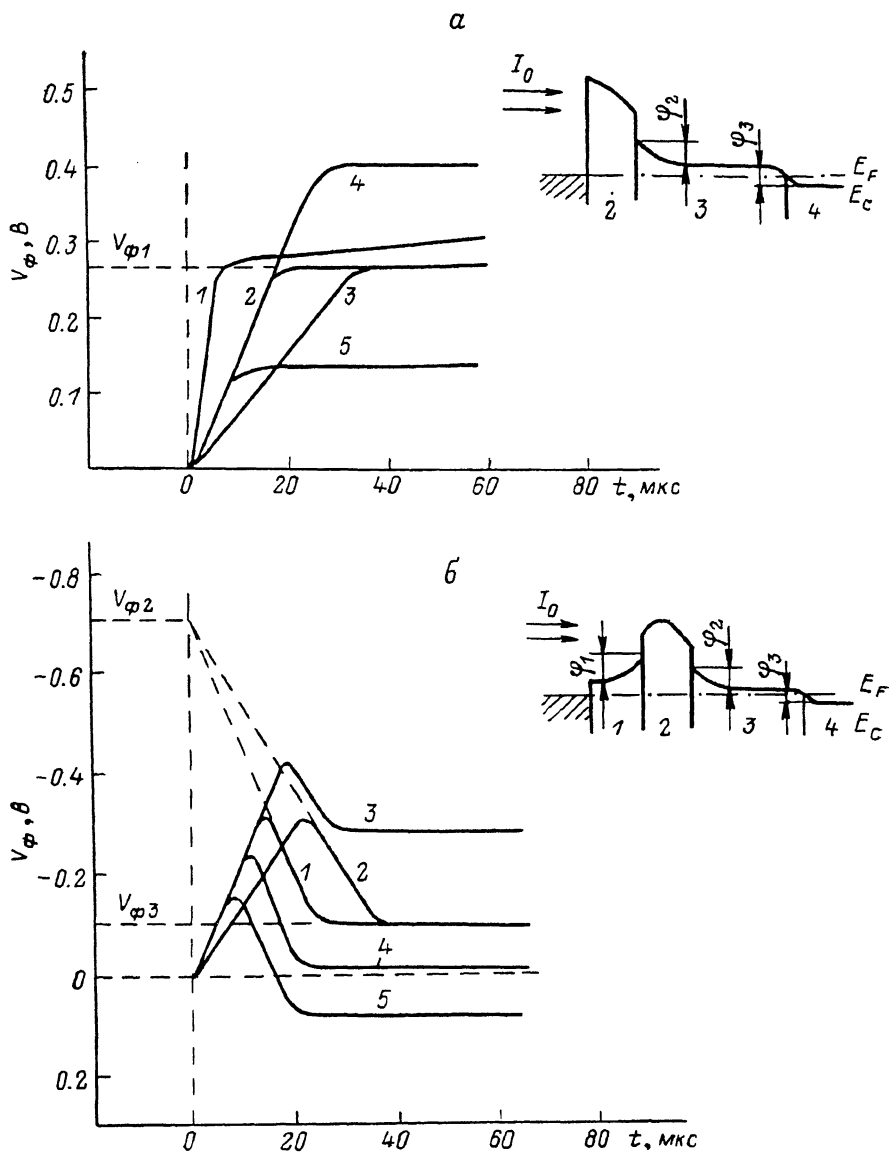


Рис. 2. Кинетика фототклика при больших интенсивностях (I_0) импульсного света, поглощаемого только в GaAs.

а — гетероструктура $n\text{-GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, $U_{см}$, В: 1—3 — 0, 4 — -0.2; 5 — 0.2; 2, 4, 5 получены при I_0 , в 3 раза меньшей, чем 1, и в ~ 3 раза большей, чем 3; б — гетероструктура $n\text{-GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-n\text{-GaAs}$, $U_{см}$, В: 1, 2 — 0, 3 — 0.2, 4 — -0.1, 5 — -0.2; 2 получена при I_0 , в ~ 3 раза меньшей, чем 1, 3—5. Электрод подложки заземлен.

омной подложке]. Таким образом, определяя $V_{\varphi 1}$ аналогично описанному выше, но используя кривые $V_{\varphi}(t)$, полученные при различных значениях $U_{см}$, можно найти зависимость $\varphi_2(U_{см})$. Уменьшение толщины слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ от 1 до 0.03 мкм практически не меняло характера кинетики $V_{\varphi}(t)$ и соответственно качественного вида зонной диаграммы ГС. Происходило лишь небольшое уменьшение изгиба зон φ_2 при $U_{см}=0$ и увеличивалась скорость его изменения $|d\varphi_2/dU_{см}|$.

Ча рис. 2, б приведена кинетика фотоэдс ГС $n\text{-GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-n\text{-GaAs}$ с толщиной слоя GaAs (I) ~ 0.5 мкм (рис. 1) и изготовленным к нему омическим контактом. Освещение проводилось импульсом света, поглощаемого только в GaAs. При таком освещении измеряемый сигнал фотоотклика данной ГС формируется за счет фотоносителей, разделяемых в области изгиба зон φ_1 , φ_2 и φ_3 (см. вставку на рис. 2, б). Первый излом на зависимостях $V_\phi(t)$ связан с достижением насыщения (о чем свидетельствуют измерения при разных интенсивностях освещения) отрицательной составляющей фотоотклика, которая может быть обусловлена только носителями, разделяемыми в области изгиба зон φ_1 , а второй — с достижением насыщения положительной составляющей, формируемой носителями, разделяемыми в области изгиба зон φ_2 и φ_3 . Таким образом, при мощном импульсном освещении происходит спрямление барьеров φ_1 , φ_2 и φ_3 . Используя предложенную в [9] методику анализа кинетики фотоэдс ГС и известные концентрации нескомпенсированных примесей в слое GaAs (3)

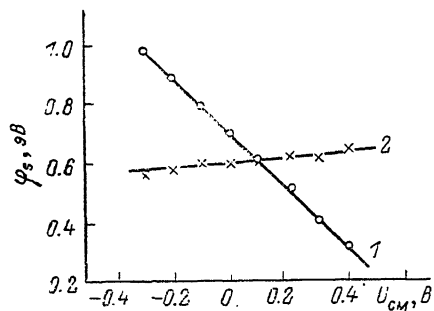


Рис. 3. Зависимость изгиба зон φ_1 в слоях $n\text{-GaAs}$ гетероструктуры $n\text{-GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-n\text{-GaAs}$ на границе с изолирующим слоем $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ от напряжения смещения.

$$1 - \varphi_1 = \varphi_1(U_{cm}), 2 - \varphi_2 = \varphi_2(U_{cm}).$$

и подложке, находим, что при $U_{cm}=0$ $\varphi_1 \approx -qV_{\varphi_2} \approx 0.7$, $\varphi_2 + \varphi_3 \approx -q(V_{\varphi_2} - V_{\varphi_3}) \approx 0.6$, $\varphi_2 \approx 0.48$ эВ. Найденные значения обедняющих изгибов зон φ_1 и φ_2 отличаются от расчетных, полученных при использовании идеальной модели гетероперехода, и могут свидетельствовать о наличии в объеме или на границе изолирующего слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ отрицательного заряда, компенсирующего положительный заряд ионизированных примесей в эпитаксиальных слоях GaAs. Данный результат свидетельствует в пользу модели ГС с изолирующим слоем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, предложенной в [7]. Кривые 3—5 на рис. 2, б получены при приложении к структуре U_{cm} и позволяют найти экспериментальные зависимости $\varphi_1(U_{cm})$ и $\varphi_2(U_{cm})$ (рис. 3), из анализа которых видно, что производные $d\varphi_1/dU_{cm}$ и $d\varphi_2/dU_{cm}$ имеют противоположный знак, $|d\varphi_1/dU_{cm}| > |d\varphi_2/dU_{cm}|$ и большая часть U_{cm} падает на слой GaAs (I), изменяя изгиб зон φ_1 . Таким образом, анализ зависимостей $V_\phi(t)$, полученных при большой интенсивности импульсного освещения, позволяет не только найти реальный изгиб зон на границе с $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ в каждом из эпитаксиальных слоев GaAs, но и получить информацию о распределении приложенного к структуре управляющего напряжения. Следовательно, появляется возможность экспериментального отбора структур с необходимой эффективностью управления изгибами зон в слоях GaAs, а также анализа применяемых модельных теоретических расчетов (см. [12]) характеристик таких ГС.

Зарядовые релаксационные характеристики. Для исследования зарядовых релаксационных характеристик ГС была использована автоматизированная измерительная установка, аналогичная описанной в [13]. Она позволяет проводить измерения заряда $Q(t)$, стекающего с образца, после переключения его при $t=0$ от источника напряжения смещения U_{cm} к измерительной схеме и записывать спектры $Q\text{-DLTS}$ (проводить зарядовую релаксационную спектроскопию глубоких уровней), используя как температурную развертку $\Delta Q(T)_{t_i=\text{const}}$, так и развертку по временному окну $\Delta Q(t)_{T=\text{const}}$. Одним из достоинств метода зарядовой релаксационной спектроскопии по сравнению с емкостным является возможность проведения исследований в структурах, высокочастотная емкость которых не зависит от зарядового состояния объемных ловушек или поверхностных состояний (например, в МДП структурах с толщиной полупроводникового слоя, меньшей толщины, требуемой для формирования обедненного слоя, или в случае пиннинга уровня Ферми на границе раздела диэлектрик—полупроводник) [13—15]. Нормированный сигнал DLTS при использовании метода зарядовой релаксационной спектроскопии и временном окне $\Delta t = 2t_1 - t_1$ можно представить в виде

$$S = Q(2t_1) - Q(t_1) = \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{2t_1}{\tau}\right), \quad (1)$$

где $Q_m = \int_0^{\infty} Q(t) dt$ — полный заряд, стекающий с образца, τ^{-1} — скорость эмиссии с ловушек. В случае перезарядки донорных ловушек

$$\tau^{-1} \approx c_n v_n N_c \exp(-\Delta E/kT), \quad (2)$$

где c_n — сечение захвата электронов на ловушки, $v_n \approx \sqrt{8kT/\pi m^*}$ — средняя тепловая скорость электронов, k — постоянная Больцмана, m^* — приведенная эффективная масса электрона, $N_c = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, h — постоянная Планка, $\Delta E = E_t - E_c$, E_t — энергетическое положение уровня, E_c — энергетическое положение дна зоны проводимости. Функциональные зависимости $S(T)_{t_1=\text{const}}$ и $S(t_1)_{T=\text{const}}$ для каждого из уровней, обусловленных наличием ловушек, имеют максимумы, которые можно использовать для определения скорости эмиссии с ловушек. Дифференцируя (1) по T и по t_1 , получаем, что для обеих зависимостей в точке максимума $\tau^{-1} = t_1^{-1} \ln 2$. Однако в последнем случае для нахождения τ не требуется применения относительно

длительной по времени температурной развертки, а для построения зависимости $\ln(\tau T^2)$ от T^{-1} , которая, как видно из (2), может быть использована для определения c_n и ΔE , достаточно измерить $\Delta Q(t_1)$ при нескольких значениях T . На спектры Q -DLTS, полученные при использовании развертки по временному окну, не влияет возможная сильная зависимость c_n и высокочастотной емкости области пространственного заряда от T . Кроме того, возможно проведение экспериментального моделирования спектров с помощью, например, набора RC -цепочек. Диапазон изменения t_1 в изготовленной нами автоматизированной измерительной установке $10^{-6} \div 10^3$ с. Чувствительность установки к изменению заряда во временном окне не хуже 10^{-14} Кл. Исследовались ГС n -GaAs— $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ с напыленным непосредственно на изолирующий слой $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ электродом площадью $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ см².

Для временных зависимостей $Q(t)$ характерно было наличие резкого излома при $t \leq 1$ мкс, связанного с окончанием стекания подвижного заряда основных носителей, обусловленного зарядкой при приложении $U_{см}$ эквивалентной высокочастотной емкости структур. Наблюдавшийся дальнейший рост $Q(t)$ может быть обусловлен как процессами перезарядки, протекающими в объеме изолирующего слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, так и перезарядкой поверхностных состояний на гетерогранице n -GaAs— $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ и глубоких уровней в объеме n -GaAs. На рис. 4 приведены спектры Q -DLTS. Для всех образцов с толщиной изолирующего слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} \geq 300 \text{ \AA}$ характерно наличие двух пиков A и B , хорошо интерпретируемых соответственно двумя уровнями ловушек: пик A — уровнем с энергетическим положением относительно дна зоны проводимости $\Delta E_A \approx 0.5$ эВ и сечением захвата $c_{nA} \approx 10^{-4}$ см², а пик B — уровнем с $\Delta E_B \approx$

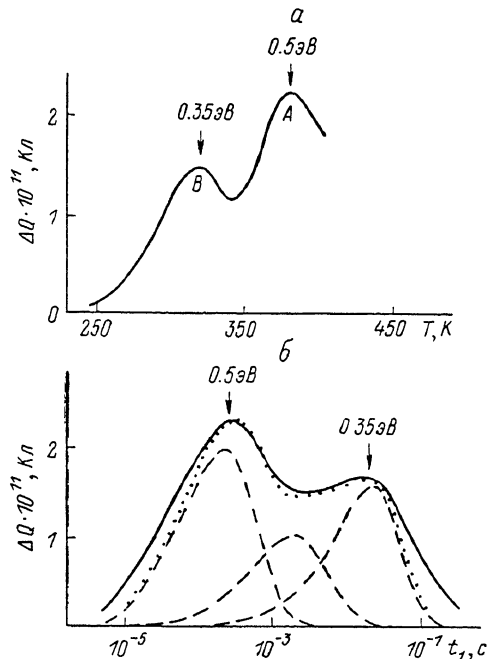


Рис. 4. Спектры Q -DLTS гетероструктуры n -GaAs— $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$.

a — $\Delta Q(T)$ при $t_1 = 2$ мс и обогащающих импульсах напряжения амплитудой 1 В и длительностью 10^{-2} с; b — $\Delta Q(t_1)$ при 350 К. Точками показан расчетный (модельный) спектр трех дискретных уровней, а штриховыми линиями — вклад каждого из уровней.

≈ 0.35 эВ и $\sigma_{нз} \approx 1.5 \cdot 10^{-18}$ см². Для построения зависимостей $\ln(\tau T^2)$ от T^{-1} и определения ΔE , σ_n для каждого из уровней использовались спектры $\Delta Q(t_1)$, полученные при нескольких значениях T .

На рис. 4, б точками показан расчетный (модельный) спектр трех дискретных уровней ловушек, а штриховыми линиями — вклад каждого из уровней. Для более полного соответствия эксперимента и расчета необходимо предположить наличие, кроме дискретных, уровней ловушек непрерывного спектра поверхностных состояний. Уменьшение толщины слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ приводит к уменьшению относительной величины пиков A и B без изменения их энергетического положения, а при толщине слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} \leq 300$ Å пики A и B практически исчезают. Это свидетельствует об уменьшении вклада в измеряемый спектр данных ловушек и их расположении в объеме изолирующего слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Непрерывный характер спектра Q -DLTS, наблюдаемого при малых значениях толщины слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, обусловлен, вероятно, вкладом поверхностных состояний, расположенных на гетерогранице n -GaAs— $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Однако измеренная плотность глубоких уровней и поверхностных состояний, участвующих в процессах перезарядки, недостаточна, чтобы сформировать наблюдаемый в изготовленных ГС изгиб зон. Это свидетельствует о наличии в слое $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ также фиксированного отрицательного заряда, расположенного вблизи гетерограницы на расстоянии ≤ 300 Å, что и обуславливало слабую зависимость изгиба зон от толщины слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

В заключение следует отметить, что изготовленные ГС при толщине изолирующего слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} > 1000$ Å обладали малыми токами утечки, приближаясь по данной характеристике к ГС [7] (с изолирующим слоем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), изготовленным по МБЕ технологии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Gatos H. C., Lagowski J., Kazior T. E. // Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22 (Suppl. 22). N 1. P. 11—19.
- [2] Hshick F. I., Bhat K. N., Chandhi S. R., Borrego J. M. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 10. P. 4651—4662.
- [3] Афанасьев С. М., Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А., Родионов А. В., Слепнев Ю. В., Стрижков Б. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1565—1571.
- [4] Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1782—1786.
- [5] Drammond T. J., Masselink W. T., Morkoç H. // IEEE. 1986. V. 74. N 6. P. 6—57.
- [6] Baedy P. M., Herse S. D., Assenat P. // Rev. Techn. Thomson-CSF. 1983. V. 15. N 1. P. 5—37.
- [7] Hickmott T. W., Sobomon P. M., Fisher R., Morkoç H. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 8. P. 2844—2853.
- [8] Руковишников А. И., Поляков В. И., Перов П. И., Игнатов Б. Г., Ермакова О. Н., Александров А. Л. // ПТЭ. 1987. № 5. С. 187—190.
- [9] Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г. // А. с. 1297133. БИ. 1987. № 10.
- [10] Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г., Ермакова О. Н., Сергеев В. И. // Микроэлектрон. 1987. Т. 16. В. 6. С. 565—566.
- [11] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 456 с.
- [12] Vonnefoi A. R., Chow D. H., Megill T. C. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 9. P. 3837—3844.
- [13] Поляков В. И., Перов П. И., Руковишников А. И., Ермакова О. Н., Александров А. Л., Игнатов Б. Г. // Микроэлектрон. 1987. Т. 16. В. 4. С. 326—333.
- [14] Kirov K. I., Radev K. V. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 63. N 2. P. 711—716.
- [15] Thurzo I., Pinčik E., Morvic M., Görög T. // Semicond. Sci. Techn. 1987. N 2. P. 636—642.