

Емкостные исследования электронных ловушек в низкотемпературном арсениде галлия

© П.Н. Брунков, А.А. Гуткин, А.К. Моисеенко, Ю.Г. Мусихин, В.В. Чалдышев, Н.Н. Черкашин, С.Г. Конников, В.В. Преображенский*, М.А. Путятю*, Б.Р. Семягин*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 8 сентября 2003 г. Принята к печати 10 сентября 2003 г.)

Проведено исследование электронных ловушек в арсениде галлия, выращенном методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 200–300°C (LT-GaAs). Для этого использовалась емкостная спектроскопия глубоких уровней в барьерах Шоттки на *n*-GaAs, область объемного заряда которых содержала встроены слой LT-GaAs толщиной ~ 0.1 мкм. Размер кластеров мышьяка, образующихся в LT-GaAs в результате отжига при 580°C, варьировался за счет изменения температуры роста. Обнаружено, что в слоях LT-GaAs, выращенных при 200°C и содержащих кластеры мышьяка диаметром 6–8 нм, появляются два новых типа электронных ловушек с энергиями активации термической эмиссии электронов 0.47 и 0.59 эВ и концентрацией ~ 10¹⁷ см⁻³, что сравнимо с концентрацией кластеров мышьяка, определенной с помощью просвечивающей электронной микроскопии. В слоях LT-GaAs, выращенных при 300°C, в которых кластеры мышьяка не наблюдались, обнаружены ловушки с энергией активации 0.61 эВ. Обсуждается связь этих электронных уровней с системой кластеров As и точечных дефектов в LT-GaAs.

1. Введение

Арсенид галлия, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 200–300°C (LT-GaAs) характеризуется сильным отклонением от стехиометрического состава в сторону обогащения мышьяком (до 1.5 ат%), что приводит к высокой концентрации собственных точечных дефектов, таких как межузельный мышьяк As_i и дефект перестановки „мышьяк на месте галлия“ As_{Ga} [1]. Послеростовой отжиг эпитаксиальных слоев LT-GaAs при температурах *T* > 500°C приводит к образованию наноразмерных кластеров мышьяка [2,3], при этом эпитаксиальный слой характеризуется высоким удельным сопротивлением [4] и может иметь исключительно малое время жизни носителей заряда (менее 1 пс) [5–7]. Считается, что эти свойства, являющиеся основой для применения LT-GaAs в ряде приборов, связаны с образованием в его матрице наноразмерных кластеров мышьяка и(или) дефектов с глубокими уровнями. Вместе с тем параметры и свойства электронных ловушек, обеспечивающих положение уровня Ферми и быструю рекомбинацию носителей, а также факторы, влияющие на них, изучены мало или вообще неизвестны [4,8–10]. Метод емкостной нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) в структурах с потенциальным барьером [11] обладает высокой чувствительностью и достаточно широко используется для исследования ловушек носителей заряда в полупроводниковых материалах. Однако применение этого метода в случае, когда барьер образован непосредственно на толстом слое LT-GaAs, затруднено из-за высокого удельного сопротивления материала. Чтобы устранить эту трудность, в работах [4,10] было предложено использовать структуру, в которой тонкий

слой LT-GaAs был заключен между слоями низкоомного арсенида галлия, выращенными при температуре 620°C, и находился внутри области объемного заряда барьера, образованного на поверхности этой структуры. Максимальная толщина слоев LT-GaAs в этих работах была 26 нм, температура роста 250°C, а температура отжига 620°C, что может не обеспечивать концентрации избыточного мышьяка, достаточной для формирования кластеров из-за диффузии мышьяка в прилегающие слои GaAs [12].

В настоящей работе представлены результаты исследования электронных ловушек в слоях LT-GaAs методом емкостной НСГУ в барьере Шоттки на основе низкоомного *n*-GaAs, содержащего слой LT-GaAs толщиной 0.1 мкм. Указанная толщина слоя LT-GaAs является достаточной для образования в нем при отжиге кластеров мышьяка размером порядка нескольких нм [13,14]. Для выяснения роли кластеров в формировании электронных ловушек проведены сравнительные исследования структур, различающихся только количеством избыточного мышьяка в слоях LT-GaAs.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в двухкамерной установке „Катунь“ на подложках *n*⁺-GaAs (100), легированного Si на уровне 2 · 10¹⁸ см⁻³. Структуры состояли из трех слоев: слоя *n*-GaAs толщиной ~ 0.5 мкм (температура эпитаксии *T*_s = 580°C), слоя LT-GaAs толщиной ~ 0.1 мкм и второго слоя *n*-GaAs толщиной ~ 0.5 мкм (*T*_s = 580°C). Эпитаксиальные слои структур были однородно легированы Si в концентрации ~ 2 · 10¹⁶ см⁻³.

Было выращено два типа образцов с температурой роста слоя LT-GaAs $T_s = 200$ и 300°C , которые обозначены далее как LT200 и LT300 соответственно. Выращивание верхних слоев структур при высокой температуре в течение 0.5 ч приводило к преципитации избыточного мышьяка и формированию в слое LT-GaAs системы наноразмерных кластеров мышьяка. Исследования образцов с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в поперечном сечении показали, что в структурах LT200 в слое LT-GaAs сформировались кластеры мышьяка размером $\sim 6-8$ нм в концентрации $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [13,14]. В структурах LT300 кластеры мышьяка не были обнаружены. Это может быть связано с тем, что размеры кластера не превышали разрешающую способность ПЭМ-установки (3 нм).

Барьеры Шоттки формировались путем напыления Au на поверхность образцов через отверстие в маске диаметром 0.35 мм. Для создания омических контактов к n^+ -подложке использовался сплав AuGe, который вжигался при температуре 400°C .

Измерения спектров НСГУ $\Delta C(T)$ производились на автоматизированной установке с использованием емкостного моста „Boonton-72B“, работающего на частоте 1 МГц с амплитудой измерительного сигнала 150 мВ. Отношение времен выборки t_2 и t_1 в двухстробном интеграторе подбиралось из соображений улучшения разрешения по энергии при сохранении достаточной чувствительности и составляло 1.2.

При проведении исследований описанных выше структур методом НСГУ необходимо учитывать, что отрицательный заряд электронов, захваченных слоем LT-GaAs после импульса заполнения, столь велик, что граница области объемного заряда может сместиться в сильно легированную подложку, на которой выращена структура. В связи с этим, используя нестационарную спектроскопию, мы проводили измерения при минимально возможных напряжениях смещения, которые все же обеспечивали перезарядку ловушек в слое LT-GaAs. Кроме того, применялись также методы, основанные на анализе изотермической релаксации емкости $C(t)$.

3. Результаты эксперимента

В спектрах НСГУ образцов LT300 был обнаружен один тип электронных ловушек $Q1$ (рис. 1, *a*). При фиксированном напряжении смещения $V_b = -9$ В с уменьшением амплитуды импульса заполнения V_p в диапазоне от 9 до 7 В высота пика $Q1$ практически не менялась. Дальнейшее уменьшение амплитуды импульса заполнения V_p приводило к быстрому уменьшению высоты пика $Q1$ (рис. 1, *a*). Сопоставление зависимостей амплитуды пика $Q1$ и емкости в конце импульса заполнения от напряжения смещения в момент заполнения показывает, что резкое падение амплитуды пика $Q1$ начинается в тот момент, когда граница слоя, в котором уровни заполняются, перемещается в слой LT-GaAs (емкость

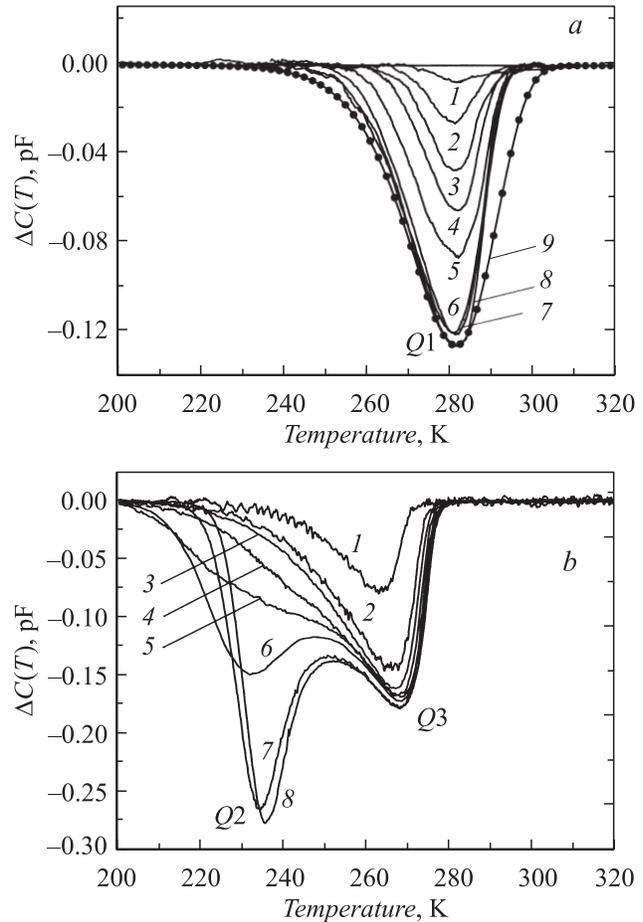


Рис. 1. Спектры НСГУ образцов LT300 (*a*) и LT200 (*b*). Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора 6.8 с^{-1} ($t_1 = 133.8 \text{ мс}$, $t_2 = 160.6 \text{ мс}$). *a*: $V_b = -9$ В; $V_p = 1.0$ (1), 2.0 (2), 3.0 (3), 4.0 (4), 6.0 (5), 7.0 (6), 8.0 (7), 9.0 В (8); 9 — расчетный спектр НСГУ для ловушки $Q1$ в образце LT300. *b*: $V_b = -10$ В, $V_p = 2.0$ (1), 4.0 (2), 5.0 (3), 6.0 (4), 6.25 (5), 6.75 (6), 8.0 (7), 10.0 В (8).

барьера практически перестает зависеть от напряжения смещения в момент заполнения). Это означает, что ловушки $Q1$ локализованы в слое LT-GaAs. При этом уменьшение их заполнения с дальнейшим уменьшением амплитуды заполняющего импульса V_p связано с понижением квазиуровня Ферми в слое LT-GaAs в момент импульса заполнения. Следует также отметить, что температурное положение максимума пика $Q1$ не изменялось, а релаксация емкости $C(t)$ имела обычный вид [11].

В спектрах образцов LT200 были обнаружены два типа электронных ловушек $Q2$ и $Q3$ (рис. 1, *b*). Как и в случае ловушек $Q1$ в структуре LT300, зависимость амплитуд пиков $Q2$ и $Q3$ от амплитуды импульса заполнения V_p свидетельствует об их локализации в слое LT-GaAs структуры LT200. При этом для пика $Q2$ падение амплитуды начинается при больших величинах заполняющего импульса, чем для пика $Q3$ (рис. 1, *b*). Это связано с

расположением уровня $Q3$ в запрещенной зоне GaAs ниже уровня $Q2$. Следует также отметить: в то время как форма пика $Q3$ не зависела от параметров импульса заполнения V_p , пик $Q2$ уширялся с уменьшением амплитуды импульса заполнения V_p .

Для исследования причин такого поведения были проведены измерения зависимости изотермической релаксации емкости $C(t)$ при напряжении смещения $V_b = -10$ В и различных амплитудах импульса заполнения V_p . При $V_p = 10$ В в диапазоне температур 230–260 К в релаксации емкости $C(t)$ на начальном этапе наблюдается участок квазипостоянной емкости (рис. 2, *a*). С повышением температуры длина этого участка уменьшается, и он практически исчезает при температурах выше 270 К. Величина емкости в 11.5 пФ на участке квазипостоянной емкости $C(t)$ (рис. 2, *a*) дает ширину области пространственного заряда (ОПЗ) $W \approx 1$ мкм, что примерно соответствует суммарной величине эпитаксиальных слоев структуры LT200, т.е. край ОПЗ находится в сильно легированной подложке n^+ -GaAs. В связи с этим эмиссия электронов с глубоких ловушек в ОПЗ слабо влияет на положение его границы и, следовательно,

Параметры электронных ловушек

Тип ловушки	E_{act} , эВ	σ_{∞} , см ²
$Q1$	0.61	$3.4 \cdot 10^{-14}$
$Q2$	0.47	$8.6 \cdot 10^{-15}$
$Q3$	0.59	$7.3 \cdot 10^{-14}$

на емкость структуры. Перемещение границы ОПЗ в подложку связано с тем, что отрицательный заряд, захваченный на ловушки во время импульса заполнения, значительно превышает заряд мелких доноров в эпитаксиальном слое GaAs, прилегающем к подложке. По мере эмиссии электронов с глубокого уровня край ОПЗ выходит из сильно легированной подложки n^+ -GaAs в слабо легированный эпитаксиальный слой n -GaAs и релаксация емкости $C(t)$ принимает обычный вид. С ростом температуры темп эмиссии электронов растет, поэтому длительность участка квазипостоянной емкости $C(t)$ уменьшается (рис. 2, *a*).

Наличие участка квазипостоянной емкости $C(t)$ приводит к искажению формы спектра НСГУ $\Delta C(T)$, полученного в режиме двухстробного интегрирования, когда измеряется разность значений емкости $C(t)$ в моменты времени t_1 и t_2 [11]. Из рис. 1, *b* видно, что при амплитуде импульса заполнения $V_p = 10$ В пик $Q2$ в спектре НСГУ „подрезан“ с низкотемпературной стороны, когда по крайней мере один из стробов находится в области участка квазипостоянной емкости $C(t)$ (рис. 2, *a*). Это приводит к эффективному сдвигу положения максимума пика $Q2$ (рис. 1, *b*) и не позволяет определить параметры ловушки. Кроме того, происходит некоторое уменьшение амплитуды пика $Q2$.

Изменение относительной амплитуды импульса заполнения V_p от 10 до 2 В приводит к уменьшению концентрации электронов, захваченных на ловушки $Q2$, так что при $V_p = 5$ В амплитуда пика $Q2$ спадает практически до нуля (рис. 1, *b*). При этом отрицательный заряд в слое LT-GaAs уменьшается, и граница ОПЗ перестает выходить в сильно легированную подложку. Это позволяет подобрать амплитуду импульса заполнения V_p , необходимую для корректного измерения спектра НСГУ. Оптимальные условия для образца LT200 были получены при $V_p = 6.75$ В (рис. 1, *b*). Как видно из рис. 2, *b*, соответствующие этим условиям кривые релаксации емкости $C(t)$ практически не имеют квазипостоянного участка.

Температурные зависимости темпов эмиссии электронов с глубоких ловушек $Q1$, $Q2$ и $Q3$ представлены на графике Аррениуса (рис. 3), из которого были определены параметры этих ловушек — энергии активации E_{act} и сечения захвата σ_{∞} , приведенные в таблице.

Результаты расчета спектров НСГУ электронных ловушек $Q1$, $Q2$ и $Q3$ с использованием параметров, приведенных в таблице, показаны на рис. 1, *a* и рис. 4, *a*, *b*. Как видно из сравнения рис. 4, *a* и 4, *b*, существование

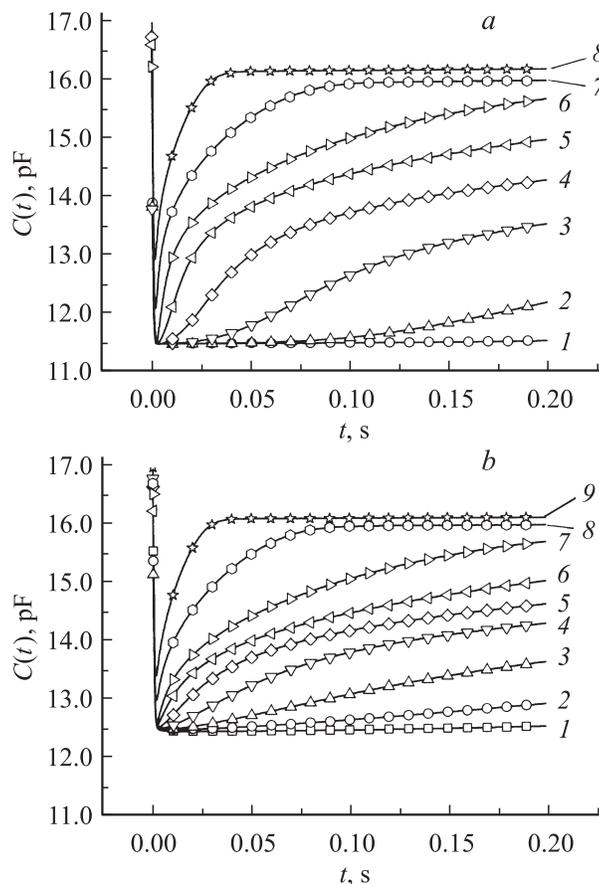


Рис. 2. Релаксация емкости $C(t)$ образца LT200 при напряжении смещения $V_b = -10$ В и различных температурах. *a*: $V_p = 10$ В; $T = 220$ (1), 230 (2), 240 (3), 250 (4), 260 (5), 270 (6), 280 (7), 290 К (8). *b*: $V_p = 6.75$ В; $T = 210$ (1), 220 (2), 230 (3), 240 (4), 250 (5), 260 (6), 270 (7), 280 (8), 290 К (9).

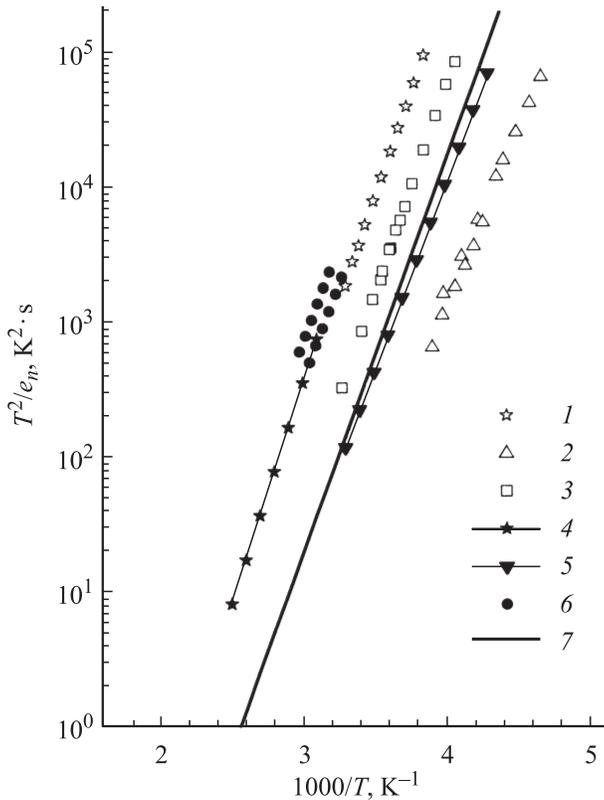


Рис. 3. Графики Аррениуса для электронных ловушек в LT-GaAs. (1–3) — результаты настоящей работы ($Q1$, $Q2$, $Q3$ соответственно), 4 — LTE1 [8], 5 — EAL2 [10], 6 — LT1 [9], 7 — EL3 [10,16].

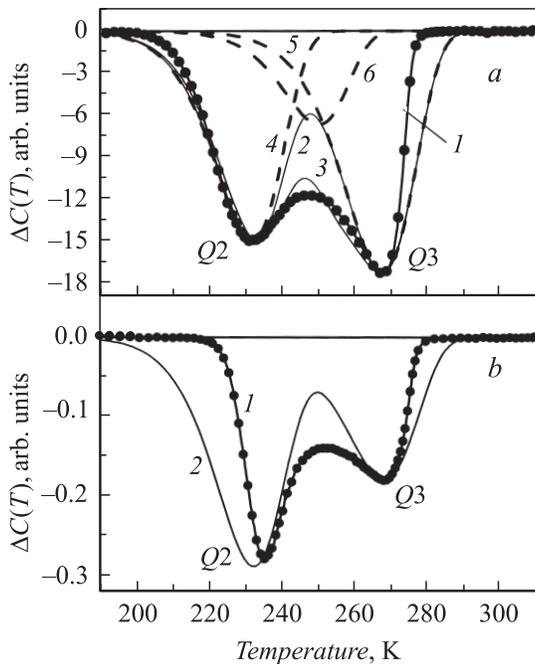


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных спектров НСГУ для образца LT200. Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора 6.8 c^{-1} ($t_1 = 133.8 \text{ мс}$, $t_2 = 160.6 \text{ мс}$). *a*: $V_b = -10 \text{ В}$, $V_p = 6.75 \text{ В}$. *b*: $V_b = -10 \text{ В}$, $V_p = 10 \text{ В}$. 1 — эксперимент, (2–6) — расчет: 2 — ($Q2 + Q3$), 3 — ($Q2 + Q3 + EL3$), 4 — $Q2$, 5 — $Q3$, 6 — $EL3$.

участка квазипостоянной емкости $C(t)$ действительно модифицирует пик $Q2$ в спектре НСГУ с низкотемпературной стороны. Заметное различие между расчетными и экспериментальными спектрами НСГУ (рис. 4, *a*) в области температур между пиками $Q2$ и $Q3$ может быть связано с существованием глубоких уровней в энергетическом зазоре между уровнями $Q2$ и $Q3$.

Как видно из рис. 1, *a* и 4, *a* высокотемпературный край пиков $Q1$ и $Q3$ в расчетных спектрах НСГУ значительно шире, чем в экспериментальных. Причина подобного различия не ясна.

Энергия активации термической эмиссии электронов с глубоких ловушек может быть также определена из анализа релаксации емкости $C(t)$ даже в случае существования участка квазипостоянной емкости (рис. 2, *a*). Суть метода состоит в следующем. Пусть в процессе термической эмиссии электронов с глубоких ловушек одного типа при температуре T емкость структуры достигает некоторой фиксированной величины C_0 за время $t_0(T)$. Тогда, если пренебречь температурной зависимостью контактного потенциала и диэлектрической проницаемости, заряд, эмиттированный этой ловушкой за время $t_0(T)$, не зависит от температуры T . Следовательно, произведение $e_n(T) t_0(T)$, где $e_n(T)$ — скорость термической эмиссии электронов с уровня ловушки, является постоянной величиной. Построив зависимость $t_0(T) \cdot T^2$ от $1/T$ в полулогарифмическом масштабе, можно определить энергию активации E_{act} термической эмиссии электронов с этой ловушки в соответствии с выражением

$$E_{\text{act}} = k \frac{\ln[t_0(T_1) \cdot T_1^2] - \ln[t_0(T_2) \cdot T_2^2]}{1/T_1 - 1/T_2},$$

где k — постоянная Больцмана, T_1, T_2 — два значения температуры.

С помощью этого метода были проанализированы кривые релаксации $C(t)$, измеренные на структуре LT200 (рис. 2, *a*). Поскольку темпы эмиссии с ловушек $Q2$ и $Q3$ сильно различаются (рис. 3), на начальном этапе релаксации емкости $C(t)$ связана с опустошением ловушек $Q2$, а на конечном этапе — ловушек $Q3$. Поэтому, выбрав значение емкости C_0 вблизи квазипостоянного участка в диапазоне от 12 до 13 пФ, мы получили энергию термической активации $E_{\text{act}} = 0.46\text{--}0.49 \text{ эВ}$, что хорошо согласуется с энергией активации ловушек $Q2$, полученной с помощью метода НСГУ (см. таблицу). С другой стороны, используя значения емкости C_0 вблизи ее стационарной величины в диапазоне 14.5–15 пФ, мы получили энергию активации $E_{\text{act}} = 0.58\text{--}0.64 \text{ эВ}$, которая близка к соответствующей величине для ловушек $Q3$.

Определение концентрации ловушек $Q1$, $Q2$ и $Q3$ из зависимости высоты пика в спектре НСГУ от амплитуды импульса заполнения V_p [15] затруднено из-за резкого изменения этой концентрации с координатой и ее большой величины, а также из-за близости края ОПЗ к зондируемой области. Однако приближительная

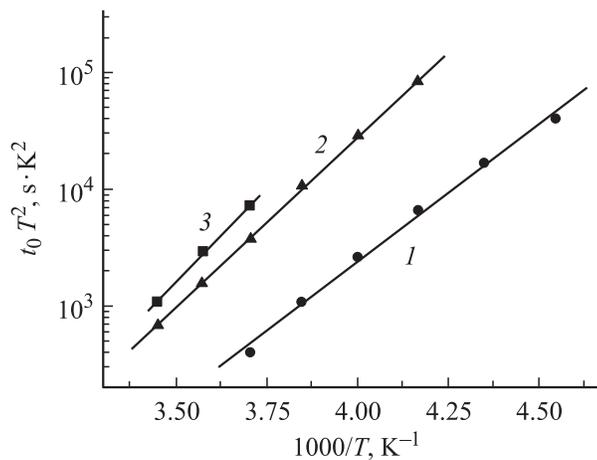


Рис. 5. Зависимость времени t_0 от температуры для структуры LT200 при $V_b = -10$ В, $V_p = 10$ В и различных величинах фиксированной емкости C_0 , пФ: 1 — 12.0, 2 — 14.5, 3 — 15.0.

оценка может быть сделана из величины изменения емкости $C(t)$ исследуемой структуры, связанного с опустошением глубоких ловушек. С учетом того что в образце LT200 при полном заселении уровня Q_2 граница ОПЗ выходит в сильно легированную подложку, такая оценка показывает: концентрация ловушек Q_2 в слое LT-GaAs не ниже $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а концентрация ловушек Q_3 примерно в 2 раза меньше. В образце LT300 концентрация ловушек Q_1 в слое LT-GaAs составляет величину $\sim 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

4. Обсуждение результатов

Известно [1–3,16], что во время роста слоя LT-GaAs при 200–300°C избыточный мышьяк создает антиструктурные дефекты As_{Ga} , которые приводят к формированию электронных ловушек типа EL_2 [17] с энергией активации ~ 0.8 эВ. Эти точечные дефекты играют определяющую роль в формировании свойств неотожженного LT-GaAs. При отжиге (в нашем случае в процессе выращивания буферного слоя n -GaAs при 580°C в течение 30 мин) избыточный мышьяк образует кластеры и концентрация дефектов As_{Ga} существенно уменьшается. Отсутствие этого уровня в спектрах НСГУ означает, что концентрация As_{Ga} в слоях LT-GaAs исследованных структур, по-видимому, ниже 10^{15} см^{-3} . Таким образом, как в образце LT300, так и в образце LT200 точечные дефекты As_{Ga} трансформировались в более сложные комплексы или кластеры различного размера.

Условия роста образца LT300 предполагали в слое LT-GaAs концентрацию избыточного мышьяка $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [16]. Такая концентрация избыточного мышьяка должна обеспечивать полную компенсацию всех мелких уровней и положение уровня Ферми в глубине запрещенной зоны как до, так и после отжига. Однако такого избытка As не достаточно для формирования

крупных кластеров (> 3 нм в диаметре) в процессе отжига в наших условиях. Этот факт подтвердили ПЭМ-исследования. В образце LT300 был обнаружен один тип электронных ловушек Q_1 (рис. 1, а). Как видно из графика Аррениуса (рис. 3), данные ловушки, по-видимому, идентичны ловушкам LTE_1 [8] и LT_1 [9], наблюдавшимся ранее методами токовой спектроскопии в структурах, содержащих слои LT-GaAs. Следует подчеркнуть, что в работе [8] слои LT-GaAs были выращены при 300°C и, по-видимому, как и аналогичные слои, исследуемые в настоящей работе, не содержали кластеров мышьяка диаметром более 3 нм. Слои LT-GaAs, исследовавшиеся в работе [9], имели толщину ~ 4 нм и, по-видимому, также не содержали избытка мышьяка, достаточного для образования крупных кластеров [12]. Таким образом, уровень Q_1 может быть связан с комплексами, ассоциатами точечных дефектов или мелкими (< 3 нм) кластерами, обусловленными избытком мышьяка.

Условия роста образца LT200 обеспечивали концентрацию избыточного мышьяка в слое LT-GaAs на уровне 10^{20} см^{-3} . В процессе последующего роста буферного слоя n -GaAs при 580°C такой избыток мышьяка обеспечивал формирование в LT-GaAs кластеров мышьяка диаметром 6–8 нм в концентрации $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что вследствие коалесцентного механизма (Ostwald ripening) формирования кластеров в материале наряду с крупными должны присутствовать и мелкие кластеры, а также комплексы и ассоциаты точечных дефектов. В структуре LT200 наблюдались два типа электронных ловушек, Q_2 и Q_3 , отличающихся от ловушек Q_1 (рис. 3). Следует, однако, отметить (см. таблицу), что различие энергий активации Q_1 и Q_3 составляет 0.02 эВ, т.е. порядка погрешности эксперимента, и их сечения захвата различаются не слишком сильно. В связи с этим можно предположить, что ловушки Q_3 по своей природе схожи с Q_1 .

Единственным структурным отличием образца LT200 от LT300 является наличие крупных кластеров мышьяка. Возможно, что такие кластеры являются причиной обнаруженных в образце LT200 уровней Q_2 . Как видно из рис. 4, а, расчет спектра НСГУ образца LT200 с учетом только ловушек Q_2 и Q_3 дает плохое согласие с экспериментальными данными в области температур между пиками Q_2 и Q_3 . Расхождение может быть вызвано тем, что модель двух дискретных пиков не отражает существующего распределения кластеров по размерам. Учет такого распределения может привести к появлению дополнительного сигнала в спектре НСГУ между пиками Q_2 и Q_3 , относящимися к кластерам наибольшего и наименьшего размера. Альтернативным объяснением может быть существование в образце LT200 ловушек EL_3 [4,8,17], пик которых (согласно графику Аррениуса — рис. 3) должен лежать между пиками Q_2 и Q_3 . Действительно, учет уровня EL_3 при расчете спектров НСГУ позволяет значительно улучшить соответствие расчета и эксперимента (рис. 4, а).

Обнаруженные нами ловушки $Q2$ с энергией термической активации 0.47 эВ могут быть ответственны за положение уровня Ферми в слое LT-GaAs, которое приводит к формированию потенциального барьера высотой 0.5 эВ на границе этого материала с низкоомным GaAs. Эта величина барьера для образцов LT200 была получена нами ранее из анализа вольт-фарадных характеристик [13].

5. Заключение

Таким образом, полученные результаты позволяют заключить, что тип и концентрация доминирующих ловушек в слоях LT-GaAs зависят от температуры роста этих слоев. В слоях LT-GaAs, выращенных при 200°C и содержащих кластеры мышьяка размером ~ 6–8 нм, наблюдаются два новых типа электронных ловушек, $Q2$ ($E_{\text{act}} = 0.47$ эВ, $\sigma_{\infty} = 8.6 \cdot 10^{-15}$ см²) и $Q3$ ($E_{\text{act}} = 0.59$ эВ, $\sigma_{\infty} = 7.3 \cdot 10^{-14}$ см²), концентрация которых по порядку величины сравнима с концентрацией кластеров мышьяка. В слоях LT-GaAs, выращенных при 300°C, с меньшей концентрацией избыточного мышьяка, обнаружены ловушки $Q1$ ($E_{\text{act}} = 0.61$ эВ, $\sigma_{\infty} = 3.4 \cdot 10^{-14}$ см²). Анализ структуры и условий выращивания образцов позволяет предположить, что уровни $Q1$ и $Q3$ могут быть связаны с комплексами, ассоциатами точечных дефектов или мелкими кластерами (< 3 нм), обусловленными избытком мышьяка, а уровень $Q2$ с крупными кластерами As (6–8 нм).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16607).

Список литературы

- [1] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, T. George, J.V. Kortright, F.W. Smith, B.Y. Tsaur, A.R. Calawa. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 1831 (1989).
- [2] M.R. Melloch, K. Mahalingam, N. Otsuka, J.M. Woodall, A.C. Warren. *J. Cryst. Growth*, **111**, 39 (1991).
- [3] Н.А. Берг, А.И. Вейнгер, М.Д. Вилисова, С.И. Голощанов, И.В. Ивонин, С.В. Козырев, А.Е. Куницын, Л.Г. Лаврентьева, Д.И. Лубышев, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, В.В. Чалдышев, М.П. Якубеня. *ФТТ*, **35**, 2609 (1993).
- [4] T.-C. Lin, T. Okumura. *Jap. J. Appl. Phys.*, **35**, 1630 (1996).
- [5] A.C. Warren, N. Katzenellenbogen, D. Grischkowsky, J.M. Woodall, M.R. Melloch, N. Otsuka. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1512 (1991).
- [6] P.A. Loukakos, C. Kalpouzos, I.E. Perakis, Z. Hatzopoulos, M. Logaki, C. Fotakis. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2883 (2001).
- [7] P.A. Loukakos, C. Kalpouzos, I.E. Perakis, Z. Hatzopoulos, M. Sfendourakis, G. Kostantinidis, C. Fotakis. *J. Appl. Phys.*, **91**, 9863 (2002).
- [8] C.H. Goo, W.S. Lau, T.C. Chong, L.S. Tan. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2543 (1996).
- [9] C. Steen, V. Oechsner, V. Donchev, S. Malzer, G.H. Doehler, P. Kiesel. *Proc. 4th Symp. on Non-Stoichiometric III-V Compounds* (Asilomar, USA, 2002), ed. by P. Specht, T.R. Weatherford, P. Kiesel, T. Marek and S. Malzer (Lehrstuhl für Mikrocharakterisierung Friedrich–Alexander–Universität, Erlangen–Nürnberg, 2002) p. 37.
- [10] T.C. Lin, H.T. Kaibe, T. Okumura. *Jap. J. Appl. Phys.*, **33**, L1651 (1994).
- [11] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [12] В.В. Чалдышев, Н.А. Берг, А.Е. Куницын, Ю.Г. Мусихин, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, Р. Werner. *ФТТ*, **32**, 1161 (1998).
- [13] П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, Н.А. Берг, А.А. Суворова, С.Г. Конников, А.В. Черниговский, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. *ФТП*, **32**, 1170 (1998).
- [14] П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, А.В. Черниговский, А.А. Суворова, Н.А. Берг, С.Г. Конников, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. *ФТП*, **34**, 1109 (2000).
- [15] Jian H. Zhao, Jyh-Chwen Lee, Z.Q. Fang, T.E. Schlesinger, A.G. Milnes. *J. Appl. Phys.*, **61**, 5303 (1987).
- [16] Л.Г. Лаврентьева, М.Д. Вилисова, В.В. Преображенский, В.В. Чалдышев. *Известия ВУЗов. Физика*, **45** (8), 3 (2002).
- [17] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13**, 191 (1977).

Редактор Л.В. Шаронова

Capacitance study of electron traps in low-temperature-grown gallium arsenide

P.N. Brunkov, A.A. Gutkin, A.K. Moiseenko, J.G. Musikhin, V.V. Chaldyshev, N.N. Cherkashin, S.G. Konnikov, V.V. Preobrazhensky*, M.A. Putjato*, B.R. Semjagin*

Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute for Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The paper represents a research of electron traps in gallium arsenide grown by molecular-beam epitaxy within the temperature range 200–300°C (LT-GaAs). The capacitance deep level transient spectroscopy was used to study the Schottky barriers on *n*-GaAs where the LT-GaAs layer with the thickness of 0.1 μm was located in the charge space region of the barrier. The size of arsenic clusters in the LT-GaAs layer varied due to change of growth temperature. It has been revealed that in the LT-GaAs layers grown at 200°C with arsenic clusters, having diameter about 6–8 nanometers, there are two new electron traps with thermal emission activation energy of 0.47 and 0.59 eV. The concentration of the traps was about 10¹⁷ cm⁻³, which is comparable to the concentration of the arsenic clusters determined by the transmission electron microscopy. In the LT-GaAs layers grown at 300°C, where arsenic clusters was not observed, a trap with activation energy of 0.61 eV was detected. A connection is discussed between the revealed electron levels and the system of As clusters and point defects in LT-GaAs.