

УДК 621.382

## О КОНЦЕНТРАЦИИ ЦЕНТРОВ EL2 В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaAs, ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ РАСПЛАВОВ РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА

В. А. Морозова, О. Г. Кошелев, Е. П. Веретенкин<sup>\*)</sup>, В. Н. Гаврин<sup>\*)</sup>,  
Ю. П. Козлова<sup>\*)</sup>, А. В. Марков<sup>\*\*)</sup>, А. Я. Поляков<sup>\*\*)</sup>

(кафедра физики полупроводников)

E-mail: scon282@phys.msu.su

Показано, что в нелегированном высокоомном GaAs, выращенном из расплава, обогащенного Ga, концентрация центров EL2 уменьшается в два раза при снижении атомной доли мышьяка от 0.5 до 0.454. Найдено, что термический отжиг в 1.6 раза увеличивает концентрацию центров EL2.

В настоящее время наблюдается значительное усиление интереса к арсениду галлия как материалу для детекторов ионизирующих излучений. В основном для детекторов используются монокристаллы полуизолирующего GaAs, выращенные методом Чохральского. Однако их эффективному использованию препятствуют малые величины времени жизни носителей заряда и удельной глубины проникновения электрического поля в материал (соответственно  $10^{-8}$  с и 1 мкм/В в лучших образцах). Малые значения этих величин обусловлены присутствием в материале глубоких центров, связанных с собственными точечными дефектами и, прежде всего, основного глубокого донора EL2 с энергией ионизации 0.8 эВ от края зоны проводимости. Центр EL2 определяет электрические параметры материала, обеспечивая саму возможность получения нелегированного полуизолирующего GaAs при условии  $N_{EL2} > N_a - N_d > 0$ , где  $N_{EL2}$  — концентрация центров EL2, а  $N_a$ ,  $N_d$  — суммарные концентрации акцепторных и донорных центров (примесных и дефектных), более мелких, чем EL2. В то же время ионизованные центры  $EL2^+$  (их концентрация  $N_{EL2}^+ = N_a - N_d$ ) являются наиболее эффективными центрами захвата электронов, уменьшающими время жизни носителей и контролирующими эффективность собирания заряда в детекторах [1]. В связи с этим представляет интерес получение монокристаллов полуизолирующего GaAs с максимально низкими концентрациями центров EL2 и  $EL2^+$ .

Идея выращивания таких монокристаллов основывалась на экспериментальной зависимости  $N_{EL2}$  от состава расплава, приведенной в работе [2]. По данным авторов этой работы, концентрация  $N_{EL2}$  составляла  $\sim (1.5 \div 1.8) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в интервале значений атомной доли мышьяка в расплаве  $X_{As} = 0.505 \div 0.535$ , а при уменьшении  $X_{As}$  до 0.475 она снижалась до  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. При меньших  $X_{As}$  кристаллы меняли тип проводимости с  $n$  на  $p$  и имели низкое удельное сопротивление.

Цель настоящей работы состояла в получении более детальной информации о концентрации центров EL2 в кристаллах GaAs, выращенных из обогащенных галлием расплавов.

### Получение монокристаллов GaAs

Выращивание монокристаллов методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава проводилось на установке с низким избыточным давлением инертного газа (Ar) при использовании тиглей из пиролитического нитрида бора. Для герметизации расплава применялся либо обезвоженный, либо специально увлажненный (для снижения концентрации углерода  $N_C$  — основной мелкой акцепторной примеси) борный ангидрид. Для изменения состава расплава в исходную загрузку высокочистого поли-GaAs добавлялось расчетное количество Ga. Состав расплава, отвечающий кристаллизации любого заданного сечения слитка, определялся расчетно-экспериментальным путем; при этом учитывались потери мышьяка на стадиях плавления исходной загрузки и последующего выращивания. После выращивания монокристаллы подвергались отжигу при 950°C в течение 5 ч.

Для проведения измерений  $N_{EL2}$  методами емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и DLTS с оптическим возбуждением (ODLTS) в тех же условиях были выращены монокристаллы GaAs (Te), слабо легированные теллуром ( $n \leq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>).

### Методики измерений и экспериментальные результаты

Содержание большинства фоновых примесей в полученных кристаллах определялось методом масс-спектрометрии в плазме тлеющего разряда. Концентрация  $N_C$  находилась путем измерения оптического поглощения на локальных колебательных модах, связанных с присутствием в решетке GaAs атомов углерода в положении  $C_{As}$  (углерод в подрешетке мышьяка). Анализ примесного состава исследуемых кристаллов показал, что

<sup>\*)</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва.

<sup>\*\*)</sup> Институт химических проблем микроэлектроники, Москва.

концентрации присутствующих примесей С, Si, S, Fe и Zn существенны и их следует учитывать в донорно-акцепторном балансе. В нелегированных кристаллах, выращенных с использованием сухого флюса, концентрация углерода составляла  $N_C \approx (1 \div 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (кроме образца, выращенного из расплава с  $X_{As} = 0.482$ , где  $N_C \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Такие кристаллы при  $X_{As} < 0.46 \div 0.47$  меняли тип проводимости с  $n$  на  $p$ . Использование влажного флюса снизило  $N_C$  примерно в пять раз и уменьшило величину  $X_{As}$ , при которой наблюдалась перекompенсация материала. В результате были впервые получены монокристаллы высокоомного GaAs с  $X_{As} = 0.444 \div 0.475$ .

При определении концентрации  $N_{EL2}$  были использованы две независимые методики: измерение спектров оптического пропускания для нелегированного высокоомного GaAs и методика DLTS для низкоомного GaAs (Te). Спектры оптического пропускания измерялись на оптически полированных образцах толщиной  $d = 4-5 \text{ мм}$  при 300 К в области энергий фотонов  $h\nu = 0.5 \div 1.4 \text{ эВ}$  с помощью спектрометров ИКС-21 и Beckman UV5270.

Спектры поглощения  $\alpha(h\nu)$  вычислялись с использованием известного выражения:  $T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d} / (1 - R^2 e^{-2\alpha d})$ , где  $T$ ,  $R$ ,  $\alpha$  — коэффициенты пропускания, отражения и поглощения соответственно. Значение  $T$  определялось экспериментально по отношению интенсивностей прошедшего и падающего на образец световых сигналов, регистрируемых фотоприемником. Коэффициент  $R$  рассчитывался из измеренных коэффициентов пропускания в области прозрачности ( $\alpha d \ll 1$ ), которая наблюдалась у всех исследованных образцов в интервале  $h\nu = 0.5 \div 0.7 \text{ эВ}$ . В этой области  $T = (1 - R)/(1 + R) = 0.55 \pm 0.005$ , откуда  $R = 0.29$ , что согласуется с литературными данными [3]. На рис. 1 представлены типичные спектры  $\alpha(h\nu)$  нелегированного GaAs, полученного из расплавов, обогащенных галлием, для термообработанных (ТО) и нетермообработанных (НТО) образцов.

Если в области  $h\nu = 0.7 \div 1.35 \text{ эВ}$  поглощение определяется только уровнем EL2, то для  $\alpha$  справедливо выражение [4]

$$\alpha(h\nu) = \sigma_n(h\nu)N_{EL2}^0 + \sigma_p(h\nu)N_{EL2}^+ \quad (1)$$

Здесь  $N_{EL2}^0$  — концентрация нейтральных центров EL2<sup>0</sup>,  $N_{EL2} = N_{EL2}^0 + N_{EL2}^+$ ;  $\sigma_n(h\nu)$  и  $\sigma_p(h\nu)$  — поперечные сечения фотоионизации EL2-центра для электронов и дырок, их спектральные зависимости известны из литературы [5] и приведены на рис. 1 (кривые 4, 5; для наглядности кривая 4 смещена по оси ординат до совпадения со спектрами  $\alpha(h\nu)$  при  $h\nu \cong 1.1 \text{ эВ}$ ). Видно, что для ТО-образцов в области энергий фотонов  $1.1 \div 1.34 \text{ эВ}$ , а для НТО-образца в области  $1.1 \div 1.25 \text{ эВ}$  формы спектров  $\alpha(h\nu)$  и  $\sigma_n(h\nu)$  совпадают, что, по-видимому, свидетельствует о доминирующем вкладе центров EL2<sup>0</sup> в поглощение. В этом случае для определения

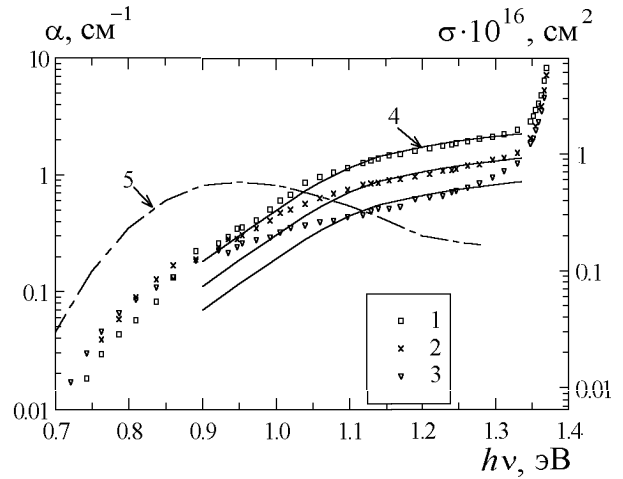


Рис. 1. Спектры поглощения ТО (1, 2) и НТО (3) образцов нелегированного GaAs с  $X_{As} = 0.495$  (1), 0.444 (2) и 0.479 (3) и спектральные зависимости сечений фотоионизации для электронов (4) и дырок (5) уровня EL2

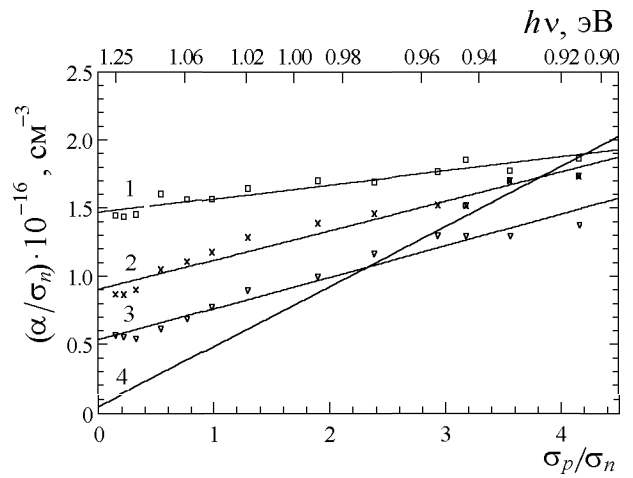


Рис. 2. Зависимости  $\alpha/\sigma_n$  от  $\sigma_p/\sigma_n$  при различных  $h\nu$  для образцов с  $X_{As} = 0.495$  (1), 0.444 (2) и 0.479 (3). Кривая 4 получена для образца с  $X_{As} = 0.444$  с учетом концентрации  $N_{EL2}$ , определенной методом DLTS, и значений  $\alpha/\sigma_n$  при  $h\nu < 0.95 \text{ эВ}$

$N_{EL2}^0$  и  $N_{EL2}^+$  достаточно измерить  $\alpha$  для двух значений  $h\nu$ , имеющих разные  $\sigma$  для EL2<sup>0</sup> и EL2<sup>+</sup>-центров [4]. С целью повышения точности определения концентраций для каждого образца были построены зависимости  $\alpha/\sigma_n$  от  $\sigma_p/\sigma_n$  по 13 точкам в интервале  $h\nu = 0.9 \div 1.25 \text{ эВ}$ . Они удовлетворительно аппроксимируются прямыми линиями (на рис. 2 представлены данные для тех же образцов, что и на рис. 1), что также указывает на доминирующее поглощение центрами EL2. При этом угол наклона прямой дает значение  $N_{EL2}^+$ , а величина отрезка, отсекаемого на оси ординат, —  $N_{EL2}^0$  (статистическая ошибка составляет 40% и 5% соответственно). Систематическая ошибка при определении  $N_{EL2}^+$  может быть значительно выше. Так, в работе [4] показано, что изменение  $\sigma_n$  на 10% приводит к большой систематической ошибке и вычисленные значения  $N_{EL2}^+$  могут изменяться в 2–3 раза. Зависимость полученных  $N_{EL2}$  от  $X_{As}$  приведена на рис. 3, а.

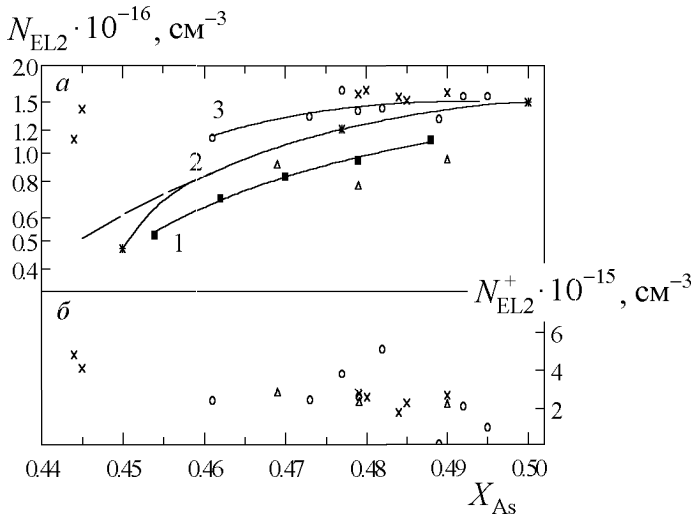


Рис. 3. Концентрации  $N_{EL2}$  (а) и  $N_{EL2}^+$  (б) в зависимости от  $X_{As}$ , определенные методом DLTS: НТО (1) и ТО (2) образцы GaAs (Te) и методом оптического пропускания: ТО-образцы полуизолирующего GaAs, выращенного с использованием сухого флюса (кружки и кривая 3) и влажного флюса (крестики), и НТО-образцы (треугольники, влажный флюс)

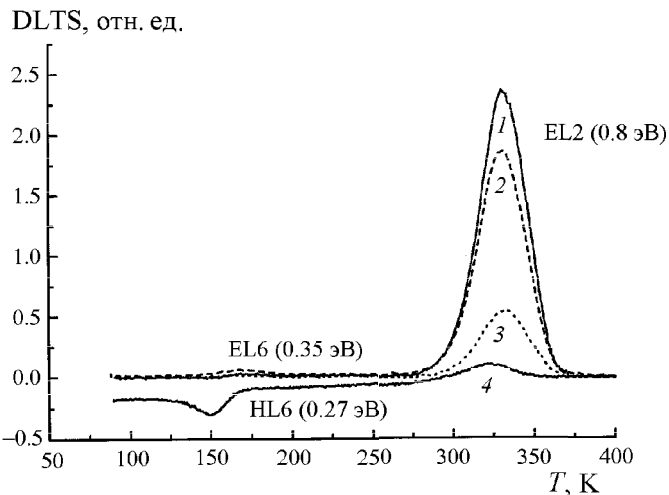


Рис. 4. Спектры DLTS для ТО-образцов GaAs (Te) с  $X_{As} = 0.5$  (1), 0.477 (2), 0.45 (3) и спектр ODLTS для образца с  $X_{As} = 0.477$  (4)

Спектры DLTS и ODLTS для GaAs (Te) были получены в интервале температур  $77 \div 400$  К на образцах с барьерами Шоттки ( $\sim 1$  мм в диаметре), сформированными напылением Au на химически полированную поверхность GaAs. Установка с компьютерным управлением содержала  $C-V/C-t$  измеритель HP4280B, импульсный генератор HP8112A и азотный криостат. При каждой температуре измерялась полная кривая релаксации емкости во времени в пределах от 0.2 до 15 000 мс, что позволяло в широком диапазоне изменять значения временных окон и облегчало анализ сильно перекрывающихся пиков. Электронные ловушки детектировались посредством приложения к образцу электрического импульса прямого смещения, дырочные ловушки анализировались с использованием оптического возбуждения матрицей красных AlGaAs или Si-GaAs светодиодов. На рис. 4 представлены типичные спектры DLTS и ODLTS для ТО-образцов GaAs

(Te), выращенных из расплавов различного состава. Спектры DLTS указывают на наличие двух типов электронных ловушек: EL6 (0.35 эВ) и EL2 (0.8 эВ), а спектры ODLTS — двух типов дырочных ловушек: HL6 (0.27 эВ) и EL2<sub>h</sub> (0.65 эВ) (обозначения предложены в работе [6]). Ловушка EL2<sub>h</sub> соответствует эмиссии дырки с центра EL2<sup>+</sup> в валентную зону [7]. Наибольший сигнал наблюдается от ловушки EL2; при этом амплитуда пиков снижается по мере уменьшения  $X_{As}$ . Вычисленные значения  $N_{EL2}$  приведены на рис. 3, а для НТО- и ТО-образцов. Из рис. 3, а видно, что отжиг приводит к увеличению  $N_{EL2}$  в низкоомном GaAs (Te) в 1.3 раза, а в высокоомном в 1.6 раза.

### Обсуждение экспериментальных результатов

Спектры  $\alpha(h\nu)$  у НТО-образцов (см. рис. 1) имеют характерную особенность: для  $h\nu > 1.25$  эВ коэффициент  $\alpha$  возрастает при увеличении  $h\nu$  заметно быстрее, чем  $\sigma_n$ . Этот факт указывает на присутствие в материале значительной концентрации акцепторных уровней с энергиями ионизации не более 0.2 эВ (ширина запрещенной зоны  $E_g \approx 1.45$  эВ), отсчитываемыми от потолка валентной зоны. Переходы с этих уровней в зону проводимости наблюдаются при  $h\nu > 1.25$  эВ одновременно с фотоионизацией EL2<sup>0</sup> центров. В области  $h\nu \approx 0.85 \div 1.1$  эВ форма спектров  $\alpha(h\nu)$  зависит от соотношения концентраций центров EL2<sup>0</sup> и EL2<sup>+</sup>, а для  $h\nu < 0.85$  эВ определяется центрами EL2<sup>+</sup> (зависимостью  $\sigma_p$  от  $h\nu$ ).

Из рис. 3, а видно, что для составов расплава, близких к стехиометрическому, значения  $N_{EL2}$ , определенные обоими методами для ТО-образцов, согласуются и составляют около  $1.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ . Эти значения соответствуют также многочисленным литературным данным. При снижении  $X_{As}$  от 0.5 до 0.454 наблюдалось уменьшение  $N_{EL2}$  в два раза (кривые 1, 2). В интервале  $X_{As} = 0.5 \div 0.475$  концентрация  $N_{EL2}$  уменьшалась всего в 1.3, а не в 3 раза, как в работе [2]. Согласно данным DLTS, при уменьшении  $X_{As}$  от 0.454 до 0.45 у ТО-образцов GaAs (Te) концентрация  $N_{EL2}$  уменьшалась в 1.4 раза.

Для ТО-образцов нелегированного GaAs, выращенных с использованием сухого флюса из расплавов, обогащенных Ga ( $X_{As} = 0.485 \div 0.46$ ), значения  $N_{EL2}$ , определенные методом оптического пропускания (кривая 3), были в  $1.1 \div 1.3$  раза выше, чем определенные методом DLTS (кривая 2). Для образцов, выращенных с использованием влажного флюса, это различие заметно больше: в  $1.3 \div 2.5$  раза ( $X_{As} = 0.48 \div 0.445$ ). Естественно предположить, что с отклонением от стехиометрии возрастает концентрация собственных дефектов, вклад которых в оптическое поглощение становится заметным на фоне поглощения центрами EL2.

О дефектах в нелегированном GaAs можно судить по спектрам фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (PICTS) [8] для образцов с диодами Шоттки и  $p-i-n$  детекторов, а также

по спектрам токовой DLTS для *p-i-n* детекторов, сформированных на выращенных из различных расплавов кристаллах полуизолирующего GaAs [9]. Во всех спектрах наряду с EL2 и EL2<sub>h</sub> наблюдались пики от 5–6 электронных и 2–3 дырочных ловушек. Среди них доминировали электронная ловушка EL3 (0.55 эВ) [8, 9] и дырочные ловушки GaAs (0.075 эВ) [9], HL6 (0.27 эВ) [8, 9], ловушка с энергией 0.9 эВ [8]. Концентрации этих дефектов увеличивались с ростом отклонения состава от стехиометрического. Так, амплитуда пика EL3 в спектре PICTS образца с X<sub>As</sub> = 0.477 была всего лишь вдвое меньше амплитуды пика EL2 [8]. В спектрах же DLTS для ТО-образцов GaAs (Te) пики от ловушки EL3 не наблюдались (рис. 4), а у НТО-образцов ее концентрация была невелика: N<sub>EL3</sub> ≤ 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> в интервале X<sub>As</sub> = 0.455 ÷ 0.49.

По-видимому, дырочная ловушка с энергией 0.9 эВ, наблюдаемая в спектрах PICTS [8] одновременно с электронной ловушкой EL3 (0.55 эВ), соответствует эмиссии дырки с центра EL3<sup>+</sup> в валентную зону; по аналогии с ловушкой EL2<sub>h</sub> ее можно обозначить как EL3<sub>h</sub>. Участие уровня EL3<sub>h</sub> в поглощении может привести к завышенным значениям N<sub>EL2</sub>, определенным методом оптического пропускания. Действительно, кривая σ<sub>p</sub>(hν) (см. рис. 1) для этого уровня смещается примерно на 0.25 эВ в область больших hν, т.е. основной вклад в поглощение от центров EL3<sup>+</sup> и EL2<sup>0</sup> находится в одной и той же области hν. Уровень EL3 (0.55 эВ) для нелегированного GaAs свободен от электронов, и если концентрация центров EL3<sup>+</sup> значительна, то вклад в поглощение от них может оказаться заметным. С уменьшением X<sub>As</sub> концентрация N<sub>EL3</sub> возрастает [8, 9], а N<sub>EL2</sub> падает, поэтому относительный вклад в поглощение от центров EL3<sup>+</sup> увеличивается.

Максимальные значения N<sub>EL2</sub>, определенные методом оптического пропускания, были получены для образцов, выращенных в атмосфере избытка кислорода (рис. 3, а, влажный флюс). Этот факт указывает на связь ловушки EL3 с содержанием кислорода в материале. Действительно, в работе [10] приведены экспериментальные доказательства того, что донорный центр EL3 (0.55 эВ) представляет собой комплекс Ga–O–Ga.

Дополнительный вклад в поглощение, создаваемый центрами EL3<sup>+</sup>, был учтен при определении концентрации N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> следующим образом. В области hν < 0.95 эВ, где этот вклад отсутствует, справедливо соотношение (1). С учетом значений α, измеренных при hν < 0.95 эВ (усреднение проводилось по трем точкам), и величины N<sub>EL2</sub>, определенной методом DLTS для каждого значения X<sub>As</sub> (рис. 3, а, кривая 2), были вычислены N<sub>EL2</sub><sup>0</sup> и N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> для всех образцов, выращенных из нестехиометрических расплавов. По полученным значениям N<sub>EL2</sub><sup>0</sup> и N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> для образца с X<sub>As</sub> = 0.444 построена кривая 4 на рис. 2. Кривая 2 на рис. 2 получена для этого же образца без учета вклада от центров EL3<sup>+</sup>. Видно, что учет дополнительного поглощения приводит к

изменению вычисленных значений N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> в два раза. На рис. 3, б приведены значения концентрации N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> с учетом поправки для всех ТО-образцов.

Концентрация N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> у образцов нелегированного GaAs по мере уменьшения X<sub>As</sub> от 0.495 до 0.444 возрастала от 1 · 10<sup>15</sup> до 4.5 · 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup> (рис. 3, б). Существенные изменения N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> при термообработке кристаллов отсутствовали. Уменьшение N<sub>C</sub> в пять раз не приводило к ожидаемым изменениям N<sub>EL2</sub><sup>+</sup>, тогда как при увеличении N<sub>C</sub> в три раза концентрация N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> заметно возрастала (образец с X<sub>As</sub> = 0.482, где N<sub>C</sub> ≈ 10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>), что указывало на существенный вклад собственных дефектов в компенсацию.

Из спектров ODLTS, PICTS [8] и токовой DLTS [9] исследуемых образцов следует, что возможными акцепторными дефектами являются дырочная ловушка HL6 (0.27 эВ) и антиструктурный дефект Ga<sub>As</sub> (галлий в подрешетке мышьяка) — двойной акцептор с уровнями 0.075 и 0.2 эВ, отсчитываемыми от потолка валентной зоны [9, 11]. По спектрам ODLTS (рис. 4) была определена концентрация N<sub>HL6</sub> в интервале X<sub>As</sub> = 0.45 ÷ 0.495. Она оказалась недостаточно высокой (≤ 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>), чтобы объяснить наблюдаемые величины N<sub>EL2</sub><sup>+</sup>. Концентрация же дефектов Ga<sub>As</sub> (0.075 эВ) могла изменяться вплоть до значений N<sub>EL2</sub> [9, 11]. По-видимому, переходы именно с этой дырочной ловушки наблюдались в спектрах α(hν) НТО-образцов полуизолирующего GaAs при hν > 1.25 эВ (см. рис. 1). Значительная концентрация собственных дефектов при отклонении состава расплава от стехиометрического может объяснить большие значения N<sub>EL2</sub><sup>+</sup> при заметном уменьшении N<sub>C</sub>.

## Закключение

Таким образом, зависимость концентрации N<sub>EL2</sub> от состава расплава оказалась не такой сильной, как ожидалось согласно результатам работы [2]. Для нелегированного GaAs, выращенного из расплавов, обогащенных галлием, величина N<sub>EL2</sub> возрастала в 1.6 раза при термическом отжиге кристаллов. В нелегированном GaAs с увеличением отклонения от стехиометрии вклад в оптическое поглощение от собственных дефектов EL3 становится заметным на фоне поглощения центрами EL2, и его нужно учитывать при определении концентрации центров EL2<sup>+</sup> и EL2<sup>0</sup>.

## Литература

1. Berwick K., Beozel M.R., Buttar C.M. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. **A380**. P. 46.
2. Holmes D.E., Chen R.T., Elliott K.R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1982. **40**, No. 1. P. 46.
3. Оптические свойства полупроводников A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> / Под ред. Уиллардсона и Бира. М.: Мир, 1970.
4. Zach F.X., Winnacker A. // Japan. J. Appl. Phys. 1989. **18**, No. 6. P. 957.

5. Silverberg P., Omling P., Samuelson L. // Appl. Phys. Lett. 1988. **52**, No. 20. P. 1689.
6. Martin G.M., Mitonneau A., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. **13**, No. 7. P. 191.
7. Osaka J., Okamoto H., Kobayashi K. // Semi-Insulating III-V Materials / Ed. H. Kukimoto, S. Miyazawa. Hakone, Japan: Ohmsha Publishers, 1986. P. 156.
8. Markov A.V., Polyakov A.Y., Smirnov N.B. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2000. **A439**. P. 651.
9. Verbitskaya E., Eremin V., Ivanov A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2000. **A439**. P. 634.
10. Neild S.T., Skowronski M., Lagowski J. // Appl. Phys. Lett. 1991. **58**, No. 8. P. 859.
11. Bourgoin J.C., Bardeleben H.J., Stievenard D. // J. Appl. Phys. 1988. **64**. R 65.

Поступила в редакцию  
05.02.01

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.511.32

## НЕКОТОРЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ГЛОБАЛЬНОГО КЛИМАТИЧЕСКОГО АРХИВА NCDC

А. Б. Володин, В. П. Юшков

(кафедра физики атмосферы)

E-mail: atmos@phys.msu.su

**Представлены основные статистические характеристики распределения плотности воздуха в целом по земному шару. Проведен пространственно-временной анализ глобальных метеорологических данных. Рассчитаны не только точные значения амплитуды и фазы годового хода, но и зональный, меридиональный и меридиональный разрезы поля плотности распределения. Предложенный подход позволяет с помощью относительно небольшого числа коэффициентов описать главные статистические характеристики климата Земли.**

### Введение

К настоящему времени предложено много различных моделей климата. Хорошие и достаточно полные обзоры есть, например, в работах [1, 2]. Обычно используются два подхода. Первый — динамический, к нему относятся как сложные гидродинамические, так и простые энергобалансовые модели. Однако динамическое моделирование вряд ли полностью адекватно наблюдениям: все известные временные ряды наблюдений длительностью от нескольких суток до миллионов лет демонстрируют стохастический характер, а в динамических моделях не учитываются статистические характеристики. Гидродинамические уравнения, например, допускают для переменных, которые описывают средние поля, весьма произвольное распределение флуктуаций.

Второй подход — статистический, в котором изучаются статистические свойства климатических процессов, т. е. их стационарность, время и масштаб корреляции, другие характеристики распределений. Применение статистического анализа в климатических исследованиях — широко распространенная практика. Хорошо известны работы Адема [3], Хассельмана [4], Норта [5] и др. Среди последних работ можно отметить книгу С.Г. Добровольского [1], в которой приведена также обширная библиография. Однако традиционный статистический анализ почти всегда описывает климатические аномалии по

отношению к норме климатического распределения, которая полагается известной.

В то же время само определение климатической нормы характеристик атмосферы остается серьезной проблемой для климатологов. Традиционный подход состоит в привязке данных наблюдений к узлам регулярной географической сетки с помощью методов объективного анализа и последующем усреднении данных в пределах каждого месяца года. Однако такое определение климатической нормы еще оставляет в климатических полях значительную случайную пространственную изменчивость, неоправданно сглаживая (из-за усреднения) временные колебания.

Цель настоящей работы — проверка возможности сглаживания климатических полей путем разложения их в ряды по эмпирическим собственным функциям на основе разложения второго момента. Эта идея была предложена еще А.М. Обуховым в 1950-х гг. (см. [6]). Главный вопрос заключается в следующем: можно ли наблюдаемые метеорологические поля описать с помощью небольшого числа таких функций? Как показывают исследования многих авторов, для аномалий, в частности, поля температуры такие ряды разложения сходятся очень медленно (см., напр., [5]). Однако сходимость этих рядов существенным образом зависит от выбора исследуемой характеристики. Поэтому в настоящей работе, в отличие от подавляющего большинства подобных работ, в качестве основной случайной