

## Рассеяние электронов в гетероструктурах AlGaN/GaN с двумерным электронным газом

© Д.Ю. Протасов<sup>¶</sup>, Т.В. Малин, А.В. Тихонов, А.Ф. Цацульников\*, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

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

(Получена 19 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Исследованы температурные и концентрационные зависимости подвижности электронов в гетероструктурах AlGaN/GaN. В исследуемых образцах подвижность при  $T = 300$  К лежала в диапазоне  $450 - 1740 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Установлено, что для образцов с малой подвижностью (менее  $1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ) вплоть до комнатных температур доминирует рассеяние на заряженных центрах, связанных с неупорядоченным пьезоэлектрическим зарядом на гетерогранице вследствие ее шероховатости либо с пьезоэлектрическим зарядом — как в барьере Al—GaN вследствие неоднородности сплава, так и в деформационном поле вокруг дислокаций. Для образцов с подвижностью, превышающей  $1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , при  $T = 300$  К доминирует рассеяние на оптических фононах. При температурах менее 200 К доминирует рассеяние на неоднородности сплава, шероховатостях гетерограницы и дислокациях. Уменьшение влияния рассеяния на шероховатостях при улучшении морфологии гетерограницы увеличивает подвижность с  $1400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  до  $1700 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при комнатной температуре.

### 1. Введение

Гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) AlGaN/GaN вследствие большой ширины запрещенной зоны, большой концентрации двумерного электронного газа (ДЭГ), значительной величины напряженности электрического поля, при которой происходит насыщение скорости электронов, и высокой теплопроводности являются перспективным материалом для разработки мощных высокочастотных и высокотемпературных устройств [1]. Одним из ключевых параметров, определяющих как качество выращенных ГЭС, так и предельные характеристики сверхвысокочастотных (СВЧ) приборов, являются концентрация и подвижность носителей заряда в ДЭГ.

Нитрид галлия и тройные растворы на его основе кристаллизуются в решетке вюрцита, не имеющей центра симметрии [2]. Это позволяет получать большие значения концентрации электронов в двумерном слое на гетерогранице AlGaN/GaN, которые на порядок превышают величины концентраций, характерных для традиционных AlGaAs/GaAs и псевдоморфных ГЭС AlGaAs/InAs/GaAs. Для получения концентрации ДЭГ порядка  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  используется разница спонтанной поляризации (являющейся следствием низкой симметрии кристаллической решетки) и пьезоэлектрической поляризации (обусловленной механическими напряжениями) в слоях AlGaN и GaN [2]. Разница в величине спонтанной поляризации появляется из-за сильной ее зависимости от мольного содержания алюминия  $x_{\text{Al}}$ , а разница в величине пьезоэлектрической поляризации достигается при псевдоморфном выращивании слоев GaN и AlGaN. Вследствие этого на границах раздела ГЭС появляется скачок вектора поляризации и соответственно вектора напряженности электрического поля, что приводит к

появлению на гетерогранице поверхностной плотности зарядов  $\pm\sigma$ . Знак  $\sigma$  зависит как от взаимного расположения, так и от полярности слоев GaN и AlGaN. Для компенсации пьезоэлектрического заряда в зависимости от его знака в квантовой яме на гетерогранице собираются либо электроны, либо дырки. Считается, что в нелегированных ГЭС AlGaN/GaN источником ДЭГ служат донороподобные состояния на поверхности барьера AlGaN [3,4]. Легирование ГЭС AlGaN/GaN существенно не увеличивает концентрацию ДЭГ, однако повышает стабильность параметров легированных структур при пассивации поверхности различными диэлектрическими покрытиями по сравнению с нелегированными структурами, видимо потому, что в легированных структурах источником электронов является донорная примесь, а не поверхностные состояния, плотность которых может изменяться при пассивации [5].

Выраженные пьезоэлектрические свойства таких структур приводят к появлению дополнительных заряженных рассеивающих центров. Во-первых, на гетерогранице AlGaN/GaN формируется связанный пьезоэлектрический заряд с плотностью порядка  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Формально этот заряд формирует рассеивающие центры, расположенные на нулевом расстоянии от двумерного электронного газа. В работе [6] именно заряд на гетерогранице привлекался для объяснения невысокой подвижности исследуемых образцов AlGaN/GaN. Однако пьезоэлектрический заряд сам по себе не может рассеивать электроны, так как он связан с атомами решетки, расположенными в пространстве с некоторой периодичностью. Для возникновения рассеивания необходимы нарушения периодичности этого заряда, которые являются вследствие шероховатости гетерограницы [7]. Кроме того, пьезоэлектрические заряды возникают как в барьере AlGaN вследствие неоднородности твердого

<sup>¶</sup> E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

раствора AlGaN [8,9], так и в деформационном поле вокруг дислокаций [10].

Большинство исследователей для описания экспериментальных зависимостей подвижности электронов от температуры [11–13] или от их концентрации [6,14] используют простые теоретические модели, не учитывающие приведенные выше особенности рассматриваемых ГЭС. При температурах, близких к комнатным, почти для всех ГЭС доминирующим является рассеяние на оптических фононах, хотя вклад других видов рассеяния может быть значительным. А вот для низких температур разные авторы получают различные доминирующие механизмы рассеяния:

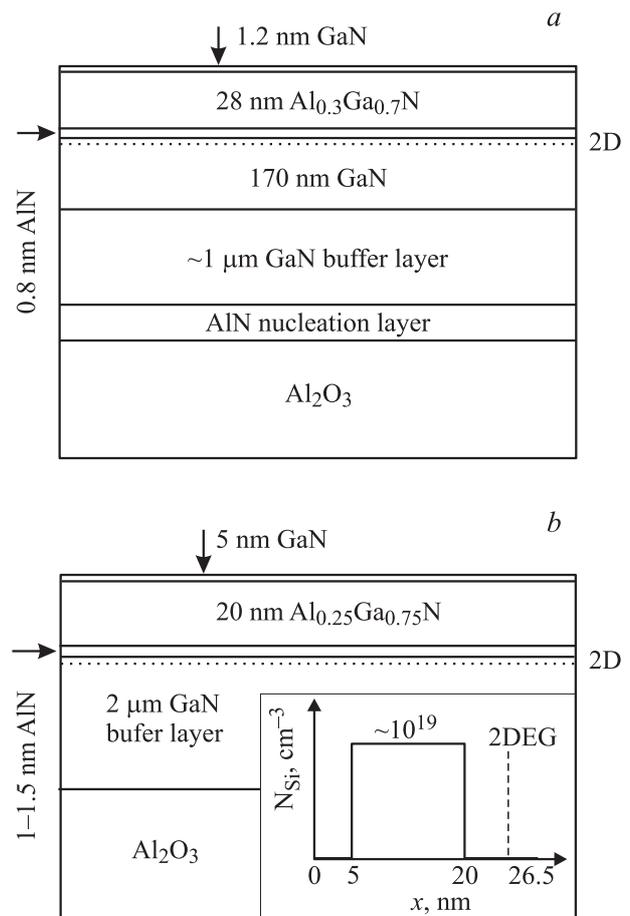
- 1) рассеяние на шероховатостях гетерограницы [11,13,15],
- 2) сплавное рассеяние [16],
- 3) кулоновское рассеяние на остаточных донорах [16],
- 4) на заряде, расположенном на гетерогранице [6].

Конечно, различие в доминирующих механизмах рассеяния при низких температурах обусловлено свойствами ГЭС, которые зависят от метода и условий их роста. Как правило, теоретические модели достаточно хорошо описывают экспериментальные данные, однако анализируются либо только температурные, либо концентрационные зависимости подвижности электронов [6,11–16]. Анализ зависимости подвижности электронов от двух факторов (температуры и концентрации электронов) для одних и тех же образцов позволяет более точно установить механизмы рассеяния, но нам неизвестны работы, в которых проводились бы подобные исследования.

В предлагаемой работе проводится анализ температурных и концентрационных зависимостей подвижности электронов для Ga-полярных гетероструктур AlGaN/GaN с малыми и высокими значениями подвижности электронов, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и эпитаксией из газовой фазы с использованием металлорганических соединений (МОСГФЭ) на подложках из сапфира.

## 2. Образцы и методики измерения

Исследования были проведены на образцах, выращенных методами МЛЭ и МОСГФЭ. ГЭС МЛЭ AlGaN/GaN были выращены на установке CBE RIBER 32 на поверхности (0001) сапфировой подложки толщиной 400 мкм. Источником активного азота выступал поток очищенного аммиака, в качестве источников металлов III группы использовались стандартные эффузионные ячейки. Галлиевая полярность выращиваемых структур задавалась ростом зарождающего слоя AlN в условиях, обеспечивающих обогащение по Al, и контролировалась во время роста методом дифракции быстрых электронов. Структуры выращивались при температуре  $\sim 900^\circ\text{C}$  и эквивалентном давлении аммиака  $(1-5) \cdot 10^{-4}$  Торр. Состав слоев ГЭС МЛЭ AlGaN/GaN приведен на рис. 1, а. ГЭС МОСГФЭ AlGaN/GaN была выращена на подложках из сапфира в полупромышленном реакторе установки



**Рис. 1.** Схематичное изображение гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных методами МЛЭ (а) и МОСГФЭ (b). Во вставке изображен профиль легирования МОСГФЭ AlGaN/GaN.

AIX2000HT. Состав слоев ГЭС приведен на рис. 1, b. Более подробно изготовление таких структур описано в работе [17]. В отличие от ГЭС МЛЭ в этой структуре барьерный слой AlGaN легировался кремнием. На вставке к рис. 1, b приведен профиль легирования, в котором координата отсчитывается от поверхности структуры. Концентрация и подвижность двумерных электронов в исследуемых образцах, определенная по измерениям эффекта Холла методом Ван-дер-Пау в постоянном магнитном поле с индукцией 0.5 Тл при комнатной температуре, приведена в табл. 1.

Температурные зависимости подвижности и концентрации электронов в диапазоне 77–300 К определялись по измерениям эффекта Холла методом Ван-дер-Пау при фиксированном значении индукции магнитного поля  $B = 0.5$  Тл. Омические контакты к этим образцам изготавливались из индия. При изменении  $B$  от 0 до 2 Тл сопротивление образцов не изменялось, что характерно для вырожденного электронного газа, а величина эффекта Холла линейно зависела от значения  $B$ . Такие зависимости свидетельствуют об отсутствии дополнительных каналов проводимости по объемным слоям

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

Номер образца	Способ выращивания	Электрофизические параметры ГЭС при 300 К	
		Концентрация электронов, см <sup>-2</sup>	Подвижность электронов, см <sup>2</sup> /(В·с)
1	МЛЭ	6.5 · 10 <sup>12</sup>	630
2	МЛЭ	5.3 · 10 <sup>12</sup>	450
3	МЛЭ	6.5 · 10 <sup>12</sup>	1400
4	МЛЭ	1.2 · 10 <sup>13</sup>	1460
5	МОСГФЭ	1.0 · 10 <sup>13</sup>	1740

Примечание. ГЭС — гетероэпитаксиальная структура.

GaN или AlGaIn. Для исследования зависимости подвижности двумерных электронов от их концентрации были изготовлены классические холловские структуры с изолированным полевым электродом. Мезаструктуры высотой 80–100 нм были получены сухим травлением в плазме ВСl<sub>3</sub>. Для приготовления омических контактов напылялись слои Ti/Au, которые затем вжигались при 600°С в течение 30 с. После этого на образцах методом CVD [18] был выращен слой SiO<sub>2</sub> толщиной 100 нм при температуре 230°С, на который напылялся золотой полевой электрод. Зависимости эффекта Холла и проводимости от напряжения на полевом электроде измерялись на переменном токе при значении индукции магнитного поля, равной 1 Тл. Генератор переменного напряжения и токозадающий резистор R<sub>0</sub> = 10 МОм, сопротивление которого было много больше сопротивления исследуемых образцов, выступали в роли генератора тока. Амплитуда напряжения на генераторе равнялась 1 В, амплитуда тока — I = 0.1 мкА. Величина тока выбиралась такой, чтобы падение напряжения на образце было меньше k<sub>B</sub>T/e, где k<sub>B</sub> — постоянная Больцмана, T — температура и e — элементарный заряд. Среднеквадратичные значения неровности поверхности, необходимые для оценки рассеяния на шероховатостях гетерограницы, определялись при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver p-47H (NT MDT) с разрешением по вертикали 0.5.

### 3. Расчет подвижности электронов

Для описания волновых функций электронов в треугольной яме гетероструктуры AlGaIn/GaN использовалось приближение Фанга–Ховарда [19], в котором волновая функция записывается в виде

$$\psi(z) = \left(\frac{b^3}{2}\right)^{1/2} z \exp\left(-\frac{bz}{2}\right), \quad (1)$$

где b — нормировочная константа, а z — расстояние от барьера. В слое AlGaIn z < 0, в слое GaN z > 0. Для треугольной потенциальной ямы константа b может

быть записана в виде:

$$b = \left(\frac{33\pi m^* e N_s}{2\hbar\epsilon_s}\right)^{1/3}, \quad (2)$$

где m\* — эффективная масса носителей заряда, N<sub>s</sub> — концентрация ДЭГ. Однако для реальных ГЭС эту константу удобнее представить в виде b = βN<sub>s</sub><sup>1/3</sup> [6] и использовать β как подгоночный параметр.

Подвижность в ДЭГ рассчитывалась с учетом рассеяния на акустических и полярных оптических фононах, пьезоэлектрического и сплавного рассеяния, а также рассеяния на заряженных центрах, локализованных в барьере AlGaIn, на дислокациях и на шероховатостях гетерограницы. Суммарное время релаксации τ, определяющее подвижность электронов, находилось по правилу Матиссена:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}, \quad (3)$$

где τ<sub>i</sub> — время релаксации по импульсу, рассчитанное для i-го механизма рассеяния. Подвижность электронов рассчитывалась по выражению

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*}. \quad (4)$$

В гетероструктурах AlGaIn/GaN с концентрацией порядка N<sub>s</sub> = 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> ДЭГ является вырожденным вплоть до комнатных температур, так как выполняется условие [19] N<sub>s</sub> ≫ m\* k<sub>B</sub>T/πħ<sup>2</sup>. Для таких концентраций ДЭГ энергия Ферми значительно превышает величину тепловой энергии k<sub>B</sub>T. Так как в вырожденном электронном газе рассеиваются только те электроны, энергия которых отличается от энергии Ферми не более чем на k<sub>B</sub>T, то можно считать, что энергия рассеивающихся электронов одинакова и время релаксации по импульсу не зависит от энергии. Это делает выражения (3) и (4) полностью справедливыми.

Аналитические выражения для времени релаксации каждого механизма рассеяния (в системе СГС) приведены далее. Параметры материала Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, используемые при расчетах по данным работы [1], сведены в табл. 2.

#### 3.1. Акустические фононы

Время релаксации электронов при рассеянии на акустических фононах описывается выражением [16] на основе теории деформационного потенциала:

$$\frac{1}{\tau_{DP}} = \frac{3m^* a_c^2 b k_B T}{16\pi\hbar^3 c_L} \int_0^\pi S(q)^2 (1 - \cos\theta) d\theta, \quad (5)$$

где a<sub>c</sub> — константа потенциала деформации, c<sub>L</sub> — продольная постоянная упругости, q = √(2πN<sub>s</sub> sin(θ/2)) — изменение волнового вектора электрона при рассеянии,

**Таблица 2.** Параметры GaN, использованные при расчете

Высокочастотная диэлектрическая проницаемость	$\epsilon_\infty = 5.47$
Низкочастотная диэлектрическая проницаемость	$\epsilon_s = 10.4$
Энергия продольных оптических фононов, мэВ	$\hbar\omega_0 = 90.5$
Плотность, г/см	$\rho = 6.1$
Скорость акустических фононов, см/с	$u = 6.59 \cdot 10^5$
Пьезоэлектрическая постоянная, SGsv/cm	$h_{14} = 5 \cdot 10^7/300$
Деформационный потенциал, эВ	$a_c = 9.2$
Постоянная упругости, дин/см <sup>2</sup>	$c_L = 2.66 \cdot 10^{12}, c_T = 6.2 \cdot 10^{11}$
Объем единичной ячейки, см <sup>3</sup>	$\Omega = 2.28 \cdot 10^{-23}$
Ширина запрещенной зоны, эВ	$E_g(x) = x6.13 + (1-x)3.42 - x(1-x)$
Эффективная масса электрона	$m^* = 0.22m_0$

$S(q)$  — множитель, учитывающий экранирование:

$$S(q) = \frac{q}{q + q_s \frac{b(8b^2 + 9bq + 3q^2)}{8(b+q)^3}}, \quad (6)$$

и  $q_s = 2m^*e^2/\epsilon_s\hbar^2$ .

### 3.2. Пьезоэлектрическое рассеяние

В полупроводниках, обладающих пьезоэлектрическими свойствами, продольные акустические фононы приводят к появлению пьезоэлектрического потенциала, который рассеивает носители заряда. Выражение для времени релаксации при пьезоэлектрическом рассеянии имеет вид [16]

$$\frac{1}{\tau_{PE}} = \frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_T}, \quad (7)$$

где

$$\frac{1}{\tau_{L,T}} = \frac{k_B T \alpha_{L,T}}{\pi \hbar k^2} \int_0^\pi q S(q)^2 f_{L,T}(q) d\theta, \quad (8)$$

где

$$\alpha_L = (eh_{14})^2 \frac{m^*}{4\hbar^2 c_L} \frac{9}{32}, \quad \alpha_T = (eh_{14})^2 \frac{m^*}{4\hbar^2 c_T} \frac{13}{64} \quad (9)$$

и  $f_L(q), f_T(q)$  — безразмерные форм-факторы для продольных и поперечных фононов:

$$f_T(q) = \frac{13 + 78(1/b) + 72(q/b)^2 + 82(q/b)^3 + 36(q/b)^4 + 6(q/b)^5}{13(1 + (q/b))^6},$$

$$f_L(q) = \frac{1 + 6(q/b) + 12(1/b)^2 + 2(q/b)^3}{(1 + (q/b))^6}. \quad (10)$$

В выражении (9)  $h_{14}$  — соответствующий компонент пьезоэлектрического тензора и  $c_T$  — поперечный компонент тензора упругости.

### 3.3. Рассеяние на полярных оптических фононах

Рассеяние на оптических фононах не является упругим, поэтому приближение времени релаксации в этом

случае является несправедливым. Однако, как показано в работе [20], если энергия оптических фононов  $\hbar\omega_0$  много больше тепловой энергии  $k_B T$  (для GaN  $\hbar\omega_0 = 90.5$  эВ), то в качестве времени релаксации для вычисления подвижности можно брать характерное время поглощения фонона:

$$\frac{1}{\tau_{FO}} = \frac{2\pi e^2 \omega_0 (m^*)^2 N G(k_0)}{\epsilon^* k_0 \hbar^2} \frac{1}{1 + \frac{1 - \exp(-y)}{y}}, \quad (11)$$

где

$$N = \left( \exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}\right) - 1 \right)^{-1}$$

— функция распределения фононов,  $k_0 = \sqrt{2m^*\omega_0/\hbar}$  — волновой вектор,

$$G(k_0) = \frac{b(8b^2 + 9k_0 b + 3k_0^2)}{8(k_0 + b)^3}$$

— форм-фактор,  $y = \pi \hbar^2 N_s / m^* k_B T$ ,  $1/\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0$  — приведенная диэлектрическая проницаемость, где в свою очередь  $\epsilon_\infty$  и  $\epsilon_0$  — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости соответственно.

### 3.4. Рассеяние на заряженных центрах

Так как образцы, выращенные методом МЛЭ, не легировались, носители заряда в них могут рассеиваться лишь на остаточных донорах в барьере AlGaIn и в буферном слое GaN. Для образца МОСГФЭ рассматривалось только рассеяние на ионизированных донорах в барьере с концентрацией  $N = 5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Время релаксации при рассеянии на заряженных центрах описывается выражением [21,22]

$$\frac{1}{\tau_{imp}} = \frac{\pi \hbar}{2m^*} \int_0^\pi (1 - \cos \theta) \left(\frac{q_s}{q}\right)^2 S^2(q) d\theta \int F^2(q, z) N(z) dz, \quad (12)$$

где  $N(z)$  — описывает распределение легирующей примеси (для заряда на гетерогранице  $N(z) = N_0 \delta(0)$  [23]),

а  $F(q, z)$  — форм-фактор. Выражение для этого форм-фактора при  $z \leq 0$  имеет вид:

$$F(q, z) = \frac{b^3}{(b+q)^3} \exp(-q|z|). \quad (13)$$

Для  $z > 0$  возможны два варианта:

$$F(q, z) = \frac{b^3}{(b-q)^3} \times [\exp(-qz) - (a_0 + a_1z + a_2z^2) \exp(-bz)], \quad q \neq b, \quad (14a)$$

$$F(q, z) = \frac{1}{8} \left[ 1 + 2bz + 2b^2z^2 + \frac{4}{3}b^3z^3 \right] \times \exp(-bz), \quad q = b, \quad (14b)$$

где

$$a_0 = \frac{2q(3b^2 + q^2)}{(b+q)^3}, \quad a_1 = \frac{4bq(b-q)}{(b+q)^2} \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{q(b-q)^2}{b+q}.$$

### 3.5. Рассеяние на дислокациях

Вследствие значительного рассогласования постоянных решеток AlGaN и GaN с подложкой (сапфиром), плотность дислокаций  $N_{\text{dist}}$ , проходящих через ДЭГ, может достигать величины  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Время релаксации при рассеянии на дислокациях описывается выражением [24]

$$\frac{1}{\tau_{\text{dist}}} = \frac{2\pi m^* e^2 \rho_L^2 N_{\text{dist}}}{\hbar^3 \epsilon_s^2 k_F^2} \int_0^\pi \frac{d\theta}{(q+q_s)^2}, \quad (15)$$

где  $k_F$  — волновой вектор на поверхности Ферми и  $\rho_L$  — линейная плотность заряда дислокации. Если все акцепторные состояния на дислокации заполнены, то  $\rho_L = e/c_0$ , где  $c_0$  — постоянная решетки GaN в направлении (0001). Для образцов МЛЭ плотность дислокаций была оценена при помощи просвечивающей микроскопии и была менее  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  [25].

Следует заметить, что выражение (15) для рассеяния на дислокациях получено для идеального двумерного газа, т.е. имеющего нулевую толщину. Для остальных механизмов рассеяния выражения получены в приближении Фанга–Ховарда. Поэтому  $\mu_{\text{dist}}$  не зависит от  $b$  и совместное использование этих выражений приводит к некоторой погрешности.

### 3.6. Сплавное рассеяние

В твердом растворе AlGaN вследствие статистического характера распределения бинарных компонент AlN и GaN мольный состав  $x$  может случайно меняться по образцу. Так как ширина запрещенной зоны  $E_g$  зависит от  $x$ , появляется случайная модуляция  $E_g$ , что

и приводит к рассеянию носителей заряда. В исследуемых гетероструктурах рассеиваются только те электроны, которые проникают в AlGaN вследствие конечной высоты потенциального барьера. Волновая функция Фанга–Ховарда (1) в этом случае неприменима, так как она получена для бесконечно высокого потенциального барьера. Поэтому для расчета времени релаксации отдельно находится часть волновой функции электронов  $\chi'(z)$ , проникающая в барьер. Время релаксации находится из выражения [16]

$$\frac{1}{\tau_{\text{all}}} = \frac{m^* x (1-x) \Omega \Delta E_c}{\hbar^3} \int_{-\infty}^0 |\chi'(z)|^4 dz, \quad (16)$$

где  $\Delta E_c$  — сплавной потенциал рассеяния, равный разности запрещенных зон AlN и GaN,  $\Omega$  — объем элементарной ячейки,  $x$  — мольная доля Al в барьере и „хвост“ волновой функции электронов в AlGaN:

$$\chi'(z)^2 = \frac{2\pi e^2 N_s}{\epsilon_s \Delta E_c(x)} \exp\left(\sqrt{8m^* \Delta E_c(x)} \frac{z}{\hbar}\right). \quad (17)$$

### 3.7. Рассеяние на шероховатостях гетерограницы

Наличие шероховатости гетерограницы приводит к изменению ширины квантовой ямы, и, следовательно, к изменению положения энергетических уровней. Данная флуктуация потенциала приводит к рассеянию носителей заряда. Вклад этого механизма рассеяния сильно зависит от технологического совершенства гетероструктур. Для традиционных НЕМТ шероховатость гетерограниц структур AlGaAs/GaAs не превышает 1–2 монослоя, и этот вид рассеяния можно не учитывать [21,23]. Время релаксации при рассеянии на шероховатостях гетерограницы определяется выражением [11]

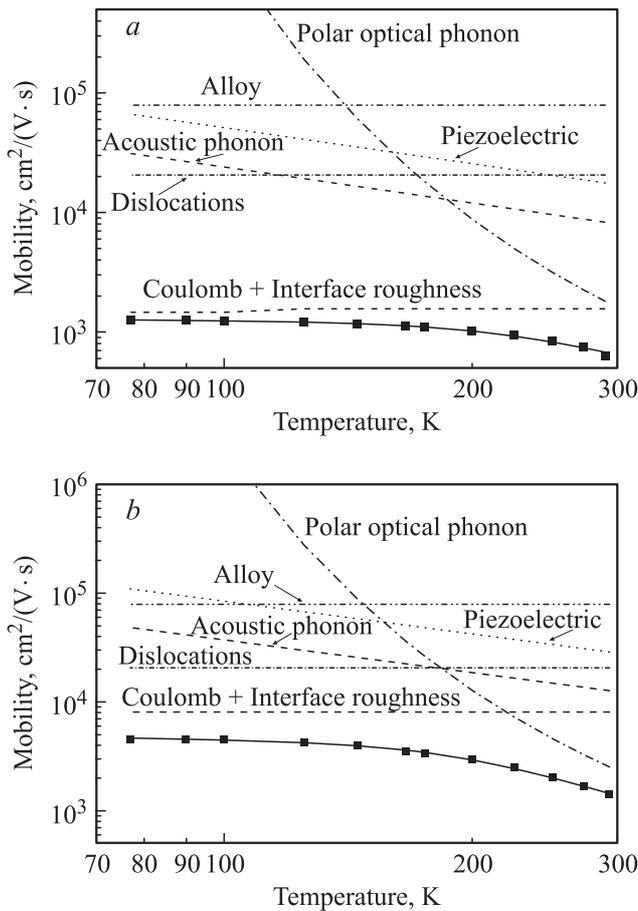
$$\frac{1}{\tau_{\text{IR}}} = \left( \frac{\pi e^2 N_s \Delta \Lambda}{\epsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{2\hbar^3} \times \int_0^\pi \exp(-q^2 \Lambda^2 / 4) S(q)^2 (1 - \cos \theta) d\theta, \quad (18)$$

где  $\Delta$  — размер шероховатости,  $\Lambda$  — корреляционная длина между неровностями.

## 4. Экспериментальные результаты

### 4.1. Образцы с малой подвижностью

К образцам с малой подвижностью мы относим образцы № 1 и 2, подвижность в которых при комнатной температуре менее  $1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Концентрация ДЭГ в исследуемых образцах очень слабо зависела от температуры в диапазоне 77–323 К, поэтому при анализе



**Рис. 2.** Температурные зависимости подвижности для образцов 1 (а) и 3 (б). Символы — экспериментальные точки, линии — расчет.

температурных зависимостей подвижности этой зависимостью мы пренебрегали. На рис. 2, а приведены экспериментальные зависимости подвижности электронов от температуры (символы) для образца 1. Сплошная линия представляет результаты теоретического расчета подвижности, а линии других типов — вклады соответствующих механизмов рассеяния. Экспериментальные данные были аппроксимированы теоретическими выражениями для подвижности и времени релаксации (2)–(14) при помощи метода наименьших квадратов. Использовались два подгоночных параметра  $\beta$  и  $\mu_{const}$ . Первый параметр входит в выражения для времени релаксации через константу  $b$  из функции Фанга–Ховарда (1). Вторым подгоночным параметром является суммарный вклад  $\mu_{const}$  рассеяния на заряженных центрах, на сплавном потенциале, на дислокациях и на шероховатостях гетерограницы. Так как в используемой теоретической модели вклады этих механизмов рассеяния не зависят от температуры, такой подход является обоснованным. Конечно, результаты такого анализа зависят от вида и количества подгоночных параметров. Например, в работе [12] для описания температурных зависимостей подвижности

использовалось 3 подгоночных параметра: ширина ямы (которая зависит от  $b$  как  $(55/32)b$  [19]), значение деформационного потенциала и корреляционная длина между шероховатостями на гетерогранице. Таким образом, рассеяние на шероховатостях гетерограницы фактически „назначается“ доминирующим рассеянием при низких температурах, так как программа подгонки выберет такое значение корреляционной длины, при котором значение подвижности, ограниченное этим видом рассеяния, будет наиболее близко к экспериментальному значению. Поэтому более правильно сначала определить суммарный вклад в подвижность от всех механизмов рассеяния, не зависящих от температуры, а потом попытаться выделить вклады отдельных механизмов.

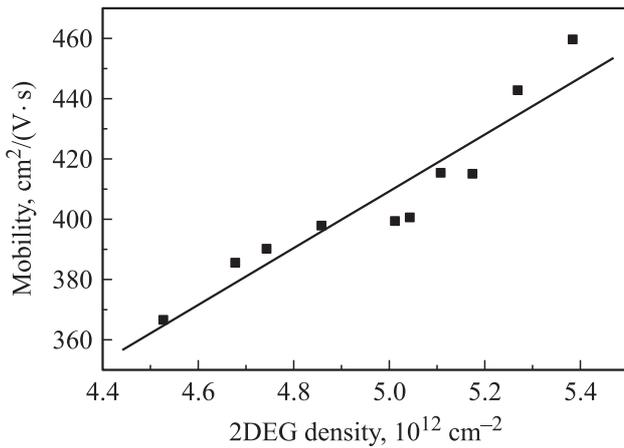
Минимизируемая функция имела вид

$$\varphi(\beta, \mu_{const}) = \sum_i \left( \frac{\mu_{theor}^i(\beta, \mu_{const}) - \mu_{exp}^i}{\mu_{theor}^i(\beta, \mu_{const}) + \mu_{exp}^i} \right)^2. \quad (19)$$

Для поиска минимума функции (19) использовался метод Хука–Дживса в сочетании с методом случайных забросов [26]. Для образца 1 были получены следующие значения подгоночных параметров:  $\beta = 7.9 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1/3}$ ,  $\mu_{const} = 1342 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Полученное значение  $\beta$  лежит достаточно близко к теоретическому значению  $\beta_{theor} = 592 \text{ см}^{-1/3}$ , которое определяется при помощи выражения (2).

После определения подгоночных параметров из  $\mu_{const}$  были выделены вклады тех механизмов рассеяния, которые менее всего ограничивают подвижность. С использованием выражений (15)–(17) получаем, что для мольного содержания Al в барьере с  $x = 0.3$  и плотности дислокаций  $N_{disl} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , величины подвижности для сплавного рассеяния и рассеяния на дислокациях равны  $\mu_{all} = 79\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и  $\mu_{disl} = 21\,700 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  соответственно. Тогда с учетом правила Матиссена (3) получаем, что подвижность, ограниченная рассеянием на заряженных центрах и шероховатостях гетерограницы, для образца 1 равна  $1460 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Как можно видеть из рис. 2, а, эти два механизма рассеяния доминируют во всем диапазоне используемых температур 77–300 К.

Механизмы рассеяния на заряженных центрах и шероховатостях гетерограницы имеют очень слабую зависимость от температуры, которой мы пренебрегли при анализе. Однако зависимость от концентрации электронов для этих двух механизмов противоположная: при кулоновском рассеянии подвижность при росте концентрации возрастает вследствие экранирования потенциала рассеивающих центров свободными носителями заряда, а при рассеянии на шероховатости гетерограницы, наоборот, уменьшается из-за приближения максимума электронной плотности к границе раздела и уменьшения „ширины“ квантовой ямы. Поэтому для выяснения доминирующего механизма рассеяния при комнатной температуре была измерена зависимость подвижности от концентрации для образца с малой подвижностью 2



**Рис. 3.** Зависимость подвижности от концентрации для образца 2 при 300 К. Сплошная линия проведена для наглядности.

(см. рис. 3). Концентрация  $n$  и подвижность  $\mu$  электронов в ДЭГ изменялись при приложении к полевому электроду напряжения в диапазоне  $\pm 10$  В. После определения зависимостей  $N_s = f_1(V)$  и  $\mu = f_2(V)$  рассчитывалась зависимость  $\mu = f_3(N_s)$ .

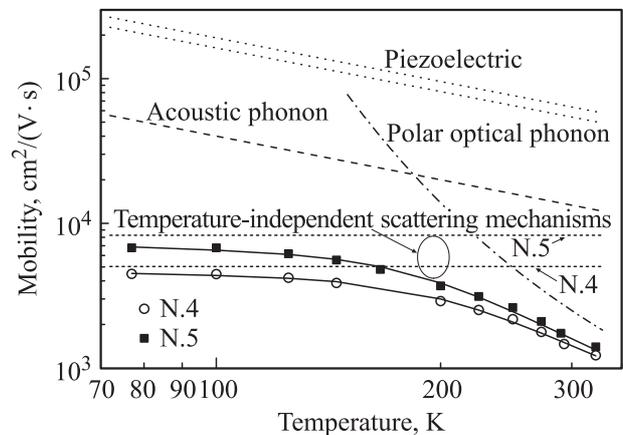
Так как подвижность электронов для образца 2 при увеличении концентрации также возрастает, можно сделать вывод, что в образцах с малой подвижностью доминирует рассеяние на заряженных центрах: остаточных донорах, заряде гетерограницы вследствие неоднородности пьезоэлектрического заряда либо на заряде, связанном с дислокациями.

#### 4.2. Образцы со средней подвижностью

К таким образцам мы относим гетероструктуры, имеющие подвижность электронов при комнатной температуре в диапазоне  $1000\text{--}1500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . В нашем случае это образцы 3 и 4 (см. табл. 1). На рис. 2, *b* символами показана экспериментальная температурная зависимость подвижности для образца 3. Сплошная линия, показывающая суммарную теоретическую подвижность, и линии других типов, обозначающие вклады отдельных механизмов рассеяния, построены при следующих значениях подгоночных параметров:  $\beta = 4.4 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1/3}$ ,  $\mu_{\text{const}} = 5413 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . Концентрация электронов, мольное содержание Al в барьере и плотность дислокаций для образцов 1 и 3 примерно равны. Тогда приведенные выше величины подвижности для сплавного рассеяния  $\mu_{\text{all}}$  и рассеяния на дислокациях  $\mu_{\text{dis}}$  будут также одинаковы. Используя правило Матиссена (3), получаем, что подвижность, ограниченная рассеянием на заряженных центрах и шероховатостях гетерограницы, равна  $7940 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$  для образца 3. Поэтому для этого образца подвижность ограничивается рассеянием на заряженных центрах и шероховатости гетерограницы только при  $T < 200$  К, а при комнатной температуре определяется рассеянием на полярных оптических

фононах (см. рис. 2, *b*). Аналогичная температурная зависимость подвижности наблюдается в образце 4 (см. рис. 4). Полученные в результате аппроксимации значения подгоночных параметров для этого образца равны  $\beta = 2.9 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1/3}$  и  $\mu_{\text{const}} = 5030 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . Величина подвижности, ограниченная дислокационным рассеянием, равна  $\mu_{\text{disl}} = 39\,300 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . Сплавное рассеяние ограничивает подвижность на уровне  $\mu_{\text{all}} = 27\,600 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . Выделяя с помощью правила Матиссена вклады этих механизмов рассеяния из  $\mu_{\text{const}}$ , получим, что подвижность, ограниченная рассеянием на заряженных центрах и шероховатостях гетерограницы, равна  $7290 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ .

Эффективность рассеяния на шероховатостях гетерограницы определяется двумя параметрами: среднеквадратичным размером шероховатостей  $\Delta$  и корреляционной длиной между ними  $\Lambda$ . Так как прямое определение этих параметров затруднено, в работах [6,12,13,15] при анализе температурных зависимостей подвижности электронов в ГЭС Al/GaN/GaN характеристики  $\Delta$  и  $\Lambda$  использовались в качестве подгоночных параметров. Другой подход был использован в работе [11]: для гетероструктур AlGaIn/GaN, в которых двумерный газ находится сравнительно недалеко от поверхности (25–30 нм), можно ожидать, что параметры шероховатости поверхности будут схожи с параметрами шероховатости гетерограницы. АСМ-изображения поверхности для образца со средней подвижностью 4 приведены на рис. 5, *a*. Структура поверхности образцов 1 и 3, полученная при помощи АСМ, во многом схожа с АСМ-изображением поверхности образца 4. С помощью программного обеспечения АСМ-микроскопа были рассчитаны среднеквадратичные значения шероховатости поверхности  $\Delta$  для этих образцов, которые равны 3.0 нм для образца № 1, 2.8 нм для образца 3 и 6.2 нм для образца 4. Определить корреляционную длину  $\Lambda$  по этим изображениям не представляется возможным, так как разрешение в  $X\text{--}Y$  плоскости для используемого зонда



**Рис. 4.** Температурные зависимости подвижности для образцов 4 и 5. Символы — экспериментальные точки, линии — расчет.

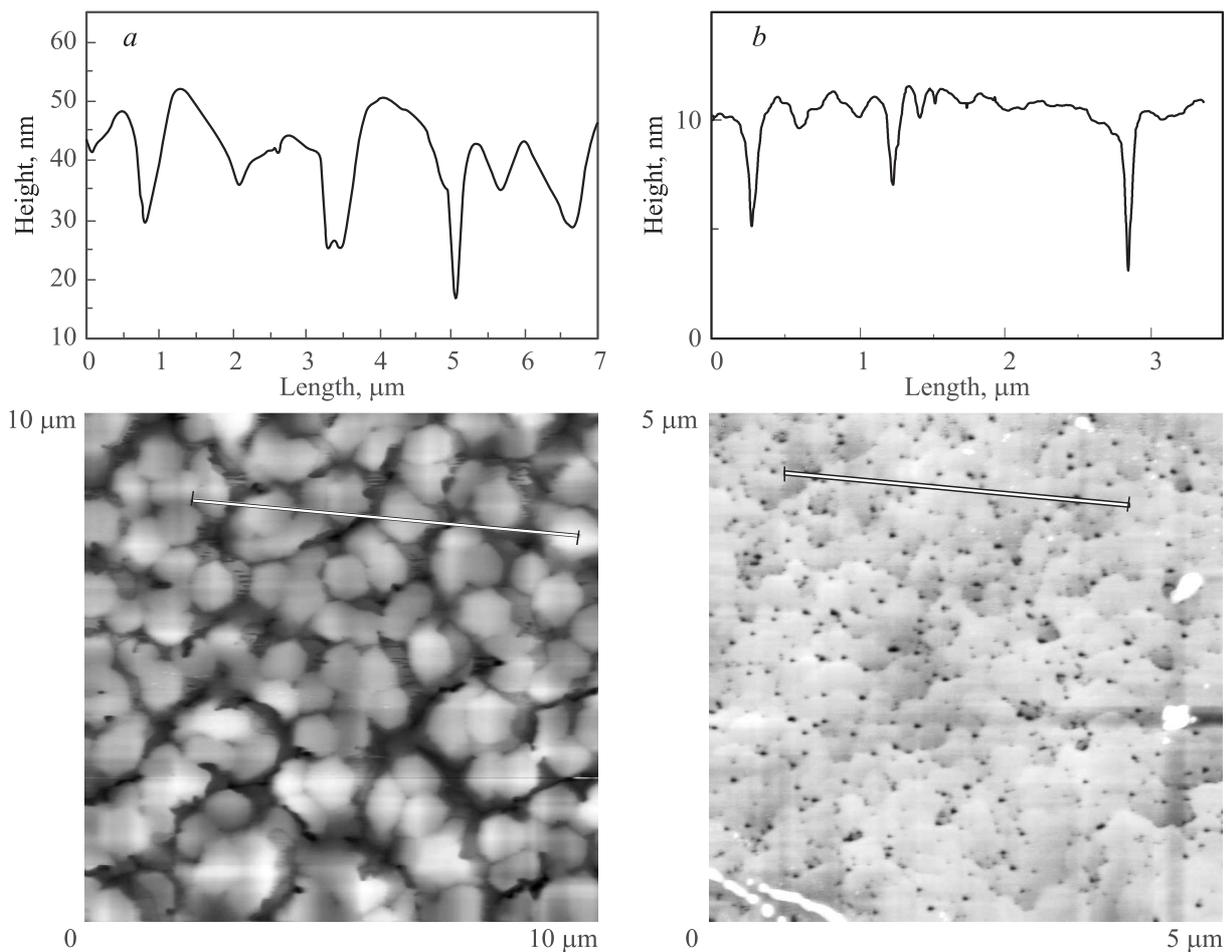


Рис. 5. АСМ-изображения поверхности и профили вдоль показанной линии для образцов 4 (а) и 5 (b).

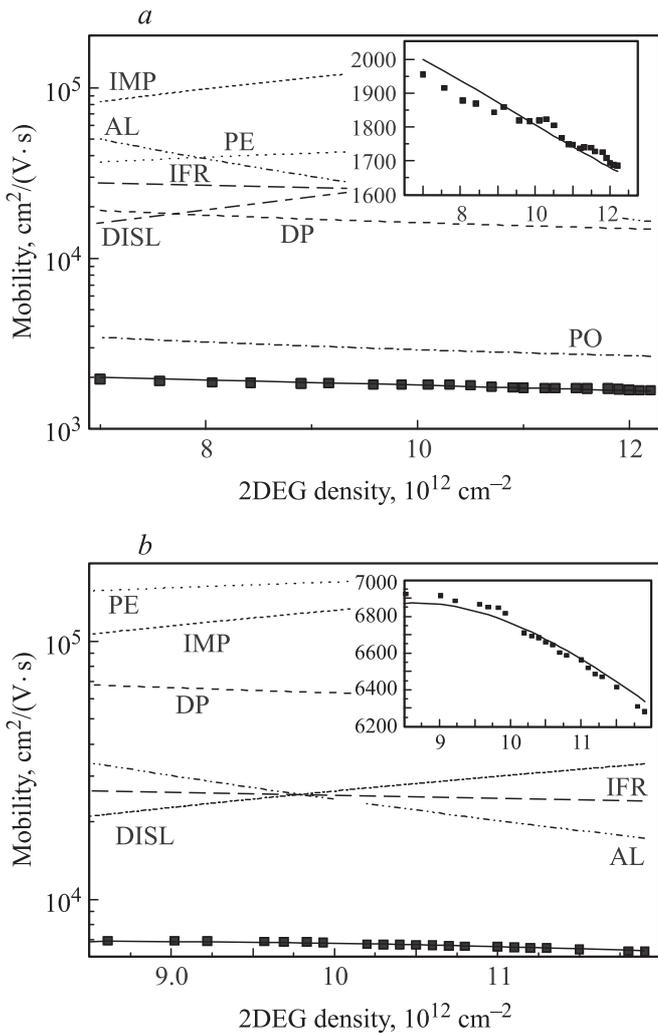
было порядка 15–20 нм. Так как параметры шероховатости для образцов 1 и 3 совпадают, при одинаковой концентрации электронов эффективность рассеяния на шероховатостях гетерограницы в этих образцах одинакова. Поэтому более высокая подвижность электронов в образце 3 обусловлена уменьшением интенсивности кулоновского рассеяния, а при низких температурах доминирует рассеяние на шероховатостях гетерограницы. Для образца 4 влияние кулоновского рассеяния еще больше ослабляется из-за экранирования двумерным газом с концентрацией, большей  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  [6].

### 4.3. Образец с высокой подвижностью

В образце 5 (см. табл. 1) подвижность электронов при комнатной температуре превышает  $1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Температурная зависимость подвижности для этого образца показана на рис. 4 в сравнении с аналогичной зависимостью для образца 4. Концентрация в обоих образцах близка к  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Как можно видеть, различие для зависящих от температуры механизмов рассеяния для этих двух образцов очень мало. Более высокая подвижность для образца 5, в том числе при

комнатной температуре, обусловлена меньшей эффективностью независящих от температуры механизмов рассеяния. Полученные в результате аппроксимации значения подгоночных параметров для образца 5 равны  $\beta = 3.1 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1/3}$ ,  $\mu_{\text{const}} = 8270 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Стоит отметить, что полученные значения  $\beta$  для образцов 4 и 5 почти в 2 раза меньше  $\beta_{\text{theor}}$ . Величина подвижности, ограниченная дислокационным рассеянием, такая же, как для образца 4. Сплавное рассеяние отличается вследствие различия содержания Al в барьере (см. рис. 1, а и 1, b):  $\mu_{\text{all}} = 20\,300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Выделяя вклады этих механизмов рассеяния из  $\mu_{\text{const}}$ , получим, что подвижность, ограниченная рассеянием на заряженных центрах и шероховатостях гетерограницы, для образца 5 равна  $21\,200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Как видно из рис. 5, поверхность образца 5 гораздо более совершенна, чем поверхность образца 4. Среднеквадратичное значение шероховатости поверхности для образца, определенное с помощью программного обеспечения АСМ-микроскопа, равно  $\Delta = 1.1 \text{ нм}$ .

Определить вид доминирующего рассеяния для высокоподвижного образца при помощи вышеприведенных оценок достаточно сложно, так как сплавное рассеяние



**Рис. 6.** Зависимости подвижности от концентрации для образца 5 при температурах 300 (а) и 77 К (б). Символы — экспериментальные точки, линии — расчет. Представлены индивидуальные вклады следующих механизмов рассеяния: PO — на полярных оптических фононах, PE — на пьезоэлектрическом потенциале, DP — на деформационном потенциале, IMP — на заряженных центрах, DISL — на дислокациях, IFR — на шероховатости гетерограницы, AL — на неоднородностях сплава. Во вставках показана достигнутая точность подгонки.

ограничивает подвижность примерно на том же уровне, что и рассеяние на заряженных центрах и шероховатостях гетерограницы. Анализ зависимости подвижности от концентрации электронов позволяет получить больше информации о механизмах рассеяния, так как, во-первых, все рассматриваемые механизмы рассеяния зависят от  $N_s$ , а во-вторых, не нужно использовать „нефизический“ подгоночный параметр  $\mu_{const}$ . Для описания зависимости  $\mu(N_s)$  мы использовали три подгоночных параметра:  $\beta$ ,  $N_{disl}$  и  $\Lambda$ . От двух последних параметров низкотемпературная подвижность электронов (определяемая рассеянием на дислокациях и шероховатости гетерограницы) зависит достаточно сильно. Наоборот, при

комнатной температуре большее влияние на подвижность оказывает параметр  $\beta$ , так как он единственный из этих параметров определяет эффективность рассеяния на оптических фононах. Поэтому подгоночные параметры, определенные из зависимостей  $\mu(N_s)$  только для высоких значений температур, когда преобладает рассеяние на оптических фононах, или только для низких значений температур, когда рассеянием на оптических фононах можно пренебречь, могут отличаться друг от друга. Следовательно, для более точного выделения вкладов индивидуальных механизмов рассеяния зависимости  $\mu(N_s)$  для разных температур анализировались совместно, т. е. минимизируемая функция имеет вид

$$\varphi(\beta, N_{disl}, \Lambda) = \sum_i \left( \left( \frac{\mu_{T1}^{i theor}(\beta, N_{disl}, \Lambda) - \mu_{T1}^{i exp}}{\mu_{T1}^{i theor}(\beta, N_{disl}, \Lambda) + \mu_{T1}^{i exp}} \right)^2 + \left( \frac{\mu_{T2}^{i theor}(\beta, N_{disl}, \Lambda) - \mu_{T2}^{i exp}}{\mu_{T2}^{i theor}(\beta, N_{disl}, \Lambda) + \mu_{T2}^{i exp}} \right)^2 \right). \quad (20)$$

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости подвижности от концентрации носителей заряда для образца 5 для двух значений температуры 300 (а) и 77 К (б). Выбор температуры измерений обусловлен тем, что при низких температурах практически полностью подавляется рассеяние на оптических фононах, доминирующее при комнатной температуре. Это позволяет более точно определить параметры низкотемпературных механизмов рассеяния. Экспериментальные зависимости аппроксимировались теоретическими выражениями (2)–(18). Результирующая теоретическая подвижность и индивидуальные вклады отдельных механизмов рассеяния показаны на рис. 6 сплошной линией и линиями других типов соответственно. Во вставках приведены результаты аппроксимации в крупном масштабе. Теоретические кривые для двух температур построены при следующих значениях подгоночных параметров:  $\beta = 256 \text{ cm}^{-1/3}$ ,  $N_{disl} = 7.4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  и  $\Lambda = 9.0 \text{ nm}$ . Как видно из рис. 6, при концентрации порядка  $9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  и температуре 77 К вклады рассеяния на дислокациях, на шероховатости гетерограницы и на неоднородностях сплава примерно равны. При уменьшении концентрации доминирующим становится рассеяние на дислокациях, а при увеличении — на неоднородностях сплава.

## 5. Обсуждение результатов

Полученные данные позволяют установить механизмы рассеяния электронов, доминирующие в гетероструктурах AlGaIn/GaN с малой, средней и высокой подвижностью электронов.

Для образцов с малой подвижностью 1 и 3 рассеяние на заряженных центрах неизвестной природы доминирует во всем диапазоне используемых температур 77–300 К (рис. 2, а). Однако концентрация заряженных центров, требующаяся для описания зави-

симости подвижности электронов от их концентрации, получается неправдоподобно большой. Для рассеяния на остаточных донорах их концентрация должна быть равной  $N_{rem} \approx (2-3) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина превышает концентрацию донороподобных глубоких уровней  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , определенную в работе [27]. В случае, когда подвижность ограничена рассеянием на дислокациях, их плотность должна быть равной  $N_{disl} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что также превышает наблюдаемые значения для исследуемых образцов [25]. Если же, как и в работе [6], для объяснения малой подвижности привлечь заряд на гетерогранице, то плотность этого заряда, которая по физическим соображениям не может превышать концентрацию ДЭГ [2], получается в 5 раз больше, чем  $N_s$ . Поэтому описать зависимость подвижности от концентрации для образцов 1 и 3 можно только качественно. Концентрация рассеивающих центров в рассматриваемом случае включает, вероятно, помимо остаточных доноров и заряженных дислокаций дополнительные заряженные центры, связанные с неоднородностью пьезоэлектрического заряда гетерограницы вследствие шероховатости, а также с пьезоэлектрическим зарядом в барьере AlGaIn. По крайней мере учет этих центров позволил в работе [7] описать концентрационную зависимость подвижности, полученную в работе [6].

Для образца 3 значение подгоночного параметра  $\beta$  было в 1.8 раза меньше значения, определенного для образца 1 с меньшей подвижностью электронов. Этот параметр, как известно [19], определяет положение максимума плотности электронного газа в треугольной потенциальной яме. В приближении Фанга–Ховарда координата максимума обратно пропорциональна значению параметра  $b$ :  $\langle z \rangle = 3/b = 3/(\beta N_s^{1/3})$ . Следовательно, при сравнимой концентрации в этих образцах максимум плотности двумерного электронного газа для образца 3 расположен дальше от гетерограницы AlGaIn/GaN, чем для образца 1. Поэтому уменьшение  $\beta$  и, следовательно,  $b$  означает, что максимум плотности двумерного электронного газа расположен в 1.8 раз дальше от гетерограницы AlGaIn/GaN, чем в образцах с меньшей подвижностью электронов, что приводит к уменьшению рассеяния на заряженных центрах и шероховатости гетерограницы. Вообще можно сделать вывод, что для образцов с хорошей подвижностью  $\beta$  меньше теоретического значения, а для образцов с малой подвижностью, наоборот, больше. Это подтверждается результатами работы [6], в которой для объяснения концентрационной зависимости подвижности в образце с малой подвижностью, похожем по своим свойствам на 1 и 2, кроме высокой плотности пьезоэлектрического заряда на гетерогранице, также пришлось вводить очень высокое значение  $\beta$ , более чем на порядок превышающее теоретическое значение, рассчитанное по формуле (2). „Толщина“ ДЭГ и расстояние от максимума электронной плотности до гетерограницы при больших  $\beta(b)$  меньше теоретических значений. В работе [7] показано, что такое поведение волновой функции ДЭГ обуслов-

лено наличием на гетерогранице пьезоэлектрического заряда, который приводит к сжатию волновой функции вследствие кулоновского взаимодействия. Очевидно, что такое же действие оказывают пьезоэлектрические заряды, связанные с флуктуациями сплава в барьере или полями напряжений возле дислокаций.

Для образцов 1, 3 и 4 среднеквадратичный размер шероховатости превышает „толщину“ ДЭГ, равную для каждого образца  $55/32b = 1.2, 2.1$  и  $2.7 \text{ нм}$  соответственно. Так как толщина ямы мала вследствие высокой концентрации электронов, такие значения шероховатости приводят к большой модуляции энергии уровней квантования, что уменьшает подвижность электронов. Значительно более гладкая поверхность высокоподвижного образца 5 (рис. 4, *b*) позволяет предположить, что более низкое значение подвижности в образце 4 по сравнению с образцом 5 обусловлено низкой степенью совершенства гетерограницы. Если предположить, что для образца 5 подвижность определяется только рассеянием на шероховатости гетерограницы, и, используя измеренные среднеквадратичные размеры шероховатости поверхности, можно оценить величину  $\Lambda$  при помощи выражения (18). Рассчитанное значение корреляционной длины при  $\mu_{IR} = 21\,200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и  $\Delta = 1.1 \text{ нм}$  равно  $8.1 \text{ нм}$ .

Анализ зависимости подвижности от концентрации для образца 5 показывает, что при температуре  $300 \text{ К}$  (рис. 6, *a*) подвижность для образца 5 ограничена рассеянием на полярных оптических фононах. Два других самых заметных механизма рассеяния — рассеяние на дислокациях и на акустических фононах оказывают на порядок меньшее влияние на подвижность. Для  $T = 77 \text{ К}$  вклад рассеяния на полярных оптических фононах не показан на рис. 6, *b*, так как он ограничивает подвижность на уровне  $10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . При низкой температуре подвижность определяется рассеянием на дислокациях и шероховатости гетерограницы. Вклад рассеяния на неоднородностях сплава становится сравнимым с двумя предыдущими механизмами рассеяния, так как высота барьера для этого образца самая наименьшая ( $x = 0.25$ ), и следовательно, волновая функция электронов сильнее проникает под барьер. Для этого рассеяния и рассеяния на шероховатостях гетерограницы концентрация явно входит в выражения (17) и (18) как  $N_s^2$ , однако вследствие зависимости  $k_f$  от  $N_s$  в подынтегральном выражении для  $\tau_{IFR}$  рассеяние на шероховатостях гетерограницы слабее зависит от концентрации. Поэтому при концентрациях, значительно превышающих  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , подвижность электронов сильнее всего ограничивается рассеянием на неоднородности сплава. Рассеяние на ионизированных донорах с концентрацией  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , отделенных от двумерного газа спейсером толщиной  $5 \text{ нм}$ , ограничивает подвижность на уровне  $10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Эффективность пьезоэлектрического рассеяния мала при обоих рассматриваемых температурах.

Таким образом, результаты анализа для высокоподвижного образца 5, как температурной зависимости подвижности, так и концентрационной, показывают, что при комнатной температуре подвижность ограничена рассеянием на оптических фононах, а при низких — рассеянием на дислокациях, неоднородности сплава и шероховатостях гетерограницы. Однако вклады этих механизмов рассеяния, полученные из анализа температурных и концентрационных зависимостей подвижности, различаются вследствие сравнительно большого расхождения в подгоночных параметрах  $\beta$  и  $N_{\text{disl}}$ . Так как экспериментальные температурные зависимости подвижности, полученные двумя разными методами — измерениями эффекта Холла на квадратном образце методом Ван-дер-Пау при постоянном токе и на классическом „холловском“ мостике при переменном токе (при нулевом напряжении на полевом электроде), совпадают, то разницу в полученных подгоночных параметрах можно объяснить следующим образом. Во-первых, все используемые в работе теоретические выражения получены в приближении бесконечно высокого потенциального барьера, поэтому для определения сплавного рассеяния необходимо отдельно вычислять „хвост“ волновой функции, проникающей в барьер. „Сшивка“ этого хвоста с волновой функцией (1) невозможна, так как функция Фанга–Ховарда на границе с барьером обращается в нуль. Кроме того, выражение для рассеяния на дислокациях (15) справедливо лишь для идеального двумерного газа с нулевой толщиной. Поэтому теоретические выражения для этих двух важных при низких температурах механизмов рассеяния не зависят от  $b$  (следовательно, и от  $\beta$ ), что может приводить к погрешности при определении этого параметра. Во-вторых, полученное более высокое значение плотности дислокаций можно связать с тем, что  $N_{\text{disl}}$  является некоторым эффективным параметром, отражающим вклад в рассеяние не только заряженных дислокаций, но и всех других заряженных центров (неупорядоченный пьезоэлектрический заряд на гетерогранице и в барьере вследствие шероховатости гетерограницы и неупорядоченности сплава барьера соответственно).

## 6. Заключение

В работе проведен анализ доминирующих механизмов рассеяния в гетероструктурах AlGaIn/GaN с малой подвижностью электронов ( $\mu < 1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ), средней ( $1000 < \mu < 1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ) и высокой ( $\mu > 1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ) при  $T = 300 \text{ К}$ . Показано, что в образцах с малой подвижностью доминирует рассеяние на заряженных центрах вплоть до комнатных температур. Данные центры, по-видимому, обусловлены либо неупорядоченным пьезоэлектрическим зарядом на гетерогранице вследствие шероховатости, либо пьезоэлектрическим зарядом как в барьере AlGaIn вследствие неоднородности сплава, так и в деформационном поле вокруг

дислокаций. В образцах со средней подвижностью этот механизм рассеяния не проявляется, и при низких температурах (менее 200 К) доминирует рассеяние на шероховатостях гетерограницы. При комнатной температуре подвижность определяется рассеянием на полярных оптических фононах. В образцах с высокой подвижностью при комнатной температуре преобладает также рассеяние на полярных оптических фононах, а при низких температурах — рассеяние на дислокациях, неоднородности сплава и шероховатостях гетерограницы. Последний механизм рассеяния вследствие меньшей шероховатости гетерограницы по сравнению с образцами со средней подвижностью в значительной степени подавлен.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 12-02-00930 и 10-08-01263.

## Список литературы

- [1] H. Morcoç. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices* (N.Y., Wiley-VCH, 2008) v. 1.
- [2] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck. *J. Appl. Phys.*, **85** (6), 3222 (1999).
- [3] M.S. Miao, J.R. Weber, C.G. Van de Walle. *J. Appl. Phys.*, **107**, 123 713 (2010).
- [4] M. Higashiwaki, S. Chowdhury, B.L. Swenson, U.K. Mishra. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 222 104 (2010).
- [5] J. Bernát, J. Javorka, A. Fox, M. Marso, H. Lüth, P. Kordoš. *Sol. St. Electron.*, **47**, 2097 (2003).
- [6] J. Antoszewski, M. Gracey, J.M. Dell, L. Faraone, T.A. Fisher, G. Parish, Y.-F. Wu, U.K. Mishra. *J. Appl. Phys.*, **87** (8), 3900 (2000).
- [7] D.N. Quang, V.N. Tuoc, N.H. Tung Vu, N.V. Minh, P.N. Phong. *Phys. Rev. B*, **72**, 245 303 (2005).
- [8] Wang Yan, Shen Bo, Xu Fu-Jun, Huang Sen, Miao Zhen-Lin, Lin Fang, Yang Zhi-Jian, Zhang Guo-Yi. *Chinese Physics B*, **18** (5), 2002 (2009).
- [9] D. Jena, A.C. Gossard, U.K. Mishra. *J. Appl. Phys.*, **88** (8), 4734 (2000).
- [10] D. Jena, U.K. Mishra. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (1), 64 (2002).
- [11] M.N. Gurusinge, S.K. Davidsson, T.G. Andersson. *Phys. Rev. B*, **72**, 045 316 (2005).
- [12] S.B. Lisesivdin, S. Acar, M. Kasap, S. Ozcelik, S. Gokden, E. Ozbay. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 543 (2007).
- [13] X. Han, Y. Honda, T. Narita, M. Yamaguchi, N. Sawaki. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 046 204 (2007).
- [14] M.J. Manfra, K.W. Baldwin, A.M. Sergent, R.J. Molnar, J. Caissie. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (10), 1722 (2004).
- [15] D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B.K. Ridley, W.J. Schaff. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 427 (2004).
- [16] L. Hsu, W. Walukiewicz. *Phys. Rev. B*, **56** (3), 1520 (1997).
- [17] В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Е.Е. Завадин, А.И. Бесюлькин, А.В. Фомин, Д.С. Сизов. *ФТП*, **38** (6), 705 (2004).
- [18] Б.М. Аюпов, С.Ф. Девятова, В.Г. Ерков, Л.А. Семенова. *Микроэлектроника*, **37** (2), 141 (2008).
- [19] J.H. Davies. *The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction* (Cambridge University Press, 1998).

- [20] B.L. Gelmont, M. Shur, M. Strosio. *J. Appl. Phys.*, **77** (2), 657 (1995).
- [21] K. Hirakawa, H. Sakaki. *Phys. Rev. B*, **33** (12), 8291 (1986).
- [22] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985). [Пер. с англ.: Т. Ando, A. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, (2), (1982)].
- [23] W. Walukiewicz, H.E. Ruda, J. Lagowski, H.C. Gatos. *Phys. Rev. B*, **30** (8), 4571 (1984).
- [24] Debdeep, A.C. Gossard, U.K. Mishra. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (13), 1707 (2000).
- [25] A.V. Tikhonov, T.V. Malin, K.S. Zhuravlev, L. Dobos, B. Pecz. *J. Cryst. Growth*, **338** (1), 30 (2012).
- [26] Т.Е. Шуп. *Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство* (М., Мир, 1982).
- [27] И.В. Антонова, В.И. Поляков, А.И. Руковишников, В.Г. Мансуров, К.С. Журавлев. *ФТП*, **42** (1), 53 (2008).

Редактор Т.А. Полянская

## Scattering of 2DEG electrons in AlGaIn/GaN heterostructures

*D.Yu. Protasov, T.V. Malin, A.V. Tikhonov, A.F. Tsatsulnikov\*, K.S. Zhuravlev*

Rzhanov Institute of Semiconductors Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Science,  
630090 Novosibirsk, Russia

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

**Abstract** The mobility of two-dimensional electron gas as a function of temperature and density of charge carriers were investigated in AlGaIn/GaN heterostructures. In studied samples the electron mobility lies in a range of 450–1740 cm<sup>2</sup>/(V·s) at 300 K. It was obtained that for low-mobility samples (less than 1000 cm<sup>2</sup>/(V·s)) the Coulomb scattering dominates up to room temperatures. The charged scattering centers may be induced either by interface roughness, alloy disorder in AlGaIn barrier or strain fields surrounding the dislocations. For samples with mobility greater than 1000 cm<sup>2</sup>/(V·s) the scattering on polar optical phonons dominates at 300 K. For temperatures less than 200 K the mobility is limited by alloy disorder, interface roughness and dislocation scattering mechanisms. For samples with more smooth AlGaIn/GaN interface the interface roughness scattering was suppressed and electron mobility increases from 1400 cm<sup>2</sup>/(V·s) to 1700 cm<sup>2</sup>/(V·s) at room temperature.