

УДК 539.23
DOI: 10.23885/2500-0640-2017-13-3-18-26

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ НИТЯМИ

© 2017 г. С.Н. Чеботарев^{1,2}, М.Л. Лунина², Д.Л. Алфимова²,
Г.А. Еримеев¹, Л.М. Гончарова¹, А.А.А. Мохамед¹

Аннотация. Предложен метод расчета упругих механических напряжений и индуцированных электрических полей в приграничной области «квантовая нить – матричный материал». Поверхность квантовой нити произвольной формы можно аппроксимировать ограниченным числом элементарных участков. Это позволяет провести интегрирование функции Грина в аналитическом виде с использованием подхода Штро. Объектами исследования служили квантовые нити арсенида индия квадратного сечения, помещенные в бесконечное пространство матричного материала из арсенида галлия, а также квантовые нити нитрида индия гексагонального сечения, заключенные в бесконечное пространство нитрида алюминия. Установлено, что на границе «квантовая нить – матричный материал» формируется скачок механических напряжений для обоих типов квантовых нитей. Упругие напряжения в центре квадратной нити InAs ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) = 0,107, в центре гексагональной нити InN – ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) = 0,196. Внутри квадратной квантовой нити InAs распределение x -компоненты напряженности поля возрастает и достигает максимума $E_x = 0,4 \cdot 10^7$ В/м. Для гексагональной нити на границе создается скачок напряженности x -составляющей электрического поля, симметрично спадающий по обе стороны границы. В центре гексагональной нити InN напряженность электрического поля становится отрицательной и снижается до $E_x = -47 \cdot 10^7$ В/м. На границе квадратной нити InAs и матрицы GaAs наблюдается максимум $E_z = -0,8 \cdot 10^7$ В/м. В отличие от квадратных нитей для гексагональных нитей в приграничной области InN/AlN создается поле $E_z = -138 \cdot 10^7$ В/м.

Ключевые слова: гетероструктуры с квантовыми нитями, функция Грина, упругие напряжения, индуцированные электрические поля.

INDUCED MECHANICAL STRAIN AND ELECTRIC FIELDS IN NANOHETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM WIRES

S.N. Chebotarev^{1,2}, M.L. Lunina², D.L. Alfimova²,
G.A. Erimeev¹, L.M. Goncharova¹, A.A.A. Mohamed¹

Abstract. We proposed a method for calculation of elastic mechanical strain and induced electric fields in the boundary region “quantum wire – matrix material”. It is shown that the surface of a quantum wire of arbitrary shape can be approximated by a limited number of elementary line segments. This approach makes it possible to integrate the Green’s function in analytical form using the Stroh approach. The objects of investigation were square quantum wires of indium arsenide placed in an infinite space of gallium arsenide matrix material, as well as hexagonal indium nitride quantum wires enclosed in an aluminum nitride infinite space. It is established that a mechanical strain jump is formed at the quantum wire – matrix material boundary for both types of quantum wires. The elastic strain at the center of the InAs square wire is ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) = 0.107, at the center of the InN hexagonal wire is ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) = 0.196. Inside the square InAs quantum wire the distribution

¹ Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М.И. Платова (Platov South-Russian State Polytechnic University (NPI), Novocherkassk, Rostov Region, Russian Federation), Российская Федерация, 346428, г. Новочеркасск, ул. Просвещения, 132, e-mail: chebotarev.sergei@gmail.com

² Южный научный центр Российской академии наук (Southern Scientific Centre, Russian Academy of Sciences, Rostov-on-Don, Russian Federation), Российская Федерация, 344006, г. Ростов-на-Дону, пр. Чехова, 41

of the x -component of the field strength increases and reaches maximum $E_x = 0.4 \cdot 107$ V/m. at the boundary. Jump in the strength of the electric field x -component, symmetrically falling on both sides of the boundary, is created for a hexagonal wire. At the center of the InN hexagonal wire the electric field becomes negative and falls to $E_x = -47 \cdot 107$ V/m. It is shown that maximum $E_z = -0.8 \cdot 107$ V/m is observed at the boundary of the InAs square wire and the GaAs matrix. It was found that for a hexagonal wire, unlike square one, a field $E_z = -138 \cdot 107$ V/m is created in the near-boundary region InN/AlN.

Keywords: heterostructures with quantum dots, Green's function, elastic strain, induced electric fields.

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые гетероструктуры с внедренными нановключениями являются низкоразмерными системами с уникальными электрическими [1–4] и оптическими свойствами [5–7]. Гетероструктуры с квантовыми точками (0D), квантовыми нитями (1D) и квантовыми ямами (2D) обладают значительным потенциалом для создания высокоеффективных оптоэлектронных устройств: лазеров [8], фотодетекторов [9], светодиодов [10], солнечных элементов [11]. Гетероструктуры с внедреннымиnanoобъектами по своей природе являются упрогонапряженными. Актуальность исследования внутренних механических напряжений в таких nanoструктурах определяется тем, что они могут приводить к искажению зоны Бриллюэна [12; 13] и появлению внутренних электрических полей из-за пьезоэффекта [14; 15], что значительным образом оказывает влияние на выходные характеристики наноэлектронных устройств [16].

Количественный анализ упругих напряжений в слоистых гетероструктурах проводят с использованием численных методов конечных разностей или конечных элементов. Помимо указанных подходов в последнее время получил широкое развитие метод функций Грина, обеспечивающий лучшую согласованность с экспериментальными результатами. Применение аппарата функций Грина для расчета напряжений в слоистых гетеросистемах можно найти в статьях Т.И. Белянковой и В.В. Калинчука [17; 18]. Ранее в нашей работе [19] был представлен аналитический подход к расчету упругой деформации на поверхности полупространства полупроводниковой пластины с заглубленными квантовыми точками (0D-квантовыми объектами) с использованием аппарата функций Грина.

Цель предлагаемой работы заключается в развитии математического аппарата функций Грина для расчета упругих напряжений и электрических полей в гетероструктурах с внедренными квантовыми нитями квадратного и гексагонального сечения.

ТЕОРИЯ

Рассмотрим математическую задачу расчета индуцированных механических напряжений и электрических полей в гетероструктурах с внедренными квантовыми нитями. Для расчета статических деформаций в твердом теле используется система линейных уравнений:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= C_{ijmn} \gamma_{mn} - e_{kij} E_k, \\ D_i &= e_{ijk} \gamma_{jk} + \varepsilon_{ij} E_k,\end{aligned}\quad (1)$$

где σ_{ij} – тензор механических напряжений, C_{ijmn} – тензор модулей упругости, D_i – компоненты вектора электрического смещения, E_k – компоненты вектора напряженности электрического поля, e_{ijk} – тензор пьезоэлектрических коэффициентов, γ_{mn} – тензор деформации, ε_{ij} – тензор абсолютной диэлектрической проницаемости.

В унифицированных обозначениях тензор механических напряжений и тензор деформации можно записать в виде:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= \begin{cases} \sigma_{ij}, J = 1, 2, 3 \\ D_i, J = 4 \end{cases}, \\ \gamma_{ij} &= \begin{cases} \gamma_{ij}, I = 1, 2, 3 \\ -E_i, I = 4 \end{cases}, \\ C_{ijkl} &= \begin{cases} C_{ijmn}, J, K = j, \quad k = 1, 2, 3 \\ e_{lij}, J = j = 1, 2, 3, \quad K = 4 \\ e_{ikl}, J = 4, \quad k = K = 1, 2, 3 \\ -\varepsilon_{il}, J = K = 4 \end{cases}.\end{aligned}$$

Введенная индексация позволяет записать выражение (1) в компактном виде:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= C_{ijkl} \gamma_{kl}, \\ \sigma_{ij} + F_j &= 0.\end{aligned}\quad (2)$$

Компоненты тензора деформации γ_{ij} являются суммой компонент тензора напряжений γ_{IJ}^* , обусловленных несоответствием параметров кристаллических решеток матричного материала и квантовой нити, и компонент тензора внешних на-

пряжений γ_{IJ}^e , наблюдаемых за пределами квантовой нити:

$$\gamma_{IJ} = \gamma_{IJ}^* + \gamma_{IJ}^e. \quad (3)$$

Подставляя уравнение (3) в выражение (2), получим:

$$\sigma_{IJ} = C_{ijkl}(\gamma_{kl} - \chi\gamma_{kl}^*). \quad (4)$$

Параметрическая константа $\chi = 1$, если рассчитываемая координата находится внутри квантовой нити, и $\chi = 0$, если координата находится за пределами нити.

Внутри квантовой нити должно выполняться условие:

$$C_{ijkl}u_{K,li} = C_{ijkl}\gamma_{kl,i}^*. \quad (5)$$

Компоненты вектора смещения $u_{K,li}$ описывают как механические смещения для $K = 1, 2, 3$, так и электрические поля для $K = 4$ и могут быть найдены, как это показано ниже, с помощью аппарата функций Грина.

Рассмотрим квантовую нить произвольной формы с границей s , помещенную внутрь бесконечной среды, которая образована базовым полупроводниковым материалом с кристаллической решеткой, отличающейся по параметру решетки от квантовой нити. Обозначим коэффициенты тензора модуля упругости за пределами квантовой нити через C_{ijkl}^m , внутри квантовой нити через C_{ijkl}^w . Разделим границу квантовой нити на N сегментов. В этом случае на границе должно выполняться условие для базового материала:

$$\begin{aligned} b_{lj}u_j^m + \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} T_{lj}^m ds \right) u_{jn}^m &= \\ &= \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} U_{lj}^m ds \right) t_{jn}^m, \end{aligned} \quad (6)$$

для квантовой нити:

$$\begin{aligned} b_{lj}u_j^w + \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} T_{lj}^w ds \right) u_{jn}^w &= \\ &= \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} U_{lj}^w ds \right) (t_{jn}^w + C_{pJKl}^w \gamma_{kl}^* n^p), \end{aligned} \quad (7)$$

где T_{lj}^m и U_{lj}^m – специальные двумерные функции Грина, которые определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} U_{lj}(x, X) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \{ A_{JR} \ln(z_R - s_R) A_{IR} \}, \\ T_{lj}(x, X) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ B_{JR} \frac{p_R - n_3}{z_R - s_R} A_{IR} \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты, входящие в выражение (8), можно найти, используя формализм Штро, в котором собственные значения p и собственный вектор a связаны уравнением:

$$\begin{aligned} [\mathbf{Q} + p(\mathbf{R} + \mathbf{R}^\dagger) + p^2 \mathbf{T}] \mathbf{a} &= 0, \\ Q_{IJ} &= C_{1IJ1}, R_{IJ} = C_{1IJ3}, T_{IJ} = C_{3IJ3}. \end{aligned} \quad (9)$$

После нахождения собственного вектора a можно найти собственный вектор b из уравнения:

$$\mathbf{b} = [\mathbf{R}^\dagger + p\mathbf{T}] \mathbf{a} = -\frac{1}{p} (\mathbf{Q} + p\mathbf{R}) \mathbf{a}. \quad (10)$$

Матрицы A и B задаются через векторы a и b виде:

$$A = [a_1, a_2, a_3, a_4], B = [b_1, b_2, b_3, b_4]. \quad (11)$$

При этом собственные векторы должны удовлетворять равенству:

$$b_J^\dagger a_J + a_I^\dagger b_J = \delta_{IJ}, \quad (12)$$

где δ_{IJ} – единичная матрица размерности 4×4 .

Полученные выражения (8)–(12) позволяют рассчитать компоненты тензора напряжений γ_{pq} и компоненты вектора напряженности электрического поля E_p для каждого из N -сегментов квантовой нити:

$$\begin{aligned} \gamma_{pq} &= \frac{1}{2} \left\{ \left[\sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} U_{pJ,q}^m d\Gamma \right) t_{Jn}^m - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} T_{pJ,q}^m d\Gamma \right) u_{Jn}^m \right] + \right. \\ &\quad \left. + \left[\sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} U_{qJ,p}^m d\Gamma \right) t_{Jn}^m - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} T_{qJ,p}^m d\Gamma \right) u_{Jn}^m \right], \right. \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} E_p &= \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} U_{p4,p}^m d\Gamma \right) t_{4n}^m - \\ &\quad - \sum_{n=1}^N \left(\int_{s_n}^{\square} T_{p4,p}^m d\Gamma \right) u_{4n}^m. \end{aligned} \quad (14)$$

Уравнения (13) и (14) далее используются для теоретического исследования распределения упругих механических напряжений и электрических полей в гетероструктурах с внедренными квантовыми нитями. Способ расчета с разделением на элементарные геометрические блоки и методика расчетов описаны ранее в нашей статье [20].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчетов использовали два типа внедренных квантовых нитей с квадратным и гексагональным сечениями. Внешний вид моделируемых систем «квантовая нить – матричный полупроводник» показан на рисунке 1. Материалом для квантовых нитей с квадратным сечением служил арсенид индия, помещенный в матрицу арсенида галлия с кристаллографической ориентацией (001). Гексагональные квантовые нити предполагались выполненными из нитрида индия, окруженного нитридом алюминия с

Таблица 1. Материальные константы для GaAs, InAs, InN, AlN
Table 1. Material constants for GaAs, InAs, InN, AlN

Параметр Parameter	GaAs(001)	InAs(001)	InN(0001)	AlN(0001)
$C_{11} = C_{22} = C_{33}$, ГПа (GPa)	83,3	118,8	—	—
$C_{11} = C_{22}$, ГПа (GPa)	—	—	223,1	395,9
$C_{12} = C_{13} = C_{23}$, ГПа (GPa)	45,3	53,8	—	—
C_{33} , ГПа (GPa)	—	—	224,0	373,1
$C_{44} = C_{55} = C_{66}$, ГПа (GPa)	39,6	59,4	—	—
C_{12} , ГПа (GPa)	—	—	114,8	137,2
$C_{13} = C_{23}$, ГПа (GPa)	—	—	92,1	107,7
$C_{44} = C_{55}$, ГПа (GPa)	—	—	47,8	115,9
C_{66} , ГПа (GPa)	—	—	54,0	129,5
$e_{14} = e_{25} = e_{36}$, Кл/м ² (C/m ²)	-0,046	-0,16	—	—
$e_{15} = e_{24}$, Кл/м ² (C/m ²)	—	—	-0,22	-0,48
$e_{31} = e_{32}$, Кл/м ² (C/m ²)	—	—	-0,57	-0,58
e_{33} , Кл/м ² (C/m ²)	—	—	0,97	1,55
$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33}$, Ф/м (F/m)	$0,135 \cdot 10^{-9}$	$0,111 \cdot 10^{-9}$	—	—
$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$, Ф/м (F/m)	—	—	$0,133 \cdot 10^{-9}$	$0,079 \cdot 10^{-9}$
ε_{33} , Ф/м (F/m)	—	—	$0,133 \cdot 10^{-9}$	$0,097 \cdot 10^{-9}$
$\gamma^*_{11} = \gamma^*_{22} = \gamma^*_{33}$	0,07	0,07	—	—
$\gamma^*_{11} = \gamma^*_{22}$	—	—	0,136	0,136
γ^*_{33}	—	—	0,127	0,127

кристаллографической ориентацией (0001). Сведения об используемых при расчетах материальных константах представлены в таблице 1, данные для которой взяты из источника [21]. Представленные в таблице коэффициенты наглядно отражают различие механических свойств рассматриваемых арсенидов и нитридов, учитывая форму и симметрию изучаемых квантовых нитей.

На рисунке 2а представлены результаты расчета распределения упругих механических напряжений внутри квантовой нити арсенида индия квадратного сечения, помещенного в бесконечное пространство матричного материала из арсенида галлия. Видно, что на границе раздела «квантовая нить – матричный материал» возникает скачок механических напряжений. Вдали от квантовой нити в матричном материале напряжения стремятся к нулю. По мере приближения к границе квантовой нити в арсениде галлия формируются незначительные отрицательные напряжения. На границе в пределах 1,5 нм образуется сильный скачок механических напряже-

ний, достигающий в единицах гидростатического напряжения ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) = 0,135. Важно отметить, что в отличие от протяженного матричного материала, в котором происходит полная релаксация напряжений, в квантовой нити из-за ее малых размеров, напротив, механические напряжения не исчезают, а сохраняются на уровне ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) = 0,107. Относительно центра квантовой нити распределение упругих напряжений симметрично. Иными словами, в центре квантовой нити наблюдается минимум напряжений; на правой и левой ее границах – максимум напряжений. На границах раздела формируются скачки механических напряжений.

Рисунок 2б отражает распределение x -компоненты напряженности электрического поля E_x . В целом поведение этого параметра согласованно повторяет изменение гидростатических упругих напряжений, рассмотренных ранее. В матричном материале арсенида галлия на достаточном удалении от квантовой нити E_x стремится к нулю. На границе квантовой нити со стороны арсенида

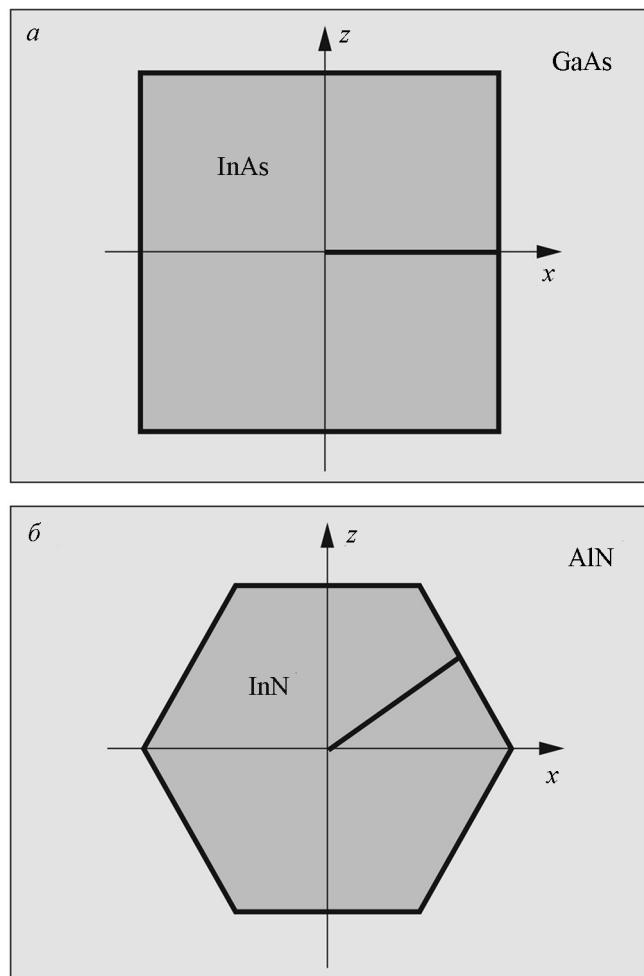


Рис. 1. Квантовые нити: *а* – квадратного сечения InAs/GaAs (001), *б* – гексагонального сечения InN/AlN (0001)

Fig. 1. Quantum wires: *a* – square InAs/GaAs (001), *b* – hexagonal InN/AlN (0001)

галлия напряженность поля достигает минимального значения $-1,7 \cdot 10^7$ В/м. На внутренней границе квантовой нити происходит резкий перепад напряженности электрического поля. Вдоль оси Ox наблюдается плавный рост напряженности поля, который достигает $0,4 \cdot 10^7$ В/м. Общий перепад компоненты E_x равен $2,1 \cdot 10^7$ В/м. Отметим, что внутри квантовой нити, в отличие от убывающего распределения упругих напряжений, распределение x -компоненты напряженности электрического поля возрастает.

Поведение z -составляющей напряженности электрического поля показано на рисунке 2 ν . Картина распределения E_z кардинально отличается от пространственных зависимостей упругих напряжений ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$) и напряженности E_x . Во-первых, наблюдается явный максимум на границе «квантовая

нить – матричный материал», достигающий значения $E_z = -0,8 \cdot 10^7$ В/м. Во-вторых, z -составляющая напряженности электрического поля отрицательна как внутри квантовой нити с минимумом в ее центре $-E_z = -1,3 \cdot 10^7$ В/м, так и в матричном материале арсенида галлия. В-третьих, напряженность E_z в матричном материале не спадает до нуля, а выходит на насыщение при $E_z = -2,6 \cdot 10^7$ В/м.

Результаты расчетов индуцированных механических напряжений в гетероструктурах AlN с внедренными гексагональными квантовыми нитями InN показаны на рисунке 3 α . Характер распределения упругих напряжений в гексагональных нитях подобен распределению в нитях с квадратным сечением. Однако следует выделить несколько существенных отличий. Абсолютное значение гидростатических напряжений в 1,8 раза выше, чем в нитях с квадратным сечением, что обусловлено как различием констант упругости, так и геометрией моделируемой системы. Максимальное значение достигается на границе раздела и составляет $(\gamma_{xx} + \gamma_{zz}) = 0,217$. Наблюдается резкий пик, который плавно спадает к стационарному распределению, равному $(\gamma_{xx} + \gamma_{zz}) = 0,196$. Еще одним отличием данного типа квантовых нитей является более размытая область скачка упругих напряжений, которая достигает 2,3 нм, что на 0,8 нм выше, чем для нитей с квадратным сечением. Упругие напряжения достаточно быстро релаксируют в матричном материале AlN до нулевых значений.

Распределение электрического поля для E_x вдоль границы раздела представлено на рисунке 3 β . Видно, что характер распределения для гексагональной нити принципиально отличается от аналогичного распределения для нитей с квадратным сечением. На границе «квантовая нить – матрица» создается скачок напряженности электрического поля, симметрично спадающий по обе стороны границы. В матричном материале AlN он полностью исчезает на расстояниях более 8,0 нм от границы. В центре квантовой нити напряженность поля становится отрицательной и падает до $-47 \cdot 10^7$ В/м. При этом напряженность поля стабилизируется быстрее, чем в матричном материале. Выравнивание напряженности наблюдается на расстоянии 5 нм от границы по направлению к центру квантовой нити. Отрицательные значения напряженности объясняются

тем, что нитрид индия в отличие от арсенида индия проявляет пьезоэлектрические свойства, что и скрывается на особенностях распределения x -компоненты напряженности поля.

Поведение z -компоненты электрического поля для гексагональных квантовых нитей зеркально симметрично распределению E_z в случае нитей с квадратным сечением. Напряженность поля также отрицательна внутри квантовой нити и в матричном материале. Основное отличие заключается в том, что вместо максимума, наблюдаемого в случае квадратных нитей, на границе «квантовая нить – матричный материал» имеет место минимум напряженности электрического поля. Следует отметить, что в отличие от квадратных нитей из арсенида индия для гексагональных нитей нитрида индия в приграничной области InN/AlN создается значительное электрическое поле, превышающее аналогичное поле для InAs/GaAs на два порядка и достигающее величины $E_z = -138 \cdot 10^7$ В/м. В центре гексагональной квантовой нити напряженность поля E_z спадает более чем в 3 раза до $E_z = 41 \cdot 10^7$ В/м. В матричном материале нитрида алюминия z -компонента напряженности на расстоянии, равном радиусу квантовой нити, составляет $E_z = -42 \cdot 10^7$ В/м. Область снижения напряженности электрического поля внутри квантовой нити более узкая. Снижение напряженности по сравнению с максимумом происходит внутри квантовой нити на расстоянии 1,7 нм, в матричном материале – на расстоянии 3,1 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в работе результаты позволяют сделать вывод о том, что разработанный метод расчета упругих напряжений и электрических полей с использованием функции Грина и подхода Штроб в приграничной области «квантовая нить – матричный материал» является эффективным математическим инструментом. Проведено моделирование и комплексный анализ распределения механических напряжений и распределения x - и z -компонент напряженности электрического поля для арсенид-индиевых квантовых нитей квадратного сечения, помещенных в бесконечное матричное пространство арсенида галлия, и для нитрид-индиевых кванто-

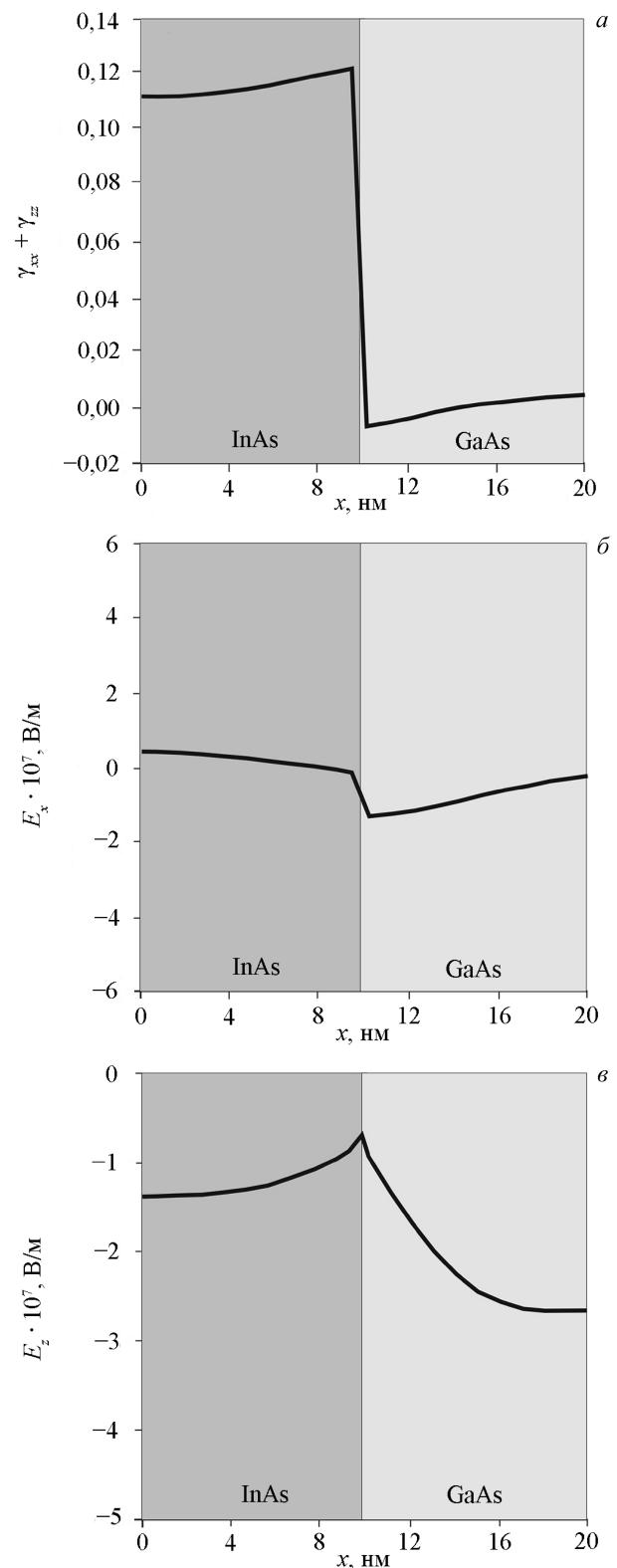


Рис. 2. Распределение рассчитанных параметров для квантовой нити квадратного сечения InAs/GaAs (001): α – упругих напряжений ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$), β – напряженности электрического поля E_x , γ – напряженности электрического поля E_z

Fig. 2. Distribution of calculated parameters for a square quantum wire InAs/GaAs (001): α – elastic strain ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$), β – electric field strength E_x , γ – electric field strength E_z

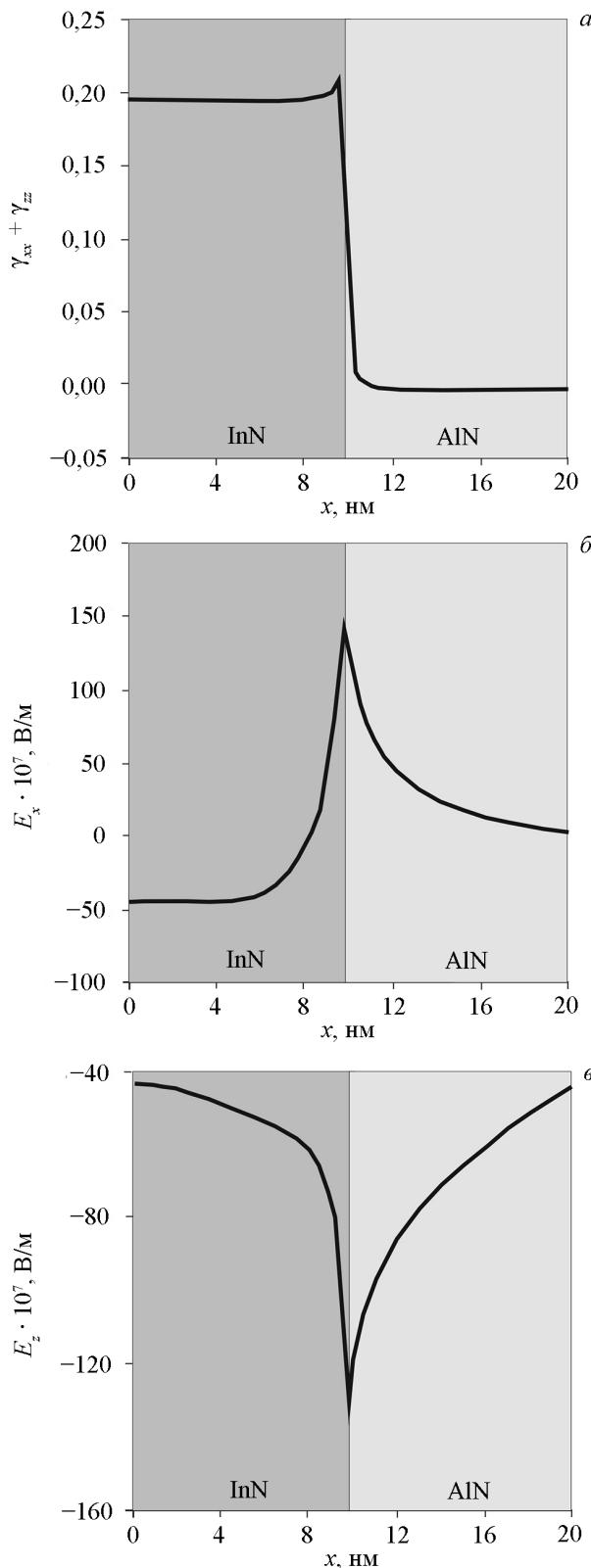


Рис. 3. Распределение рассчитанных параметров для квантовой нити гексагонального сечения InN/AlN (0001): *а* – упругих напряжений ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$), *б* – напряженности электрического поля E_x , *в* – напряженности электрического поля E_z .

Fig. 3. The distribution of the calculated parameters for a hexagonal quantum wire InN/AlN (0001): *a* – elastic strain ($\gamma_{xx} + \gamma_{zz}$), *b* – electric field strength E_x , *c* – electric field strength E_z .

ных нитей гексагонального сечения, помещенных в бесконечное матричное пространство нитрида алюминия. В гексагональных нитях InN формируются электрические поля, превышающее примерно на два порядка аналогичные поля, образующиеся в квадратных нитях InAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 15-08-08263-а, 17-08-01206-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильевский И.С., Пушкарев С.С., Грехов М.М., Виниченко А.Н., Лаврухин Д.В., Коленцова О.С. 2016. Особенности диагностики метаморфных наногетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии в режиме отмежевания. *Физика и техника полупроводников*. 50(4): 567–573.
2. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunin L.S., Zhivotova E.N., Erimeev G.A., Lunina M.L. 2017. Obtaining and doping of InAs-QD/GaAs(001) nanostructures by ion beam sputtering. *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 8(1): 12–20. doi: 10.3762/bjnano.8.2
3. Лозовский В.Н., Ирха В.А., Чеботарев С.Н. 2012. Методика получения нанометок и их применение для позиционирования в сканирующей зондовой микроскопии. *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 78(9): 33–36.
4. Лозовский В.Н., Лозовский С.В., Чеботарев С.Н., Ирха В.А. 2007. Осаджение тугоплавких металлов на рельефные подложки методом зонной сублимационной перекристаллизации. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Серия: Технические науки*. 4: 68–70.
5. Gordeev N.Y., Rumyantsev O.I., Savenko I.G., Payusov A.S., Zubov F.I., Maximov M.V., Zhukov A.E. 2013. Refractive index of laser active region based on InAs/InGaAs quantum dots. *Journal of Nanophotonics*. 7(1): 073087. doi: 10.1117/1.JNP.7.073087
6. Лозовский В.Н., Лозовский С.В., Чеботарев С.Н. 2006. Моделирование массопереноса примесей при зонной сублимационной перекристаллизации в цилиндрической ростовой зоне. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Серия: Технические науки*. 3: 60–63.
7. Лозовский В.Н., Чеботарев С.Н., Ирха В.А., Валов Г.В. 2010. Получение и использование позиционных меток в сканирующей зондовой микроскопии. *Письма в журнал технической физики*. 36(16): 1–5.
8. Timofeev V.A., Nikiforov A.I., Zinovyev V.A., Teys S.A., Pchelyakov O.P. 2015. Formation of Ge/Si nanoscale structures at different growth conditions by molecular beam epitaxy. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*. 10(1): 99–103. doi: 10.1166/jno.2015.1714
9. Лунин Л.С., Чеботарев С.Н., Пащенко А.С., Лунина М.Л. 2012. Ионно-лучевая кристаллизация нанокластеров Ge на Si (001). *Вестник Южного научного центра*. 8(2): 9–12.
10. Лунин Л.С., Сысоев И.А., Алфимова Д.Л., Чеботарев С.Н., Пащенко А.С. 2011. Исследование фоточувствительных ге-

- тероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, выращенных методом ионно-лучевого осаждения. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 6: 58–62.
11. Luque A., Linares P.G., Mellor A., Andreev V., Marti A. 2013. Some advantages of intermediate band solar cells based on type II quantum dots. *Applied Physics Letters.* 103(12): 123901. doi: 10.1063/1.4821580
 12. Li S., Chen Q., Sun S., Li Y., Zhu Q., Li J., Wang X., Han J., Zhang J., Chen C., Fang Y. 2013. InAs/GaAs quantum dots with wide-range tunable densities by simply varying V/III ratio using metal-organic chemical vapor deposition. *Nanoscale Research Letters.* 8(1): 1–5. doi: 10.1186/1556-276X-8-367
 13. Лозовский В.Н., Лозовский С.В., Чеботарев С.Н. 2007. Исследование краевого температурного эффекта при зонной сублимационной перекристаллизации. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Серия: Технические науки.* 5: 52–56.
 14. Elarde V.C., Rangarajan R., Borchardt J.J., Coleman J.J. 2005. Room-temperature operation of patterned quantum-dot lasers fabricated by electron beam lithography and selective area metal-organic chemical vapor deposition. *Photonics Technology Letters.* 17(5): 935–937. doi: 10.1109/LPT.2005.844555
 15. Чеботарев С.Н., Пащенко А.С., Лунин Л.С., Ирха В.А. 2016. Закономерности ионно-лучевой кристаллизации свойства полупроводниковых наногетероструктур InAs-QD/GaAs(001). *Российские нанотехнологии.* 11(7–8): 51–57.
 16. Чеботарев С.Н., Пащенко А.С., Williamson A., Лунин Л.С., Ирха В.А., Гамидов В.А. 2015. Ионно-лучевая кристаллизацияnanoструктур InAs/GaAs(001). *Письма в журнал технической физики.* 41(13): 102–110.
 17. Белянкова Т.И., Калинчук В.В. 2014. К проблеме анализа динамических свойств слоистого полупространства. *Акустический журнал.* 60(5): 492–504.
 18. Белянкова Т.И., Калинчук В.В. 2016. Функция Грина для предварительно напряженного термоупругого полупространства с неоднородным покрытием. *Прикладная механика и техническая физика.* 57(5): 76–89.
 19. Чеботарев С.Н., Пащенко А.С., Лунина М.Л. 2015. К проблеме анализа упругой деформации на поверхности полупространства полупроводника с заглубленными квантовыми точками. *Вестник Южного научного центра.* 11(3): 30–37.
 20. Чеботарев С.Н., Лунина М.Л., Лунин Л.С., Пащенко А.С., Арутюнян Д.А., Еримеев Г.А., Яценко А.Н. 2016. Моделирование упругой деформации и пьезоэлектрического потенциала на поверхности полупроводника AlN(0001) с внедренными гексагональными квантовыми точками InN. *Известия ЮФУ. Технические науки.* 4(177): 32–39.
 21. Yu P.Y., Cardona M. 2010. *Fundamentals of Semiconductors: physics and materials properties.* Berlin, Springer: 775 p.
 - diffraction in the ω -scanning mode. *Semiconductors.* 50(4): 559–565. doi: 10.1134/S1063782616040242
 2. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunin L.S., Zhivotova E.N., Erimeev G.A., Lunina M.L. 2017. Obtaining and doping of InAs-QD/GaAs(001) nanostructures by ion beam sputtering. *Beilstein Journal of Nanotechnology.* 8(1): 12–20. doi: 10.3762/bjnano.8.2
 3. Lozovskii V.N., Irkha V.A., Chebotarev S.N. 2012. [Method of obtaining nanomarks and their use for positioning in scanning probe microscopy]. *Zavodskaya laboratoriya. Diagnostika materialov.* 78(9): 33–36. (In Russian).
 4. Lozovskii V.N., Lozovskii S.V., Chebotarev S.N., Irkha V.A. 2007. [Deposition of refractory metals on relief substrates by zone sublimation regrowth]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Severo-Kavkazskiy region. Seriya: Tekhnicheskie nauki.* 4: 68–70. (In Russian).
 5. Gordeev N.Y., Rumyantsev O.I., Savenko I.G., Payusov A.S., Zubov F.I., Maximov M.V., Zhukov A.E. 2013. Refractive index of laser active region based on InAs/InGaAs quantum dots. *Journal of Nanophotonics.* 7(1): 073087. doi: 10.1117/1.JNP.7.073087
 6. Lozovskii V.N., Lozovskii S.V., Chebotarev S.N. 2006. [Modeling of impurity mass transfer under zone of sublimation recrystallization in cylindrical growth zone]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Severo-Kavkazskiy region. Seriya: Tekhnicheskie nauki.* 3: 60–63. (In Russian).
 7. Lozovskii V.N., Chebotarev S.N., Irkha V.A., Valov G.V. 2010. Formation and use of positioning marks in scanning probe microscopy. *Technical Physics Letters.* 36(8): 737–738. doi: 10.1134/S1063785010080171
 8. Timofeev V.A., Nikiforov A.I., Zinov'yev V.A., Teys S.A., Pchelyakov O.P. 2015. Formation of Ge/Si nanoscale structures at different growth conditions by molecular beam epitaxy. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics.* 10(1): 99–103. doi: 10.1166/jno.2015.1714
 9. Lunin L.S., Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunina M.L. 2012. [Ge-nanoclusters' ion-beam crystallization on Si (001)]. *Vestnik Yuzhnogo nauchnogo tsentra.* 8(2): 9–12. (In Russian).
 10. Lunin L.S., Sysoev I.A., Alfimova D.L., Chebotarev S.N., Pashchenko A.S. 2011. A study of photosensitive InAs/GaAs heterostructures with quantum dots grown by ion-beam deposition. *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques.* 5(3): 559–562. doi: 10.1134/S1027451011060127
 11. Luque A., Linares P.G., Mellor A., Andreev V., Marti A. 2013. Some advantages of intermediate band solar cells based on type II quantum dots. *Applied Physics Letters.* 103(12): 123901. doi: 10.1063/1.4821580
 12. Li S., Chen Q., Sun S., Li Y., Zhu Q., Li J., Wang X., Han J., Zhang J., Chen C., Fang Y. 2013. InAs/GaAs quantum dots with wide-range tunable densities by simply varying V/III ratio using metal-organic chemical vapor deposition. *Nanoscale Research Letters.* 8(1): 1–5. doi: 10.1186/1556-276X-8-367
 13. Lozovskii V.N., Lozovskii S.V., Chebotarev S.N. 2007. [Study of edge temperature effect in zone sublimation recrystallization]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Severo-Kavkazskiy region. Seriya: Tekhnicheskie nauki.* 5: 52–56. (In Russian).
 14. Elarde V.C., Rangarajan R., Borchardt J.J., Coleman J.J. 2005. Room-temperature operation of patterned quantum-dot lasers

REFERENCES

1. Vasil'evskii I.S., Pushkarev S.S., Grekhov M.M., Vinichenko A.N., Lavrukhin D.V., Kolentsova O.S. 2016. Features of the diagnostics of metamorphic InAlAs/InGaAs/InAlAs nanoheterostructures by high-resolution X-ray

- fabricated by electron beam lithography and selective area metal-organic chemical vapor deposition. *Photonics Technology Letters*. 17(5): 935–937. doi: 10.1109/LPT.2005.844555
15. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunin L.S., Irkha V.A. Regularities of ion-beam-induced crystallization and properties of InAs-QD/GaAs(001) semiconductor nanoheterostructures. *Nanotechnologies in Russia*. 11(7–8): 435–443. doi: 10.1134/S1995078016040030
 16. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Williamson A., Lunin L.S., Irkha V.A., Gamidov V.A. 2015. Ion beam crystallization of InAs/GaAs(001) nanostructures. *Technical Physics Letters*. 41(7): 661–664. doi: 10.1134/S1063785015070056
 17. Belyankova T.I., Kalinchuk V.V. 2014. On the problem of analyzing the dynamic properties of a layered half-space. *Acoustical Physics*. 60(5): 530–542. doi: 10.1134/S1063771014050017
 18. Belyankova T.I., Kalinchuk V.V. 2016. Green's function for a prestressed thermoelastic half-space with an inhomogeneous coating. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 57(5): 828–840. doi: 10.1134/S0021894416050096
 19. Chebotarev S.N., Pashchenko A.S., Lunina M.L. 2015. [On the problem of analyzing the elastic strain on half-space semiconductor with buried quantum dots]. *Vestnik Yuzhnogo nauchnogo tsentra*. 11(3): 30–37. (In Russian).
 20. Chebotarev S.N., Lunina M.L., Lunin L.S., Pashchenko A.S., Arustamyan D.A., Erimeev G.A., Yatsenko A.N. 2016. [Simulation of elastic deformation and piezoelectric potential on the surface of semiconductor AlN (0001) with buried InN hexagonal quantum dots]. *Izvestiya YuFU. Tekhnicheskie nauki*. 4(177): 32–39. (In Russian).
 21. Yu P.Y., Cardona M. 2010. *Fundamentals of Semiconductors: physics and materials properties*. Berlin, Springer: 775 p.

Поступила 03.07.2017