

## ЭКРАНИРОВКА СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ Si-SiO<sub>2</sub>: ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННЫЙ КВАДРАТИЧНЫЙ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК

В. В. Савкин\*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 августа 1998 г.

Теоретически исследована экранировка статического электрического поля в периодических квантовых ямах. Показано, что зависимости потенциала от номера квантовой ямы и электрического поля от приложенного напряжения имеют осцилляторный характер. В предположении специфической морфологии кремниевых слоев объяснены экспериментально наблюдаемые осцилляторные зависимости электроиндуцированного квадратичного нелинейно-оптического отклика периодических квантовых ям Si-SiO<sub>2</sub>.

PACS: 79.60.Jv, 42.65.-k

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Большое количество эффектов в твердотельных микроструктурах связано с наличием статического электрического поля. Значительный интерес представляют полупроводниковые гетероструктуры (например, структуры металл-окисел-полупроводник). Впервые распределение статического поля в таких структурах было найдено в [1]. К подобному классу структур относятся и системы с пониженной размерностью (например, периодические квантовые ямы и сверхрешетки), уникальные физические свойства которых связаны с квантоворазмерными эффектами [2]. Периодические квантовые ямы и сверхрешетки представляют собой набор чередующихся слоев различных веществ (например, Si-SiO<sub>2</sub>, GaAs-AlGaAs, InGaAs-AlAs, ZnSe-ZnCdSe и т.д.) достаточно малой толщины (~ 10 Å). Пространственная ограниченность движения электронов сильно влияет как на линейно-оптические, так и на нелинейно-оптические свойства подобных систем, например, на генерацию второй гармоники [3]. В случае, когда рассматриваемые системы находятся во внешнем поле, нелинейно-оптические эффекты существенным образом зависят как от величины внешнего воздействия, так и от пространственных свойств рассматриваемых систем [4].

В работах [5, 6] были описаны эксперименты по изучению азимутальных анизотропных зависимостей второй гармоники и влияния статического электрического поля на ее генерацию в периодических квантовых ямах. Периодические квантовые ямы Si-SiO<sub>2</sub> были приготовлены следующим образом. На кремниевую подложку толщиной 0.1 мм поочередно напылялись слои кремния и оксида кремния так, что в структуре

\*E-mail: volodya@astral.ilc.msu.ru



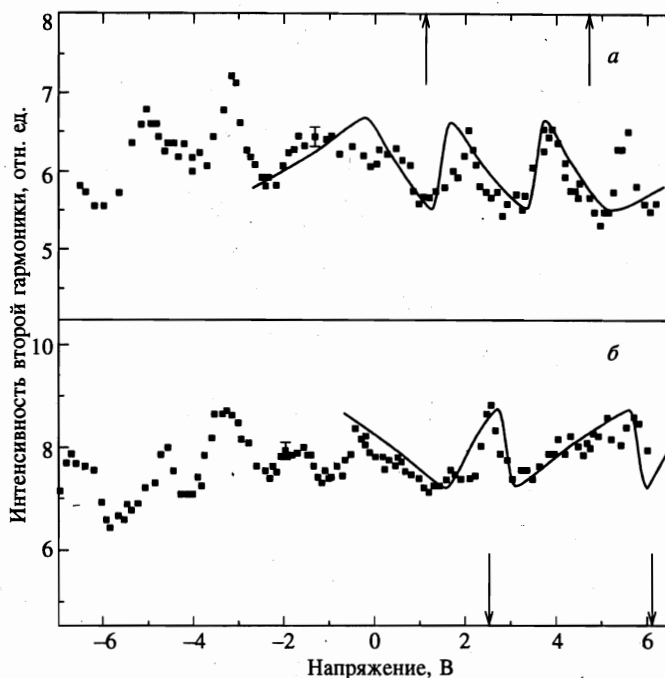


Рис. 2. Интенсивность второй гармоники как функция приложенного к периодическим квантовым ямам Si-SiO<sub>2</sub> напряжения для образцов со следующими параметрами: *a* —  $d_1 = 11 \text{ \AA}$ ,  $d_2 = 30 \text{ \AA}$  и *б* —  $d_1 = 11 \text{ \AA}$ ,  $d_2 = 50 \text{ \AA}$ ; точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретический расчет ( $d_1$  и  $d_2$  — толщины слоев, соответственно, кремния и оксида кремния). Стрелками указан интервал напряжений, соответствующий заполнению первой квантовой подзоны

ки от приложенного к структуре напряжения является существенно квантовая экранировка электростатического поля в периодических квантовых ямах. Для нахождения нелинейно-оптического отклика структуры нам необходимо знать, во-первых, нелинейные свойства структуры и, во-вторых, распределение статического электрического поля в периодических квантовых ямах Si-SiO<sub>2</sub>. Согласно этому, разобьем данную задачу на две части. В первой мы будем рассматривать распределение статического поля в структуре (электростатическая часть), а во второй будем решать нелинейно-оптическую задачу (нелинейно-оптическая часть). В электростатической части задачи основное внимание будет уделяться расчетам экранировки поля в системе периодических квантовых ям и в одиночной квантовой яме, а в нелинейно-оптической части задачи — свойствам симметрии тензора дипольной нелинейной восприимчивости  $\chi_{ijkl}^{(3),D}$  кремниевых слоев периодических квантовых ям Si-SiO<sub>2</sub>.

## 2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА

В электростатической части данной работы будет проведен расчет экранировки внешнего статического электрического поля в периодических квантовых ямах Si-SiO<sub>2</sub>.

На первом этапе будет найдено распределение поля в структуре в целом (при этом без учета детальной экранировки в каждом отдельном слое), а на втором этапе будет проведен расчет локального поля в одиночной квантовой яме.

Решение электростатической задачи осуществляется в предположении равенства нулю электрического тока в структуре. Периодические квантовые ямы Si-SiO<sub>2</sub> рассматриваются как совокупность независимых двумерных квантовых ям (подразумевается, что волновые функции электронов не перекрываются), однако предполагается существование бесконечно малого туннелирования, что позволяет ввести единый для всех квантовых ям химический потенциал и тем самым обеспечить возможность установления термодинамического равновесия в системе. При этом считается, что ферми-уровень системы в первом слое кремния (ближнем к подложке) находится в центре запрещенной зоны. При наложении внешнего электростатического поля в структуре периодических квантовых ям происходит экранировка этого поля собственными носителями заряда (дырками в валентной зоне и электронами в зоне проводимости). Считается, что зарядов допирующих примесей в периодических квантовых ямах нет. Электронейтральность системы обеспечивается наличием заряда на внешних обкладках и различным знаком заряда электронов и дырок. Далее, в предположении, что структура представляет собой 40 взаимодействующих заряженных слоев и при условии  $d_1 \ll d_2$  (где  $d_1$  — толщина слоя кремния, а  $d_2$  — толщина слоя оксида кремния) становится возможным перейти от непрерывной координаты  $z$  (ось  $z$  направлена перпендикулярно слоям структуры; см. рис. 1) к дискретной координате  $N$  — номеру квантовой ямы. Для определенности предполагается, что потенциал  $\varphi(N)$  и поле  $E(N)$  берется в центре квантовой ямы с номером  $N$ .

В первой части расчета экранировки электростатического поля в структуре находится распределение потенциала экранированного внешнего поля как функции номера квантовой ямы  $\varphi(N)$ . При решении этой задачи используется расчет, аналогичный расчету Томаса—Ферми [7], а именно — его дискретный аналог для двумерного случая.

Для решения электростатической части задачи была найдена зависимость плотности носителей заряда от потенциала электростатического поля в двумерном случае при конечной температуре. Формула была получена в предположении заполнения только первой подзоны в потенциальной яме. Расчет проводился аналогично расчету, сделанному в [8] для трехмерного случая. Окончательное выражение для этой зависимости имеет вид

$$n(\varphi, T) = -\frac{mkTe}{\pi\hbar^2} \ln \left( 1 + \exp \left[ \frac{e\varphi + \mu}{kT} \right] \right) + \frac{mkTe}{\pi\hbar^2} \ln \left( 1 + \exp \left[ \frac{-(e\varphi - \mu + \Delta)}{kT} \right] \right), \quad (1)$$

где под  $\varphi$  понимается электрический потенциал,  $T$  — абсолютная температура,  $\Delta$  — ширина запрещенной зоны,  $\mu$  — химический потенциал,  $m$  и  $e > 0$  — соответственно масса и заряд электрона (для электрона и дырки принимаются одинаковыми). В этой формуле первое слагаемое отвечает плотности электронов, а второе — плотности дырок. Нуль потенциала отсчитывается от первого квантового уровня зоны проводимости, поэтому ширина запрещенной зоны  $\Delta$  вошла только во второе слагаемое.

Далее, предполагая равенство нулю тока, текущего через структуру, воспользуемся электростатическим уравнением Пуассона:  $\Delta\varphi = -4\pi\rho$ . При переходе к описанию экранированного поля как функции дискретной переменной  $N$  представим трехмерную

плотность заряда  $\rho$  как

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{N=1}^{40} \delta(z - (d_1 + d_2)N) n(\varphi(N)),$$

где  $n(\varphi(N))$  — двумерная плотность заряда, определяемая согласно формуле (1). Если проинтегрировать один раз по  $z$  уравнение Пуассона от центра квантовой ямы с номером  $N - 1$  до центра квантовой ямы с номером  $N$ , то можно получить уравнение, которое связывает электрическое поле  $E(N)$  с концентрацией электронов  $n(N) = n(\varphi(N))$ , а следовательно, и с потенциалом  $\varphi(N)$  согласно формуле (1):

$$-E(N) + E(N - 1) = -2\pi (n(N) + n(N - 1)) / \varepsilon_1, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_1$  — статическая диэлектрическая проницаемость кремния. При этом учет в модели слоя диэлектрика вид уравнения не изменит, так как в этом слое нет свободных зарядов и, следовательно, электрическое поле постоянно. В качестве второго уравнения мы будем использовать формулу конечных приращений, связывающую разность потенциалов в соседних ямах через среднее поле с учетом разных статических диэлектрических проницаемостей кремния и оксида кремния:

$$-\varphi(N) + \varphi(N - 1) = \frac{1}{2} \left( d_1 + d_2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) (E(N) + E(N - 1)), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_2$  — статическая диэлектрическая проницаемость оксида кремния. Выписанные выше уравнения (1), (2) и (3) с граничными условиями  $\varphi(0) = 0$ ,  $\varphi(40) = U_0$  представляют собой систему уравнений, решение которой определяет зависимость потенциала от номера квантовой ямы  $\varphi(N)$ .

Качественно поведение решений системы уравнений может быть проанализировано путем аналитического решения некоторых частных случаев.

Во-первых, в случае  $n(\varphi, T) = 0$ ,  $T = 0$  (случай однородного диэлектрика) данная система имеет тривиальное решение — пропорциональную зависимость электростатического потенциала от номера квантовой ямы. Во-вторых, в случае, когда  $\Delta = 0$ ,  $T = 0$  (случай металлических слоев при нулевой температуре), система уравнений переходит в линейную. Поиск решения в виде  $\varphi(N) = Aa^N$  (где  $A$  и  $a$  — постоянные, зависящие от свойств структуры и граничных условий) дает следующий результат:

$$\varphi(N) = C_1 a^N + C_2 a^{-N}. \quad (4)$$

В выражении (4)

$$a = \left[ 1 - \sqrt{\frac{d_1 + d_2 \varepsilon_2 / \varepsilon_1}{\varepsilon_1 a_0}} \right] \left[ 1 + \sqrt{\frac{d_1 + d_2 \varepsilon_2 / \varepsilon_1}{\varepsilon_1 a_0}} \right]^{-1},$$

где  $a_0 = \hbar^2 / me^2$  — боровский радиус, а константы  $C_1$  и  $C_2$  определяются из граничных условий. Отсюда видно, что при  $d_1 + d_2 \varepsilon_2 / \varepsilon_1 < \varepsilon_1 a_0$  решение представляет собой монотонную зависимость, а при  $d_1 + d_2 \varepsilon_2 / \varepsilon_1 > \varepsilon_1 a_0$  решение принимает осцилляторный вид.

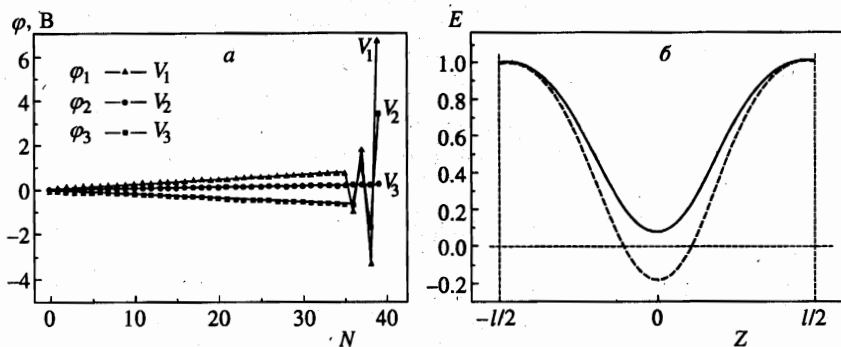


Рис. 3. Экранировка электрического поля в периодических квантовых ямах: *a* — потенциал  $\varphi$  как функция номера квантовой ямы  $N$  ( $d_1 = 11 \text{ \AA}$  и  $d_2 = 50 \text{ \AA}$ ;  $d_1$  и  $d_2$  — толщины, соответственно, слоев кремния и оксида кремния) при трех различных значениях приложенного напряжения  $V_1 > V_2 > V_3$  (переменный знак производной потенциала в начальных ямах для разных напряжений  $V_1, V_2, V_3$  объясняет появление осцилляторной зависимости нелинейно-оптического отклика) и *б* — напряженность экранированного электростатического поля как функция координаты одиночной квантовой ямы (ширина ямы равна  $11 \text{ \AA}$ ; внешнее поле равно  $1$ ): штриховая линия — несамосогласованный расчет, сплошная — самосогласованный (приближение Хартри)

В зависимости от параметров образцов монотонное либо осцилляторное поведение потенциала как функции номера квантовой ямы имеет место и при  $T \neq 0$ ,  $\Delta \neq 0$ .

Для периодических квантовых ям Si-SiO<sub>2</sub> были получены численные решения. На рис. 3*a* изображена зависимость потенциала от номера квантовой ямы для трех различных граничных условий  $V_1, V_2, V_3$  (для образца с  $d_1 = 11 \text{ \AA}$  и  $d_2 = 50 \text{ \AA}$ ). Приведенные кривые позволяют проследить возникновение осциллирующей зависимости электрического поля в структуре от приложенного напряжения. На рис. 3*a* показано, что при монотонном увеличении напряжения на структуре ( $V_1 > V_2 > V_3$ ) производная потенциала во всех квантовых ямах, кроме нескольких последних, имеет переменный знак (потенциал либо убывает, либо возрастает). А это означает наличие осцилляторной зависимости приложенного напряжения от электростатического поля в структуре. Именно это поле и определяет интенсивность электроиндуцированной второй гармоники.

Вторая часть электростатической задачи — расчет экранировки электростатического поля в одиночной квантовой яме. Необходимость в ее рассмотрении возникает из-за того, что в последних квантовых ямах структуры, где возникают большие по сравнению с начальными ямами потенциалы, экранировка в квантовых ямах может оказать существенное влияние на электроиндуцированный нелинейно-оптический отклик. Локальное распределение потенциала в каждой квантовой яме рассчитывалось в приближении Хартри [9]. При этом предполагалось, что каждая квантовая яма представляет собой двумерную потенциальную яму с бесконечно высокими стенками, вследствие того что при параметрах квантовых ям, использовавшихся в эксперименте, борновский параметр  $B$  имеет величину

$$B = U_0 m l^2 / \hbar^2 \sim 10^2 \gg 1,$$

где  $l$  — ширина и  $U_0$  — глубина потенциальной ямы. Расчет проводился при условии

заполнения только первого квантового уровня. Из выражения для двумерной плотности состояний была получена концентрация электронов в первой подзоне, при которой второй уровень еще не заполняется. Эта величина определяет в дальнейшем область применения наших расчетов по напряжению. В качестве уравнения Хартри было получено следующее выражение (при учете двух членов в ряде теории возмущений):

$$\delta\Psi = \sum_{m=1}^2 \langle \Psi_1 | \hat{V} | \Psi_{2m} \rangle \Psi_{2m} / (E_1 - E_{2m}), \quad (5)$$

где оператор возмущения

$$\hat{V} = e \left[ E_z z - 4\pi e n \int_{-l/2}^{l/2} \Psi_1(z') \delta\Psi(z') |z' - z| dz' \right], \quad (6)$$

$n$  — концентрация электронов или дырок на первом квантовом уровне,  $E_z$  — внешнее поле. Под  $\Psi_{2m}$  понимается волновая функция электронов, находящихся на уровне с номером  $2m$ , а под  $E_{2m}$  — энергия этого уровня.

Уравнение (5) представляет собой интегральное уравнение с вырожденным ядром, а следовательно, имеет аналитическое решение. Умножая левую и правую части уравнения (5) на соответствующие выражения и интегрируя получившееся уравнение, мы получим алгебраическую систему уравнений, решая которую, можно получить окончательный ответ. Неизвестной величиной в этом уравнении является поправка к волновой функции электрона  $\delta\Psi$ . Находя  $\delta\Psi$  из уравнения (5), можно определить зависимость потенциала от координаты в квантовой яме:

$$\Phi(z') = -4\pi e n \int_{-l/2}^{l/2} \Psi_1(z) \delta\Psi(z) |z - z'| dz. \quad (7)$$

Ввиду громоздкости формул здесь не приводится конечный результат. На рис. 3б приведена зависимость экранированного электростатического поля от координаты для квантовой ямы с  $l = 11 \text{ \AA}$  при условии заполнения только первого квантового уровня.

Таким образом была рассчитана экранировка электростатического поля в периодических квантовых ямах Si-SiO<sub>2</sub>. При расчете экранировки поля на первом этапе было показано возникновение осцилляторной зависимости поля в структуре от приложенного к периодическим квантовым ямам Si-SiO<sub>2</sub> постоянного напряжения.

### 3. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА

Экранировка статического электрического поля может существенным образом влиять на нелинейно-оптические свойства структур, а именно на генерацию электроиндуцированной второй гармоники. В связи с запретом в центросимметричных системах генерации оптической второй гармоники в дипольном приближении данный эффект будет описываться дипольной кубической и квадрупольной квадратичной нелинейными восприимчивостями:

$$P_i^{2\omega}(\mathbf{r}) = \chi_{ijkl}^{(3),D} E_j^\omega(\mathbf{r}) E_k^\omega(\mathbf{r}) E_l^0(\mathbf{r}) + \chi_{ijkl}^{(2),Q} E_j^\omega(\mathbf{r}) \partial E_k^\omega(\mathbf{r}) / \partial x_l, \quad (8)$$

где  $\chi_{ijkl}^{(3),D}$ ,  $\chi_{ijkl}^{(2),Q}$  — тензоры, соответственно, дипольной и квадрупольной нелинейной восприимчивости среды,  $E^\omega$  — поле накачки,  $E^0$  — внешнее статическое электрическое поле. Если предположить, что кремниевые слои структуры, являющиеся источником генерации второй гармоники, имеют плоскую форму (симметрия  $\infty/m$ ; разрешенные компоненты выписаны ниже), то при указанной геометрии эксперимента (рис. 1) такие слои не будут являться источником второй гармоники, так как данные компоненты тензоров восприимчивости равны нулю. Следовательно, может быть сделано предположение, что кремниевые слои имеют неплоскую форму. В работе [5] указано существование анизотропных зависимостей интенсивности второй гармоники в периодических квантовых ямах. Это означает отсутствие симметрии слоев в плоскости перпендикулярной оси  $z$  (рис. 1). Поэтому при решении нелинейно-оптической части задачи предполагается следующая морфология кремниевых слоев структуры. Вследствие отклонения правильного среза кремниевой подложки от точной грани  $\langle 001 \rangle$  внутренние кремниевые слои периодических квантовых ям будут иметь специфическую структуру, по форме напоминающую террасы (далее под внутренними слоями мы понимаем слои, близкие к кремниевой подложке, а под внешними — слои, близкие к границе раздела с воздухом). Высота одной ступеньки террас равна постоянной решетки кристаллической структуры. Однако при напылении последующих слоев такое специфическое строение слоев затирается, и внешние слои периодических квантовых ям будут иметь плоскую форму (см. рис. 1). Вклад внутренних слоев в генерацию второй гармоники связан с тем, что эти слои (структура типа террас) периодических квантовых ям имеют специфическую симметрию  $2/m$ . Для внешних слоев (плоская форма и симметрия  $\infty/m$ ) существует 15 независимых ненулевых компонент тензора  $\chi_{ijkl}^{(3),D}$  со следующими индексами  $i, j, k, l$ :  $xxxx$ ,  $xxyy = yxyx$ ,  $xxzz = zxxz$ ,  $xyyx$ ,  $xzzx$ ,  $yxxy$ ,  $yxyx = yxyx$ ,  $yyyy$ ,  $yyzz = yzyz$ ,  $yzzy$ ,  $zxzx$ ,  $zxzx = zzzx$ ,  $zyyz$ ,  $zyzy = zzyy$ ,  $zzzz$ . Для внутренних слоев с симметрией  $2/m$  не равны нулю выписанные выше компоненты тензора  $\chi_{ijkl}^{(3),D}$  и еще следующие:  $xxzx$ ,  $xxzx = xzxx$ ,  $xyyz$ ,  $xyzy = xzyy$ ,  $xzzz$ ,  $yxyz = yyxz$ ,  $yxzy = yzxy$ ,  $yyzx = yzyx$ ,  $zxxx$ ,  $zxyy = zyxy$ ,  $zxxx = zzzx$ ,  $zyyx$ ,  $zzzx$  (всего 28 независимых ненулевых компонент). Далее, в силу геометрии эксперимента (см. рис. 1: постоянное поле направлено по оси  $z$ , а волны накачки и второй гармоники имеют лишь  $x$  и  $y$  компоненты) вклад в генерацию второй гармоники в дипольном приближении для слоев со структурой типа террас дают только компоненты  $\chi_{xxzx}^{(3),D}$ ,  $\chi_{xyyz}^{(3),D}$ ,  $\chi_{yxyz}^{(3),D} = \chi_{yyxz}^{(3),D}$ , а для слоев с плоской структурой ни одна из выписанных выше компонент вклада не дает. Для наблюдения анизотропных зависимостей второй гармоники [5] достаточно, чтобы у слоев со структурой типа террас угол между нормалью к подложке и нормалью к точной грани  $\langle 001 \rangle$  был порядка десятых градуса. Детальный анализ влияния величины этого угла на генерацию второй гармоники и на наличие анизотропных зависимостей второй гармоники можно найти в работах [10, 11]. Количество слоев со структурой типа террас для нас не важно, поскольку это число будет влиять, в конце концов, только на величину интенсивности второй гармоники, которая является для нас свободным параметром. Однако важно отметить, что слои типа террас, дающие вклад в генерацию второй гармоники, должны подчеркивать осциллирующее поведение производной потенциала от приложенного напряжения (см. рис. 3), которое наблюдается во внутренних слоях структуры. При расчетах предполагалось, что 20 внутренних слоев периодических квантовых ям имеют структуру типа террас (дают вклад в генерацию второй гармоники) и внешние 20 слоев имеют плоскую структуру (не дают вклада в генерацию второй гармоники).



При расчете факторов распространения (функций Грина, являющихся решениями уравнений Максвелла для источника в виде плоского токового экрана) учитывались отражения волн накачки и второй гармоники только от подложки и вакуума, а для периодических квантовых ям Si-SiO<sub>2</sub> использовалась модель эффективной среды с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1.5$ .

Из полученных выше зависимостей экранировки поля в периодических квантовых ямах Si-SiO<sub>2</sub> и предположений относительно нелинейно-оптических свойств среды можно провести сравнение с экспериментальными данными.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате были получены теоретические зависимости интенсивности второй гармоники от приложенного к периодическим квантовым ямам Si-SiO<sub>2</sub> напряжения, приведенные на рис. 2 сплошными кривыми. Теоретические кривые были растянуты на 15% по горизонтальной оси. Область применимости расчетов указана на рисунках стрелками. Таким образом, можно сделать вывод, что в области применимости нашей модели теоретический расчет качественно хорошо совпадает с экспериментальными данными. Рассогласование теоретических расчетов и экспериментальных данных при напряжениях меньших 1 В, по-видимому, связано с приближениями, использованными при расчете экранировки статического поля: в частности, с предположениями о заполнении только первой подзоны и об отсутствии электрического тока через структуру. Немонотонный нелинейно-оптический отклик, главным образом, связан с особенностями экранировки электрического поля в структуре. Появление осцилляторной зависимости потенциала как функции номера квантовых ям связано с существенно квантовым (тома-фермиевским) описанием взаимодействия кремниевых слоев в структуре, исключающим самодействие.

Может показаться, что рассматриваемая структура не имеет симметрии относительно знака прикладываемого напряжения. На самом деле при расчетах неявно предполагалось, что в системе периодических квантовых ям Si-SiO<sub>2</sub> на правом конце структуры (где нет подложки), заканчивающейся слоем оксида, запрещено туннелирование носителей заряда. В это же время с левой стороны (где присутствует подложка) туннелирование разрешено и у подложки и периодических квантовых ям имеется общий уровень Ферми. Поэтому с правой стороны системы между последним слоем оксида и электродом присутствует скачок химического потенциала  $\mu$ . Следовательно, система не чувствительна к перемене знака напряжения, и в любом случае осциллирующая часть производной потенциала будет находиться во внутренних слоях структуры, т. е. ближних к подложке.

Таким образом, в данной работе проведен расчет экранировки статического электрического поля в периодических квантовых ямах Si-SiO<sub>2</sub>. Механизмом возникновения немонотонной зависимости интенсивности второй гармоники от приложенного к периодическим квантовым ямам напряжения является особенность экранировки статического поля в системе двумерных квантовых ям и наличие специфической  $2/m$  симметрии внутренних кремниевых слоев структуры.

Автор выражает благодарность А. Н. Рубцову за неоценимый вклад в работу, а также О. А. Акципетрову, А. А. Никулину и А. А. Федянину за ценные замечания. Ра-

бота выполнена при финансовой поддержке INTAS-93 (грант № 370 (ext)), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-17919, 97-02-17923, DFG 98-02-04092), программы поддержки ведущих научных школ (проект 96-15-96420), федеральной интеграционной программы «Учебно-научный центр фундаментальной оптики и спектроскопии», программ «Физика твердотельных наноструктур» и «Фундаментальная метрология» Министерства науки и технологий Российской Федерации, программы Российского Министерства образования «Университеты России» и соросовской образовательной программы «Соросовские студенты».

## Литература

1. C. G. B. Garrett and W. H. Brattain, *Phys. Rev.* **99**, 376 (1955).
2. A. I. Ekimov, F. Nache, M. C. Schanne-Klein et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 100 (1993).
3. О. А. Акципетров, А. И. Екимов, А. А. Никулин, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 427 (1992).
4. M. M. Fejer, S. J. B. Yoo, V. L. Yuer et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1041 (1989).
5. О. А. Акципетров, В. Н. Головкина, А. И. Заяц и др., *Докл. РАН* **340**, 171 (1995).
6. О. А. Aktsipetrov, P. V. Elyutin, A. A. Fedyanin et al., *Sur. Sci.* **325**, 343 (1995).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989), с. 312.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. I, Наука, Москва (1995), с. 194.
9. А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1973), с. 347.
10. H. M. van Driel, *Appl. Phys. A* **59**, 545 (1994).
11. G. Lupke, D. J. Bottomley, and H. M. van Driel, *Phys. Rev. B* **47**, 10389 (1993).