

ших соседа, что свидетельствует о наличии ближнего порядка в системе.

Отличительная особенность массивов трехмерных когерентно напряженных островков по сравнению с другими классами наноструктур состоит в том, что для массивов островков существуют как режим упорядочения островков, так и режим коалесценции. Это позволяет переводить систему островков из режима упорядочения в режим коалесценции, например, путем изменения давления As, что меняет все поверхностные энергии в системе. Такой фазовый переход из режима упорядочения в режим коалесценции наблюдался экспериментально в [12].

## 6. Заключение

Дан обзор теоретических концепций явления спонтанного образования периодических наноструктур. Использован единый подход, в котором несколько различных классов наноструктур рассматривались как равновесные структуры упругих доменов. Для всех структур упорядочение обусловлено упругим дальним действием, и упругая анизотропия во многих случаях определяет пространственную ориентацию доменной структуры относительно осей кристалла. Явления спонтанного упорядочения наноструктур находят широкое применение в технологии получения сверхрешеток квантовых проволок и квантовых точек.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17943а) и государственной программой "Физика твердотельных наноструктур" (грант 2-001).

## Список литературы

1. Shchukin V A, in *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond., July 22–26 1996, Berlin, Germany* Vol. 2 (Eds M Scheffler, R Zimmermann) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 1261
2. Cahn J W *Trans. Metall. Soc.* **242** 166 (1968)
3. Khachaturyan A G *Theory of Phase Transformations in Solids* (New York: John Wiley and Sons, 1983)
4. Ipatova I P, Malyshev V G, Shchukin V A *J. Appl. Phys.* **74** 7198 (1993), *Phil. Mag. B* **70** 557 (1994)
5. Марченко В И *ЖЭТФ* **81** 1141 (1981)
6. Андреев А Ф *Письма в ЖЭТФ* **32** 654 (1980)
7. Марченко В И *Письма в ЖЭТФ* **33** 397 (1981)
8. Vanderbilt D, Wickham L K *MRS Proc.* **202** 555 (1991)
9. Shchukin V A et al. *Surf. Sci.* **352–354** 117 (1996)
10. Shchukin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2968 (1995)
11. Grundmann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4043 (1995)
12. Ledentsov N N et al. *Sol. St. Electron.* **40** 785 (1996)

PACS numbers: 12.39.Dc, 73.40.Hm

## Экспериментальная проверка концепции скирмионов

И.В. Кукушкин

В теории Лафлина [1], объясняющей дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) при факторе заполнения  $\nu = 1/m$  ( $m$  — целое нечетное число), электронное состояние считается полностью поляризованным по спину. Однако, как впервые отмечалось в работе [2], в слабых магнитных полях из-за малости электронного  $g$ -фактора в некоторых состояниях ДКЭХ минимум по энергии может отвечать неполяризованной по спину электронной системе. Это предположение было проверено в

численных расчетах [3, 4], в которых было обнаружено, что в пределе нулевой зеемановской энергии основное состояние электронной системы при различных дробных значениях фактора заполнения может соответствовать как полный, так и частичной или нулевой спиновой поляризации. Различие спиновой поляризации основного состояния электронной системы в разных состояниях ДКЭХ объяснялось в работе [5] конкуренцией обменной и корреляционной энергий. Косвенное экспериментальное подтверждение выводов теории о различной спиновой поляризации дробных состояний было получено в транспортных измерениях активационной щели в наклонном магнитном поле [6, 7], однако до сих пор не было экспериментального метода, позволяющего прямо измерять коэффициент спиновой поляризации электронной системы в различных состояниях ДКЭХ.

Актуальность исследований спиновой поляризации системы двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле значительно выросла в последнее время в связи с появлением теории скирмионов [8, 9] и ее экспериментальным подтверждением [10]. Согласно этой теории, основное состояние электронной системы при  $\nu = 1$  и малой величине  $g$ -фактора является полностью поляризованным по спину, однако небольшое отклонение от полного заполнения приводит к сильной спиновой деполаризации. Основное состояние электронной системы вблизи  $\nu = 1$  с одним дополнительным электроном с противоположным спином соответствует не одиночному перевернутому спину, а макроскопически большому спиновому дефекту, который обеспечивает плавный поворот спинового поля от антипараллельного к параллельному спину. Такой дефект называется скирмионом [8]. Размер скирмиона определяется конкуренцией между энергией кулоновского взаимодействия и зеемановской энергией и логарифмически увеличивается при стремлении  $g$ -фактора электронов к нулю [8]. Из-за малой величины электронного  $g$ -фактора в GaAs ( $g = -0,44$ ) можно ожидать экспериментального проявления скирмионных возбуждений в системе двумерных электронов, особенно в слабых магнитных полях, когда зеемановская энергия мала по сравнению с кулоновской энергией.

В настоящей работе мы использовали метод, основанный на анализе циркулярной поляризации излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах. Этот метод позволяет прямым образом измерять коэффициент спиновой поляризации электронной системы в различных состояниях ДКЭХ и вблизи  $\nu = 1$ . Обнаружено, что в слабых магнитных полях некоторые дробные состояния являются неполяризованными по спину, и показано, что с увеличением магнитного поля спиновая поляризация электронов в этих состояниях увеличивается от нуля до единицы. Полученные результаты не подтверждают существование скирмионных возбуждений в пределе сильных магнитных полей ( $B > 4$  Тл), однако спиновая деполаризация электронной системы, обнаруженная в малых магнитных полях ( $B < 2$  Тл) вблизи  $\nu = 1$ , указывает на то, что для существования скирмионов требуется подавление зеемановской энергии.

В работе исследовалось несколько одиночных гетеропереходов GaAs/AlGaAs высокого качества (подвижность двумерных электронов  $(0,5-2) \times 10^6$  см<sup>2</sup> (В с)<sup>-1</sup> при концентрации  $(0,28-2,4) \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) с монослоем

акцепторов (Be), расположенным на расстоянии 300 Å от интерфейса [11]. Фотовозбуждение осуществлялось импульсами излучения титан-сапфирового лазера (длина волны около 800 нм) с длительностью 20 нс и пиковой мощностью  $0,1 \text{ мВт см}^{-2}$ . Разрешенные во времени спектры люминесценции детектировались системой счета фотонов. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramanog U-1000, который обеспечивал спектральное разрешение 0,03 мэВ. Для анализа циркулярной поляризации люминесценции при низких температурах (до 30 мК) мы использовали световодную оптическую систему с линейным поляризатором и пластинкой  $\lambda/4$ , расположенными в криостате растворения между образцом и световодом. Эта система позволяла получать отношение сигналов, измеренных в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях, вплоть до 100, что отвечает коэффициенту деполаризации 0,02.

На рисунке 1 показаны спектры люминесценции, измеренные в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях при  $\nu = 5$  ( $B = 1,95 \text{ Тл}$ ) и двух различных температурах (0,6 К и 1,0 К). Видно, что степень циркулярной поляризации люминесценции определяется температурой и сильно различается для полностью заполненных уровней Ландау (две низкоэнергетических линии в спектре) и поляризованных по спину уровней (высокоэнергетическая линия). Следует отметить, что температура, которая определяет степень циркулярной поляризации люминесценции, отвечает эффективной температуре фотовозбужденных дырок, и поэтому в наших измерениях было очень важно получить тепловое равновесие между дырочной системой и гелиевым термостатом. Это достигалось с помощью временного разрешения, а именно, исследовались спектры люминесценции, измеренные с большой задержкой после импульса фотовозбуждения. Временная задержка выбиралась много большей, чем время энергетической релаксации фотовозбужденных дырок, что и обеспечивало охлаждение дырочной системы до температуры бани. Отметим, что время энергетической релаксации фотовозбужденных дырок, которое довольно мало при высоких температурах (1–3 нс при 4 К [12]), значительно увеличивается при понижении температуры и близко к 100 нс при 0,5 К, поэтому характерная временная задержка в наших измерениях составляла 300–600 нс.

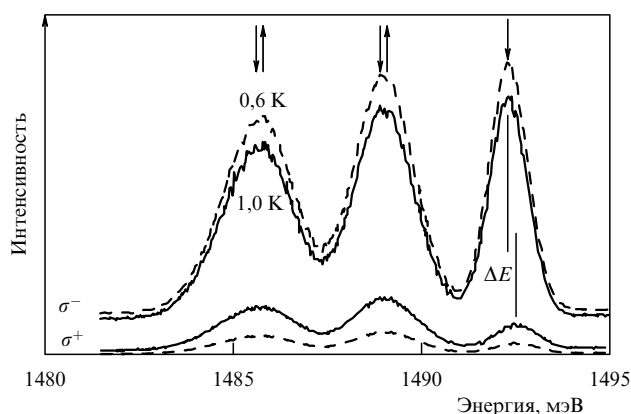


Рис. 1. Спектры люминесценции, измеренные при  $B = 1,95 \text{ Тл}$  ( $\nu = 5$ ) в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях при  $T = 1,0 \text{ К}$  и  $0,6 \text{ К}$  с временной задержкой 300 нс после импульса фотовозбуждения.

Степень циркулярной поляризации излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, определяется двумя независимыми причинами. Первая причина заключается в спиновой поляризации фотовозбужденных дырок из-за эффекта Зеемана и определяется магнитным полем и температурой дырок (т.е. заселенностью зеемановских подуровней дырок). Вторая причина — спиновая поляризация двумерных электронов, которая определяется, в основном, фактором заполнения и температурой. Как показано в работе [13], эти вклады могут быть экспериментально разделены и изучены отдельно, и поэтому из анализа циркулярной поляризации люминесценции может быть выделен вклад, обусловленный спиновой поляризацией электронной системы.

На рисунке 2 представлены зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции и спиновой поляризации двумерных электронов от магнитного поля, измеренные этим методом для трех различных образцов с малой концентрацией двумерных электронов. Для одного из образцов магнитооптические резуль-

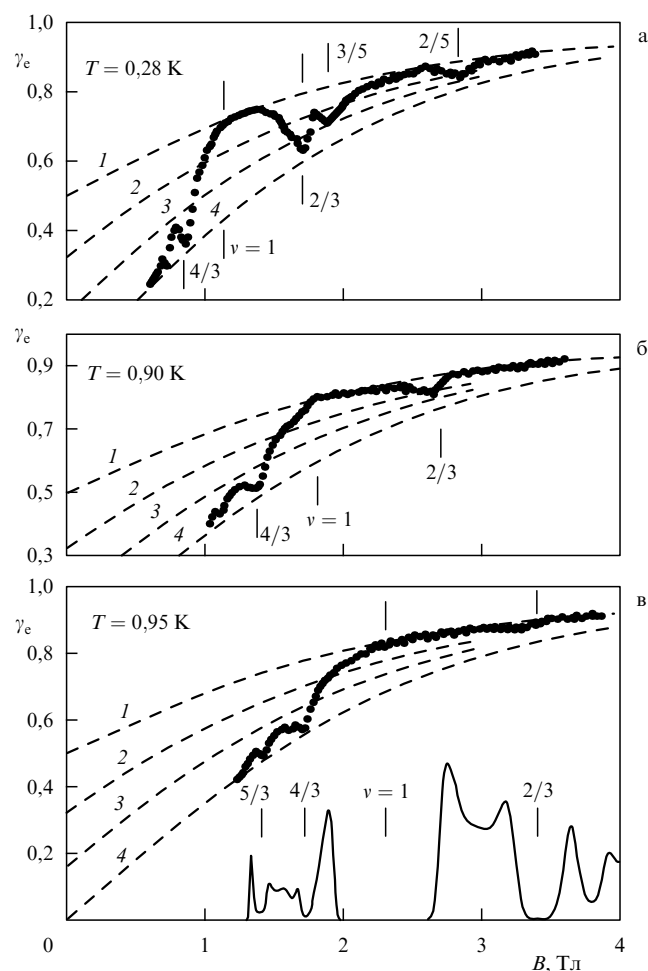


Рис. 2. Зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции, измеренные для трех образцов с малой концентрацией двумерных электронов:  $2,8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (а);  $4,4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (б);  $5,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (в). Магнитотранспортные осцилляции, измеренные для одного из образцов при  $T = 70 \text{ мК}$ , также показаны для сравнения. Штриховые кривые соответствуют рассчитанным зависимостям, полученным для разных значений электронной спиновой поляризации: 1 — 100 %, 2 — 67 %, 3 — 33 %, 4 — 0 %.

таты сравниваются с транспортными данными. Видно, что состояния ДКЭХ  $5/3$ ,  $4/3$ ,  $2/3$ ,  $3/5$  и  $2/5$  проявляются как в магнитосопротивлении, так и в электронной спиновой поляризации, причем практически все эти дробные состояния (кроме  $5/3$  [13]) не являются полностью поляризованными по спину. Напротив, например, электронная спиновая поляризация при  $\nu = 2/3$  и  $B = 1,8$  Тл составляет лишь  $0,1$ , а для состояний ДКЭХ при  $\nu = 3/5$  и  $\nu = 2/5$  она близка к  $0,3$  (в магнитном поле  $2$  Тл и  $3$  Тл соответственно).

Как видно из рис. 2, увеличение магнитного поля до  $3-4$  Тл приводит к значительному увеличению спиновой поляризации электронов во всех исследованных состояниях ДКЭХ. При  $B > 3$  Тл состояния при  $\nu = 3/5$  и  $\nu = 2/5$  становятся полностью поляризованными по спину, а степень спиновой поляризации при  $\nu = 2/3$  увеличивается с магнитным полем и достигает  $0,5$  при  $B = 2,7$  Тл и  $0,9$  при  $3,4$  Тл. Обнаруженное поведение спиновой поляризации двумерных электронов в различных состояниях ДКЭХ, качественно соответствует теоретическим расчетам, однако наблюдаемая экспериментально трансформация спиновой поляризации дробных состояний происходит в значительно меньших магнитных полях, чем это было рассчитано теоретически [4]. Это разногласие, скорее всего, объясняется тем, что в теоретических расчетах не учитывались поправки, связанные с конечностью ширины двумерного канала.

Измерение зависимости спиновой поляризации системы двумерных электронов от фактора заполнения вблизи  $\nu = 1$  может служить прямым экспериментальным тестом скирмионной теории. Как видно из рис. 2, при  $B > 3$  Тл и  $\nu < 1$  спиновая поляризация электронов близка к единице, что однозначно противоречит скирмионной модели, поскольку в этой теории при  $g = -0,44$  и  $B = 7$  Тл скирмион имеет заметный размер, близкий к трем магнитным длинам (полный спин около  $3$ ) [8], что должно приводить к заметной спиновой деполаризации при  $\nu < 1$ . Тем не менее в некоторых экспериментальных условиях нам удавалось получать эффективную спиновую деполаризацию электронной системы вблизи  $\nu = 1$ , напоминающую как теоретические предсказания, так и результаты измерений, полученные в работе [10]. На рисунке 3а показаны зависимости спиновой поляризации двумерных электронов от магнитного поля, измеренные вблизи  $\nu = 1$  в нормальных условиях (светлые точки) и при пропускании греющего электрического тока ( $j = 30$  мкА) через систему двумерных электронов (черные точки). Видно, что в нормальных условиях электронная система полностью поляризована по спину при  $\nu < 1$ , а разогрев электронов током  $30$  мкА приводит к эффективной спиновой деполаризации как при  $\nu < 1$ , так и при  $\nu > 1$ , но практически не влияет на поляризацию электронов при  $\nu = 1$ . Это наблюдение объясняется тем, что разогрев электронов в электрическом поле пропорционален диагональному сопротивлению  $\rho_{xx}$  (джоулева мощность  $W = j^2 \rho_{xx}$ ), и поскольку при  $\nu = 1$  величина  $\rho_{xx}$  достигает минимума, то и эффективный разогрев двумерных электронов минимален при  $\nu = 1$ . Аналогичный эффект, наблюдающийся в транспортных измерениях как при четных, так и при нечетных целочисленных факторах заполнения называется пробоем КЭХ [14] и имеет одночастичную природу. Поэтому наблюдаемая нами спиновая деполаризация электрическим током вблизи  $\nu = 1$ , скорее всего, не связана со скирмионными

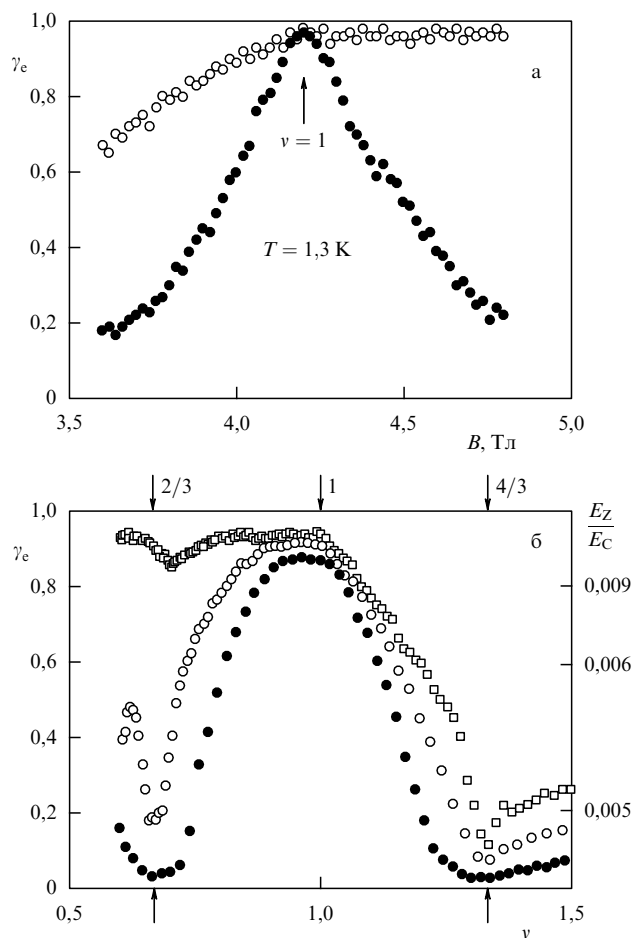


Рис. 3. Зависимости спиновой поляризации двумерных электронов от магнитного поля, измеренные вблизи  $\nu = 1$  с током ( $j = 30$  мкА, черные точки) и без ( $j = 0$ , светлые точки) греющего электрического тока (а). Зависимости степени электронной спиновой поляризации от фактора заполнения, измеренные вблизи  $\nu = 1$  для трех образцов (на рисунке указано отношение зеемановской и кулоновской энергий, реализующееся в этих образцах при  $\nu = 1$ ). Штриховая линия — зависимость, ожидаемая в одночастичной теории (б).

возбуждениями, которые обусловлены кулоновским взаимодействием, однако подобные эффекты должны рассматриваться при интерпретации экспериментальных результатов.

При слабых магнитных полях ( $B < 2$  Тл) мы наблюдали спиновую деполаризацию электронной системы вблизи  $\nu = 1$ , однако отчасти этот эффект может быть связан с присутствием дробных состояний  $2/3$  и  $3/4$ , которые, как было показано выше, имеют неполяризованное по спину основное состояние в слабых полях. На рисунке 3б представлены зависимости электронной спиновой поляризации от фактора заполнения, измеренные для трех различных образцов с очень малой концентрацией электронов, в которых заполнение  $\nu = 1$  достигалось при  $B = 2,3$  Тл,  $1,15$  Тл и  $0,8$  Тл соответственно. Измерения в слабых магнитных полях особенно интересны тем, что при этом уменьшается отношение зеемановской ( $E_Z$ ) и кулоновской ( $E_C$ ) энергией, что должно приводить к усилению скирмионных эффектов. Как видно из рис. 3б, уменьшение магнитного поля от  $2,3$  Тл до  $1,15$  Тл (при  $\nu = 1$ ) приводит к практически полной спиновой деполаризации электронной системы в дробных состояниях  $2/3$  и  $4/3$ . В меньшем поле ( $B = 0,8$  Тл,

$\nu = 1$ ) эти минимумы спиновой поляризации при  $\nu = 4/3$  и  $\nu = 2/3$  уширяются так, что значительная спиновая поляризация электронов остается лишь в узкой области факторов заполнения вблизи  $\nu = 1$ . Такое изменение спиновой поляризации в слабых полях может рассматриваться как проявление скирмионных возбуждений и указывает на то, что скирмионная модель может описывать основное состояние электронной системы лишь в случае сильно уменьшенной зеемановской энергии. Хорошо известно, что  $g$ -фактор электронов в GaAs может быть уменьшен вплоть до нуля гидростатическим сжатием, поэтому для дальнейшего исследования скирмионных эффектов требуются магнитооптические измерения под давлением, в которых плавное изменение электронного  $g$ -фактора могло бы позволить неограниченно увеличивать размер и эффективный спин скирмионов.

Работа была выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-062/3) и INTAS (грант 95-IN/RU-675).

## Список литературы

1. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395 (1983)
2. Halperin B I *Helv. Phys. Acta* **56** 75 (1983)
3. Chakraborty T, Zhang F C *Phys. Rev. B* **29** 7032 (1984)
4. Zhang F C, Chakraborty T *Phys. Rev. B* **30** 7320 (1984)
5. Maksym P A J. *Phys.: Condens. Matter* **1** 6299 (1989)
6. Eisenstein J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1540 (1989)
7. Clark R G et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1536 (1989)
8. Sondhi S L et al. *Phys. Rev. B* **47** 16419 (1993)
9. Fertig H A et al. *Phys. Rev. B* **50** 11018 (1994)
10. Barrett S E, Pfeiffer L N, Tycko R *Phys. Rev. Lett.* **74** 5112 (1995)
11. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. B* **40** 7788 (1989)
12. Филин А И, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **56** 160 (1992)
13. Kukushkin I V, Klitzing K, Eberl K *Phys. Rev. B* (in press)
14. Ebert G et al. *J. Phys. C* **16** 5441 (1983)

PACS numbers: 73.90.+f, 78.66.-w

## Влияние перераспределения электрического поля на электронные и оптические свойства наноструктур

Н.А. Гиппиус, В.Д. Кулаковский,  
С.Г. Тиходеев

### 1. Введение

В полупроводниковых наноструктурах типа сверхрешеток и квантовых ям на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs и InGaAs/GaAs определяющую роль играют эффекты, вызванные пространственной локализацией электронов и дырок [1]. Разница диэлектрических постоянных ввиду ее небольшой величины, как правило, не приводит к существенным эффектам (за исключением распределенных брэгговских зеркал и микрорезонаторов на их основе [2]). Однако существуют наноструктуры, в которых вариации диэлектрической проницаемости сильно влияют на их электронные и оптические свойства. Прежде всего — это сверхрешетки и квантовые ямы с сильно различающимися диэлектрическими проницаемостями слоев. Например, структуры на основе InGaN/GaN [3], GaAs/ZnSe [4], а также структуры полупроводник/диэлектрик (например, полупроводник/окисел [5]). Важная реализация таких наноструктур — полупроводниковые нанокристаллы [6] или квантовые нити [7] в

диэлектрической матрице, а также пористый кремний [8]. В случае приповерхностных квантовых ям [9] или получаемых из них методами нанолитографии открытых квантовых нитей и квантовых точек [10–12] весьма важную роль играет малость диэлектрической постоянной вакуума в сравнении с диэлектрической проницаемостью полупроводника. Во всех структурах такого типа разница в диэлектрических проницаемостях соседних участков наноструктуры приводит к перераспределению электрической компоненты локального электромагнитного поля (например, излучаемой или поглощаемой волны, поля, связывающего электрон и дырку в экситон, и т.д.). В настоящей работе будут проанализированы поляризационные свойства поглощения, излучения и рассеяния света анизотропными структурами типа полупроводниковых открытых квантовых нитей или несферических нанокристаллов в диэлектрической матрице, усиление экситонов за счет взаимодействия с зарядами изображений, поляритонные моды при учете нелокальности диэлектрической проницаемости.

Вследствие стандартных граничных условий для нормальных и тангенциальных компонент электрического поля,

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}, \quad E_{1t} = E_{2t}, \quad (1)$$

электромагнитное поле в наноструктуре перераспределяется, если  $E_n \neq 0$ . Необходимость учета нелокальности отклика, а также сложной геометрической формы наноструктур, делает задачу теоретического анализа весьма сложной. Однако в ряде случаев, например для наноструктур с характерными размерами много меньше длины волны рассматриваемого света, или для экситонной проблемы (когда существен отклик на малых частотах и волновых векторах), в теоретическом рассмотрении можно ограничиться квазиэлектростатическим подходом.

### 2. Поляризация поглощения, фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света в квантовых нитях

Сильная линейная поляризация фотолюминесценции из квантовых нитей, граничащих с вакуумом, была впервые обнаружена в работе [13]. Попытки объяснить ее анизотропией дипольного матричного элемента [14] оказались безуспешными: для реальных размеров нити рассчитанная степень линейной поляризации не превышала 5–10 %, тогда как в эксперименте она достигала значений вплоть до 60–70 % [15]. В то же время очевидно, что при перпендикулярной поляризации света, т. е. когда электрическая компонента волны нормальна к оси нити, а также при наличии разницы диэлектрических проницаемостей нити и окружения, электрическое поле становится неоднородным, ослабляясь внутри нити, где и локализованы интересующие нас переходы с поглощением, испусканием или рассеянием света. В результате локальное действующее электрическое поле волны в области перехода приобретает зависимость от ориентации относительно оси нити, а поглощение, излучение и рассеяние света происходят с разной вероятностью для поляризации вдоль и перпендикулярно нити [16]. Данный поляризационный эффект имеет ту же природу, что и хорошо известная зависимость вероятности спонтанного излучения молекулы от диэлектрической проницаемости окружающей среды [17] (см. также [18] и ссылки в ней).