

Синглет-триплетный переход в основном состоянии двухэлектронной системы без магнитного поля

В.А. Сабликов*, А.А. Суханов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. академика Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.

*sablikov@gmail.com

Изучены спектры и спиновая структура двухэлектронных состояний, локализованных в двойной квантовой точке в двумерном топологическом изоляторе. Найдено, что в отличие от тривиальных систем в топологической фазе основное состояние может быть как синглетом, так и триплетом и при определенных условиях возможен синглет-триплетный переход без магнитного поля, управляемый потенциалом квантовых точек.

Введение

Вопрос о спине основного состояния системы локализованных электронов представляет собой фундаментальную проблему в квантовой физике небольшого числа частиц, имеющую большое значение для создания спин-поляризованных состояний и для реализации спиновых кубитов на квантовых точках. В решении этого вопроса конкурируют два классических результата, полученных для топологически тривиальных систем. Согласно теореме Вигнера [1] основное состояние двух электронов является синглетом. Если же электронов достаточно много, то основное состояние является триплетом (правило Хунда) [2]. Применительно к современным материалам с более сложным зонным спектром, эта проблема мало исследована. Мы изучили ее для двухэлектронных систем с двухзонным спектром в топологической и тривиальной фазах и установили, что при определенных условиях теорема Вигнера нарушается и основное состояние двух электронов может стать поляризованным триплетом [3].

Модель

Рассмотрены два электрона, локализованные в двух узких квантовых ямах в двумерном материале, электронный спектр которого описывается моделью ВНЗ [4], применимой как к топологической, так и тривиальной фазам. При большом расстоянии между ямами взаимодействие между электронами является достаточно слабым, так что его эффект может быть рассчитан по теории возмущений. Двухчастичные базисные состояния нулевого приближения, на которых строится теория возмущений, образуются на основе одночастичных состоя-

ний в двухямном потенциале, которые вычисляются точно для квантовых ям с короткодействующим потенциалом V .

Одночастичные состояния представляют собой систему четырех состояний, образовавшихся вследствие конфигурационного расщепления двух состояний электронного (e) и дырочного (h) типа, имеющих в изолированных квантовых ямах, на симметричные (связывающие) и антисимметричные (антисвязывающие) состояния. Каждое из них дважды вырождено по спину.

Мы ограничились рассмотрением состояний дырочного и электронного типа отдельно, так как матричные элементы межэлектронного взаимодействия типа $\langle h|U|e\rangle$, связывающие эти состояния, малы. В каждом случае имеется шесть двухчастичных состояний с разной энергией и спиновой структурой, которые характеризуются распределением электронов со спином \uparrow и спином \downarrow по симметричным (s) и антисимметричным (a) состояниям. Мы изучили спектры этих состояний в зависимости от амплитуды потенциала электрон-электронного взаимодействия U .

Синглет-триплетный переход

Для состояний h -типа при $V>0$ электрон-электронное взаимодействие приводит к смешиванию состояний невзаимодействующих частиц и перестройке спектра, показанной на рис. 1. При слабом взаимодействии электронов основным состоянием является синглет $|s\uparrow s\downarrow\rangle$. С ростом U энергия основного состояния увеличивается из-за роста энергии кулоновского отталкивания. При этом к

волновой функции подмешивается возбужденное состояние $|a\uparrow a\downarrow\rangle$. Энергия поляризованных триплетов $|s\uparrow a\uparrow\rangle$ и $|s\downarrow a\downarrow\rangle$ увеличивается с ростом U очень слабо, так как кулоновское отталкивание сильно компенсируется обменным взаимодействием. При критическом значении $U=U_c$ синглетный терм пересекается с триплетом и основным становится состояние, формирующееся триплетными волновыми функциями.

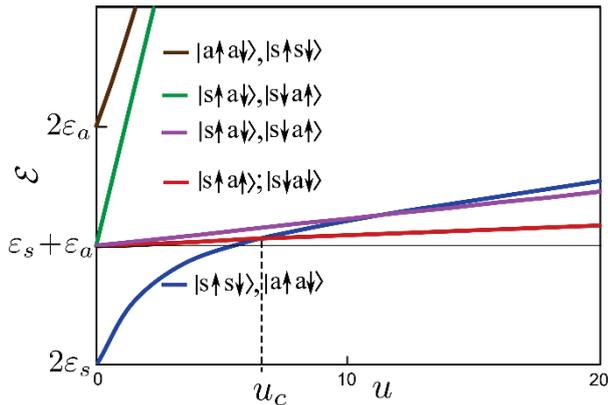


Рис. 1. Зависимость энергии двухчастичных состояний дырочного типа от амплитуды потенциала взаимодействия электронов для параметров модели $d=6$, $v=15$, $\Lambda=3$, $a=2$

Здесь указаны безразмерные параметры: d – расстояние между квантовыми точками, v – потенциал точек, $1/\Lambda$ – ширина потенциальных ям, a – параметр гибридизации электронной и дырочной зон [3].

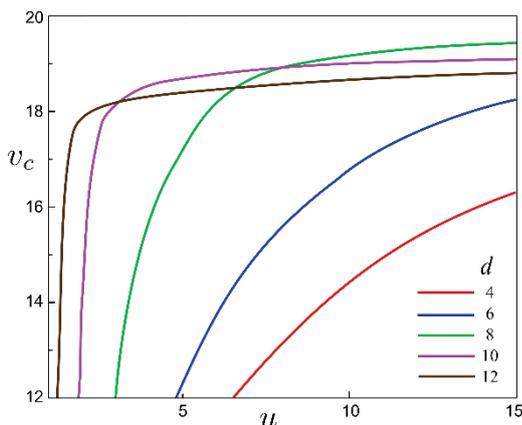


Рис. 2. Зависимость критического значения потенциала V_c , при котором происходит синглет-триплетный переход, от амплитуды потенциала взаимодействия электронов U для разных значений расстояния между квантовыми точками. В области $V < V_c(U)$ основное состояние является триплетом, при $V > V_c(U)$ основное состояние – синглет

Критическое значение U_c зависит от величины потенциала квантовых точек V , определяющего глубину квантовых ям, и от расстояния d между ними. Таким образом, синглет-триплетный переход может быть осуществлен путем изменения одного из параметров V , U , d . Практически наибольший интерес представляет реализация синглет-триплетного перехода путем изменения потенциала V , который может управляться затвором.

Интересно, что для состояний электронного типа (при $V > 0$), а также для всех состояний в топологически тривиальной фазе синглет-триплетный переход отсутствует.

Механизм возникновения синглет-триплетного перехода в двухэлектронной системе связан с тем, что в топологической фазе значительно изменяется соотношение между обменной энергией и энергией кулоновского отталкивания локализованных электронов по сравнению с обычной ситуацией, для которой устанавливается теорема Вигнера. Происходит это вследствие того, что спинорная волновая функция помимо спиновых компонент содержит псевдоспиновые компоненты, связанные с наличием дополнительных орбитальных степеней свободы системы и имеющие разное пространственное распределение. Они формируют набор матричных элементов электрон-электронного взаимодействия (в рассмотренном случае имеется 5 независимых элементов), благодаря которым по-разному изменяется энергия разных спиновых конфигураций.

Наличие в системе спин-орбитального взаимодействия, обусловленного нарушением симметрии пространственной инверсии структуры, приводит к антикроссингу термов синглетных и триплетных состояний в точках пересечения. Образующиеся при этом отщепленные состояния не поляризованы по спину.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-02-00309) и программ РАН.

Литература

1. E. Lieb and D. Mattis // *Physical Review B*, V. 125, 164 (1962).
2. W. Kutzelnigg and J. D. Morgan III // *Zeitschrift für Physik D*, V. 36, 197 (1996).
3. V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov // *Physical Review B*, V. 98, 115423 (2018).
4. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang // *Science* V. 314, 1757 (2006).

Фоточувствительная структура InGaAs на подложке Si/Ge (001) с градиентным метаморфным буферным слоем InGaAsP

И.В. Самарцев^{1*}, С.М. Некоркин¹, Б.Н. Звонков¹, Н.В. Байдусь¹, А.В. Рыков¹, К.Е. Кудрявцев², В.Г. Шенгуров¹, В.Ю. Чалков¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*woterbox@mail.ru

Показана возможность выращивания фоточувствительных структур на «виртуальных» подложках Si/Ge с метаморфным буферным слоем InGaAsP и фоточувствительной областью InGaAs на длину волны 1,44 мкм. Проведены исследования фотолюминесценции полученной структуры при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

Введение

В настоящее время актуальной задачей является интеграция кремниевой технологии и АЗБ5 [1]. Перспективным направлением стало создание гибридных структур на подложках Si. Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты с применением метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), который является малопродуктивным по сравнению с методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ). Метод МОГФЭ используется для формирования большинства промышленно выпускаемых полупроводниковых структур, и создание гибридных структур для массовой кремниевой интегральной электроники ставит задачу по получению лазеров и фотодиодов на кремниевой подложке именно этим методом.

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры р-і-п диода с фоточувствительной областью на длину волны 1,44 мкм, полученной методом МОГФЭ на неотклоненной кремниевой подложке с буферным слоем германия [2]. Данная длина волны достигнута за счет использования метаморфного буфера InGaAsP и InGaAs с высоким содержанием In (58%) в качестве активной среды.

Экспериментальные образцы

Фоточувствительная структура была выращена в три этапа. Сначала методом МПЭ выращивалась «виртуальная» подложка Si/Ge [3]. Затем, в установке МОГФЭ при пониженном давлении выращивалась буферная структура представляющая

собой зародышевый слой, состоящий из чередующихся слоев AlAs (10 нм)/GaAs (50 нм) и слой GaAs (1000 нм) [4]. Получена карта фотолюминесценции буферной структуры при комнатной температуре. Фотолюминесценция возбуждалась непрерывным лазером с длиной волны 532 нм. Длина волны фотолюминесценции постоянная по всей площади структуры и соответствует излучению GaAs. Отсутствие в спектре излучения слоев AlAs связано с поглощением возбуждающего излучения в верхнем слое GaAs (1000 нм). После выращивания буферной структуры методом МОГФЭ при атмосферном давлении выращивался градиентный метаморфный буферный слой InGaAsP и р-і-п структура. Состав четверного раствора изменялся ступенчатым образом при изменении потоков In и As. Такой буферный слой позволяет изменить постоянную решетки от соответствующей GaAs до величины, согласованной с постоянной решетки твердого раствора In_{0,58}Ga_{0,42}As р-і-п структуры. Дизайн выращенной структуры показан в таблице 1.

На основе полученных структур изготовлены фотодиоды. Со стороны структуры были нанесены AuGe омические контакты методом термического испарения в вакууме, методом фотолитографии и последующем травлении сформированы контакты в виде кольца с внешним и внутренним диаметром 0,55 мм и 0,35 мм, соответственно. Затем была вытравлена мезаструктура с диаметром 0,6 мм. Со стороны подложки нанесен сплошной AuGe омический контакт методом термического испарения в вакууме

Таблица 1. Конструкция исследуемой структуры

№	Слой	Толщина, нм
	Подложка n-Si/Ge	
1	n-AlAs	10
2	n-GaAs	50
3	n-AlAs	10
4	n-GaAs	50
5	n-AlAs	10
6	n-GaAs	1000
7	n-InGaP	150
8	n-InGaAsP с градиентом состава (состоит из 6 слоев)	450
9	i-InGaAs	900
10	p-InGaAs	300

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен спектр фотолюминесценции (ФЛ) исследуемого образца при температуре жидкого азота.

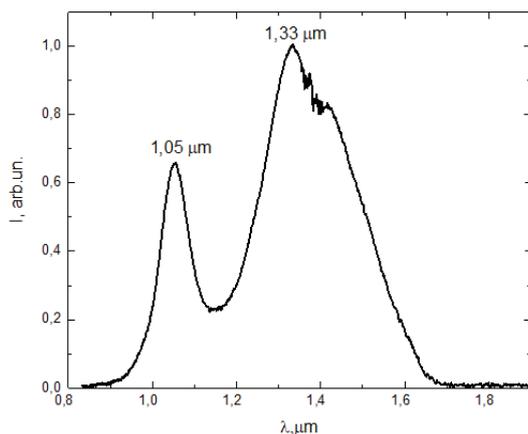


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции структуры с градиентным буферным слоем InGaAsP, выращенным на подложке Si/Ge

В спектре ФЛ наблюдаются два пика; более длинноволновый пик ($\lambda_{\text{max}} \sim 1,33$ мкм) соответствует излучению фоточувствительной области InGaAs, а более коротковолновый ($\lambda_{\text{max}} \sim 1,05$ мкм) - излучению буферного слоя InGaAsP, интенсивность ФЛ из фоточувствительной области превышает интенсивность ФЛ из буферного слоя. При комнатной температуре интенсивность фотолюминесценции снижается, примерно, в 4 раза, причем интенсивности излучения ФЛ из буферного слоя и фоточувствительного слоя становятся равными. Относительно малый вклад фоточувствительной области InGaAs в общий сигнал ФЛ образца при комнатной температуре связан, вероятно, с высокой долей

безызлучательной рекомбинации через дефекты кристаллической структуры.

С целью исследования спектральной зависимости поглощения фотодиодов, изготовленных на основе выращенных структур, получен спектр фотоэдс при комнатной температуре (Рис.2). Спектр фотоэдс имеет максимум фоточувствительности на длине волны 1,44 мкм, ширина спектра составляет 0,49 мкм.

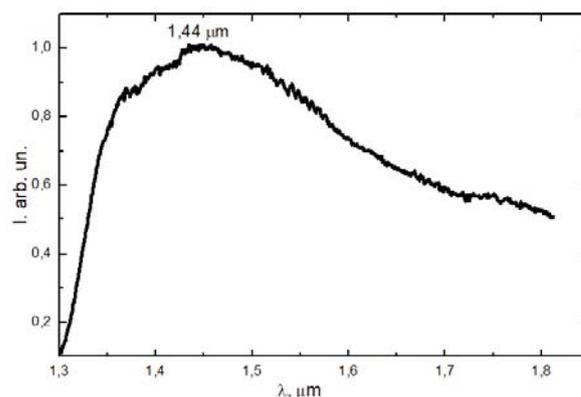


Рис. 2. Спектр фотоэдс фотодиодов с метаморфным слоем InGaAsP на подложке Si/Ge при комнатной температуре

Таким образом, показана возможность создания фоточувствительных структур на длину волны 1,44 мкм на подложке Si/Ge с помощью метаморфного слоя InGaAsP.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части госзадания, базовой части госзадания №16.7443.2017/БЧ и гранта Президента РФ № МК-1004.2019.2

Литература

1. Sun C., Wade M.T., Lee Y. et al // Nature. 2015. V. 528. P. 534–538.
2. V.G. Shengurov, S.A. Denisov, V.Yu. Chalkov, Yu.N. Buzynin, M.N. Drozdov, A.N. Buzynin, P.A. Yunin // Technical Physics Letters. 2015. V. 41 (1). P. 36–39.
3. Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю., Денисов С.А. и др. ФТП. 2015. Т. 49. В. 10. С. 1411–1414.
4. Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. и др. // ФТП. 2017. Т. 51. В. 11. С. 1579–1582.

Генерация мощного ТГц излучения и нелинейные эффекты при его взаимодействии с твердыми телами и жидкостями

Ю.А. Сергеев¹, И.В. Оладышкин¹, С.Б. Бодров^{1,2}, А.И. Корытин¹, А.А. Мурзанев¹, М.Д. Токман¹, А.Н. Степанов^{1,*}

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* step@ufr.appl.sci-nnov.ru

Существенный прогресс был достигнут за последние годы в области генерации сильных терагерцовых импульсов длительностью порядка одного периода поля с использованием фемтосекундных лазерных импульсов. Максимальная величина терагерцовых полей достигает десятков мегавольт на сантиметр [1]. В докладе будет дан обзор основных схем получения терагерцовых полей большой амплитуды (схема с наклонным фронтом интенсивности, двуцветная генерация ТГц излучения в газах, применение органических кристаллов в качестве нелинейной среды).

Далее в докладе будут представлены результаты исследований нелинейного взаимодействия мощного терагерцового излучения с различными средами. При совместном распространении интенсивного ТГц и фемтосекундного оптического излучения в прозрачных средах (плавленый кварц, полярные (ацетон, хлороформ) и неполярные (бензол, четыреххлористый углерод) жидкости) в них наводится под действием терагерцового импульсного поля анизотропия, приводящая к деполяризации оптического излучения. Изменение относительной задержки между оптическим и ТГц импульсами позволяет исследовать динамику наведенной анизотропии, в частности, в исследованных жидкостях выделить быструю (связанную с электронной Керровской нелинейностью) и медленную часть, обусловленную ориентационными движениями молекул в жидкостях (рис.1).

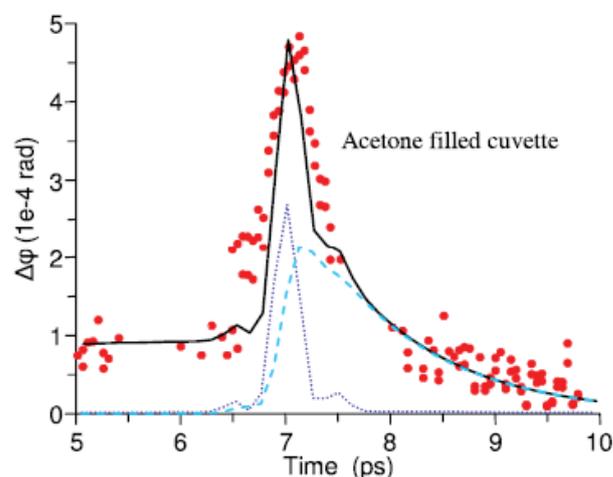


Рис. 1. Деполяризация в ацетоне, точки – эксперимент, сплошная кривая – теория, пунктирная и штриховая линии – быстрая и медленная части деполяризации, $E_{THz} = 300$ кВ/см

Применение сильных терагерцовых полей позволяет расширить область использования эффекта генерации второй гармоники оптического излучения, которая активно применяется для диагностики различных материалов. Совместное использование фемтосекундного лазерного излучения и ультракоротких терагерцовых импульсов с большой амплитудой электрического поля позволяет наблюдать генерацию второй гармоники оптического излучения в центральносимметричных средах, в которых в отсутствие ТГц поля генерация гармоники запрещена, исследовать временную динамику нелинейных процессов, приводящей к генерации второй гармоники оптического излучения (рис.2).

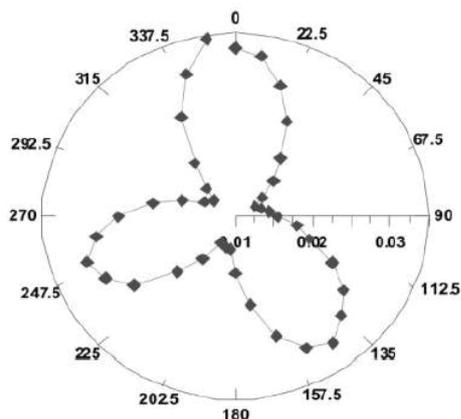


Рис. 2. Угловая зависимость сигнала второй гармоники; кремний, ρ поляризация оптического, ТГц излучений и излучения второй гармоники

В работе [2] экспериментально и теоретически исследована генерация оптической эмиссии из графена, помещенного в поле интенсивного ТГц импульса (рис.3).

Показано, что механизмом, определяющим люминесценцию, является баллистический механизм генерации электрон-дырочных пар в графене и формирование в зоне проводимости распределения

фермионов, приводящее к чернотельному спектру люминесценции.

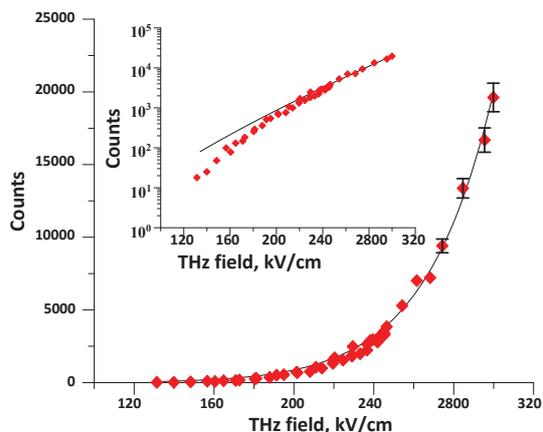


Рис. 3. Зависимость интенсивности оптической эмиссии из графена от терагерцового поля

Литература

1. C. Vicario, A.V. Ovchinnikov, S.I. Ashitkov, et al. // Opt. Lett. V. 39 (23) 6632–6635 (2014).
2. I.V. Oladyshkin, S.B. Bodrov, Yu.A. Sergeev, et al. // Phys. Rev. B V. 96, 155401 (2017).

Упорядоченные массивы Ge(Si) квантовых точек, встроенные в микрорезонаторы

Ж.В. Смагина^{1,*}, В.А. Зиновьев¹, Е.Е. Родякина^{1,2}, Б.И. Фомин¹, А.В. Ненашев^{1,2}, М.В. Степихова³, А.Н. Яблонский³, А.В. Новиков³, А.В. Двуреческий^{1,2,§}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

*smagina@isp.nsc.ru, §dvurech@isp.nsc.ru

Исследованы люминесцентные свойства упорядоченных nanoостровков Ge(Si), встроенных в микрорезонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов. В данных структурах наблюдалось увеличение интенсивности фотолюминесценции, что объясняется увеличением эффективности вывода излучения из структуры. Для структур с упорядоченными группами nanoостровков, расположенных с периодом 1 мкм относительно друг друга, наблюдается интенсивный сигнал фотолюминесценции с тонкой структурой из резонансных линий.

Введение

В настоящее время в мире существует значительный интерес к поиску возможных путей создания светоизлучающих приборов на основе кремния. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками (КТ) рассматриваются сегодня как один из объектов для решения этой задачи. Привлекательностью этих структур является наличие в их спектрах люминесценции сигнала при комнатной температуре в области длин волн 1.3-1.6 мкм. Однако существенным недостатком данного типа светоизлучающих структур является низкая квантовая эффективность. Одним из подходов повышения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge/Si структурах является встраивание КТ в микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов (ФК) [1, 2]. В данной работе рассматриваются следующие возможные способы повышения эффективности источников света на основе КТ: упорядочение взаимного расположения КТ и их встраивание в оптические микрорезонаторы.

Методика эксперимента

Для получения структур с пространственно упорядоченными КТ, встроенными в микрорезонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов, использовались подложки кремния на изоляторе (SOI). Создание тестовых образцов проводилась в три этапа. На первом этапе методами электронной литографии и плазмохимического травления были созданы структурированные подложки, представляющие собой периодические последовательности

ямок в виде квадратных решёток с периодом от 0.5 до 6 мкм. На втором этапе методом МПЭ на структурированных подложках SOI проведено формирование пространственно упорядоченных массивов КТ и групп КТ. Для этого на поверхность структурированных подложек с упорядоченной системой ямок при температуре 700°C осаждался слой Ge толщиной, достаточной для зарождения трёхмерных nanoостровков (квантовых точек) внутри ямок или вблизи краёв ямок, но меньшей, чем критическая толщина зарождения трёхмерных nanoостровков на плоской поверхности. Были созданы два типа упорядоченных структур: 1) одиночные квантовые точки внутри ямок, 2) группы квантовых точек, упорядоченных в кольцо. На третьем этапе была отработана технология по созданию и пространственному совмещению микрорезонаторов на базе ФК с упорядоченными массивами GeSi КТ. Параметры ФК выбирались такими, чтобы обеспечить усиление сигнала фотолюминесценции (ФЛ) от SiGe КТ в спектральном диапазоне от 0.9 до 1 эВ. Диаметр отверстий ФК варьировался от 150 до 350 нм, отверстия располагались в гексагональной решётке с периодом 500 нм.

Излучательные свойства тестовых образцов с пространственно-упорядоченными SiGe КТ, встроенными в микрорезонаторы на основе ФК, исследовались методом микро-фотолюминесценции с высоким пространственным и спектральным разрешением. Сигнал ФЛ возбуждался непрерывным лазером на длине волны 532 нм, интенсивность возбуждения составляла около 3 мВт. Измерения проводились в геометрии нормального падения воз-

буждающего луча лазера и детектируемого сигнала ФЛ. Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром ~ 2 мкм. Сигнал ФЛ детектировался охлаждаемым Ge детектором. Измерения проводились при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

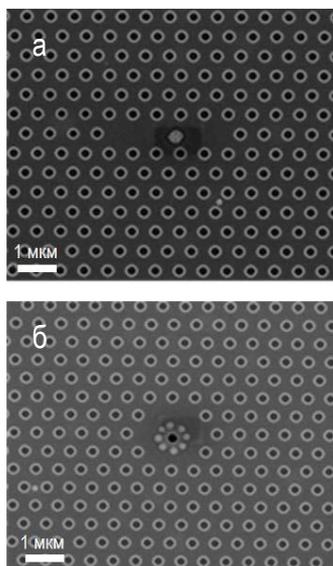


Рис. 1. СЭМ-изображения двумерного ФК со встроенными в микрорезонатор: одиночными GeSi КТ (а) и кольцевыми группами GeSi КТ (б), полученными осаждением 4 монослоев Ge при температуре 700°C

Экспериментальные результаты и обсуждение

Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) были исследованы Ge/Si структуры, выращенные по технологии, описанной в работе [3], и встроенные в фотонные кристаллы с дефектами типа L5 и H5. Из рисунка 1 хорошо видно, что как одиночные КТ, так и группы КТ прецизионно встроены микрорезонаторы. Исследования данных структур методом микро-ФЛ показало, что интенсивность люминесцентного отклика возрастает для образцов с ФК по сравнению с интенсивностью от образцов с упорядоченными кольцевыми группами КТ без ФК. Возрастание интенсивности связано с увеличением эффективности вывода излучения из структуры за счет ФК. Яркие выраженные пики ФЛ от КТ наблюдаются в спектральном диапазоне от 0.9 до 1.0 эВ (рис. 2). С увеличением расстояния между КТ уменьшается интенсивность сигнала от КТ и возрастает интенсивность пиков, связанных со смачивающим слоем, что согласуется с данными,

полученными ранее в работе [3] для одиночных КТ. Падение интенсивности сигнала ФЛ от КТ с увеличением периода вызвано уменьшением числа КТ, попадающих в область фотовозбуждения используемой установки ФЛ. Интенсивность сигнала от КТ для структур с группами КТ выше, чем для одиночных КТ при одном и том же периоде. Однако сигнал ФЛ от групп КТ полностью отсутствует при расстоянии между ними 0.5 мкм, т.к. согласно данным СЭМ зарождения КТ в данном случае не наблюдается. Обнаружено, что для структур с упорядоченными группами КТ, расположенных с периодом 1 мкм относительно друг друга, наблюдается интенсивный сигнал ФЛ с тонкой структурой из резонансных линий в области свечения GeSi КТ (рис. 2, правая панель). Для структур с одиночными КТ подобного эффекта не наблюдалось.

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 16-29-14031 в части создания структур с КТ, встроенными в микрорезонаторы, гранта РФФИ № 18-29-20016-мк в части люминесцентных измерений. Электронно-лучевая литография проводилась на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

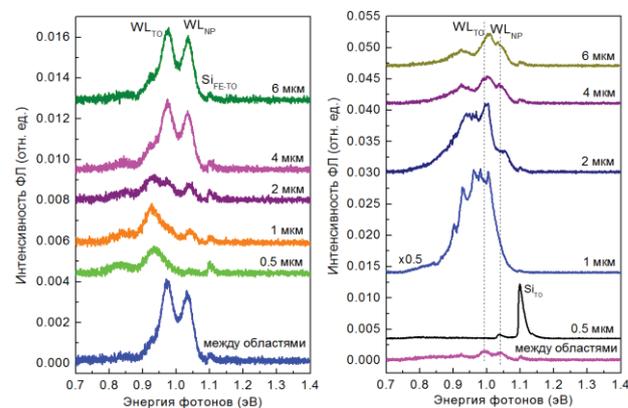


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ при 77 К от Ge/Si структур с одиночными GeSi КТ (слева) и группами GeSi КТ (справа) встроенными в оптический микрорезонатор. Цифры у спектра – период решетки КТ

Литература

1. M. Schatz, F. Hackl, M. Glaser *et al.* // ACS Photonics, V. 4 (3), 665 (2017).
2. M. V. Stepikhova, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 34, 024003 (2019).
3. Ж. В. Смагина, В. А. Зиновьев, Г. К. Кривякин, и др. // ФТП, Т. 52 (9), 1028 (2018).

Вырожденные характеристики полупроводниковых лазеров на квантовых ямах

З.Н. Соколова^{1,*}, Н.А. Пихтин¹, Л.В. Асрян²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

² Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA.

*zina.sokolova@mail.ioffe.ru

Полупроводниковый лазер на квантовых ямах может иметь два порога генерации. Второй порог возникает при большем пороговом токе, чем первый. Выше второго порога у лазерных характеристик появляется вторая ветвь, и характеристики становятся вырожденными. Возникновение второго порога генерации обусловлено возрастанием внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки, которое происходит из-за роста концентрации носителей заряда в волноводной области лазера. Для существования у лазерных характеристик двух ветвей необходимо выполнение определенного соотношения параметров лазерной структуры.

Введение

Современные полупроводниковые лазерные структуры с резонатором Фабри-Перо содержат наноразмерные активные области (в настоящей работе рассматривается активная область, состоящая из квантовых ям (КЯ)), которые окружены более широкозонными объемными волноводными областями (область оптического ограничения – optical confinement layer – OCL) (Рис.1). В таких лазерных структурах электроны и дырки сначала инжектируются из эмиттеров в OCL, а затем с конечной скоростью захватываются в КЯ. При увеличении тока накачки конечность скорости захвата носителей заряда из OCL в КЯ приводит к накоплению носителей в OCL, что является причиной возрастания внутренних оптических потерь в OCL. Нами показано, что конечность скорости захвата в сочетании с зависящими от тока накачки внутренними потерями могут приводить к появлению второго порога генерации лазера, за которым у лазерных характеристик появляется вторая ветвь [1]. Вторая ветвь в лазерах появляется только при выполнении определенного соотношения параметров лазерной структуры. Второй порог генерации у лазера на квантовых точках был предсказан в работах [2,3].

Теоретическая модель

Наша теоретическая модель для расчета лазерных характеристик основывается на решении системы пяти скоростных уравнений, в которых существуют следующие неизвестные величины: объемные (3D) значения концентрации электронов n^{OCL} и дырок p^{OCL} в волноводной области (OCL), двумерные (2D) концентрации электронов n^{w} и дырок p^{w} в КЯ активной области и число фотонов N в лазерной моде. В расчетах мы учитывали а) немгновенность захва-

та носителей заряда из широкозонного OCL в наноразмерную КЯ, б) глобальную электронейтральность носителей заряда, т.е. равенство суммарного заряда электронов в КЯ и в OCL суммарному заряду дырок в этих двух областях; в) влияние на характеристики лазера увеличения внутренних оптических потерь в OCL с ростом тока накачки.

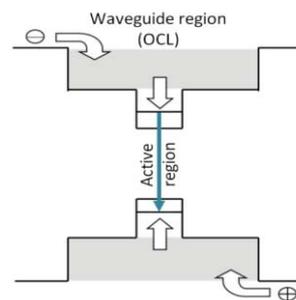


Рис. 1. Схематическое изображение полупроводникового лазера с квантоворазмерной активной областью

Обсуждение лазерных характеристик

Численные расчеты проводились для полупроводниковых лазерных структур с одной InGaAs напряженной QW толщиной 50 \AA , излучающей на длине волны 1.01 мкм ; волноводная область (OCL) представляла собой слой GaAs толщиной 0.8 мкм , эмиттерами являлись слои твердого раствора $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. В расчетах были использованы следующие параметры: длина резонатора Фабри-Перо 0.15 см ; ширина полоскового контакта лазера 100 мкм , скорости захвата из OCL в пустую КЯ для электронов $v_{n,0} = 2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, для дырок $v_{p,0} = 10^6 \text{ см/с}$; в OCL и в эмиттерах сечения поглощения света электронами $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, дырками $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$; концентрация легирующей примеси в n -

эмиттере $n^{cl} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в p -эмиттере $p^{cl} = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Были получены зависимости двумерных концентраций электронов и дырок в КЯ (n^{QW}, p^{QW}) (Рис.2) и трехмерных концентраций электронов и дырок в OCL (n^{OCL}, p^{OCL}) (Рис.3) от плотности тока накачки

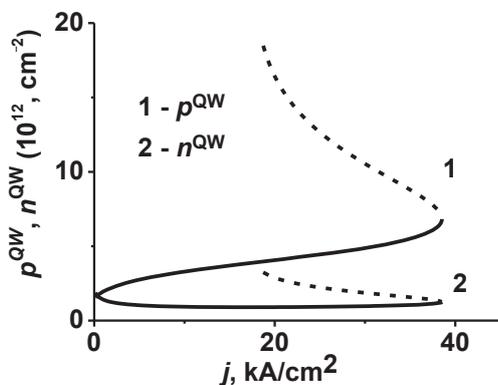


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов и дырок в квантовой яме от плотности тока накачки

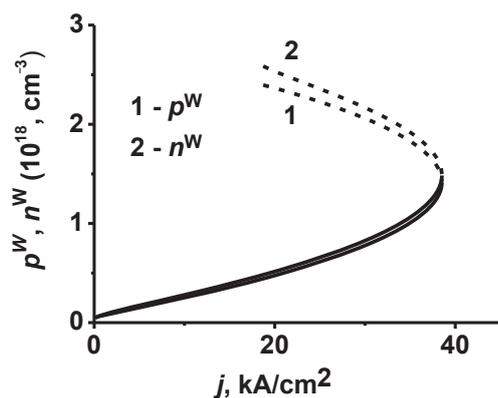


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов и дырок в волноводной области от плотности тока накачки

j . Проведенные расчеты показали, что начиная с некоторой плотности тока накачки $j = j_{th(2)}$, которая значительно превышает плотность тока начала генерации $j_{th(1)}$ ($j_{th(1)}$ – первый порог генерации, $j_{th(2)}$ – второй порог генерации), появляется второе независимое стационарное решение. При $j > j_{th(2)}$ вычисленные физические величины становятся вырожденными. Это приводит к появлению в зависимостях физических величин от плотности тока накачки двух ветвей: первая ветвь соответствует плотностям токов накачки от первого порога генерации $j_{th(1)}$ до срыва генерации при $j_{срыва}$, вторая ветвь – от второго порога $j_{th(2)}$ также до $j_{срыва}$.

Из Рис.2 и Рис.3 видно, что для первой ветви концентрации электронов и дырок в КЯ и OCL возраст-

тают с ростом плотности тока накачки, а для второй ветви концентрации электронов и дырок уменьшаются. Для второй ветви на втором пороге при $j_{th(2)}$ концентрации как электронов, так и дырок существенно превосходят концентрации, соответствующие первой ветви. Таким образом, при достижении второго порога генерации в лазерной структуре возможен фазовый переход, приводящий к резкому возрастанию концентрации носителей заряда в КЯ и в OCL.

На Рис. 4 приведена оптическая мощность лазера в зависимости от плотности тока накачки - ватт-амперная характеристика лазера (ВтАХ), которая имеет вид "лепестка". При достижении второго порога генерации мощность первой ветви ВтАХ начинает насыщаться и далее убывает, в то время, как мощность второй ветви резко возрастает.

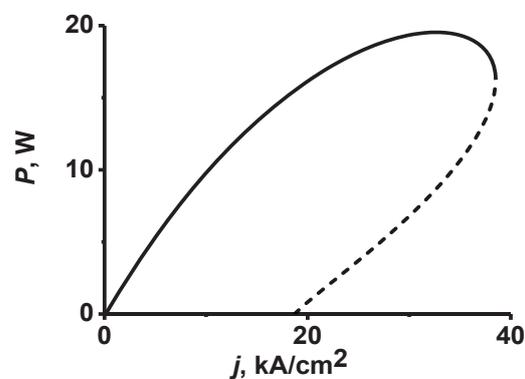


Рис. 4. Ватт-амперная характеристика лазера

Заключение

В полупроводниковом лазере на квантовых ямах, параметры которого удовлетворяют определенным условиям, возможно возникновение второго порога генерации, за которым у различных лазерных характеристик, зависящих от тока накачки, появляется вторая ветвь – лазерные характеристики становятся вырожденными. Обнаружено различное поведение физических характеристик лазера в зависимости от плотности тока накачки для первой и второй ветвей.

Литература

1. Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, L.V. Asryan. // Journal of Lightwave Technology, V. 36, 2295, (2018).
2. L.V. Asryan, S.Luryi. // Appl. Phys. Lett., V. 83, 5368, (2003).
3. L.V. Asryan, S.Luryi. // IEEE J. Quant. Electron., V. 40, 833 (2004).

Прогресс в создании квантово-каскадных лазеров инфракрасного и терагерцового диапазона

Г.С. Соколовский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
gs@mail.ioffe.ru

В докладе обсуждается прогресс в создании квантово-каскадных лазеров инфракрасного и терагерцового диапазона. Особое внимание уделено результатам исследования квантово-каскадных лазеров, все технологические операции по созданию которых выполнены в нашей стране.

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ), со времени первой публикации в 1971 [1] и практической реализации в 1994 году [2], привлекают к себе пристальное внимание. На сегодняшний день по этой тематике опубликовано более 8 тысяч работ, процитированных более 130 тысяч раз по данным Web of Science. ККЛ, созданные к настоящему времени, генерируют излучение в среднем инфракрасном и терагерцовом спектральном диапазоне. Их основным отличием от «лазерных диодов», является униполярность. Иными словами, ККЛ используют только один тип носителей и излучение фотонов происходит при переходе электронов между уровнями размерного квантования в зоне проводимости. По этой причине структуры ККЛ чрезвычайно сложны для практической реализации – это объясняется как количеством слоев, на два порядка превышающим аналогичный показатель в «обычном» полупроводниковом лазере, так и необходимостью поддержания однородности слоев в течение длительного эпитаксиального роста. Объясняемое этим значительное отставание отечественных ученых в создании ККЛ удалось заметно сократить в течение последних лет. В докладе обсуждаются результаты исследования ККЛ, все технологические операции по созданию которых выполнены в нашей стране. Помимо демонстрации лазерной генерации в четырехсклолотой [3] и полосковой геометрии [4] при комнатной температуре, будет обсуждаться демонстрация генерации при повышенных температурах (до $+65^{\circ}\text{C}$) [5], а также еще не опубликованные результаты по достижению оптической мощности более 0.5 Вт и одночастотной генерации с подавлением боковых мод более 25 дБ.

Помимо достигнутых успехов, перспектив развития и применения ККЛ среднего ИК диапазона, в докладе обсуждаются два метода создания компактных источников ТГц-излучения: квантово-каскадный лазер с прямой генерацией терагерцового излучения и нелинейное преобразование излучения на разностной частоте в двухчастотном ККЛ среднего ИК диапазона. Принцип действия ТГц-ККЛ прямой генерации аналогичен ККЛ среднего ИК диапазона. В связи с этим они имеют принципиальный недостаток, связанный с тем, что энергия ТГц фотона мала по сравнению с тепловым уширением энергетических уровней при комнатной температуре, что делает невозможным создание инверсной заселенности уровней при повышенных температурах. Максимальная достигнутая на сегодняшний день рабочая температура ТГц-ККЛ этого типа не достигает 200 К [6]. Этому недостатку лишены ТГц-ККЛ разностной генерации, поскольку их компонентами являются ККЛ, работающие в среднем ИК-диапазоне, где энергия оптического перехода на порядок превосходит тепловую энергию, что позволяет создавать лазерные источники ТГц-излучения при комнатной температуре [7]. К сожалению, из-за несоблюдения фазового синхронизма в ТГц-ККЛ разностной генерации используют так называемую Черенковскую схему фазового согласования. Вывод излучения при этом требует создания скошенной выходной грани, что существенно усложняет технологию изготовления таких лазеров. В конце доклада обсуждаются наметившиеся тренды развития и перспективные пути совершенствования характеристик квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона.

Автор благодарит Минобрнауки (уникальный идентификатор RFMEFI61617X0074).

Литература

1. Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис // ФТП **5**, 797 (1971).
2. J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco *et al.* // Science **264**, 553 (1994).
3. В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, В.Ю. Мыльников, *и др.* // Оптика и спектроскопия **125**(3), 387 (2018).
4. В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, В.Ю. Мыльников, *и др.* // ЖТФ **88**(11), 1708 (2018).
5. В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, В.Ю. Мыльников, *и др.* // ФТТ **60**(11), 2251 (2018).
6. S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan *et al.* // Opt. Exp. **20**, 3866 (2012).
7. M.A. Belkin, Q.J. Wang, C. Pflügl, *et al.* // IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron. **15**, 952 (2009).