

Рис. 2. Зависимость мощности генерации от безразмерного тока накачки Q для различных параметров резонансно-туннельного диода: сплошная линия — численное решение; штриховая — аналитическое решение.

где

$$x = 1 + \frac{\tilde{E}^2(\Gamma^2 - \delta^2)}{(\Gamma^2 + \delta^2)^2}, \quad y = \frac{2\delta\Gamma\tilde{E}^2}{(\Gamma^2 + \delta^2)^2}, \quad \tilde{E} = eEa.$$

Это дает возможность найти зависимость мощности генерации от параметров резонансно-туннельного диода и тока накачки Q (рис. 2). Из рисунка видно, что в "квантовом режиме" ($\delta > \Gamma$) генератор обнаруживает жесткий режим генерации и проявляет гистерезис.

4. Нелинейная теория резонансно-туннельного диода с использованием численного решения уравнения Шрёдингера

Для численного решения уравнения Шрёдингера использовались два метода. В первом [10] решалась система уравнений для парциальных волновых функций, полученная в [11]; во втором находилось решение непосредственно временного уравнения Шрёдингера [12]. На рисунке 3 приведены рассчитанные зависимости амплитуды генерации от безразмерного тока накачки Q в "классическом" и "квантовом" режимах генерации резонансно-туннельного диода. Видно, что в "квантовом" режиме генерация идет более эффективно, и при достижении полей $eEa/\Gamma > 4$ амплитуда поля в "квантовом" режиме становится больше, чем амплитуда поля в "классическом" режиме.

Таким образом, приведенные выше точные аналитические и численные выражения для токов поляризации, определяющих усиление и частоту генерации резонансно-туннельного диода, показывают, что генерация резонансно-туннельного диода возможна в двух режи-

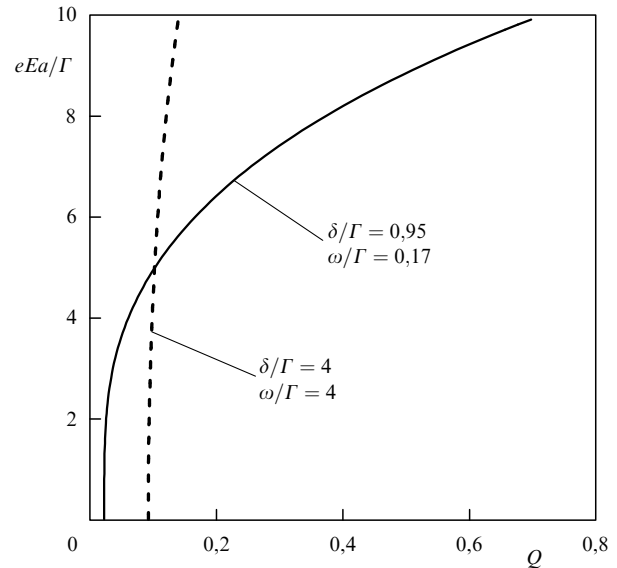


Рис. 3. Рассчитанные зависимости амплитуды генерации от безразмерного тока накачки Q в "классическом" и "квантовом" режимах генерации резонансно-туннельного диода.

мах: в "классическом" и "квантовом". При этом резонансно-туннельный диод в новом "квантовом" режиме способен давать генерацию высокой мощности на сверхвысоких частотах, допуская перестройку частоты в широких пределах.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект АО133), при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 99-1140) Миннауки РФ.

Список литературы

1. Esaki L, Tsu R *Appl. Phys. Lett.* **22** 562 (1973)
2. Келдыш Л В *ФТТ* **4** 2265 (1962)
3. Brown E R et al. *Appl. Phys. Lett.* **55** 1777(1989); **58** 2291 (1991)
4. Frensley W R *Rev. Mod. Phys.* **62** 745 (1990)
5. Liu H C, Sollner T C L G *Semicond. Semimet.* **41** 359 (1994)
6. Liu H C *Phys. Rev. B* **43** 12538 (1991); erratum **48** 4977 (1993)
7. Elesin V F *Phys. Low-Dim. Struct.* (5/6) 79 (1998)
8. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **116** 704 (1999)
9. Elesin V F *Phys. Low-Dim. Struct.* (2000) (в печати)
10. Elesin V F, Krashennnikov A V *Phys. Low-Dim. Struct.* (7/8) 65 (1999)
11. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **112** 483 (1997)
12. Елесин В Ф, Подливаев А И, Катеев И Ю *ФТП* (2000) (принята к печати)

PACS numbers: 73.20.Dx, 73.23.-b, 73.25.+i, 73.40.-c

Эффекты экситон-электронного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами, содержащими двумерный электронный газ

В.П. Кочерешко, Р.А. Сурис, Д.Р. Яковлев

До недавнего времени считалось, что влияние электронного (дырочного) газа на экситонные состояния сводится исключительно к разрушению последних путем экранирования или заполнения фазового пространства и к

рассеянию экситонов электронами (дырками). Однако в 1993 г. [1] в структурах с квантовыми ямами было обнаружено, что процессы взаимодействия экситонов с электронным газом могут быть гораздо богаче. Результатом такого взаимодействия могут являться связанные состояния экситона и электрона (дырки) — *трионы*, а также комбинированные экситон-электронные процессы — *комбинированный экситон-циклотронный резонанс* [2]. Ниже рассмотрены экспериментальные проявления взаимодействия экситонов с двумерным электронным газом (2DEG) в структурах с квантовыми ямами при относительно небольших плотностях электронов, когда энергия Ферми двумерного электронного газа не превышает энергии связи триона.

В данной работе использовались структуры на основе ZnSe/Zn_{0,89}Mg_{0,11}So_{0,18}Se_{0,82} и CdTe/Cd_{0,7}Mg_{0,3}Te с одиночной квантовой ямой шириной 8 Å, дельта-легированные донорами на расстоянии 10 Å от квантовой ямы. Поверхностная плотность электронов в квантовой яме варьировалась от 10⁹ до 5 × 10¹¹ см⁻². Исследовались спектры отражения, фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции в магнитных полях до 8 Тл в геометрии Фарадея.

На рисунке 1а представлены типичные спектры отражения (*R*) и фотолюминесценции (*PL*), снятые от специально нелегированной структуры с одиночной квантовой ямой на основе ZnSe/ZnMgSSe. В спектре отражения этого образца при энергиях около 2,82 эВ ярко проявляется линия отражения квазидвумерного экситона в квантовой яме (*X*).

В спектре отражения легированной структуры с квантовой ямой на основе ZnSe/ZnMgSSe (рис. 1б) наблюдаются уже две линии. Это по-прежнему линия отражения квазидвумерного экситона *X* и новая линия отражения *X*⁻, сдвинутая на 5 мэВ в длинноволновую сторону относительно линии *X*. Мы связываем линию отражения *X*⁻ с проявлением заряженного экситон-электронного комплекса — триона, представляющего собой связанное состояние экситона и электрона. Под-

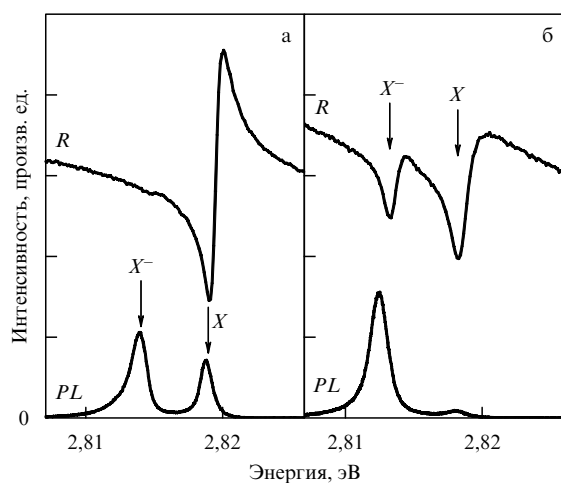


Рис. 1. Спектры отражения (*R*) и фотолюминесценции (*PL*) в области экситонного (*X*) и трионного (*X*⁻) резонансов, снятые от структур с одиночной квантовой ямой шириной 8 Å на основе ZnSe/Zn_{0,89}Mg_{0,11}So_{0,18}Se_{0,82}: (а) нелегированная структура; (б) модулированно-легированная структура с плотностью электронов $n_e = 6 \times 10^{10}$ см⁻².

робно трионные состояния в структурах с квантовой ямой на основе ZnSe были исследованы в [3, 4].

В спектрах фотолюминесценции (*PL*) обеих структур наблюдаются как линия *PL* экситона, так и линия *PL* триона. Это связано, во-первых, с небольшим уровнем фоновых примесей в специально нелегированной структуре, а во-вторых, с коротким временем связывания экситона с электроном, сравнимым с временем излучательной рекомбинации экситона. Малость времени формирования триона подтверждается спектром фотолюминесценции легированной структуры (рис. 1б), в котором интенсивность *PL* триона значительно превосходит интенсивность *PL* экситона.

Важным свойством трионных состояний является сильная циркулярная поляризация их линий в спектрах отражения и поглощения в магнитном поле. На рисунке 2 представлены спектры отражения от структуры с квантовой ямой на основе ZnSe/ZnMgSSe с плотностью электронов $n_e \propto 6 \times 10^{10}$ см⁻², снятые в магнитном поле 7,5 Тл в двух циркулярных поляризациях: σ^+ и σ^- . Видно, что линия отражения триона *X*⁻ проявляется только в поляризации σ^+ и практически полностью отсутствует в спектре отражения в поляризации σ^- . Такая сильная циркулярная поляризация трионных линий связана с тем, что основное состояние триона является синглетом, т.е. два составляющих трион электрона имеют противоположно направленные спины [1, 5]. В результате, в достаточно сильном магнитном поле, когда все электроны в двумерном электронном газе поляризованы по спину, трион может проявляться только в одной циркулярной поляризации падающего фотона. Триплетное состояние триона в малых магнитных полях не является связанным и не наблюдается.

Экситонная линия отражения в магнитном поле также оказывается циркулярно поляризованной (линия *X* на рис. 2). В отличие от трионной линии степень

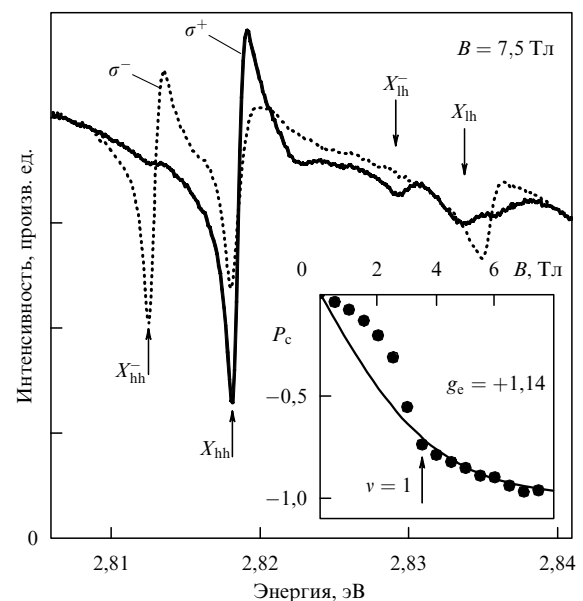


Рис. 2. Спектры отражения в области экситонного (*X*_{hh}) и трионного (*X*_{h-}) резонансов, снятые от структуры с одиночной квантовой ямой на основе ZnSe/ZnMgSSe с плотностью электронов $n_e = 6 \times 10^{10}$ см⁻² в магнитном поле 7,5 Тл в правой и левой циркулярных поляризациях. На вставке — зависимость степени поляризации линии отражения триона от магнитного поля.

поляризации экситонной линии не превышает 25%. Циркулярная поляризация линий отражения и поглощения экситона проявляется только в структурах с квантовыми ямами при наличии дополнительных электронов и отсутствует в нелегированных структурах. Она связана именно с наличием дополнительных электронов. Можно указать две причины для циркулярной поляризации экситонной линии в спектрах отражения и поглощения. Одна из них связана с процессами рассеяния экситона двумерным электронным газом [6, 7]. Другая причина может быть связана с перераспределением силы осциллятора между экситонным и трионным состояниями (см. ниже).

Помимо связанных экситон-электронных состояний, в спектрах отражения и возбуждения фотолюминесценции модулировано-легированных структур с квантовыми ямами можно наблюдать проявление комбинированных экситон-электронных процессов, когда процесс фоторождения экситона сопровождается возбуждением дополнительного электрона из состояний под уровнем Ферми двумерного электронного газа в состояния над уровнем Ферми. Энергия таких переходов, естественно, превышает энергию чисто экситонного перехода.

Примером комбинированных процессов в присутствии магнитного поля может служить комбинированный экситон-циклотронный резонанс (E_{xCR}), когда падающий фотон рождает экситон и одновременно вызывает переход дополнительного электрона между уровнями Ландау. В структурах с квантовыми ямами в магнитном поле, когда энергетический спектр электронов становится дискретным, такие процессы проявляются в виде узких линий в спектрах отражения, поглощения и возбуждения фотолюминесценции. Интенсивность этих линий может достигать интенсивности чисто экситонных переходов.

На рисунке 3 представлена зависимость энергии комбинированных экситон-электронных переходов с возбуждением дополнительного электрона с нулевого на первый уровень Ландау от магнитного поля. Видно, что энергия перехода линейно зависит от магнитного

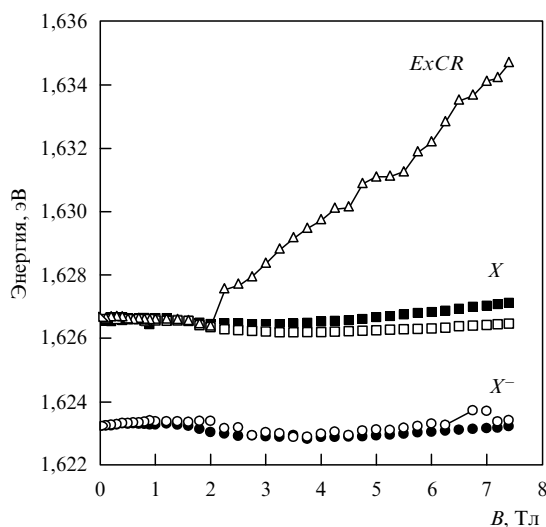


Рис. 3. Зависимость энергетического положения линий поглощения экситона (X), триона (X^-) и комбинированного экситон-циклотронного резонанса (E_{xCR}) от магнитного поля для структуры с квантовой ямой на основе ZnSe с плотностью электронов $4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

поля, примерно как циклотронная энергия электрона [2]. В спектрах отражения и возбуждения фотолюминесценции удается наблюдать несколько линий E_{xCR} , соответствующих переходам дополнительного электрона с нулевого на первый, на второй и т.д. уровни Ландау.

С уменьшением магнитного поля все линии E_{xCR} сгущаются вблизи линии экситонного резонанса. В нулевом магнитном поле комбинированные экситон-электронные процессы представляют собой процессы фоторождения экситона с одновременным рождением пар: электрон над уровнем Ферми — дырка под уровнем Ферми. Эти процессы формируют коротковолновое крыло экситонной линии поглощения. В магнитном поле они превращаются в E_{xCR} -процессы, при этом экситонная линия поглощения сужается, а из ее коротковолнового крыла появляются узкие линии E_{xCR} [8].

С ростом плотности двумерных электронов простая картина, когда в спектрах отражения или поглощения присутствуют две неизменные линии экситона и триона, меняется. Во-первых, интенсивность экситонной линии падает с ростом плотности электронов, тогда как интенсивность трионной линии растет. При некоторой плотности электронов, когда энергия Ферми (1–3 мэВ) становится порядка энергии связи триона (3–5 мэВ), но все еще гораздо меньше энергии связи экситона (20–30 мэВ), экситонная линия вообще исчезает из спектра. Эта картина плохо согласуется с представлениями о том, что слабосвязанное состояние (трион) должно разрушаться электронным газом (благодаря экранированию или заполнению фазового пространства) при меньших плотностях электронов, чем сильно связанное состояние (экситон).

Более того, с ростом плотности электронов наблюдается рост энергии связи триона пропорционально энергии Ферми двумерного электронного газа, что выглядит парадоксально в рамках наших представлений об экранировании (рис. 4). Однако с ростом температуры (вплоть до 35 К), когда трионные состояния разрушаются, картина возвращается к исходной: экситонная линия вновь усиливается, а энергия связи триона падает. Этот факт указывает на то, что все эти аномальные явления следует связывать не с электронами, а с трионами.

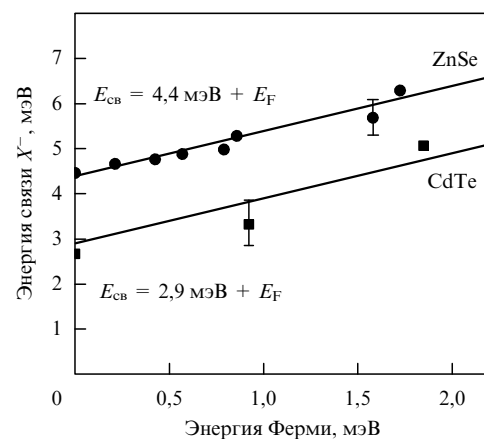


Рис. 4. Зависимость энергии связи триона от уровня Ферми двумерного электронного газа для структур с квантовыми ямами на основе ZnSe и CdTe.

Мы объясняем подобное поведение взаимодействием экситонных и трионных мод. Благодаря тому, что энергия связи триона мала по сравнению с энергией связи экситона и близка к однородному и неоднородному уширению экситона, можно рассматривать экситонное и трионное состояния как имеющие почти одну и ту же энергию. Тогда экситон может легко превратиться в трион, захватив дополнительный электрон, а трион может легко превратиться в экситон, потеряв электрон. Если такой процесс является когерентным, то имеет место смешивание мод. Теперь нельзя считать экситон и трион независимыми возбуждениями, а следует рассматривать смешанные экситон-трионные моды. С ростом плотности электронов такое перемешивание экситонных и трионных возбуждений становится все сильнее, что проявляется в перераспределении силы осциллятора экситона и триона, а также в увеличении энергетического зазора между этими двумя линиями.

Нами была построена теория таких смешанных экситон-трионных возбуждений, показавшая хорошее количественное и качественное согласие с экспериментом.

Список литературы

1. Kheng K et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1752 (1993)
2. Yakovlev D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 3974 (1997)
3. Astakhov G V et al. *Phys. Rev. B* **60** R8485 (1999)
4. Yakovlev D R et al., in *Nanostructures: Physics and Technology* (Seventh Intern. Symp. St. Petersburg, Russia, 1999) p. 393
5. Wittaker D M, Shields A J *Phys. Rev. B* **56** 15185 (1997)
6. Kocherehko V P et al., in *Proc. of 23th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductores* (Berlin, Germany, 1996) p. 1943
7. Kochereshko V P et al. *Superlattices and Microstructures* **21** 269 (1998)
8. Kochereshko V P et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 826 (1998)

PACS numbers: 79.60.Jv, 85.30.Vw, **85.60.-q**

Оптические свойства напряженных гетероструктур на основе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$

З.Ф. Красильник, А.В. Новиков

1. Введение

В результате исследований самых разнообразных низкоразмерных структур на основе кремния в последние годы появилось и закрепилось направление, именуемое кремниевая оптоэлектроника (Si-based optoelectronics). Кремний и германий, как известно, являются непрямозонными материалами. Процессы излучательной рекомбинации в них затруднены. Однако в низкоразмерных структурах на основе кремния и германия можно ожидать проявления целого ряда новых особенностей в излучении света.

В настоящее время развивается несколько направлений исследований новых механизмов эффективной люминесценции света кремнием. Первое из них — это разнообразные структуры на основе пористого кремния и нанокластеров кремния, встроенных в более широкозонный материал. На пористом кремнии получена фото- и электролюминесценция в области энергий от 1 до 2,5 эВ [4], созданы первые макеты интегральных схем со

светодиодами, включенными в цепи управляющих транзисторов [5].

Второе направление — это кремний, легированный редкоземельными элементами. Излучение света связано с внутрицентровыми переходами в редкоземельных элементах. На кремнии, легированном эрбием, получена фото- и электролюминесценция в области 1,55 мкм в широком интервале температур, вплоть до комнатной [6]. Для создания высоколегированных структур со сложным профилем очень удачной оказалась МЛЭ-технология с сублимационными источниками [7]. Появилось сообщение о наблюдении лазерной генерации с оптической накачкой [8].

Третье направление — гетероструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками на основе прямозонных полупроводников группы A_3B_5 , выращенные на кремниевой подложке. В работе [9] представлены первые результаты наблюдения фотолюминесценции с длиной волны 1,3 мкм на структуре, представляющей собой спонтанно сформированные квантовые точки InAs на кремниевой подложке.

Наконец, еще одно активно разрабатываемое направление — это наноструктуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ на кремнии. Особый интерес вызывают структуры с самоорганизующимися наноструктурами $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, в которых наблюдается интенсивная фотолюминесценция в области 1,55 мкм [10].

Ниже излагаются результаты исследований роста самоорганизующихся наноструктур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ на $\text{Si}(100)$. Обсуждаются особенности фотолюминесценции структур с наноструктурами, приводится описание механизма квазипрямозонных оптических переходов в них. Наряду с законченными результатами исследований затрагиваются вопросы проблемного характера, касающиеся прямозонной излучательной рекомбинации в низкоразмерных структурах на основе твердых растворов $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$.

2. Рост и характеристика наноструктур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ на $\text{Si}(100)$

Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на кремниевых подложках, ориентированных в плоскости (100), при температуре роста 550–700 °С. Кремний и германий испарялись с помощью электронных пушек. Первоначально на подложке выращивался буферный слой кремния толщиной около 200 нм. Далее осаждался слой германия с эквивалентной толщиной до 13 условных монослоев (МС). Данные структуры использовались для исследования параметров островков с помощью атомно-силового и электронного микроскопов. Для проведения оптических исследований структуры закрывались слоем кремния толщиной 100 нм.

Рост германия на кремнии при 700 °С хорошо описывается механизмом Странского–Крастанова. Гетерограница Si и Ge является в общем случае напряженной вследствие несоответствия периодов решетки гетеропары, отличающихся на 4,2%. Псевдоморфный рост первых 4–5 МС германия (смачивающего слоя) сменяется, при последующем осаждении германия, на рост трехмерных образований — так называемых hut-кластеров [11], т.е. наноструктур, представляющих собой четко ограниченные пирамидки с плоскостями типа {105} в качестве боковых граней.