

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ ПРИМЕСИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В СИСТЕМЕ КВАНТОВЫХ ЯМ

Ю.А.Алещенко¹⁾, И.П.Казаков, В.В.Капаев, Ю.В.Копаев, Н.В.Корняков,
А.Е.Тюрин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 1998 г.

Экспериментально обнаружено радикальное изменение энергии ионизации донорной примеси Si при передислокации электронной волновой функции в двухъямной гетероструктуре GaAs/AlGaAs в электрическом поле. При изменении напряжения на структуре менее чем на 1 В энергия ионизации примеси уменьшается от 15,5 мэВ до нуля. Эффект Штарка привел бы к изменению энергии ионизации, не превышающему 3 мэВ.

PACS: 71.50.+t, 73.20.Dx, 78.55.Cr

Квантовая интерференция электронных состояний связанных квантовых ям (КЯ) делает систему весьма чувствительной к внешним воздействиям. В этих условиях даже сравнительно небольшого внешнего электрического поля, приложенного параллельно оси роста структуры, достаточно для радикального изменения вида электронных волновых функций (ВФ) и их передислокации из одной КЯ в другую, что отражается на большинстве физических характеристик системы. В работе [1] был предсказан эффект изменения энергии ионизации примеси E_{imp} при передислокации электронной ВФ в системе КЯ. Этот эффект обусловлен инверсией нижних энергетических подзон размерного квантования туннельно связанных КЯ при их антикроссинге во внешнем электрическом поле. В результате инверсии локализованное состояние электрона на примесном атоме, которое формируется, в основном, из состояний нижней подзоны, изменяет свою энергию связи и форму ВФ. В настоящей работе представлено экспериментальное подтверждение эффекта интерференционной ионизации донорной примеси при передислокации в двухъямной структуре GaAs/AlGaAs.

Исследуемая структура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs(100) с буферным слоем GaAs толщиной 1 мкм. Активная область структуры, заключенная между нелегированными спейсерами $Al_{0.34}Ga_{0.66}As$ толщиной по 200 Å, включала нижнюю нелегированную КЯ шириной 57 Å, барьерный слой $Al_{0.34}Ga_{0.66}As$ толщиной 34 Å и верхнюю КЯ шириной 79 Å, содержащую в центре δ-слой Si ($n = 6.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). На верхний спейсер наращивались легированные Si слой $n^+Al_{0.34}Ga_{0.66}As$ ($\approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и защитный слой n^+GaAs ($1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 200 и 100 Å, соответственно. Верхний и нижний электроды формировались путем напыления полупрозрачной пленки Ni через маску с последующим травлением структуры вокруг пленки до буферного слоя n^+GaAs .

Параметры структуры были выбраны таким образом, чтобы, в соответствии с [1], обеспечить наиболее благоприятные условия для осуществления электронной пере-

¹⁾ e-mail: yuriale@sci.lebedev.ru

дислокации во внешнем электрическом поле из ближайшей к поверхности легированной КЯ в более удаленную и более узкую нелегированную КЯ.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) в интервале температур 20 – 90 К возбуждались излучением Ag^+ -лазера с длиной волны 4880 Å, анализировались двойным монохроматором ДФС-24 и регистрировались ФЭУ-79 в режиме счета фотонов.

Измерение E_{imp} в системах КЯ затруднено несколькими факторами: сложностью спектра ФЛ многоямных структур, доминирующей ролью экситонной ФЛ по сравнению со слабыми пиками межзонных переходов (от которых должна отсчитываться E_{imp}), а также полевой зависимостью большинства излучательных переходов. В этой связи идентификация пиков ФЛ исследуемой структуры проводилась путем сравнения экспериментальных спектров, снятых при различных температурах и интенсивностях возбуждающего излучения, с результатами теоретического расчета, основанного на решении уравнений Шредингера и Пуассона.

Профиль потенциала КЯ исследуемой структуры, а также ВФ для нижних подзон энергетического спектра электронов и тяжелых дырок при нулевом приложенном напряжении ($U = 0$) представлены на рис.1. Как видно из рис.1, искажение потенциального рельефа встроенным полем приводит к тому, что ВФ электронов и дырок в основном состоянии (кривые 1) оказываются локализованными в разных КЯ. В результате интеграл перекрытия для переходов между первыми подзонами размерного квантования электронов и тяжелых дырок ($c1 - h1$) оказывается значительно меньше, чем для переходов между второй подзоной электронов и первой подзоной тяжелых дырок ($c2 - h1$), а также первой подзоной электронов и второй подзоной тяжелых дырок ($c1 - h2$), для которых ВФ локализованы в одной КЯ.

Спектр ФЛ описанной структуры, снятый при $U = 0$, температуре 20 К и плотности мощности на образце 4 Вт/см², представлен на рис.2а (сплошная линия). В спектре доминирует узкий пик с максимумом при 1,599 эВ, к которому со стороны низких энергий примыкает широкая полоса, содержащая вклады нескольких перекрывающихся пиков. Разложение спектра на составляющие дает шесть гауссовых контуров (показаны на рисунке штриховыми линиями; штрих-пунктирная линия — суммарный контур). Из рисунка видно, что аппроксимация шестью гауссианами хорошо воспроизводит измеренный спектр.

Сравнение экспериментальных данных с результатами теоретического расчета позволяет отнести пики в области 1,599, 1,588 и 1,576 эВ к экситонным переходам $c2 - h1$, $c1 - h2$ и $c1 - h1$, соответственно. Большая интенсивность пиков, отвечающих переходам $c2 - h1$ и $c1 - h2$, коррелирует с результатами расчетов распределения ВФ, приведенными на рис.1. Подобное аномальное соотношение интенсивностей переходов $c2 - h1$, $c1 - h2$ и $c1 - h1$ ранее наблюдалось в спектрах ФЛ δ -легированных одиночных КЯ AlGaAs/InGaAs/GaAs при комнатной температуре [2] и было объяснено сильной асимметрией потенциального рельефа.

Пики с максимумами при 1.566, 1.552 и 1.543 эВ соответствуют переходам с энергиями, меньшими энергии экситонного перехода $c1 - h1$ (1.576 эВ), поэтому их связь с примесями представляется наиболее вероятной. В диапазоне температур 20 – 90 К все более чем двухчастичные электрон-примесные комплексы должны быть ионизованы. В частности, подвергаются термической диссоциации дающие наибольший вклад в примесную ФЛ при низких температурах [3] комплексы экситонов, связанных с нейтральными примесями. В силу этого обстоятельства ближайший к

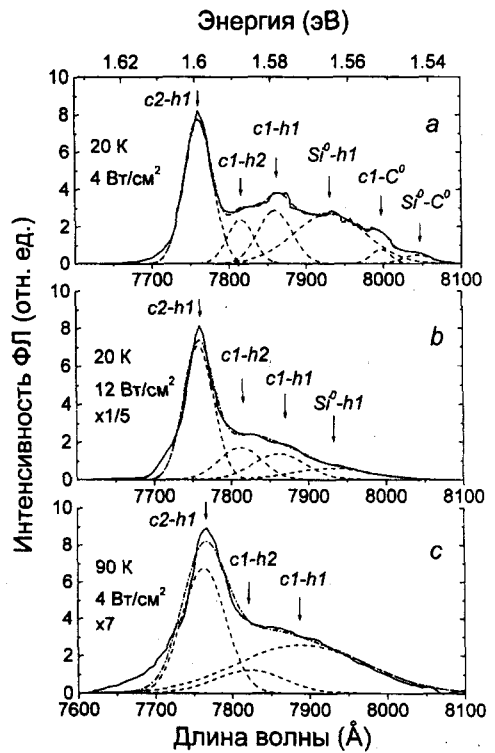
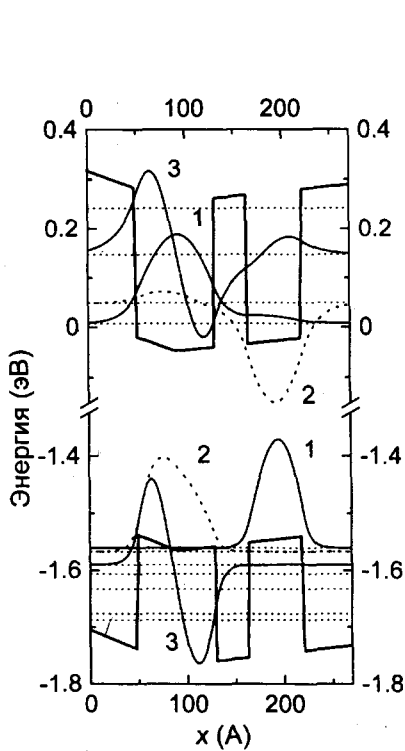


Рис.1. Профиль потенциала в области КЯ исследуемой структуры и энергетические подзоны, а также рассчитанные ВФ для нижних подзон электронов и тяжелых дырок при нулевом приложенном напряжении. Номера кривых соответствуют номерам подзон. Масштаб энергий валентной зоны увеличен для лучшей различимости деталей

Рис.2. Спектр фотолюминесценции двухъямной структуры GaAs/AlGaAs без внешнего поля при температуре 20 К и плотности мощности возбуждающего излучения на образце 4 Вт/см^2 (а), а также трансформации спектра при температуре 90 К (б) и плотности мощности возбуждающего излучения на образце 12 Вт/см^2 (с). Штриховыми линиями показаны гауссовы контуры, используемые для аппроксимации спектров, штрих-пунктирной линией изображены результирующие контуры

экситонному переходу $c1 - h1$ (1.576 эВ) пик при 1.566 эВ, скорее всего, обусловлен переходами электронов с нейтральных атомов примеси Si в нижнюю подзону тяжелых дырок ($Si^0 - h1$).

Соседний с переходом $Si^0 - h1$ (1.566 эВ) пик при 1.552 эВ отстоит от пика $c1 - h1$ (1.576 эВ) на 24 мэВ. В спектрах ФЛ КЯ GaAs шириной 70 \AA при температуре 20 К также наблюдался пик, который находился в этом случае на 26 мэВ ниже по энергии, чем пик экситонного перехода $c1 - h1$ [4]. Этот пик был обусловлен остаточной акцепторной примесью углерода C в нейтральном зарядовом состоянии ($c1 - C^0$). Так как основным фоновым акцептором в наших образцах также является C, то естественно связать пик при 1.552 эВ с переходом $c1 - C^0$. Оставшийся пик при 1.543 эВ имеет наименьшую интенсивность в спектре, к тому же он близок по энергии к пику $c1 - C^0$, поэтому его положение определено с самой низкой точностью. Однако то обстоятельство, что его сдвиг по энергии от пика $c1 - C^0$ близок к сдвигу пика $Si^0 - h1$ относительно пика $c1 - h1$, позволяет отнести пик при 1.543 эВ к переходу

между основными состояниями нейтральных доноров Si и акцепторов C, то есть, $Si^0 - C^0$.

Для подтверждения примесной природы пиков в области низких энергий проводились измерения зависимости спектров ФЛ от интенсивности возбуждающего излучения и температуры. С ростом плотности мощности возбуждающего излучения наблюдается быстрое насыщение интенсивности пиков в области низких энергий, связанное с конечным числом доноров Si и акцепторов C в КЯ. В качестве примера на рис.2b приведен спектр ФЛ структуры, снятый при плотности мощности возбуждающего излучения 12 Вт/см^2 и усилении, в 5 раз меньшем, чем в спектре на рис.2а. Действительно, с ростом мощности возбуждающего излучения вклад пиков со стороны низких энергий уменьшается по сравнению с вкладом перехода $c1 - h1$, что подтверждает связь этих пиков с примесями. Одновременно быстро возрастают интенсивности узкого пика, отнесенного нами к переходу $c2 - h1$, и пика перехода $c1 - h2$, что связано со слабой равновесной заселенностью подзон $c2$ и $h2$ и, соответственно, с возможностью ее резкого изменения уже при слабом возбуждении. Отметим, что из-за малой интенсивности пиков в области низких энергий спектра на рис.2b хорошая аппроксимация в этой области обеспечивается при учете одного пика, отнесенного нами к переходу $Si^0 - h1$, вместо трех, как на рис.2а.

При увеличении температуры наблюдается ослабление спектров ФЛ, связанное с ростом вероятности термического заброса носителей из ямы в барьерные слои, причем интенсивность спектра со стороны низких энергий уменьшается быстрее. Трансформацию спектров ФЛ с ростом температуры иллюстрирует спектр на рис.2с, снятый при 90 К и усилении, в 7 раз большем, чем для спектра на рис.2а. Хорошая аппроксимация спектра тремя контурами (штриховые линии) свидетельствует о том, что при температуре 90 К вклад в спектр дают только пики переходов $c2 - h1$, $c1 - h2$ и $c1 - h1$. Наблюдаемый эффект типичен для спектров ФЛ примесных состояний и объясняется термической ионизацией доноров и акцепторов. В дальнейшем из примесных пиков нас будет интересовать только пик перехода $Si^0 - h1$, так как для остальных пиков, связанных с равномерно распределенной как в КЯ, так и в барьерных слоях фоновой акцепторной примесью C, эффект изменения энергии ионизации примеси при передислокации проявляться не должен.

В спектре на рис.2а, снятом при $U = 0$, примесный пик $Si^0 - h1$ (1.566 эВ) отстоит от пика экситонного перехода $c1 - h1$ (1.576 эВ) на 10 мэВ. Для определения E_{imp} к этому значению нужно добавить величину энергии связи экситона E_{ex} . Проведенные нами вариационные расчеты с учетом встроенного поля в структуре дают $E_{ex} \approx 6$ мэВ, тогда величина E_{imp} близка к 16 мэВ. Это превышает известные значения энергии ионизации 12 – 13 мэВ, полученные разными авторами (см. [5, 6]) для примеси Si в центре КЯ шириной около 100 Å. В нашем случае δ -легирование приводит к появлению в центре КЯ V-образного потенциала, вызывающего понижение энергии низших уровней по отношению к энергии более высоких состояний [7] и, соответственно, к росту величины E_{imp} . По нашим расчетам, при уровне δ -легирования $6.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ увеличение E_{imp} достигает 3 – 4 мэВ. В этом случае положение пика ФЛ 1.566 эВ неплохо согласуется с теоретическими расчетами для энергии перехода $Si^0 - h1$.

Внешнее электрическое поле вызывает смещение пиков ФЛ. На рис.3 приведены экспериментальные данные, а также результаты теоретического расчета положения

пиков ФЛ в зависимости от напряженности электрического поля, возникающего при приложении к верхнему полупрозрачному электроду структуры напряжения от +0.4 до -2.4 В. Видно, что пики не прямых переходов $c2 - h1$ и $c1 - h2$ быстро сдвигаются с ростом поля, так как электронные и дырочные подзоны, связываемые этими переходами, принадлежат различным КЯ и с ростом поля перемещаются в противоположных направлениях. В то же время, положение экситонного пика $c1 - h1$ при напряженностях поля менее 25 кВ/см не зависит от величины поля, так как квадратичный эффект Штарка для прямых переходов незначителен. Такое поведение пиков ФЛ для рассматриваемых переходов во внешнем поле подтверждает нашу интерпретацию этих пиков.

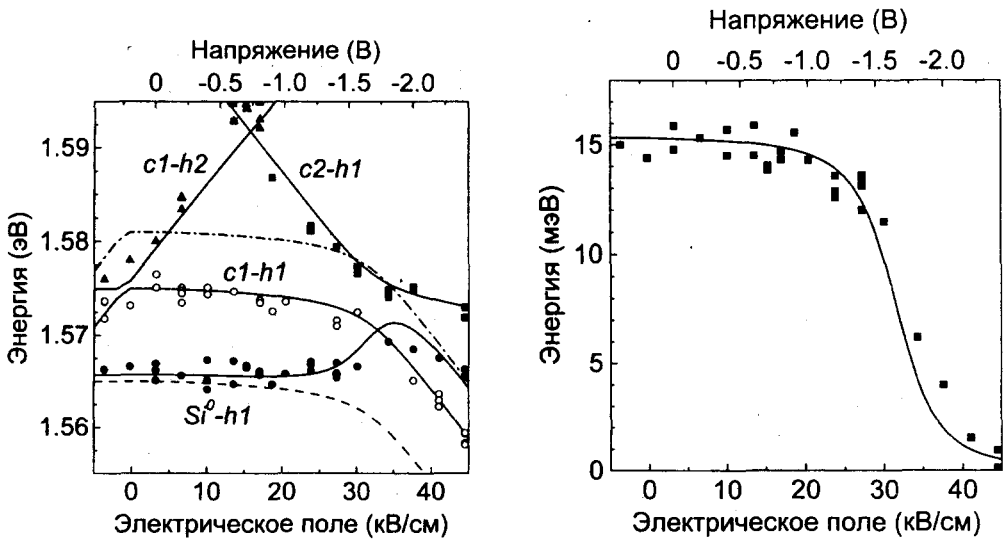


Рис.3. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные зависимости от поля энергий экситонных переходов $c1 - h1$, $c1 - h2$ и $c2 - h1$, а также энергии перехода $Si^0 - h1$ между примесным уровнем и зоной тяжелых дырок. Штриховой линией показана расчетная зависимость энергии примесного перехода $Si^0 - h1$ от электрического поля в отсутствие эффекта изменения энергии ионизации примеси. Приведены экспериментальные точки, полученные на нескольких образцах при возбуждении через полупрозрачный электрод

Рис.4. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная зависимости (точки) энергии ионизации примеси Si в КЯ от внешнего электрического поля. Представлены экспериментальные данные для нескольких образцов

Наиболее принципиальным для нас является антикроссинг линий спектра $c1 - h1$ и $c2 - h1$ на рис.3 при напряженности поля около 30 кВ/см, поскольку при этом происходит передислокация ВФ нижней подзоны из легированной в нелегированную КЯ. Ход зависимости энергии пика $Si^0 - h1$ от поля вблизи точки передислокации может быть объяснен на основе представлений работы [1]. В приближении эффективной массы $E_{imp}(F) = u^2(F)E_0$, где E_0 - энергия ионизации примеси в отдельной КЯ с теми же параметрами, что и легированная КЯ в исследуемой структуре. Зависящий от внешнего электрического поля F коэффициент $u(F)$ содержит информацию о том, какая часть электронной волновой функции локализована в легированной КЯ. При передислокации ВФ в нелегированную КЯ этот коэффициент изменяется от 1 до 0, а E_{imp} уменьшается от E_0 до 0. Более детальный расчет в приближении δ -образного

потенциала примеси позволяет уточнить предыдущую формулу и получить следующее выражение:

$$E_{imp}(F) = \pi^2 r \left[\exp \left(\frac{4\pi r}{ag |\psi(x_0, F)|^2} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad r = \frac{\hbar^2}{2ma},$$

где m – эффективная масса электрона, a – параметр решетки, g – константа взаимодействия электрона с потенциалом примеси, $\psi(x, F)$ – огибающая ВФ для электрона в нижней подзоне размерного квантования, x_0 – координата примесного атома вдоль оси роста структуры. Множитель $|\psi(x_0, F)|^2$, зависящий как от положения примеси в КЯ, так и от поля, приводит к сильной зависимости E_{imp} от поля.

Рассчитанная таким образом зависимость положения пика примесной ФЛ $Si^0 - h1$ от поля изображена сплошной линией на рис.3. Для сравнения там же показаны зависимости положения примесного пика от поля в отсутствие эффекта изменения энергии ионизации примеси (штриховая линия) и соответствующая зависимость для перехода $c1 - h1$ свободных электронов и дырок (штрих-пунктирная кривая). Последняя была получена из экспериментальной зависимости энергии экситонного перехода $c1 - h1$ от поля с учетом теоретически рассчитанной энергии связи экситона $c1 - h1$. Как видно из рис.3, в области полей 25 – 40 кВ/см, где происходит передислокация электронной ВФ из широкой в более удаленную от поверхности узкую КЯ, кривая $Si^0 - h1$ быстро сближается с зависимостью для перехода $c1 - h1$ свободных электронов и дырок. Это свидетельствует о резком уменьшении E_{imp} .

Теоретическая и экспериментальная зависимости E_{imp} от электрического поля, полученные как разность между расчетной зависимостью энергии перехода $c1 - h1$ свободных электронов и дырок и теоретической и экспериментальной зависимостями для перехода $Si^0 - h1$, представлены на рис.4. Как видно из рисунка, в слабом поле величина E_{imp} достигает 15.5 мэВ, а с ростом поля – уменьшается до нуля. Такое резкое изменение E_{imp} связано с передислокацией электронных ВФ при антикроссинге нижних подзон в электрическом поле и не может быть объяснено эффектом Штарка, величина которого, по нашей оценке, не превышает 3 мэВ.

Таким образом, в данной работе экспериментально подтверждено существование предсказанного ранее эффекта резкого изменения энергии ионизации примеси при передислокации электронной ВФ в системе КЯ во внешнем электрическом поле.

Авторы выражают признательность В.И.Цехошу за выращивание структур и С.С.Шмелеву за литографию и изготовление контактов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Российской МНТП "Физика твердотельных наноструктур" и ФЦП "Интеграция".

-
1. В.И.Белявский, Ю.В.Копяев, Н.В.Корняков, С.В.Шевцов, Письма в ЖЭТФ **61**, 1004 (1995).
 2. W.Lu, G.-I.Ng, B.Jogai et al., J. Appl. Phys. **82**, 1345 (1997).
 3. D.C.Reynolds, C.E.Leak, K.K.Bajaj et al., Phys. Rev. **B40**, 6210 (1989).
 4. J.P.van der Ziel, X.Tang, and R.Johnson, Appl. Phys. Lett. **71**, 791 (1997).
 5. P.O.Holtz, B.Monemar, M.Sundaram et al., Phys. Rev. **B47**, 10596 (1993).
 6. Z.H.Huang, S.D.Liang, C.Y.Chen, and D.L.Lin, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 1985 (1998).
 7. R.Sasagawa, H.Sugawara, Y.Ohno et al., Appl. Phys. Lett. **72**, 719 (1998).