

Примесная фотопроводимость в напряженных гетероструктурах *p*-InGaAs/GaAsP

В. Я. Алешикин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко, Б. Н. Звонков, Д. В. Козлов¹⁾

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105

Поступила в редакцию 3 июля 2008 г.

Наблюдался спектр примесной фотопроводимости в напряженных квантовых ямах твердого раствора *p*-InGaAs/GaAs при $T = 4.2$ К. Помимо широкой полосы фотопроводимости, связанной с переходами с основного состояния акцептора в континуум 1-й подзоны размерного квантования, в спектре обнаружены пик, обусловленный переходами из основного в возбужденное локализованное состояние акцептора, полоса, соответствующая переходам в резонансные состояния, связанные со второй подзоной размерного квантования тяжелых дырок, и узкий пик фотопроводимости в спектральной области, соответствующей энергии оптического фонона (резонанс Фано).

PACS: 71.23.An, 71.55.-i, 71.70.Fk

В последнее время наблюдается возрождение интереса к резонансным состояниям мелких примесей в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах, обусловленное обнаружением стимулированного терагерцового излучения в одноосно сжатом *p*-Ge и в напряженных гетероструктурах Si/SiGe:В в сильных электрических полях [1, 2]. Детальная информация о спектрах мелких примесных состояний в объемных полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами может быть получена из измерений спектров примесного поглощения и примесной фотопроводимости при низких температурах, где наблюдаются резонансы, связанные с оптическими переходами между основным и возбужденными состояниями примесных центров. В последнем случае примесной фотопроводимости фотоотклика возникает вследствие термического возбуждения перешедших на возбужденные мелкие уровни носителей в зону проводимости в случае доноров или в валентную зону в случае акцепторов. Именно этот метод фототермоионизации спектроскопии наиболее часто используется для изучения мелких примесей в гетероструктурах с квантовыми ямами, где абсолютная величина поглощения обычно невелика. Однако до настоящего времени исследования примесной фотопроводимости ограничивались гетероструктурами, в которых квантовые ямы реализовывались в слоях чистого материала (элементарного полупроводника или двойного соединения), а барьера – в слоях твердого раствора, таких как Ge/GeSi [3] или GaAs/AlGaAs [4]. Известны попытки исследовать фотопроводимость структур с кван-

товыми ямами в слоях твердого раствора, так, например, в работе [5] представлены спектры фотопроводимости гетероструктуры Si/Si_{1-x}Ge_x с легированными бором квантовыми ямами в слоях SiGe при различном содержании Ge в твердом растворе. Из данных этой работы видно, что уже при доле Ge около 1% узкие пики, связанные с переходами на локализованные акцепторные уровни, размываются и сливаются в одну широкую полосу. В гетеросистемах на основе GaAs (InGaAs/GaAs и GaAsN/GaAs) с квантовыми ямами в слоях твердого раствора до настоящего времени энергия связи акцепторов определялась лишь методом межзонной фотолюминесценции [6, 7] и по температурной зависимости проводимости [8]. В настоящей работе исследовалась примесная фотопроводимость гетероструктуры *p*-InGaAs/GaAsP и обнаружены линии, связанные с возбуждением мелких акцепторов в слоях твердого раствора InGaAs.

Исследовалась гетероструктура In_{0.06}Ga_{0.94}As/GaAs_{0.9}P_{0.1} с 30 квантовыми ямами InGaAs шириной 183 Å, разделенными барьерами GaAsP толщиной 170 Å, выращенной изоморфно на подложке полузолирующего GaAs(001) методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении. Толщины слоев и составы твердых растворов определялись из ростовых параметров, а также из сопоставления данных рентгеноструктурного и фотолюминесцентного анализов. В такой структуре слои InGaAs оказываются двуосно сжатыми в плоскости роста структуры, а слои GaAsP – двуосно растянутыми. Квантовые ямы InGaAs легированы углеродом: 2 δ-слоя располагались на расстоянии 50 Å от гетерограниц. Измеренная холловская концентрация дырок при $T = 300$ К составляла $2 \cdot 10^{11}$ см⁻² на одну кван-

¹⁾ e-mail: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

товую яму. Высота квантового барьера для дырок составляет около 80 мэВ, что значительно превышает величину энергии ионизации мелких акцепторов углерода в объемном GaAs (26 мэВ). Отметим, что двусосное сжатие слоев InGaAs, эквивалентное по действию на акцепторный спектр одноосному растяжению, уменьшает энергию ионизации [3]. Также к уменьшению энергии ионизации акцепторов в слоях InGaAs по сравнению с GaAs приводит увеличение доли In в растворе вследствие уменьшения эффективной массы дырок. Измерения спектров фотопроводимости проводились при $T = 4.2$ К с помощью фурье-спектрометра ВОМЕМ DA3.36. На поверхность образца размером 5×5 мм наносились два полосковых омических контакта на расстоянии около 4 мм. Использовался малошумящий токовый предусилитель SRS-570, с которого на образец подавалось напряжение смещения $U_b = 3 \div 5$ В.

Измеренные спектры фотопроводимости с разрешением 2 см^{-1} (0.25 мэВ) для двух значений напряжения смещения представлены на рис.1. Видно, что в спектре присутствует широкая полоса фотопро-

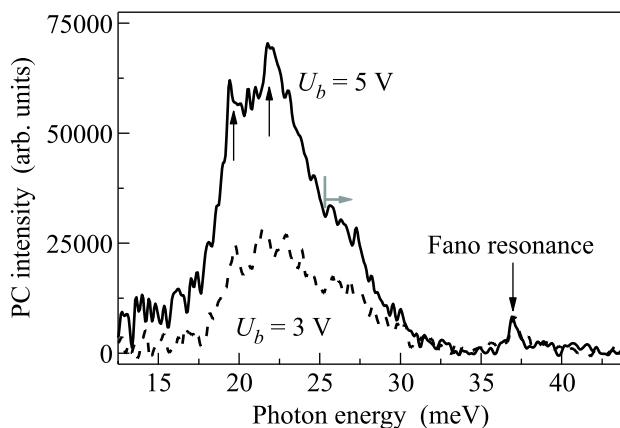


Рис.1. Измеренный спектр фотопроводимости гетероструктуры $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ при различных значениях напряжения смещения (сплошная линия – 5 В, штриховая – 3 В)

водимости, соответствующая энергиям фотонов 20–30 мэВ. С длинноволновой стороны этой полосы выделяются сравнительно узкие спектральные линии, соответствующие энергиям фотонов 19.8 и 21.8 мэВ, а на коротковолновом краю присутствует широкая особенность, соответствующая энергиям фотонов 26–28 мэВ. Также в спектре видна узкая линия фотопроводимости, соответствующая энергии около 37 мэВ.

Для интерпретации измеренного спектра фотопроводимости были рассчитаны энергии уровней мелкого акцептора, помещенного на расстоянии 50 Å

от центра квантовой ямы описанной выше структуры (практически они мало отличаются от энергий для примеси в центре квантовой ямы), и матричные элементы оптических переходов с основного состояния акцептора.

Расчеты проводились в приближении эффективной массы без учета химического сдвига, который практически отсутствует для акцепторной примеси углерода в объемном GaAs [9]. Гамильтониан уравнения для огибающих волновых функций включал в себя гамильтониан Латтинжера, член, связанный с деформацией, ограничивающий потенциал квантовой ямы, и кулоновский потенциал с диэлектрической проницаемостью, которую полагали равной диэлектрической проницаемости GaAs.

Параметры Латтинжера для гамильтониана в твердых растворах были выбраны в виде

$$\gamma_{1,2,3}^{(\text{InGaAs}, \text{GaAsP})} = \gamma_{1,2,3}^{(\text{GaAs})}(1-x) + \gamma_{1,2,3}^{(\text{InAs}, \text{GaP})}x, \quad (1)$$

где x – доля индия или фосфора в растворе, $\gamma_{1,2,3}^{(\text{GaAs}, \text{InAs}, \text{GaP})}$ – параметры Латтинжера для GaAs, InAs и GaP, соответственно, взятые из [10].

При решении уравнения для огибающих волновых функций использовалось аксиальное приближение; при этом в недиагональных элементах гамильтониана Латтинжера были опущены слагаемые, пропорциональные ($\gamma_2 - \gamma_3$). В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на нормаль к квантовой яме, и спектр акцептора оказывается двукратно вырожденным по знаку этой проекции.

Волновая функция дырки в поле акцептора разлагалась по базису из огибающих волновых функций свободных дырок в квантовой яме $v_n^s(\mathbf{k}, z)e^{i\mathbf{k}\rho}$, которые являются собственными функциями гамильтониана в отсутствие кулоновского потенциала:

$$F_j^s(\mathbf{r}) = \sum_n \int d\mathbf{k} C_n^J(\mathbf{k}) v_n^s(\mathbf{k}, z) e^{i\mathbf{k}\rho}, \quad (2)$$

где n – номер подзоны размерного квантования, \mathbf{r} – радиус-вектор, ρ – радиус-вектор в плоскости квантовой ямы, \mathbf{k} – волновой вектор дырки, $s = 1, \dots, 4$ – номер компоненты волновой функции дырки. В аксиальном приближении зависимость коэффициентов разложения $C_n^J(\mathbf{k})$ от направления волнового вектора, характеризуемого углом α , имеет вид

$$C_n^J(\mathbf{k}) = C_n^J(k) \exp[i\alpha(J - 3/2)]. \quad (3)$$

Подставляя разложение (2) в уравнение эффективной массы, получаем интегральное уравнение для коэффициентов разложения. Далее интеграл заменялся дискретной суммой по k ; при этом шаг по k выбирался меньшим обратного боровского радиуса так,

чтобы подынтегральная функция мало менялась на одном шаге. Суммирование обрывалось при k , много больших обратного боровского радиуса. Таким образом, задача сводилась к диагонализации конечномерной эрмитовой матрицы [3].

Отметим, что волновые функции акцепторов имеют сложную структуру. Разложение (2) включает члены, относящиеся к различным подзонам размерного квантования. Если разложение волновой функции некоторого состояния акцептора включает в себя в основном огибающие волновые функции определенной дырочной подзоны, то такое состояние можно считать относящимся к этой подзоне.

Таким образом, были рассчитаны основное состояние акцепторов, помещенных в гетероструктуру In_{0.06}Ga_{0.94}As/GaAs_{0.9}P_{0.1} на расстояние в 50 Å от ее гетерограницы, соответствующее проекции момента на ось роста структуры (ось z – направленная по нормали к плоскости квантовой ямы), $J = \pm 3/2$ и возбужденные состояния, соответствующие проекциям момента $J = \pm 3/2, \pm 1/2$ и $\pm 5/2$, относящиеся к различным подзонам размерного квантования.

В таблице представлены результаты расчетов энергий основного состояния акцептора, возбужденных локализованных и резонансных уровней, на которые разрешены переходы с основного состояния и соответствующие значения квадратов матричных элементов. Для сравнения в таблице также приведены квадраты максимальных значений матричных элементов переходов с основного состояния, акцептора в первую, $hh1$, и вторую, $hh2$, подзоны размерного квантования. На рис.2 представлена схема свободных и связанных состояний дырок в изучаемой гетероструктуре. Состояния дырок в поле акцептора удобно классифицировать по положению в спектре энергий (номер состояния), по проекции полного момента импульса на ось роста структуры (верхний индекс) и по номеру подзоны размерного квантования (нижний индекс), к которому относится состояние.

Сигнал фотопроводимости пропорционален интенсивности генерации свободных дырок. Из таблицы видно, что в спектре поглощения должны доминировать переходы из основного состояния на уровни I–III, которым соответствуют максимальные значения квадратов матричных элементов, превышающие соответствующее значение для переходов в континуум первой подзоны (реальное соотношение интенсивности поглощения на переходах на возбужденные уровни и в континуум зависит, конечно, от ширины дискретных уровней). Однако не все носители, возбужденные на локализованные состояния, попадут в континуум. Дырка, перешедшая на возбужденное со-

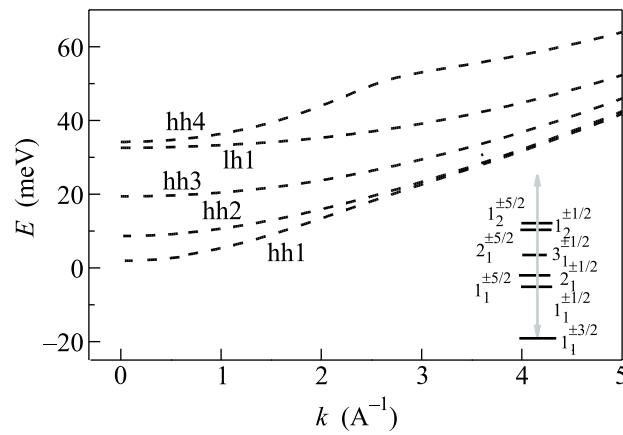


Рис.2. Схема свободных и связанных состояний дырок в гетероструктуре In_{0.06}Ga_{0.94}As/GaAs_{0.9}P_{0.1}. Сплошными линиями представлены основное и нижние локализованные состояния дырок в поле акцептора, а также резонансные акцепторные уровни, связанные со второй подзоной размерного квантования. Значения энергий этих состояний представлены в таблице. Штриховыми линиями представлены зависимости энергии от волнового вектора в подзонах размерного квантования тяжелых (hh) и легких (lh) дырок в отсутствие иона примеси. Стрелкой показана величина энергии оптического фона

стояние, может либо перейти в непрерывный спектр за счет поглощения акустического фонона, либо вернуться на основное состояние. Отметим, что вероятность термической ионизации с возбужденного состояния при низкой температуре экспоненциально убывает с ростом энергии связи локализованного состояния. В работе [9] показано, что наиболее мощные линии (D и C) в спектре фотопроводимости объемного GaAs:C, соответствующие переходам на состояния с энергией связи 7 и 5 мэВ, практически не видны при температуре жидкого гелия (а при температуре выше 20 К доминируют над полосой, связанной с переходами в континуум). Исходя из этого, естественно предположить, что линии фотопроводимости, соответствующие переходам на уровни I и II (см. таблицу), должны быть слабыми. Следовательно, можно утверждать, что наблюдавшаяся в настоящей работе линия, соответствующая энергии квантов 19.8 мэВ, обусловлена переходами на пару близких по энергии состояний, образующих уровень III. Согласно приведенным в таблице результатам расчета, матричный элемент перехода на эти состояния значительно превышает матричные элементы переходов на более мелкий уровень IV. Тогда отстоящую от нее примерно на 2 мэВ (что как раз соответствует энергии связи состояний, образующих уровень III) линию при 21.8 мэВ естественно связать с переходами

| Состояние | Энергия, мэВ | $ M ^2$ (относительные единицы) | GaAs, мэВ |
|---------------------------------------|----------------------------|------------------------------------|------------------------|
| $1_1^{\pm 3/2} (1s)$ | -20.0 | | $1\Gamma 8 + 26$ |
| $1_2^{\pm 3/2} (2p_0)$ | -6.8 | | $1\Gamma 8 - (G) 11.4$ |
| Уровень I $1_1^{\pm 1/2} (2p_{\pm})$ | -7.8 | 0.18 | $1\Gamma 8 - (G) 11.4$ |
| Уровни II | $2_1^{\pm 1/2} (3p_{\pm})$ | -4.0 | $2\Gamma 8 - (D) 7.2$ |
| | $1_1^{\pm 5/2} (2p_{\pm})$ | -4.1 | $1\Gamma 7 - (C) 5.3$ |
| Уровни III | $3_1^{\pm 1/2} (4p_{\pm})$ | -2.0 | $3\Gamma 8 - (C) 4.9$ |
| | $2_1^{\pm 5/2} (3p_{\pm})$ | -1.9 | 0.05 |
| Уровень IV $3_1^{\pm 5/2} (4p_{\pm})$ | -0.6 | 0.02 | |
| 1-ая подзона $hh1$ | 0 | 0.06 | |
| $1_2^{\pm 1/2}$ | 3.5 | 0.02 | |
| $1_2^{\pm 5/2}$ | 4.0 | 0.01 | |
| $2_2^{\pm 3/2}$ | 5.0 | 0.015 | |
| $2_2^{\pm 5/2}$ | 5.6 | 0.008 | |
| 2-ая подзона $hh2$ | 6.5 | 0.0035 | |

Примечание: Рассчитанные уровни мелкого акцептора в квантовой яме $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ (энергия отсчитывается от дна первой подзоны $hh1$). В третьем столбце представлены рассчитанные квадраты матричных элементов $|M|^2$ для переходов с основного уровня $1_1^{\pm 3/2}$ под действием электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси роста структуры (уровни II и III сгруппированы вследствие близких значений энергий связи). В скобках представлены состояния водородоподобного спектра, энергия которых будет близка к энергии указанных выше состояний при большой величине деформации слоев квантовых ям. В четвертом столбце представлены энергии связи акцепторных уровней в объемном GaAs (из работы [9]), в которые переходят представленные в первом столбце состояния при снятии пространственного ограничения барьераами и деформации слоев. В скобках указано обозначение линии в спектрах примесного поглощения (или фотопроводимости), соответствующей переходу на данный уровень с основного состояния акцептора.

в состояния края первой подзоны размерного квантования $hh1$, который должен быть резким вследствие двумерного характера спектра. Небольшое различие в положении наблюдаемой линии и рассчитанной энергии ионизации основного состояния 20 мэВ (см. таблицу) может быть обусловлено недостаточно точным определением параметров структуры и частичной релаксацией упругой деформации в многослойной напряженной структуре.

Наблюдаемая в области энергий фотонов 26–28 мэВ особенность в спектре фотопроводимости, по-видимому, связана с переходами на резонансные акцепторные состояния, относящиеся ко второй подзоне размерного квантования $hh2$: уровни $1_2^{\pm 1/2}$ и $1_2^{\pm 5/2}$ (см. таблицу). Подобные переходы в резонансные состояния мелких акцепторов ранее наблюдались в спектрах примесной фотопроводимости напряженных гетероструктур $p\text{-Ge/GeSi}$ [3]. То обстоятельство, что эти переходы сливаются в одну широкую полосу, может быть обусловлено флуктуациями положения примеси и ширины квантовых ям гетероструктуры. Известно, что положение края подзоны размерного квантования (и, соответственно, энергии связанных с ними резонансных состояний) сильно зависит от ширины ямы.

Коротковолновая линия в спектре является, очевидно, резонансом Фано [11] – асимметричной особенностью в спектре фотопроводимости, наблюдающейся при энергиях, близких к энергии продольного оптического фонона (37 мэВ для GaAs). В двумерных системах резонансы Фано наблюдались в легированных донорами квантовых ямах GaAs [12]. В отличие от кремния, легированного бором, резонанс Фано в спектре примесной фотопроводимости исследованной гетероструктуры p -типа наблюдается в виде пика, а не провала [13].

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 07-02-01307, № 08-02-01126, № 07-02-00549) и РАН.

1. И. В. Алтухов, М. С. Каган, В. П. Синис. Письма в ЖЭТФ **47**, 136 (1988).
2. И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев и др., ЖЭТФ **101**, 756 (1992).
3. В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко и др., ФТП **34**, 582 (2000).
4. S. Fraiizzoli and A. Pasquarello, Phys. Rev. B. **42**, 5349 (1990).
5. M. Franz et al., J. Appl. Phys. **84**, 709 (1998).

6. A. P. Roth et al., Phys. Rev. B **38**, 7877 (1988).
7. A. Shalygin, L. E. Vorob'ev, D. A. Firsov et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 161128 (2007).
8. В. Я. Алешкин и др., Материалы Симп. “Нанофотоника”, 1999, с. 274.
9. R. F. Kirkman, R. A. Stradling, and P. J. Lin-Chung, J. Phys. C: Solid State Phys. **11**, 419 (1978).
10. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **90**, 5815 (2001).
11. U. Fano, Phys. Rev. **24**, 1866 (1961).
12. В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, Л. В. Гавриленко, В. И. Гавриленко, ЖЭТФ **128**, 822 (2005).
13. G. D. Watkins and W. B. Fowler, Phys. Rev. B **16**, 4524 (1977).