

ИК ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ ДЫРОК ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ПЕРЕНОСЕ В СЕЛЕКТИВНО ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*В.Я.Алешкин, А.А.Андронов, А.В.Антонов, Н.А.Бекин,
В.И.Гавриленко¹⁾, Д.Г.Ревин, Б.Н.Звонков⁺, Е.Р.Линькова⁺,
И.Г.Малкина⁺, Е.А.Ускова⁺*

*Институт физики микроструктур РАН
603600 Н.Новгород, Россия*

⁺ *Физико-технический институт при Нижегородском университете
603600 Н.Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 9 сентября 1996 г.

Экспериментально исследовано ИК излучение горячими дырками в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с напряженными квантовыми ямами при латеральном транспорте. Обнаружен немонотонный характер зависимостей интенсивности ИК излучения от электрического поля, связанный с выходом горячих дырок из квантовых ям в барьерные слои GaAs . Предложен новый механизм создания инверсии населенностей в этих структурах.

PACS: 73.50.Fq, 78.66.-w

Межподзонные переходы в квантовых ямах (КЯ) гетероструктур давно привлекают внимание исследователей, поскольку такие системы являются перспективными для создания приемников [1] и излучателей (лазеры) [2] среднего и дальнего ИК диапазонов. Хотя исследования свойств носителей в КЯ в дальнем ИК диапазоне были начаты более 10 лет назад [3], ситуация здесь все еще остается слабо изученной, а исследование дырочных систем фактически только начинается [4–6]. В настоящей работе исследовано ИК излучение при продольном (латеральном) транспорте в напряженных гетероструктурах с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ и δ -легированными барьерами. Исследуемые гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на плоскости (001) полуизолирующего GaAs и содержали 20 квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0.03 \leq x \leq 0.2$) шириной 50–100 Å, разделенных 600 Å барьерными слоями GaAs . На расстоянии 50 Å от границ каждой КЯ барьеры GaAs были пролегированы δ -слоями углерода. Концентрации дырок в одной КЯ составляли $p_s \approx 1 \div 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижности $\mu_{77\text{K}} \approx \mu_{4.2\text{K}} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На поверхности по краям образца формировались омические контакты в виде полос длиной около 5 мм на расстоянии $3 \div 4$ мм. На контакты подавались импульсы напряжения длительностью $3 \div 10$ мкс. Излучение регистрировалось детекторами Ge:Ga с тефлоновым фильтром ($\lambda = 50 \div 120 \text{ мкм}$) или детектором Si:B ($\lambda = 20 \div 28 \text{ мкм}$).

На рис.1 приведен рассчитанный спектр двумерных дырок для одного из исследованных образцов #1721 с квантовыми ямами $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ шириной 100 Å. Видно, что в квантовой яме имеются три подзоны размерного квантования, которые образованы в основном состояниями тяжелых (в направлении, нормальном к плоскости КЯ) дырок; состояния легких дырок из-за упругой

¹⁾ e-mail: gavr@ipm.sci-nnov.ru

деформации квантовой ямы вытолкнуты в валентную зону GaAs. Благодаря упругой деформации, масса дырок на дне нижней подзоны размерного квантования $m_{hh1} \approx 0.1m_0$ существенно меньше массы тяжелых дырок в GaAs $m_{hh} \approx 0.5m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Глубина КЯ здесь приблизительно в два раза больше энергии оптического фонона, равной 37 мэВ.

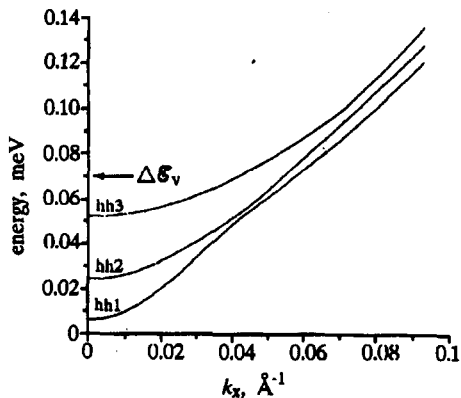


Рис.1. Спектр дырок в квантовой яме $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ шириной 100Å (образец #1721), $k \parallel (100)$. Стрелкой показано положение дна валентной зоны в GaAs

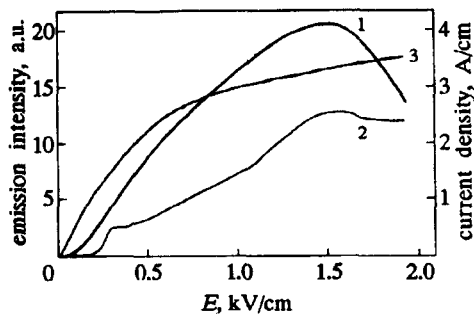


Рис.2. Зависимости интенсивности ИК излучения (кривые 1 и 2, приемники Ge:Ga и Si:B, соответственно) от величины приложенного электрического поля и ВАХ (кривая 3) в образце #1721 при $T = 4.2\text{K}$

На рис.2 представлены вольт-амперная характеристика (ВАХ) и зависимости интенсивности ИК излучения от величины приложенного электрического поля в образце #1721, измеренные при $T = 4.2\text{K}$. На начальном участке (до 30 В/см) крутизна ВАХ возрастает почти в 30 раз, что указывает на доминирующую роль рассеяния на ионизованных примесях в слабых электрических полях: с ростом энергии дырок при разогреве в электрическом поле увеличивается их подвижность. В больших электрических полях $E > 0.5\text{кВ/см}$ ток стремится к насыщению. Насыщение дырочного тока в аналогичных структурах наблюдалось в работе [7] в полях $1.5 \div 4\text{кВ/см}$ при $T = 77\text{K}$ и связывалось с неупругим рассеянием горячих носителей на оптических фононах. В настоящей работе в некоторых образцах в электрических полях, соответствующих насыщению ВАХ, возникали осцилляции тока [8]. Осцилляции наблюдались как при $T = 4.2\text{K}$, так и при $T = 77\text{K}$, но в последнем случае они возникали в более сильных полях.

Как видно из рис.2, в полях, соответствующих насыщению тока, интенсивность излучения проходит через максимум, который наблюдается как для германиевого, так и для кремниевого приемников. В работе исследовалось ИК излучение как в направлении, нормальном к плоскости КЯ, так и в направлении, лежащем в плоскости образца (со скола). Зависимости излучения от поля в обоих случаях были подобны, однако в отличие от [4] интенсивность излучения с лицевой стороны была значительно сильнее, чем со скола. Для данного образца #1721 фотоприемник Ge:Ga может регистрировать переходы $hh3 - hh2$ и $hh2 - hh1$ при малых волновых векторах дырки k , а при больших

к добавляется еще $hh3 - hh1$ -переход (см.рис.1). Фотоприемник Si:B регистрирует $hh3 - hh1$ -переходы вблизи $k = 0$ и переходы из надбарьерных состояний в подзоны $hh1, hh2$.

Обнаруженные в настоящей работе осцилляции тока и уменьшение интенсивности ИК излучения в сильных электрических полях ($E \geq 1.5$ кВ/см) на участке насыщения ВАХ мы объясняем выходом дырок из КЯ в GaAs пространственным переносом дырок ("real space transfer": RST) [9]. Действительно, подвижность дырок в барьерных слоях GaAs много меньше, чем в КЯ, из-за сильного примесного рассеяния в δ -слоях и большой разницы в массах дырок в КЯ и GaAs. В сильных электрических полях дырки эффективно разогреваются в КЯ, набирают энергию, большую глубины КЯ, и после рассеяния переходят в GaAs, где остывают. Подобное явление пространственного переноса носителей в гетероструктурах наблюдалось для селективно легированных гетероструктур n -типа [10]. Оно аналогично междолинному переносу в эффекте Ганна и приводит к отрицательной дифференциальной проводимости, которая, по-видимому, и является причиной наблюдавшихся токовых неустойчивостей (см. обзор [9]).

Разогрев дырок в КЯ приводит, с одной стороны, к увеличению заселенности высоких подзон, вызывающей увеличение интенсивности ИК излучения, а с другой стороны, к уменьшению полного числа дырок в КЯ, то есть к уменьшению интенсивности ИК излучения. Последнее преобладает при больших приложенных напряжениях. Следует отметить, что чем в более высокой подзоне находится дырка, тем легче ей выйти в GaAs, поскольку для этого ей требуется меньшее приращение энергии. Именно с этим обстоятельством связана, по-видимому, особенность сигнала с фотоприемника Si:B (резкое уменьшение скорости возрастания с электрическим полем) при $E \approx 300$ В/см, которая в этом случае обусловлена началом ухода дырок из третьей подзоны размерного квантования в барьерные слои GaAs.

Для проверки приведенного объяснения были исследованы образцы с меньшей глубиной и меньшей шириной квантовых ям. На рис.3 приведены полевые зависимости тока и интенсивностей излучения для образца #1845 с $x = 0.1$, $d_{QW} = 80$ Å. Из-за меньшего разрыва валентной зоны ($\Delta E_v \approx 39$ мэВ) в КЯ образца #1845 имеются только две дырочные подзоны, расстояние между минимумами которых составляет около 20 мэВ, то есть соответствующие переходы попадают в полосу чувствительности фотоприемника Ge:Ga. Фотоприемник Si:B в этом образце мог регистрировать только переходы из резонансных состояний сплошного спектра в КЯ. Сравнивая полевые зависимости интенсивности излучения на рис.2 и 3, можно видеть, что, во-первых, максимум ИК излучения в образце с мелкой ямой достигается в меньших электрических полях, а во-вторых, что в образце #1845 падение сигнала с фотоприемника Ge:Ga с ростом E выражено значительно ярче (сигнал падает в четыре раза при изменении поля от 1 до 3 кВ/см), чем в образце #1721. Оба этих факта подтверждают данное выше объяснение.

На рис.4 изображены полевые зависимости тока и сигналов ИК детекторов для образца #1850 с $x = 0.1$, $d_{QW} = 48$ Å. В этой гетероструктуре глубина залегания первой подзоны размерного квантования по расчетам составляет около 26 мэВ, а вторая подзона расположена вблизи края квантовой ямы. Энергия ионизации акцептора углерода в GaAs составляет также 26 мэВ. Следовательно, при гелиевых температурах дырки могут быть выморожены на акцепторах.

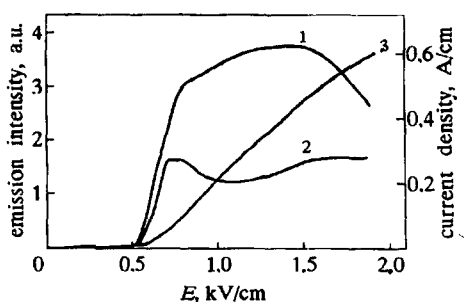
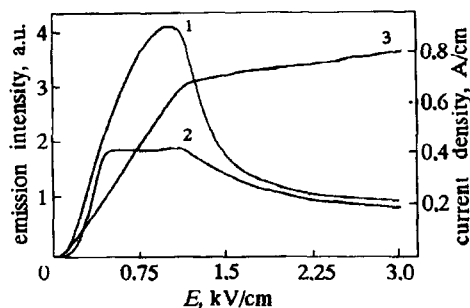


Рис.3. Зависимости интенсивности ИК излучения (кривые 1 и 2, приемники Ge:Ga и Si:B, соответственно) от величины приложенного электрического поля и ВАХ (кривая 3) в образце #1845 с квантовыми ямами $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной 80Å

Рис.4. Зависимости интенсивности ИК излучения (кривые 1 и 2, приемники Ge:Ga и Si:B, соответственно) от величины приложенного электрического поля и ВАХ (кривая 3) в образце #1850 с квантовыми ямами $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной 48Å

Наблюдаемое резкое увеличение тока и интенсивности ИК излучения в этом случае при $E > 0.5$ кВ/см естественно связать с ударной ионизацией акцепторов в барьерах и последующими переходами дырок из δ -слоя в КЯ с ростом электрического поля.

Для того чтобы доказать, что ИК излучение испускается в квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, а не в GaAs или в δ -слоях, были исследованы эпитаксиальные образцы GaAs без квантовых ям с δ -слоями углерода. В этих образцах резкое увеличение тока, аналогичное наблюдаемому в образце #1850, происходило в существенно больших электрических полях $E \approx 1$ кВ/см. На ВАХ не было обнаружено участка насыщения тока. Сигнал с германиевого приемника был более чем на порядок слабее, чем в образцах с КЯ.

Таким образом, приведенные результаты дают в целом достаточно убедительную и информативную картину пространственного переноса, которую не удавалось до сих пор получать, изучая лишь ВАХ (см.[10]). В заключение отметим, что в подобных структурах, где подвижность в КЯ много выше, чем в барьерах, латеральный разогрев носителей тока (как дырок, так и электронов) может привести к инверсии населенностей между надбарьерными и внутриямными состояниями. Действительно, в результате действия электрического поля носители сильно разогреты в КЯ (в результате чего населенность состояний здесь мала). В то же время этот разогрев слаб в барьерах, которые могут поставлять носители в резонансные надбарьерные состояния, вызывая инверсию между этими и связанными состояниями. Особенно ярко это явление должно проявляться для мелких КЯ, захват носителей в которые может осуществляться только путем испускания акустических фононов или рассеяния на примесях (как в исследованном в работе образце #1850). Выход же носителей из КЯ происходит за счет испускания оптических фононов носителями, сильно разогретыми электрическим полем. Поэтому характерное время ухода носителя из КЯ может быть много меньше времени захвата в КЯ, что и является достаточным условием для возникновения инверсии населенностей между состояниями непрерывного и дискретного спектров.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант-94-842), МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (проекты 1-064/3, 1-074/4), МНТП "Физика микроволн" (проект 3.17), ГНТП "Физика квантовых и волновых процессов" (подпрограмма "Фундаментальная спектроскопия", проект 7.8).

1. B.F.Levine, *J. Appl. Phys.* **71**, R1 (1993).
2. C.Sitori, J.Faist, F.Capasso, et. al., *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3242 (1995).
3. E.Gornik, R.Schwarz, D.C.Tsui et. al., *Sol. St. Comm.* **38**, 541 (1981).
4. Yu.L.Ivanov, G.V.Churakov, V.M.Ustinov et.al., *Abstr.Int.Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St.Petersburg, 1995, p.225.
5. Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий, А.Кастальский, *ФТП* **29**, 1771 (1995).
6. V.Ya.Aleshkin, N.A.Bekin, I.V.Erofeeva et. al., *Lith. J. Phys.* **35**, 368 (1995).
7. M.Reddy, R.Grey, P.A.Claxton et al., *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 628 (1990).
8. V.Ya. Aleshkin, A.A.Andronov, A.V.Antonov et.al., *Abstr. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St.Petersburg, 1995, p.443.
9. Z.S.Gribnikov and K.Hess, *J. Appl. Phys.* **77**, 1337 (1995).
10. P.D.Coleman, J.Freeman, H.Morkoc, et al., *Appl. Phys. Lett.* **40**, 493 (1982).