

Дальнее инфракрасное излучение из гетероструктур n -InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных латеральных электрических полях в условиях инжекции

© П.А. Белёвский*, М.Н. Винославский*[†], В.Н. Порошин*, Н.В. Байдусь⁺, Б.Н. Звонков⁺

* Институт физики Национальной академии наук Украины, 03680 Киев, Украина

⁺ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 12 августа 2013 г. Принята к печати 26 августа 2013 г.)

Исследовано инфракрасное излучение горячими электронами в гетероструктурах n -InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в латеральном электрическом поле при наличии инжекции носителей из токовых контактов. В структурах с двойными туннельно-связанными ямами, одна из которых является дельта легированной, при появлении инжекции носителей обнаружено сильное увеличение интенсивности дальнего инфракрасного излучения. В то же время в структурах с одиночными КЯ, легированными в ямы или в барьер, такой эффект отсутствовал. Наблюдаемое увеличение связывается с прямыми межподзонными переходами электронов, которые дают вклад в излучение при пространственном переходе носителей между ямами. Интенсивность такого перехода возрастает из-за компенсации инжектируемыми дырками существующего между ямами объемного заряда.

1. Введение

Исследованиям инфракрасного (ИК) излучения горячими носителями заряда в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе полупроводников A^3B^5 в латеральном электрическом поле посвящено большое число работ. Изучалось излучение при межподзонных и внутриподзонных переходах электронов (дырок) в квантовых ямах (см., например, [1–8]), влияние на излучение пространственного переноса носителей из КЯ в барьеры или в соседние туннельно-связанные с ними КЯ [9–12].

При больших приложенных электрических полях в таких гетероструктурах наблюдалось также излучение света ближнего инфракрасного диапазона. Для его объяснения предлагалось два возможных механизма излучения: захват разогретых полем электронов на рекомбинационные центры p -типа на интерфейсе квантовых ям [13] и рекомбинация основных носителей заряда с неосновными носителями, которые инжектируются в структуры из токовых контактов. В данной работе приведены результаты исследования влияния инжекции неосновных носителей на внутризонное излучение горячих носителей в гетероструктурах n -InGaAs/GaAs с разным типом квантовых ям.

2. Исследуемые структуры и методика измерений

Исследовались многослойные структуры n -InGaAs/GaAs с одиночными и двойными туннельно-связанными квантовыми ямами. Структуры первого типа содержали

10 либо 20 ям шириной $\sim 100 \text{ \AA}$, которые были разделены барьерами 800 \AA . Структуры были δ -легированы донорной примесью кремния в центр квантовых ям либо в барьеры на расстоянии 100 \AA от края ям. Структуры второго типа содержали 20 двойных туннельно-связанных ям (ТСКЯ) разной ширины. Они были δ -легированы в центр более узких КЯ атомами кремния. Ширина барьеров между ТСКЯ составляла $30\text{--}40 \text{ \AA}$. Содержание индия x в слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, образующих квантовые ямы для электронов, составляло от 0.1 до 0.3. Ширины квантовых ям и концентрация легирующей примеси для исследованных структур приведены в таблице.

Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs (001) при температуре $530\text{--}580^\circ\text{C}$.

Холловские измерения показали, что при температурах $T \geq 4.2 \text{ K}$ все примеси являются ионизированными. Нами был проведен расчет потенциала дна зоны проводимости исследованных структур, энергетического спектра электронов в КЯ и их волновых функций. Он показал, что в одиночных квантовых ямах имеется всего одна подзона размерного квантования. В ТСКЯ имеются две электронные подзоны размерного квантования. Нижняя подзона генетически связана с широкой квантовой ямой. Вторая подзона, расположенная выше первой примерно на 10 мэВ , связана с узкой ямой. Энергия Ферми составляет несколько мэВ, поэтому при данной температуре большая часть свободных электронов сосредоточена в широких (нелегированных) ямах. Как следствие этого, между ДКЯ имеется встроенное электрическое поле, создаваемое этими электронами и ионизированными примесями в узкой яме.

Из структур выкалывались образцы прямоугольной формы. На поверхность образцов наносились и вжигали

[†] E-mail: mvinos@iop.kiev.ua

Параметры исследованных структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

Номер структуры	x , $1QW$, $2QW$	Число периодов	d_{1QW} , Å	d_{2QW} , Å	N_{Si} , 10^{11} см^{-2} (на период)	Положение δ -слоя
5998	0.1	10	80		2.0	КЯ
6291	0.08	20	100		2.1	Барьер
5975	0.15, 0.15	20	170	100	3.4	КЯ
5976	0.1, 0.15	20	180	30	1.9	КЯ
5977	0.1, 0.1	20	170	100	2.8	КЯ

лись полосковые электрические контакты из индия или сплава GeAu на расстоянии 1–3 мм между ними.

Электрическое напряжение прикладывалось к контактам в виде одиночных прямоугольных импульсов длительностью $\tau \leq 400$ нс. Это позволило избежать возникновения акустоэлектрических доменов [13], время инкубации которых в исследованных структурах для полей $E \leq 3$ кВ/см больше τ [14,15]. Измерялись зависимости от величины приложенного поля интенсивности излучения и тока через образец (ВАХ). Измерения проводились при температуре 4.2 К.

Излучение измерялось с поверхности структур между электрическими контактами. Для измерения дальнего ИК (FIR) излучения использовался приемник Ge:Ga с фильтром из черного полиэтилена (спектральная область чувствительности от 40 до 110 мкм). Ближнее ИК излучение измерялось ФЭУ-62 либо приемником Si:V через стеклянный фильтр, что позволяло регистрировать излучение с длинами волн меньшими ~ 2.5 мкм.

3. Экспериментальные результаты

Типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследованных структур представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что для структур с легированными одиночными КЯ ВАХ (кривая 3) является практически линейной. Для структур с одиночными КЯ, но легированных в барьеры, а также структур со связанными КЯ поведение тока с ростом поля является одинаковым (кривые 1, 2). При напряженностях поля E , меньших 0.5–0.7 кВ/см, ток растет приблизительно пропорционально E . При дальнейшем увеличении поля рост тока замедляется, а в полях, больших 2–2.5 кВ/см, наблюдается сильное увеличение тока. Замедление роста тока мы объясняем переходом носителей из КЯ в барьеры или в соседние связанные КЯ, где подвижность носителей уменьшается из-за включения дополнительного рассеяния на ионизированных примесях. Причиной такого пространственного перехода носителей является разогрев их полем. Это явление хорошо изучено в селективно легированных гетероструктурах (см., например, [9–12]).

Обнаруженный при больших полях сильный рост тока не может быть объяснен изменением подвижности носителей и связан с увеличением их концентрации вследствие инжекции. Наличие инжекции неравновесных носителей заряда подтверждается регистрацией при таких полях рекомбинационного межзонного (NIR) излучения. На рис. 2 приведена зависимость интегральной интенсивности такого излучения, регистрируемого со всей поверхности структуры, от величины электрического поля. Из рисунка видно, что рекомбинационное излучение возникает уже при полях 1–1.5 кВ/см, а при $E = 2$ –2.5 кВ/см его интенсивность сильно возрастает. Для того, чтобы выяснить, из какого электрического контакта происходит инжекция неравновесных носителей, нами было измерено излучение из разных частей поверхности образца при различных величинах приложенного к образцу электрического поля. Было установлено, что

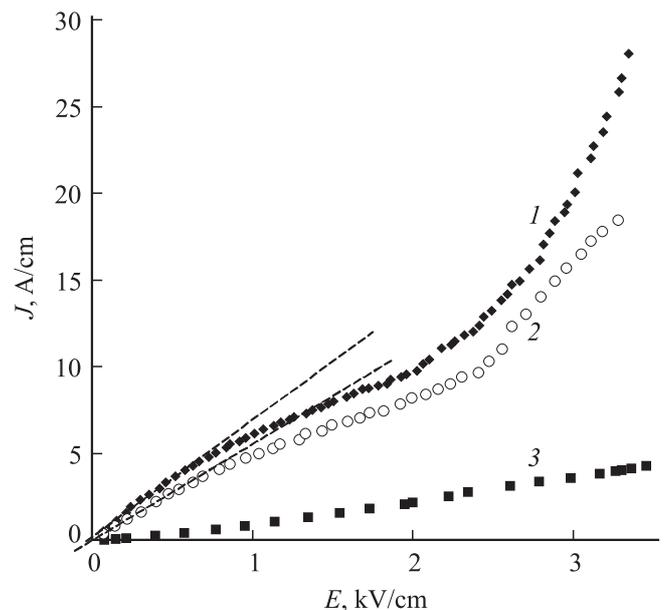


Рис. 1. ВАХ гетероструктур $n\text{-InGaAs}/\text{GaAs}$: с двойными ТСКЯ — № 5975 (кривая 1), с одиночной КЯ, δ -легированной в барьер — № 6291 (кривая 2), с одиночной КЯ, δ -легированной в яму, — № 5998 (кривая 3). $T = 4.2$ К.

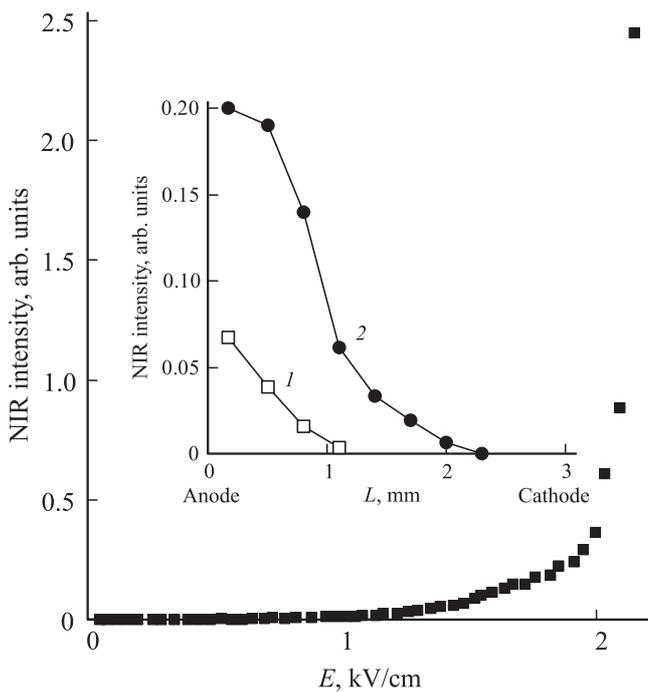


Рис. 2. Зависимости от поля интенсивности межзонного ИК излучения из гетероструктуры $n\text{-InGaAs/GaAs}$ (№ 5977) с двойными ТСКЯ. $T = 4.2\text{ К}$. На вставке — распределение ближнего ИК излучения в направлении тока при $E = 1.7\text{ кВ/см}$ (кривая 1) и $E = 2.2\text{ кВ/см}$ (кривая 2).

интенсивность излучения максимальна вблизи анодного контакта (см. вставку на рис. 2), что указывает на инжекцию из него дырок.

Следует отметить, что рекомбинационное излучение и, следовательно, инжекция неравновесных носителей, наблюдались также и в образцах с одиночными легированными КЯ, однако при больших величинах поля ($E \sim 3\text{ кВ/см}$). Но при этом увеличение протекающего через образец тока не происходило. Причиной этого может быть то, что неравновесные инжектируемые носители из-за малой подвижности в таких структурах заполняют лишь малую часть образца вблизи инжектирующего контакта.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности дальнего инфракрасного (FIR) излучения для исследованных структур от величины приложенного электрического поля. Они, как можно видеть из сравнения рис. 3 и 1, подобны зависимостям тока от поля. Для структур с легированными одиночными КЯ интенсивность излучения монотонно возрастает с ростом поля. Поскольку в такой квантовой яме существует всего одна подзона размерного квантования, естественно связать наблюдаемое излучение с внутривозонными непрямыми переходами электронов, разогретых полем. Отметим, что интенсивность излучения при всех значениях полей оказывается для таких структур меньшей, чем для других исследованных структур. Это связано с малой величиной

разогрева носителей вследствие малой их подвижности в легированных КЯ.

Для структур с ТСКЯ и структур с одиночными КЯ, легированных в барьеры, поведение интенсивности излучения с ростом электрического поля кардинально отличается от рассмотренного выше. Во-первых, в области полей $0.5\text{--}2.5\text{ кВ/см}$ интенсивность растет с ростом поля слабее, нежели при меньших полях. Если считать, что излучение связано, как и в предыдущем случае, с внутривозонными переходами горячих носителей, то уменьшение нарастания излучения объясняется уменьшением полного числа электронов в КЯ вследствие их пространственного перехода в соседние связанные КЯ или барьеры, где происходит остывание носителей, так как их подвижность падает из-за сильного рассеяния на примесях. Следует отметить, что в случае ТСКЯ при пространственном переходе носителей становятся возможными также и прямые переходы электронов из второй подзоны размерного квантования в первую подзону. Однако энергия излучаемых при таких переходах ИК квантов, как показывают расчеты энергетического спектра электронов для исследованных структур, находится за пределами чувствительности используемого нами Ge:Ga фотоприемника.

Во-вторых, в больших электрических полях $E \geq 2\text{--}2.5\text{ кВ/см}$, когда имеет место сильная инжекция неравновесных носителей из электрических контактов, рост интенсивности излучения с полем становится более сильным. Из сравнения полевых зависимостей ин-

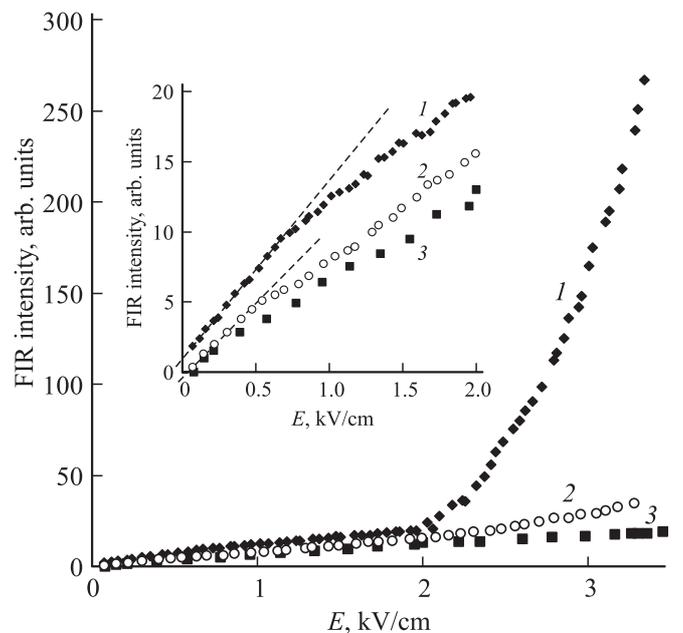


Рис. 3. Зависимости от поля интенсивности дальнего ИК излучения из гетероструктур $n\text{-InGaAs/GaAs}$: с двойными ТСКЯ — № 5975 (кривая 1), с одиночной КЯ, δ -легированной в барьер, — № 6291 (кривая 2), с одиночной КЯ, δ -легированной в яму, — № 5998 (кривая 3). $T = 4.2\text{ К}$. На вставке — начальный участок этих же зависимостей в меньшем масштабе.

тенсивности излучения и тока (рис. 3 и 1) можно видеть, что в структурах с одиночными КЯ эти зависимости являются подобными, т.е. интенсивность излучения при инжекции возрастает так же, как и величина тока. В случае же структур с ТСКЯ интенсивность излучения нарастает значительно сильнее, чем ток. При изменении приложенного электрического поля от 2 до 3.5 кВ/см происходит увеличение интенсивности излучения в 15–20 раз (в зависимости от степени легирования структур), а тока всего в 2–3 раза.

Инжекция из электрических контактов приводит к увеличению полного числа носителей в КЯ, что обуславливает возрастание протекающего через образец тока и интенсивности излучения, связанного с внутривозонными переходами. Кроме этого, в структурах с ТСКЯ появление неравновесных инжектируемых носителей может существенно изменить существующее распределение зарядов в виде избытка свободных электронов в широких ямах и такого же числа положительных ионов примесей в узких ямах, которое создает встроенное электрическое поле. Это поле увлекает инжектируемые дырки в ямы с избытком электронов, что приводит к компенсации разделения зарядов и соответственно к уменьшению величины самого поля. Как следствие этого, происходит изменение профиля потенциала КЯ и энергий подзон размерного квантования. При этом соответствующие межподзональные переходы носителей могут попадать в полосу чувствительности фотоприемника. Именно с этим обстоятельством связано, по нашему мнению, сильное увеличение скорости нарастания сигнала фотоприемника с электрическим полем в таких структурах при наличии инжекции.

Для проверки приведенного объяснения для структур с ТСКЯ были измерены спектры межзонной фотолюминесценции и электролюминесценции. Результаты измерений представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что в присутствии электрического поля $E = 1.3$ кВ/см в спектре люминесценции, во-первых, наблюдается основная линия с максимумом при 1.375 эВ, соответствующая оптическому переходу электронов $e1 \rightarrow hh1$, т.е. переходу между основными электронными и дырочными уровнями в системе связанных КЯ. Во-вторых, наблюдается дополнительная линия с максимумом при 1.383 эВ, которая может быть приписана переходу электронов с уровня $e2$ на уровень $hh1$, который возникает из-за заполнения носителями уровня $e2$ вследствие разогрева их полем в широкой КЯ и пространственного перехода в узкую яму. Энергетическое расстояние между уровнями $e1$ и $e2$ составляет, таким образом, 8 мэВ и, следовательно, переход между ними находится вне спектральной чувствительности фотоприемника. В сильном электрическом поле $E = 2.7$ кВ/см, когда имеет место сильная инжекция неравновесных носителей из контактов, энергия перехода электронов $e2 \rightarrow hh1$ изменяется и составляет уже 1.392 эВ. Следовательно, расстояние между электронными уровнями в этом случае равно 17 мэВ, и переход между ними попадает в полосу

чувствительности фотоприемника. Это подтверждает то, что сильный рост сигнала с фотоприемника с полем в структурах с ТСКЯ в условиях инжекции носителей связан с вкладом межподзонных переходов $e1 \rightarrow e2$.

Отметим, что интенсивность таких переходов также возрастает при инжекции вследствие рекомбинации инжектируемых дырок с электронами, находящимися в основном состоянии $e1$. Возможно, что вклад в сильный рост интенсивности дальнего инфракрасного излучения дают также межподзональные переходы инжектируемых дырок.

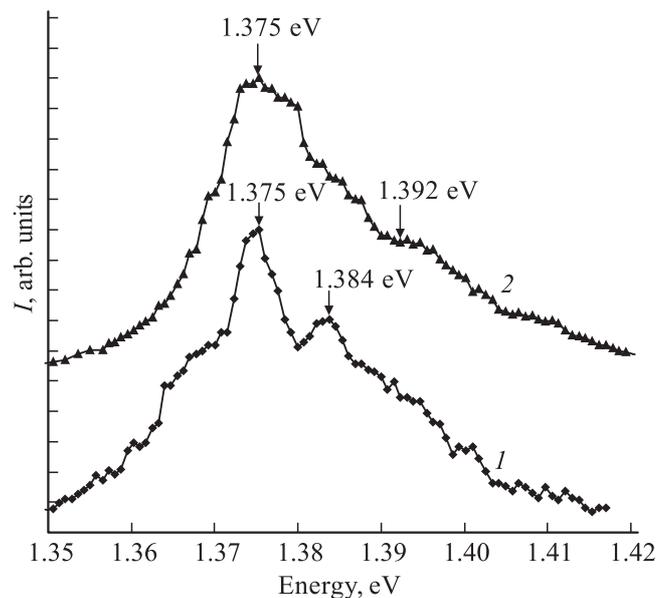


Рис. 4. Спектры электролюминесценции гетероструктуры n -InGaAs/GaAs с двойными ТСКЯ (№ 5975) в полях $E = 1.3$ кВ/см (кривая 1) и $E = 2.7$ кВ/см (кривая 2). $T = 4.2$ К.

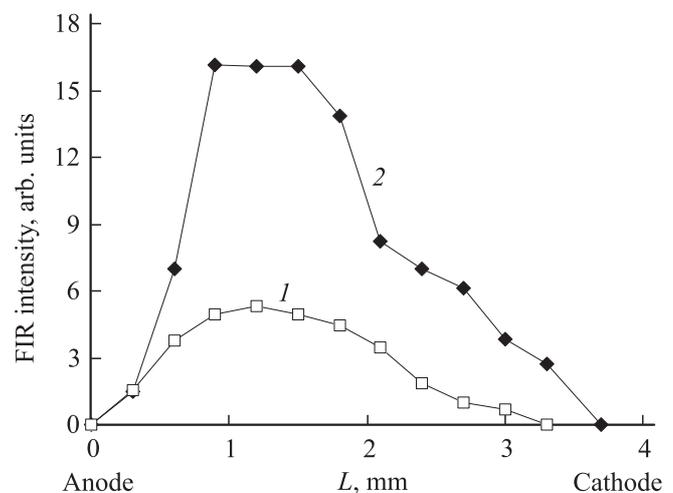


Рис. 5. Распределение интенсивности дальнего ИК излучения вдоль направления тока в гетероструктуре с двойными ТСКЯ (№ 5976) в полях $E = 1.8$ кВ/см (кривая 1) и $E = 2.5$ кВ/см (кривая 2). Измерено через подвижную щель шириной $d = 0.3$ мм.

Авторы выражают глубокую благодарность О.Г. Сарбею за обсуждения работы и полезные замечания, а также В.В. Вайнбергу за расчет зонного спектра электронов.

Список литературы

- [1] E. Gornick, R. Schawarz, D.C. Tsui et al., Solid State Commun. **38**, 541 (1981).
- [2] Л.Е. Воробьев, Д.В. Донецкий, А. Кастальский. ФТП, **29**(10), 1771 (1995).
- [3] Л.Е. Воробьев, Л.Е. Голуб, Д.В. Донецкий. Письма в ЖЭТФ, **63**, 928 (1996).
- [4] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov et al. Physica Status Solidi B, **204**, 173 (1997); Physica Status Solidi **204**, 563 (1997).
- [5] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко и др. Письма в ЖЭТФ, **67** (4), 256 (1998).
- [6] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко и др. УФН, **169** (4), 459 (1998).
- [7] Л.Е. Воробьев, Д.В. Донецкий, Д.А. Фирсов и др. Письма в ЖЭТФ, **67** (7), 507 (1998).
- [8] Ю.Л. Иванов, С.А. Морозов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. ФТП **32** (9), 1119 (1998).
- [9] В.Я. Алешкин, А.А. Андронов, А.В. Антонов и др. Письма в ЖЭТФ, **64**, 478 (1996).
- [10] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov, E.V. Demidov, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, D.G. Revin; B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, E.V. Uskova, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, S.N. Danilov, I.E. Titkov, V.A. Shalygin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov. Proc. SPIE, **4318**, 192 (2001).
- [11] P.A. Belevskii, V.V. Vainberg, M.N. Vinoslavskii, A.V. Kravchenko, V.N. Poroshin, O.G. Sarbey. Ukr. J. Phys, **54** (1–2), 122 (2009).
- [12] Н.В. Байдусь, П.А. Белевский, А.А. Бирюков, В.В. Вайнберг, М.Н. Винославский и др. ФТП, **44** (11), 1543 (2010).
- [13] N. Balkan, V.K. Ridley. Superlat. Microstruct., **5** (4), 539 (1989).
- [14] А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова. ФТП, **39** (1), 53 (2005).
- [15] П.А. Белевский, М.Н. Винославский, В.Н. Порошин, И.В. Строганова. ФТП, **42** (5), 604 (2008).

Редактор Т.А. Полянская

The far-infrared radiation from n -InGaAs/GaAs heterostructures with quantum wells in strong lateral electric fields under injection

P.A. Belevskii*, M.N. Vinoslavskii*, V.N. Poroshin*, N.V. Baidus⁺, B.N. Zvonkov⁺

* Institute of Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03680 Kyiv, Ukraine

⁺ Nizhni Novgorod Research Physico-Technical
Institute of Nizhni Novgorod State University,
603950 Nizhni Novgorod, Russia

Abstract Abstract The infrared radiation by hot electrons in n -InGaAs/GaAs heterostructures with quantum wells have studied in the lateral electric field in the presence of the carrier injection from the current contacts. A strong increase in the intensity of the far infrared radiation have detected in structures with a double tunnel-coupled wells, one of which is a δ -doped, when carrier injection have arise. At the same time, such effect was absent in a single quantum well structures with the doped wells or barriers. The observed increase is associated with the direct intersubband transitions of electrons that contribute to the radiation under spatial carrier transitions between the wells. The intensity of this transition increases due to the compensation by the injected holes of the space charge existing between the wells.