Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 4, с. 235 – 239 © 2015 г. 25 августа

Стимулированные излучения при переходах между лестницами Ванье–Штарка в полупроводниковых сверхрешетках[1)]

А. А. Андронов[+2)], Е. П. Додин[+], Д. И. Зинченко[+], Ю. Н. Ноздрин[+], М. А. Ладугин[*], А. А. Мармалюк[*], А. А. Падалица[*], В. А. Беляков[×], И. В. Ладенков[×], А. Г. Фефелов[×]

[+] *Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*] *"Сигм плюс инжиниринг", 117342 Москва, Россия*

[×] *Научно-производственное предприятие "Салют", 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 9 июля 2015 г.

Продемонстрированы новые внутризонные полупроводниковые лазеры на основе простых сверхрешеток (СР) GaAs(150 A, яма)–GaAlAs(19 A, с долей алюминия 12 %, барьер) – ванье-штарковские (ВШ) лазеры. Механизм усиления в них основан на инверсии населенности между основным уровнем ВШ в ямах СР и слабо заселенным верхним уровнем ВШ в ямах на два, три, четыре периода вниз по приложенному потенциалу. В чипах лазеров обнаружены множественные области интенсивного стимулированного СВЧ-излучения в окрестности напряжений 8, 13 и 20 В (т.е. в окрестности резонансов между этими уровнями ВШ СР). Стимулированное излучение возникает в контуре, состоящем из чипа и системы его подключения. В одном из чипов излучение (в окрестности 20 В, приложенных к чипу) существует на частоте около 7.3 ГГц при температуре до 150 К и имеет оценочную мощность до 1 Вт. Продемонстрировано, что отрицательная проводимость, ответственная за излучение, сохраняется и при 300 К, а излучения не наблюдается из-за больших потерь в контуре при этой температуре. Пластина с СР выращена методом MOCVD. Она имеет 1000 периодов и стоп-слой для создания терагерцового резонатора металл–СР–металл. Терагерцового излучения не наблюдалось из-за малого коэффициента усиления в сравнении с потерями в резонаторе. Проведенные эксперименты, расчеты и обсуждения показывают, что при оптимизации параметров подобные СР могли бы стать конкурентами каскадных лазеров как источников излучения на частотах от ГГц до ТГц и выше.

DOI: 10.7868/S0370274X15160031

1. Появление полупроводниковых сверхрешеток (СР) на основе периодических гетероструктур с периодом, состоящим из ям и барьеров, было стимулировано теоретической работой Эсаки и Тсу 1970 г. [1]. В ней продемонстрировано, что такая система при транспорте электронов в пределах одной минизоны (вдоль нижних уровней в ямах СР) имеет падающий участк на вольт-амперной характеристике (ВАХ), т.е. обладает отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Авторы заявили, что СР должны стать основой генераторов для любых частот излучения. До работы [1] возможность ОДП в одной разрешенной зоне полупроводника в сильных полях отмечалась Н. Кромером [2], В.А. Яковлевым [3] и Л.В. Келдышем [4]. (Причем в [4] уже рассматривался полупроводник с СР, но с потенциалом, созданным ультразвуковой волной.) Вскоре после работы [1] появились работы Казаринова и Суриса [5], в которых были предложены две возможности получения лазерного излучения при транспорте электронов в СР в нескольких минизонах (при участии нескольких уровней в ямах СР). Первое предложение касалось лазерных переходов внутри ям СР, а второе – переходов между ближайшими ямами СР. На основе первого предложения в 1994 г. были созданы квантовые каскадные лазеры [6]. Эти лазеры основаны на полупроводниковых СР со сложным периодом (каскадами). Лазерный переход здесь происходит *внутри каскада* (*периода*) на малой доле его гетерослоев. Другие слои, создавая инверсию населенности перехода, обуславливают поглощение лазерного излучения, что особенно существенно для ТГц-лазеров. Кроме того, ТГц каскадные лазеры [7–9] быстро теряют мощность при повышении температуры выше температуры жидкого азота, трудно перестраиваются и не могут освоить миллиметровый диапазон (см. [10]). Второе предложение работы [5] не было исследовано. Ванье-штарковские (ВШ) лазеры с простой

[1)] См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru том 102, вып. 4.

[2)] e-mail: andron@ipmras.ru

СР со слабыми барьерами, предложенные в работе [11] и демонстрируемые в настоящей работе, с переходами между периодами СР являются обобщением этого второго предложения на случай переходов на несколько периодов СР (рис. 1). Слабость барьеров

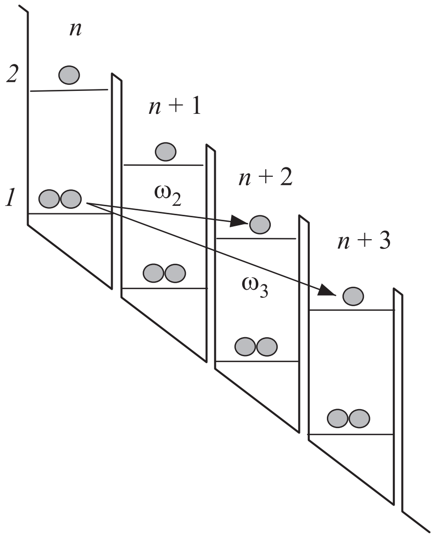

Рис. 1. Схема двух лестниц уровней ВШ в СР в электрическом поле и переходов между ними. Кружками представлены относительные населенности уровней

и переход на несколько периодов обеспечивают большой матричный элемент таких переходов.

2. Полупроводниковая пластина с СР была выращена методом MOCVD. Она обладает остаточной проводимостью n-типа (с малой концентрацией электронов $N \approx 4 \cdot 10^{14}\,\text{см}^{-3}$ при $T = 4\,\text{K}$). Пластина содержит 1000 периодов СР. Каждый период состоит из ямы (GaAs, 153 A) и барьера ($Ga_{(0.88)}Al_{(0.12)}As$, 19 A). Пластина имеет стоп-слой ($Ga_{(0.4)}Al_{(0.6)}As$, 0.37 мкм), который используется для стравливания подложки и создания чипов (диаметром 1 мм, рис. 2) с круговыми полосковыми резонаторами металл–СР–металл для ТГц-излучения и малым сопротивлением для тока поперек контактных слоев, состоящих из слоев Ge–Au и сильно легированных (n+)-слоев GaAs толщиной 0.43 и 0.23 мкм (ср. [8–10]). Для исследования транспортных свойств и излучений к чипу прикладывались импульсы напряжения от источника с сопротивлением, меньшим сопротивления чипа, длительностью до 25 мкс. Использовались низкотемпературные фотоприемники InSb, GaAs и диоды Шоттки. Фотоприемники и чип помещались в жидкий гелий на небольшом расстоянии друг от друга. Длительность импульса выбиралась такой, чтобы сигналы детекторов могли наблюдаться вне наводок на фронтах импульса то-

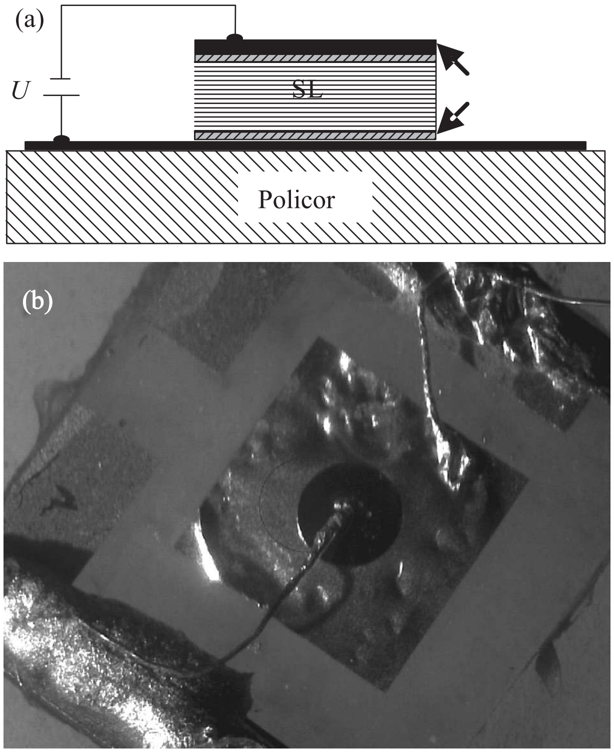

Рис. 2. Схема чипа со сверхрешеткой между двумя n+, Ge–Au и Au контактными слоями (стрелки) (a). Фото одного из чипов с проводами, соединяющими чип и контактные площадки (b)

ка (рис. 3). Фотоприемники регистрировали СВЧ-излучения благодаря сильной нелинейности их ВАХ в предпробойном состоянии. Спектр излучения регистрировался приемником Hewlett-Packard с максимальной частотой 25 ГГц. Было исследовано более 40 таких чипов.

3. В чипах обнаружены многочисленные области МГц-колебаний тока и множественные области интенсивного стимулированного СВЧ-излучения в окрестности напряжений 8, 13 и 20 В (рис. 4). Разные чипы демонстрируют такое излучение при разных напряжениях с разной интенсивностью. Однако во всех чипах они существуют вблизи указанных напряжений. Эти области напряжений соответствуют перегибам ("плечам") на вольт-амперной характеристике (рис. 4 и 5) в области роста тока в СР с напряжением из-за нерезонансного зинеровского туннелирования. Плечи связаны с туннельными резонансами между уровнями разных лестниц ВШ. В этих резонансных областях существует ОДП в широкой области частот (рис. 5) из-за инверсии населенности между лестницами ВШ с большим матричным элементом перехода (см. обсуждение таких эффектов в аналогичных СР в [11, 12]). Отрицательная диф-

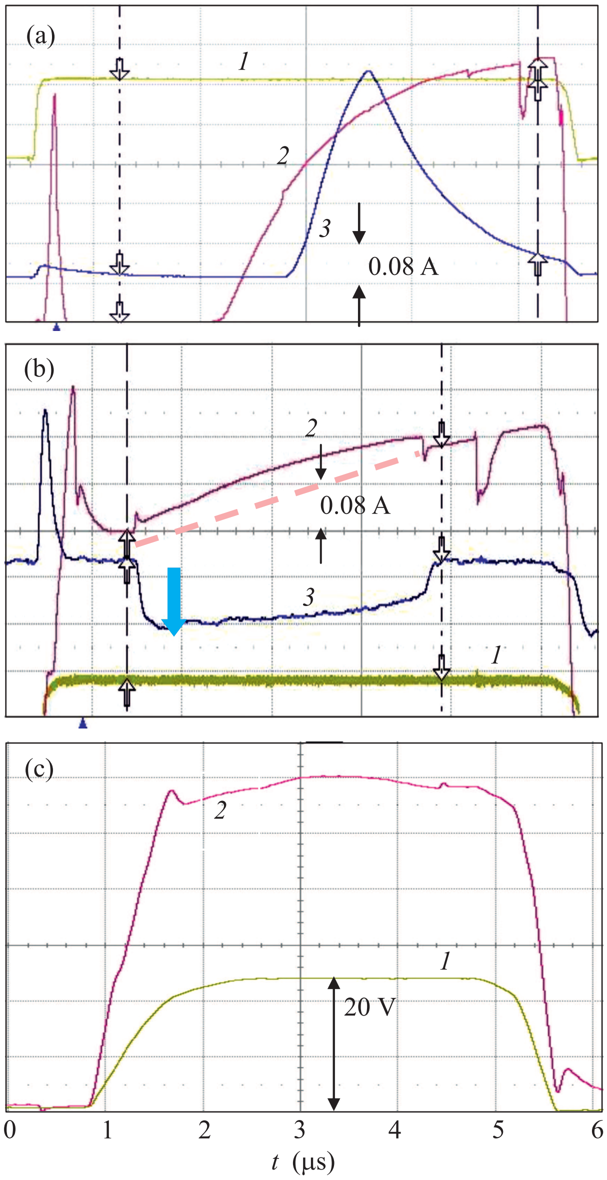

Рис. 3. Примеры импульсов напряжения (*1*), тока (*2*) и излучения (*3*) для разных чипов при $T = 4.2$ К (a), 78 К (b) и 300 К (c). (a) – Детектор InSb. (b) – Диод Шоттки. На панелях a и b видны скачки на токе в начале и конце излучения. При $T = 4$ и 78 К показаны части импульсов тока в окрестности его максимума. При $T = 300$ К показан весь импульс тока; излучения не наблюдалось, но пик ОДП в начале импульса существует

ференциальная проводимость приводит к колебаниям тока в мегагерцовой области благодаря движущимся доменам сильного поля. При незначительном увеличении напряжения колебания тока пропадают и, видимо, возникают статические домены, устанавливающиеся в процессе включения импульса напряжения, когда ток "прочерчивает" ВАХ, с пиком в

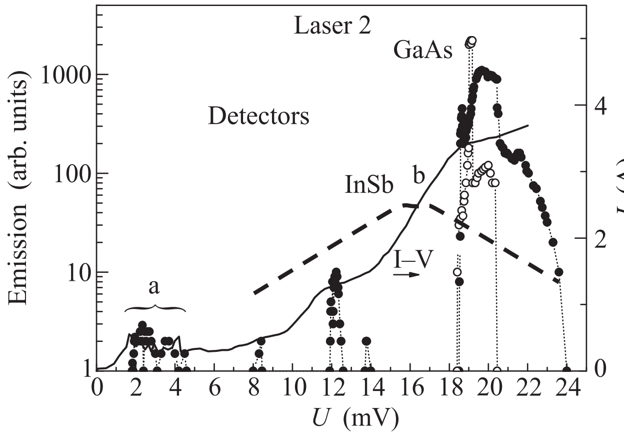

Рис. 4. Вольт-амперные характеристики и сигналы детекторов GaAs и InSb для одного из чипов. Области: ОДП Эсаки–Тсу (a); стимулированные излучения (b)

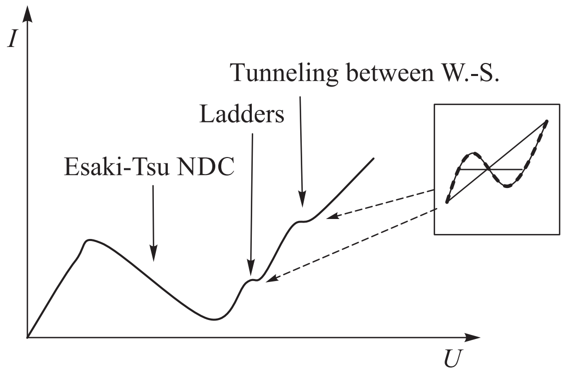

Рис. 5. Схема ВАХ исследованной СР со слабыми барьерами

области плеч (рис. 3). Затем начинается рост тока до максимума пика с возникновением однородного поля в чипе. В результате ВАХ, зарегистрированная в эти моменты импульсов тока, не имеет падающего участка (рис. 4). Вместе с тем установившееся в чипе однородное поле обладает ОДП, которая и приводит к возникновению стимулированного СВЧ-излучения. Излучение возбуждается в L–C-контуре, состоящем из чипа и системы подключения к чипу (рис. 2). Здесь мы ограничиваемся обсуждением области 20 В. При использовании тонкого провода подключения (с большим сопротивлением) лазерное излучение в области 20 В пропадает. В одном из чипов излучение в окрестности 20 В существует на частоте около 7.3 ГГц при температуре до 150 К и согласно оценке (на основании величины сигнала фотоприемника InSb до 100 мВ и величины изменения тока через чип при возникновении излучения, рис. 3) имеет мощность до 1 Вт. Обнаруженное подавление излучения тонким проводом подключения чипа позволяет утверждать, что найденная предельная температура стимулированного излучения (150 К) связана с ростом сопротивления контура с температурой. Из рис. 3 видно, что пик на фронте импульса тока, свидетельствующий о существовании ОДП, аналогичный и сравнимый по величине с пиком при более низких температурах, при которых наблюдаются излучения, сохраняется и при 300 К. Последнее указывает на перспективы источников излучений при комнатной температуре на основе данного механизма ОДП.

Терагерцового излучения не возникает из-за малой остаточной концентрации электронов в СР, определяющей малый коэффициент усиления ТГц-излучения, и повышенных потерь в полосковом резонаторе металл–СР–металл чипов ввиду выбранного состава контактов к СР (см. ниже).

4. Механизм лазерного излучения представлен на рис. 1. Более детальное описание дает вычисление уровней ВШ и матричных элементов перехода между уровнями лестниц [11, 12]. В указанных работах было установлено совпадение “плеч” на ВАХ и областей пересечения уровней ВШ для близких по составу СР. Для исследованной в настоящей работе СР расчеты дают близкое совпадение пиков матричного элемента переходов и пиков излучения. В областях вне резонанса инверсия населенностей велика, но матричный элемент перехода мал. Инверсия населенностей сохраняется и в области резонанса (где матричный элемент перехода велик), хотя и подавляется за счет колебаний с частотой Раби Ω волнового пакета, состоящего из волновых функций обоих взаимодействующих уровней. Частота Раби определяется величиной расталкивания уровней лестниц по энергии $\Delta\varepsilon = \hbar\Omega$ (где $\hbar$ – постоянная Планка) в области резонанса. При наличии рассеяния, изменяющего фазовые свойства составляющих пакета, такое подавление уменьшается. Из-за всех этих процессов и явлений в области резонанса имеется ОДП в широком диапазоне частот, начиная со статической и до частоты Раби и выше, как это впервые было продемонстрировано в работе [5]. В частности, в [5] получены выражения для плотности тока J (см. также [13, 14]) и для реальной части дифференциальной проводимости $\sigma(\omega)$ на частоте ω за счет резонанса между лестницами. Для наших условий они могут быть представлены в виде

$$J = \frac{2eN_s}{\nu_d}\frac{\Omega^2}{1+(\omega_0/\nu_d)^2+4\Omega^2/(\nu_d\nu_0)}, \qquad (1)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{edn}{2\hbar\omega}\Big[J(\hbar\omega_0+\hbar\omega) - J(\hbar\omega_0-\hbar\omega)\Big]. \qquad (2)$$

Здесь e – заряд электрона, $N_s = Nd$ – плотность электронов в ямах, N – объемная концентрация электронов, d – период СР, ν_d – частота релаксации недиагональных компонент матрицы плотности, ν_0 – частота излучения оптического фонона электронами, ω_0 – частота перехода между резонансными уровнями без учета их взаимодействия, определяемая полем E в СР: $\hbar\omega_0 = e(E-E_0)dn$, n – число периодов СР, участвующих в переходе, а E_0 – поле, при котором имеется резонанс. Воспользуемся приведенным выражением для оценки величины $\sigma(\omega)$, не прибегая к более изощренным расчетам [15] (ср. [16]). Эта оценка (а также другая, см. ниже) будет использована для объяснения отсутствия ТГц-излучения. Для оценки $\sigma(\omega)$ нужны оценочные значения параметров, входящих в выражение (1). Для оценки N и ν_d при 4 К мы сначала оцениваем частоту ν_{el} упругого рассеяния в СР из порога ОДП Эсаки–Тсу [1] в слабых полях (2 мВ на период, рис. 5), приравняв блоховскую частоту на пороге ОДП, $\omega_{\text{B}} = eE_{TH}d/\hbar$ ($E_{TH} \approx 1$ кВ/см – пороговое электрическое поле), к частоте упругого рассеяния ν_{el} ($\omega_{\text{B}} = \nu_{el}$). Такое соотношение было получено в работе [1]. Моделирование показало [11], что оно приближенно справедливо и в нашем случае. Получаем $\nu_{el} \approx 3\cdot10^{12}\,\text{с}^{-1}$, а из сопротивления чипов на пороге ОДП (4 Ом, см. рис. 4), размеров чипа и формулы Друде для проводимости имеем $N \approx 4\cdot10^{14}\,\text{см}^{-3}$. Частота ν_d является суммой ν_{el} и половины $\nu_0 \approx 5\cdot10^{12}\,\text{с}^{-1}$ (ср. [14]). В результате $\nu_d \approx 6\cdot10^{12}\,\text{с}^{-1}$. Расчеты расталкивания уровней дают $\Delta\varepsilon = 5$ мэВ и $\Omega \approx 5\cdot10^{12}\,\text{с}^{-1}$. Для оценок можно принять, что все ν_d, ν_{op} и Ω приближенно равны $5\cdot10^{12}\,\text{с}^{-1}$. Тогда максимальные величины σ_0 и $\sigma(\omega)$ при $\omega \approx \Omega$ получаются около $10^{11}\,\text{с}^{-1}$. Для независимой экспериментальной оценки $\sigma(\omega)$ мы поступим еще и по-другому. На основе данных по величине пика импульса тока ΔJ и области существования пика тока ΔV по напряжению (рис. 3) определим величину статического отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ $R_d = \Delta V/\Delta J$. Как приведенные на рис. 3, так и другие данные показывают, что величина ΔJ составляет $1/10-1/15$ от величины постоянного тока в чипе J_0 ($J_0 \sim 3.5$ А при напряжении около 20 В), тогда как в качестве ΔV можно взять область генерации (около 0.5 В). В результате мы получаем значение отрицательного сопротивления чипа $R_d \approx 2.5$ Ом. Это дает оценку величины отрицательной проводимости в чипе $\sigma_0 \approx 10^{11}\,\text{с}^{-1}$.

Таким образом, все оценки дают величину отрицательной проводимости чипа на уровне $|\sigma(\omega)| \approx \approx 10^{11}\,\text{с}^{-1}$. Такое значение приводит к величине коэффициента усиления ТГц-мод в чипе $\mu_a \approx 10\,\text{см}^{-1}$.

Она близка к рассчитанной величине потерь мод чипа в контактных областях $(n+)$–Au при толщинах $(n+)$-слоев в 0.4 мкм. Учитывая, что в контактах использовались слои Ge–Au (с гораздо меньшей проводимостью, чем слои Au), мы заключаем, что поглощение ТГц-моды чипа в скин-слоях существенно выше, чем $\mu_a \approx 10\,\text{см}^{-1}$. По нашему мнению, это и объясняет отсутствие ТГц-излучения.

5. В настоящей работе впервые продемонстрировано, что простые СР могут служить основой для создания ВШ-лазеров. Наблюдение стимулированного излучения в ГГц-диапазоне (что недоступно каскадным лазерам) при температуре до 150 К и демонстрация существования механизма ОДП при резонансе лестниц ВШ при комнатной температуре свидетельствуют о том, что подобные лазеры в силу простоты гетероструктуры и присущей им возможности перестройки частоты напряжением могли бы потеснить каскадные лазеры на частотах от ТГц до длинноволновой области среднего ИК-диапазона. Кроме того, такие СР могли бы стать основой и для источников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, дополнив диоды Ганна и генераторы на СР. Изменение частот переходов в таких лазерах может быть достигнуто изменением периода или “силы” барьеров СР. Следует подчеркнуть, что при увеличении уровня легирования в таких лазерах могут быть использованы СР со значительно меньшим числом периодов. Наконец, имеется интригующая возможность перенести эту лазерную схему на Ge–Si СР n-типа, выращенные в направлении [111], с эквивалентными электронными долинами, т.к. необходимая для лазерной схемы достаточно малая доля Ge в СР должна позволить создавать многопериодные СР.

Работа поддерживалась грантами программ РАН “Физика наноструктур” и “Проблемы радиофизики”, а также грантом РФФИ # 15-02-05503-а. Было использовано оборудование ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур” ИФМ РАН. Авторы благодарны А.Ю. Климову и В.В. Рогову за многочисленные обсуждения и предложения, компании “Интеллектуальные системы НН” за помощь в изготовлении чипов, В.И. Позняковой за помощь в вычислении джоулевых и излучательных потерь чипов, М.Ю. Левичеву за создание импульсного источника питания, В.И. Шашкину и Н. Востокову за предоставление диодов Шоттки, М.Н. и Ю.Н. Дроздовым за исследование сверхрешеток и A. Wacker (Lund University) за предоставление предварительных результатов расчетов транспортных свойств исследованной сверхрешетки.

1. L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
2. H. Kroemer, Z. Physik **134**, 435 (1953); arxiv.org/pdf/cond-mat/0007482.
3. В. А. Яковлев, ФТТ **3**(7), 1983 (1961).
4. Л. В. Келдыш, ФТТ **4**(7), 2265 (1962).
5. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, ФТП **5**(4), 797 (1971); ФТП **6**(1), 148 (1972).
6. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. Hutchinson, and A. Cho, Science **264**, 553 (1994).
7. R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. Linfield, A. Devies, D. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi, Nature **417**, 156 (2002).
8. B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, and G. Hu, Appl. Phys. Lett. **82**(11), 2124 (2003).
9. D. S. Williams, Nat. Photonics **1**, 517 (2007).
10. M. I. Amanti, G. Scalari, R. Terazzi, M. Fisher, M. Beck, J. Faist, A. Rudra, P. Gallo, and E. Kapon, New J. Phys. **11**, 125022 (2009).
11. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko, Yu. N. Nozdrin, A. A. Marmalyuk, and A. A. Padalitsa, Quantum Electronics **40**(5), 400 (2010).
12. А. А. Андронов, Е. П. Додин, Д. И. Зинченко, Ю. Н. Ноздрин, ФТП **47**(1), (2013).
13. C. Sirtory, F. Capasso, J. Faist, A. Hutchinson, D. L. Sivco, and A. Cho, IEEE J. QE **34**(9), 1722 (1998).
14. H. Callebaut and Q. Hu, J. Appl. Phys. **98**, 104505 (2005).
15. S.-C. Lee, F. Banit, M. Woerner, and A. Wacker, Phys. Rev. B **73**, 245320 (2006).
16. M. Lindskog, J. M. Wolf, V. Trinite, V. Leverini, J. Faist, G. Maisons, M. Carras, R. Aidam, R. Ostendorf, and A. Wacker, Appl. Phys. Lett. **105**, 103106 (2014).