Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 1, с. 37 – 43

Метаморфные гетероструктуры с квантовыми точками InAs/InGaAs для генерации одиночных фотонов в спектральном C-диапазоне

С. В. Сорокин[1)], *Г. В. Климко, И. В. Седова, О. Е. Лакунцова, А. И. Галимов, Ю. М. Серов, А. И. Веретенников, Л. А. Снигирев, А. А. Торопов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2024 г.
После переработки 20 ноября 2024 г.
Принята к публикации 21 ноября 2024 г.

В работе приведены результаты исследований по выращиванию методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs и метаморфными буферными слоями (МБС) $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$, предназначенных для получения однофотонной генерации в телекоммуникационном C-диапазоне длин волн. Проанализирована возможность уменьшения толщины градиентного слоя $In_xGa_{1-x}As$ с целью формирования эффективных микрорезонаторных структур с толщиной резонаторной полости вплоть до двух длин волн. Приведены данные характеризации методами просвечивающей электронной микроскопии в геометрии поперечного сечения и спектроскопии фотолюминесценции структур с метаморфными буферными слоями, выращенных на поверхности распределенного брэгговского отражателя $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$.

DOI: 10.31857/S0370274X25010068, EDN: DFTHGM

1. Введение. Источники одиночных фотонов, излучающие в телекоммуникационных диапазонах длин волн, являются ключевыми элементами, необходимыми для создания эффективных систем безопасной связи на основе квантового распределения ключей. При этом наиболее востребованным является спектральный C-диапазон ($\lambda \sim 1.55$ мкм), так как в этом случае возможна передача квантовой информации на большие расстояния за счет возможности использования существующей волоконно-оптической инфраструктуры и низких потерь при распространении световых волн. Одним из наиболее перспективных направлений для реализации таких источников является использование структур с гетероэпитаксиальными полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) InAs, при этом целевая длина волны излучения может быть достигнута при помещении КТ InAs в матрицу как InP [1–3], так и In(Ga,Al)As [4, 5]. Однако подход, связанный с помещением КТ внутри цилиндрического микрорезонатора с распределенными брэгговскими отражателями (РБО), наиболее полно можно реализовать в структурах с КТ InAs в матрице InGaAs при использовании метаморфных буферных слоев (МБС) $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$ [6–8]. В этом случае в конструкции гетероструктур можно применять эффективные РБО на основе хорошо разработанной системы $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$.

Настоящая работа продолжает исследования метаморфных гетероструктур с КТ InAs/InGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (001) и излучающих вблизи 1.55 мкм. Ранее было продемонстрировано, что в таких структурах в спектрах низкотемпературной микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) наблюдаются узкие линии, связанные с излучением из отдельных КТ, и установлено, что несмотря на высокую поверхностную плотность всех формируемых квантовых объектов, плотность “больших” КТ с латеральными размерами $L = 40{-}45$ нм и высотой $H = 5.5{-}6$ нм, ответственных за излучение в диапазоне 1.50–1.55 мкм, сравнительно невелика и составляет $\sim(1{-}4) \times 10^8$ см$^{-2}$ [9]. При этом в работе [9] КТ InAs/InGaAs формировались непосредственно на поверхности градиентного слоя $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ (001) с линейным профилем изменения состава. Существенным недостатком такого подхода является то, что слой МБС $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ (001) выращивается при низкой температуре ($\sim T_S = 380{-}400\,^\circ$C) с целью подавления “штриховой” (*cross-hatch*) морфологии поверхности. Кроме того, это приводит к длительной остановке роста, связанной с изменением температуры подложки, непосредственно перед формированием слоя КТ.

Также использование МБС $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$ с линейным профилем изменения x от $x_{\min} = 0.05$ до $x_{\max} = 0.43{-}0.44$ при скорости изменения состава

[1)]e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

$\sim 35\,\%$ In/мкм приводит к большой (~ 1 мкм) толщине МБС и предполагает реализацию резонатора с толщиной полости не менее $3\lambda/n$, где n – средний показатель преломления в резонаторной полости. Данное обстоятельство существенно ухудшает потенциально достижимые параметры источников однофотонного излучения, так как сравнительно большой объем оптической моды не позволяет добиться достаточно высокого значения фактора Парселла, определяющего скорость спонтанной излучательной рекомбинации в КТ [10]. Возможный вариант решения проблемы – это выращивание МБС $In_xGa_{1-x}As$/GaAs (001) с меньшей толщиной. В этом случае также появляется возможность формирования КТ в ненапряженном слое матрицы $In_xGa_{1-x}As$, выращиваемым при более оптимальных условиях. Стоит отметить, что реализация сверхтонкого градиентного МБС $In_xGa_{1-x}As$/GaAs (001) толщиной ~ 220 нм при изменении содержания In в слое до $x_{\max} \sim 0.4$ недавно была продемонстрирована при использовании для роста гетероструктур метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) [8]. Однако получению сверхтонких МБС $In_xGa_{1-x}As$/GaAs (001) методом МПЭ препятствует ряд нерешенных проблем. В частности, чтобы избежать перехода в режим 3D-роста с соответствующим резким ухудшением морфологии поверхности, величина начальной ступени в содержании In не должна превышать $\sim 20\,\%$ [11, 12], что значительно меньше, чем было реализовано в работе [8]. Во-вторых, жесткие ограничения на верхний предел толщины МБС (~ 220 нм от начала МБС до слоя КТ при толщине полости λ/n), помимо использования начальной ступени с высоким содержания In также требуют и большой скорости изменения содержания In в МБС – до $100\,\%$ In/мкм. При этом даже при использовании корневого (*convex*) профиля изменения состава в реализованных методом МПЭ МБС $In_xAl_{1-x}As$/GaAs(001) ($x = 0.05{-}0.79$, $d = 850$ нм) средняя скорость изменения содержания In в градиентном слое не превышает $\sim 85\,\%$/мкм [13].

В настоящей работе мы представляем результаты структурных и оптических исследований гетероструктур с КТ InAs/InGaAs, выращенных методом МПЭ с использованием МБС $In_xGa_{1-x}As$ с линейным профилем изменения состава ($x = 0.16{-}0.44$) на подложках GaAs(001) с толщиной градиентного слоя ~ 640 нм, в том числе и метаморфных структур, выращенных на поверхности распределенного брэгговского отражателя $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$/GaAs.

2. Эксперимент. Структуры с МБС $In_xGa_{1-x}As$ и КТ были выращены методом МПЭ на подложках GaAs (001) при использовании в качестве источников молекулярных пучков эффузионных ячеек Ga, In, Al и клапанного источника As. Схематическое изображение исследуемой структуры (далее структура # A) с МБС и КТ вместе с профилем изменения состава по In приведено на рис. 1. Структура

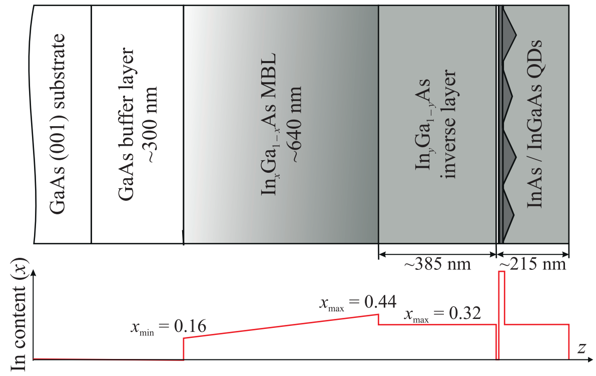

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение конструкции исследуемой структуры с КТ InAs/InGaAs (структура # A)

содержит буферный слой GaAs толщиной ~ 300 нм, слой МБС с линейным профилем изменения состава по In с расчетной толщиной ~ 640 нм и инверсный слой $In_xGa_{1-x}As$ толщиной ~ 0.6 мкм, в котором на расстоянии ~ 215 нм от поверхности вставлен слой КТ InAs. Содержание In в МБС изменялось от $x = 0.16$ до $x \sim 0.44$ при скорости изменения состава по индию $\sim 43\,\%$ In/мкм. Особенности формирования МБС $In_xGa_{1-x}As$/GaAs с линейным профилем изменения состава, а также основные параметры МПЭ градиентного слоя приведены в работах [9, 14]. Содержание In в инверсном слое (матрице) было выбрано равным $x \sim 0.32$, что предполагает величину обратной ступени $\Delta x \sim 0.11{-}0.12$, т.е. несколько больше, чем требуется для согласования по параметру решетки с верхней частью МБС [14]. Нижняя (дальняя от поверхности) часть инверсного слоя $In_{0.32}Ga_{0.68}As$ выращивалась при температуре $T_S \sim 470\,°$C при соотношении потоков As/In ~ 8–10, в то время как при МПЭ верхнего прикрывающего КТ слоя InGaAs толщиной ~ 215 нм температура подложки составила $T_S \sim 420\,°$C. Осаждение слоя InAs КТ проводилось на поверхности тонкого слоя (interlayer) GaAs толщиной ~ 3 МС, вставленного между слоем матрицы $In_{0.32}Ga_{0.68}As$ и слоем КТ [9]. Дополнительно была выращена и исследована комплементарная структура (# B), содержащая слой РБО, состоящий из 33 пар четвертьволновых слоев 129 нм $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$/111 нм GaAs, и заканчивающаяся слоем GaAs толщиной $\sim$45 нм. При этом оставшаяся часть структуры полностью соответствовала описанной выше структуре # A.

Исследования структурных свойств были выполнены методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в геометрии поперечного сечения в микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония) с ускоряющим напряжением 200 кВ. Электронно-прозрачные образцы для ПЭМ подготавливались в двух поперечных сечениях типа {110} посредством стандартной процедуры механической шлифовки-полировки для начального утонения и финишного ионного распыления ионами Ar^+ (4 кэВ). Для исследования оптических свойств применялся метод спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и микро-ФЛ. Спектр ФЛ измерялся при $T = 77$ К при накачке непрерывным полупроводниковым лазером с длиной волны $\lambda = 660$ нм. Измерение спектров микро-ФЛ проводилось при температуре 10 К. Особенности измерения спектров микро-ФЛ были приведены ранее в работе [9].

3. Результаты и обсуждение. Ранее было установлено, что введение в конструкцию структуры с МБС и КТ InAs/InGaAs тонкого промежуточного слоя GaAs толщиной $d_{\mathrm{GaAs}} \sim 3$ МС, выращиваемого непосредственно перед формированием слоя КТ, оказывает существенное влияние на кинетику формирования КТ InAs и способствует подавлению тенденции к образованию протяженных квантовых штрихов [9]. При этом осаждение тонкого слоя GaAs на поверхности градиентного слоя $\mathrm{In}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}$ частично компенсирует накопленную упругую энергию в МБС, что приводит к увеличению критической толщины (h_{S-K}) перехода в ростовую моду Странского–Крастанова при формировании КТ InAs. На рисунке 2 приведены экспериментальные данные по h_{S-K} для серии структур, в которых КТ InAs были выращены при температуре подложки $T_S = 470$ °C непосредственно на поверхности МБС $\mathrm{In}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}$ с линейным профилем изменения состава ($x_{\max} \sim 0.43{-}0.44$, скорость изменения состава по индию – 30–40 % In/мкм). При используемой $T_S = 470$ °C переиспарением индия с поверхности роста можно пренебречь и, таким образом, величина h_{S-K} может быть определена *in situ* по времени регистрации 2D–3D-перехода на картине дифракции быстрых электронов на отражение при известной заданной скорости осаждения по InAs. При этом в качестве эталона для определения скорости осаждения мы использовали регистрируемое время 2D–3D-перехода для классической системы КТ InAs/GaAs, где $h_{S-K} \approx 1.65$ МС [15]. Из рисунка 2 следует, что h_{S-K} действительно возрастает с ~ 1.2 МС при $d_{\mathrm{GaAs}} = 0$ до ~ 1.8–1.9 МС при $d_{\mathrm{GaAs}} = 3$ МС.

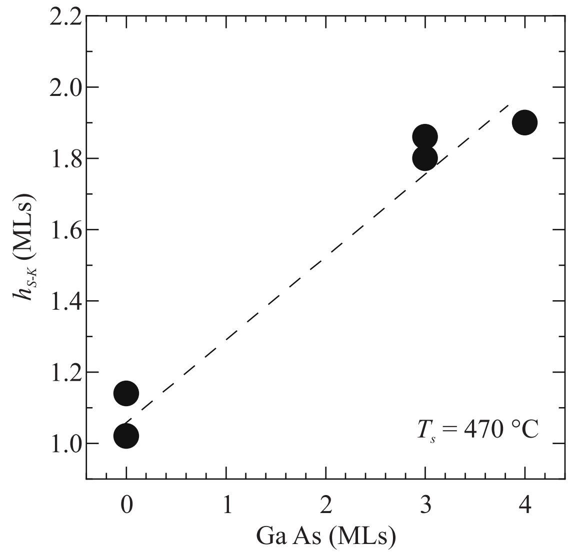

Рис. 2. Зависимость критической толщины (h_{S-K}) 2D–3D-перехода в ростовую моду Странского–Крастанова для структур с КТ InAs/InGaAs, выращенными на поверхности МБС с линейным профилем изменения состава ($x_{\max} \sim 0.43{-}0.44$, скорость изменения состава по индию – 35–40 % In/мкм), от толщины подслоя GaAs (dGaAs), вставленного между верхней частью МБС и слоем КТ ($T_S = 470$ °C). Пунктирная линия проведена для лучшего восприятия

На рисунке 2 также видно, что дальнейшее увеличение толщины подслоя GaAs с 3 до 4 МС уже не приводит к существенному увеличению h_{S-K}. Достаточно неожиданным оказался тот факт, что регистрируемое время 2D–3D-перехода при формировании КТ InAs в ненапряженной матрице $\mathrm{In}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}$ с $x \sim 0.3$ при толщине $d_{\mathrm{GaAs}} = 3$ МС возрастает всего лишь на ~ 5 % по величине по сравнению со случаем формирования КТ непосредственно в верхней части градиентного слоя, что соответствует осаждению ~ 0.1 МС InAs. Более того, схожие времена 2D–3D–перехода (толщины h_{S-K}) наблюдаются и при формировании КТ в структуре # A. Возможная причина заключается в том, что верхний инверсный слой с $x \sim 0.3$, на поверхности которого формируются КТ, также обладает остаточной деформацией, так как не является согласованным по параметру решетки с МБС.

Спектры макро- ($T = 77$ К) и микро-ФЛ ($T = 10$ К) при надбарьерной оптической накачке лазером с $\lambda = 660$ нм для эпитаксиальной гетероструктуры # A представлены на рис. 3а. В спектре микро-ФЛ наблюдаются узкие линии, связанные с излучением из отдельных КТ, в том числе и в целевом спек-

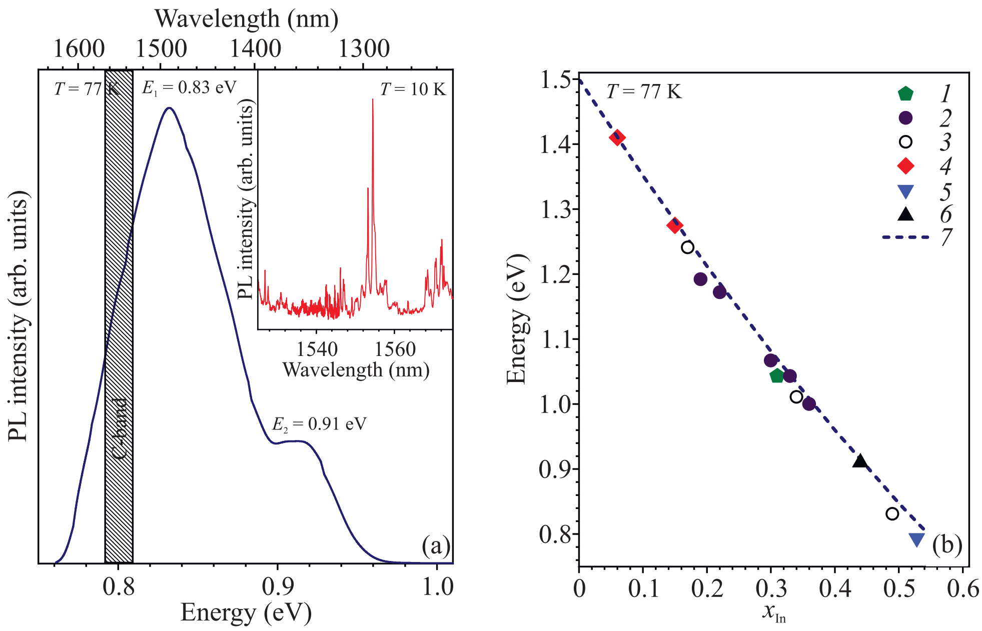

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Спектр фотолюминесценции эпитаксиальной гетероструктуры # A с МБС $In_xGa_{1-x}As$ с линейным профилем изменения состава по In и КТ $In_xGa_{1-x}As/GaAs$, измеренный при $T = 77$ K. На вставке приведен спектр микро-ФЛ той же структуры при $T = 10$ K, демонстрирующий линии излучения из отдельных КТ на длине волны ~ 1.55 мкм. (b) – Зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора $In_xGa_{1-x}As$ от состава при $T = 77$ K. На рисунке представлены экспериментальные данные для соединений $In_xGa_{1-x}As$ с различным содержанием x: *1* – данные S. V. Sorokin et al. [14]; *2* – данные B. Scaparra et al. [17]; *3* – данные T. J. Kim et al. [18]; *4* – данные Z. Hang et al. [19]; *5* – данные D. K. Gaskill et al. [20]; *6* – данные этой работы. Экспериментальные данные, измеренные при температуре 300 K [14, 17, 18], приведены с учетом пересчета на $T = 77$ K. Пунктирной линией (*7*) приведена зависимость $E_0(x)$ в соответствии с выражением $E_0\,(77\,\text{K}) = 1.500 - 1.53x + 0.45x^2$ [16]

тральном диапазоне вблизи длины волны 1.55 мкм (см. вставку к рис. 3a). В спектре ФЛ четко различаются 2 пика. Низкоэнергетичный широкий пик с максимумом $E_1 \approx 0.83$ эВ соответствует излучению из КТ, тогда как менее интенсивный коротковолновый пик с максимумом $E_2 \approx 0.91$ эВ может быть ассоциирован с излучением из верхней части МБС $In_xGa_{1-x}As$, что согласуется с зависимостью ширины запрещенной зоны твердого раствора $In_xGa_{1-x}As$ от состава x при $T = 77$ K, показанной на рис. 3b. На данном рисунке приведены экспериментальные данные для соединений $In_xGa_{1-x}As$ с различным содержанием x, а также зависимость ширины запрещенной зоны при $T = 77$ K (пунктирная линия) в соответствии с выражением $E_0\,(77\,\text{K}) = 1.500 - 1.53x + 0.45x^2$ [16]. При пересчете значений энергии для экспериментальных точек из работ [14, 17, 18] мы предполагали величину различия в ширине запрещенной зоны равной ~ 70–75 мэВ при изменении температуры от $T = 300$ K до $T = 77$ K для твердых растворов $In_xGa_{1-x}As$ с содержанием In в диапазоне $x = 0.15$–0.5, основываясь на экспериментально измеренных зависимостях $E_0(T)$ для твердых растворов $In_xGa_{1-x}As$ с $x = 0.15$ [19] и $x = 0.53$ [20]. Стоит отметить, что все экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на кривую, обозначенную на рис. 3b пунктирной линией. Соответственно, мольная доля In в твердом растворе $In_xGa_{1-x}As$, который соответствует энергии межзонного перехода $E_2 \approx 0.91$ эВ, может быть оценена как $x \sim 0.44$, что хорошо согласуется с заданным значением x_{max} в верхней части МБС.

Планарные метаморфные гетероструктуры с $In_xGa_{1-x}As$ МБС и InAs КТ не пригодны для практической реализации однофотонной генерации как из-за низкой эффективности вывода излучения из таких структур, так и ввиду отсутствия возможности существенного увеличения скорости спонтанной рекомбинации, что делает невозможным достижение приемлемой эффективности генерации фотонов. Как отмечалось выше, одним из возможных решений является создание структуры с цилиндрическими микрорезонаторами на основе метаморфной гетероструктуры с $In_xGa_{1-x}As$ МБС и КТ, выращиваемой на поверхности эпитаксиальной гетероструктуры с РБО.

С этой целью нами была выращена метаморфная гетероструктура #B, в которой осаждение слоя МБС $In_xGa_{1-x}As$ с линейным профилем изменения состава было выполнено на поверхности эпитаксиальной гетероструктуры РБО, содержащей 33 пары четвертьволновых слоев 129 нм $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$/111 нм GaAs. Учитывая толщины нижнего буферного слоя GaAs (~45 нм), градиентного слоя с $x = 0.16{-}0.44$ (~ 640 нм) и инверсного слоя $In_{0.32}Ga_{0.68}As$ (~ 600 нм), такая конструкция предполагает формирование микрорезонаторов с толщиной резонаторной полости в три длины волны – $3\lambda/n$. При этом слой с высоким значением показателя преломления (InGaAs) ограничен сверху границей воздух/полупроводник.

На рисунке 4 приведено темнопольное (002) (левая часть рисунка) и светлопольное (004) (правая

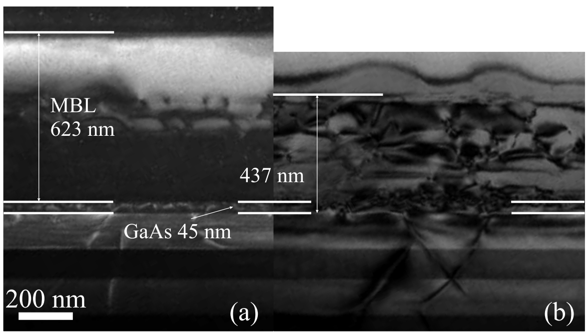

Рис. 4. Темнопольное (002) (a) и светлопольное (004) (b) ПЭМ изображения гетероструктуры с РБО и МБС $In_xGa_{1-x}As$/GaAs(001) в поперечном сечении (110)

часть рисунка) изображения структуры с РБО и МБС (структуры #B), полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения в сечении (110). Для лучшего восприятия границы слоев структуры для двух изображений были совмещены друг с другом. В применении к GaAs рефлекс 002 является химически чувствительным, поэтому на изображении наблюдается относительно сильный контраст слоев различного химического состава, и на изображении на рис. 4a можно четко различить границу между МБС $In_xGa_{1-x}As$ и нижележащим слоем GaAs толщиной 45 нм, определяющим границу РБО. С другой стороны, на темнопольном изображении более заметно проявляется многоэтажный характер распределения сетки дислокаций несоответствия в МБС. Как на светлопольном, так и на темнопольном изображениях отчетливо видно, что толщина дефектного слоя МБС составляет около 440 нанометров, при этом в верхней части МБС (~ 200 нанометров), обладающей остаточной деформацией, плотность дислокаций находится ниже предела обнаружения методом ПЭМ ($< 10^7$ см$^{-2}$). Измеренная толщина инверсного слоя $In_{0.32}Ga_{0.68}As$ для структуры #B хорошо согласуется с заданным значением, при этом толщина градиентного слоя оказалась на ~ 2.5 % меньше, чем планировалось. Из изображений, представленных на рис. 4, также следует, что часть образующихся дислокаций проникает в верхние слои РБО, при этом глубина их проникновения может быть оценена на уровне (2–3) пар слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$/GaAs. Волнистый муар в верхней части рис. 4b – это артефакт подготовки образца.

Таким образом, выбранная величина начальной ступени в содержании In в МБС ($x = 0.16$) не приводит к срыву эпитаксиального роста и увеличению плотности прорастающих дислокаций в верхней части МБС. Это означает, что методом МПЭ возможна реализация гетероструктур с МБС и КТ с толщиной полости до $2\lambda/n$, учитывая тот факт, что скорость изменения состава по In в МБС $In_xGa_{1-x}As$/GaAs (001) может быть увеличена по крайней мере до ~ 49 % In/мкм [17]. ПЭМ изображения структуры #B вблизи области с КТ мало чем отличаются от опубликованных ранее [9], и потому здесь не приводятся.

На рисунке 5 представлен экспериментально измеренный при $T = 77$ К нормированный спектр от-

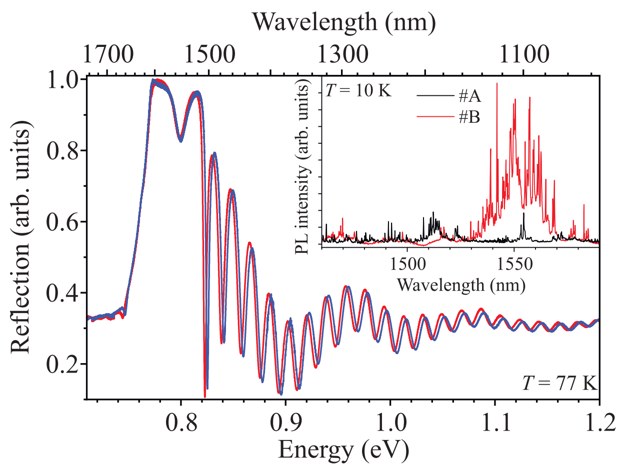

Рис. 5. (Цветной онлайн) Нормированные спектры отражения гетероструктуры #B, измеренные при температуре жидкого азота (77 К) в различных точках пластины. На вставке к рисунку приведен спектр микро-ФЛ гетероструктуры #B вблизи резонансного провала

ражения гетероструктуры #B в 2-х различных точках пластины. Из рисунка 5 следует, что расчетные значения длины волны резонансного провала достаточно хорошо согласуются с заданным значением

$\lambda = 1550$ нм. В спектре микро-ФЛ (вставка к рис. 5) в области вблизи $\lambda = 1550$ нм наблюдаются узкие линии от одиночных КТ, при этом их интенсивность возрастает в 5–7 раз по сравнению со случаем гетероструктуры # A (см. вставку к рис. 3). В пределах стоп-зоны спектра отражения интенсивные узкие линии ФЛ отсутствуют. Полученный результат подтверждает перспективность выбранного подхода с применением метаморфных структур с InAs/InGaAs КТ для реализации однофотонного излучения в диапазоне 1.55 мкм.

4. Заключение. В работе продемонстрирована возможность выращивания методом МПЭ МБС InGaAs/GaAs(001) толщиной ~ 0.6 мкм при максимальном содержании In в градиентом слое $x_{\max} \sim \sim 0.44$. Продемонстрировано, что плотность дислокаций в активной области гетероструктуры находится ниже предела обнаружения методом ПЭМ, т.е. составляет менее 10^7 см$^{-2}$. Часть образующихся дислокаций проникает в верхние слои РБО, глубина их проникновения может быть оценена на уровне (2–3) пар слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$/GaAs. Полученные результаты актуализируют возможность реализации метаморфных структур с КТ, излучающими в диапазоне 1.55 мкм, с толщиной резонаторной полости вплоть до двух длин волн. Методом спектроскопии микро-ФЛ продемонстрировано, что для планарной метаморфной структуры, выращенной на поверхности РБО, интенсивность линий ФЛ, связанных с излучением из отдельных КТ, возрастает в несколько раз по сравнению со структурой без нижнего РБО.

Финансирование работы. Работа реализуется при финансовой поддержке открытого акционерного общества "Российские железные дороги".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Müller, J. Skiba-Szymanska, A. B. Krysa, J. Huwer, M. Felle, M. Anderson, R. M. Stevenson, J. Heffernan, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, Nat. Commun. **9**, 862 (2018); https://doi.org/10.1038/s41467-018-03251-7.
2. D. A. Vajner, P. Holewa, E. Zieba-Ostój, M. Wasiluk, M. von Helversen, A. Sakanas, A. Huck, K. Yvind, N. Gregersen, A. Musial, M. Syperek, E. Semenova, and T. Heindel, ACS Photonics **11**(2), 339 (2024); https://doi.org/10.1021/acsphotonics.3c00973.
3. P. Holewa, D. A. Vajner, E. Zieba-Ostój, M. Wasiluk, B. Gaál, A. Sakanas, M. Burakowski, P. Mrowiński, B. Krajnik, M. Xiong, K. Yvind, N. Gregersen, A. Musiał, A. Huck, T. Heindel, M. Syperek, and E. Semenova, Nat. Commun. **15**, 3358 (2024); https://doi.org/10.1038/s41467-024-47551-7.
4. M. Yacob, J. P. Reithmaier, and M. Benyoucef, Appl. Phys. Lett. **104**(2), 022113 (2014); https://doi.org/10.1063/1.4861940.
5. J. Kaupp, Y. Reum, F. Kohr, J. Michl, Q. Buchinger, A. Wolf, G. Peniakov, T. Huber-Loyola, A. Pfenning, and S. Höfling, Adv. Quantum Technol. **6**, 2300242 (2023); https://doi.org/10.1002/qute.202300242.
6. M. Paul, F. Olbrich, J. Hoschele, S. Schreier, J. Kettler, S. L. Portalupi, M. Jetter, and P. Michler, Appl. Phys. Lett. **111**(3), 033102 (2017); https://doi.org/10.1063/1.4993935.
7. P. Wyborski, M. Gawełczyk, P. Podemski, P. A. Wroński, M. Pawlyta, S. Gorantla, F. Jabeen, S. Höfling, and G. Sek, Phys. Rev. Appl. **20**, 044009 (2023); https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.20.044009.
8. R. Sittig, C. Nawrath, S. Kolatschek, S. Bauer, R. Schaber, J. Huang, P. Vijayan, P. Pruy, S. L. Portalupi, M. Jetter, and P. Michler, Nanophotonics **11**(6), 1109 (2022); https://doi.org/10.1515/nanoph-2021-0552.
9. С. В. Сорокин, Г. В. Климко, И. В. Седова, А. И. Галимов, Ю. В. Серов, Д. А. Кириленко, Н. Д. Прасолов, А. А. Торопов, Письма в ЖЭТФ **120**(9), 694 (2024); DOI: 10.31857/S0370274X24110072.
10. E. M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
11. D. J. Dunstan, R. H. Dixon, P. Kidd, L. K. Howard, V. A. Wilkinson, J. D. Lambkin, C. Jeynes, M. P. Halsall, D. Lancefield, M. T. Emeny, P. J. Goodhew, K. P. Homewood, B. J. Sealy, and A. R. Adams, J. Cryst. Growth **26**, 589 (1993); https://doi.org/10.1016/0022-0248(93)90808-A.
12. A. M. Ceschin and J. Massies, J. Cryst. Growth **114**(4), 693 (1991); https://doi.org/10.1016/0022-0248(91)90418-5.
13. V. A. Solov'ev, M. Yu. Chernov, M. V. Baidakova, D. A. Kirilenko, M. A. Yagovkina, A. A. Sitnikova, T. A. Komissarova, P. S. Kop'ev, and S. V. Ivanov, Superlat. & Microstr. **113**, 777 (2017). https://doi.org/10.1016/j.spmi.2017.12.018
14. S. V. Sorokin, G. V. Klimko, I. V. Sedova, A. A. Sitnikova, D. A. Kirilenko, M. V. Baidakova, M. A. Yagovkina, T. A. Komissarova, K. G. Belyaev, and S. V. Ivanov, J. Cryst. Growth **455**, 83?89 (2016); https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2016.09.071.
15. B. A. Joyce, J. L. Sudijono, J. G. Belk, H. Yamaguchi, X. M. Zhang, H. T. Dobbs, A. Zangwill, D. D. Vvedensky, and T. S. Jones, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4111 (1997); https://doi.org/10.1143/jjap.36.4111.
16. J. S. Tsang, C. P. Lee, S. H. Lee, K. L. Tsai, C. M. Tsai, and J. C. Fan, J. Appl. Phys. **79**(2), 664 (1996); https://doi.org/10.1063/1.360810.
17. B. Scaparra, E. Sirotti, A. Ajay, B. Jonas, B. Costa, H. Riedl, P. Avdienko, I. D. Sharp, G. Koblmueller, E. Zallo, J. J. Finley, and K. Mueller, ACS Applied Nano

Materials **7**(23), 26297 (2024); https://doi.org/10.1021/acsanm.4c04810.

18. T. J. Kim, T. H. Ghong, Y. D. Kim, S. J. Kim, D. E. Aspnes, T. Mori, T. Yao, and B. H. Koo, Phys. Rev. B **68**, 115323 (2003); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.115323.
19. Z. Hang, D. Yan, Fred H. Pollak, G. D. Pettit, and J. M. Woodall, Phys. Rev. B **44**, 10546 (1991); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.10546.
20. D. K. Gaskill, N. Bottka, L. Aina, and M. Mattingly, Appl. Phys. Lett. **56**, 1269 (1990); https://doi.org/10.1063/1.102533.