

# Выращивание молекулярно-пучковой эпитаксией и характеристика квантовых каскадных лазеров на длину волны 5 мкм

© В.В. Мамутин<sup>†</sup>, В.М. Устинов, J. Boettcher\*, H. Kuenzel\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Fraunhofer Institut Nachrichtentechnik, Heinrich Hertz Institut,  
10587 Berlin, Deutschland

(Получена 22 декабря 2009 г. Принята к печати 28 декабря 2009 г.)

Продемонстрированы квантовые каскадные лазеры, полученные молекулярно-пучковой эпитаксией, излучающие на длине волны 5.0 мкм при 77 К и 5.2 мкм при 300 К, основанные на четырехъямной схеме активной области с вертикальными переходами и с напряженно-компенсированными сверхрешетками с высокой эффективностью инжекции и коротким временем жизни основного состояния. Типичные пороги генерации при 300 К были в пределах 4–10 кА/см<sup>2</sup>. Максимальная мощность излучения достигала ~ 1 Вт, максимальная температура генерации ~ 450 К, максимальная характеристическая температура составляла  $T_0 \approx 200$  К. Использование модифицированного процесса постростовой обработки позволяло воспроизводимо получать высококачественные приборы.

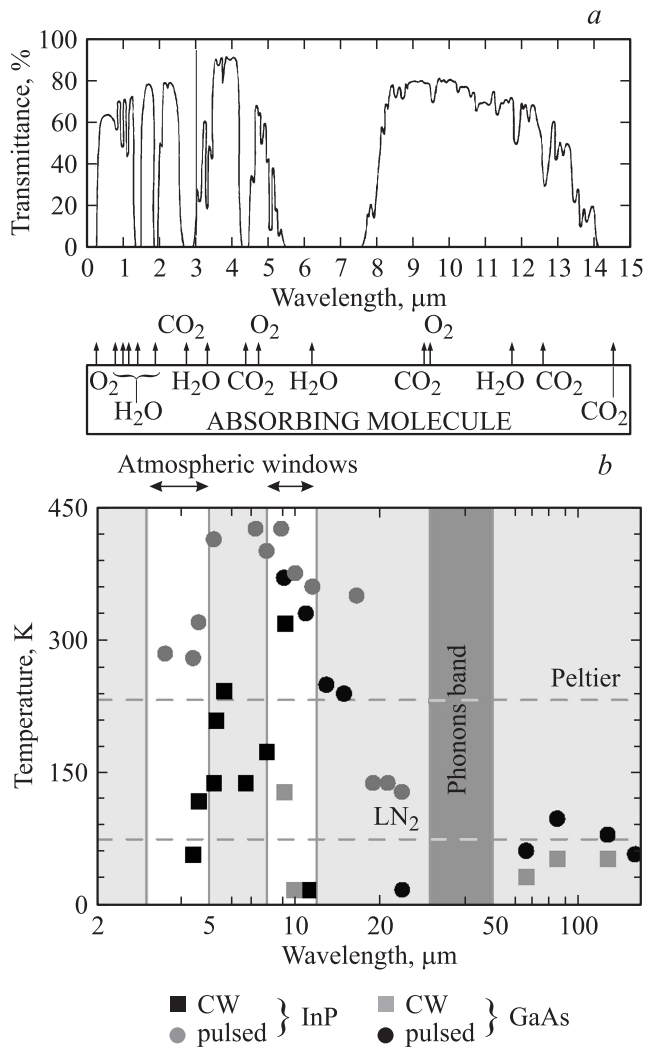
## 1. Введение

Как известно, квантовые каскадные лазеры основаны на внутризонных оптических переходах в отличие от обычных полупроводниковых лазеров с межзонными переходами и рекомбинацией носителей. Это дает несколько преимуществ. Во-первых, длина волны излучения есть функция толщин слоев квантовых ям (КЯ) в активных (излучающих) областях сверхрешеток. Это дает возможность использовать хорошо изученные и реализуемые полупроводники для получения длин волн, не связанных с запрещенной зоной конкретного полупроводника. Во-вторых, становится возможным процесс генерации нескольких фотонов одним электроном, так как отсутствует рекомбинация, и электрон остается в зоне проводимости во время его прохождения через активную область структуры. Этот каскадный процесс может приводить при определенных условиях к размножению фотонов и к усилению, большему 1. В-третьих, межзонные переходы характеризуются сверхбыстрой динамикой носителей и отсутствием факторов уширения линии, давая вместе значительные возможности для улучшения качества лазеров. Со времени предсказания Казариновым и Сурисом в 1971 г. возможности использования туннелирования между связанными квантовыми ямами для создания лазеров с внутризонными переходами [1] прошло много лет до получения первого такого лазера [2], названного квантовым каскадным лазером (ККЛ) (QCL). Необходимо было достичь понимания того, как влияет дизайн активной области лазера на лазерные характеристики, и разработать конструкцию со сверхрешеткой, дающую инверсную заселенность, уменьшающую потери и позволяющую в принципе достичь лазерной генерации [3]. После первых попы-

ток была представлена так называемая „трехуровневая схема с вертикальными переходами“ активной области для диапазона длин волн 5–11 мкм и больше [4], а потом продемонстрированы и первые лазеры для гораздо больших длин волн (87 и 130 мкм) [5]. Если первые ККЛ работали только при температуре жидкого азота, то дальнейшее их улучшение привело к достижению генерации при температурах выше 400 К [6] и характеристической температуры  $T_0$  выше 200 К [7]. Длина волны определяет область применения различных каскадных лазеров, одна из которых — использование атмосферных окон прозрачности среднего инфракрасного (ИК) диапазона: 3–5 и 8–13 мкм (рис. 1) для высокоскоростных систем связи, в том числе и со спутниками, когда влияние поглощения и турбулентности атмосферы существенно уменьшено по сравнению с видимым и ближним инфракрасным диапазонами. Использование четырехъямного дизайна активной области в сочетании со сверхрешеткой позволяет использовать как преимущества трехъямной схемы высокую эффективность инжекции, так и предельно низкие времена жизни на нижних уровнях, необходимых для создания инверсной населенности [8].

В данной статье сообщается о получении квантового каскадного лазера на длину волны ~ 5 мкм на основе напряженно-компенсированных сверхрешеток AlInAs/GaInAs с четырехъямной схемой активной области, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) на подложках InP. Такой дизайн активной области позволяет достичь как минимального времени жизни основного состояния ( $\lesssim 0.3$  пс [9]), необходимого для достижения инверсной населенности, так и высокой эффективности инжекции [10]. При изготовлении лазеров был применен модифицированный специально для квантовых каскадных лазеров процесс постростовой обработки.

<sup>†</sup> E-mail: mamutin@mail.ru



**Рис. 1.** Спектральная прозрачность атмосферы (а) и перекрытие различных длин волн существующими квантовыми каскадными лазерами на подложках InP и GaAs (б).

## 2. Эксперимент

Лазерные гетероструктуры были выращены молекулярно-пучковой эпитаксией на установке RIBER-32. Ростовые температуры активных областей лазерных структур составляли 500°C, и при росте использовались слабо As-стабилизированные условия. Вся лазерная структура была разработана согласно работе [9], а активная область согласно [10], и наносилась на подложку *n*-InP:Sn, легированную до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Активные области гетероструктур  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}/\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  выращивались в напряженно-компенсированном варианте для увеличения разрыва зон на гетерограницах, чтобы подавить потери свободных носителей в континуум. Напряженно-сжатые ямные области с содержанием индия  $x = 0.60$  и напряженно-растянутые барьеры с содержанием индия  $y = 0.44$  приводили к общему напряжению в структурах ниже  $10^{-3}$ . Активная область квантового каскадного

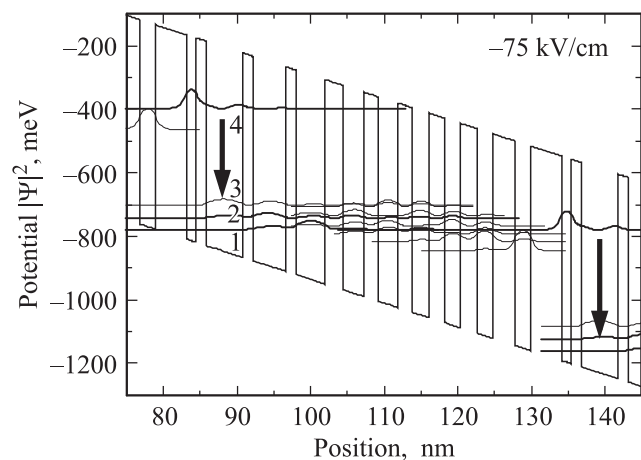
лазера состояла из 25 периодов. Каждый период содержал собственно активную излучающую зону из четырех квантовых ям и инжекторную область из напряженно-компенсированной сверхрешетки (рис. 2). Один период содержал следующую последовательность из 20 чередующихся слоев AlInAs/GaInAs (в нанометрах):

$$2.4/\underline{3.9}/1.5/\underline{4.4}/1.4/\underline{5.0}/1.4/\underline{1.3}/4.2/\underline{2.1}/3.0/\underline{2.1}/ \\ \underline{2.3}/\underline{2.2}/\underline{2.1}/\underline{2.3}/2.0/\underline{2.6}/1.9/\underline{2.9}$$

с подчеркнутыми слоями GaInAs и выделенными жирным шрифтом легированными слоями. Они были легированы кремнием на уровне  $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Вся структура (последовательность от подложки по направлению роста) состояла из следующих слоев:

30 нм — градиентный слой AlGaInAs ( $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ),  
 300 нм — волноводный слой  $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$  ( $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ),  
 1275 нм (25 периодов) — активная зона,  
 300 нм — волноводный слой  $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$  ( $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ),  
 30 нм — градиентный слой AlGaInAs ( $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ),  
 2500 нм — эмиттерный (покрывающий, „cladding“) слой  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  с разным легированием (600 нм —  $2 \cdot 10^{17}$ , 700 нм —  $3 \cdot 10^{17}$ , 1200 нм —  $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ),  
 30 нм — градиентный слой AlGaInAs ( $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и верхний подконтактный слой 10 нм  $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$  ( $10^{20} \text{ см}^{-3}$ ).

Процесс постростовой обработки (processing) состоял из последовательных шагов, приводящих к получению покрытой металлом мезаполосковой гребневой структуры (ridge waveguide), и подробно показан на рис. 3. Там же описана последовательность шагов и показан (внизу) схематично окончательный вид в профиль законченной лазерной структуры. На рис. 4 приведены фотографии в сканирующем электронном микроскопе (SEM) края сколотых мез в процессе приготовления лазеров, где показаны поверхность мезы с металлизацией на  $\text{SiN}_x$  около боковой поверхности и непокрытая поверхность полоска



**Рис. 2.** Схематическая диаграмма зоны проводимости активной (излучающей) и инжекторной областей лазерной структуры ( $\sim 1$  период) при смещении.

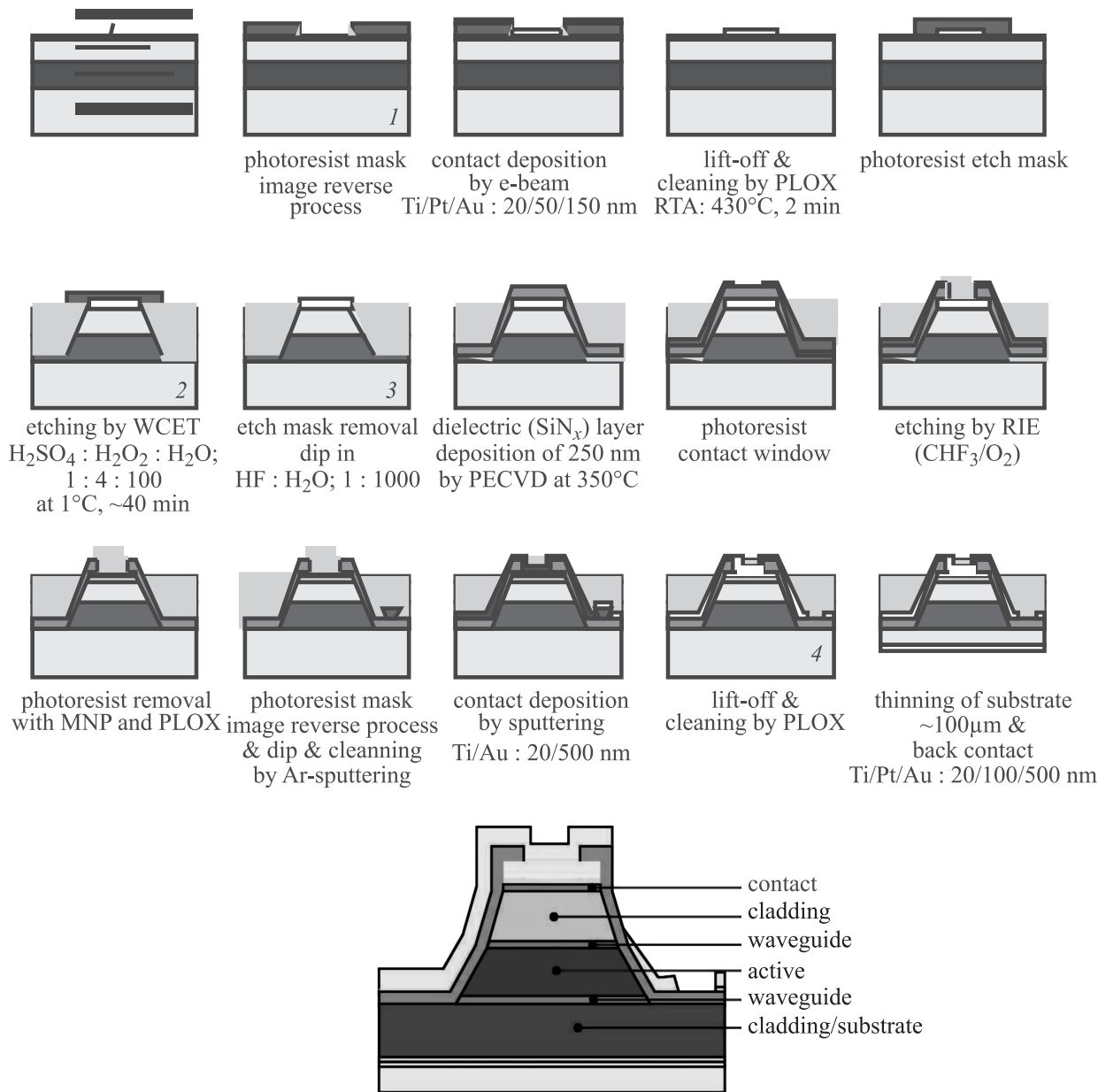


Рис. 3. Схема постростовой обработки квантового каскадного лазера и профиля окончательной мезоструктуры.

в середине. Были приготовлены лазерные полоски, и затем приборы длиной 0.5–3.0 мм были сколоты для оптической характеристики, без дополнительного покрытия поверхности. Образцы были отпроцессированы в мезатравленные гребневые (ridge) волноводы. Вытравливались лазерные полоски номинальной ширины от 20 до 30 мкм с разделением в 300 мкм. Процессирование лазеров основывалось на стандартном селективном химическом травлении в  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$  для вытравливания гребня, изоляции  $\text{SiN}_x$  и электронного распыления контактов  $\text{Ti/Pt/Au}$  для металлизации. Чтобы подстроить стандартный процесс постростовой обработки специально для ККЛ, было необходимо сделать некоторые модификации.

Во-первых, процессы очистки и проявления полоска были найдены критическими, так как удаление сильно легированного контактного слоя в 10 нм  $\text{GaInAs}$  должно быть минимальным. Таким образом, очистка на основе  $\text{HF}$  предваряла использование раствора  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и контакт полоска выявлялся непосредственно, так как контакт с проявителем вызывал удаление материала.

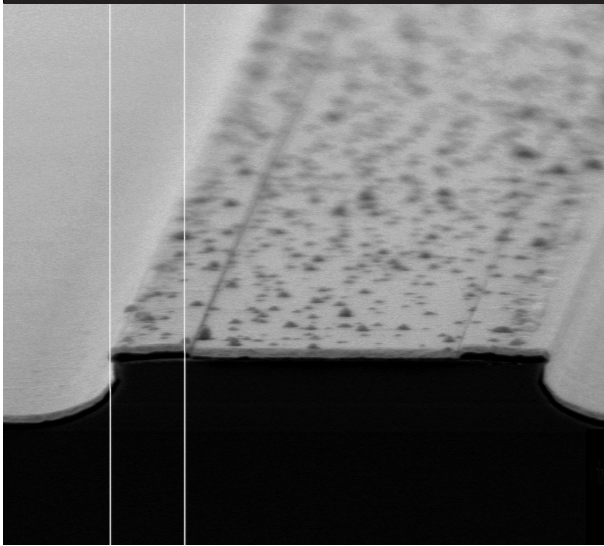
Во-вторых, мокрое химическое вытравливание полоска критично из-за заметных скоростей латерального (продольного) травления. Так, травление нескольких микрон вниз по направлению к подложке вызвало большой латеральный растрав, приводя к потере контроля над шириной полоска. Тщательной подборкой состава и снижением температуры травителя

до 0°C продольная скорость травления была доведена до равной ей вертикальной. Используя смесь  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 4 : 100$ , можно было контролируемо уменьшать ширину полоска до 10 мкм, когда вертикальный растрав достигал подложки.

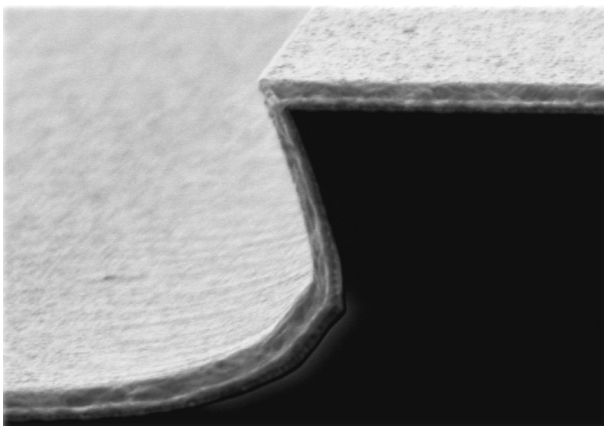
В-третьих, латеральная связь полоска с контактной площадкой через довольно крутой край мезы очень критична, так как при работе ККЛ используются очень большие токи. В попытке увеличить толщину металла на боковых склонах мезы, мы напыляли металлы под углом наклона в 45°. Так, по крайней мере на одном боку мезы была достигнута приемлемая толщина в 300 нм по сравнению с 500 нм на поверхности. Такое дополнительное нанесение металлов должно было уменьшать разогрев структуры и нежелательные последствия при больших рабочих токах.

a

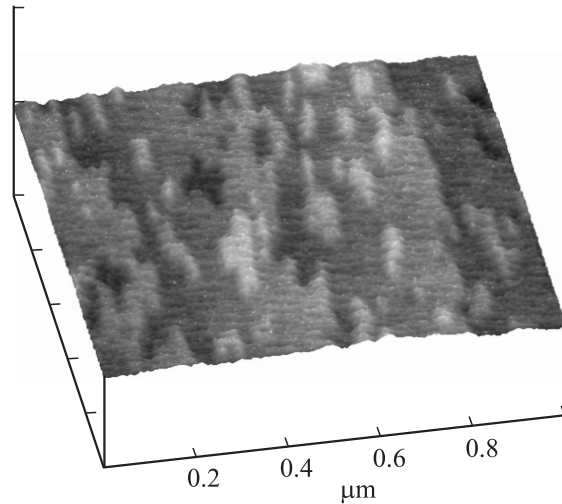
L = SE1 EHT = 10.0 kV WD = 6 mm PHOTO = 48  
HNI Berlin / 21.02. 10.0 μm



b



**Рис. 4.** Фотография в сканирующем электронном микроскопе (SEM) края сколотого полоска (a) и увеличенный край мезы в процессе постростовой обработки (b).



**Рис. 5.** Фотография поверхности незакрытой активной области квантового каскадного лазера (после 25 периодов) в атомно-силовом микроскопе (AFM).

Для выяснения качества поверхности активной области лазеров при различных температурах от 300 до 500°C выращивались специальные неприкрытые структуры активных областей из 25 периодов, после чего поверхность рассматривалась в атомно-силовом микроскопе (AFM). Было выяснено, что наиболее гладкие поверхности получались при ростовых температурах вблизи 500°C, после чего эти же режимы использовались для роста реальных лазеров. Такая типичная поверхность активной области имела шероховатость 1–3 монослоя и показана на рис. 5.

Спектры излучения были измерены с использованием инфракрасного спектрометра Фурье с высоким разрешением (High resolution Fourier transform infrared spectrometer) в комбинации с HgCdTe (НСТ)-детектором (Liquid nitrogen cooled HgCdTe detector) в импульсном режиме с частотой 5 кГц, длине импульса 100 нс при температурах между 77 и 300 К.

### 3. Основная часть

Квантово-каскадные лазеры представляют собой гетероструктуры из сверхрешеток, состоящие из активных областей, в которых происходит излучение фотонов, и инжекционных областей, через которые носители пролетают до следующей активной области под действием электрического поля. На рис. 2 волнистыми линиями показана пространственная зависимость квадрата модуля волновой функции для различных уровней электронов. Инжекционная область (инжектор) обладает высокой туннельной прозрачностью для электронов низких энергий и низкой прозрачностью для высоких энергий. В обычной квантовой яме интенсивный переход между уровнями размерного квантования с излучением оптического фотона препятствует созданию инверсной

заселенности, необходимой для лазерной генерации. Для подавления процессов излучения оптических фононов приходится особым образом конструировать квантовую яму активной области. В квантовой яме активной области, например в нашем случае из GaInAs, размещаются 3 тонких барьера из AlInAs таким образом, чтобы электронный уровень E3, на который электрон совершает излучательный переход с верхнего уровня E4, отстоял по энергии от уровня E2 на величину оптического фонона, как и E2 от E1 (34 мэВ для GaInAs [3]). Таким образом в активной области осуществляется так называемая двухфононная релаксация (double-phonon relaxation). При таких условиях квантовый уровень E3 активной области гораздо быстрее опустошается от электронов за счет перехода с испусканием фонона на уровень E2, чем заполняется с верхнего уровня E4. Такой двухфононный резонанс приводит к короткому времени рассеяния электронов:

$$\tau_{32} = 0.31 \text{ пс}, \quad \tau_{31} = 1.24 \text{ пс},$$

$$\tau_{\text{low}} = [(\tau_{32})^{-1} + (\tau_{31})^{-1}]^{-1} = 0.25 \text{ пс},$$

и, таким образом, осуществляется эффективное извлечение (extraction) электронов в инжектор. Верхний лазерный уровень представляет значительно большее время межподзонного (intersubband) рассеяния:

$$\tau_{43} = 3.41 \text{ пс}, \quad \tau_{42} = 3.26 \text{ пс}, \quad \tau_{41} = 5.07 \text{ пс},$$

а относительно большой дипольный матричный элемент  $\langle z_{43} \rangle = 2.1 \text{ нм}$  подтверждает, что лазерный переход должен быть вертикальным. Такое соотношение времен переходов позволяет создавать инверсную заселенность между уровнями активной области E4 и E3. В итоге между этими уровнями возникают вынужденные оптические переходы, а следовательно, и генерация лазерного излучения. Добавление к трехъямному „классическому“ дизайну четвертой ямы с барьером прибавляет еще один уровень (E1) в активную область, из-за чего возникает двухфононный резонанс, позволяющий более эффективно освобождать нижний лазерный уровень (E3). Дизайн, таким образом, включает как эффективную инжекцию трехъямной схемы, так и короткое время жизни основного лазерного состояния от использования соответствующей сверхрешетки. Кроме того, использование напряженно-компенсированного (strain-compensated) материала дает возможность увеличить разрывы зон до 620 мэВ вместо 520 мэВ [11] у решеточно-согласованного материала, что дополнительно подавляет туннелирование электронов с верхнего лазерного состояния в континуум.

Активная зона из четырех связанных КЯ разрабатывалась и выращивалась таким образом, чтобы при пороговом поле ( $\sim 75 \text{ кВ/см}$ ) основное состояние КЯ было в резонансе с мини-зоной, образуемой в инжекторной области. В свою очередь, инжекторная сверхрешетка разрабатывалась таким образом, чтобы подавлять выброс носителей с высоковозбужденного состояния (E4)

в континуум, но позволяла эффективно освобождать низшие состояния активной области (E3, E2, E1) [10].

Разница энергии между квазиуровнем Ферми в инжекторе и низшим состоянием E3 лазерного перехода есть важный параметр, контролирующий поведение лазера, так как температурная заселенность низшего состояния может компенсироваться более высоким током инжекции для поддержания инверсной населенности на пороговом значении. Более высокая разница ведет к меньшим порогам при высоких температурах, увеличивая рабочую температуру. Для порогового электрического поля, фиксируемого выравниванием основного состояния инжектора с состоянием активной области E4, эта разница пропорциональна длине инжектора.

При выборе количества периодов активной области необходимо было учитывать зависимость пороговой плотности тока от потерь, усиления и фактора ограничения:

$$J_{\text{th}}(N_p) = \frac{\alpha_m + \alpha_w}{g\Gamma(N_p)},$$

где  $J_{\text{th}}(N_p)$  — пороговая плотность тока,  $\alpha_m$  — потери на отражение ( $\alpha_m = (1/L)(\ln R)$ , где  $L$  — длина резонатора,  $R$  — коэффициент отражения на зеркалах),  $\alpha_w$  — волноводные потери,  $g$  — коэффициент усиления,  $\Gamma(N_p)$  — коэффициент оптического ограничения,  $N_p$  — число периодов активной области. Оказалось, что лазеры с  $N_p$  меньше 6 не дают генерации при комнатной температуре, пороговая плотность тока при 300 К уменьшается с 16 до 8 кА/см<sup>2</sup> при увеличении периодов с 12 до 75 соответственно, а теоретические предсказания хорошо согласуются с экспериментом и дают  $J_{\text{th}} \lesssim 10 \text{ кА/см}^2$  при числе периодов, большем 20 [3]. Кроме того, пороговая плотность тока становится независимой от температуры и числа периодов для  $N_p \geq 20$ , с характеристической температурой  $T_0 \geq 100 \text{ К}$ . Квантовые каскадные лазеры ведут себя с температурой как и обычные полупроводниковые лазеры с пороговой плотностью тока

$$J_{\text{th}}(T) = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right),$$

но со значением  $T_0$  между 100 и 300 К, что является очень большим значением для других полупроводниковых лазеров с обычным значением  $T_0$  ниже 100 К.

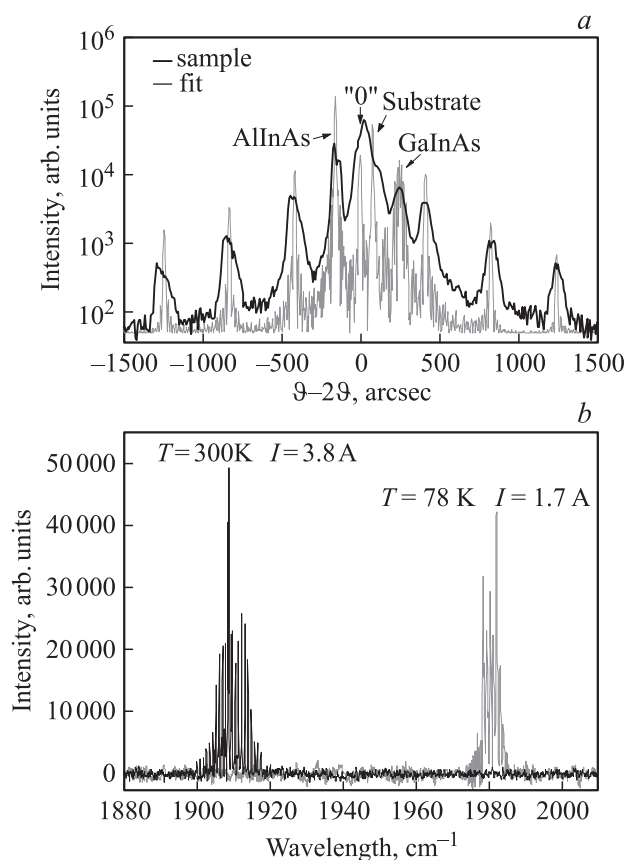
Кроме того, дифференциальная квантовая эффективность становится больше единицы для  $N_p \geq 12$  и рабочее напряжение при этом не становится слишком большим ( $\sim 3\text{--}10 \text{ В}$  для 10–40 периодов) [3]. Таким образом, оптимальное количество периодов лежит в пределах 20–30 для удовлетворения всех предполагаемых требований.

Технические трудности для выращивания такого количества слоев определяются возможностями установки и не представляют неразрешимой задачи для нормальной установки молекулярно-пучковой эпитаксии. С точки зрения времени, расхода материалов и износа установки нужно уменьшать количество слоев, и мы приходим к



минимально необходимому количеству  $\sim 25$ . Эти и было выбрано в наших структурах.

На рис. 6, *a* показан спектр рентгеновской дифракции для всего ККЛ (толстая огибающая линия). Индивидуальные пики отражения могут ясно коррелировать с различными слоями, как показано на рисунке. Слои AlInAs и GaInAs, формируя внешнюю часть последовательности слоев, показывают небольшое решеточное рассогласование, соответствующее среднему содержанию индия 0.538 и 0.524 соответственно. Из периодического поведения дополнительных особенностей отражения от 25-периодной активной области видно отличное согласие между выращенными и предполагаемыми слоями. Из пика нулевого порядка, отмеченного как „0“, тогда как другие особенности не отмечены, может быть вычислено общее напряжение 25-периодной активной области. Благодаря слабому отщеплению от пика подложки, отражающему то, что средняя постоянная решетки почти согласована с подложкой InP, очевидна очень высокая степень компенсации напряжений. Кроме того, теоретическая подгонка спектра, показанная тонкой линией, позволяет выяснить выращенные составы тройных слоев, формирующих активную область. На основе этого динамического моделирования дифракции, которое пред-



**Рис. 6.** Спектры рентгеновской дифракции активной области квантового каскадного лазера (25 периодов) (*a*) и типичные спектры лазерной генерации при азотной и комнатной температурах (*b*).

Температура $T$ , К	Пороговый ток $I_{th}$ , А	Пороговое напряжение $V$
100	1.40	9.0
150	1.70	8.5
200	2.21	8.2
250	3.00	8.2
300	4.30	8.7

ставляет решение уравнений Такаги–Таупина (Takagi–Taurin), было получено содержание индия 0.605 и 0.440 для GaInAs и AlInAs соответственно.

Спектры электролюминесценции ниже порога демонстрировали при комнатной температуре (не показаны) узкий пик с полушириной на полувысоте (FWHM) порядка 20 мэВ, подтверждая очень высокое качество кристалла и интерфейсов, а также низкий уровень фоновых примесей [12]. Выше порога соответствующие многомодовые спектры генерации показаны на рис. 6, *b* при 78 и 300 К. Красный сдвиг спектра с повышением температуры — индикатор вертикальных, пространственно одноямных (а не диагональных между двумя разными ямами) лазерных переходов [3,9]. Относительно длины резонатора 1.67 мм наблюдалась многомодовая генерация с разделением мод в  $0.87 \text{ см}^{-1}$  и центром на 5.05 и 5.24 мкм при 77 и 300 К соответственно. Плотность пороговых токов, определенная из характеристик „свет–ток“ ( $L/I$ ), составляла  $2.8 \text{ кА/см}^2$  при 100 К, увеличиваясь до  $8.7 \text{ кА/см}^2$  при 300 К. Типичные пороги генерации при 300 К для других длин резонаторов были в пределах  $4\text{--}10 \text{ кА/см}^2$ . Более детально пороговые токи от температуры иллюстрирует таблица. Максимальная пиковая мощность излучения достигала  $\sim 1 \text{ Вт}$ , максимальные температуры, при которых наблюдалась генерация,  $\sim 400\text{--}450 \text{ К}$ , максимальные характеристические температуры  $T_0 \approx 150\text{--}200 \text{ К}$ .

## 4. Заключение

В статье продемонстрированы квантовые каскадные лазеры, полученные молекулярно-пучковой эпитаксией, излучающие на длине волны 5.0 мкм при 77 К и 5.2 мкм при 300 К, основанные на четырехъямной схеме активной области с вертикальными переходами и с напряженно-компенсированными сверхрешетками с высокой эффективностью инжекции и коротким временем жизни основного состояния. Типичные пороги генерации при 300 К были в пределах  $4\text{--}10 \text{ кА/см}^2$ . Максимальная пиковая мощность излучения достигала  $\sim 1 \text{ Вт}$ , максимальная температура генерации  $\sim 450 \text{ К}$ , максимальная характеристическая температура составляла  $T_0 \approx 200 \text{ К}$ . Использование модифицированного для квантового каскадного лазера процесса постростовой обработки позволяло воспроизводимо получать высококачественные приборы.

Авторы очень благодарны за содействие в изготовлении приборов S. Dressler (Humboldt Iniversity, Berlin), а также S. Anders (Technical University, Vienna) за содействие в измерениях методами фурье-преобразований.

## Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **5**, 797 (1971) [пер. на англ.: R.A. Suris, R.F. Kazarinov. Sov. Phys. Semicond., **5**, 707 (1971)].
- [2] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 553 (1994).
- [3] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Rep. Progr. Phys., **64**, 1533 (2001).
- [4] A. Tahraoui, A. Matlis, S. Slivken, J. Diaz, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **78**, 416 (2001).
- [5] L. Ajili, G. Scalari, J. Faist, H. Beer, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. Appl. Phys. Lett., **85**, 3986 (2004).
- [6] J. Faist, V. Beck, T. Aellen. Appl. Phys. Lett., **78**, 147 (2001).
- [7] D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Plegems, E. Gini, H. Melchior. Appl. Phys. Lett., **78**, 1964 (2001).
- [8] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Plegems, E. Gini, H. Melchior. Science, **295**, 301 (2002).
- [9] J. Faist, F. Capasso, S. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.L. Hutchinson, S.-N.G. Chu, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **68**, 3680 (1996).
- [10] D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, J. Faist. Appl. Phys. Lett., **78**, 396 (2001).
- [11] J. Faist, F. Capasso, S. Sirtori, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.-N.G. Chu, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **72**, 680 (1998).
- [12] X.J. Wang, J.Y. Fan, T. Tanbun-Ek, F.S. Choa. Appl. Phys. Lett., **90**, 211 103 (2007).

Редактор Т.А. Полянская

## MBE growth and characterization of 5 $\mu\text{m}$ quantum cascade lasers

V.V. Mamutin, V.M. Ustinov, J. Boettcher\*,  
H. Kuenzel\*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Fraunhofer Institut Nachrichtentechnik,  
Heinrich Hertz Institut,  
10587 Berlin, Deutschland

**Abstract** We have demonstrated MBE grown quantum cascade lasers emitting at 5.0  $\mu\text{m}$  at 77 K and 5.2  $\mu\text{m}$  at 300 K based on the four quantum well active region design with vertical transitions and strain-compensated superlattice with high injection efficiency and short ground state lifetime. Typical thresholds at room temperature were 4–10 kA/cm<sup>2</sup>, maximal power  $\sim$  1 W, maximal generation temperature  $\sim$  450 K, and characteristic temperature  $T_0 \approx$  200 K. Using a modifying processing sequence adjusted for quantum cascade lasers state of the art devices were reproducibly obtained.