

# Квантовый каскадный лазер с оптическими переходами «связанное состояние – квазиконтинуум», работающий при температуре до 371 К

И.С.Молодцов, Н.А.Распопов, А.В.Лобинцов, А.И.Данилов, А.Б.Крыса, И.И.Засавицкий

*На основе согласованной гетеропары  $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$  разработан квантовый каскадный лазер, излучающий на длине волны 7.4 мкм. Выбранная лазерная гетероструктура с относительно большим числом квантовых ям и барьеров представляет собой две мини-зоны, разделенные мини-запрещенной зоной, с образованием в последней локализованного дублетного уровня вблизи верхней мини-зоны, что позволило получить широкую полосу генерации ( $\sim 100 \text{ см}^{-1}$ ). Максимальная рабочая температура лазера в импульсном режиме составила 371 К. Столь высокое значение температуры достигнуто благодаря двум факторам: большой энергии выброса с дублета в верхнюю мини-зону и большому вольтовому дефекту. Определены значения характеристической температуры  $T_0$ , составившие 170 К для области низких (менее 300 К) температур и 270 К для области 300–370 К, а также оптических потерь в резонаторе, равных  $2.5$  и  $7.7 \text{ см}^{-1}$  при температурах 80 и 254 К соответственно. Импульсная мощность составила 0.3 Вт при 80 К и 0.05 Вт при 293 К.*

**Ключевые слова:** квантовый каскадный лазер, квантовая яма, потенциальный барьер, сверхрешетка, мини-зона, дублет, континуум, МОС-гидридная эпитаксия.

## 1. Введение

Квантовый каскадный лазер (ККЛ) основан на межподзонных оптических переходах электронов в квантово-размерной гетероструктуре. В зависимости от желаемых характеристик ККЛ его активная область может быть устроена различным образом [1, 2]. Так, с целью повышения рабочей температуры стремятся повысить вольтовый дефект путем двухфононной (и даже трехфононной) релаксации электронов с нижнего лазерного уровня. Однако для ряда практических задач необходимо и повышение рабочей температуры лазера, и расширение спектрального диапазона генерации. В этом плане представляет интерес активная область, в которой имеют место оптические переходы связанное состояние – континуум (см. [3]). При этом в качестве верхнего лазерного уровня выступает дублет [4], а нижнее лазерное состояние представляет собой некий континуум, в котором расстояния между уровнями меньше энергии продольного оптического фонона. Величина дублетного расщепления может составлять 10–20 мэВ, что для переходов дублет – континуум приводит к уширению спектра электролюминесценции до  $100\text{--}500 \text{ см}^{-1}$  [5] и позволяет надеяться на уширение спектра усиления ККЛ.

В настоящей работе сообщается о ККЛ с оптическими переходами дублет – континуум, который генерирует на

длине волны 7.4 мкм в широкой (до  $100 \text{ см}^{-1}$ ) полосе усиления и работает при температуре вплоть до 371 К.

## 2. Расчет лазерной гетероструктуры

Для построения лазерной структуры использовалась согласованная по постоянной решетки гетеропара  $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$ . Один каскад содержал 12 квантовых ям (КЯ) и соответствующих барьеров. Расчет проведен для следующих толщин КЯ и барьеров в активной области:  $4.5/1.6/1.0/4.7/1.3/4.5/1.3/4.2/1.4/3.5/1.5/3.1/1.6/3.0/1.8/2.8/2.1/2.7/2.5/2.5/2.9/2.4/3.3/2.2$ . Здесь толщины эпитаксиальных слоев, начиная с инжекционного барьера, заданы в нанометрах, жирным шрифтом выделены толщины барьеров, обычным – толщины КЯ; легированные слои с концентрацией  $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  указаны с нижним подчеркиванием.

На рис.1 показана рассчитанная нами энергетическая диаграмма лазерной гетероструктуры при напряженности приложенного электрического поля 62 кВ/см. В приведенной диаграмме активная область охватывает весь каскад и состоит из чирпированной (небольшая целенаправленная вариация размеров эпитаксиальных слоев) сверхрешетки. Чирпирование применяется для компенсации внешнего электрического поля внутри сверхрешетки, чтобы избежать ее легирования, приводящего к оптическим потерям. При достаточно большом числе пар КЯ и барьеров активная область рассматривается в виде двух мини-зон, mb1 и mb2 (чирпированных сверхрешеток), и находящегося между ними минигэпа (мини-запрещенной зоны). Чирпированная сверхрешетка mb1 представляет собой наклоненную вниз мини-зону, ширина которой максимальна в центре и уменьшается с обеих сторон вблизи инжекционных барьеров [3]. На рис.1 это серый фон, ограничивающий обе сверхрешетки.

И.С.Молодцов, Н.А.Распопов, И.И.Засавицкий. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zasaviti@lebedev.ru

А.В.Лобинцов, А.И.Данилов. ОАО «НИИ “Полнос” им. М.Ф.Степанаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

А.Б.Крыса. Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Sheffield, Mappin Street, Sheffield, S1 3JD, UK

Поступила в редакцию 2 марта 2020 г., после доработки – 27 мая 2020 г.

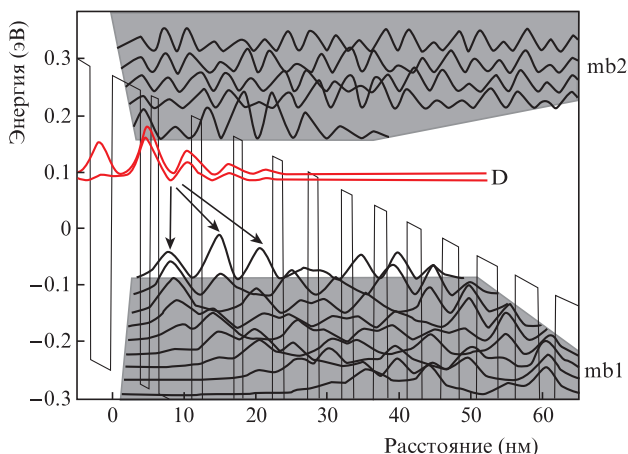


Рис.1. Рассчитанная энергетическая диаграмма ККЛ на основе гетеропары  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ . Напряженность приложенного электрического поля составляет 62 кВ/см.

Существенно, что при выбранных параметрах гетероструктуры между мини-зонами mb1 и mb2 внутри мини-щели располагается верхний лазерный уровень, который представляет собой дублет D с расщеплением 12 мэВ. Данное состояние создается с помощью КЯ, примыкающей к инжекционному барьеру. Дублет возникает в результате антикроссинга между уровнем инжектора и уровнем в КЯ. Его волновая функция максимальна вблизи инжекционного барьера и плавно уменьшается внутрь активной области. Относительно большое расщепление дублета обуславливает широкую полосу усиления. Увеличить дублетное расщепление можно путем уменьшения ширины инжекционного барьера с 4.5 до 3.7 нм [4, 5].

Верхнее лазерное состояние хорошо отделено (на 75 мэВ) от высоколежащих состояний сверхрешетки mb2, что снижает выброс электронов в эти состояния и улучшает эффективность инжекции. Электроны туннелируют с основного уровня инжектора на верхний уровень дублета и затем быстро перераспределяются между этой парой уровней благодаря электрон-электронному и фононному рассеяниям.

В качестве нижнего лазерного состояния выступает мини-зона mb1, представляющая собой сверхрешетку с расстоянием между уровнями 20–25 мэВ, что заметно меньше энергии продольного оптического фонона, т. е. она является неким квазиконтинуумом. Оптические переходы происходят между дублетом и квазиконтинуумом нижней мини-зоны (на рис.1 они показаны стрелками) с энергией около 170 мэВ, что соответствует длине волны излучения  $\lambda = 7.4$  мкм.

Расстояние от потолка нижней мини-зоны до основного уровня инжектора (вольтовый дефект) по оценкам превышает 0.1 эВ, что также способствует достижению высокой рабочей температуры лазера.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Лазерные гетероструктуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии [6] на подложке *n*-InP. Активная область состояла из 35 каскадов и содержала относительно большое число КЯ и барьеров (12 пар).

Для создания волновода активная область с обеих сторон окружалась слоями трехкомпонентного твердого раствора  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  с толщиной 0.23 мкм и уровнем

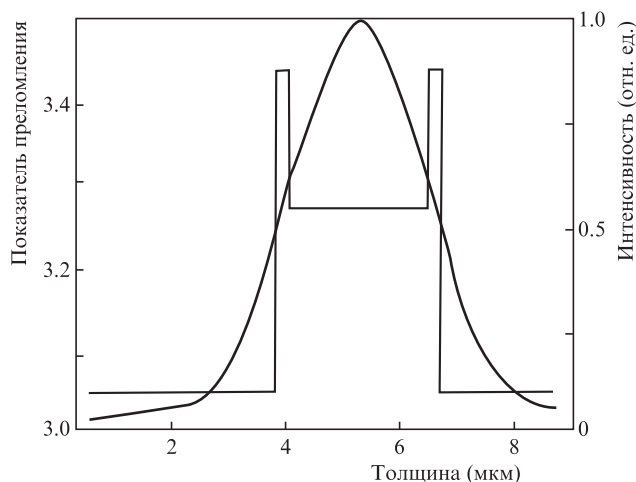


Рис.2. Профиль показателя преломления гетероструктуры и распределение интенсивности основной моды в волноводе.

легирования  $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , которые, в свою очередь, находились между двумя слоями InP: с уровнем легирования  $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  толщиной 2 мкм (со стороны подложки) и 2.5 мкм (вверху). На рис.2 представлены профиль показателя преломления [7] лазерной гетероструктуры и распределение интенсивности основной моды в волноводе. Рассчитанный коэффициент оптического ограничения  $\Gamma \approx 0.67$ .

Активный элемент представлял собой мезаполосковую конструкцию с шириной мезы 20 мкм. Кристалл монтировался на медном держателе типа F-маунт.

С целью определения внутрирезонаторных потерь были изготовлены лазеры с резонаторами разной длины ( $L = 1-3$  мм) и измерена пороговая плотность тока  $J_{\text{th}}$  каждого из них при температурах  $T = 80$  и 254 К. Лазеры работали в импульсном режиме (длительность импульса 1 мкс, частота следования 170 Гц). В качестве приемника интегрального излучения лазера использовалось фотосопротивление на основе германия, легированного золотом, или фотодиод на основе HgCdTe. Результаты измерений показаны на рис.3. Ошибка измерений определяется, в основном, небольшим разбросом пороговой плотности тока для заданной длины  $L$ .

Полученные значения внутрирезонаторных потерь составили  $2.5 \text{ см}^{-1}$  при 80 К и  $7.7 \text{ см}^{-1}$  при 254 К. Вол-

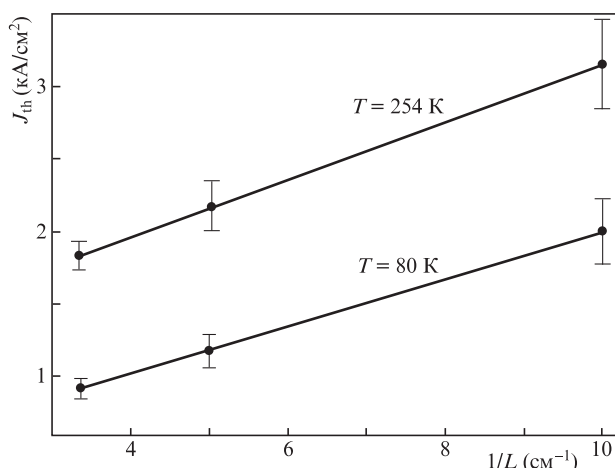


Рис.3. Зависимости пороговой плотности тока  $J_{\text{th}}$  от обратной длины резонатора  $L$  при  $T = 80$  и 254 К.

новодные потери излучения в лазерных структурах среднего ИК диапазона в большинстве своем определяются перепоглощением, рассеянием на свободных носителях и рассеянием на интерфейсе. Полученное столь существенное увеличение волноводных потерь с ростом температуры, по-видимому, объясняется сложной природой межподзонного перепоглощения для используемой активной области, где имеют место как вертикальные, так и диагональные переходы.

По данным того же рис.3 определено модовое усиление  $g\Gamma$ , составившее 7.0 и 6.5 см/кА при температурах 80 и 254 К соответственно.

Измерения зависимости пороговой плотности тока от температуры для лазера с длиной резонатора  $L = 3$  мм проводились в гелиевом рефрижераторе замкнутого цикла с оптическим кристаллом Janis. Результаты измерений в широком (40–340 К) интервале температур показаны на рис.4. На вставке показана та же зависимость, измеренная на другой установке в интервале более высоких температур (300–370 К).

Для инжекционных полупроводниковых лазеров температурная зависимость порогового тока описывается эмпирической формулой  $J_{th}(T) = J_0 \exp(T/T_0)$ , где  $T_0$  – характеристическая температура. В нашем случае  $T_0$  составляет 170 и 270 К для областей низких и высоких температур соответственно, что объясняется увеличением роли широкой полосы усиления при высоких температурах. Изменение температурной зависимости  $T_0$  в области комнатных температур от 212 К при низких температурах до 510 К при высоких температурах наблюдалось также в работе [5] для лазеров с переходами дублет–квазиконтинуум и  $\lambda = 8.7$  мкм.

Максимальная рабочая температура лазера составила 371 К. Столь высокое значение достигнуто благодаря двум факторам: большому энергетическому зазору между дублетом и верхней мини-зоной mb2, а также большому вольтовому дефекту.

Для измерения средней интегральной мощности излучения использовался измеритель мощности Vega (Ophir), частота следования импульсов при этом увеличивалась до 10 кГц. Импульсная мощность излучения в многомодовом режиме генерации составляла 0.3 Вт при температуре 80 К и 0.05 Вт – при 288 К. Полученные значения мощности излучения сопоставимы с результатами пер-

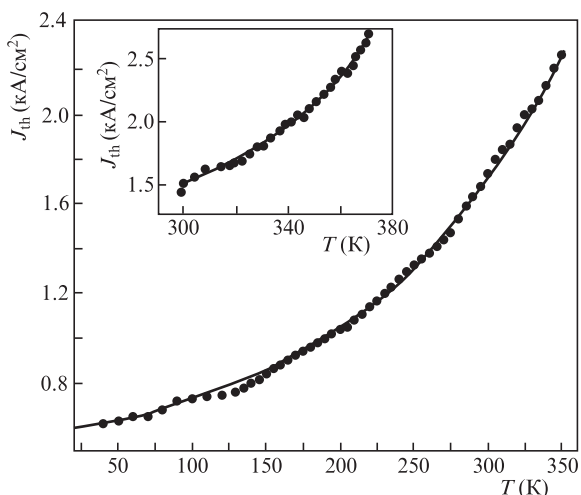


Рис.4. Температурная зависимость пороговой плотности тока  $J_{th}$  ККЛ ( $L = 3$  мм).

вой работы ( $\lambda = 10$  мкм) [8], но ниже результатов более поздних исследований ККЛ с аналогичной активной областью ( $\lambda = 8.7$  мкм) [5]. Следует отметить, что в нашем случае (согласованной гетеропары) длина волны  $\lambda = 7.4$  мкм соответствует переходной области энергий, где глубина ямы уже относительно невелика. Поэтому в дальнейших исследованиях нужно использовать напряженные гетероструктуры.

Измерения спектров излучения проводились с помощью фурье-спектрометра Vertex-70 (Bruker), который работал в режиме пошагового сканирования, приемником излучения в спектрометре служил фотодиод на основе HgCdTe.

На рис.5 показаны спектры излучения лазера вблизи порога генерации  $I_{th}$  при температурах 80 и 288 К. В первом случае ККЛ излучает на длине волны 7.4 мкм, во втором – на 7.5 мкм. Измеренный сдвиг максимума спектра излучения составляет  $46 \text{ см}^{-1}$  (6 мэВ), что определяет температурную перестройку длины волны излучения. По картинкам эквидистантных продольных мод генерации при двух температурах определено межмодовое расстояние  $\Delta k = 0.51 \text{ см}^{-1}$ . Отсюда следует, что эффективный показатель преломления активной среды лазера  $N_{eff} = 1/(2\Delta kL) = 3.3$  при  $L = 3$  мм. Заметной зависимости эффективного показателя преломления от температуры не обнаружено, хотя спектры излучения регистрировались с разрешением  $0.2 \text{ см}^{-1}$ .

Благодаря наличию оптических переходов между дублетным состоянием и нижней мини-зоной mb2 появляется возможность получить широкую полосу усиления. При увеличении тока накачки лазера и соответственно увеличении квазиуровня Ферми происходит постепенное заполнение состояний в дублете, что приводит к уширению спектра излучения. Таким образом, выбранный дизайн гетероструктуры позволяет получить усиление в широкой (в соответствии с шириной дублета) области длин волн. На рис.6 представлены спектры излучения (шириной более  $100 \text{ см}^{-1}$ ), полученные при температурах 80 и 288 К. В первом случае спектр измерен с помощью фурье-спектрометра при относительно большом разрешении прибора, а также высоком уровне тока накачки ( $I = 5.5I_{th}$ ); на спектре видны моды генерации. Спектр при  $T = 288$  К измерен с помощью решеточного монохроматора для лазера с коротким резонатором ( $L = 1$  мм), уровень

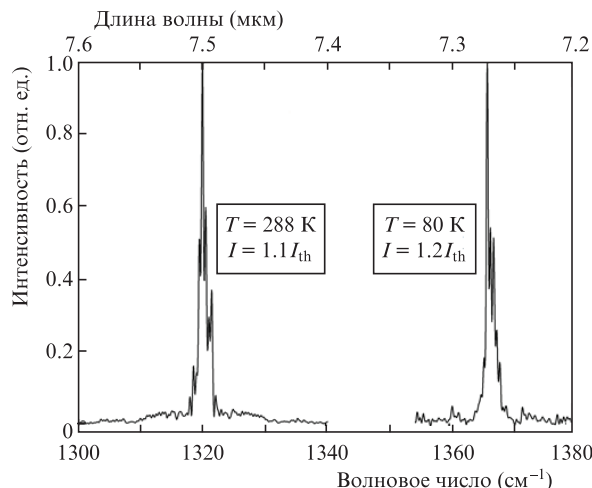


Рис.5. Спектры излучения при  $T = 288$  К,  $I = 1.1I_{th}$  и  $T = 80$  К,  $I = 1.2I_{th}$ .

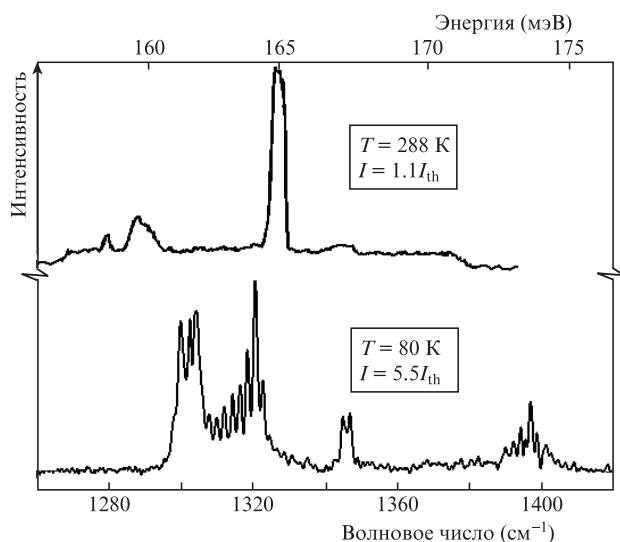


Рис.6. Спектры излучения при  $T = 80 \text{ K}$ ,  $I = 5.5I_{th}$  и  $T = 288 \text{ K}$ ,  $I = 1.1I_{th}$ .

накачки при этом выбран вблизи порога генерации, когда одновременно наблюдаются широкий контур линии усиления (около  $110 \text{ cm}^{-1}$ ) и некая группа возникающих мод. Такая широкая линия усиления представляет интерес для разработки лазеров с внешним дисперсионным резонатором.

Следует отметить, что спектр излучения на рис. 6 при увеличении тока уширяется в обе стороны. Однако в нашем случае с коротковолновой стороны ( $k > 1340 \text{ cm}^{-1}$ ) спектр несколько искажен из-за поглощения парами воды в атмосфере, поскольку (хотя интенсивность поглощения спадает при увеличении длины волны излучения) путь, проходимый излучением лазера в атмосфере, превышает 2 м (как в монохроматоре, так и в фурье-спектрометре). Длина волны излучения около  $7.4 \text{ мкм}$  попадает в область поглощения атмосферы лишь частично, и она представляет интерес для специальных применений.

#### 4. Заключение

На основе согласованной гетеропары  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  с помощью метода МОС-гидридной эпитаксии создан квантовый каскадный лазер, излучающий на длине волны  $7.4 \text{ мкм}$ . Выбранная лазерная гетероструктура с относительно большим числом квантовых ям и барьеров позволила получить широкую полосу усиления (более  $100 \text{ cm}^{-1}$ ). Максимальная рабочая температура в импульсном режиме ( $371 \text{ K}$ ) достигнута благодаря большой энергии перехода с дублета в верхнюю мини-зону и большому значению вольтового дефекта. Характеристическая температура  $T_0 = 170 \text{ K}$  для области температур менее  $300 \text{ K}$  и  $T_0 = 270 \text{ K}$  для области  $300\text{--}370 \text{ K}$ . Оптические потери в резонаторе составили  $2.5$  и  $7.7 \text{ cm}^{-1}$  при температурах  $80$  и  $254 \text{ K}$  соответственно. Импульсная мощность излучения равнялась  $0.3 \text{ Вт}$  при  $80 \text{ K}$  и  $0.05 \text{ Вт}$  – при  $288 \text{ K}$ . Таким образом, разработанные лазеры представляют интерес для получения генерации при комнатной температуре и выше в широкой области ИК спектра.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований РАН № 5.2 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

1. Faist J., Hofstetter D., Beck M., Aellen T., Rochat M., Blaser S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 6 (2002).
2. Засавицкий И.И. *Квантовая электроника*, **10**, 863 (2012) [*Quantum Electron.*, **10**, 863 (2012)].
3. Wittmann A., Gresch T., Gini E., Hvozdar L., Hoyler N., Giovannini M., Faist J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**, 36 (2008).
4. Fujita K., Edamura T., Furuta S., Yamanishi M. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 241107 (2010).
5. Fujita K., Furuta S., Dougakiuch T., Sugiyama A., Edamura T., Yamanishi M. *Opt. Express*, **19**, 2694 (2011).
6. Krysa A.B., Roberts J.S., Green R.P., Wilson L.R., Page H., Garcia M., Cockburn J.W. *Cryst. J. Growth*, **272**, 682 (2004).
7. Goldberg Yu.A., Schmidt N.M. *Handbook Series on Semiconductor Parameters* (London: World Scientific, 1999, vol. 2, pp 62–88).
8. Maulini R., Beck M., Faist J., Gini E. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1659 (2004).