

06:07:12

Длинноволновые неохлаждаемые источники излучения $\lambda = 5-6 \mu\text{m}$ на основе градиентных слоев InAsSb(P), полученных методом жидкофазной эпитаксии

© М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин

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

Поступило в Редакцию 18 ноября 1997 г.

Сообщается о получении и исследовании градиентных $p-n$ -структур InAsSb/InAsSbP/InAs, способных излучать в максимуме спектральной кривой до $5.4 \mu\text{m}$ и полушириной спектра $\sim 26 \text{meV}$ ($\sim 0.6 \mu\text{m}$) без охлаждения. На сегодняшний день это самое длинноволновое излучение, полученное при комнатной температуре в структурах III-V, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, и самое узкополосное среди полупроводниковых спонтанных источников излучения.

В последнее время интенсивно исследуются материалы и гетеро-структуры, обеспечивающие излучательные переходы с длинами волн $\lambda > 5 \mu\text{m}$ при комнатной температуре. Светодиоды в указанном диапазоне найдут применение в спектроскопии, газовом анализе и связи.

Усилия многих исследователей направлены на изучение возможностей материалов III-V, поскольку последние обладают высокой теплопроводностью и металлургической стабильностью по сравнению с системами II-VI и IV-VI. В работе [1] сообщалось о создании методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) светодиода InSb/In_{1-x}Al_xSb с полушириной спектра излучения $> 1 \mu\text{m}$ ($\lambda = 5.5 \mu\text{m}$), что для ряда задач спектроскопии не является оптимальным. Недавно, также методом МЛЭ, были созданы квантово-каскадные светодиоды в диапазоне $5-8 \mu\text{m}$ [2], которые, однако, не обладают способностью работать в непрерывном режиме.

Альтернативой являются гетероструктуры, содержащие твердый раствор InAsSb, имеющий ширину запрещенной зоны от 350 до ~ 100 meV (300 K). Однако ввиду отсутствия бинарной подложки, согласованной по параметру решетки с InAsSb необходимого состава, возникает необходимость в наращивании промежуточных (переходных) слоев между подложкой и рабочим слоем требуемого состава [3] либо в создании напряженных сверхрешеток [4]. В первом случае длины волн в максимуме полосы не превышали $\lambda = 4.4 \mu\text{m}$, а во втором — были получены светодиоды с полушириной спектра излучения $> 1 \mu\text{m}$ (300 K).

Ранее [5] нами был предложен метод получения твердых растворов InAsSb с низкой плотностью дислокаций ($N < 10^4 \text{cm}^{-2}$) и с возрастающим к поверхности содержанием Sb, включающий выращивание методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) градиентного слоя InAsSbP в условиях высокой пластичности подложки InAs, что обеспечивает релаксацию напряжений несоответствия за счет преимущественного образования дислокаций в подложке, сопровождаемого ее изгибом. Этот метод был применен для получения светодиодов с максимумом спектра электролюминесценции при 4.3 и 4.7 μm и полушириной не более 0.5 μm (300 K) [6], использованных в сенсорах, чувствительных к углекислому и угарному газам соответственно [7]. С его помощью были также получены узкозонные слои InAs_{0.46}Sb_{0.54} с резким краем оптического поглощения при 90 meV (300 K). До сих пор, однако, этот метод не применялся для создания *p-n*-структур, излучающих при $\lambda > 4.8 \mu\text{m}$ (300 K).

Целью данной работы являлось исследование механизмов излучательной рекомбинации в гетероструктурах InAsSb/InAsSbP/InAs, полученных методом ЖФЭ в условиях высокой пластичности подложки, и создание источников излучения, работающих без охлаждения в диапазоне 5–6 μm .

Гетероструктуры InAs_{1-x}Sb_x(Zn)/InAsSbP/InAs (вставка к рис. 1) были получены методом ЖФЭ при температурах 630–680°C на подложках *n*-InAs (111) с концентрацией электронов $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$. *P-n*-переход создавался в процессе роста легированного Zn слоя InAsSb в атмосфере очищенного водорода. Плотность наклонных дислокаций в поверхностном слое не превышала $5 \cdot 10^4 \text{cm}^{-2}$. Основная часть дислокаций, вызванная несоответствием параметров решетки подложки и твердого раствора, находилась в подложке и на интерфейсе InAs/InAsSbP, вдали от *p-n*-перехода и излучающей области.

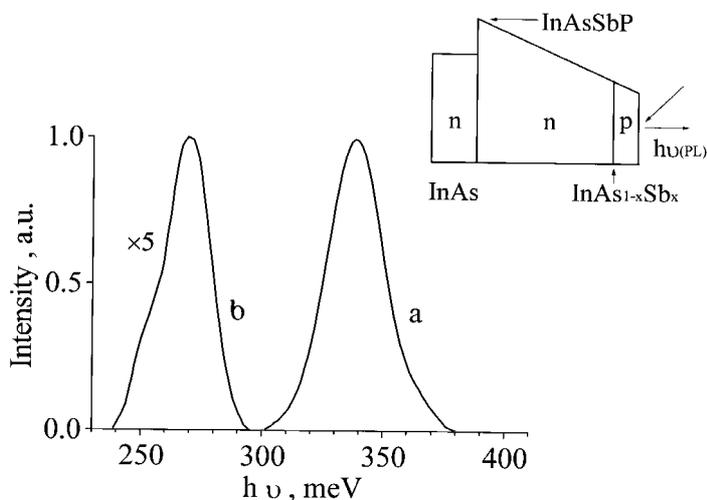


Рис. 1. Спектры ФЛ (77 К) структур № 1 (а) и № 2 (b).

Фото- (ФЛ) и электролюминесценция (ЭЛ) регистрировались охлаждаемым InSb фотодиодом по схеме синхронного детектирования. При возбуждении ФЛ использовался диодный GaAs лазер ЛПИ-14 ($\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $P_{\text{puls}} \sim 10 \text{ W}$ ($\tau = 5 \mu\text{s}$, $f = 500 \text{ Hz}$)), излучение которого направлялось на узкозонный слой InAsSb в геометрии "на отражение". Для измерения ЭЛ выкальвались образцы $0.5 \times 0.5 \times 0.2 \text{ mm}$, которые монтировались узкозонным слоем InAsSb на основание держателя. Ток-овые выводы к кристаллу припаивались индием, излучение выводилось через слой InAsSbP и подложку InAs.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ (77 К) структур с составом в узкозонном поверхностном p -слое $x_1 = 0.1$ (№ 1-218(5)) и $x_2 \sim 0.2$ (№ 2-232(2)), которые в дальнейшем будем называть образцами № 1 и № 2 соответственно. Интенсивность ФЛ в более узкозонном твердом растворе ($x_2 \sim 0.2$) в 5 раз слабее, чем для состава с $x_1 = 0.1$, что согласуется с данными работы [8]. Характеристическая энергия коротковолнового спада $\varepsilon_0 \sim 10 \text{ meV}$ близка к тепловой энергии kT при 77 К, что свидетельствует о высоком структурном совершенстве полученных слоев. Поэтому большая полуширина спектра ($\sim 26 \text{ meV}$)

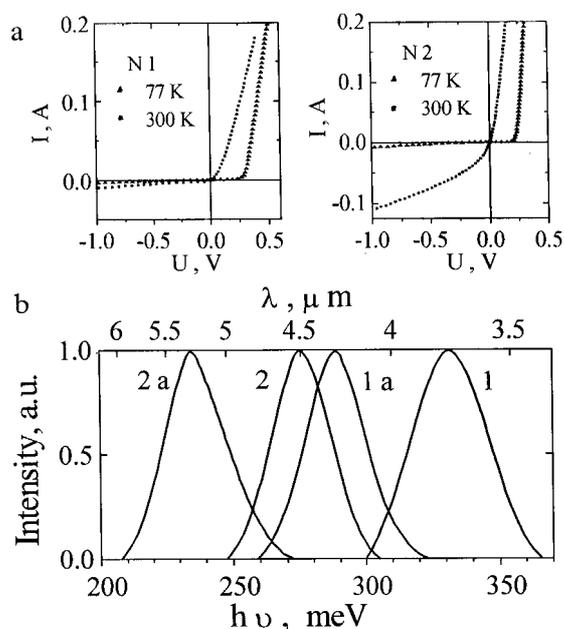


Рис. 2. *a* — вольт-амперные характеристики (77, 300 К); *b* — спектры ЭЛ структур № 1: 77 К (1), 300 К (1а) и № 2: 77 К (2), 300 К (2а).

связана, вероятно, с участием в излучательной рекомбинации двух каналов: зона–зона и зона–акцептор.

На рис. 2, *a* представлены вольт-амперные характеристики при 77 и 300 К. Как видно, с увеличением содержания сурьмы напряжение отсечки убывает от $U_{cut} = 0.306$ В ($x_1 = 0.1$) до $U_{cut} = 0.226$ В ($x_2 \sim 0.2$) (77 К), отслеживая уменьшение энергии ширины запрещенной зоны твердого раствора.

На рис. 2, *b* приведены спектры ЭЛ ($\tau = 5$ μm , $f = 500$ Hz, $I = 3$ А) при 77 и 300 К, скорректированные с учетом падения чувствительности фотоприемника при $\lambda > 5$ μm . Аналогичные спектры были получены и в непрерывном режиме. С увеличением температуры (от 77 до 300 К) спектры ЭЛ сдвигаются в сторону меньших энергий, а интенсивность излучения падает аналогично данным работы [8]: для образца № 1 в ~ 300 раз и в 16 раз для образца № 2. Обращает на себя внимание

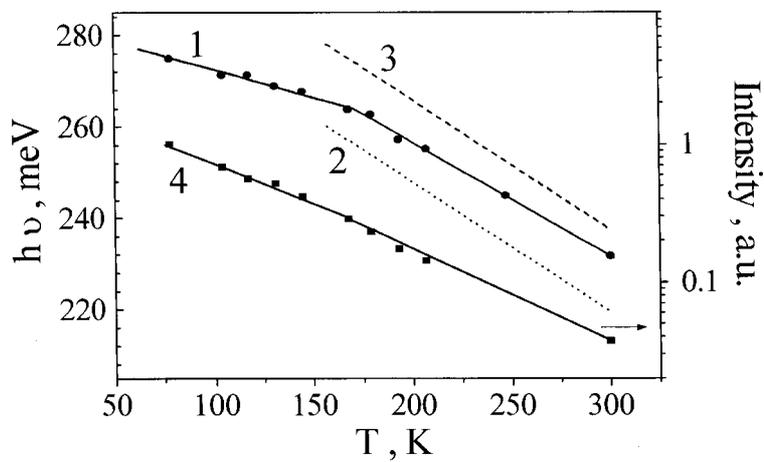


Рис. 3. Температурные зависимости энергии максимума (кривая 1), интенсивности (кривая 4) ЭЛ структуры № 2, $E_g(T) = h\nu_{\max}(T) - kT/2$ (кривая 2), $E_g(T) = E_g(0) - 2.85 \times 10^{-4} \times T$ meV ($E_g(0)$ — подгоночный параметр) (кривая 3).

слабое изменение полуширины спектра, которая при 300 К оказывается порядка $\sim kT$. На рис. 3 приведены зависимости энергии максимума (кривая 1) и интенсивности (кривая 4) ЭЛ структуры с узкозонным твердым раствором $\text{InAs}_{0.8}\text{Sb}_{0.2}$ (№ 2) от температуры. При $T = 175$ К в зависимости $h\nu(T)$ наблюдается излом и увеличение скорости температурного дрейфа максимума ЭЛ до ~ 0.26 meV/K ($T = 175\text{--}300$ К). Отметим, что из-за большой подвижности электронов, в p - n -переходе излучающей областью является p -область структуры.

Мы предполагаем, что в излучательной рекомбинации участвуют два канала: зона-акцептор и зона-зона. Их суперпозиция приводит к достаточно широкому спектру при низкой температуре ($\Delta h\nu_{1/2} \sim 25$ meV, 77 К). Энергия акцепторного уровня, связанного с введением Zn, ~ 15 meV, поэтому можно ожидать, что с повышением температуры будет происходить насыщение акцепторного уровня и при $T > 170$ К будет преобладать рекомбинация зона-зона. Для анализа температурной зависимости будем считать, что форма спектра люминесценции для приближения параболических зон в отсутствие вырождения носителей

заряда имеет вид: $I(h\nu) \sim \sqrt{h\nu - E_g} \cdot \exp[-(h\nu - E_g)/kT]$, $h\nu$ — энергия фотона, E_g — ширина запрещенной зоны. Тогда энергия ширины запрещенной зоны будет на величину $kT/2$ меньше энергии пика люминесценции (это хорошо выполняется для бинарных соединений InAs и InSb и указывает на выполнение закона сохранения импульса). На рис. 3 мелким пунктиром (кривая 2) приведена температурная зависимость ширины запрещенной зоны тройного раствора InAs/InAs_{0.8}Sb_{0.2} в области преобладания рекомбинации зона–зона, полученная из экспериментальной зависимости $h\nu_{\max} = f(T)$, $E_g(T) = h\nu_{\max}(T) - kT/2$. Ее наклон совпадает с наклоном температурного изменения ширины запрещенной зоны InAs: $E_g(T) = E_g(0) - 2.85 \times 10^{-4} \times T$ [meV] (кривая 3, рис. 3), что говорит о высоком кристаллическом совершенстве эпитаксиального слоя, не содержащем беспорядка, который мог бы нарушить закон сохранения волнового вектора [8].

Таким образом, в работе получены и исследованы градиентные p – n –структуры InAsSb/InAsSbP/InAs, способные излучать в максимуме спектральной кривой до $5.4 \mu\text{m}$ и полушириной спектра $\sim 26 \text{ meV}$ ($\sim 0.6 \mu\text{m}$) без охлаждения. На сегодняшний день это самое длинноволновое излучение, полученное при комнатной температуре в структурах III–V, выращенных методом ЖФЭ, и самое узкополосное среди полупроводниковых спонтанных источников излучения. Такие структуры могут стать основой для создания эффективных светодиодов, работающих при комнатной температуре и используемых для спектроскопии ряда газов, например окиси азота (NO).

В заключение авторы выражают благодарность Ю.П. Яковлеву за внимание и интерес к работе, Т.И. Ворониной, М.Е. Виноградовой, А.В. Луцеву и Н.Д. Ильинской за техническую помощь, оказанную при выполнении работы.

Список литературы

- [1] Ashley T., Elliott C.T., Gordon N.T., Hall R.S., Johnson A.D., Pryce G.J. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 18. P. 2433–2435.
- [2] Rui Q., Yang, Chih-Hsiang Lin, Murry S.J., Pei S.S., Liu H.C., Buchanan M., Dupont E. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70(15). P. 2013–2015.
- [3] Gong X.Y., Yamaguchi T., Kan H., Makino T., Rowell N.L., Lacroix Y., Mangyou A., Aoyama M., Kumagawa M. // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. N 2. P. 738–742.

- [4] *Tang P.J., Pullin M.J., Philips C.C., Stradling R.A., Norman A.G., Li Y.B., Hart L.* // *Semicond. Sci. Technol.* 1995. V. 10. P. 1177–1180.
- [5] *Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н.* // *Кристаллография.* 1988. Т. 32. В. 1. С. 216–221.
- [6] *Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н.* // *Письма в ЖТФ.* 1991. Т. 17. В. 23. С. 75–79.
- [7] *Matveev B.A., Gavrilov G.A., Evstropov V.V., Zotova N.V., Karandashov S.A., Sotnikova G.Yu., Stus N.M., Talalakin G.N., Malinen J.* // *Sensors and Actuators.* 1997. V. 38–39. P. 339–343.
- [8] *Fang Z.M., Ma K.J., Jaw D.H., Cohen R.M., Stringfellow G.B.* // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 11. P. 7034–7039.