

ем обычной силы радиационного давления пузырьки вначале собираются в узлах и пучностях стоячей волны. Причем „крупные“ собираются в узлах, а „мелкие“ – в пучностях. „Крупные“ пузырьки, попав в плоскости, проходящие через узлы стоячей волны, перестают пульсировать. Что же касается „мелких“, то, как следует из выражения (3), существуют такие расстояния между пузырьками в плоскостях, проходящих через пучности волны, при которых силы радиационного взаимодействия обращаются в ноль, т.е. образуются связанные состояния пузырьков, отличные от коагуляции. Это происходит, если первоначальное расстояние между пузырьками было больше длины падающей волны.

Таким образом, при определенных условиях в поле стоячей волны могут образовываться интересные пузырьковые структуры.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Немцов Б.Е. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 8. В. 2. С. 858–861.
- [2] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. В. 2. С. 246–250.
- [3] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 2. С. 256–259.
- [4] Алексеев В.Н. // Акустический журнал. 1983. Т. 29. В. 2. С. 129–136.
- [5] Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1987. Т. 33. В. 1. С. 31–36.

Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина, Минск

Поступило в Редакцию
10 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

06.3

© 1990

НИЗКОПороГОВЫЕ ($I_n = 3.0$ мА, $T = 300$ К)
КВАНТОВОРАЗМЕРНЫЕ *AlGaAs* ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ
С ЗАРОЩЕННОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРОЙ, ПОЛУЧЕННЫЕ ЖФЭ

Ж.И. Алферов, В.М. Андреев,
А.М. Андриеш, А.З. Мереуцэ,
А.В. Сырбу, В.П. Яковлев

В последнее время были достигнуты существенные результаты по снижению порогового тока генерации (I_n) в мезаполосковых квантоворазмерных *AlGaAs* лазерах, полученных низкотемпера-

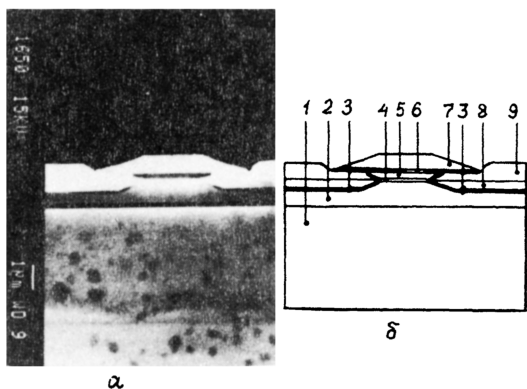


Рис. 1. Фотография поперечного сечения выращенной гетероструктуры (а) и соответствующее схематическое изображение (б). 1 - подложка, 2 - нижний широкозонный эмиттер $n\text{-Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$, 3 - граница травления в расплаве, 4 - волноводная область, содержащая слои $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}$ - $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, 5 - верхний широкозонный эмиттер $p\text{-Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$, 6 - контактный слой $p^+\text{-GaAs}$, 7 - маска SiO_2 .

турной жидкофазной эпитаксией (НЖЭ) [1]. Для лазерных диодов без отражающих покрытий зеркал $I_n = 6.2$ мА при длине резонатора $L = 140$ мкм [2] и $I_n = 5.6$ мА при $L = 70$ мкм [3]. Снижение I_n до ~ 3 мА, $L = 250$ мкм в квантоворазмерных лазерах без отражающих зеркал было осуществлено на эпитаксиальных структурах, полученных методом молекулярной эпитаксии (МЛЭ) при зарастивании вытравленных мезаструктур с использованием ЖФЭ [4].

В настоящем сообщении приводятся результаты исследований низкопороговых квантоворазмерных AlGaAs лазерных диодов с выращенной гетероструктурой, полученных с использованием ЖФЭ как в первом, так и во втором эпитаксиальных процессах.

Исходные эпитаксиальные AlGaAs РОДГС с толщиной активной области ~ 15 нм были получены НЖЭ с контролированием переохлаждения раствора-расплава и с использованием Zn в качестве легирующей примеси верхнего широкозонного эмиттера $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ [5]. Пороговая плотность тока генерации в лазерных диодах с широким полосковым контактом $D = 30$ мкм и $L = 1000$ мкм составляла 300 А/см².

Формирование выращенных квантоворазмерных гетероструктур проводили во втором жидкофазном процессе (см. рис. 1, а, б), который включал два этапа: 1 - травление мезаструктур в ненасыщенном растворе-расплаве Ga-Al-As и 2 - эпитаксиальное вы-

затрачивание изолирующей $AlGaAs$ $p-n$ структуры. Мезоструктуры травилась через маску из SiO_2 с использованием эффекта селективности растворения $Al_xGa_{1-x}As$ в ненасыщенных растворах-расплавах $Ga-Al-As$ [6]. В процессе травления вне мезоструктуры растворяются следующие слои (рис. 1,б): контактный слой $p-GaAs-6$, верхний широкозонный эмиттер $p-Al_{0.7}Ga_{0.3}As-5$, волноводный слой, содержащий нелегированные слои $Al_{0.3}Ga_{0.7}As-4$ и часть нижнего широкозонного эмиттера $n-Al_{0.7}Ga_{0.3}As-2$. В результате большей скорости растворения $Al_xGa_{1-x}As$ с меньшим x , что является характерным для селективного режима травления в расплаве, наблюдается сужение волноводного слоя -4 (до 2 мкм на структуре представленной на рис. 1,а). Затрачивание мезоструктур проводили двумя слоями: $p-Al_{0.4}Ga_{0.6}As-8$ и $n-Al_{0.4}Ga_{0.6}As-9$. После второго эпитаксиального процесса полосы SiO_2 стравливали, подложка-1 утоньшалась до 70-80 мкм и на обе стороны пластины наносили омические контакты.

На рис. 2,а кривая 1 приведена экспериментальная зависимость порогового тока генерации $I_{п}$ от длины резонатора L для зарощенных лазерных диодов из партии МА 169/77, излучающих на длине волны $\lambda = 0.83$ мкм (точки кривой 1 представляют минимальные значения $I_{п}$ для лазеров с разным L). Как видно из рисунка, наименьшее значение $I_{п} = 3.0$ мА было получено для $L = 300$ и 350 мкм. С уменьшением L $I_{п}$ слабо возрастает до 4.5 мА при $L = 175$ мкм. Ход экспериментальной зависимости $I_{п}$ не сильно отличается от хода зависимости 2 из работы [4], которая была рассчитана для зарощенных лазерных диодов с одиночной квантовой ямой с шириной активной области 1 мкм. Треугольниками представлены экспериментальные результаты из работы [4] для зарощенных лазеров, в которых исходная гетероструктура была выращена МЛЭ.

Полученные в данной работе лазерные диоды имели дифференциальную квантовую эффективность и максимальную мощность излучения с одного зеркала 35-40 % и 15-20 мВт соответственно.

На рис. 2,б приведены спектры излучения диода МА 169/77-19 с $I_{п} = 4.5$ мА, снятые при разных токах. Для интервала 5-10 мА спектр излучения содержит одну линию с полушириной не более 0.2 нм.

Если ранее для мезаполосковых лазеров мы наблюдали непрерывное увеличение длины волны излучения с увеличением тока через диод, то для зарощенных лазеров в интервале токов 1-2 $I_{п}$ длина волны излучения остается постоянной, что свидетельствует о наличии встроенного механизма селекции продольных мод, обусловленного сильным боковым оптическим ограничением. С увеличением тока выше 2 $I_{п}$ (начиная с 11 мА на рис. 2,б) возникает вторая линия на длине волны 833 нм, которая отстоит от основной линии на 9 межмодовых интервалов собственного резонатора. С увеличением тока интенсивность линии на 833 нм увеличивается, а линии на 830 нм падает и при токе 14 мА остается только линия на длине волны 833 нм.

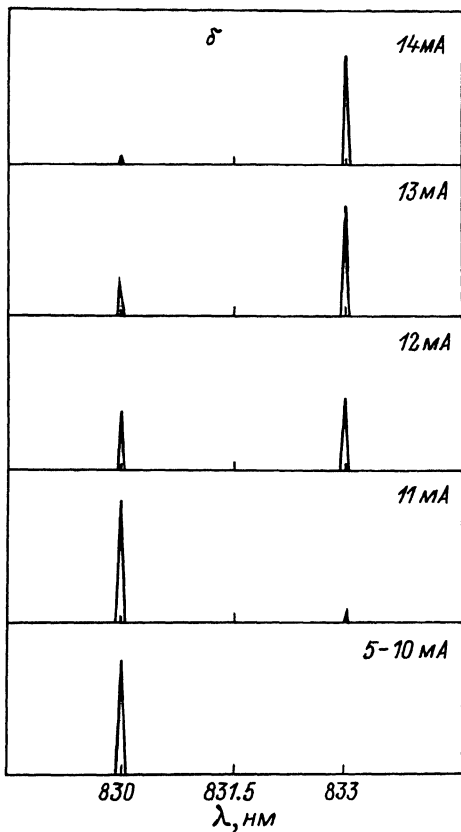
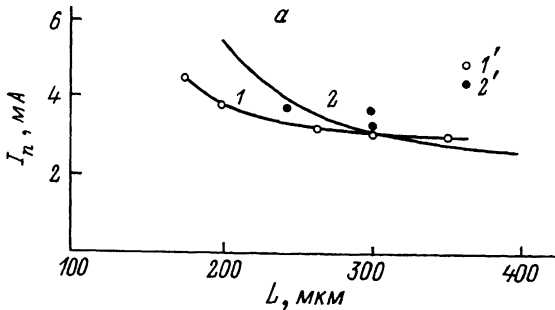


Рис. 2. Зависимость порогового тока генерации I_n от длины резонатора L (а). 1, 1' - результаты данной работы; 2, 2' - результаты работы [4]. Спектральные распределения интенсивности излучения лазера МА 169/77-19 при разных токах (б).

Таким образом, квантоворазмерные зарощенные лазерные диоды помимо низкопороговости обладают улучшенными спектральными характеристиками излучения. В довольно широком интервале значений тока, пропускаемого через данные лазеры $I = 1-2 I_n$, они излучают на одной продольной моде, являясь практически одночастотными, и обладают встроенным механизмом стабилизации длины волны излучения.

В результате проведения данной работы на *AlGaAs* квантоворазмерных лазерных диодах с зарощенной гетероструктурой, выращенной полностью ЖФЭ, достигнуто значение $I_n = 3$ мА. Ранее значение порогового тока генерации порядка 3 мА для лазеров без отражающих зеркал получали только на основе гетероструктур, выращенных МЛЭ [4, 7]. Авторы работ [4, 7] указывают на то, что в ближайшее время потребность в таких низкопороговых лазерах сильно возрастет в связи с разработками оптического тракта внутримашинной передачи данных в супер-ЭВМ. В связи с этим новая возможность получать такие излучатели с применением метода ЖФЭ, который широко используется в промышленности, позволит существенно упростить задачу тиражирования этих приборов.

В заключение авторы выражают благодарность В.Д. Румянцеву, В.Р. Ларионову и В.П. Хвостикову за помощь в эксперименте и полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Алферов Ж.И., Андреев В.М., Воднев А.А., Ивентьева О.О., Ларионов В.Р., Румянцев В.Д. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 381-383.
- [2] Алферов Ж.И., Андреев В.М., Аксенов В.Ю., Ларионов В.Р., Мокина Н.А., Румянцев В.Д., Хвостиков В.П. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В.17. С. 1537-1540.
- [3] Алферов Ж.И., Андреев В.М., Аксенов В.Ю., Налет Т.И., Нгуен Тхань Фыонг, Румянцев В.Д., Хвостиков В.П. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 22. С. 2057-2060.
- [4] Derry P.L., Chen H.Z., Morkos H., Yarov A., Lau K.Y., Bar-Shaimit N., Lee K., Rosenberg J. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1988. V. 6. N 2. P. 689-691.
- [5] Мереуцэ А.З., Петров А.И., Полторацкий В.М., Прокудина В.А., Сырбу А.В., Яковлев В.П. // Тез. докл. 1 Всес. конф. "Физические основы твердотельной электроники". Л.: Наука, 1989. С. 223-224.
- [6] Сырбу А.В., Трофим В.Г., Чумак В.А., Яковлев В.П. - Тез. докл. III Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Т Ш. - Одесса: ОГУ, 1982. С. 60-61.

Поступило в Редакцию
31 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5 12 марта 1990 г.

01; 06.2; 07

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИМЕСЕЙ НА ДИСЛОКАЦИЯХ

М.В. Гольдфарб, М.И. Молоцкий

Опыты последних лет показывают, что осаждение примесей на дислокациях способно заметно изменить их электронную структуру и повлиять на электронные свойства полупроводников с дислокациями (см., например, [1]). Это открывает заманчивую перспективу управления электронными свойствами реальных кристаллов путем контролируемого осаждения примесей на дислокациях. Эффективность таких методов зависит от понимания электронной структуры дислокаций с примесями, однако до последнего времени такое понимание отсутствовало. Авторы немногочисленных теоретических работ [2-4] ограничивались анализом простейших моделей, не претендующих на объяснение конкретных экспериментов.

Во всех работах предполагалось, что кулоновский центр, описывающий поле примеси, расположен непосредственно на оси дислокации. Такое предположение противоречит эксперименту. Действительно, наложение полей примеси и дислокации приводит к гигантскому (на два порядка!) росту электронной плотности на примесном ядре после перехода примеси из объема полупроводника на дислокацию [4]. Соответственно должны возрасти константы сверхтонкого расщепления сигнала ЭПР. Однако опыты по ЭПР фосфора на дислокациях в кремнии [5] показывают, что сигнал ЭПР вообще не испытывает сверхтонкого расщепления с ядром фосфора.

Для разрешения этого противоречия нами была предложена новая модель электронной структуры донора на дислокации [6]. Согласно [6], примесь расположена не на самой оси дислокации, а вблизи нее на расстоянии порядка постоянной решетки. Электронное сродство дислокации по крайней мере на порядок превышает потенциал ионизации донора. Поэтому электрон донора практически полностью локализован на оборванных связях дислокации и не переносится с ядром примеси, расположенном в области лишней полуплос-