

Сглаживание фазовой динамической диэлектрической решетки в диодном лазере и получение одномодовой генерации при поперечных колебаниях излучаемого потока

© А.П. Астахова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 27 марта 2002 г. Принята к печати 29 марта 2002 г.)

Исследованы спектры излучения и диаграммы направленности диодных лазеров на основе гетероструктуры InAsSbP/InAsSb/InAsSbP с различной длиной резонатора, излучающие в спектральном диапазоне 3–4 мкм.

Экспериментально установлено, что при длинах резонатора 200–300 мкм и его ширине 18 мкм осуществляется одномодовая генерация, при которой длина волны уменьшается с током на величину около 100 Å, а вершина диаграммы направленности раздвигается, свидетельствуя о поперечных пространственных колебаниях лазерного потока. При длинах резонатора 300–500 мкм генерируется несколько десятков мод в основном с длинноволновой стороны от моды, первоначально преобладающей на пороге генерации, а пространственные колебания лазерного потока отсутствуют.

Осуществление одномодовой генерации объясняется тем, что поперечные колебания лазерного потока сглаживают фазовую динамическую диэлектрическую решетку, обычно создаваемую взаимодействием генерирующих мод и предотвращают увеличение усиления с длинноволновой стороны от преобладающей моды.

1. Введение

В связи с тем что частотно-перестраиваемые гетеролазеры, работающие в диапазоне 2–4 мкм, являются основным рабочим элементом систем диодно-лазерной спектроскопии, очень важной становится проблема получения одночастотных, модулируемых током в широком частотном диапазоне диодных лазеров. Использование нелинейных оптических явлений, таких как зависимость диэлектрической проницаемости от интенсивности лазерного излучения, позволяет решить эту задачу.

Уменьшение интенсивности генерируемого лазерного излучения от середины к боковым краям резонатора создает уменьшение коэффициента преломления в этом направлении, что приводит к самофокусировке лазерного луча [1–3]. В исследованных нами лазерах на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP также наблюдалась самофокусировка [4]. В работе [5] было показано экспериментально и теоретически, что самофокусировка сопровождается практически безынерционным увеличением или уменьшением длины волны излучения с током в зависимости от величины тока накачки и параметров диодных структур. В дальнейшем для расширения диапазона перестройки длины волны излучения скорость инжекции на боковых краях резонатора была увеличена, что вызвало сильное понижение диэлектрической проницаемости на боковых краях резонатора с ростом тока [6]. Получившееся уменьшение среднего коэффициента преломления при увеличении тока привело к увеличению частоты генерации с током. Диапазон перестройки частоты достигал 300 ГГц [7]. Исследование пространственного распределения излучения показало

преимущественную генерацию продольных мод резонатора и появление пространственного колебания лазерного потока по ширине резонатора [5–8]. Поперечные моды подавляются в процессе пространственных колебаний лазерного потока [9], что следует из сохранения его частоты и пространственной формы.

В данной работе находятся условия подавления не только поперечных мод, но и продольных мод, кроме одной.

2. Методика получения и измерения лазерных структур

Лазерные гетероструктуры $p\text{-InAs}_{0.48}\text{Sb}_{0.17}\text{P}_{0.35}/n\text{-InAs}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}/n\text{-InAs}_{0.48}\text{Sb}_{0.17}\text{P}_{0.35}$ выращивались, как в работах [4–12], методом жидкофазной эпитаксии на подложке $p\text{-InAs}$ ($h = 300$ мкм), легированной Zn до концентрации дырок 10^{19} см $^{-3}$. Узкозонный активный слой с шириной запрещенной зоны 0.4 эВ при 77 К имел толщину 1–3 мкм и образовывал гетеропереход первого типа с ограничительными слоями InAsSbP (по 2 мкм толщиной каждый), ширина запрещенной зоны которых при 77 К составляла 0.6 эВ. Активная область специально не легировалась и концентрация электронов в ней составляла $(2–4) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Легированный цинком ограничительный слой $p\text{-InAsSbP}$, прилегающий к подложке, имел концентрацию дырок 10^{18} см $^{-3}$. Ограничительный слой $n\text{-InAsSbP}$, легированный оловом, имел концентрацию электронов $(2–5) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. После эпитаксиального выращивания толщина подложки уменьшалась до 100 мкм. Двухканавные мезачипы с шириной полоска 18 мкм, с шагом 500 мкм формировались методом

стандартной фотолитографии. Лазерные диоды с длиной резонатора Фабри–Перо 200–500 мкм получались методом скальвания. Лазерные чипы монтировались на поверхности специального медного держателя [13,14], который позволял вставлять диод внутрь откачиваемого гелиевого криостата и отводить тепло.

В лазерных структурах с малой длиной резонатора (200 мкм) ожидалась преимущественная генерация продольной пространственной моды [9]. При большой длине резонатора (500 мкм), как следует из наших предыдущих работ [15], ожидалась генерация как продольных, так и поперечных мод. На лазерных структурах исследовались спектральные характеристики и диаграммы направленности излучения в плоскости, параллельной плоскости p – n -перехода при разных инжекционных токах. Измерения проводились при температуре жидкого азота при питании лазера прямоугольными импульсами тока длительностью 20 мкс скважностью 50.

Исследуемый лазер помещался в откачиваемый дьюар на один край электрически подогреваемого медного стержня. Другой край стержня охлаждался жидким азотом через термическое сопротивление. Температура лазера измерялась по падению напряжения на калиброванном кремниевом диоде и могла поддерживаться в интервале 78–300 К. При измерении спектров излучение направлялось в решеточный спектрометр и на его выходе детектировалось InSb-фотодиодом, охлаждаемым жидким азотом. Диаграммы направленности измерялись в дальнем поле на расстоянии 57 мм от лазера с помощью фотосопротивления PbSe, перемещаемого перпендикулярно оптической оси лазера. Интенсивность излучения измерялась импульсным синхронным детектором. Измерения выполнялись в одних экспериментальных условиях при температуре лазера 78 К на одной установке, что позволяло устранить влияние возможных методических ошибок.

3. Экспериментальные результаты

По спектрам излучения лазеры можно разделить на две группы: частотно-перестраиваемые лазеры, спектральное положение линий излучения которых плавно изменяется с изменением тока накачки (рис. 1), и частотно-слабо-перестраиваемые (рис. 2), лазерные линии которых значительно меньше смещаются с током. Частотные спектры слабо перестраиваемых лазеров имеют до 10 линий, соответствующих продольным модам резонатора, и столько же или больше линий, соответствующих поперечным пространственным модам. С увеличением тока преимущество длинноволновых мод над коротковолновыми увеличивается. Длина резонатора слабо перестраиваемых лазеров статистически больше (300–500 мкм), чем перестраиваемых (200–300 мкм). Частотный спектр перестраиваемых лазеров содержит несколько линий только при малом превышении тока над пороговым значением (от 1 до 1.5 раз) и при вы-

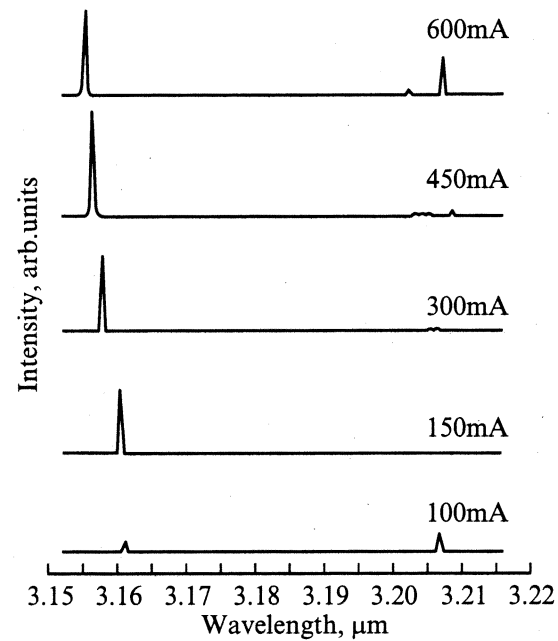


Рис. 1. Спектры излучения частотно-перестраиваемого лазера V-11671 № 3 с длиной резонатора $L = 230$ мкм и пороговым током $I_{th} = 90$ мА при разных токах.

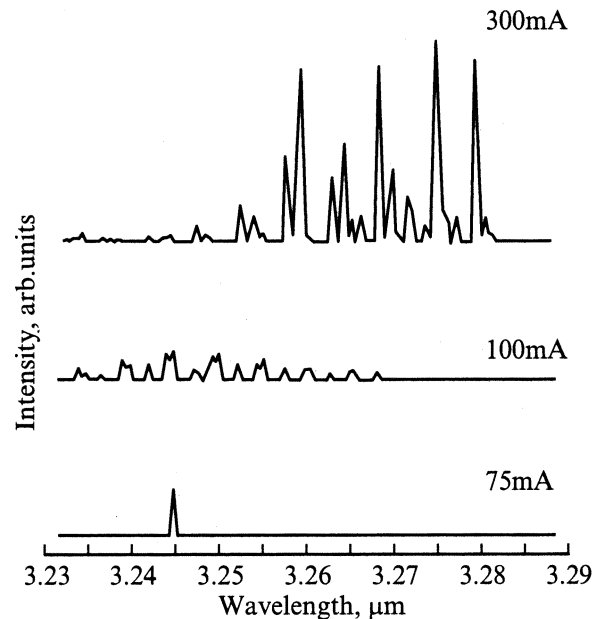


Рис. 2. Спектры излучения частотно-слабо-перестраиваемого лазера V-1188 № 3 с длиной резонатора $L = 500$ мкм и пороговым током $I_{th} = 70$ мА при разных токах.

соком (более 5 раз) (рис. 1). При промежуточных токах доминирует одна линия (рис. 3, *a*). Ее спектральное положение при различных токах показано на рис. 3, *b*. Для данного диодного лазера интервал перестройки длины волны при азотной температуре составляет около 70 \AA , что в 1.5 раза больше межмодового расстояния. Как

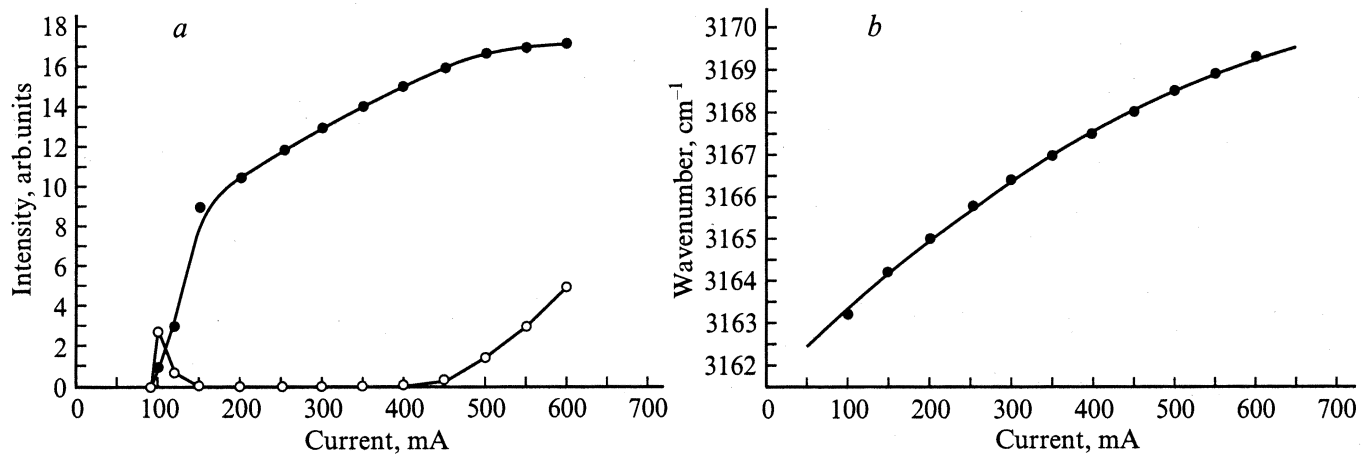


Рис. 3. Токовые зависимости для частотно-перестраиваемого лазера V-11671 № 3 с длиной резонатора $L = 230$ мкм и пороговым током $I_{th} = 90$ мА интенсивности излучения основной частотно-перестраиваемой моды (1) и суммы интенсивностей всех мод, кроме основной, (2) (a) и спектрального положения основной моды (b).

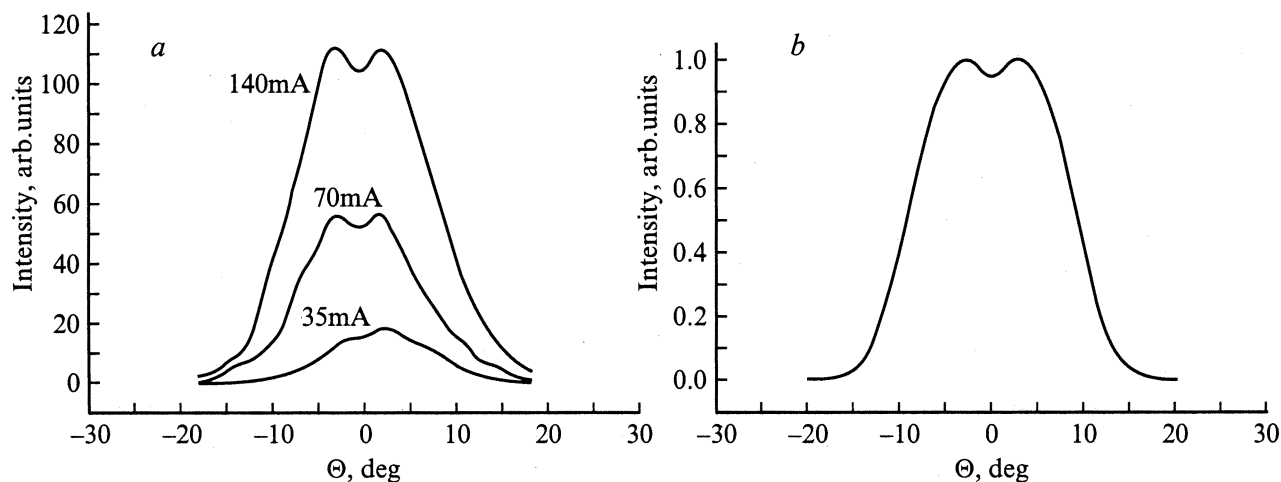


Рис. 4. Диаграммы направленности излучения в дальнем поле, экспериментально измеренные для частотно-перестраиваемого лазера V-12152 № 71 с длиной резонатора $L = 300$ мкм и пороговым током $I_{th} = 32$ мА (a) и теоретически рассчитанные для пространственных колебаний лазерного потока, происходящих между положениями крайних максимумов интенсивности второй поперечной моды (b).

отмечалось ранее [16], пороговый ток генерации излучения I_{th} и пороговый ток генерации перестраиваемой моды I_{tun} в перестраиваемых током лазерах могут не совпадать. При токах около $I_{tun} = 1.3 I_{th}$ перестраиваемая линия разгорается за счет гашения других линий (рис. 1, 3).

Спектр излучения слабо перестраиваемых лазеров при околопороговых токах генерации, как правило, содержит одну моду (рис. 2). С увеличением тока появляются дополнительные линии излучения. При дальнейшем увеличении инжекционного тока новые спектральные линии появляются в длинноволновой части спектра, и теперь можно четко видеть, что имеются продольные моды и отличающиеся от них по длинам волн на величину менее межмодового интервала поперечные моды.

Диаграммы направленности излучения в плоскости $p-n$ -перехода в дальней зоне при разных инжекционных токах для частотно-перестраиваемых лазеров приведены на рис. 4. При малых токах, близких к пороговому, диаграмма имеет почти гауссову форму. При токах выше порогового значения диаграмма имеет два четких, симметричных относительно нуля максимума, которые с ростом инжекционного тока не сглаживаются. Обращает на себя внимание хорошая симметрия распределения интенсивности излучения относительно начала координат и малое влияние тока на форму кривой. Изменение площади под кривой распределения интенсивности излучения пропорционально изменению тока. Расстояние между максимумами на диаграмме составляет $(6-8)^\circ$, а глубина провала между ними $(5-6)\%$ от амплитуды.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Как показали проделанные исследования, при значительном превышении тока над пороговым значением как перестраиваемые, так и слабо перестраиваемые лазеры содержат большое количество линий излучения, которые соответствуют продольным и поперечным модам резонатора. Исследования показали также, что увеличение длины резонатора способствует не только увеличению числа генерируемых продольных мод, но и появлению поперечных мод.

Рассмотрим условия генерации поперечных мод при отсутствии пространственных колебаний светового потока.

Интервал между поперечной и продольной модой $\Delta\lambda_j$ зависит от длины волны λ , ширины резонатора b и коэффициента преломления n согласно формуле

$$\Delta\lambda_j = j(j+2) \frac{\lambda}{2n^2} \left(\frac{\lambda}{2b} \right)^2, \quad (1)$$

где $j = 0, 1, 2, 3, \dots$ — квантовый номер пространственной моды. Продольной моде соответствует $j = 0$.

Интервал между модами с одинаковым номером $\Delta\lambda$ зависит от длины волны λ , длины резонатора L и эффективного коэффициента преломления $n^* = n \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)$:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2Ln^*}. \quad (2)$$

Для приблизительного совпадения длин волн продольных и поперечных мод интервал $\Delta\lambda_j$ должен быть близок к сумме целых значений интервала $\Delta\lambda$. При равных оптических потерях появление продольных и поперечных мод в одной точке спектра практически равновероятно, когда их длины волн близки, т.е. различаются на величину, значительно меньшую межмодового расстояния.

Реально оптические потери для поперечных мод больше, чем для продольной моды, из-за уменьшения коэффициента преломления с увеличением номера поперечной моды для заданной длины волны и ухудшения вследствие этого оптического ограничения в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода. Поэтому важно обращать внимание на поперечные моды с низкими номерами. Особенно вероятно совпадение по энергетической шкале поперечных и продольных мод при длине резонатора 500 мкм. При ширине полоска такого резонатора 18 мкм первая и вторая поперечные моды попадут на спектральные места продольных. В результате продольная и поперечная моды имеют одинаковую длину волны и одинаковую вероятность генерации. Это приводит к наложению линий излучения продольных и поперечных мод друг на друга, наблюдаемому в эксперименте в виде группировок линий. Поперечные моды мешают образованию плавного волновода, так как не способствуют снижению концентрации неравновесных носителей заряда в середине резонатора. Поэтому

лазеры с длиной резонатора 500 мкм с большей вероятностью не будут перестраиваться. Существует еще одно важное явление, которое нельзя не учитывать [3,17]. Оно состоит в том, что усиление увеличивается с длинноволновой стороны от каждой сильной моды и уменьшается с коротковолновой стороны из-за нелинейного рассеяния излучения на волнах электронной плотности, создаваемых сильной модой при ее взаимодействии с более слабой модой. Наличие хотя бы двух близких мод уже приводит к возникновению фазовой динамической решетки коэффициента преломления, вызывающей упомянутое рассеяние. Поэтому спектральное наложение продольных и поперечных мод в резонаторах с шириной 18 мкм и длиной 500 мкм дает неминуемо многомодовую генерацию. С увеличением тока вынуждается генерация все более длинноволновых мод и сохраняются коротковолновые моды. В результате несколько десятков мод поддерживают друг друга. При длине резонатора от 200 до 300 мкм поперечная мода удалена от продольной на половину межмодового расстояния, т.е. на такую же величину, как все межмодовое расстояние в лазерах с длиной резонатора около 500 мкм. При совпадении спектрального положения максимума усиления с положением продольной моды поперечные моды генерироваться не будут из-за недостаточности усиления. Продольная мода будет уменьшать концентрацию носителей заряда вблизи продольной оси волновода за счет вынужденной рекомбинации и тем самым увеличивать здесь диэлектрическую проницаемость. Появится плавный волновод, в котором возникнут пространственные колебания светового потока, полностью подавляющие поперечные моды.

В условиях плавного концентрационного волновода, когда имеют место колебания светового потока, фазовая динамическая диэлектрическая решетка, обычно создаваемая двумя генерирующими модами, сильно сглаживается. Упомянутая решетка уменьшается в 10^3 раз, так как частота пространственных колебаний, соответствующая интервалу сглаживания (10^{12} Гц), на 3 порядка больше величины, обратной эффективному времени жизни носителей заряда в лазере, соответствующей частотной ширине диэлектрической решетки. В результате остается одна спектральная линия излучения, наиболее близко расположенная к максимуму спектра усиления. Поэтому перестраиваемая мода разгорается за счет гашения других мод. Для получения большого диапазона изменения длины волны излучения скорость сдвига максимума спектра усиления с током должна быть такой же, как и генерирующей линии при появлении пространственных колебаний лазерного потока. Квантовый выход излучения при этом увеличивается из-за исчезновения разностных и суммарных частот в лазерном спектре. Скачок интенсивности перестраиваемой линии на рис. 3, а, видимо, связан с переходом лазера в рассматриваемый одномодовый режим. В условиях плавного волновода длина волны генерации перестраивается плавно, пока она находится вблизи максимума спектра усиления. Если линия отойдет от максимума кривой усиления

на величину межмодового расстояния для продольных мод, то может иметь место перескок с моды на моду и продолжение одномодового режима генерации уже на новой моде [7,18]. На рис. 3 показаны исчезающие слабые побочные мод в интервале токов от I_{th} до $1.3I_{th}$ и генерация только одной моды в интервале токов $1.5I_{th} - 5I_{th}$, при котором длина волны излучения изменяется на 70 \AA . Появление длинноволновых мод при больших инжекционных токах (более $4I_{th}$), отстоящих от преобладающей моды на 7–9 межмодовых расстояний (рис. 1, 3), вероятно, можно связать с отсутствием сглаживания фазовой диэлектрической решетки при этих частотах и увеличением добавочного усиления с током. Наличие пространственных колебаний в перестраиваемых лазерах доказывается, согласно работе [8], расщеплением диаграммы направленности в дальней зоне на небольшой угол, меньший, чем возможный при генерации поперечных мод.

Таким образом, возникновение плавного концентрационного волновода приводит к тому, что фазовая динамическая диэлектрическая решетка, обычно создаваемая при взаимодействии генерирующих мод, сильно сглаживается, и предотвращается генерация более длинноволновых мод. Возникновению плавного концентрационного волновода и установлению поперечных колебаний лазерного потока в нем способствует несовпадение спектральных положений поперечных мод и продольной моды при определенных геометрических размерах резонатора. В результате пространственных колебаний лазерного потока остается одна спектральная мода, лежащая наиболее близко к максимуму спектра усиления. Наибольший диапазон изменения длины волны излучения достигается выбором температуры, при которой скорость сдвига максимума спектра усиления с током оказывается такой же, как и генерирующей моды. Осуществление пространственных колебаний лазерного потока в резонаторе позволило создать высокочастотные одномодовые частотно-модулируемые в широких пределах (до 300 ГГц) диодные гетеролазеры, работающие в интервале температур 10–100 К для диапазона длин волн 3–4 мкм.

Список литературы

- [1] R.Y. Chiao, E. Yarmire, C.H. Townes. Phys. Rev. Lett., **13** (15), 479 (1964).
- [2] I.H.V. Thompson. Optoelectron., **4**, 257 (1972).
- [3] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).
- [4] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именкова, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **22** (16), 7 (1996).
- [5] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 243 (2000).
- [6] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1088 (1999).
- [7] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 243 (2000).
- [8] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1014 (1999).
- [9] А.П. Астахова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1142 (2000).
- [10] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1468 (2000).
- [11] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, К.Д. Моисеев, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **35**, 375 (2001).
- [12] A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev, P. Kubat, C. Sivilis. Rev. Sci. Instrum., **72**, 1988 (2001).
- [13] А.А. Попов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, С. Цивиш, З. Зелингер. Письма ЖТФ, **23**, 232 (1997).
- [14] A.A. Popov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev, S. Civalis, Z. Zelinger. Spectrochim. Acta, Pt A, **54**, 821 (1998).
- [15] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **19** (17), 30 (1993).
- [16] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 1392 (1997).
- [17] А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, Б.Н. Свердлов. Квант. электрон., **1**, 2286 (1974).
- [18] А.П. Данилова, А.Н. Именкова, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1469 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

Cyclic alternation of phase dynamic dielectric grating and a singlemode generation to be obtained as the emitted beam oscillates transversely

A.P. Astakhova, T.N. Danilova, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract Investigated were the emission spectra and the far-field patterns of InAsSbP/InAsSb/InAsSbP heterostructure, basic diode lasers having various cavity length, emitting in 3–4 μm spectral range.

It has been experimentally found that, the cavity being 200–300 μm lengthwise and 18 μm in width, one obtains a singlemode generation such that the wavelength decreases together with the current by the magnitude of $\approx 100 \text{ \AA}$, the top of the far-field pattern bifurcating and pointing to the transverse oscillations of the laser flush. With the cavity length being 300–500 μm several dozens of modes are generated mainly on the longwave side of the mode that originally prevails on the generation threshold, the spatial oscillations of the laser beam missing.

The singlemode generation is obtained due to the laser beam transversal oscillations that smooth the phase dynamic dielectric grating that is usually created by interaction of generating modes, which prevents the enhancement growth on the longwave side of this prevailing mode.