

ИЗУЧЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА И АСТИГМАТИЗМА ПЛАНАРНЫХ ПОЛОСКОВЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ С $\lambda = 780-900$ нм

Введение

Волновые фронты световых пучков, излучаемых инжекционными лазерами, обладают астигматизмом [1], поэтому для получения световых пучков с круглым сечением необходимо применять цилиндрическую оптику. В свою очередь при считывании с видеодисков астигматизм пучка можно использовать для обеспечения автоматической системы фокусировки. Вследствие этого точные количественные измерения волновых фронтов необходимы для применения инжекционных лазеров в системах записи и считывания информации.

В ряде работ (их список приведен в [2]) обоснована возможность применения теории диэлектрических волноводов для случая активных полосковых волноводов, в качестве которых может быть представлена активная область полоскового гетеролазера. Известно [3], что в лазерном режиме усиление и оптические потери компенсируют друг друга, однако не локально, а интегрально, так как локальное усиление сосредоточено в основном в активной области, а потери - в пассивных окружающих областях и, конечно, на торцевых зеркалах. Следствием такого распределения усиления и потерь является дополнительное затухание поля в поперечном сечении при удалении от активной области. Волновой фронт моды (при учете вклада мнимой части диэлектрической проницаемости $\text{Im } \epsilon \neq 0$) неплоский: он отстает в областях, где преобладает поглощение, и, таким образом, становится выпуклым в сторону распространения. В результате вдоль поперечной оси возникают вариации фазы и как их следствие - осцилляции амплитуды. Оптическое усиление в сердцевине моды способствует ее большей локализации, и влияние вклада $\text{Im } \epsilon$ может оказаться решающим для профиля моды и ее характеристик (т.н. направляющий эффект усиления). В планарных полосковых гетеролазерах без бокового оптического ограничения вследствие направляющего действия усиления в плоскости, параллельной р-п переходу, перетяжка каустики светового пучка соответствует мнимому источнику и находится внутри резонатора на расстоянии Δz_0 от торцевого зеркала, в то время как в плоскости, перпендикулярной к р-п переходу, перетяжка остается на торцевом зеркале.

В последнее время возросло число работ, посвященных изучению формы волновых фронтов инжекционных лазеров [4-11]. Так, в работах [4-6] представлены результаты экспериментальных исследований параметров пучка света, испускаемого полосковыми гетеролазерами, а именно, радиуса кривизны волнового фронта R и величины Δz_0 . Знание этих параметров необходимо при расчете фокусирующих и коллимирующих устройств, использующих в качестве источника излучения инжекционные лазеры. В этих работах была применена интерферометрическая методика, основанная на модификации интерферометра Маха-Цендера [4], дифракционного интерферометра Шмартта [5] и интерферометра Волластона [6]. В работе [12] были проделаны микроскопические измерения величины Δz_0 для широкого класса одночастотных инжекционных лазеров, перекрывающих спектральный диапазон от 700 до 1300 нм.

В настоящей работе проведено измерение формы волнового фронта в главных сечениях лазерного пучка и изучено ее изменение с током накачки для планарных полосковых гетеролазеров без бокового оптического ограничения. Использовалась интерференционная методика, аналогичная описанной в [10], основанная на модификации интерферометра Майкельсона (см. раздел 1). Измерена величина Δz_0 и исследована ее зависимость от тока накачки и ширины полоскового контакта (соответствующие графики приведены в разделе 2). Изучено распределение фазы волнового фронта в ортогональных направлениях в зависимости от вида ватт-амперной характеристики и тока накачки. Исследовано влияние нелинейностей ватт-амперных характеристик на форму волнового фронта, а также зависимость кривизны волнового фронта от ширины полоскового контакта. Полученные экспериментальные данные сопоставлены с теоретической моделью с плавным изменением комплексной диэлектрической проницаемости в виде слоя Эпштейна, что дало возможность оценить параметры активного волноводного слоя, влияющие на диаграмму направленности (см. раздел 3).

1. Методические вопросы

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Излучение гетеролазера 1 коллимировалось с помощью объектива 2 и после расщепляющего куба 3 попадало на плоское зеркало 4 в одном плече интерферометра Майкельсона и на выпуклое сферическое зеркало 5 - в другом. Излучение от осевой части пучка, расширенное сферическим зеркалом, рассматривалось как опорное, и на экране интерферометра могла быть получена картина колец, видимость которых характеризует пространственную когерентность пучка, а геометрия - форму волнового фронта.

Смещение лазера вдоль оптической оси (на рис. 1 показано стрелками) позволяет наблюдать существенное изменение интерференционной картины.

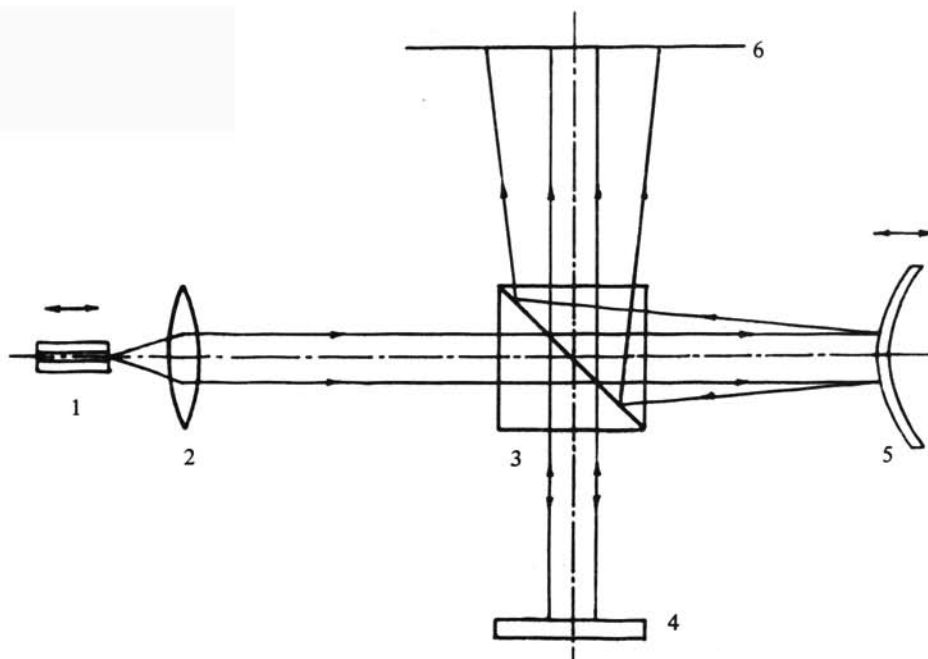


Рис. 1. Схема установки для измерения волновых фронтов инжекционных лазеров: 1 - планарный полосковый гетеролазер; 2 - объектив; 3 - делительный куб; 4 - плоское зеркало; 5 - сферическое зеркало; 6 - экран электронно-оптического преобразователя или фотоприемник

Визуальным наблюдением изменения интерференционной картины определялось положение перетяжки лазерного пучка в одной плоскости относительно перетяжки в ортогональной плоскости или относительно торцевого зеркала лазерного диода. Для измерения положения перетяжки использовалась линейная зависимость между смещением Δz диода и косинусом угла φ между асимптотами гиперболических полос на экране интерферометра [4]:

$$\cos \varphi = 1 + \Delta z / C, \quad (1)$$

где C - константа.

Расстояние между перетяжками Δz_0 определяется по точкам $\cos \varphi = \pm 1$, т.е. между положениями, когда интерференционные полосы образуют параллельную систему в двух ортогональных направлениях. Эта методика позволяла экспериментально измерять величину Δz_0 с погрешностью ± 1 мкм и распределение фазы с погрешностью $\pm 0,2\pi$.

Исследования были проведены на планарных полосковых GaAlAs/GaAs-гетеролазерах без бокового оптического ограничения, толщина активной области которых варьировалась от 0,15 до 0,35 мкм, длина резонатора от 160 до 240 мкм, ширина полоскового инжектирующего контакта от 8 до 16 мкм. Они работали при комнатной температуре с превышением накачки над пороговой в 1,6 раза в непрерывном режиме и в 2,4 раза в импульсном

режиме (длительность импульса 400 нс, частота повторения 10^4 Гц). Диапазон измеряемых длин волн составлял 780–900 нм. Характеристики исследованных образцов представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Характеристики исследованных образцов и экспериментально измеренные значения величины Δz_0

Гетеро- лазеры	Пороговый ток $J_{\text{пор}}$, мА	Ширина по- лоскового контакта, мкм	Длина вол- ны λ , нм	$\frac{J}{J_{\text{пор}}}$	Δz_0 , мкм
Д.6.К	200	16	796,0	$1 \div 1,4$	23*
Д.9.К	200	10	795,0	$1 \div 1,5$	25
Д.13.К	170	12	788,8	$1 \div 2,4$	$14 \div 22$
Д.9	225	16	799,7	$1 \div 1,9$	15
Д.36	140	15	885,0	$1 \div 2,0$	$15 \div 24^{**}$
Д.37	180	15	883,8	$1 \div 1,6$	$18 \div 24^{**}$
Д.38	200	16	889,6	$1 \div 1,5$	$15 \div 35^{**}$
Д.45	170	8	884,0	$1 \div 1,6$	$9 \div 13$

*В участке перегиба ватт-амперной характеристики интерференционная картина исчезает.

**Изменение Δz_0 с током накачки немонотонно.

2. Экспериментальное измерение астигматизма и формы волнового фронта планарных полосковых GaAlAs/GaAs-гетеролазеров и их изменений с током накачки

В табл. 1 приведены результаты измерений величины Δz_0 , которая при возрастании тока накачки характеризуется различным поведением: в ряде образцов (например, Д.9.К и Д.9) величина Δz_0 сохраняла свое значение, в других образцах (например, Д.45 и Д.13.К) монотонно возрастала, изменение величины Δz_0 носило немонотонный характер (Д.36, Д.37, Д.38), были случаи, когда интерференционная картина при токе накачки, соответствующем разрыву ватт-амперной характеристики, вообще исчезала (образец Д.6.К).

Для исследования влияния тока накачки на величину Δz_0 были проведены измерения на ряде образцов, которые имели различные ватт-амперные характеристики. Типичные случаи приведены на рис. 2а,б,в,г, на рис. 2а показана ватт-амперная характеристика со ступенькой (образец Д.37), на рис. 2б – линейная (образец Д.45). В первом случае изменение величины Δz (в соответствии со сказанным выше величина Δz_0 определяется через величину Δz , входящую в формулу (1)) при возрастании тока накачки от

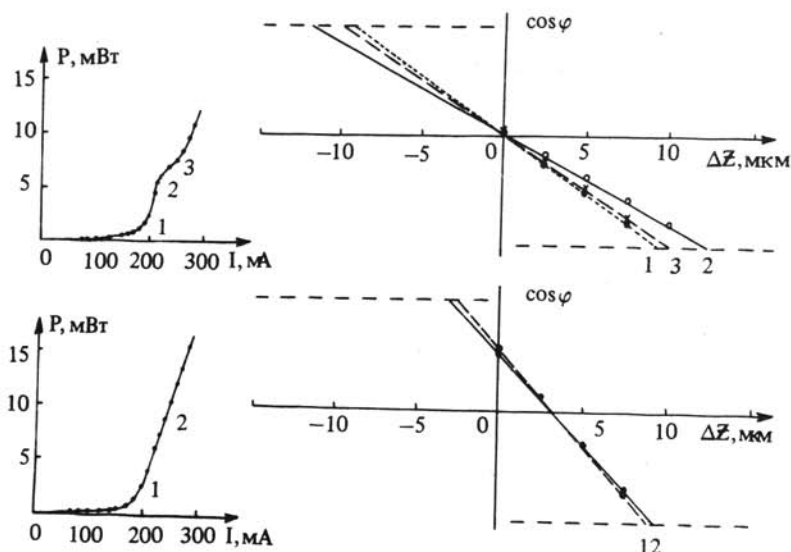


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики (а,б) и зависимость $\cos \varphi$ от Δz (в,г) при разных токах накачки, значения которых показаны на ватт-амперных характеристиках: в - 1 - 200 мА; 2 - 220 мА; 3 - 240 мА; г - 1 - 200 мА; 2 - 240 мА для образцов Д.37 (а,в) и Д.45 (б,г)

200 до 240 мА носит немонотонный характер (см. рис. 2в) в отличие от случая рис. 2г, когда величина Δz практически не меняется при изменении тока накачки от 200 до 240 мА. Волновой фронт излучения образца Д.37 при различных токах непрерывной накачки, отмеченных на ватт-амперной характеристике (рис. 3а), представлен на рис. 3б экспериментально измеренными точками. Сплошными кривыми вычерчены рассчитанные из теоретической модели кривые распределения фазы излучения на торцевом зеркале лазерного диода. К ним относятся численные значения параметров, появляющихся в подписях к рис. 3 (подробнее см. раздел 3). Из рис. 3 видно, что при возрастании тока накачки форма волнового фронта меняется. Наблюдение изменений формы волнового фронта при более высоких уровнях возбуждения было осуществлено при накачке импульсным током. Характерное поведение демонстрирует рис. 4, на котором приведено распределение излучения в дальней зоне (диаграмма направленности, рис. 4б) и волновой фронт (рис. 4в) при различных токах накачки, отмеченных на ватт-амперной характеристике (рис. 4а), лазерного диода Д.13.К. При токах накачки, превышающих пороговый в 1,5 раза, волновой фронт не симметричен. Эта асимметрия связана с изменениями в распределении интенсивности излучения в ближней и дальней зонах и зависит от вида ватт-амперной характеристики (отклонение от оптической оси различное для образцов с линейной и нелинейной ватт-амперными характеристиками).

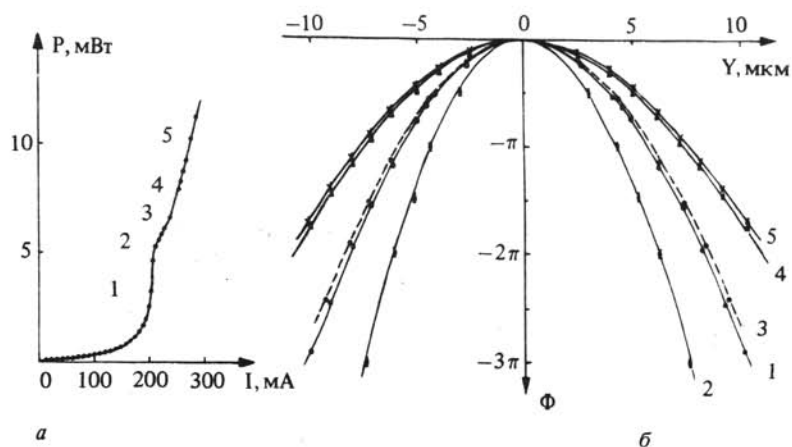


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика (а), экспериментально измеренные (точки) и рассчитанные волновые фронты (б) лазера Д.37 при различных токах накачки, обозначенных цифрами на ватт-амперной характеристике: 1 - 200 мА; 2 - 220 мА; 3 - 240 мА; 4 - 260 мА; 5 - 280 мА (непрерывный режим). Расчет проведен при следующих значениях параметров: 1 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,002$; $\epsilon_2 = 12,786 - i 0,003$; $l = 5,2$ мкм; 2 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,005$; $\epsilon_2 = 12,757 - i 0,009$; $l = 3,2$ мкм; 3 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,007$; $\epsilon_2 = 12,801 - i 0,009$; $l = 5,4$ мкм; 4 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,007$; $\epsilon_2 = 12,770 - i 0,0095$; $l = 16$ мкм; 5 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,007$; $\epsilon_2 = 12,770 - i 0,01$; $l = 16$ мкм

Для изучения влияния ширины полоскового контакта на форму волнового фронта были исследованы две серии образцов: с шириной полоскового контакта 8 и 16 мкм. Результаты приведены на рис. 5, где точками представлены экспериментально измеренный волновой фронт для образцов Д.6.К, Д.45 и Д.37 при токах накачки на 10% выше порогового. Сплошными кривыми на этом рисунке показаны рассчитанные значения распределения фазы электромагнитного поля на торцевых зеркалах при значениях параметров, приведенных в подписи к рис. 5.

3. Сравнение экспериментальных данных с теоретической моделью лазера с плавным изменением комплексной диэлектрической проницаемости в виде слоя Эпштейна

Распределение поля в активной области гетеролазера описывается уравнением типа уравнения Шредингера, роль потенциальной энергии в котором играет диэлектрическая проницаемость (см., например, [13]). Для планарных полосковых гетеролазеров без бокового оптического ограничения оканчивается приемлемым моделировать распределение $\epsilon(y)$ (по ширине активной

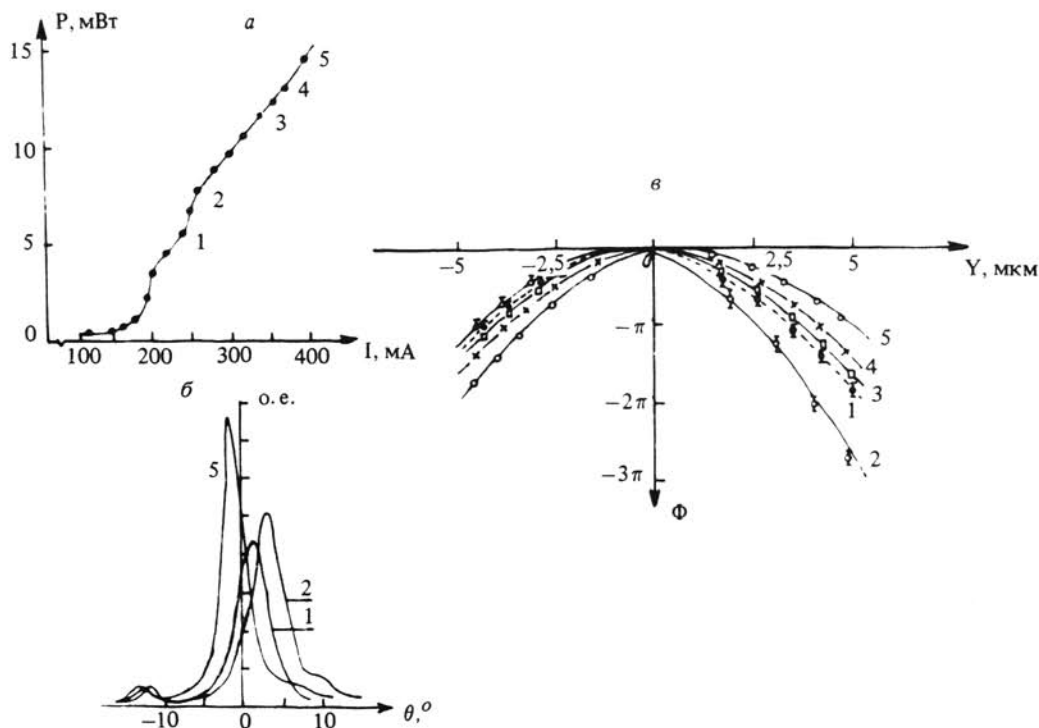


Рис. 4. Ватт-амперная характеристика (а), диаграмма направленности (б) и волновой фронт (в) образца Д.13.К при различных токах импульсной накачки: 1 - 240 мА; 2 - 260 мА; 3 - 320 мА; 4 - 360 мА; 5 - 400 мА (длительность импульса 400 нс, частота повторения 10 кГц)

области) в виде слоя Эпштейна [14], являющегося аналогом потенциала Экарта в квантовой механике [15]. Профиль диэлектрической проницаемости по оси y в виде слоя Эпштейна:

$$\epsilon(y) = (\epsilon_3 - \epsilon_1) \frac{\exp y/l}{1 + \exp y/l} + 2(\epsilon_2 - \epsilon_1 - \epsilon_3) \frac{\exp y/l}{(1 + \exp y/l)^2}, \quad (2)$$

где:

$$\epsilon_1 = \epsilon(-\infty), \quad \epsilon_2 = \epsilon(0), \quad \epsilon_3 = \epsilon(\infty);$$

1 - параметр ширины слоя (применялся в [16,17], а также в [2,8-11, 18-20]).

В случае симметричного распределения ($\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_0$) формула (2) приобретает вид:

$$\epsilon(y) = 4(\epsilon_2 - \epsilon_0) \frac{\exp y/l}{(1 + \exp y/l)^2} = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_0}{\operatorname{ch}^2 y/2l}. \quad (3)$$

Подробный список работ, в которых использовался симметричный слой Эпштейна можно найти в [18].

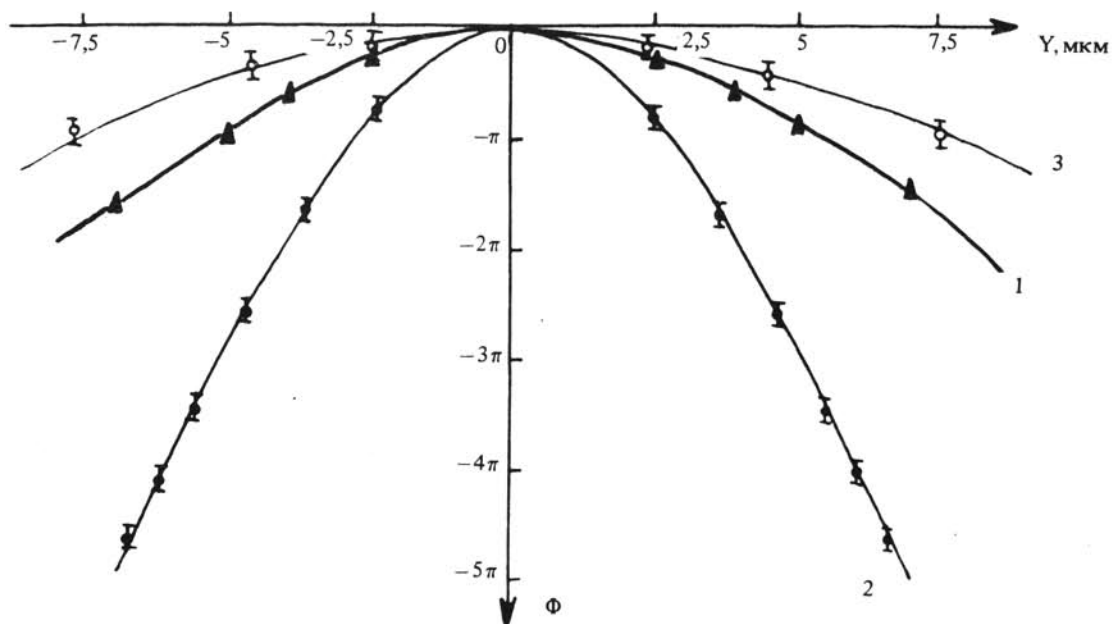


Рис. 5. Экспериментально измеренные (точки) и рассчитанные распределения фазы электромагнитного поля на торцевых зеркалах образцов Д.6.К (1), Д.37 (2) и Д.45 (3) при токах накачки, превышающих пороговый на 10%. Расчет проведен при следующих значениях параметров:
 1 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,001$, $\epsilon_2 = 12,880 - i 0,002$, $l = 4,7$ мкм, $\lambda = 800$ нм, $\Gamma_0 = 0,8$;
 2 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,002$, $\epsilon_2 = 12,786 - i 0,003$, $l = 5,2$ мкм, $\lambda = 900$ нм, $\Gamma_0 = 0,8$;
 3 - $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 12,891 + i 0,003$, $\epsilon_2 = 12,867 - i 0,008$, $l = 1,5$ мкм, $\lambda = 900$ нм, $\Gamma_0 = 0,8$

Следуя [21,22], запишем решения волнового уравнения в случае зависимости диэлектрической проницаемости (2) в следующем виде:

$$y_0(y) = \frac{\exp a_0 y / 2l}{(\operatorname{ch} y / 2l)^s} \quad \text{при } n=0, \quad (4)$$

$$y_1(y) = \frac{(\exp a_0 y / 2l)(a_1 - s \operatorname{th} y / 2l)}{(\operatorname{ch} y / 2l)^{s-1}} \quad \text{при } n=1. \quad (5)$$

В формулах (4) и (5) введены два параметра: параметр приведенной ширины s и параметр асимметрии a_n [2,8,10,20-21]:

$$s = \frac{1}{2} \{-1 \pm [1 + 8(2\epsilon_2 - \epsilon_1 - \epsilon_3)k_0^2 \Gamma_0 l^2]^{1/2}\}, \quad (6)$$

$$a_n = k_0^2 \Gamma_0 l^2 (\epsilon_3 - \epsilon_1) / (s - n), \quad (7)$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{d/2}{-d/2} \int_{-d/2}^{d/2} |X(x)|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |X(x)|^2 dx - \text{параметр оптического ограничения}$$

(по оси x), d - толщина активной области гетеролазера, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны излучения. В случае симметричного распределения $\epsilon(y)$ (3)

$a_n = 0$. Вследствие того, что диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной, т.е. $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, параметры s и a_n также комплексные величины $s = s' + is''$, $a_n = a_n' + ia_n''$. Фазу электромагнитного поля в ближней зоне (на торцевом зеркале) Φ для основной моды ($n=0$) можно записать в следующем виде:

$$\Phi = -s'' \ln(\operatorname{ch} y/2l) + a_0'' y/2l. \quad (8)$$

Распределение интенсивности поля в дальней зоне (диаграмма направленности) известным образом определяется через картину ближней зоны (см., например [19,22]).

Мы провели подбор значений параметров s , a_0 и l в формуле (8), чтобы удовлетворить экспериментально наблюдаемым волновым фронтам гетеролазера Д.37 (см. рис. 4а,б) и гетеролазеров Д.6.К и Д.45 (см. рис. 5). Хорошее совпадение расчетных кривых с экспериментально измеренными наблюдается при значениях параметров активного волновода, приведенных в подписях к рис. 3а,б и 5. Обратим внимание, что при токах накачки, соответствующих нелинейности на ватт-амперной характеристике, наблюдается аномальное изменение кривизны волнового фронта. Если предположить, что оно сопровождается уменьшением волноводных свойств активной области гетеролазера, то при соответствующем подборе величин диэлектрической проницаемости ($\epsilon_1 = \epsilon_3$ и ϵ_2 , симметричный активный волновод) можно добиться хорошего согласия между экспериментальными и расчетными кривыми. Кривизна волнового фронта уменьшается с увеличением тока накачки, что сопровождается расширением светового пятна на торцевом зеркале гетеролазера и изменением его волноводных свойств.

Перейдем теперь к решению обратной задачи: попробуем оценить комплексную диэлектрическую проницаемость в активной области $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ из экспериментально наблюдаемых волновых фронтов и распределения амплитуды электромагнитного поля на торцевом зеркале гетеролазера. Для этого воспользуемся результатами работ [21,22], из которых возьмем следующие соотношения для основной моды ($n=0$).

$$s' = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2\sqrt{2}} \{1 + 8k_0^2 \Gamma_0 l^2 \delta \epsilon' + 16k_0^4 \Gamma_0^2 l^4 (\delta \epsilon'^2 + \delta \epsilon''^2)\}^{\frac{1}{2}} + 1 + 4k_0^2 \Gamma_0 l^2 \delta \epsilon'\}^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

$$s'' = \frac{1}{2\sqrt{2}} \{[1 + 8k_0^2 \Gamma_0 l^2 \delta \epsilon' + 16k_0^4 \Gamma_0^2 l^4 (\delta \epsilon'^2 + \delta \epsilon''^2)]^{\frac{1}{2}} - 1 - 4k_0^2 \Gamma_0 l^2 \delta \epsilon'\}^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

$$a_0' = \frac{k_0^2 \Gamma_0 l^2}{s'^2 + s''^2} [s'(\epsilon_3' - \epsilon_1') + s''(\epsilon_3'' - \epsilon_1'')], \quad (11)$$

$$a_0'' = \frac{k_0^2 \Gamma_0 l^2}{s'^2 + s''^2} [s'(\epsilon_3'' - \epsilon_1'') - s''(\epsilon_3' - \epsilon_1')], \quad (12)$$

где $\delta \epsilon' = 2(2\epsilon_2' - \epsilon_1' - \epsilon_3')$, $\delta \epsilon'' = 2(2\epsilon_2'' - \epsilon_1'' - \epsilon_3'')$.

Измерение волновых фронтов дает нам возможность оценить величины S'' и a_0'' , а из картины ближнего поля можно определить величины s' и a_0' . Немонотонные изменения параметров активного волновода s и a_n , а также комплексной диэлектрической проницаемости в активной области $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ обуславливают кинки и нелинейности на ватт-амперных характеристиках, вызывают аномальное изменение кривизны волнового фронта, ответственные за немонотонные изменения в картинах дальнего и ближнего полей. В табл. 2 приведены полученные экспериментально значения параметров l и s'' и вычисленные значения величин $\delta \epsilon'$ и $\delta \epsilon''$ для гетеролазера Д.37, изменения волнового фронта которого с током накачки показано на рис. 3б. Как видно из рис. 3б, волновой фронт светового потока, испускаемого гетеролазером Д.37, имеет симметричную форму. А в случае симметричного распределения $\epsilon(y)$ (3), $\epsilon_0 = \epsilon_1 = \epsilon_3$ и $a_0 = 0$ (11, 12) и расплывание светового пятна на зеркале (увеличение параметра l) с ростом тока накачки обусловлено изменениями величин $\delta \epsilon'$ и $\delta \epsilon''$ в активном слое.

Т а б л и ц а 2

Экспериментальные значения l , s'' и расчетные значения $\delta \epsilon'$, $\delta \epsilon''$ для гетеролазера Д.37

J, мА	200	220	240	260	280
l , мкм	5,5	3,2	5,4	16	16
s''	-3,5	-2,29	-3,1	-11,26	-11,26
$\delta \epsilon''$	-0,019	-0,056	-0,064	-0,066	-0,066
$\delta \epsilon'$	-0,413	-0,535	-0,335	-0,494	-0,494

Для случая несимметричного распределения $\epsilon(y)$ (2) проведем анализ поведения гетеролазера Д.13.К, изменение волнового фронта которого с током накачки показано на рис. 5в. Экспериментально определенные значения параметров l , s'' и a_0'' , а также вычисленные значения величин $\epsilon_3' - \epsilon_1'$ и $\epsilon_3'' - \epsilon_1''$ даны в табл. 3. Как видно из табл. 3, параметр асимметрии a_0'' меняет знак с отрицательного на положительный, проходя через нулевое значение при токах накачки, превышающих пороговый более, чем в 1,5 раза. Попытаемся вычислить значения величин комплексной диэлектрической проницаемости ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 , используя снятый экспериментально волновой фронт гетеролазера Д.13.К (кривая 1 на рис. 4в) и результаты наших предыдущих работ [18,19]. Следуя работе [20], в работах [21,22] мы вычислили значения величины $\epsilon_3' = 12,891$ и $\epsilon_3'' = 0,0054$, а в результате настоящей работы определены величины $\epsilon'' = 0,41$, $\epsilon_3' - \epsilon_1' = 0,088$ и $\epsilon_3'' - \epsilon_1'' = 0,001$.

Таким образом, $\epsilon_1 = 12,803 + i 0,0044$; $\epsilon_2 = 12,743 - i 0,006$;
 $\epsilon_3 = 12,891 + i 0,0054$.

Т а б л и ц а 3

Экспериментальные значения l , s'' , a_0'' и
 расчетные значения $\epsilon_3' - \epsilon_1'$, $\epsilon_3'' - \epsilon_1''$ для гетеролазера Д.13.К.

J, мА	240	260	320	360	400
l , мкм	1	0,78	1,4	2,8	0,75
s''	-0,41	-0,39	-0,60	-1,79	-0,24
a_0''	-0,1	-0,16	-0,08	0	0,06
$\epsilon_3' - \epsilon_1'$	0,088	0,227	0,038	-0,00006	-0,1094
$\epsilon_3'' - \epsilon_1''$	0,001	0,003	0,0007	0,0002	-0,0007

Заключение

Проведенное в разделе 3 сравнение экспериментально измеренного распределения фазы излучения на торцевом (выходном) зеркале планарного полоскового гетеролазера без бокового оптического ограничения с теоретическим расчетом на основе модели с плавным изменением комплексной диэлектрической проницаемости в плоскости р-п перехода в виде слоя Эпштейна доказало правомочность использования этой модели. Качественной особенностью указанной модели является возможность варьирования ширины активного полоскового слоя при заданном профиле комплексной диэлектрической проницаемости, возможность учета диэлектрической асимметрии структуры и несовпадения пиков усиления и показателя преломления, а также возможность учета негативного вклада в действительную часть комплексной диэлектрической проницаемости, обусловленного избыточными носителями тока. Использование этой модели позволило не только обсудить форму волнового фронта излучения, но и исследовать изменения диэлектрической проницаемости в активном слое при изменении тока накачки. Результаты экспериментальных измерений и теоретического анализа волновых фронтов планарных полосковых GaAlAs/GaAs-гетеролазеров привели к заключению, что изменение формы волнового фронта тесно связано с нелинейностями (кинками) выходных ватт-амперных характеристик, а диаграмма направленности излучения определяется профилем комплексной диэлектрической проницаемости в активном слое, причем асимметрия профиля $\epsilon(y)$ возрастает с увеличением тока накачки, а малыми вариациями величины диэлектрической проницаемости в активном слое обусловлены существенные изменения в форме волнового фронта.

Авторы благодарны П.Г. Елисееву и Г.Т. Микаеляну за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. C o o k D.D., N a s h F.R. Gain-induced Guiding and Astigmatic Output Beam of GaAs-Laser. - J.Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 1660-1672.

2. М а н ь к о М.А., М и к а е л я н Г.Т. Моды и их преобразование в активных полупроводниковых волноводах. - В кн.: Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров. - М.: Наука, Труды ФИАН, 1986, т. 166, с. 125-154.

3. Е л и с е е в П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. - М.: Наука, 1983. - 294 с.

4. T a t s u m o K., A r i m o t o A. Measurement and Analysis of Diode Laser Wavefronts. - Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 3520-3525.

5. A r q u i e L. Semiconductor Laser Wavefronts. - Proc. Euro. Conf. Opt. Commun., Cannes, France, 1982, p. 183-186.

6. V a n E s c k D.C. Wavefront Measurement on Semiconductor Laser. - IEEE J. Quantum Electron., 1983, v. QE-19, p. 966-968.

7. K u n t s D.W. Specifying Laser Diodes Optics. - Laser Focus, 1983, v. 20, p. 44-55.

8. М а н к о М.А., М а к х с у д о в В.И., М и к а е л ь а н Г.Т. et al. Measurement and Analysis of Planar Stripe-Geometry GaAlAs/GaAs Heterojunction Laser Wavefronts and their Variation with Pumping Current. - IEE Proc. pt. J., Optoelectronics, 1985, v. 132, p. 64-68.

9. М а н ь к о М.А., М а х с у д о в Б.И., Ф а м В а н Х о й. Изучение волнового фронта и астигматизма планарных полосковых гетеролазеров с $\lambda = 7800 \div 9000 \text{ \AA}$. - II Всесоюзная конференция по радиооптике (июнь 1985 г., Тбилиси): Тез. докл.

10. М а н ь к о М.А., М а х с у д о в Б.И., Ф а м В а н Х о й. Изучение формы волнового фронта планарных полосковых GaAlAs/GaAs-гетеролазеров. - В кн.: Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров. - М.: Наука, Труды ФИАН, 1986, т. 166, с. 155-165.

11. М а н к о М.А., P h a m V a n H o i. Astigmatism and Wavefront of Stripe-Geometry Heterojunction lasers. Abstracts of 5th Intern. Conf. on Lasers and their Applications, Dresden, 1985, p. 100.

12. Lee T.P., Burrus C.A., Marcuse D. et al. Measurement of Beam Parameters of Index-Guided and Gain-Guided Single-Frequency InGaAsP Injection Lasers. - Electron. Lett., 1982, v. 18, p. 902-904.

13. Paoli T.L. Waveguiding in Stripe-Geometry Injection Lasers. - Appl. Opt., 1984, v. 23, p. 94-99.

14. Epstein P.S. Reflection of Waves in an Inhomogeneous Absorbing Media. - Proc. Nat. Acad. Science, 1930, v. 16, p. 627-637.

15. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики / Пер. с англ. - М., 1960, т. 2. - 896 с.

16. Streifer W., Burnham R.D., Scifres D.R. Symmetrical and Asymmetrical Waveguiding in very Narrow Conducting Stripe Lasers. - IEEE J. Quantum Electron., 1979, v. QE-15, p. 136-141.

17. Елисеев П.Г., Осинский М. Применение диэлектрической модели Эпштейна к описанию мод планарных полосковых гетеролазеров. - Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 1407-1415.

18. Dziewiecka T., Osinski M. Generalized Epstein Model of Stripe Geometry Injection Lasers. - Appl. Optics, 1984, vol. 23, p. 94-99.

19. Kirkby P.A., Thompson G.H.B. The Effect of Double-Heterojunction Waveguide Parameters in the Far Field Emission Patterns of Laser. - Optoelectron, 1972, vol. 4, p. 323-324.

20. Casey H.C.Jr., Sell D.D., Panish M.B. Refractive Index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ between 1.2 and 1.8 eV. - Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, p. 63-65.

21. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Манько М.А. и др. Модель полоскового гетеролазера с учетом неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости по длине резонатора. Препринт ФИАН СССР, № 101, М., 1981. - 44 с.

22. Елисеев П.Г., Манько М.А., Микаелян Г.Т. Модель инжекционного лазера с плавным изменением комплексной диэлектрической проницаемости вдоль p-n перехода. - В кн.: Инжекционные лазеры. - М.: Наука, Труды ФИАН, 1983, т. 141, с. 119-125.