УДК 621.319

ТОНКАЯ СТРУКТУРА УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

А. А. Пташенко, Ф. А. Пташенко

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

Изучено угловое распределение $\Phi_\varphi(\varphi)$ (в плоскости, перпендикулярной к p-n-переходу) в дальнем поле и ближнее поле излучения полупроводниковых лазеров с полосковой геометрией на основе GaAs-AlGaAs. Наблюдались осцилляции $\Phi_\varphi(\varphi)$ для излучения ТЕ моды и отсутствовали в ТМ моде. Тонкая структура $\Phi_\varphi(\varphi)$ объясняется неоднородностью показателя преломления в резонаторе и может быть использована для оценки данной неоднородности.

Угловое распределение излучения диодных лазеров (ДЛ) является важной их характеристикой, определяющей соединение данных приборов с другими оптоэлектронными элементами. С другой стороны, дальнее поле излучения несет в себе информацию о характеристиках резонатора ДЛ. Тонкая структура (ТС) углового распределения $\Phi_\varphi(\varphi)$ (в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу) излучения наблюдалась на многослойных лазерных гетероструктурах (ЛГС) и объяснялась интерференцией лучей, распространяющихся в разных слоях резонатора [1].

Для выяснения природы ТС в настоящей работе сопоставлялось распределение излучения ДЛ в ближнем поле (по зеркалу резонатора) и угловое распределение излучения $\Phi_\varphi(\varphi)$ для ТЕ моды (с электрическим вектором, параллельным плоскости *p-n*-перехода) и ТМ моды (с электрическим вектором, лежащим в перпендикулярной плоскости). Измерения проводились на двойных ЛГС на основе *GaAs-AlGaAs* с полосковым контактом шириной 15 мкм. Активная область из *GaAs* толщиной ≈ 0,3 мкм находилась между слоями *GaAlAs n-* и *p*-типа проводимости толщиной 1,8 мкм каждый, которые служили инжекторами электронов и дырок и, с другой стороны, составляли резонатор. Пороговый ток ДЛ составлял 50—120 мА. Для накачки использовались П-импульсы тока длительностью 100 нс — 10 мкс и частотой 10 кГц. Интенсивность излучения измерялась кремниевым фотодиодом, сигнал с которого подавался на селективный усилитель и синхронный детектор. Поляризатором служила призма Глана. Для предотвращения влияния аберраций угловое распределение излучения $\Phi_\varphi(\varphi)$ в дальнем поле измерялось за счет поворота ДЛ (измеряемого с точностью до 0,1 град.), находящегося на расстоянии 30 см от фотодиода. Ближнее поле излучения измерялось на установке с включенными последовательно двумя микрообъективами, дающими общее увеличение 400х. Излучение, после прохождения объективов, вырезалось диафрагмой диаметром 0,3 мм, расщеплялось призмой Глана на два поляризованных пучка и попадало на два кремниевых фотодиода.

1. Дальнее поле излучения

Проведенные нами измерения углового распределения излучения ЛГС в поляризованном свете и в широком диапазоне углов φ позволили установить общие черты и различия в дальнем поле для ТЕ и ТМ мод. На рис. 1б представлено угловое распределение излучения $\Phi_\varphi(\varphi)$ в ТМ моде для одной из исследованных ЛГС, измеренное при различных токах накачки. Сопоставление кривых $\Phi_\varphi(\varphi)$, полученных при разных токах, показывает, что в диапазоне токов 20 мА — 200 мА угловое распределение излучения в ТМ моде изменяется незначительно. На рис. 1а показано угловое распределение излучения в ТЕ моде для того же образца. В отличие от ТМ моды, угловое распределение излучения в ТЕ моде имеет тонкую структуру. Тонкая структура отсутствует при токе накачки 20 мА, соответствующем режиму спонтанного излучения. При токе 50 мА, когда появляется квантовое усиление спонтанного излучения, появляется и тонкая структура $\Phi_\varphi(\varphi)$. В режиме лазерной генерации, при токах 100 и 200 мА, тонкая структура углового распределения Φ_φ четко выражена. Аналогичный результат наблюдался и на других образцах при токах, соответствующих лазерной генерации.

Из рис. 1а видно, что тонкая структура распределения $\Phi_\varphi(\varphi)$ для ТЕ моды проявляется в виде осцилляций. На рис.2 представлены Фурье-спектры трех кривых $\Phi_\varphi(\varphi)$, приведенных на рис. 1а, полученные с помощью стандартной программы в среде MATLAB. По оси ординат отложены значения величины $|\Phi_{\varphi,f}|^2$, (Фурье-образа распределения $\Phi_\varphi(\varphi)$), где [2]

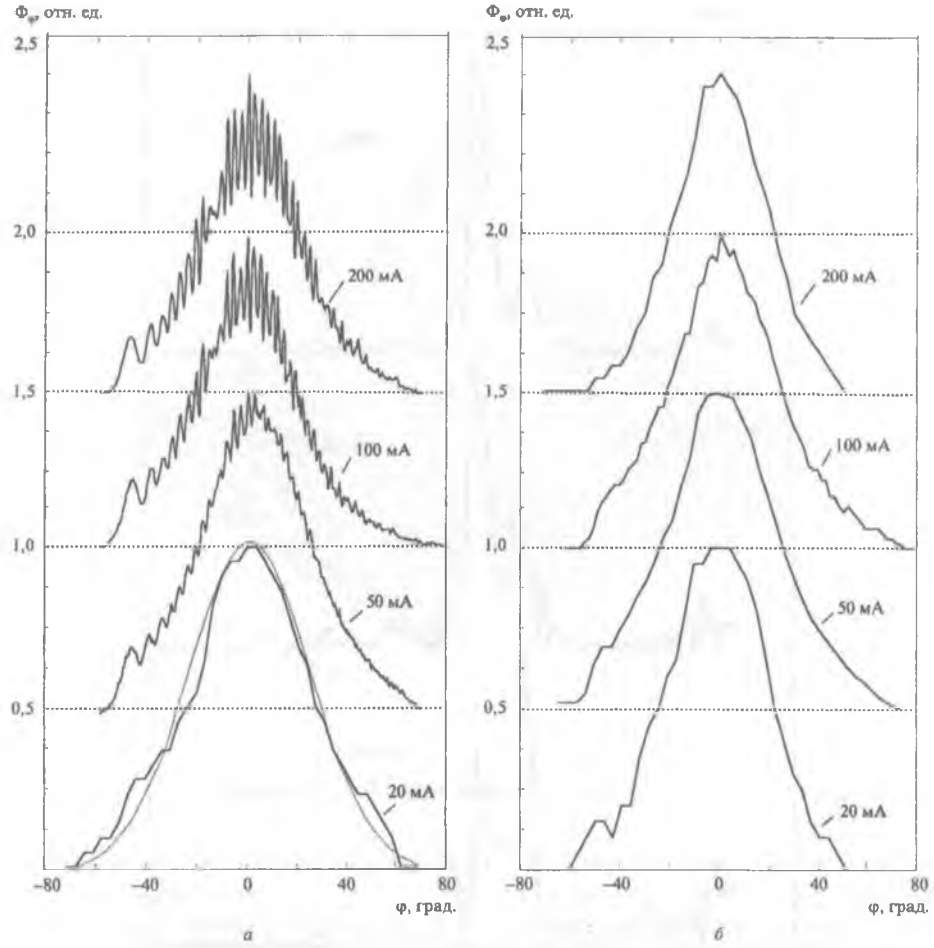


Рис. 1. Угловое распределение излучения образца ДЛ 67 в ТЕ моде (а) и в ТМ моде (б) в плоскости, перпендикулярной к *p-n*-переходу. Величины токов накачки указаны возле соответствующих кривых. Каждая последующая кривая сдвинута вверх на 0,5. Пунктирная кривая для ТЕ моды, при $I = 20$ мА — расчетная.

$$\Phi_{\varphi s}(f) = \int_{\varphi_m}^{\varphi_M} \Phi_\varphi(\varphi) \exp(-2\pi i \varphi) d\varphi \,, \qquad (1)$$

где φ_m, φ_M — пределы изменения угла φ при измерениях; i — мнимая единица; f имеет размерность градус $^{-1}$, если угол φ измеряется в градусах. Из рис. 2 видно, что функция $\Phi_{\varphi s}(f)$ имеет четко выраженные максимумы. Это означает, что функция $\Phi_\varphi(\varphi)$ имеет периодические компоненты, а не флуктуации. Все три функции $\Phi_{\varphi s}(f)$, соответствующие токам 50 мА, 100 мА и 200 мА, имеют максимумы при "частотах" $f_1 = 0{,}318$ град $^{-1}$; $f_2 = 0{,}397$ град $^{-1}$ и $f_3 = 0{,}415$ град $^{-1}$.

Для выяснения природы осцилляций в распределении $\Phi_\varphi(\varphi)$ излучения в ТЕ моде мы проанализировали зависимость угловой расходимости излучения от тока накачки, а также ближнее поле излучения. Расходимость луча измерялась как

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1, \qquad (2)$$

где φ_1 и φ_2 — углы, при которых угловая плотность мощности излучения Φ_φ составляет половину от ее максимального значения. Угловая расходимость излучения в ТЕ и ТМ модах была практически одинакова как в области спонтанного излучения ($I = 20$ мА), так и в режиме лазерной генерации ($I \geqslant 100$ мА). При этом Δφ практически не изменяется при переходе из режима спонтанного излучения к лазерному режиму. Это можно объяснить исходя из того, что в направлении, перпендикулярном к *p-n*-переходу, резонатор лазера имеет малую толщину $W = 4$ мкм. При этом эффективная ширина светового пятна на зеркале еще меньше.

Для расчета $\Phi_\varphi(\varphi)$ в нашей геометрии эксперимента, когда, с одной стороны, углы φ могут быть большими, и, с другой стороны, расстояние от центра зеркала лазера до приемника $R_0 = const$, мы воспользовались общим выражением [3]

$$E(R_0,\varphi) = \frac{ik(1+\cos\varphi)}{4\pi R_0} \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} E(x_1,y_1)\exp(-ikR)dx_1 dy_1 \,, \qquad (3)$$

где $E(R_0, \varphi)$ и $E(x_1, y_1)$ — распределения электрического поля в точке наблюдения и на исходной (для расчетов) поверхности; k — волновой вектор излучения; $2a$ и $2b$ — значения ширины прозрачной щели в непрозрачном экране, измеренные

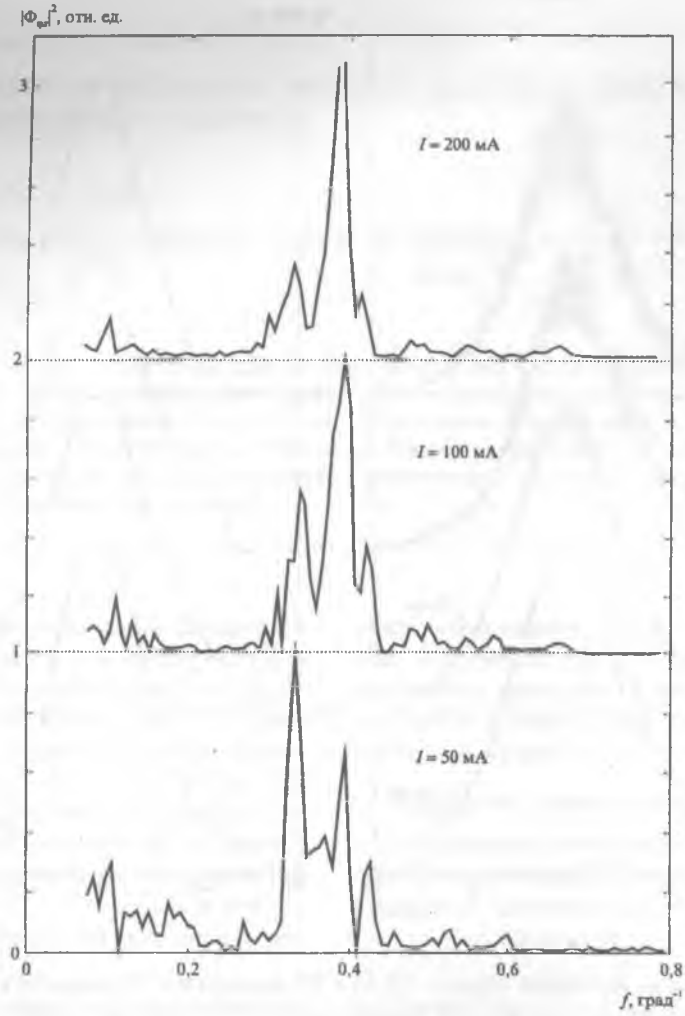


Рис. 2. Фурье-спектры углового распределения излучения в ТЕ моде образца ДЛ 67 в плоскости, перпендикулярной к *p-n*-переходу. Величины токов накачки указаны возле кривых.

вдоль осей x и y; R — расстояние от текущей точки на зеркале резонатора до приемника излучения; ось x выбрана вдоль *p-n*-перехода, ось y — в перпендикулярном направлении, ось z — вдоль оси резонатора.

Для распределения излучения в плоскости yz при $x = 0$, с учетом $b \ll R_0$ (для дальнего поля излучения) в (3) получим

$$\exp(-ikR) \approx \exp\left[-ikR_0\left(1-\frac{y\sin\varphi}{R_0}\right)\right], \qquad (4)$$

где y отсчитывается от середины щели. Тогда, с учетом того, что $\Phi_\varphi \sim |E|^2$, для случая равномерного распределения излучения и постоянства фазы по щели получим

$$\Phi_\varphi(\varphi) = const\left[\frac{\sin(kb\sin\varphi)(1+\cos\varphi)}{\sin\varphi}\right]^2. \qquad (5)$$

На рис. 1а нижняя сплошная кривая представляет угловое распределение излучения $\Phi_\varphi(\varphi)$ образца ДЛ 67 для ТЕ моды, измеренное при 20 мА, а пунктирная линия — рассчитанная согласно (5) при $kb = 0{,}8\pi$, что соответствует $b = 0{,}4\lambda$, или ширине "щели" $2b = 0{,}68$ мкм (где учтено $\lambda = 0{,}85$ мкм). Из рисунка видно, что измеренное угловое распределение излучения мало отличается от расчетного в предположении постоянства амплитуды и фазы на некоторой эффективной ширине щели $2b = 0{,}68$ мкм. Такое поведение характерно также для других исследованных образцов

2. Механизм осцилляций $\Phi_\varphi(\varphi)$

Тонкую структуру углового распределения излучения можно качественно объяснить с учетом астигматизма излучения лазеров с полосковой геометрией [1]. На зеркале резонатора фаза излучения не постоянна. В первом приближении, при $x = 0$ волновой фронт имеет цилиндрическую симметрию с осью x (направленной вдоль *p-n*-перехода параллельно зеркалу резонатора). Тогда $2b$ — ширина действительного изображения пятна, находящегося на зеркале резонатора (если волновой

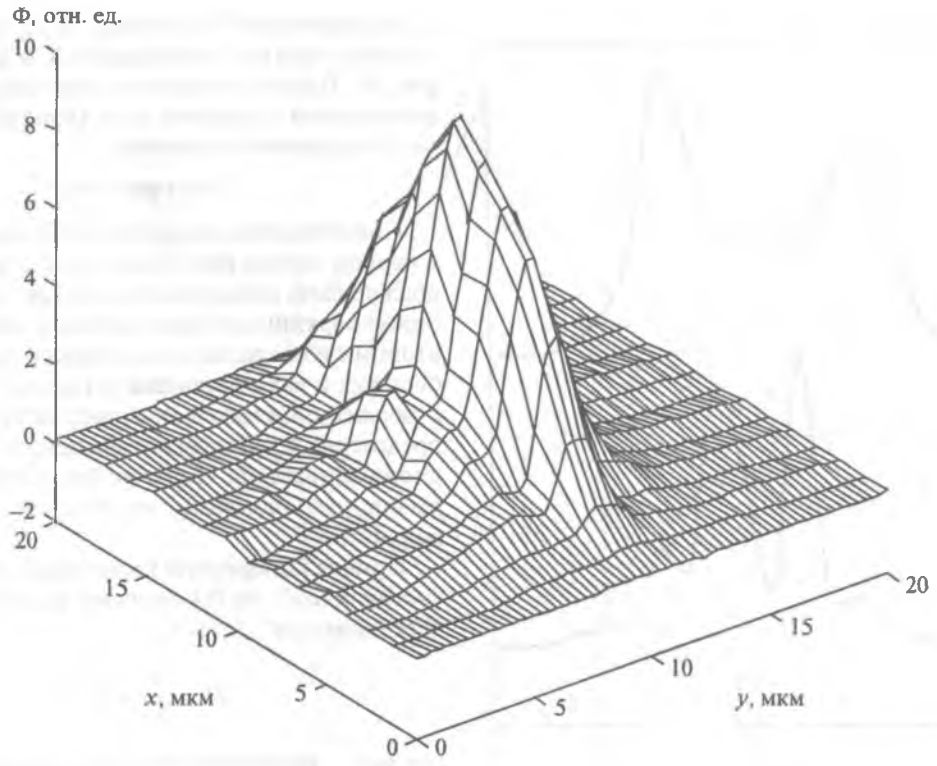


Рис. 3. Распределение излучения образца ДЛ 67 в ближнем поле, измеренное при токе накачки 100 мА.

фронт вогнутый), или мнимого его изображения (если волновой фронт выпуклый).

Для проверки предположения о непостоянстве фазы излучения по зеркалу резонатора мы снимали распределение излучения по зеркалу (в ближнем поле), а также вблизи зеркала резонатора. На рис. 3 представлено распределение излучения образца ДЛ 67 в ближнем поле, измеренное при токе накачки 100 мА. Это распределение соответствует ТЕ моде, т. к. в режиме лазерной генерации интенсивность излучения в данной моде намного больше, чем в ТМ моде. Из рисунка видно, что в центре зеркала имеется один четко выраженный максимум излучения и слабые побочные максимумы. Это означает, что излучение происходит, в основном, на аксиальной моде резонатора [1].

На рис. 4 показаны распределения излучения вдоль оси y, измеренные при $x = 0$ (по центру пятна вдоль оси x) и при разных положениях образца вдоль оси z (оси резонатора) относительно объектива микроскопа. Нижняя кривая соответствует зависимости $\Phi_y(y)$ (где $\Phi_y = \frac{d\Phi}{dy}$ — плотность распределения излучения вдоль оси y), измеренной по зеркалу резонатора. Вторая кривая снята при $z_2 = 10$ мкм, т. е. образец придвинут к объективу микроскопа на 10 мкм; третья кривая соответствует $z_3 = 20$ мкм. Анализ кривой 1 показывает, что в центре зеркала имеется световое пятно с шириной (на половине максимума) 1,8 мкм. На расстоянии $z_2 = 10$ мкм от зеркала (внутрь резонатора) образуется два максимума излучения, центры которых расположены на расстоянии $\Delta y_2 = 2{,}6$ мкм. При $z_3 = 20$ мкм расстояние между основными максимумами составляет $\Delta y_3 = 6{,}4$ мкм. При этом между основными максимумами начинают появляться побочные максимумы. Такая интерференционная картина соответствует интерференции излучения от двух щелей [3]. Такими "щелями" могут быть два изображения светового пятна, расположенного на зеркале резонатора. А это означает, что при $z = 0$ волновой фронт излучения в плоскости yz, перпендикулярной к p-n-переходу, изогнут и не имеет цилиндрической симметрии. Если волновой фронт разложить на два цилиндрических волновых фронта с несовпадающими осями, то появится интерференционная картина, соответствующая интерференции излучения от двух когерентных источников.

Форма волнового фронта в плоскости yz и расположение соответствующих источников в двух простейших случаях схематически показаны на рис. 5. Рис. 5а соответствует случаю, когда имеется избыточная (по отношению к цилиндрической) вогнутость (или выпуклость) волнового фронта в центре зеркала. Волновой фронт, показанный сплошной линией на рис. 5а, можно разложить на две цилиндрические компоненты (пунктирные дуги) с центрами в точках S_1 и S_2, расположенными вдоль оси y на расстоянии $2b$. Радиусы кривизны обеих цилиндрических составляющих волнового

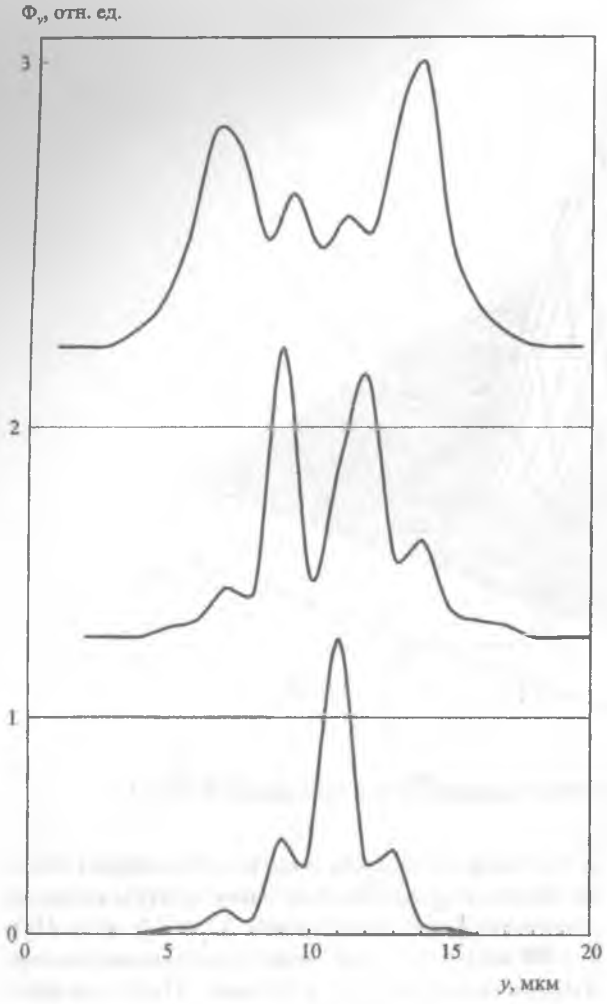


Рис. 4. Распределение излучения образца ДЛ 67 вдоль оси y (поперек p-n-перехода), измеренное при токе 100 мА при фокусировке микроскопа на зеркале резонатора ($z_1 = 0$) и при уменьшении расстояния от образца до объектива на $z_2 = 10$ мкм и $z_3 = 20$ мкм.

фронта одинаковы и равны r. Такая "поперечная" геометрия расположения "источников" получается, если имеется неоднородность показателя преломления в резонаторе в направлении, поперечном к p-n-переходу [1].

Схема интерференции лучей от двух "источников" при их поперечном расположении показана на рис. 5б. В этом случае положение дифракционных максимумов определяется условием

$$2b\sin\varphi_m = m\lambda, \qquad (6)$$

где $m = 0, 1, 2, ...$

На рис. 11 в, г показано схематически возникновение "продольного" расположения "источников" [4]. Заштрихованный непрозрачный экран на рис. 5в имеет щель, соответствующую зеркалу резонатора. На зеркале резонатора волновой фронт имеет радиус кривизны r, центр кривизны S_1 и угол геометрической расходимости φ_g. Угол дифракционной расходимости φ_d превышает величину φ_g и соответствует "источнику" S_2. Схема интерференции лучей от "источников" S_1 и S_2 показана на рис. 5 г. В этом случае положение дифракционных максимумов в дальнем поле (в параллельных лучах) определяется условием

$$2b\cos\varphi m = m\lambda. \qquad (7)$$

Сопоставление формул (6) и (7) показывает, что в первом случае расстояние между максимумами должно быть минимально в центре интерференционной картины и увеличиваться к периферии. Во втором случае максимумы должны сгущаться при больших углах отклонения φ. Из рис. 1а видно, что в дальнем поле максимумы тонкой структуры распределения $\Phi_\varphi(\varphi)$ сгущаются к центру интерференционной картины. Поэтому более вероятно поперечное расположение "источников", показанное на рис. 5 а, б.

Приняв поперечную геометрию расположения "источников", из (6) получим расстояние между "источниками"

$$2b \approx \frac{\lambda}{\delta\varphi} = \lambda f\ , \qquad (8)$$

где $\delta\varphi$ — расстояние между соседними максимумами тонкой структуры $\Phi_\varphi(\varphi)$, показанной на рис. 1 а; f — "частота", соответствующая максимуму в Фурье-разложении $\Phi_\varphi(\varphi)$, представленном на рис. 2. С учетом $\lambda = 0{,}85$ мкм, $f = 22{,}7$ рад $^{-1}$ (при токе накачки 200 мА), получим расстояние между "источниками" $2b = 19$ мкм.

Причиной искривления волнового фронта, схематически показанного на рис. 5а, может быть различие показателей преломления n в тонкой ($W_p < 0{,}5$ мкм) активной области из $GaAs$ и окружающих ее слоях $AlGaAs$. Вследствие того, что в центре резонатора (при $y = 0$) показатель преломления имеет максимум, здесь волновой фронт имеет прогиб величиной

$$\delta l = \delta n \frac{L}{2}, \qquad (9)$$

где δn — разность показателей преломления в центре и на границе резонатора. Соотношение (9) получено в предположении, что все параметры лазера вдоль оси z зеркально симметричны относительно плоскости xy при $z = L/2$. Тогда волновой фронт при $z = L/2$ (посредине длины резонатора) плоский. С другой стороны, положение "источника" S вдоль оси z можно приблизительно оценить, исходя из того, что перетяжка (минимальное сечение) луча находится в той же плоскости $z = L/2$, изображение которой находится на расстоянии $L/2n$ от зеркала резонатора. Тогда получим

$$\delta n \approx \frac{2nWb}{L^2}. \qquad (10)$$

При $n = 3{,}6$; $W = 4$мкм; $b = 9{,}5$ мкм; $L = 250$ мкм

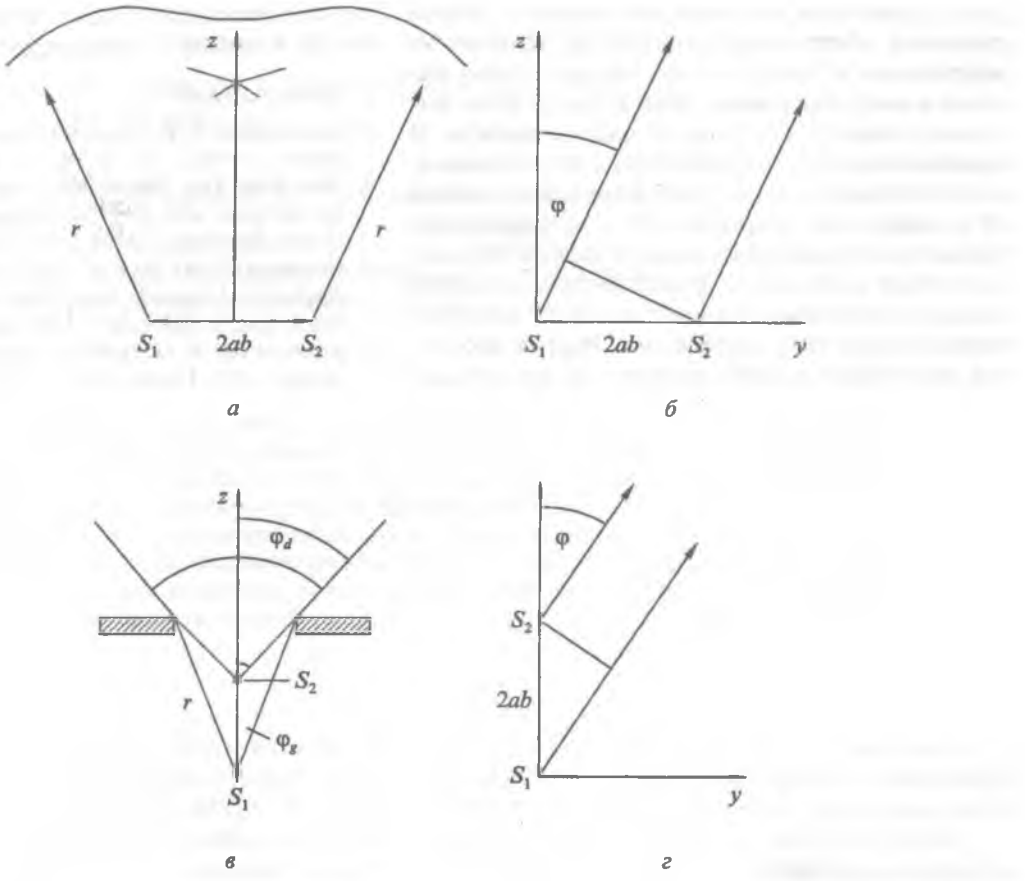


Рис. 5. Искривление формы волнового фронта и расположение "источников" в случаях: *а, б* —когда имеется поперечная неоднородность показателя преломления; *в, г* — когда дифракционная расходимость луча не равна ее геометрической расходимости

получим $\delta n \approx 4{,}4 \cdot 10^{-3}$. Для исследованных образцов подобная оценка дает $\delta n = (2 \div 5) \cdot 10^{-3}$.

Следует отметить, что, как видно из рис. 2, соотношение высот отдельных максимумов в Фурье-спектре углового распределения $\Phi_\varphi(\varphi)$ изменяется с током, а их положение не изменяется. Это значит, что неоднородности коэффициента преломления в резонаторе в направлении, перпендикулярном к *p-n*-переходу, присущи самой гетероструктуре и не создаются инжектированными носителями заряда. Следует также отметить, что сделанная оценка δn весьма приблизительна, т. к. расстояние центров кривизны отдельных частей волнового фронта от зеркала резонатора может отличаться от значения $L/2n$ вследствие продольной неоднородности показателя преломления. По порядку величины δn соответствует различию показателей преломления в *GaAs* и $Al_xGa_{1-x}As$ с $x = 0{,}01$.

Очень важным является вопрос, почему осцилляции углового распределения наблюдаются для излучения в ТЕ моде и не наблюдается в излучении ТМ моды. Ответ на данный вопрос можно получить, анализируя рис. 1а и рис. 2. При уменьшении тока накачки от 200 мА до 50 мА, как видно из рис. 1а, вклад осциллирующей компоненты в угловое распределение интенсивности излучения $\Phi_\varphi(\varphi)$ в ТЕ моде резко уменьшается. При этом из рис. 2 видно, что при уменьшении тока Фурье-разложение $\Phi_\varphi(\varphi)$ имеет не один, а несколько максимумов. Это значит, что на волновом фронте можно выделить не два, а большее число (4 и т. д.) приблизительно цилиндрических участков, что равносильно интерференции излучения от 4 и более источников с разными расстояниями между ними. Увеличение числа "источников" при уменьшении тока обусловлено снижением когерентности излучения. Когда основной вклад в выходную мощность дает спонтанное излучение, таких "источников" становится очень много, и, при токе 20 мА (см. рис.1а), тонкой структуры $\Phi_\varphi(\varphi)$ нет и в ТЕ моде. Поэтому отсутствие осцилляций $\Phi_\varphi(\varphi)$ для ТМ моды можно объяснить более низкой когерентностью излучения в данной моде.

3. Заключение

Наблюдались осцилляции в угловом распределении $\Phi_\varphi(\varphi)$ (в плоскости, перпендикулярной к *p-n*-переходу) излучения ТЕ моды диодных лазеров на основе *GaAs-AlGaAs*. Анализ Фурье-спект-

ров $\Phi_\varphi(\varphi)$ показал, что имеется несколько четко выраженных частот осцилляций $\Phi_\varphi(\varphi)$. Положение максимумов в спектре не изменяется с током накачки в лазерном режиме. При высоких токах накачки в спектре превалирует один максимум. В ближнем поле излучения имеется один максимум, соответствующий аксиальной моде. Сделан вывод об астигматизме излучения ДЛ и об отклонении формы фронта световой волны от цилиндрической вследствие наличия слоистых неоднородностей показателя преломления в резонаторе. Измерения тонкой структуры распределения $\Phi_\varphi(\varphi)$ в плоскости, перпендикулярной к *p-n*-переходу, могут быть использованы для оценки оптических неоднородностей в лазерных гетероструктурах.

Литература

1. **Gribkovskii V. P.** Injection lasers // Progr. Quant. Electr. — 1994. — V. 19, № 1. — P. 41—88.
2. **Shun Tung Yen.** Theoretical investigation on semiconductor laser with passive waveguide // IEEE Journ. Quant. Electron. — 1996. — V. 32, № 1. — P. 4—13.
3. **Herzinger C. M., Lu C. C., De Temple T. A.** The semiconductor waveguide facet reflectivity problem // IEEE Journ. Quant. Electron. — 1993, № 8. — P. 2273—2281.
4. **Ананьев Ю. А.** Оптические резонаторы и лазерные пучки. — М.: Наука, 1990. — 264 с.