ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2017, том 81, № 1, с. 6–9

УДК 621.315.592

МЕТОД АНАЛИЗА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА, РАБОТАЮЩЕГО НА ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЕ

© 2017 г. В. В. Близнюк[1, *], Н. В. Березовская[1], М. А. Брит[1], О. И. Коваль[1], В. А. Паршин[1], А. Г. Ржанов[2]

[1]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва*

[2]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова"*

**E-mail: 4059541@mail.ru*

Рассмотрен метод и приведен алгоритм определения режима генерации лазерного диода на фундаментальной моде, основанные на натурных измерениях угла расходимости излучения в дальней зоне поля и представлении функции, описывающей диаграмму направленности такого излучения в явной форме без измерений распределения его интенсивности в ближней зоне поля.

DOI: 10.7868/S0367676517010082

ВВЕДЕНИЕ

В практической метрологии лазерного излучения часто возникает задача определения генерации на фундаментальной моде. Методы решения этой задачи для остронаправленного излучения подробно рассмотрены в ряде стандартов [1–3], а средства измерений коэффициентов распространения лазерных пучков M^2, в которых реализуются эти методы, уже более 10 лет мелкими партиями выпускаются фирмами Ophir и Coherent.

Значительно хуже выглядит ситуация с решением задачи определения генерации на фундаментальной моде в случае диагностики сильно расходящегося излучения лазерных диодов (далее – ЛД). В настоящее время нет стандартизованных методов определения параметра M^2, характеризующего распространение излучения с большими углами расходимости, и, как следствие, стандартизованных средств измерений параметров такого излучения.

Нестандартизованные методы определения параметра M^2 базируются на измерениях распределений интенсивности излучения $F(y)$ в ближней и $f(\theta)$ в дальней зоне поля только в двух плоскостях – в плоскости, перпендикулярной p–n-переходу (далее – вертикальной плоскости), и в плоскости p–n-перехода (далее – горизонтальной плоскости). Измерения зависимости $F(y)$ являются наиболее сложным этапом реализации таких методов.

Однако при определении режима генерации излучения ЛД на фундаментальной моде можно исключить измерения параметра M^2 и ограничиться анализом зависимости $f(\theta)$. Цель данной работы – разработка метода такого анализа. Не нарушая общности рассуждений, остановимся на анализе распределения интенсивности излучения $f^{\perp}(\theta)$ в дальней зоне в вертикальной плоскости.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДА АНАЛИТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ

При разработке метода анализа функции $f^{\perp}(\theta)$ воспользуемся тем, что при генерации излучения на фундаментальной моде нормированное распределение интенсивности излучения ЛД в вертикальной плоскости в ближней зоне имеет вид [4, 5]

$$F^{\perp}(x) = \exp\left[-a^2x^2\right], \qquad (1)$$

а найденное путем фурье-преобразования (1) нормированное угловое распределение интенсивности излучения в той же плоскости в дальней зоне –

$$f^{\perp}(\theta) = G^2\left(\theta^{\perp}\right)\exp\left(-k_0{}^2\sin^2\theta^{\perp}/\left(2a^2\right)\right), \qquad (2)$$

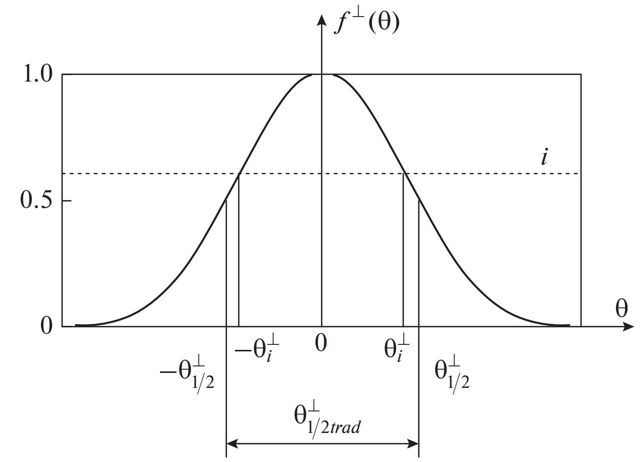

Рис. 1. Методика анализа диаграмм направленности в случае симметричных лазерных пучков, направление оси которых задается полярным углом $\theta = 0$.

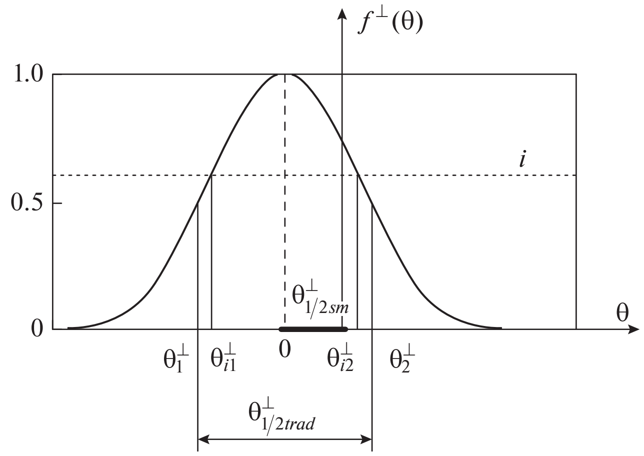

Рис. 2. Методика анализа диаграмм направленности в случае, когда ось лазерного пучка повернута на угол $\theta_{1/2sm}^{\perp}$ относительно направления, задаваемого полярным углом $\theta = 0$.

где k_0 – волновое число в вакууме; $G^2\left(\theta^{\perp}\right)$ – возведенное в квадрат значение углового фактора Гюйгенса [5]:

$$G^2\left(\theta^{\perp}\right) = \left[\left(m^2 + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta^{\perp}}\right)\Big/\left(m^2\cos\theta^{\perp} + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta^{\perp}}\right)\right]^2 \cos^2\theta^{\perp}, \quad (3)$$

где $m = 1$ для TE-мод или $m = n$ для TM-мод, а n – показатель преломления волновода.

Из (2) и (3) следует, что функция $f^{\perp}(\theta)$, описывающая диаграмму направленности излучения ЛД на фундаментальной моде, должна быть четной, а сама диаграмма – симметричной относительно оси лазерного пучка.

В случае симметричных лазерных пучков, направление оси которых задается полярным углом $\theta = 0$, функция $f^{\perp}(\theta)$ равна некоторому значению i при двух аргументах $\theta_i^{\perp}$, равных по модулю, но противоположных по знаку (рис. 1). Для анализа таких диаграмм в настоящей работе использован половинный угол расходимости $\theta_{1/2}^{\perp}$, определяемый по формуле

$$\theta_{1/2}^{\perp} = 0.5\theta_{1/2\,\mathrm{trad}}^{\perp}, \quad (4)$$

где $\theta_{1/2\,\mathrm{trad}}^{\perp}$ – полный угол расходимости излучения, измеряемый, по традиции, сложившейся в полупроводниковой квантовой электронике, на уровне 1/2 максимальной интенсивности излучения ЛД (рис. 1).

Использование параметра $\theta_{1/2}^{\perp}$ позволяет анализировать функцию $f^{\perp}(\theta)$ и в том случае, когда ось лазерного пучка повернута на угол $\theta_{1/2sm}^{\perp}$ относительно направления, задаваемого полярным углом $\theta = 0$ (рис.2). Однако при этом следует учитывать, что условие $f^{\perp}\left(\theta_{1/2}^{\perp}\right) = 0.5$ выполняется при двух разных значениях параметра $\theta_{1/2}^{\perp}$: $\theta_1^{\perp}$ и $\theta_2^{\perp}$, имеющих противоположные знаки, и поэтому сам параметр $\theta_{1/2}^{\perp}$ необходимо рассчитывать по формуле

$$\theta_{1/2}^{\perp} = \theta_{1/2sr}^{\perp} = 0.5\left(\left|\theta_1^{\perp}\right| + \left|\theta_2^{\perp}\right|\right), \quad (5)$$

а угол поворота оси лазерного пучка $\theta_{1/2sm}^{\perp}$ находится как разность модуля большего из двух значений параметра $\theta_{1/2}^{\perp}$ и $\theta_{1/2sr}^{\perp}$:

$$\theta_{1/2sm}^{\perp} = \left|\theta_1^{\perp}\right|\left(\text{или}\left|\theta_2^{\perp}\right|\right) - \theta_{1/2sr}^{\perp}. \quad (6)$$

Найденный из (6) угол поворота оси лазерного пучка $\theta_{1/2sm}^{\perp}$ учитывается при определении параметров $\theta_i^{\perp}$, когда функция $f^{\perp}\left(\theta_i^{\perp}\right)$ не равна 1/2.

Подставляя $\theta_{1/2}^{\perp}$ в (2) и используя условие $f^{\perp}\left(\theta_{1/2}^{\perp}\right) = 0.5$, находим формулу для расчета коэффициента a^2. Используя эту формулу и (2), без измерений распределения интенсивности излучения в ближней зоне определяем вид функции, описывающей диаграмму направленности излучения ЛД на фундаментальной моде:

$$f^{\perp}(\theta) = G^2\left(\theta^{\perp}\right)\exp\left(-A^2 z^2\right), \quad (7)$$

где

$$A^2 = \frac{\ln\left[2G^2\left(\theta^{\perp}_{1/2}\right)\right]}{\sin^2\theta^{\perp}_{1/2}}; \tag{8}$$

$$z^2 = \sin^2\theta^{\perp}, \tag{9}$$

где $G^2\left(\theta^{\perp}_{1/2}\right)$ – квадрат углового фактора Гюйгенса при $\theta = \theta^{\perp}_{1/2}$, рассчитываемый по формуле (5), z – абсцисса точки гауссовой кривой в декартовой системе координат $\varphi_g(z) = \exp\left(-A^2z^2\right)$ (рис. 2).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ГАУССОВОЙ КРИВОЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ОДНОМОДОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Воспользуемся тем, что точки перегиба B и C гауссовой кривой имеют координаты $\pm1/\left(A\sqrt{2}\right)$, $1/\sqrt{e}$ [6], а касательные к кривой в этих точках описываются функцией

$$\Theta(z) = \exp(-1/2)(2-|z|/|z_p|), \tag{10}$$

где $\pm z_p$ – абсциссы точек B и C.

Так как $z_p = \pm1/\left(A\sqrt{2}\right)$, то $|z_p| = 1/\left(A\sqrt{2}\right)$. Тогда (10) принимает следующий вид:

$$\Theta(z) = \exp(-1/2)\left(2-A\sqrt{2}|z|\right), \tag{11}$$

где, с учетом (9), $-1 \le z \le 1$.

Для проведения анализа функции $f^{\perp}(\theta)$ с использованием функции $\Theta(z)$ выразим из (11) z через $\Theta(z)$:

$$|z| = \left[2-\sqrt{e}\,\Theta(z)\right]/\left(A\sqrt{2}\right), \tag{12}$$

а затем, после ряда простых преобразований, найдем, что

$$A^2z^2 = 2-\sqrt{e}\,\Theta(z) - e\Theta^2(z)/2. \tag{13}$$

Тогда (7) принимает следующий вид:

$$f^{\perp}(\theta) = G^2\left(\theta^{\perp}\right)\exp\left[e\,\Theta^2(z)/2 + \sqrt{e}\,\Theta(z) - 2\right]. \tag{14}$$

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ НА ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЕ

Задавая некоторое значение $\Theta(z_i)$, из (14) находим, что

$$f^{\perp}(\theta_i) = G^2\left(\theta^{\perp}_i\right)\times \\ \times\exp\left[e\,\Theta^2(z_i)/2 + \sqrt{e}\,\Theta(z_i) - 2\right], \tag{15}$$

где, согласно (9), $z_i = \left|\sin\theta^{\perp}_i\right|$. Используя (13) и то, что функция $\Theta(z)$ линейна, можно легко определить аргумент z_i, а значит, и угол $\theta^{\perp}_i$, при котором функция принимает заданное значение Θ

$$\sin^2\theta^{\perp}_i = \sin^2\theta^{\perp}_{1/2}\times \\ \times\left[(2-\sqrt{e}\,\Theta(z_i) - e\Theta^2(z_i)/2\right]/\ln\left[2G^2\left(\theta^{\perp}_{1/2}\right)\right], \tag{16}$$

где $\theta^{\perp}_{1/2}$ – параметр, рассчитываемый по формуле (6), когда $\theta^{\perp}_{1/2sm} = 0$, или по формуле (7), если $\theta^{\perp}_{1/2sm} \ne 0$.

В силу четности функций $\sin^2\theta^{\perp}_i$ и $\Theta(z_i)$ имеются два значения параметра $\theta^{\perp}_i$. При $\theta^{\perp}_{1/2sm} = 0$ модули этих значений равны, а знаки противоположны. Используя найденные из (16) значения $\theta^{\perp}_i$, по массиву экспериментально определенных значений нормированной функции углового распределения интенсивности излучения ЛД в свободное пространство определяем соответствующие им значения $f^{\perp}\left(\theta^{\perp}_i\right)$. В том случае когда диаграмма направленности симметрична, эти значения должны быть равными с точностью, определяемой погрешностью измерений. При $\theta^{\perp}_{1/2sm} \ne 0$ в правую часть (16) вместо найденного по (6) параметра $\theta^{\perp}_{1/2}$ подставляем значение $\theta^{\perp}_{1/2sr}$, определяемое по (7). И в этом случае расчетный параметр $\theta^{\perp}_i$ имеет два значения противоположного знака: $\theta^{\perp}_3$ и $\theta^{\perp}_4$, однако их модули не равны. Поэтому для определения экспериментально измеренного значения $f^{\perp}\left(\theta^{\perp}_i\right)$ в качестве аргумента необходимо подставить значения, равные алгебраическим суммам $\theta^{\perp}_3 + \theta^{\perp}_{1/2sm}$ и $\theta^{\perp}_4 + \theta^{\perp}_{1/2sm}$.

Зная $\theta^{\perp}_i$ и используя (5), находим квадрат углового параметра $G^2\left(\theta^{\perp}_i\right)$ и численное значение функции $f^{\perp}\left(\theta^{\perp}_i\right)$:

$$f^{\perp}_{rasch}\left(\theta^{\perp}_i\right) = \\ = G^2\left(\theta^{\perp}_i\right)\exp\left[e\,\Theta^2(z_i)/2 + \sqrt{e}\,\Theta(z_i) - 2\right]. \tag{17}$$

Если значение $f^{\perp}\left(\theta^{\perp}_i\right)$, найденное из массива чисел, полученного при измерениях нормированной функции углового распределения интенсивности излучения ЛД с учетом смещения оси диаграммы направленности $\theta^{\perp}_{1/2sm}$, равно правой части (17), имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Проверку режима генерации лазерного диода на фундаментальной моде по разработанному в настоящей работе методу можно осуществлять при любом значении $\theta_i^{\perp}$, лежащем в рабочем диапазоне таких значений. Верхняя граница этого диапазона определяется отношением сигнал/шум, при котором еще обеспечивается требуемая точность измерений пространственно-энергетических параметров излучения лазерного диода [7, 8].

Разработанный метод анализа диаграмм направленности излучения ЛД в свободное пространство использован нами для определения режима генерации тридцати двух экземпляров из разных партий серийно изготовленных лазерных диодов. У двадцати пяти лазерных диодов натурно измеренные диаграммы направленности описываются функцией (15) при значениях этой функции, превышающих 0.05 ее максимального значения. Это позволяет заключить, что режим их генерации – это режим генерации на фундаментальной моде. У семи лазерных диодов отмечалось отклонение диаграммы направленности излучения от функции (15) при значениях этой функции, меньших 0.25 ее максимального значения. Здесь можно говорить о том, что только центральная часть лазерного пучка близка к гауссову пучка. Определение границы этой части пучка играет важную роль при конструировании узла связи излучения и одномодового оптического волокна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность определения режима генерации на фундаментальной моде без измерений распределения интенсивности излучения ЛД в ближней зоне, что значительно упрощает его диагностику. Получены в явном виде формулы, аналитически описывающие диаграмму направленности излучения ЛД в свободное пространство, что позволило разработать простой алгоритм определения режима генерации на фундаментальной моде. Установлено, что лазерные пучки некоторых диодов являются гауссовыми только в центральной области, что необходимо учитывать при согласовании излучения с оптическим волокном.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ Р ИСО11146-1-2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки.
2. ГОСТ Р ИСО11146-2-2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 2. Астигматические пучки.
3. ГОСТ Р/ТР ИСО11146-3-2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 3. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки.
4. *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 1. 299 с. Т. 2. 364 с.
5. *Thompson G.H.B.* Physics of semiconductor laser devices. N.Y.: J. Wiley and Sons, 1980. P. 185.
6. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике. М.: Гос. изд-во технико-теорет. лит., 1957. 608 с.
7. *Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Карзанова М.В. и др.* // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 10. С. 931.
8. *Слипченко С.О., Пидоскин А.А., Винокуров Д.А. и др.* // Физика и техника полупроводников, 2013. Т. 47. № 8. С. 1082.