Метод анализа диаграммы направленности излучения лазерного диода на фундаментальной моде

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 - *Национальный исследовательский университет «МЭИ»,*
2 - *Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова*
4059541@mail.ru, rjanov@mail.ru

Среди лазерных диодов (ЛД), нашедших широкое применение в различных областях науки и техники, особое место занимают ЛД, работающие в одномодовом режиме генерации, под которым обычно подразумевают генерацию на фундаментальной моде. В этом случае в диаграмме направленности доминирует один лепесток, в котором сосредоточена практически вся энергия излучения.

Одномодовые пучки можно с достаточной для многих практических приложений точностью рассматривать как гауссовы. Особенностью таких пучков является то, что распределение интенсивности излучения имеет гауссову форму как в ближней, так и в дальней зонах [1]. Так, если в ближней зоне нормированное распределение интенсивности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу (далее – вертикальной плоскости), имеет вид

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

то в дальней зоне угловое распределение интенсивности излучения ЛД будет следующим:

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

где $G^2(\theta^{\perp})$ – угловой фактор Гюйгенса [2]:

$$G^2(\theta^{\perp}) = \left(\frac{m^2+\sqrt{n^2-\sin^2\theta^{\perp}}}{m^2\cos\theta^{\perp}+\sqrt{n_2^2-\sin^2\theta^{\perp}}}\right)^2\cos^2\theta^{\perp}. \tag{3}$$

Здесь $m = 1$ для ТЕ-мод или $m = n$ для ТМ- мод, где n – показатель преломления волновода ЛД.

Введем параметр $\theta_{1/2}^{\perp}$ – аргумент выражения (2), при котором $f^{\perp}(\theta) = 0{,}5$. Параметр $\theta_{1/2}^{\perp}$ определяется экспериментально на полувысоте нормированной диаграммы направленности излучения ЛД в вертикальной плоскости. Подставляя $\theta_{1/2}^{\perp}$ в (2) и используя условие $f^{\perp}(\theta) = 0{,}5$, находим формулу для расчета a. Определенный таким способом параметр a в общем виде подставляем в (2), и получаем зависимость $f^{\perp}(\theta)$ в виде удобного для анализа аналитического выражения:

$$f^{\perp}(\theta) = G^2(\theta^{\perp})\exp\left(-\frac{\ln[2G^2(\theta^{\perp})]}{\sin^2\theta_{1/2}^{\perp}}\sin^2\theta^{\perp}\right), \tag{4}$$

Введем обозначения:

$$A^2 = \frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2}^{\perp})]}{\sin^2\theta_{1/2}^{\perp}}, \qquad z^2 = \sin^2\theta^{\perp} \tag{5}$$

Тогда (4) принимает следующий вид:

$$f^{\perp}(\theta) = G^2(\theta^{\perp})\exp(-A^2z^2). \qquad (6)$$

Точки перегиба $z_п$ кривой, описывающей функцию $\exp(-A^2z^2)$, имеют координаты $\pm 1/(A\sqrt{2}),\ 1/\sqrt{e}$ [3]. Поэтому

$$f^{\perp}(\theta_п^{\perp}) = G^2(\theta_п^{\perp})\exp(-1/2). \qquad (7)$$

Используя условие $A^2z_п^2 = 1/2$ и (5), можно выразить параметр $\theta_п^{\perp}$ через найденный экспериментально параметр $\theta_{1/2}^{\perp}$, и по формуле (4) рассчитать угловой фактор $G^2(\theta_п^{\perp})$. Если экспериментально найденное значение $f^{\perp}(\theta_п^{\perp})$ равно правой части (7), то имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Еще двумя характерными точками декартовой системы координат, в которой построен график функции $\exp(-A^2z^2)$, являются точки z_{1/e^2} с координатами $\pm\, 2\, z_п$, 0. Прямые, проходящие через эти точки и точки перегиба $z_п$ кривой, описывающей функцию $\exp(-A^2z^2)$, пересекаются в точке с координатами $0, 2/\sqrt{e}$ [3].

Значение функции $\exp(-A^2z^2)$ при $z = z_{1/e^2}$ равно $1/e^2$. Зная параметр z_{1/e^2}и используя (5), находим угол $\theta_{1/e^2}^{\perp}$, при котором экспоненциальный сомножитель в (6) становится равным $1/e^2$. Далее, как и в случае с параметром $\theta_п^{\perp}$, по формуле (3) рассчитываем угловой фактор $G^2\left(\theta_{1/e^2}^{\perp}\right)$.

Если экспериментально найденное значение $f^{\perp}\left(\theta_{1/e^2}^{\perp}\right)$ равно произведению $G^2\left(\theta_{1/e^2}^{\perp}\right)\exp(-2)$, имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Следует заметить, что в этом случае только использование точной формулы (4) позволяет корректно определять режим генерации ЛД. Связано это с тем, что при углах $\theta_{1/e^2}^{\perp}$анализируется форма «крыльев» диаграммы направленности излучения, то есть той ее части, где проявляется ранняя стадия нарушения одномодового режима генерации.

Нормированное распределение интенсивности в ближней зоне в плоскости, параллельной *p*-*n*-переходу (латеральной плоскости), характеризуется коэффициентом b^2, практически на два порядка большим коэффициента a^2:

$$F(y) = \exp[-b^2y^2] \qquad (8).$$

Согласно (2), это указывает на малую расходимость излучения в этой плоскости. Однако этот факт не исключает возможности использования в полном объеме изложенного выше метода количественного анализа диаграммы направленности излучения ЛД на фундаментальной моде и в латеральной плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Г. Елисеев. «Введение в физику инжекционных лазеров». М.: Наука, 1983.
2. G. H. B. Thompson. «Physics of semiconductor laser devices». N.Y.: J. Wiley and Sons. 1980.
3. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. «Справочник по математике». М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1957.