

**Четырнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26 – 30 июня 2017 г.**

УДК 621.315.592

В.А. Паршин

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: ParshinVasA@gmail.com*

**УЧЕТ ВЕКТОРНОГО ХАРАКТЕРА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА В
СВОБОДНОЕ ПРОСТРАНСТВО ПРИ ВВОДЕ ЕГО В ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО НА
ВХОДЕ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ СИСТЕМЫ**

АННОТАЦИЯ

Показано, что при выработке алгоритма оптимального ввода излучения лазерного диода в оптическое волокно необходимо пользоваться дипольно-волновой теорией дифракции.

**ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ АНЕМОМЕТР, ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД, КОНТРАСТ
МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ТЕ- И ТМ-КОМПОНЕНТА**

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время во многих областях науки и техники широко применяются лазерные диоды (далее – ЛД). Их преимущество по сравнению с другими типами лазеров определяется высоким КПД (более 70%) и малыми габаритами. Также, учитывая последние достижения в технологии создания полупроводниковых приборов, постепенно оптимизируются такие параметры, в которых ЛД уступали другим типам лазеров, например, монохромотичность и когерентность их излучения. Таким образом современные ЛД будут наряду с волоконными лазерами постепенно вытеснять твердотельные и газовые лазеры в некоторых областях науки, техники и медицины, что уже наблюдается и сегодня.

В современных лазерных доплеровских анемометрах (далее – ЛДА) активно применяются ЛД, причём, излучение доставляется до области сканирования по оптоволокну. Стоит отметить, что излучение, распространяющееся по пассивному оптоволокну, постепенно теряет свою энергию. Более того, может нарушиться пространственно-энергетическая и даже поляризационная структура пучка, что негативно скажется на видности интерференционной картины в измерительном объёме, так как она существенно зависит от амплитудной и поляризационной согласованности интерферирующих пучков. Такое нарушение происходит, когда излучение ЛД неэффективно вводится в волновод, что даёт паразитную дифракцию и потери энергии. При этом возможна частичная или полная деполяризация излучения. Всё это заметно снижает эффективность использования ЛД в ЛДА из-за потерь большого количества информации и энергии излучения.

Данная проблема в первую очередь требует тщательного изучения самой пространственно-энергетической и поляризационной структуры пучка в свободное пространство. Эти характеристики целиком и полностью зависят от модового состава лазерного излучения. В полупроводниковых лазерах излучение описывается ТЕ- и ТМ-модами, где колебания амплитуды ТЕ-моды лежат в плоскости р-п-перехода (далее –

горизонтальная плоскость), а ТМ-моды в плоскости, перпендикулярной плоскости р-п-перехода (далее – вертикальная плоскость). Эти моды имеют практически нулевую степень взаимной когерентности, что исключает образование круговой и эллиптической составляющей поляризации. При этом общая мощность ТЕ-компоненты существенно превосходит мощность ТМ-компоненты, что определяет высокую степень поляризации излучения. Данная работа посвящена описанию поляризационной и пространственно-энергетической структуры излучения в свободное пространство одномодовых ЛД с целью разработки наиболее эффективного способа ввода излучения в одномодовое оптоволокно.

ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛД С ПОМОЩЬЮ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ

Методика аналитического описания пространственно-энергетической структуры излучения ЛД базируется на анализе нормированных угловых зависимостей $f^{\perp}(\theta)$ и $f^{\parallel}(\theta)$ интенсивности излучения ЛД в вертикальной и горизонтальной плоскости.

Верхние индексы \perp и \parallel означают, что описываемая функция рассматривается в плоскости,

перпендикулярной или параллельной плоскости р-п-перехода соответственно (то есть в вертикальной или горизонтальной плоскости). В данной работе внимание уделено исследованию состояния поляризации излучения в свободное пространство именно одномодовых ЛД, и при экспериментальном исследовании их угловой зависимости контраста мощности (1) следует убеждаться, что сканируется одномодовый пучок. Для этих целей снимается и анализируется диаграмма направленности (далее – ДН) излучения ЛД в разных плоскостях.

$$K = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}, \quad (1)$$

где P_{\max} и P_{\min} – соответственно максимальное и минимальное значение мощности лазерного излучения, прошедшего через поляризатор. В то же время каждая мода ЛД отвечает за отдельную поляризационную составляющую компоненту его излучения, поэтому теоретическое описание ДН каждой моды даёт полную информацию о состоянии поляризации всего излучения.

На протяжении исследований излучения ЛД и анализа соответствующей литературы была разработана методика, которая базируется на том, что ДН излучения с расходностью, определяемой дифракционным пределом, формируется, когда распределение его интенсивности в ближней зоне описывается гауссовой функцией [1]:

$$F^{\perp, \parallel}(x) = \exp\left\{-a^2 x^2\right\}, \quad (2)$$

а найденное путем Фурье-преобразования (2) нормированное угловое распределение интенсивности излучения в той же плоскости в дальней зоне имеет следующий вид:

$$f^{\perp, \parallel}(x) = G^2(\theta^{\perp, \parallel}) \exp\left\{\frac{-k_0^2 \sin^2(\theta^{\perp, \parallel})}{2a^2}\right\}, \quad (3)$$

где k_0 – волновое число в вакууме; $G^2(\theta^{\perp,\parallel})$ – квадрат углового фактора Гюйгенса [2]:

$$G^2(\theta^{\perp,\parallel}) = \left(\frac{m^2 + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta^{\perp,\parallel})}}{m^2 \cos^2(\theta^{\perp,\parallel}) + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta^{\perp,\parallel})}} \right)^2 \cos^2(\theta^{\perp,\parallel}), \quad (4)$$

где $m = 1$ для ТЕ-мод или $m = n$ для ТМ-мод, а n – показатель преломления волновода. Таким образом можно описывать нормированные ДН ТЕ и ТМ мод как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости.

Из (3) и (4) следует, что диаграмма направленности излучения на фундаментальной mode симметрична относительно оси лазерного пучка и для анализа таких диаграмм используется угол $\theta_{1/2}^{\perp,\parallel}$, определяемый по формуле:

$$\theta_{1/2}^{\perp,\parallel} = 0,5 \cdot \theta_{1/2\text{trad}}^{\perp,\parallel}, \quad (5)$$

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

Подставляя $\theta_{1/2}^{\perp,\parallel}$ в (3) и используя условие $f^{\perp,\parallel}(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel}) = 0,5$, можно найти формулу для расчета коэффициента a , фигурирующего в (2):

$$a^2 = \frac{k_0^2 \sin^2(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel})}{2 \ln[2G^2(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel})]}. \quad (6)$$

Тогда, без измерений распределения интенсивности излучения в ближней зоне из (3) и (6) определяется вид функции, описывающей ДН излучения ЛД:

$$f^{\perp,\parallel}(\theta) = G^2(\theta^{\perp,\parallel}) \exp \left\{ -\frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel})]}{\sin^2(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel})} \sin^2(\theta^{\perp,\parallel}) \right\} = G^2(\theta^{\perp,\parallel}) \exp \left\{ -A^2 z^2 \right\}, \quad (7)$$

$$A^2 = \frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel})]}{\sin^2(\theta_{1/2}^{\perp,\parallel})}, \quad (8)$$

$$z^2 = \sin^2(\theta^{\perp,\parallel}), \quad (9)$$

где z – абсцисса точки кривой, описывающей функцию $\exp(-A^2 z^2)$ в декартовой системе координат.

Данный способ описания пространственно-энергетической структуры ТЕ- и ТМ-компонент позволяет моделировать излучение ЛД и сравнивать измеренные ДН каждой из этих компонент с их теоретическим угловым распределением плотности мощности. Важной особенностью является то, что можно также анализировать поведение контраста мощности, и на основании сравнения его с экспериментальными данными давать оценку состояния гетероструктуры лазера.

Для ТЕ- и ТМ-мод вид их ДН в вертикальной плоскости описывается функциями $I_{\text{TE}}^{\perp}(\theta)$ и $I_{\text{TM}}^{\perp}(\theta)$:

$$\begin{cases} I_{\text{TE}}^{\perp}(\theta) = (A_0^{\text{TE}})^2 f^{\perp}(\theta) = I_0^{\text{TE}} f^{\perp}(\theta), \\ I_{\text{TM}}^{\perp}(\theta) = (A_0^{\text{TM}})^2 f^{\perp}(\theta) = I_0^{\text{TM}} f^{\perp}(\theta), \end{cases} \quad (10)$$

где A_0^{TE} , A_0^{TM} , I_0^{TE} и I_0^{TM} – соответственно амплитуды и интенсивности ТЕ и ТМ компонент на оси пучка. При нормировке этих функций на осевое значение интенсивности ТЕ-компоненты получаем функции ДН для каждой из них $f_{\text{TE}}^{\perp}(\theta)$ и $f_{\text{TM}}^{\perp}(\theta)$:

$$\begin{cases} f_{\text{TE}}^{\perp}(\theta) = \frac{I_{\text{TE}}^{\perp}(\theta)}{(A_0^{\text{TE}})^2} = f^{\perp}(\theta), \\ f_{\text{TM}}^{\perp}(\theta) = \frac{I_{\text{TM}}^{\perp}(\theta)}{(A_0^{\text{TE}})^2} = \frac{(A_0^{\text{TM}})^2}{(A_0^{\text{TE}})^2} f^{\perp}(\theta) = \tau f^{\perp}(\theta). \end{cases} \quad (11)$$

Для ДН ТЕ и ТМ мод в горизонтальной плоскости справедливы те же соотношения и описывающие их функции обозначаются как $f_{\text{TE}}^{\parallel}(\theta)$ и $f_{\text{TM}}^{\parallel}(\theta)$. Так как ТЕ и ТМ моды некогерентны между собой и в рамках классической теории дифракции остаются взаимно перпендикулярны друг другу как до, так и после прохождения через выходное зеркало ЛД, из этого следует что максимальная и минимальная мощность излучения, прошедшего через линейный поляризатор и попадающего на приёмную площадку фотоприёмника соответствует мощности ТЕ и ТМ моды в любой из двух рассматриваемых плоскостей. Коэффициент τ при этом связан с осевым контрастом мощности K_0 следующим соотношением:

$$\tau = \frac{1 - K_0}{1 + K_0}. \quad (12)$$

Подставляя наиболее типичные для одномодовых ЛД значения параметров $n = 3,5$, $K_0 = 0,9$, $\theta_{1/2}^{\perp} = 14^\circ$, $\theta_{1/2}^{\parallel} = 7^\circ$ в формулы (4), (7), (11) в (12) получаем вид функций $f_{\text{TE}}^{\perp}(\theta)$, $f_{\text{TM}}^{\perp}(\theta)$, $f_{\text{TE}}^{\parallel}(\theta)$ и $f_{\text{TM}}^{\parallel}(\theta)$, представленный на рисунках 1 и 2.

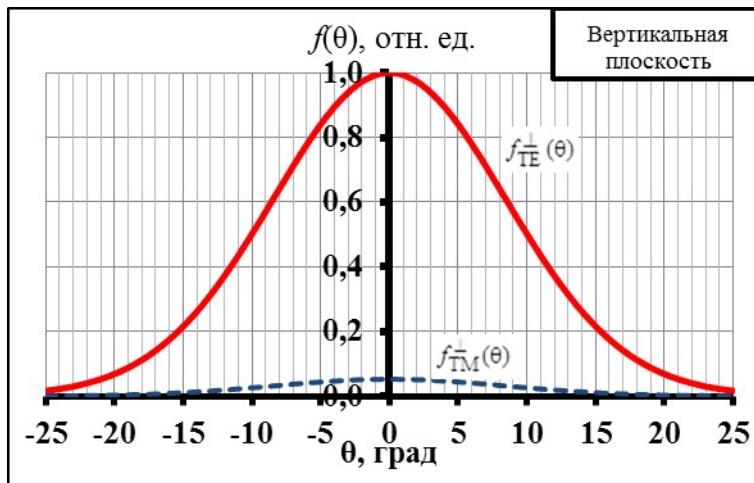


Рис. 1. Нормированные ДН ТЕ- и ТМ-компоненты излучения ЛД в вертикальной плоскости

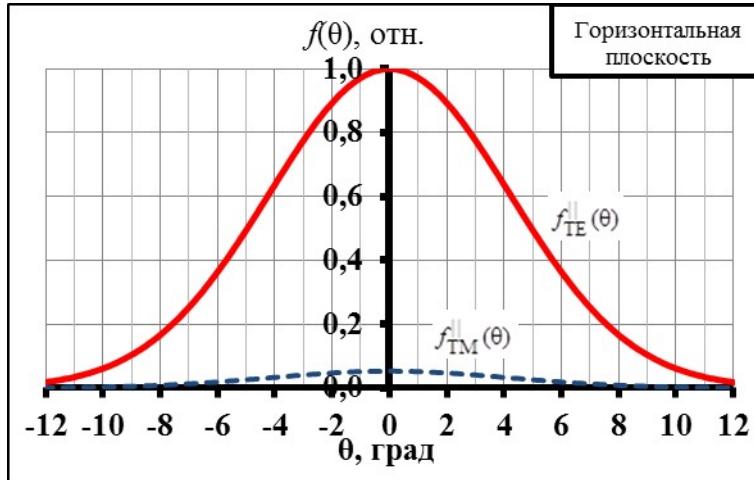


Рис. 2. Нормированные ДН ТЕ- и ТМ-компоненты излучения ЛД в горизонтальной плоскости

Преобразуем формулу (1) для контраста мощности с учётом вышеуказанных замечаний в следующий вид:

$$K^{\perp,||}(\theta) = \frac{I_{\text{TE}}^{\perp,||}(\theta) - I_{\text{TM}}^{\perp,||}(\theta)}{I_{\text{TE}}^{\perp,||}(\theta) + I_{\text{TM}}^{\perp,||}(\theta)}. \quad (13)$$

Получаем соответственно следующие графики зависимости контраста для вертикальной и горизонтальной плоскости (рисунки 3 и 4).

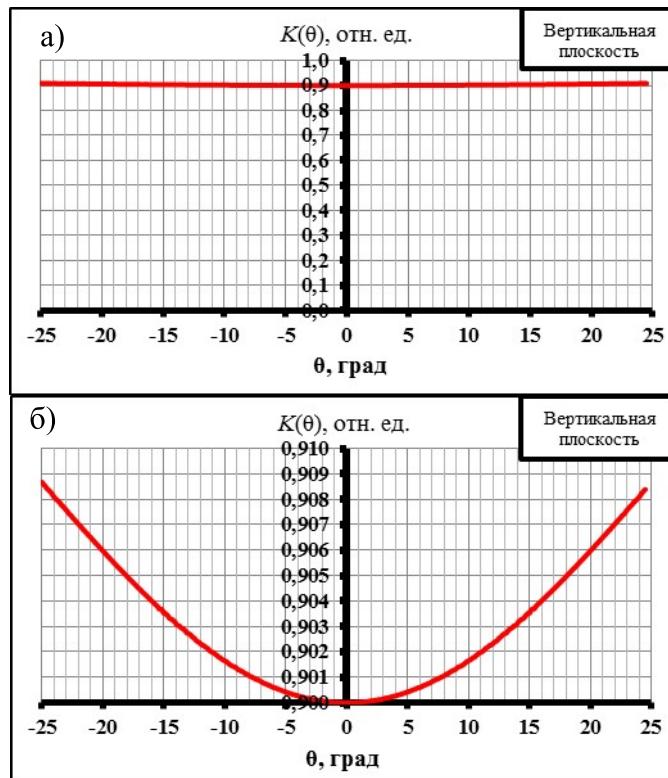


Рис. 3. Контраст мощности излучения ЛД в вертикальной плоскости: а – стандартный масштаб; б – увеличенный масштаб

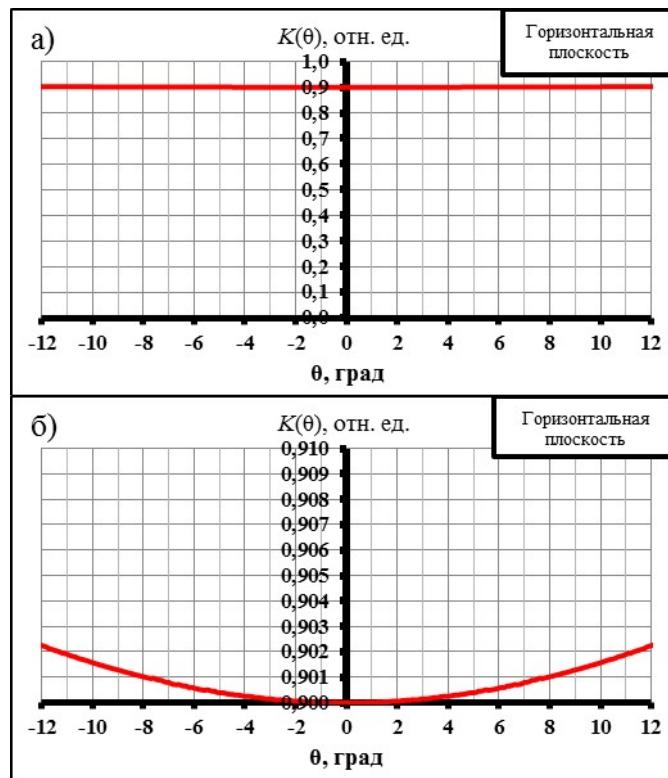


Рис. 4. Контраст мощности излучения ЛД в горизонтальной плоскости: а – стандартный масштаб; б – увеличенный масштаб

По графикам на рисунках 1 – 4 видно, что функции, описывающие ДН для ТЕ- и ТМ-компонент в рамках вышеизложенной теории, как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости, имеют почти одинаковый вид и существенно отличаются лишь по амплитуде. Только на периферии пучка заметны отличия, но они достигают менее 3%.

Также проведены расчёты и построена серия графиков угловой зависимости контраста мощности при $n = 3,2 \dots 4,5$, представленная на рисунке 5.

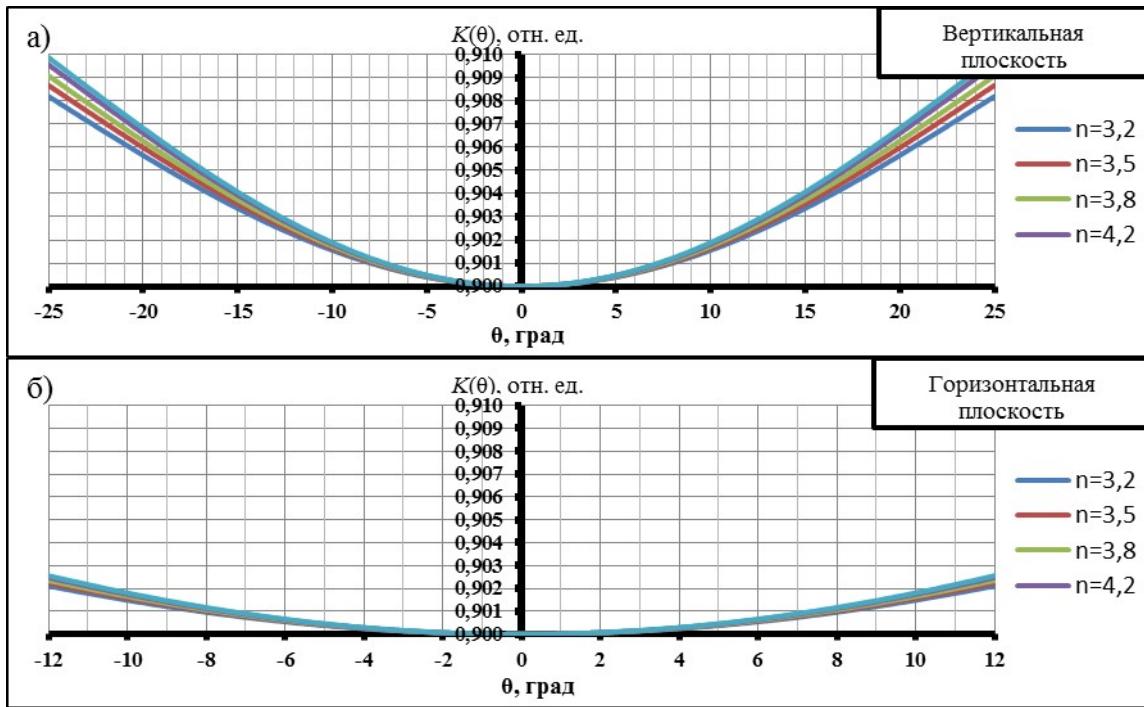


Рис. 5. Контраст мощности излучения ЛД в вертикальной и горизонтальной плоскости в увеличенных масштабах: а – вертикальная плоскость; б – горизонтальная плоскость

Как видно на выше приведённых графиках, вариация показателя преломления волновода n не оказывает существенного влияния на вид угловой зависимости $K(\theta)$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОНТРАСТА МОЩНОСТИ И ДН ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНОМОДОВОГО ЛД

Ниже приведены результаты измерений угловой зависимости контраста мощности $K(\theta)$ и нормированной ДН одного из исследуемых ЛД модели KLM-E650-5-3 вдоль разных осей поперечного сечения лазерного пучка на момент начала эксплуатации.

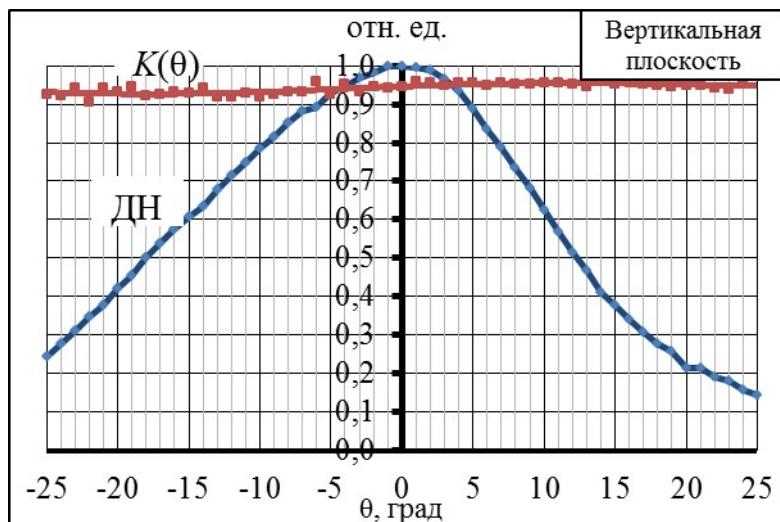


Рис. 6. Результаты параметров излучения ЛД без квантовой ямы при сканировании пучка вдоль вертикальной оси с разными временами наработки

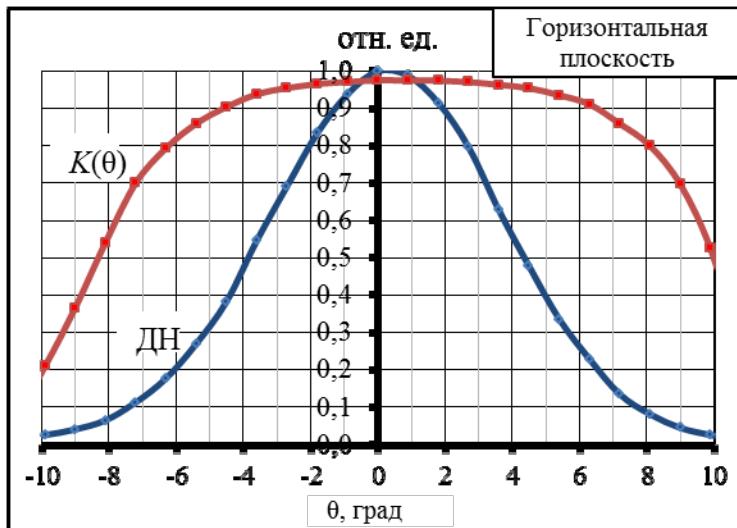


Рис. 7. Результаты измерений параметров излучения ЛД без квантовой ямы при сканировании пучка вдоль горизонтальной оси

Исследования других ЛД той же модели и KLM-D650-5-5, характеризующегося наличием квантовых ям в гетероструктуре, дали аналогичные результаты.

Здесь стоит обратить внимание, что характер зависимости контраста мощности в вертикальной плоскости в масштабе от 0 до 1 имеет примерно постоянное значение, что, в пределах погрешности, хорошо сходится с теорией, результаты которой проиллюстрированы на рисунке 3а. Однако, на рисунке 7 видно существенное расхождение с теоретическим результатом на рисунке 4б. Принципиальная разница заключается ещё и в том, что на практике контраст мощности вдоль горизонтальной плоскости не медленно возрастает по мере ухода от оси пучка, а быстро убывает. Это выявляет несостоительность классической теории дифракции при её применении для расчётов угловой зависимости контраста мощности в горизонтальной плоскости. Помимо этого встаёт вопрос, насколько форма волнового фронта в данной плоскости влияет на вид функции $K(\theta)$.

ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛД С ПОМОЩЬЮ ДИПОЛЬНО-ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ

Векторный характер электромагнитного поля определяет разные условия дифракции для TE- и TM-моды, что сказывается на их пространственно-энергетическом угловом распределении в дальней зоне при больших углах (непараксиальная область). Из этого будет следовать изменение вида функции контраста мощности $K(\theta)$, полученного при помощи классической теории дифракции. Поэтому стоит задача о приемлемости использования классической теории дифракции для описания ДН и контраста мощности $K(\theta)$ TE- и TM-компонент излучения одномодовых ЛД как в непараксиальной, так и в параксиальной областях.

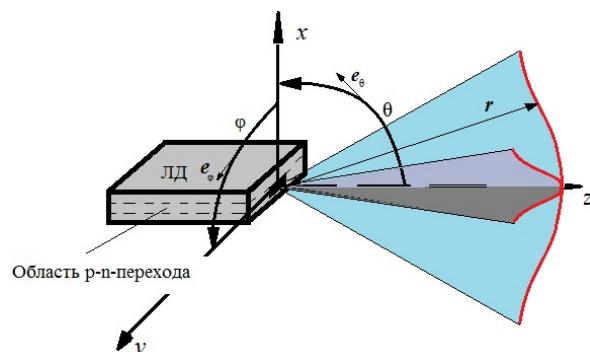


Рис. 8. ДН излучения ЛД в свободное пространство в сферических координатах

Рассмотрим сферическую систему координат, характеризующуюся следующими соотношениями с декартовой системой координат (рисунок 8).

$$\begin{cases} x = r\sin(\theta)\cos(\phi), \\ y = r\sin(\theta)\sin(\phi), \\ z = r\cos(\theta). \end{cases} \quad (14)$$

Вектора e_θ и e_ϕ являются касательными к направлению поворота углов θ и ϕ соответственно. Начало отсчёта радиус-вектора r начинается из центра выходного зеркала ЛД. На рисунке 9 представлены возможные направления поля на апертуре при ненулевом угле падения излучения.

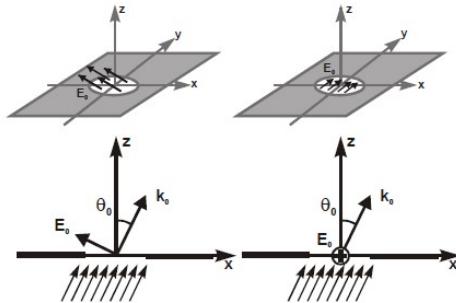


Рис. 9. Два возможных направления поля на апертуре при ненулевом угле падении излучения [3]

E_0 – амплитуда падающей волны на отверстии, зависящая от координат, θ_0 – угол падения. Согласно [3], поле излучения после дифракции имеет следующий вид:

$$E(\theta, \phi) = -i|E_0| \frac{\exp\{ikr\}}{kr} (\cos(\theta_0) + \cos(\theta)) I(\theta, \phi) \cdot q(\theta, \phi), \quad (15)$$

где $I(\theta, \phi)$ – интеграл, учитывающий форму отверстия, $q(\theta, \phi)$ – связанная с диполем Герца \mathbf{Z} векторная функция, вид которой зависит от направления колебаний вектора напряжённости на отверстии (таблица 1).

Таблица 1. Вид функции $q(\theta, \phi)$ в зависимости от направления колебаний поля на отверстии [3]

Направление E_0	Вид функции $q(\theta, \phi)$
оси y	$e_\theta \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\phi) + e_\phi \cdot \cos(\phi)$
\perp оси y	$e_\theta \cdot (\sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0) + \cos(\theta) \cdot \cos(\phi) \cdot \cos(\theta_0)) - e_\phi \cdot \sin(\phi) \cdot \cos(\theta_0)$

Таким образом, с учётом всего вышеуказанного, для ТЕ- и ТМ-моды характерны следующие выражения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_{\text{TE}}(\theta, \varphi) = A_0^{\text{TE}} \cdot R(\theta, \varphi) \cdot (\mathbf{e}_\theta \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\varphi) + \mathbf{e}_\varphi \cdot \cos(\varphi)), \\ \mathbf{E}_{\text{TM}}(\theta, \varphi) = A_0^{\text{TM}} \cdot R(\theta, \varphi) \cdot [\mathbf{e}_\theta \cdot (\sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0) + \cos(\theta) \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(\theta_0)) - \\ - \mathbf{e}_\varphi \cdot \sin(\varphi) \cdot \cos(\theta_0)], \\ R(\theta, \varphi) = -i \frac{\exp\{ikr\}}{kr} (\cos(\theta_0) + \cos(\theta)) I(\theta, \varphi). \end{array} \right. \quad (16)$$

В вертикальной плоскости ($\varphi = 0$) и в горизонтальной плоскости ($\varphi = 90^\circ$) система уравнений (16) приобретает соответственно компактный вид (17) и (18).

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_{\text{TE}}(\theta, 0) = A_0^{\text{TE}} \cdot R(\theta, 0) \cdot \mathbf{e}_\varphi, \\ \mathbf{E}_{\text{TM}}(\theta, 0) = A_0^{\text{TM}} \cdot R(\theta, 0) \cdot \mathbf{e}_\theta \cdot \cos(\theta - \theta_0), \end{array} \right. \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_{\text{TE}}(\theta, 90^\circ) = A_0^{\text{TE}} \cdot R(\theta, 90^\circ) \cdot \mathbf{e}_\theta \cdot \cos(\theta), \\ \mathbf{E}_{\text{TM}}(\theta, 90^\circ) = A_0^{\text{TM}} \cdot R(\theta, 90^\circ) \cdot [\mathbf{e}_\theta \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0) - \mathbf{e}_\varphi \cdot \cos(\theta_0)] \end{array} \right. \quad (18)$$

Ось пропускания поляризатора для измерения максимума и минимума интенсивности прошедшего излучения с учётом некогерентности ТЕ и ТМ мод в обоих случаях должна быть ориентирована по направлению векторов \mathbf{e}_φ и \mathbf{e}_θ . В случае сканирования пучка вдоль вертикальной плоскости максимум и минимум интенсивности будет соответствовать ТЕ- и ТМ-компоненте поля. Однако из последнего уравнения в системе (18) следует, что в горизонтальной плоскости ТМ-компонента поля не перпендикулярна ТЕ-компоненте. Это означает, что при пропускании максимума интенсивности фиксируется не только составляющая ТЕ, но и часть ТМ моды, а при пропускании минимума интенсивности фиксируется только проекция ТМ на ось пропускания. Из этого следует, что, в отличие от вертикальной плоскости, в горизонтальной плоскости измеряемый контраст мощности не соответствует соотношению интенсивностей мод ТЕ и ТМ.

Рассмотрим угловую зависимость контраста мощности для вертикальной и горизонтальной плоскости. При этом в дальнейших расчётах мы полагаем, что волновой фронт на выходном зеркале ЛД плоский. В случае вертикальной плоскости ($\varphi = 0$) ось пропускания поляризатора, определяющая максимум и минимум интенсивности прошедшего излучения, соответственно ориентирована в направлении векторов \mathbf{e}_φ и \mathbf{e}_θ . При сокращении множителя $R(\theta, 0)$ формула (1) принимает следующий вид:

$$K(\theta) = \frac{(A_0^{\text{TE}})^2 - (A_0^{\text{TM}} \cos(\theta - \theta_0))^2}{(A_0^{\text{TE}})^2 + (A_0^{\text{TM}} \cos(\theta - \theta_0))^2} = \frac{\kappa^2 - \cos^2(\theta - \theta_0)}{\kappa^2 + \cos^2(\theta - \theta_0)}, \quad (19)$$

где κ – отношение амплитуд ТЕ и ТМ мод. Коэффициент κ здесь вводится как постоянная величина, однако, это возможно лишь при допущении, что ТЕ- и ТМ-компоненты отличаются между собой только по амплитуде, и не отличаются по виду функции распределения амплитуды на выходном зеркале. В таком случае κ связан с коэффициентом τ из формулы (12) следующим равенством:

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{\tau}}. \quad (20)$$

Угловая зависимость контраста мощности $K(\theta)$, построенная по формуле (17) при $\theta_0 = 0^\circ$ (плоская волна) представлена на рисунке 10.

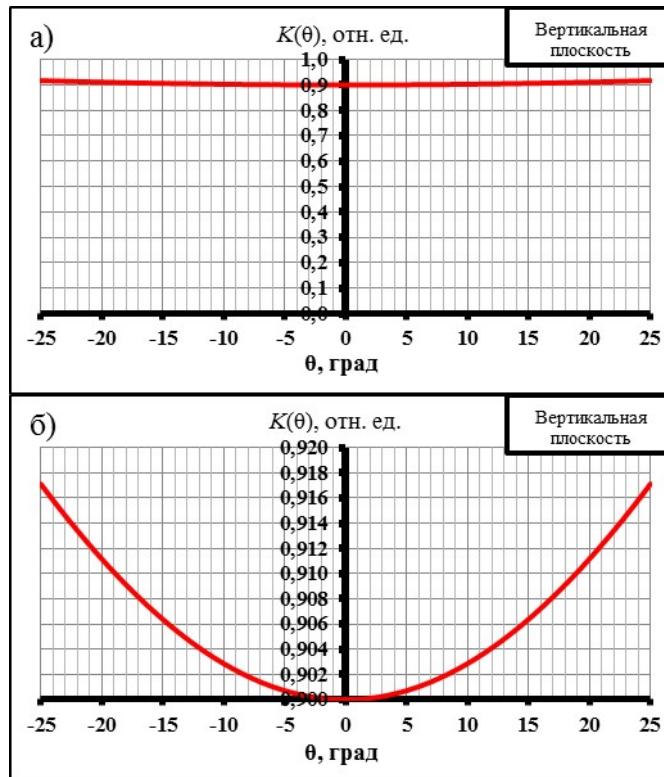


Рис. 10. Контраст мощности излучения ЛД в вертикальной плоскости, построенный с учётом векторного характера поля: а – стандартный масштаб; б – увеличенный масштаб

Сравнивая рисунки 3 a и 10 a можно заключить, что между классической и дипольно-волновой теорией дифракции при заданных допущениях в вертикальной плоскости угловые зависимости контраста мощности практически неразличимы, так как в обоих случаях изменение контраста мощности по мере увеличения угла не превышает 3%. Только при увеличении масштаба видна разница между этими зависимостями (рисунки 3 b и 10 b), но на практике определить это различие можно только такими измерительными приборами, погрешность которых не больше 0,5%. В настоящее время приборов, позволяющих проводить измерения с такой точностью, не существует.

В случае горизонтальной плоскости ($\phi = 90^\circ$) ось пропускания поляризатора, определяющая максимум и минимум интенсивности прошедшего излучения, соответственно ориентирована в направлении векторов e_θ и e_ϕ – наоборот, по сравнению со случаем расчёта контраста мощности в вертикальной плоскости. Сокращая также множитель $R(\theta, 90^\circ)$ формула (1) принимает вид:

$$\left[\begin{aligned} K(\theta) &= \frac{\left(A_0^{\text{TE}} \cdot \cos(\theta) + A_0^{\text{TM}} \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0) \right)^2 - \left(A_0^{\text{TM}} \cos(\theta_0) \right)^2}{\left(A_0^{\text{TE}} \cdot \cos(\theta) + A_0^{\text{TM}} \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0) \right)^2 + \left(A_0^{\text{TM}} \cos(\theta_0) \right)^2}, \\ K(\theta) &= \frac{(\kappa \cdot \cos(\theta) + \sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0))^2 - \cos^2(\theta_0)}{(\kappa \cdot \cos(\theta) + \sin(\theta) \cdot \sin(\theta_0))^2 + \cos^2(\theta_0)}. \end{aligned} \right] \quad (21)$$

Угловая зависимость контраста мощности $K(\theta)$, построенная по формуле (21) при $\theta_0 = 0^\circ$ представлена на рисунке 11.

Видно, что угловые зависимости контраста мощности на рисунках 4 и 11 отличаются между собой только при сравнении в увеличенном масштабе, где разность между крайними и осевыми значениями по углу θ контраста мощности очень мала. Тем не менее, контраст мощности, рассчитанный по классической теории, является медленно возрастающей функцией, тогда как согласно дипольно-волновой теории дифракции она убывает по мере ухода от оси пучка вдоль горизонтальной плоскости, что в большей степени соответствует экспериментальному результату.

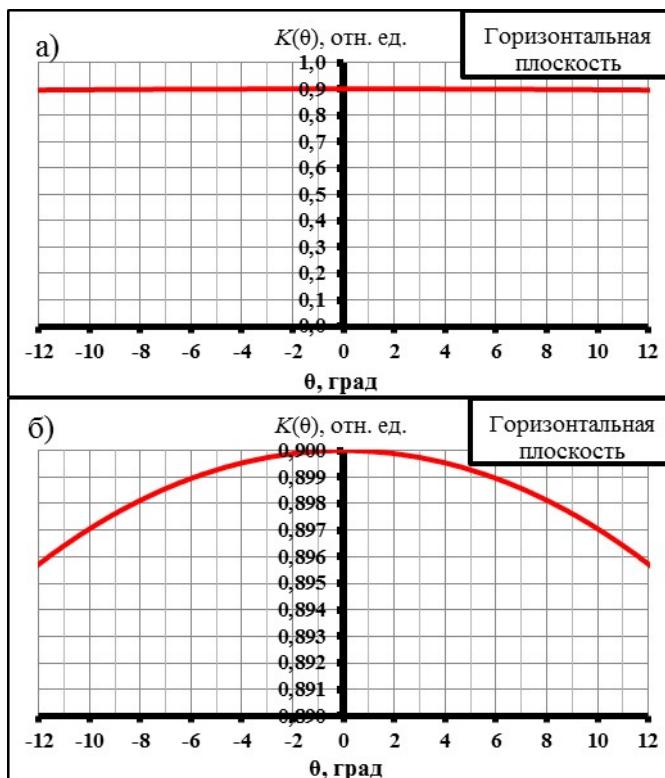


Рис. 11. Контраст мощности излучения ЛД в горизонтальной плоскости, построенный с учётом векторного характера поля: а – стандартный масштаб; б – увеличенный масштаб

Данные показывают, что в горизонтальной плоскости необходимо учитывать векторный характер поля при дифракции на выходном зеркале ЛД, но, кроме этого, допущение о том, что в этой плоскости имеет место плоский волновой фронт, неверно. Поэтому дальнейшие расчёты следует проводить, используя строгую теорию дифракции с учётом формы волнового фронта во избежание огромных расхождений эксперимента и теории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из целей данного исследования является создание модели излучения в свободное пространство одномодовых ЛД, которая учитывает как пространственно-энергетическую, так и поляризационную структуру пучка. Такая модель позволит создать теорию, описывающую зависимость эффективности ввода излучения внутрь волновода как от его параметров, так и от параметров оптической системы, а также углов вхождения излучения. По результатам исследования сделаны следующие выводы:

1. В вертикальной плоскости классическая и векторная теории дифракции дают примерно одинаковый результат, который в обоих случаях сходится с экспериментом. Поэтому в данной плоскости можно использовать классическую теорию, так как она является более упрощённой.

2. Существует принципиальная разница в поведении контраста мощности в горизонтальной плоскости между классической и векторной теориями дифракции.

3. Видно, что экспериментальная зависимость контраста мощности в горизонтальной плоскости сильно отличается как от классической, так и от векторной теории, но только в векторной теории контраст мощности убывает по мере ухода от оси пучка – как в эксперименте, но в меньшей степени, – что показывает актуальность её использования. Большие расхождения с экспериментом, по-видимому, связаны с неправильным допущением, что в горизонтальной плоскости дифракция происходит в параллельных лучах, то есть волновой фронт на выходном зеркале на самом деле неплоский.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор данной статьи выражает глубокую благодарность кандидату технических наук, доценту кафедры Физики им. В.А. Фабриканта НИУ «МЭИ» Близнюку Владимиру Васильевичу за предоставленные материалы в виде математических соотношений, описывающих теорию дифракции ТЕ- и ТМ-компонент излучения одномодовых лазерных диодов в свободное пространство.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров / М., Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 295 с., 1983
2. Thompson G.H.B. Physics of semiconductor laser devices // N.Y.: J. Wiley and Sons., – 1980. P. 185 – 186.
3. Низьев В.Г. Дипольно волновая теория дифракции электромагнитного излучения. // Успехи физических наук, – 2002, т.172, №5, С. 601-607.

V.A. Parshin

*Moscow Power Engineering Institute, Russia,
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: ParshinVasA@gmail.com*

ACCOUNT OF THE VECTOR CHARACTER THE RADIATION OF A LASER DIODE IN A FREE SPACE WHEN INTRODUCING TO THE OPTICAL FIBER IN THE INLET OF A LASER DOPPLER SYSTEM

It is shown that in the development of an algorithm for the optimum radiation level of a laser diode in an optical fiber, it is necessary to use the dipole-wave diffraction theory.

LASER DOPPLER ANEMOMETER, LASER DIODE, RADIATION POWER CONTRAST, TE- AND TM-COMPONENT