В. М. Колесников, И. С. Манак, А. Г. Буйкевич

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Исследование пространственного распределения и поляризационных параметров лазерного излучения всегда было актуальной задачей. Однако в последнее время в связи со значительным расширением практической сферы применения инжекционных лазеров возникла острая необходимость в разработке методов исследований, адаптированных к специфике формирования поля излучения полупроводниковыми лазерами, поскольку параметры этого поля варьируются в очень широких пределах.

Для лазеров с асимметричными резонаторами проблема определения пространственного распределения потока излучения не представляет особой сложности. Задание радиусов кривизны зеркал и оптического промежутка между ними полностью определяет структуру пучка излучения. Исходные параметры определяют матрицу $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ описания резонатора и соответственно структурные параметры пучка излучения [1]:

- радиус кривизны волнового фронта $R = \dfrac{2B}{D - A}$ (A, B, C, D – матричные элементы);
- расходимость волнового фронта $\dfrac{1}{R} = \dfrac{D - A}{2B}$;
- положение перетяжки пучка $z = \dfrac{A - D}{2C}$;
- радиус пучка в перетяжке $\omega_o = \left(\dfrac{-\lambda \sin\theta}{\pi c} \right)^{\frac{1}{2}}$;
- конфокальный параметр пучка $z_o = \dfrac{\pi\omega_o^{\,2}}{\lambda} = \dfrac{-\sin\theta}{c}$,
- половина угла расходимости в дальней зоне $Vp = \dfrac{\lambda}{\pi\omega_o} = \left(\dfrac{-\lambda c}{\pi \sin\theta} \right)$;

$\sin\theta$ определяется через характеристические корни матрицы резонатора $\lambda_{1,2} = \exp(i\theta) = \cos\theta + i\sin\theta$, где $\cos\theta = \frac{A+D}{2}$, а $\sin\theta = \pm\left[1-\left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]$ соответственно

Характеристические корни определяются из соотношения

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}\left[A+D\pm\sqrt{(A+D)^2-4}\right]$$

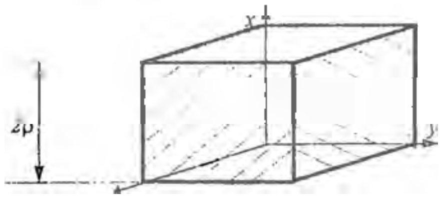

Рис. 1. Схема резонатора полупроводникового лазера

Наиболее полно характер пространственного распределения пучка можно описать через комплексный характер кривизны:

$$q = \frac{A-D}{2C} + \frac{i\sin\theta}{C}$$

Следует отметить, что приведенные соотношения справедливы для одномодового лазера, для многомодовых систем характер распределения усложняется в большей и в меньшей степени в соответствии с модовой структурой. Построение резонатора в форме планарного волновода – характерная структура построения резонатора полупроводникового инжекционного лазера. Поля мод можно представить (координаты согласно рис. 1) как

$$\overline{E}(x,y) = \overline{e}(x)\exp(i\beta z);\ \overline{H} = \overline{h}(x)\exp(i\beta z),$$

где β – постоянная распространения, или соответствующее значение моды.

В этом случае согласованные решения уравнений Максвелла имеют вид

$$\overline{e_\perp} = -(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}\frac{1}{kn^2}\overline{z}\times\left\{\beta\overline{h_\perp} + i\nabla_\perp h_z\right\},$$

$$\overline{h_t} = (\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}\frac{1}{k}zx\left\{\beta e_t + i\nabla_t e_z\right\},$$

$$e_z = i(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}\frac{1}{kn^2}z\cdot\nabla_t x\overline{h_t} = \frac{i}{\beta}\left\{\nabla_t\cdot\overline{e_t} + \left(\overline{e_t}\cdot\nabla_t\right)\ln n^2\right\};$$

$$\overline{h_z} = -i(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}z\cdot\nabla_t\cdot x\cdot\overline{e_t} = \frac{i}{\beta}\cdot\nabla_t\cdot\overline{h_t},$$

в которых $e_x = e_z = h_y = 0$. Векторные операторы даны в [3]. Эти решения являются ТЕ-модами, а e_y удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 e_y}{dx^2} + \left(n^2k^2 - \beta^2\right)e_y = 0.$$

Если профиль показателя преломления представить в общем виде

$$n^2(X) = n_{c_0}^2\left[1 - 2\Delta f(X)\right],\quad X = x/\rho,$$

где $f(X) > 0$ то получим

$$\left[\frac{d^2}{dX^2} + U^2 - V^2 f(X)\right]e_y = 0,$$

где n_{c_0} – показатель преломления сердцевины; n_{c_l} – показатель преломления оболочки; $\beta = \frac{1}{\rho}\left\{\frac{V^2}{2\Delta} - U^2\right\}^{1/2}$ – постоянная распространения; $U = \rho\left(k^2 n_{c_0}^2 - \beta^2\right)^{1/2}$ – параметр моды в сердцевине; $V = \frac{2\pi}{\lambda}\rho\left(n_{c_0}^2 - n_{c_l}^2\right)^{1/2}$ – волноводный параметр; $\Delta = \frac{n_{c_0}^2 - n_{c_l}^2}{2n_{c_0}^2}$ – параметр высоты профиля; e_y – является решением скалярного волнового уравнения.

Остальные компоненты поля определяются следующим образом:

$$h_x = -(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}\frac{\beta}{k}e_y;$$

$$h_z = -(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}\frac{\beta}{k}\frac{de_y}{dx}.$$

В волноводах с параболическим профилем поле выражается через полиномы Эрмита H_n порядка $n \geq 0$. В случае гиперболического тангенсного профиля поле выражается через функции Лежандра P^{ν}, где ν не обязательно должно быть целым числом, а четные и нечетные значения n соответствуют четным и нечетным модам. В случае экспоненциального профиля e_y описывается функцией Бесселя первого рода J_p, порядок которой p неявно определяется непрерывностью поля в точке $x = 0$. В случае линейного профиля e_y выражается через функции Эйри первого рода.

Прохождение оптического потока через плоскую границу из среды с показателем преломления n_2 в среду с показателем преломления n_1 формально описывается френелевскими соотношениями для отраженного и прошедшего потоков.

Лазерные моды по конфигурации отличаются от плоских волн в силу неоднородности амплитуды в поперечном направлении и в силу непланарности волнового фронта. В результате коэффициент отражения R_{ms} для лазерной моды даже при нулевых поперечных индексах (R_{00}) может заметно отличаться от R_1. Преобразование потока лазерной моды на торцевом обрыве диэлектрического волновода подобно рассеянию, причем этот поток разбивается на вышедший во внешнюю среду (пропорционально коэффициенту прозрачности), отраженный в ту же моду (пропорционально R для основной моды), а также потоки, отраженные в другие направляемые и вытекающие моды (их доля пропорциональна коэффициенту рассеяния). Это действительно вблизи порога, выше порога необходимо учитывать влияние неоднородного по длине резонатора насыщения усиления. Формирование индикатрисы излучения определяется следующими факторами.

– дифракцией на границе излучающей зоны на зеркале резонатора;

– непрозрачностью выходящего волнового фронта вследствие поперечных потоков излучения в резонаторе и оптических неоднородностей;

– наложением нескольких индикатрис со смещенными осевыми направлениями (многомодовый режим работы);

– различными размерами излучающей зоны в поперечных направлениях, соответственно различной кривизной волнового фронта в ортогональных плоскостях распространения излучения (астигматизм пучка излучения).

По картине в ближней зоне (распределения излучения на зеркале резонатора) с применением теории дифракции можно рассчитать индикатрису излучения, определяющую картину в дальней зоне. Эта задача разрешима при одном условии – в случае одномодового режима работы. Актуальна обратная задача – выяснение структуры моды или модового состава по картине в дальней зоне. Для одномодового режима важнейшим свойством является сохранение гауссова профиля в ближней и дальней зонах. Угловое распределение во взаимно ортогональных плоскостях распространения излучения [2] составляет

$$\Delta\theta = 2\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{1}{2}(\ln 2)\left[(2/k_0\rho)^2 + (\rho/R_{0x})^2\right]\right\}^{1/2},$$

где k_0 – волновой вектор; ρ – ширина излучающей области в ближней зоне; R_{0x} – радиус кривизны волнового фронта в вертикальном сечении в плоскости $z = 0$. Для перпендикулярного сечения

$$\Delta\psi = 2\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{1}{2}(\ln 2)\left[(2/k_0\omega_0)^2 + (\omega_0/R_{0y})^2\right]\right\}^{1/2},$$

где ω_0 и R_{0y} – ширина излучающей области и кривизна волнового фронта в ближней зоне в горизонтальной плоскости.

Отклонение главного лепестка от оси свидетельствует о наличии асимметричного профиля в резонаторе. Минимальная расходимость излучения достигается при $1/R_{0x} = 1/R_{0y} = 0$ (дифракционный предел):

$$\Delta\theta_0 = 2\,\mathrm{arctg}(0{,}59\lambda/\pi\rho);$$

$$\Delta\Psi_0 = 2\,\mathrm{arctg}(0{,}59\lambda/\pi\rho).$$

Ввиду малой толщины активного слоя расходимость излучения в вертикальном сечении обычно весьма значительна. Большая расходимость обусловлена эффектом оптического ограничения.

За основную модель исследований примем модель инжекционного лазера с резонатором в форме планарного световода с оптической длиной b. Поле излучения является суперпозицией мод типа TEM_{mn}. Аналитическое выражение для поля излучения представляет собой гауссо-эрмитово распределение:

$$E_{mn} = \frac{1}{p}E_{0mn}e^{-\frac{x^2+y^2}{2p^2}}H_m\left(\frac{x}{p}\right)H_n\left(\frac{y}{p}\right)e^{i\varphi}, \qquad (1)$$

где H_m – полином Эрмита порядка m, $p = \sqrt{\left(1+\frac{4z^2}{b^2}\frac{\lambda b}{4\pi}\right)}$; z – координата в направлении оси резонатора. Из выражения (1) видно, что фронт волны не является плоским, это приводит к расходимости пучка.

При генерации на модах типа TEM_{00} поле излучения распределено в пространстве по закону

$$E_{00} = \frac{1}{p} E_{000} e^{-\frac{x^2+y^2}{2p^2}} e^{i\varphi}$$

Расходимость можно характеризовать линиями равных амплитуд, т. е. кривыми, проходящими через точки, в которых напряженность поля меньше напряженности поля на оси резонатора в заданное число раз.

При постоянной мощности излучения

$$e^{-\frac{x^2+y^2}{2p^2}} = \text{const}$$

линии равных амплитуд в плоскости (x, y) задаются уравнением

$$\frac{x^2}{p^2} = \text{const}.$$

Если размеры пятна определить по уровню половинной мощности, то $e^{-\frac{x^2}{p^2}} = \frac{1}{2}$ и $\frac{x^2}{p^2} = \ln 2$ или, подставив значение p,

$$\frac{4\pi x^2}{\lambda b \ln 2} - \frac{4z^2}{b^2} = 1.$$

Из гиперболического характера линий равных амплитуд вытекает неоднозначное понятие расходимости. В этом случае под углом расходимости следует понимать угол между асимптотами кривых. Уравнение асимптот имеет вид

$$x = \pm\sqrt{\frac{\lambda \ln 2}{\pi b}} \cdot z.$$

Угол расходимости выражается как

$$\theta_m = 2\sqrt{\frac{\lambda \ln 2}{\pi b}} = 0{,}939\sqrt{\frac{\lambda}{b}}$$

Асимптотическое поведение линий равных амплитуд начинается при $\frac{4z^2}{b^2} \geq 1$. Далее определяется расстояние, с которого можно измерять расходимость пучка. Для измерения расходимости пучка может быть использован метод фокального пятна.

Преобразование поля идеальной безаберрационной оптической системой дает в фокальной плоскости амплитудное распределение, адекватное диаграмме направленности. Таким образом, измерение диаграммы направленности в дальней зоне может быть заменено измерением поля в фокальном пятне.

На рис. 2 представлена оптическая схема устройства для определения угла расходимости пучка излучения инжекционного лазера [5].

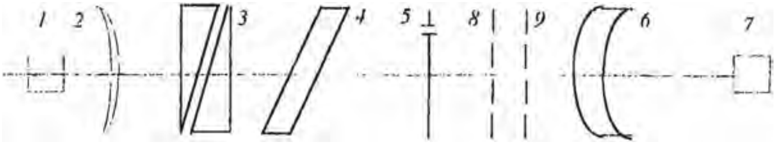

Рис. 2. Оптическая схема измерителя угла расходимости:
1 – инжекционный лазер; *2* – коллимирующая безаберрационная оптическая система; *3* – призменная система для исправления астигматизма пучка излучения; *4* – плоскопараллельная стеклянная пластина для коррекции пучка относительно оптической оси; *5* – сканирующая диафрагма; *6* – собирающая оптическая система; *7* – приемник излучения

Поток излучения коллимируется системой *2* и собирается в плоскость анализа *7* системой *6*. Анализ угла расходимости пучка излучения инжекционного лазера усложняется наличием астигматизма в структуре поля излучения. Для исправления астигматизма в зоне коллимации пучка вводится призменная система. Изменением угла разворота призм варьируется коэффициент анаморфозы, которым компенсируется коэффициент астигматизма пучка. Калибровка угла разворота с учетом линейной связи между коэффициентами астигматизма и анаморфозы дает возможность производить непосредственный отсчет коэффициента астигматизма по углу разворота призм.

При исправлении астигматизма призменной системой пучок излучения смещается с оптической оси. Коррекция смещения производится наклоном плоскопараллельной стеклянной пластинки *4*.

Пучок излучения, проходящий через диафрагму *5*, дает в фокальной плоскости системы *6*, где установлен приемник излучения *7*, изображение с интенсивностью, пропорциональной углу расходимости. Сканирование диафрагмой *5* в двух взаимно ортогональных плоскостях дает полную информацию об угле расходимости лазерного излучения. Реальная картина углового распределения потока излучения инжекционного лазера строится с учетом измеренного коэффициента астигматизма.

Для измерения поляризационных параметров пучка излучения методику оценки можно развивать при некотором изменении базовой схемы (рис. 2.). Убирается диафрагма 5, на ее место предусматривается установка четвертьволновой пластинки 8 и поляризатора 9. Возможные варианты оценки поляризационных параметров ограничены четырьмя методами построения: сфера Пуанкаре, матрицы Стокса, Мюллера, Джонса. С учетом весьма сложной, неоднозначной технологии формирования поляризационных параметров, особенно для квантоворазмерных инжекционных лазеров [2, 4], метод Стокса видится более перспективным. Реализация этого метода производится по следующему алгоритму.

Предположим, что пучок распространяется вдоль оси oz, ось oy расположена в вертикальной плоскости, ox – в горизонтальной. Световое поле характеризуется угловой частотой ω, компоненты электрического вектора определяются выражениями.

$$E_x = A\cos\theta\cos\omega t\ ;\ E_y = A\sin\theta\cos(\omega t + \theta),$$

где A – амплитуда, θ – фаза осциллирующего поля. Если исключить ωt, то получается уравнение, связывающее x- и y-компоненты электрического вектора световой волны:

$$\frac{E_x^2}{A^2\cos^2\theta} - \frac{2E_xE_y\cos\Delta}{A^2\sin\theta\cos\theta} + \frac{E_y^2}{A^2\sin^2\theta} = \sin^2\Delta,$$

где Δ – фазовый сдвиг. Обозначим $E_1 = A\cos\theta$, $E_2 = A\sin\theta$, тогда

$$\frac{E_x^2}{E_1^2} - \frac{2E_xE_y\cos\Delta}{E_1E_2} + \frac{E_y^2}{E_2^2} = \sin^2\Delta. \qquad (2)$$

Уравнение (2) определяет эллипс с полуосями, параллельными осям ox и oy. Для состояния поляризации, описываемого величинами E_1, E_2 и Δ, определяются четыре параметра Стокса [1]:

$I = E_1^2 + E_2^2 = A^2$,

$Q = E_1^2 - E_2^2 = A^2\cos^2\theta - A^2\sin^2\theta = A^2\cos 2\theta = I\cos 2\theta$;

$U = 2E_1E_2\cos\Delta = 2\left(A\cos\theta\right)\left(A\sin\theta\right)\cos\Delta = A^2\sin 2\theta\cos\Delta = I\sin 2\theta\cos\Delta$;

$V = 2E_1E_2\sin\Delta = I\sin 2\theta\sin\Delta$

В соответствии с определениями этих величин

$$E_1^2 = \frac{1}{2}(I+Q),\ E_2^2 = \frac{1}{2}(I-Q),\ \sin^2\Delta = \frac{V^2}{4E_1^2E_2^2} = \frac{V^2}{I^2-Q^2}$$

Наименьший угол $\alpha/2$, который одна из осей эллипса составляет с осью ox:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{U}{Q} = \operatorname{tg}2\theta\cos\Delta$$

При этом отношение квадратов длин малой и большой осей имеет вид

$$\frac{I-\sqrt{(Q^2+U^2)}}{I+\sqrt{(Q^2+U^2)}} = \frac{1-\sqrt{1-\sin^2 2\theta\sin^2\Delta}}{1+\sqrt{1-\sin^2 2\theta\sin^2\Delta}}$$

Четыре параметра Стокса, определяющие состояние поляризации пучка лазерного излучения, можно рассматривать как элементы матрицы размером 4x1 - столбец (вектор) Стокса:

$$S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

1. В позицию *9* (рис. 2) устанавливается поляроид (из хода лучей убирается диафрагма *2*) так, что плоскость пропускания его параллельна оси ox. Поляроид пропускает интенсивность, которая пропорциональна квадрату амплитуды вектора электрического поля, т. е. $E_\parallel^2$.

2. Поляроид разворачивается, плоскость его пропускания выстраивается вертикально, т. е. параллельно оси oy. Теперь поляризатор пропускает интенсивность пропорционально квадрату y-компоненты вектора электрического поля, т. е. $E_\perp^2$. В результате определены величины:

$$I = E_\parallel^2 + E_\perp^2 \text{ и } Q = E_\parallel^2 - E_\perp^2.$$

3. Исходный пучок пропускается через поляроид, плоскость пропускания которого образует угол 45° с горизонталью, и проходит через первый и третий квадраты. Используя матрицу Мюллера, соответствующую поляроиду, получаем вектор Стокса для пучка, прошедшего через поляроид:

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}I\\ Q\\ U\\ V\end{bmatrix}=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}I+U\\ 0\\ I+U\\ 0\end{bmatrix}$$

Таким образом, интенсивность пучка, прошедшего через поляроид, равна $(1/2)(I + U)$

4. Поляроид ориентирован так, что его плоскость пропускания также составляет 45° с горизонталью, но проходит через второй и четвертый квадраты. После вычисления матрицы Мюллера для такого положения поляризатора получается значение вектора Стокса:

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\\ -1 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}I\\ Q\\ U\\ V\end{bmatrix}=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}I-U\\ 0\\ -I+U\\ 0\end{bmatrix}$$

Интенсивность пучка в этом случае $(1/2)(I - U)$. Разность интенсивности четвертого и третьего измерения дает параметр U.

Таким образом, определены три из четырех параметров Стокса. Для измерения четвертого параметра в позицию *8* устанавливается четвертьволновая пластинка так, что ее быстрая ось горизонтальна. Используя матрицу Мюллера для четвертьволновой пластинки, определяем вектор Стокса:

$$\begin{bmatrix}1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 1\\ 0 & 0 & -1 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}I\\ Q\\ U\\ V\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}I\\ Q\\ V\\ -U\end{bmatrix}$$

5. Пучок, прошедший через четвертьволновую пластинку, пропускается через поляроид, плоскость пропускания которого образует угол 45° с горизонталью и проходит через первый и третий квадраты, вектор Стокса для этого случая:

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}I\\ Q\\ V\\ -U\end{bmatrix}=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}I+V\\ 0\\ I+V\\ 0\end{bmatrix}$$

Интенсивность на выходе поляроида $(1/2)(I + V)$.

6. Пучок, вышедший из четвертьволновой пластинки, пропускается через поляроид, ориентированный так, что плоскость его пропускания образует угол 45° с горизонталью и проходит через второй и четвертый квадраты. Вектор Стокса для этого случая:

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} I \\ Q \\ V \\ -U \end{bmatrix} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} I - U \\ 0 \\ -I + U \\ 0 \end{bmatrix}$$

Интенсивность равна $(1/2)(I - V)$. Если взять разность интенсивности пятого и шестого измерений, получим параметр V.

Таким образом установлены все четыре параметра U, следовательно, определен угол оси эллипса с горизонталью, т. е. ориентация эллипса относительно излучающей области, соотношение длин малой и большой осей. Кроме того, параметр I означает интенсивность пучка, Q – параметр преимущественной горизонтальной поляризации, U - параметр преимущественной поляризации под углом 45°, V - параметр преимущественной правой циркулярной поляризации. Если параметр принимает отрицательное значение, то это означает, что преимущественной является ортогональная форма поляризации.

Степень поляризации связана с параметрами Стокса:

$$\frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}$$

Метод исследования поляризационных параметров, основанный на определении вектора Стокса, имеет достаточно универсальную сферу применения, кроме исследований инжекционных лазеров можно проводить исследования газовых, твердотельных и других лазеров. Единственное условие – учет конфокального параметра, который может привести к изменению входного объектива.

Литература

1. *Джеррард А., Бёрч Дж. М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978.
2. *Елисеев П. Г.* Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983.
3. *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987.
4. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры.Мн.: БГУ, 1999.