Краткие сообщения по физике № 10-1985 г.

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА МОДОВЫЙ ШУМ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

С.Г. Кривошлыков, Н.И. Петров, И.Н. Сисакян

УДК 535.31:535.8:621.373.826

С помощью модового подхода исследуется влияние регулярных продольно-неоднородных участков волноводов на уровень модового шума, а также зависимость его от степени как пространственной, так и временной когерентности излучения источника.

Интерференция между модами приводит к появлению пятнистой картины (спекл-структуры) на выходном торце многомодового волновода, если он возбуждается достаточно когерентным источником излучения (см., напр., /1–3/). Динамические изменения спекл-структуры, которые приводят к флуктуациям потерь, т.е. к амплитудной модуляции передаваемого сигнала при прохождении через неоднородные участки волновода, называются модовым шумом /4/.

Для исследования его в настоящее время используются как теория пятнистой картины (см., напр., /5/), так и метод, основанный на модовом анализе распространяющегося в волноводе излучения (см., напр., /6/). Во многих случаях оказывается, что для оценки уровня модового шума достаточно использовать простые выражения, получаемые из теории пятнистой картины. Однако, как показали недавние исследования, уровень модового шума зависит не только от величины потерь на неоднородных участках, но и от характера самой неоднородности. Например, при фиксированном уровне потерь осевое смещение приводит к большему модовому шуму, чем продольное смещение между волноводами /7/. Это свойство не может быть предсказано на основе теории пятнистой картины. Кроме того, уровень модового шума существенно зависит от распределения энергии излучения по модам волновода /8/, причем в некоторых случаях результаты модовой теории качественно отличаются от предсказаний теории пятнистой картины. Все это показывает, что для более корректного исследования модового шума следует пользоваться модовой теорией.

Модовый шум характеризуется величиной отношения средней мощности, введенной во второй волновод, к ее среднеквадратичному отклонению и определяется как отношение сигнала к шуму следующим образом /6/:

$$S/N = (\overline{\eta}/\sigma(\eta))^2, \quad \sigma(\eta) = (\overline{(\eta - \overline{\eta})^2})^{1/2}, \tag{1}$$

где $\eta = P_{II}/P_I$ – эффективность связи между волноводами; P_I и P_{II} – мощности соответственно в первом и во втором волноводах. Пусть в плоскости $z = 0$ волновод освещается стационарным, спектрально чистым световым полем

$$\Gamma_u(\vec{x}, t_1; \vec{x}', t_2) = \Gamma_s(\vec{x}, \vec{x}')\,\Gamma_t(\tau), \quad \tau = t_1 - t_2, \tag{2}$$

где $\Gamma_s(\vec{x}, \vec{x}')$ – пространственная, а $\Gamma_t(\tau)$ – временная корреляционные функции, причем последняя определяется спектральной плотностью $G(\Omega)$ внешнего поля:

$$\Gamma_t(\tau) = \int_0^\infty G(\Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega.$$

Распределение мощности излучения источника по модам первого волновода задается выражением (см., напр., /9/):

$$\langle a_m a_n^* \rangle = \int \Psi_m(\vec{x})\,\Gamma_u(\vec{x}, \vec{x}', 0, \tau)\Psi_n^*(\vec{x}')\,d\vec{x}\,d\vec{x}', \tag{3}$$

где $\Psi_m(\vec{x})$ – волновая функция m-ой моды.

Будем считать, что трансформация энергии между модами в первом волноводе до области стыка отсутствует.*) Мощность, введенная во второй волновод, определяется выражением:

$$\langle b_\mu b_\nu^* \rangle = \int E_\mu(\vec{x})\,E_\nu^*(\vec{x}')\,\Gamma_u(\vec{x}, \vec{x}', L, \tau)\,d\vec{x}\,d\vec{x}', \tag{4}$$

где $E_\mu(\vec{x})$ и $E_\nu^*(\vec{x}')$ – моды второго волновода; $\Gamma_u(\vec{x}, \vec{x}', L, \tau)$ – пространственно-временная корреляционная функция в плоскости $z = L$ (см., напр., /11/):

$$\Gamma(\vec{x}, \vec{x}', L, \tau) = \int_0^\infty d\Omega\, G(\Omega) e^{-i\Omega\tau} \sum_{m,n} \gamma_{mn\Omega} \Psi_{m\Omega}(\vec{x})\,\Psi_{n\Omega}^*(\vec{x}') \times$$
$$\times \exp\left(i\left[\beta_m(\Omega) - \beta_n(\Omega)\right] L\right). \tag{5}$$

Здесь $\gamma_{mn\Omega} = \int d\vec{x}\,d\vec{x}'\,\Psi_{m\Omega}(\vec{x})\,\Psi_{n\Omega}^*(\vec{x}')\,\Gamma_s(\vec{x}, \vec{x}', 0)$; $\Psi_{m\Omega}(\vec{x})$ – моды первого волновода; L – длина первого волновода; $\beta_m(\Omega)$ – постоянная распростра-

*) В настоящее время имеются оптические волокна, в которых связь между невырожденными модами практически отсутствует вплоть до 5 км /10/.

нения m-ой моды. Отсюда для эффективности возбуждения второго волновода $\eta = \sum_{\mu}^{M} |b_\mu|^2 / \sum_{m}^{N} |a_m|^2$, где N и M – числа распространяющихся мод соответственно в первом и втором волноводах. В случае квазимонохроматического источника ($\Delta\Omega \ll \Omega$) получаем:

$$\eta = \left(\sum_{m}^{N} |a_m|^2\right)^{-1} \int d\Omega G(\Omega) e^{-i\Omega\tau} \sum_{\mu=1}^{M} \sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} \langle a_m a_n^* \rangle_s e^{i[\varphi_{mn} - \tau_{mn}(\Omega - \Omega_0)]} \times$$

$$\times I_{m\mu} I^*_{n\mu} = \left(\sum_{m}^{N} |a_m|^2\right)^{-1} \int d\Omega G(\Omega) e^{-i\Omega\tau} \times \tag{6}$$

$$\times \sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} \langle a_m a_n^* \rangle_s e^{i[\varphi_{mn} - \tau_{mn}(\Omega - \Omega_0)]} F_{mn},$$

где

$$\tau_{mn}(z) = (1/V_m - 1/V_n) z, \quad V_m^{-1} = (d\beta(\Omega)/d\Omega)_{|\Omega=\Omega_0}, \quad F_{mn} = \sum_{\mu=1}^{M} I_{m\mu} I_{n\mu},$$

$$I_{m\mu} = \int \Psi_{mI} E_{\mu II} d\vec{x}, \quad \varphi_{mn} = (\beta_m(\Omega_0) - \beta_n(\Omega_0)) z.$$

Коэффициенты F_{mm} определяют эффективность связи m-ой моды первого волновода с m-ой модой второго волновода, а недиагональные элементы F_{mn} с $m \neq n$ могут рассматриваться как интерференционные члены, ответственные за флуктуации коэффициентов связи, обусловленные интерференцией между модами первого волновода. Следовательно, чем больше вклад недиагональных элементов, тем больше флуктуации интенсивности и обусловленный ими модовый шум.

Усредняя по различным фазам φ_{mn}, для средней мощности $\bar{\eta}$ получаем выражение /6/:

$$\bar{\eta} = \sum_{m=1}^{N} |a_m|^2 F_{mm} / \sum_{m=1}^{N} |a_m|^2, \tag{7}$$

где функция спектральной плотности $G(\Omega)$ нормирована так, что $\int_0^\infty G(\Omega) d\Omega = 1$. Дисперсия мощности η имеет вид:

$$\sigma^2(\eta) = \overline{(\eta - \bar{\eta})^2} = \left(\sum_{m=1}^{N} |a_m|^2\right)^{-1} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N} \sum_{n=1}^{N} \Gamma(\tau_{mn}) |\langle a_m a_n^* \rangle_s|^2 (F_{mn})^2, \tag{8}$$

где функция $\Gamma(\tau_{mn})$ определяется групповыми задержками между модами и временной когерентностью источника, величины $\langle a_m a^*_n \rangle_s$ задаются пространственной когерентностью излучения источника, а члены F_{mn} характеризуются геометрией задачи. В частности, для спектра излучения с лоренцевой формой линии излучения функция $\Gamma(\tau)$ имеет вид:

$$\Gamma(\tau) = \exp\,(-|\tau|/\tau_c)\,. \tag{9}$$

Отсюда следует известный результат (см., напр., /6/): при уменьшении времени когерентности τ_c флуктуации мощности уменьшаются и равны нулю для полностью некогерентного излучения. Из (8) видно, что дисперсия мощности уменьшается также при уменьшении недиагональных элементов $\langle a_m a^*_n \rangle_s$. Физически это соответствует уменьшению степени пространственной когерентности излучения источника. Например, для δ-коррелированного источника $\langle a_m a^*_n \rangle = \delta_{mn}$, и следовательно, модовый шум отсутствует. Для пространственно полностью когерентного излучения формула (8) переходит в соответствующее выражение, полученное в /6/.

Еще одним способом уменьшения модового шума, как видно из (8), является уменьшение недиагональных членов F_{mn}, что эквивалентно уменьшению трансформации энергии между различными модами, обусловленной несовершенством стыка. При отсутствии трансформации энергии между модами флуктуации мощности также отсутствуют, т.е. уровень модового шума равен нулю. При обычном стыке двух различных волноводов модовый шум неизбежен, поскольку $F_{mn} \neq 0$. Использование согласующих вставок между волноводами позволяет уменьшить недиагональные величины F_{mn}, а при отсутствии несоосности возможно идеальное согласование двух различных градиентных волноводов, при котором модовый шум, обусловленный стыком, полностью исчезает. Например, при соосной стыковке двух градиентных волноводов с различными градиентными параметрами ω_1 и ω_2 наличие вставки с градиентным параметром $\omega_0 = (\omega_1\omega_2)^{1/2}$ и длиной $L = (\pi n_0/2\omega_0)(2m+1)$, $m = 0, 1, 2, \ldots$ /12/ обращает в нуль недиагональные элементы F_{mn}.

В заключение отметим, что в большинстве случаев использование согласующих элементов между волноводами является наиболее эффективным способом уменьшения модового шума.

Институт общей физики АН СССР Поступила в редакцию 10 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Epworth R.E. Tech. Digest, Fourth Europ. Conf. on Optical Communications, Genoa, 1978.
2. Crosignani B., Daino B., Di Porto P. J. Opt. Soc. Amer., 66, 1312 (1976).
3. Takahara H. Appl. Opt., 15, 609 (1976).
4. Epworth R.E. Laser Focus, 17, 109 (1981).
5. Tremblay Y., Kawasaki B.S., Hill K.O. Appl. Opt., 20, 1652 (1981).
6. Petermann K. IEEE J. Quant. Electr., QE-16, 761 (1980).
7. Das S., Englefield C.G., Goud P.A. Appl. Opt., 23, 1110 (1984).
8. Wood T.H. Opt. Lett., 9, 102 (1984).
9. Кривошлыков С.Г., Петров Н.И., Сисакян И.Н. ЖТФ, 55, 1763 (1985).
10. Kawasaki S., Tanji H. Tech. Digest, Fourth. Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communications, Tokyo, 1983.
11. Дерюгин И.А., Абдуллаев С.С., Мирзаев Аг.Т. Квантовая электроника, 4, 2173 (1977).
12. Кривошлыков С.Г., Сисакян И.Н. Квантовая электроника, 7, 553 (1980).