

$$\begin{aligned} \langle v_n + 1, J' km | \tilde{M}(v_n) | v_n, J km \rangle = & [(v_n + 1)/2]^{1/2} (-1)^{k+m} [(2J + 1)(2J' + 1)]^{1/2} \times \\ & \times \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ m & 0 & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ k & 0 & -k \end{pmatrix} \mu_n \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\Theta_n}{\mu_n} [J'(J' + 1) - J(J + 1)] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{\Theta_n}{\mu_n} [J'(J' + 1) + J(J + 1)] \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $k = 0$, m — магнитное квантовое число. Сила перехода получается как квадрат выражения (16), суммированный по всем значениям m . Аналогично можно записать матричные элементы $\tilde{M}(v_i)$. Квадрат выражения в фигурной скобке в (16) называется F -фактором. Интересно отметить, что обычно наблюдаемая асимметрия интенсивности P - и R -ветвей обусловлена вторым членом в F -факторе.

Литература

- [1] Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М., 1949.
- [2] P a r o u š e k D., A l i e v M. R. — Molecular Vibrational-Rotational Spectra. Elsevier, Amsterdam, 1982.
- [3] P u g h L. A., R a o K. N. — In: Molecular Spectroscopy: Modern Research / Ed. by K. N. Rao. Academic Press, N. Y., 1976, v. II, p. 165—227.
- [4] S m i t h M. A. H., R i n s l a n d C. P., F r i d o v i c h B., R a o K. N. — In: Molecular Spectroscopy: Modern Research / Ed. by K. N. Rao. Academic Press, N. Y., 1985, v. III, p. 111—248.
- [5] H e r m a n R., W a l l i s R. F. — J. Chem. Phys., 1955, v. 23, p. 637—646.
- [6] А л и е в М. Р., М и х а й л о в В. М. — Опт. и спектр., 1981, т. 51, в. 4, с. 633.
- [7] A l i e v M. R., W a t s o n J. K. G. — In: Molecular Spectroscopy: Modern Research / Ed. by K. N. Rao. Academic Press, N. Y., 1985, v. III, p. 1—67.
- [8] А л и е в М. Р., М и х а й л о в В. М. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 1, с. 219—221.

Поступило в Редакцию 11 ноября 1985 г.

УДК 532.2

Опт. и спектр., т. 60, в. 5, 1986

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДВУХЧАСТОТНОГО ФАЗОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ ДЛЯ ПРОТЯЖЕННЫХ НЕОДНОРОДНЫХ ТРАСС

Высотина Н. В., Розанов Н. Н., Семенов В. Е.

Передающие адаптивные системы, построенные по методу фазового сопряжения с помощью управляемого гибкого зеркала, способны эффективно транспортировать излучение на трассах с неоднородностью, вызванной турбулентностью или же нелинейными эффектами [1, 2]. К значительным техническим преимуществам, связанным с ограниченной спектральной чувствительностью фотодетекторов, используемых для диагностики искажений волнового фронта, могло бы привести построение схемы, в которой длина волны встречного (зондирующего) излучения λ_z отличается от длины волны излучения, транспортируемого через неоднородную среду λ_r (рис. 1). Эффективность адаптивной компенсации турбулентных искажений такими системами исследовалась в [3–5], главным образом для случая «крупномасштабных» неоднородностей.

В настоящей работе рассматривается широкий диапазон изменения масштабов неоднородностей a . В условиях мелкомасштабных неоднородностей возрастает роль протяженности трассы, что принципиально ограничивает достижимую эффективность метода фазового сопряжения из-за развитой амплитудно-фазовой конверсии искажений излучения.¹ Ширину пучков для определенности мы будем считать бесконечной, так как влияние их ограниченности на эффективность адаптации хорошо изучено и не вызывает затруднений при включении в алгоритм расчета.

¹ Это ограничение можно было бы снять при амплитудно-фазовой адаптации, реализация которой возможна в схеме с двумя гибкими (управляемыми) зеркалами [6].

Поскольку протяженность трассы сказывается уже при значительной длине ее однородного промежутка L , будем считать сначала сам слой неоднородной среды достаточно тонким ($l_n \ll 2\pi a^2/\lambda$). Моделируем неоднородность фазовым экраном со случайным распределением вариаций оптической длины $l(x, y)$, средним значением $\langle l(x, y) \rangle = 0$ и нормальной (гауссовой) функцией корреляции

$$\frac{1}{d^2} \int_{d \times d} \langle l(x' + x, y' + y) l(x', y') \rangle dx' dy' = \sigma_l^2 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right). \quad (1)$$

Здесь σ_l^2 — дисперсия случайного распределения l , а d — достаточно большой размер, так что в конечных результатах можно положить $d \rightarrow \infty$. Статистически однородное распределение $l(x, y)$ записывается в виде ряда Фурье

$$l(x, y) = \sum_{n, m} A_{nm} \cos\left(\frac{\pi n}{d} x + \psi_n\right) \cos\left(\frac{\pi m}{d} y + \psi_m\right), \quad (2)$$

где ψ_p — случайные фазы, равномерно распределенные на интервале $(-\pi, \pi)$. Подразумевая в дальнейшем переход к пределу $d \rightarrow \infty$ и соответствующую

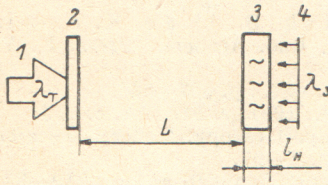


Рис. 1. Схема адаптации.

1 — транспортируемое излучение с длиной волны λ_t ; 2 — транспарант (гибкое зеркало), формирующий волновой фронт транспортируемого излучения; 3 — слой неоднородной среды; 4 — зондирующее излучение с длиной волны λ_z и исходным плоским волновым фронтом. Конечный волновой фронт зондирующего излучения определяется в сечении 2.

замену суммирования интегрированием, удобно в (2) считать n и m четными, что позволяет опустить в (1) знак усреднения [6]. При этом

$$A_{2n, 2m} = A_{n, m} = \frac{2\sqrt{\pi}a}{d} \sigma_l \exp\left(-\frac{\pi^2(n^2 + m^2)a^2}{2d^2}\right). \quad (3)$$

Аналитическому рассмотрению поддается случай слабого фазового экрана $\sigma_l/\lambda \ll 1$. При этом комплексная амплитуда зондирующего излучения после прохождения случайного фазового экрана и участка однородной трассы длиной L становится равной

$$A_3 = A_{0z} \left\{ 1 + i \frac{2\pi}{\lambda_z} \sum A_{n, m} \cos\left(\frac{2\pi n}{d} x + \psi_n\right) \times \right. \\ \left. \times \cos\left(\frac{2\pi m}{d} y + \psi_m\right) \cdot \exp\left(i \frac{4\pi^2(n^2 + m^2)L}{2k_z d^2}\right) \right\}, \quad (4)$$

где A_{0z} — исходная амплитуда зондирующего излучения (плоской волны).

Комплексная амплитуда поля транспортируемого излучения после фазовой коррекции (рис. 1, сечение 2) с исходной амплитудой A_{0t}

$$A_t^{(2)} = A_{0t} \left\{ 1 - i \frac{2\pi}{\lambda_t} \sum A_{nm} \cos\left(\frac{2\pi n}{d} x + \psi_n\right) \times \right. \\ \left. \times \cos\left(\frac{2\pi m}{d} y + \psi_m\right) \cdot \cos\left(\frac{4\pi^2(n^2 + m^2)L}{2k_z d^2}\right) \right\}, \quad (5)$$

а после прохождения слоя неоднородной среды (рис. 1, сечение 3)

$$A_t^{(3)} = A_{0t} \left\{ 1 - i \frac{2\pi}{\lambda_t} \sum A_{nm} \cos\left(\frac{2\pi n}{d} x + \psi_n\right) \cos\left(\frac{2\pi m}{d} y + \psi_m\right) \times \right. \\ \left. \times \left[\cos\left(\frac{4\pi^2(n^2 + m^2)L}{2k_z d^2}\right) \exp\left(i \frac{4\pi^2(n^2 + m^2)L}{2k_t d^2}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (6)$$

Интересующее нас число Штреля (относительная максимальная яркость) получим из (6) при переходе $d \rightarrow \infty$ и соответствующей замене суммирования интегрированием

$$S = 1 - \sigma_l^2 \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \left\{ \frac{3}{2} + \left[\frac{1}{4} \frac{1}{1 + 2i \frac{1}{\pi N_3}} - \frac{1}{2} \frac{1}{1 + i \frac{1}{\pi N_3} + i \frac{1}{\pi N_T}} - \frac{1}{2} \frac{1}{1 + i \frac{1}{\pi N_3} - i \frac{1}{\pi N_T}} + \text{к. с.} \right] \right\}, \quad (7)$$

где $N_3 = \frac{a^2}{\lambda_3 L}$; $N_T = \frac{a^2}{\lambda_T L}$.

Заметим, что для «одномерных» неоднородностей $l = l(x)$ было бы

$$S_x = 1 - \sigma_l^2 \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \left\{ \frac{3}{2} + \left[\frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{1 + 2i \frac{1}{\pi N_3}}} - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + i \frac{1}{\pi N_3} + i \frac{1}{\pi N_T}}} - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + i \frac{1}{\pi N_3} - i \frac{1}{\pi N_T}}} + \text{к. с.} \right] \right\}. \quad (8)$$

Протяженная неоднородная среда эквивалентна нескольким статистически независимым фазовым экранам, расстояние между которыми ΔL удовлетворяет неравенству

$$a < \Delta L < 2\pi a^2/\lambda.$$

Здесь размер неоднородностей a считается значительно превышающим длину волны излучения λ , а суммарная дисперсия σ_l^2 равна дисперсии на одном экране σ_1^2 , умноженной на число экранов M . При небольших дисперсиях σ_l^2 достаточно учесть только однократного рассеяния на неоднородностях, а энергии рассеянного излучения равна сумме энергий, рассеянных на отдельных экранах. Поэтому, используя выражение (7) и заменяя суммирование по экранам интегрированием по длине протяженной неоднородной трассы, получим следующий вид числа Штреля:

$$S_l = 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \sigma_l^2 \left\{ \frac{3}{2} + \left[\frac{1}{4} \frac{\pi N_3}{2i} \ln \left(1 + 2i \frac{1}{\pi N_3} \right) - \frac{1}{2i} \frac{\pi N_3 N_T}{N_T + N_3} \ln \left(1 + i \frac{1}{\pi N_3} + i \frac{1}{\pi N_T} \right) + \frac{1}{2i} \frac{\pi N_3 N_T}{N_3 - N_T} \ln \left(1 + \frac{i}{\pi N_3} - \frac{i}{\pi N_T} \right) + \text{к. с.} \right] \right\}. \quad (9)$$

В одномерном случае $l = l(x)$

$$S_{lx} = 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \sigma_l^2 \left\{ \frac{3}{2} + \left[\frac{1}{4} \frac{2\pi N_3}{2i} \left(\sqrt{1 + 2i \frac{1}{\pi N_3}} - 1 \right) - \frac{1}{2i} \frac{2\pi N_3 N_T}{N_T + N_3} \left(\sqrt{1 + \frac{i}{\pi N_3} + \frac{i}{\pi N_T}} - 1 \right) + \frac{1}{2i} \frac{2\pi N_3 N_T}{N_T - N_3} \left(\sqrt{1 + \frac{i}{\pi N_T} - \frac{i}{\pi N_3}} - 1 \right) + \text{к. с.} \right] \right\}. \quad (10)$$

Формулы (7)–(10) упрощаются в следующих предельных случаях:

а) $N_T, N_3 \gg 1$

$$\left. \begin{aligned} S &= 1 - 8 \frac{\sigma_l^2}{\lambda_T^2 N_T^2}, & S_x &= 1 - 3 \frac{\sigma_l^2}{\lambda_T^2 N_T^2}, \\ S_l &= 1 - \frac{8}{3} \frac{\sigma_l^2}{\lambda_T^2 N_T^2}, & S_{lx} &= 1 - \frac{\sigma_l^2}{\lambda_T^2 N_T^2}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Как видно из (11), уменьшение числа Штреля для трасс одинаковой общей длины с протяженной или же сосредоточенной неоднородностью отличается в 3 раза.

$$б) N_T, N_s \ll 1, N_s^{-1} - N_T^{-1} \ll 1$$

$$\left. \begin{aligned} S &= 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \sigma_T^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi^2} (N_s^{-1} - N_T^{-1})^2 \right], \\ S_x &= 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \sigma_T^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{3}{8\pi^2} (N_s^{-1} - N_T^{-1})^2 \right], \\ S_l &= 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \sigma_T^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{3\pi^2} (N_s^{-1} - N_T^{-1})^2 \right], \\ S_{lx} &= 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda_T^2} \sigma_T^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{8\pi^2} (N_s^{-1} - N_T^{-1})^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Числа Штреля в рассматриваемых случаях близки

$$S \approx S_l \approx S_x \approx S_{lx} \approx 1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} \sigma_T^2, \quad (13)$$

тогда как в отсутствие адаптации отличие числа Штреля от единицы вдвое больше

$$S \sim 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \sigma_T^2. \quad (14)$$

$$в) N_T, N_s \ll 1, |N_s^{-1} - N_T^{-1}| \gg 1,$$

$$S \approx S_l \approx S_x \approx S_{lx} \approx 1 - 6\pi^2 \frac{\sigma_T^2}{\lambda^2}, \quad (15)$$

т. е. число Штреля ниже значения без адаптации.

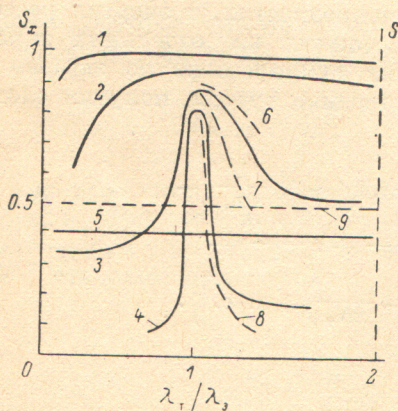


Рис. 2.

Число Штреля S_x при различных числах Френеля N_T : 1 — 5, 2 — 1, 3 — 0.5, 4 — 0.05, 5 — без адаптации; число Штреля S : 6 — $N_T=1$; 7 — $N_T=0.5$; 8 — $N_T=0.05$; 9 — без адаптации.

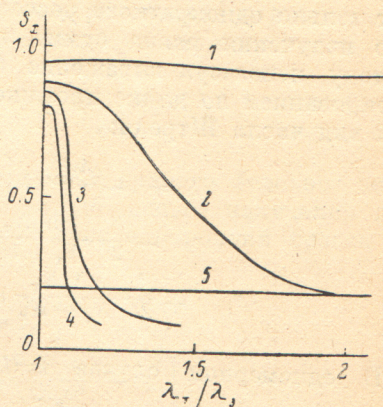


Рис. 3.

N_T : 1 — 5, 2 — 0.15, 3 — 0.05, 4 — 0.01; 5 — без адаптации.

При не малых величинах искажений в неоднородной среде $\sigma_T^2 = 4\pi^2 \sigma_T^2 / \lambda_T^2 \gg 1$ результаты могут быть получены численно. Рассчитанная зависимость числа Штреля от отношения длин волн λ_T / λ_s представлена на рис. 2 и 3 соответственно для сосредоточенной и протяженной неоднородных сред при различных числах Френеля N_T . Видно, что использование схемы адаптации со значительным отличием длин волн зондирующего и транспортируемого излучений допустимо только для достаточно коротких трасс. Отметим, что даже при не малой дисперсии $\sigma_T^2=1$ имеется хорошее количественное согласие численных результатов с аналитическими, полученными в предположении $\sigma_T^2 \ll 1$. Таким образом, приведенные выше соотношения и представленные на рис. 2 и 3 результаты могут служить для прогнозирования эффективности адаптации в двухчастотном режиме на трассе с мелкомасштабными по сравнению с шириной пучков излучения оптическими неоднородностями.

- [1] Адаптивная оптика: Сб. статей. М., 1980.
 [2] Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П., Сухоруков А. П., Чесноков С. С. — Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т. 23, № 1, с. 1—37.
 [3] Holmes J. F., Gudimetla V. S. R. — JOSA, 1983, v. 73, N 9, p. 1119—1122.
 [4] Lukin V. P. — Opt. Lett., 1979, v. 4, p. 15—17.
 [5] Розанов Н. Н., Семенов В. Е. — Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 24, с. 1531—1534.
 [6] Семенов В. Е. — Квант. электрон., 1982, т. 9, № 5, с. 1005—1009.

Поступило в Редакцию 13 ноября 1985 г.

УДК 535.34 : 539.124

Опт. и спектр., т. 60, в. 5, 1986

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ КОРОТКОВОЛНОВОГО КРЫЛА СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ СОЛЬВАТИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА

Закарая М. Г., Майсурадзе Г. Г.

Согласно многочисленным экспериментальным работам, спектр сольватированного электрона в полярной среде представляет собой широкую, бесструктурную и асимметричную линию (с медленно убывающим коротковолновым крылом по сравнению с длинноволновым) с максимумом, лежащим [в области ~ 1 эВ. Независимо от того, являются ли начальное и конечное состояния электрона локализованными или делокализованными, ионные состояния взаимодействуют сильно с большой областью окружающей полярной среды. В рамках теории линейного диэлектрического континуума в [1] проведен расчет форм поглощения сольватированных в воде и аммиаке электронов. Учет реального вида комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ воды дал лучшее (по сравнению с теорией Пекара [2]) согласие расчетной и экспериментальной ширины и асимметрии спектра поглощения. Что же касается вычислений спектра электрона в аммиаке с помощью аппроксимации $\varepsilon(\omega)$ в форме одной дебаевской функции

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\infty) + [\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)] / (1 + i\omega\tau_D), \quad \tau_D \approx 1.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \quad (1)$$

полученной экстраполяцией результатов измерений $\varepsilon(\omega)$ для NH_3 [3], то они для коэффициента экстинкции $K(\nu)$ при $T=242$ К не дали заметного отличия от результата одночастотной модели

$$K(\nu) \sim \nu \exp \{-(h\nu - h\nu_{\max})^2 / \delta^2\}. \quad (2)$$

В формуле (2) $\delta \approx 2\sqrt{kTE_r}$ с энергией реорганизации среды E_r .

Как будет показано далее, указанное расхождение экспериментальной и расчетной кривых фактически связано с допущением применимости метода перевала и для расчета коротковолнового крыла $K(\nu)$. Действительно, согласно [4-6], в случае необрезанного спектра частот $\text{Im } \varepsilon(\omega) / |\varepsilon(\omega)|^2$ в $K(\nu)$

$$K(\nu) = (4\pi^2 \beta d^2 / 3ic) \nu \int_{-i\infty}^{i\infty} d\theta \exp \{ \beta \theta (h\nu - \Delta E) - \Phi(\theta) \}, \quad \beta \equiv 1/kT, \quad (3)$$

где d — дипольный момент перехода между начальным (с энергией E_i) и конечным (с E_f) электронными состояниями, $\Delta E = E_f - E_i$, а c — скорость света, функция $\Phi(\theta)$, описывающая динамику среды,

$$\Phi(\theta) = \frac{2E_r}{\pi \hbar C_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2} \frac{\text{Im } \varepsilon(\omega)}{|\varepsilon(\omega)|^2} \frac{\text{sh}[(\beta \hbar \omega / 2) \theta] \text{sh}[\beta \hbar \omega (1 - \theta) / 2]}{\text{sh}(\beta \hbar \omega / 2)}, \quad (4)$$