

В. В. Теселкин

(Институт коллоидной химии и химии воды им. А. В. Думанского
АН Украины, Киев)

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ АДАПТАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ДИСПЕРСНЫХ ВОДНЫХ СИСТЕМ

Theoretical equations have been obtained which make it possible to raise adaptation of laser radiation in the case of its interaction with the disperse medium.

Адаптация излучения широко используется в оптических методах исследования оптически неоднородных сред с целью увеличения разрешения и повышения чувствительности. При этом в зоне луча, прошедшего через анализируемую среду, с помощью элементов адаптивной оптики осуществляется корректировка фазового фронта световой волны. Однако для осуществления такой корректировки необходимо знать характер искажения фронта волны, который часто не известен. Определение закона трансформации фазы представляет трудоемкую задачу, требует дополнительных исследований, особенно в случаях изменяющегося во времени и в пространстве состояния среды.

Использование лазеров позволяет избежать указанные трудности, если анализируемую среду поместить внутрь оптического резонатора. Необходимым условием реализации метода является то, что усиление активной среды лазера должно быть достаточным для компенсации потерь, дополнительно вносимых в резонатор исследуемой средой. Это проще реализовать в трехзеркальном резонаторе, представляющем два связанных через среднее зеркало оптических резонатора, в один из которых помещена среда. В такой системе может быть осуществлена автоадаптация за счет самосогласованного поля, устанавливающегося в резонаторе при взаимодействии прямой и обратной волн. Рассмотрим прохождение монохроматической волны через среду в свободном пространстве и внутри оптического резонатора.

В свободном пространстве прохождение волны описывается волновым уравнением вида

$$\nabla^2 U(r) + K^2 [1 + 2 n_1(r)] U(r) = 0, \quad (1)$$

где $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$, $K = 2\pi / \lambda$ — волновое число, λ — длина волны, n_1 — меняющаяся часть показателя преломления, $U(r) = \varepsilon(z, \rho) \exp(i K z)$. Пусть волна распространяется вдоль оси, а граничные условия задаются в плоскости $z = 0$. Амплитуда электрического поля носит комплексный характер и имеет вид $\varepsilon(r) = a(r) \exp(i \Phi(r))$.

Если неоднородности существенно больше длины волны и в пределах этой неоднородности амплитуда поля изменяется медленно, то выражение (1) может быть приведено к виду

$$\nabla^2 \varepsilon + 2 i K (\partial \varepsilon / \partial z) + 2 K^2 n_1 \varepsilon = 0 \quad (2)$$

с граничным условием $\varepsilon(z=0, \rho) = \varepsilon_0(\rho)$. Решением уравнения (2) является следующая функция:

$$\varepsilon(z, \rho) = \frac{K}{2\pi i z} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\rho) \exp \left[\frac{iK}{2z} (\rho_2 - \rho_1) + \theta(\rho_2, \rho_1) \right] d\rho, \quad (3)$$

где $\varepsilon_0(\rho_1) = a_0(\rho_1) \exp [i\Phi_0(\rho_1)]$ — комплексная амплитуда поля в плоскости $z=0$; a_0 и Φ_0 — действительные значения амплитуды и фазы исходного поля; $\theta(\rho_2, \rho_1)$ — случайный набег фазы при распространении волны из точки $(0, \rho_1)$. В уравнении (3) выражение

$$\frac{K}{2\pi i z} \exp \frac{iK}{2z} (\rho_2 - \rho_1)^2 = \Gamma_0(\rho_2 - \rho_1)$$

есть функция Грина Γ_0 для свободного пространства.

Выражение для $\varepsilon(z, \rho_2)$ является обобщением принципа Гюйгенса—Френеля и может быть использовано для исследования оптически неоднородных сред, так как позволяет представить случайный характер распространения волны через неоднородность в виде следующей линейной системы:

$$\varepsilon(\rho_2) = \varepsilon(z, \rho_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \Gamma(\rho_2, \rho_1) d\rho_1,$$

где $\Gamma(\rho_2, \rho_1)$ — решение уравнения

$$\nabla^2 \Gamma + 2iK(\partial \Gamma / \partial z) + 2K^2 \Pi_1 \Gamma = \delta(\rho_2 - \rho_1),$$

в котором $\delta(\rho_2 - \rho_1)$ есть дельта-функция

$$\Gamma(\rho_2, \rho_1) = \frac{K}{2\pi i z} \exp \left[\frac{iK}{2z} (\rho_2 - \rho_1)^2 + \theta(\rho_2, \rho_1) \right].$$

Выразим эту функцию через функцию Грина для свободного пространства и оператор $\beta(\rho_2, \rho_1) = \exp [i\theta(\rho_2, \rho_1)]$, т. е.

$$\Gamma(\rho_2, \rho_1) = \Gamma_0(\rho_2 - \rho_1) \beta(\rho_2, \rho_1).$$

Комплексная фаза $\theta(\rho_2, \rho_1)$ состоит из двух слагаемых — логарифма относительной амплитуды $\gamma = \ln(a/a_0)$ и вещественной фазы α . Для слабо неоднородных сред $\theta(\rho_2, \rho_1) = i\alpha(\rho_1)$, тогда результирующее поле в точке приема сигнала имеет вид

$$\Gamma(\rho_2 - \rho_1) = \frac{K}{2\pi i z} \exp \left[\frac{iK}{2z} (\rho_2 - \rho_1)^2 + i\alpha(\rho_1) \right].$$

Введем корректирующий волновой фронт $\varepsilon_{\kappa}(\rho_1) = a_{\kappa} \exp[-i\theta_{\kappa}(\rho_1)]$ с оператором коррекции $\beta_{\kappa}(\rho_1) = \exp[-i\theta_{\kappa}(\rho_1)]$, тогда получим

$$\varepsilon(\rho_2) = \frac{a_{\kappa} K \exp(iK\rho_2^2/2z)}{2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{iK\rho_2\rho_1}{z} + i[\alpha(0, \rho_1) - \theta(\rho)]\right] d\rho_1.$$

При $\theta_{\kappa}(\rho_1) = \alpha(0, \rho_1)$ в плоскости объекта поле будет иметь следующий закон распределения:

$$\varepsilon(\rho_2) = \frac{K}{2\pi iz} \exp\left(\frac{iK}{2z}\rho_2^2\right) \int_{-\infty}^{\infty} a_{\kappa} \exp\left(-\frac{iK\rho_2\rho_1}{z}\right) d\rho_1,$$

представляющее предельно сфокусированное поле в дальней зоне.

Рассмотрим теперь поле внутри оптического резонатора лазерной системы. Если усиление достаточно для компенсации потерь на поглощение, дифракционные потери и потери на рассеяние света в веществе, то в такой системе возбуждается генерация и устанавливающееся в резонаторе поле на первом зеркале является сопряженным с полем на втором зеркале

$$\eta^{(1)} \varepsilon^{(1)}(\rho_1) = \int_{-r_1}^{r_2} K(\rho_2, \rho_1) \varepsilon^{(2)}(\rho_2) d\rho_2,$$

где $K(\rho_2, \rho_1)$ — ядро системы, равное

$$K(\rho_2, \rho_1) = \left(\frac{i}{\lambda z}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{iK}{2z}(\xi_1\rho_1^2 + \xi_2\rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2)\right],$$

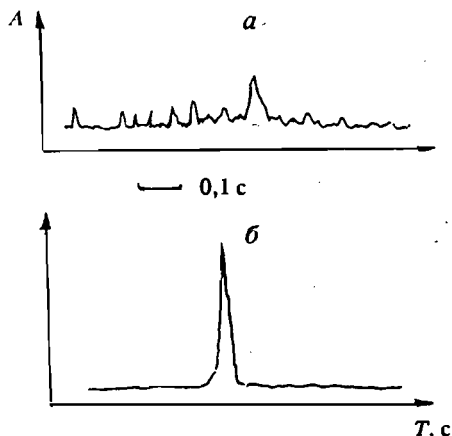
где $\xi_i = (1 - R_i/L)$, а R_i — радиусы кривизны соответствующих зеркал. При помещении среды ядро должно быть дополнено поправкой на возмущение

$$K'(\rho_2, \rho_1) = K(\rho_2, \rho_1) + h_{\kappa}(\rho_2, \rho_1).$$

Тогда результирующее поле в резонаторе примет вид

$$\eta_1^{(1)} \varepsilon_1^{(1)}(\rho_1) = \int_{-r_1}^{r_2} K'(\rho_1, \rho_2) \varepsilon_1^{(2)}(\rho_2) d\rho_2.$$

При $h_{\kappa}(\rho_2, \rho_1) = \frac{1}{L} [\rho_2^2 R_2 - (L - R_1)\rho^2]$ это поле эквивалентно полю, прошедшему через анализируемую среду вне резонатора с амплитудно-фазовой компенсацией поля вызываемыми средой возмущениями, т. е. внутри оптического резонатора при возникновении генерации устанавливается адаптированное поле, и в этом смысле лазер представляет собой фактически автоадаптирующую систему, что открывает новые широкие возможности в оптике неоднородных сред. Поскольку внутри оптического резонатора световое поле по интенсивности в десятки раз выше, чем интенсивность выходного излучения,



Спектры частиц латекса в поле бегущей и стоячей волн лазерного излучения.

а — вне резонатора, *б* — внутри оптического резонатора.

и носит резонансный характер, то адаптация в стоячей световой волне имеет большее оптическое разрешение по сравнению с адаптацией в бегущей волне.

Для экспериментальной проверки теоретических положений через луч лазера, проходящего кювету с водой, пропускали одиночные непрозрачные частицы CaCO_3 диаметром порядка 100 мкм. Схема позволяла пересекать частицей два расщепленных с помощью полупрозрачной пластинки луча одинаковой интенсивности и диаметра. Кювета располагалась так, что частица при свободном падении в воде сначала пересекала луч за пределами резонатора, а затем пересекала второй луч внутри резонатора, в качестве которого использовалась трехзеркальная система. С помощью фотоприемника

регистрировались электрические импульсы от одиночной частицы, которые сравнивались по амплитуде и ширине.

Из сравнения осциллограмм, полученных экспериментально и приведенных на рисунке, видно, что контрастность пика электрического импульса, получаемого при внутрирезонаторном взаимодействии частицы с полем, выше на порядок. При этом оптическое разрешение частицы также возрастает в несколько раз, о чем свидетельствует меньшая длительность импульса, получаемого при внутрирезонаторном пересечении поля частицей.

Эксперименты по взаимодействию частиц твердой фазы в воде с лазерным излучением показывают, что при внутрирезонаторном характере взаимодействия поля с частицей происходит автоадаптация излучения вследствие устанавливающейся самосогласованности полей прямой и обратной волн в резонаторе. Это взаимодействие носит резонансный характер, вследствие чего оказывается гораздо эффективнее по сравнению с использованием обычных адаптивных систем.

Рукопись поступила 11.03.93