

ДОПЛЕРОВСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРА

А. В. Васильев, В. А. Зубов, Б. С. Ринкевичюс

УДК 535.417:621.375.826

Для измерения временной когерентности лазерного излучения предложено использовать зависимость параметров сигнала лазерного доплеровского анемометра от степени когерентности. Экспериментально получена зависимость амплитуды переменной составляющей доплеровского сигнала от квадрата модуля комплексной степени когерентности.

Классическим методом измерения временной когерентности лазеров является метод, основанный на измерении видности интерференционной картины в интерферометре Майкельсона /1/. Недостатком этого метода является трудоемкость обработки интерферограмм.

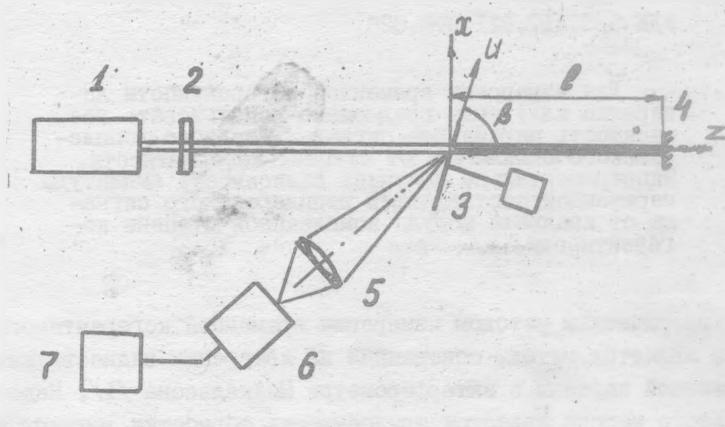
Как известно, в лазерном доплеровском анемометре также используется явление интерференции двух лазерных пучков /2/. Следовательно, измерение параметров доплеровского сигнала, зависящего от оптической разности хода пучков и когерентности лазера, позволяет изучать когерентность.

Поместим начало координат в точке, где измеряется степень когерентности (рис. 1). Рассмотрим интерференцию двух гауссовых пучков: прямого, распространяющегося от лазера, и обратного, отраженного от зеркала, установленного на расстоянии l от начала координат. Напряженность электрического поля этих пучков имеет вид:

$$E_1(x, y, z, t) = A(t) \exp \left[- \frac{(x^2 + y^2)}{w^2} \right] \exp \left[- j \left[\omega t - \frac{\omega}{c} z \right] \right], \quad (1)$$

$$E_2(x, y, z, t) = rA(t + \tau) \exp \left[- \frac{(x^2 + y^2)}{w^2} \right] \exp \left[- j \left[\omega t + \frac{\omega}{c} (z - 2l) \right] \right],$$

где $A(t)$ - амплитуда прямого пучка, w - радиус пучка, где амплитуда уменьшается в e раз, ω - частота, r - коэффициент уменьшения амплитуды, $\tau = (2l - z)/c$ - временная задержка. В области пересечения этих пучков образуется интерференционное поле, полосы которого направлены перпендикулярно оси oz . Период интерференционных полос $\Lambda = \lambda/2$.



Р и с. 1. Схема измерения $|y(\tau)|^2$: 1 - пучок лазерного излучения, 2 - фазовая пластинка, исключающая связь зеркала 4 с резонатором лазера, 3 - прозрачный вращающийся диск, 5 - объектив, 6 - фотоприемник, 7 - измерительный прибор

Предположим, что через это интерференционное поле движется со скоростью u малая частица, положение которой меняется следующим образом: $x = x_0 + ut \sin\beta$, $y = y_0$, $z = z_0 + ut \cos\beta$. Напряженность поля рассеянных волн в некоторой точке с координатами ξ, η, ζ будет

$$E_{1\text{рас}}(\xi, \eta, \zeta, t) =$$

$$= B_1 A(t) \exp\left\{-\left[(x_0 + ut \sin\beta)^2 + y_0^2\right] w^{-2}\right\} \exp\left\{-j\left[\omega t - \frac{\omega}{c}(z_0 + ut \cos\beta)\right]\right\}$$

$$E_{2pac}(\xi, \eta, \zeta, t) = \\ = B_2 r A(t + \tau) \exp\left\{-\left[(x_0 + ut \sin \beta)^2 + y_0^2\right] w^{-2}\right\} \exp\left\{-j[\omega t + \right. \quad (2) \\ \left. + \frac{\omega}{c} (z_0 + ut \cos \beta - 2l)]\right\},$$

где коэффициенты B_1 и B_2 зависят от оптических свойств частицы, ее размера, направления наблюдения рассеянного света, расстояния до точки наблюдения. В результате интерференции рассеянных волн плотность мощности будет

$$I_{pac}(\xi, \eta, \zeta, t) = C \left[B_1^2 \langle A^2(t) \rangle \exp\left\{-2\left[(x_0 + ut \sin \beta)^2 + y_0^2\right] w^{-2}\right\} + \right. \\ + B_2^2 \langle A^2(t + \tau) \rangle r^2 \exp\left\{-2\left[(x_0 + ut \sin \beta)^2 + y_0^2\right] w^{-2}\right\} + \quad (3) \\ \left. + 2 \operatorname{Re} B_1 B_2^* r^* \langle A(t) A^*(t + \tau) \rangle \exp\left\{-2\left[(x_0 + ut \sin \beta)^2 + y_0^2\right] w^{-2}\right\} \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{j\left[2 \frac{\omega}{c} ut \cos \beta + 2 \frac{\omega}{c} z_0 - 2 \frac{\omega}{c} l\right]\right\}\right],$$

где C - коэффициент, зависящий от выбора системы единиц измерения, а скобки означают усреднение за время T , связанное с характеристиками регистрирующей схемы и удовлетворяющее условию $2\pi/\omega \ll T \ll 2\pi/2(\omega/c)u \cos \beta$. Мощность рассеянного света, собираемого в телесном угле $\Delta\Omega$, будет

$$P_{pac}(t) = \int_S I_{pac}(\xi, \eta, \zeta, t) d\xi d\eta d\zeta, \quad (4)$$

где S - площадь входной апертуры регистрирующего устройства. С учетом (3) выражение (4) принимает вид

$$P_{pac}(t) = I_1 \exp\left\{-2\left[(x_0 + ut \sin \beta)^2 + y_0^2\right] w^{-2}\right\} \left[\Delta\sigma_{11} + r^2 \Delta\sigma_{22} + \right. \\ \left. + 2 \operatorname{Re} \Delta\sigma_{12} r^* \gamma(\tau) \exp\left\{j\left[2 \frac{\omega}{c} ut \cos \beta + 2 \frac{\omega}{c} z_0 - 2 \frac{\omega}{c} l\right]\right\}\right], \quad (5)$$

где $I_1 \equiv \langle \Lambda^2(t) \rangle = C \langle \Lambda^2(t + \tau) \rangle$, $\Delta\sigma_{11} \equiv \int_S B_1^2 ds$,
 $\Delta\sigma_{22} \equiv \int_S B_2^2 ds$, $\Delta\sigma_{12} \equiv \int_S B_1 B_2^* ds$ - сечения рассеяния для частицы,

существенные при определении фазы рассеянных волн, $\chi(\tau) = \langle \Lambda(t)\Lambda^*(t + \tau) \rangle / \langle \Lambda^2(t) \rangle$ - комплексная степень когерентности. Методика расчета сечений рассеяния приведена в /3/.

Поскольку ток фотоприемника $i(t) = \rho P_{\text{рас}}(t)$, где ρ - чувствительность фотоприемника, то из (5) видно, что фототок приемника содержит осциллирующую составляющую, амплитуда которой зависит от модуля комплексной степени временной когерентности $|\chi(\tau)|$, т.е.

$$i_{\sim}(t, \tau) = 2\rho |\Delta\sigma_{12}| I_1 |r| \exp\left\{-2 \left[(x_0 + uts \sin \beta)^2 + y_0^2 \right] w^{-2}\right\} |\chi(\tau)|. \quad (6)$$

Экспериментально $|\chi(\tau)|$ можно найти, используя следующее соотношение

$$|\chi(\tau)| = i_{\sim}(t, \tau) / i_{\sim}(t, 0). \quad (7)$$

Таким образом, измеряя амплитуду переменной составляющей доплеровского сигнала и нормируя ее по значению при $\tau = 0$, получаем величину модуля комплексной степени временной когерентности. Измерение фазы $\chi(\tau)$ требует измерения фазы доплеровского сигнала, местоположения частицы при $t = 0$ и учета фазы, вносимой за счет рассеяния на частице и отражения от зеркала. Измерение $|\chi(\tau)|$ по описанной методике хотя и возможно, но достаточно сложно, так как необходимо иметь либо строго монодисперсные частицы, либо одну и ту же частицу перемещать по одинаковой траектории.

Значительно проще реализуется эксперимент с полидисперсными частицами и измерением среднеквадратичного значения осциллирующей составляющей фототока, тогда экспериментально определяется величина

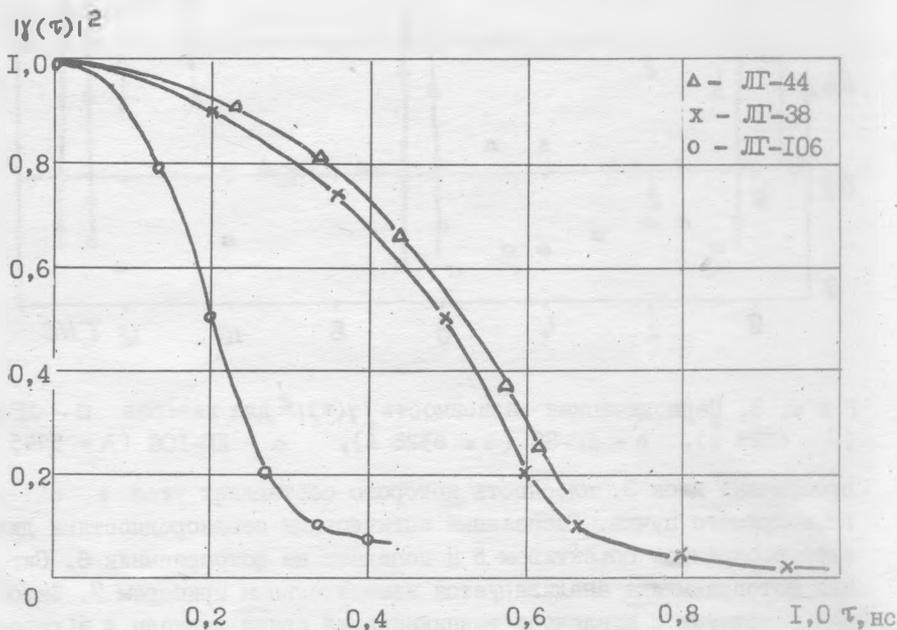
$$|\chi(\tau)|^2 = \langle i_{\sim}^2(t, \tau) \rangle / \langle i_{\sim}^2(t, 0) \rangle, \quad (8)$$

где осреднение проводится по многим частицам, движущимся с одинаковой скоростью. Временная задержка $\tau = (2l - z)/c$ при движении частицы через пучок меняется, поэтому возникает неопределенность в определении τ . Величина неопределенности, зависящей от размера пучка и направления движения частицы, определяет разрешение и равна

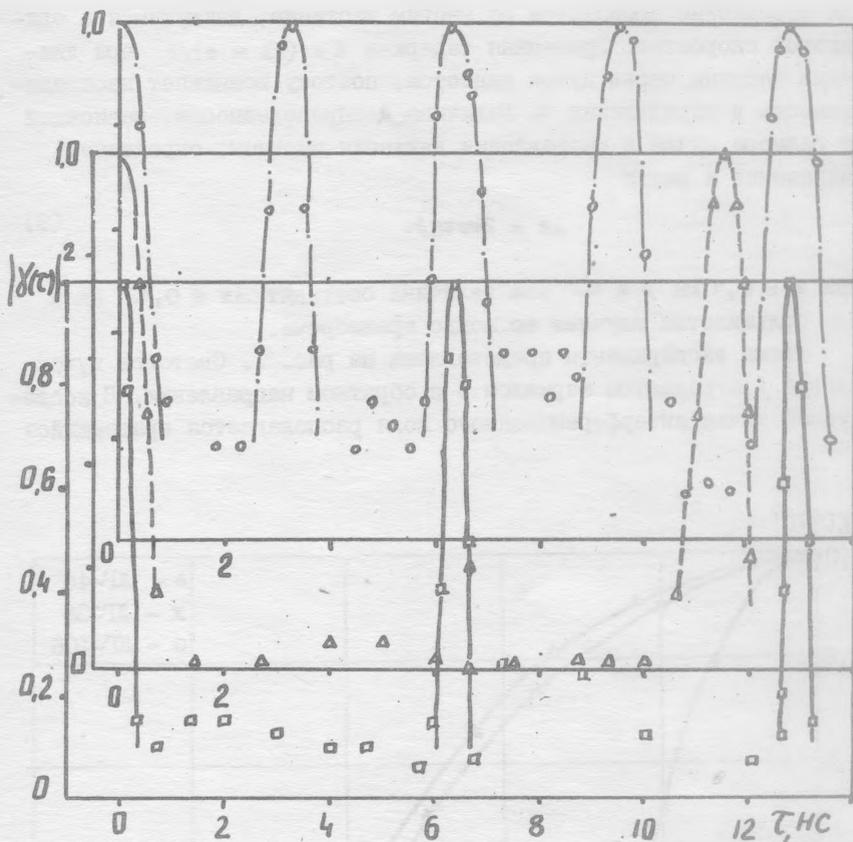
$$\Delta z = 2wctg\beta. \quad (9)$$

При $w = 0,1$ мм $\beta = 60^\circ$ эта величина составит $\Delta z \approx 0,12$ мм и для большинства случаев ее можно пренебречь.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Световой пучок лазера 1 отражается зеркалом 4 в обратном направлении. В исследуемой точке интерференционного поля располагается вращающийся



Р и с. 2. Зависимость $|\chi(\tau)|^2$ при небольших τ для различных лазеров



Р и с. 3. Периодическая зависимость $|\gamma(\tau)|^2$ для лазеров \square - ЛГ-44 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), Δ - ЛГ-38 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), \circ - ЛГ-106 ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$)

прозрачный диск 3, плоскость которого составляет угол β с осью прямого пучка. Рассеянный оптическими неоднородностями диска свет собирается объективом 5 и попадает на фотоприемник 6. Сигнал фотоприемника анализируется измерительным прибором 7. Фазовая пластинка 2 исключает возникновение связи зеркала 4 и резонатора лазера. Передвигая зеркало 4, можно изменять оптическую разность хода интерферирующих пучков. По данной схеме было проведено измерение функции $|\gamma(\tau)|^2$ для серийно выпускаемых лазеров ЛГ-44 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), ЛГ-38 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) и ЛГ-106 ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$).

На рис. 2,3 представлены результаты измерений. Видно, что функция $|\chi(\tau)|^2$ для одномодовых лазеров имеет периодический характер с периодом, равным $2L/c$, где L — длина резонатора лазера. Можно отметить, что эта периодичность продолжается до величин τ , определяемых шириной спектра отдельной моды излучения лазера $/4/$. Это обстоятельство следует учитывать в задачах, требующих компенсации оптической разности хода.

Поступила в редакцию
27 мая 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Зубов. Методы измерения характеристик лазерного излучения. "Наука", М., 1973 г., с. 191.
2. Б. С. Ринкевичус. Лазерная анемометрия. "Энергия", М., 1978 г., с. 161.
3. Б. С. Ринкевичус. Анализ оптических схем доплеровских измерителей скорости. В кн. Методы лазерной доплеровской диагностики в гидроаэродинамике. Минск, Изд-во ИТМО АН БССР, 1978 г., с. 32.
4. В. Г. Тунгин, А. С. Чиркин. Дополнение I в книге Я. Перина "Когерентность света". "Мир", М., 1974 г.