Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 7, стр. 406 – 409 *5 апреля 1978 г.*

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Б.Ф.Полторацкий

Обнаружена сильно зависящая от кривизны фронта падающей волны аномалия корреляции интенсивности рассеянного случайным скоплением частиц когерентного излучения, которую предлагается использовать, например, для определения расходимости пучков света.

В работе [1] показано, что в дальней зоне корреляционная функция интенсивности однократно рассеянного системой частиц света при углах рассеяния, бо́льших $\lambda/2\pi l$, где λ – длина волны света, а l – минимальный масштаб неоднородности в распределении координат частиц, содержит два слагаемых:

$$K(\mathbf{R},\mathbf{R}') = \mathrm{const}\left\{\int\limits_V\int\limits_V W_{ik}\exp\left[\frac{2\pi j}{\lambda R_o}(\mathbf{R}-\mathbf{R}')\mathbf{r}_{ik}\right]\frac{d^2V}{V^2} + \int\limits_V\int\limits_V W_{ik}\exp\left[-\frac{2\pi j}{\lambda R_o}(\mathbf{R}+\mathbf{R}')\mathbf{r}_{ik}\right]\frac{d^2V}{V^2}\right\}, \tag{1}$$

где: W_{ik} – парная функция распределения координат частиц в объеме, $\mathbf{r}_{ik} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k$, а $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{r}_k$ – координаты частиц, V – объем системы частиц, R_o – радиус сферической поверхности наблюдения, центр которой совпадает с серединой объема с частицами, $\mathbf{R}$, $\mathbf{R}'$ – векторы, проведенные из точки пересечения оси прошедшего через среду зондирующего пучка света с поверхностью наблюдения в две точки на этой поверхности.

Исходный пучок света считался однородным и с плоским фронтом волны.

Из (1) следует, что $K(\mathbf{R},\mathbf{R}')$ имеет два соответствующих двум слагаемым и равных по величине максимума, которые достигаются при $\mathbf{R} = \mathbf{R}'$ и $\mathbf{R} = -\mathbf{R}'$. Последнее условие, естественно, можно выполнить на шаре только приближенно в области малых углов рассеяния. Если оно выполняется, то, очевидно, может быть зафиксирована корреляция в противоположных относительно оси пучка света точках поверхности наблюдения.

Если зондирующий свет имеет отклонения фронта волны от идеально плоского, т.е. если амплитуда волны такова, что $E_o = E(\mathbf{r})\exp[j\phi(\mathbf{r})]$, тогда под интегралы в (1) должны войти, соответственно, множители [1]:

$$E_o(\mathbf{r}_i)E_o^*(\mathbf{r}_k)E_o(\mathbf{r}_k)E_o^*(\mathbf{r}_i) = I(\mathbf{r}_i)I(\mathbf{r}_k),$$

$$E_o(\mathbf{r}_i)E_o^*(\mathbf{r}_k)\,E_o(\mathbf{r}_i)E_o^*(\mathbf{r}_k) = I(\mathbf{r}_i)I(\mathbf{r}_k)\exp\left[2j(\phi_i - \phi_k)\right], \tag{2}$$

где I – интенсивность света.

Посмотрим, как влияет на величину отношения максимумов корреляционной функции, например, сферичность падающей на частицы волны. Для этого положим $W_{ik} = 1$, т. е. предположим, что частицы расположены равномерно, а интенсивность падающего света постоянна по сечению пучка. Тогда, очевидно,

$$a = \frac{K(\mathbf{R},\mathbf{R})}{K(\mathbf{R},-\mathbf{R})} = \int_V\int_V \exp\{2j[\phi(\mathbf{r}_i) - \phi(\mathbf{r}_k)]\}\frac{d^2V}{V^2}. \tag{3}$$

Предположим теперь, что рассеивающий объем (образец с частицами) имеет форму цилиндра диаметром d и высотой h с образующей, параллельной оси пучка света, а расстояние между центром цилиндра и центром сферической волновой поверхности равно H. Тогда из простых геометрических вычислений следует, что в дальней зоне, т. е. при d, $h \ll H$, и если считать, что на оси системы $\phi = 0$, фазовые набеги будут зависеть только от расстояния частиц от оси – r:

$$\phi(\mathbf{r}_i) = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{r_i^2}{2H}, \qquad \phi(\mathbf{r}_k) = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{r_k^2}{2H}, \tag{4}$$

где r_i, r_k – расстояния i-й и k-й частиц от оси пучка света.

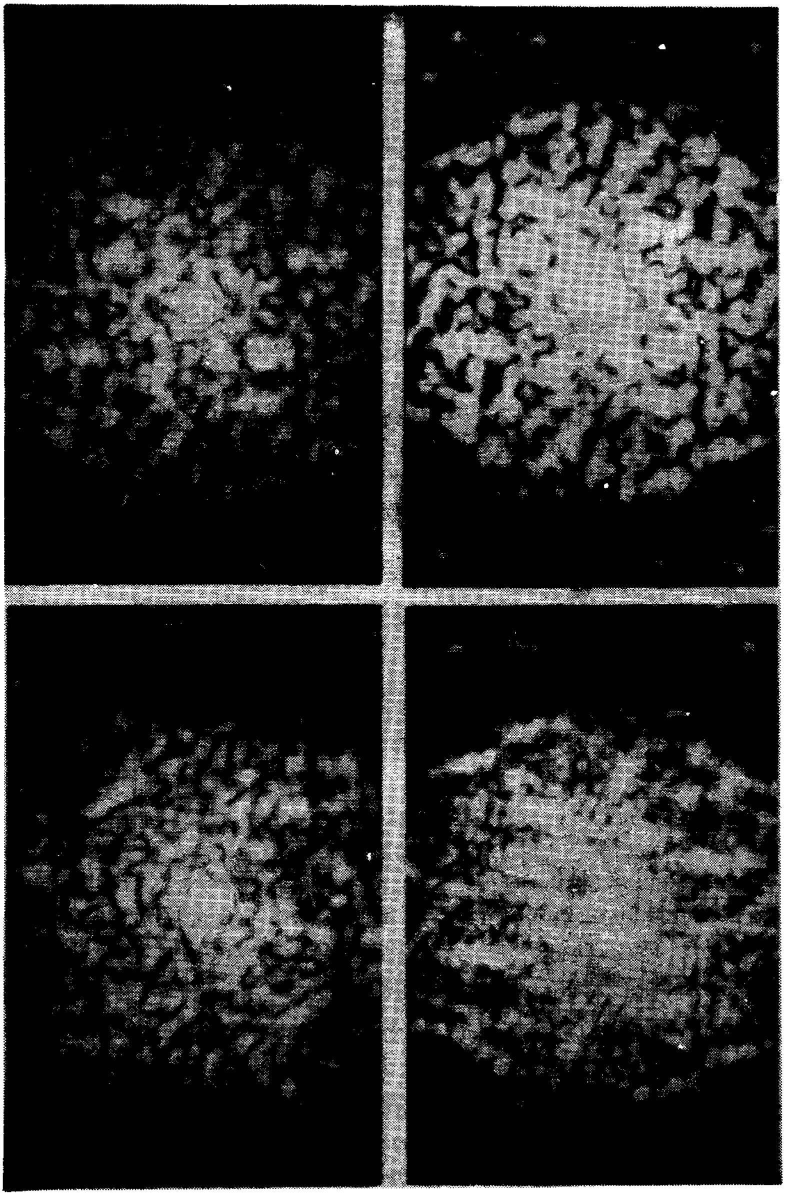
Подстановка (4) в (3) дает в цилиндрических координатах:

$$a = \left(\frac{2\pi h}{V}\right)^2 \int_0^{d/2} r\exp\left[j\frac{2\pi r^2}{\lambda H}\right]dr \int_0^{d/2} r\exp\left[-j\frac{2\pi r^2}{\lambda H}\right]dr = \left\{\frac{\sin\left[\frac{\pi}{\lambda H}\left(\frac{d}{2}\right)^2\right]}{\frac{\pi}{\lambda H}\left(\frac{d}{2}\right)^2}\right\}^2. \tag{5}$$

Отсюда следует, что только для параллельных пучков с плоским фронтом волны, т. е. при $H \to \infty$, $a \to 1$. Во всех же остальных случаях это далеко не так. Запишем условие первого нуля функции (5):

$$\frac{\pi}{\lambda H}\left(\frac{d}{2}\right)^2 = \pi \quad \text{или} \quad \gamma = \frac{d}{2H} = 2\frac{\lambda}{d}. \tag{6}$$

Это условие означает, что для того, чтобы "противокорреляция" – a – была заметной, необходимо, чтобы параметр расходимости γ был меньше величины $2\lambda/d$. Дифракционный предел для γ равен $1{,}22\,\lambda/d$. Подстановка этой величины в (5) дает: $a \approx 0{,}24$. Очевидно, что величина корреляции такого порядка может быть измерена с помощью обычного коррелятора, а сильная зависимость a от расходимости позволяет использовать результаты таких измерений для аттестации когерентных пучков света. При рассеянии же света с более плоским фронтом волны "противокорреляцию" можно зафиксировать даже визуально.



Например, на рисунке представлены фотографии пространственного распределения интенсивности рассеянного в области малых углов скоплением частиц пучка света одномодового He – Ne-лазера. Объектами рассеяния служили частицы пыльцы ликоподия, нанесенные на одну сторону стеклянной пластинки. Фронт волны исходного пучка диаметром 4 ***мм*** и с расходимостью около $2\frac{\lambda}{d}$ выравнивался [2] в фокусе линзы с оптической силой, равной одной диоптрии. На первой фотографии (слева) сверху зафиксировано распределение интенсивности в плоскости наблюдения на расстоянии 600 *мм* от рассеивающей среды, которая находилась в фокусе линзы. На фотографии справа от первой – отпечаток с двух таких же, как и в первом случае, негативов, но смещенных один относительно другого только вращением на 180° вокруг центра засветки. На правой нижней фотографии для сравнения представлено то же, но здесь поворот дополнен боковым смещением. Распределение интенсивности в плоскости наблюдения, когда рассеивающий объект находился не в фокусе, а на расстоянии 100 *мм* от него по оси системы, представлено на левой нижней фотографии. "Противокорреляция" интенсивности для случая, зафиксированного на первой фотографии, по-видимому, не вызывает сомнений.

Таким образом, корреляция интенсивности рассеянного случайным скоплением частиц когерентного света в противоположных относительно оси зондирующего пучка направлениях обладает сильной зависимостью от кривизны фронта рассеиваемой волны, которая может быть использована для аттестации этого фронта.

Московский
автомобильно-дорожный институт

Поступила в редакцию
1 февраля 1978 г.

Литература

[1] Б.Ф.Полторацкий, К.Н.Сачков. Деп. в ВИНИТИ, №3908-76 от 10/II-1976 г.

[2] М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики, М., изд. Наука, 1973 г.