

07;12

Лазерный интерферометр с остросфокусированными пучками для контроля пространственного положения объекта

© В.П. Рябухо, В.Л. Хомутов, Д.В. Лякин, К.В. Константинов

Институт проблем точной механики и управления РАН,
Саратовский государственный университет

Поступило в Редакцию 12 августа 1997 г.

На основе аналогий с интерферометрами, использующими источники света с низкой временной когерентностью излучения, рассмотрены принципы построения лазерных интерферометров с усреднением по апертуре фотоприемника, обеспечивающих такую же высокую чувствительность к положению контролируемого объекта по максимуму выходного сигнала, что и методы низкокогерентной интерферометрии и томографии.

В последние годы активно развивается новое направление в оптических измерениях — низкокогерентная интерферометрия, методы которой позволяют контролировать положение объекта (в том числе в объеме рассеивающей среды) по модулю степени временной когерентности излучения, т. е. по максимальному значению интерференционного сигнала с чувствительностью, определяемой длиной временной когерентности [1–7]. В [8] в качестве информативного параметра использовался модуль функции пространственной когерентности излучения. Принимая во внимание пространственно-временные аналогии в свойствах волновых полей, в настоящем сообщении рассматривается лазерный интерферометр, в котором, как и в низкокогерентной интерферометрии, достигается высокая чувствительность к пространственному положению объекта по максимуму сигнала интерференции, но при высокой степени временной и пространственной когерентности лазерного излучения.

Эквивалентность процессов временного и пространственного усреднения хорошо просматривается, когда фотоприемник не разрешает амплитудно-фазовые пространственные распределения в результирующем интерференционном поле. В этом случае в классическое урав-

нение интерференции для интенсивности наравне с усреднением по временному отклику фотоприемника τ_ϕ необходимо ввести усреднение по площади S_ϕ элемента разрешения (или апертуры в целом) фотоприемника. Тогда мощность регистрируемого поля P можно записать в виде

$$P(\Delta z) = P_1 + P_2 + 2 \int_{S_\phi} \int_0^{\tau_\phi} \tau_\phi^{-1} \sqrt{I_1(\zeta, t) I_2(\zeta, t - \Delta t)} \times \cos[\omega_0 \Delta t + \Delta\varphi_0(t, \Delta t) + \Delta\Psi(\zeta, \Delta z) + \Delta\Phi_S(\zeta)] dt d^2\zeta, \quad (1)$$

где P_1, P_2 — мощности интерферирующих световых пучков; $I_1(\zeta, t), I_2(\zeta, t - \Delta t)$ — мгновенные интенсивности [9], определяемые путем усреднения за время τ , меньшее времени когерентности τ_c , но существенно превышающее период колебаний поля $T = 2\pi/\omega_0$; $\Delta t = f(\Delta z)$ — временная задержка волн в интерферометре; Δz — пространственный параметр; $\Delta\varphi_0(\Delta t, t)$ — разность начальных фаз колебаний интерферирующих волн; $\Delta\Psi(\zeta, \Delta z)$ — детерминированная пространственная составляющая разности фаз, определяемая конфигурацией схемы интерферометра; $\Delta\Phi_S(\zeta)$ — случайная разность фаз, возникающая, например, при интерференции лазерных спекл-полей.

В низкокогерентной интерферометрии сигнал интерференции исчезает при $\Delta t > \tau_c$, когда волны становятся взаимно некогерентными, т.е. когда разность начальных фаз колебаний $\Delta\varphi_0(\Delta t, t)$ становится существенно меняющейся функцией в течение времени усреднения τ_ϕ . Из (1) следует, что аналогичный результат получается, если пространственные составляющие разности фаз $\Delta\Psi(\zeta, \Delta z) + \Delta\Phi_S(\zeta)$ также существенно изменяются на апертуре S_ϕ фотоприемника, например вследствие продольного смещения Δz объекта в схеме интерферометра. Если в интерферометре используются зеркальные поверхности, то можно считать $\Delta\Phi_S = 0$ и пространственное изменение разности фаз $\Delta\Psi(\zeta, \Delta z)$ на апертуре фотоприемника определяется только конфигурацией схемы интерферометра и фазовыми aberrациями волновых полей. Существенное изменение $\Delta\Psi$ на апертуре фотоприемника (иначе говоря, рассогласование интерферирующих волн по фазовым распределениям [10,11]) можно получить, например, в интерферометре с остросфокусированными лазерными пучками (рис. 1), когда интерферирующие волны на апертуре фотоприемника имеют существенно различную кривизну волновых поверхностей.

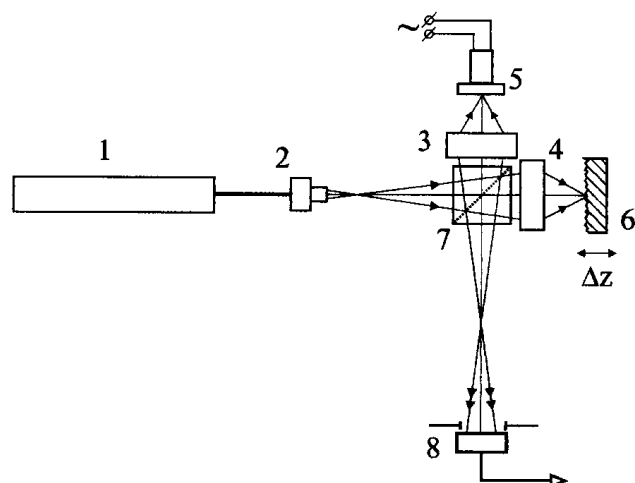


Рис. 1. Лазерный интерферометр с остросфокусированными пучками для контроля пространственного положения поверхности объекта по максимуму интерференционного сигнала: 1 — лазер; 2 — микрообъектив; 3, 4 — фокусирующие объективы; 5 — опорное зеркало на пьезоэлектрическом элементе; 6 — объект; 7 — светоделитель; 8 — фотодетектор с широкой апертурной диафрагмой.

В предположении об интерференции сферических волн в выходной ветви такого интерферометра легко получить выражение для $\Delta\Psi(\zeta, \Delta z)$ на апертуре фотоприемника, $\Delta\Psi \cong (\pi M^2 \Delta z / \lambda z^2) \zeta^2$, где M — поперечное увеличение объектива в предметном плече интерферометра; Δz — продольное смещение предметного зеркала; z — расстояние от перетяжки лазерных пучков до плоскости апертуры фотоприемника ($z \gg M^2 \Delta z$). Выполняя интегрирование в (1) по переменной ζ в пределах угловой апертуры лазерных пучков, ограничиваемой апертурой объектива, получаем следующее выражение для коэффициента модуляции β фотоэлектрического сигнала интерферометра.

$$\beta = |\sin(u)/u|, \quad u \cong \pi NA^2 \Delta z / 2\lambda, \quad (2)$$

где использовано условие синусов Аббе, NA — числовая апертура объектива.

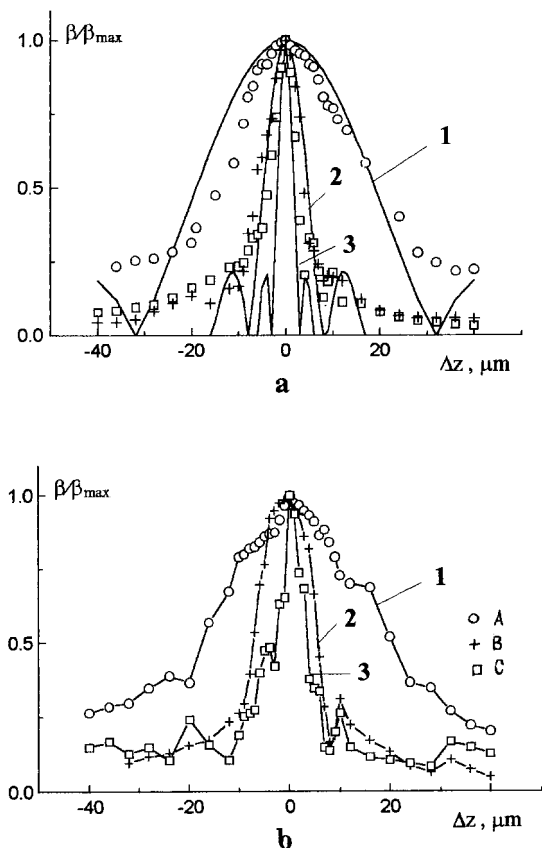


Рис. 2. Нормированный коэффициент модуляции фотоэлектрического сигнала в зависимости от величины продольного смещения Δz объекта с зеркальной (а) и с шероховатой (б) поверхностями при различных значениях числовой апертуры NA объектива в предметной ветви интерферометра: 1–3 — теоретические (а) и экспериментальные (б) кривые, экспериментальные точки А, В, С соответственно для $NA = 0.20; 0.40$ и 0.65 .

На рис. 2, а приведены экспериментальные значения для нормированного на максимальное значение коэффициента модуляции сигнала β/β_{\max} и теоретические кривые для β , полученные с использованием

уравнения (2) для объективов в предметном плече интерферометра с различной числовой апертурой NA . Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных, показывающее, что основной вклад в уменьшение сигнала интерференции вносит рассогласование волн по фазовым распределениям, а не по амплитудным, которые не учитывались при выводе соотношения (2).

Для шероховатой поверхности объекта предметное поле спекл-модулировано, $\Delta\Phi(\zeta) \neq \text{const}$, что вызывает дополнительное рассогласование интерферирующих волн по случайным амплитудно-фазовым пространственным распределениям и уменьшение коэффициента модуляции сигнала β , значение которого в этом случае зависит от конкретной реализации спекл-поля на апертуре фотоприемника. При смещении поверхности объекта из перетяжки сфокусированного лазерного пучка увеличивается диаметр освещенной области, что сопровождается уменьшением размеров спеклов в апертуре фотоприемника. Этот процесс рассогласования интерферирующих волн, казалось бы, в дополнение к рассогласованию по детерминированной разности фаз $\Delta\Psi(\zeta, \Delta z)$ должен приводить к обострению экстремума зависимости коэффициента модуляции сигнала β/β_{max} от величины смещения поверхности Δz . Однако, как установлено в эксперименте, наблюдается приблизительно такая же ширина максимумов коэффициента модуляции сигнала, как и для зеркальной поверхности при тех же значениях числовой апертуры объектива (рис. 2, *b*). Следовательно, доминирующий вклад в рассогласование интерферирующих полей в интерферометре в зависимости от смещения объекта Δz вносит детерминированное пространственное распределение разности фаз $\Delta\Psi(\zeta, \Delta z)$, которое имеет место и при спекл-модуляции интерферирующих волн [12].

Из уравнения (2) легко сделать оценку полуширины Δz_m максимума коэффициента модуляции β : $\Delta z_m \cong 2\lambda/NA^2$, которая показывает, что при $NA \rightarrow 1$ фотоэлектрический сигнал содержит всего несколько интерференционных осцилляций, хорошо наблюдаемых в эксперименте при амплитуде вибраций опорного зеркала $l_0 > \Delta z_m$ и числовой апертуре объектива в опорном плече интерферометра $Na = 0.8$. Этот результат соответствует предельным практическим возможностям низкокогерентной интерферометрии [7]. Погрешность определения положения объекта, как показали эксперименты, меньше значения Δz_m . Так, например, для $NA = 0.4$ среднее отклонение значений составило $\approx 3 \mu\text{m}$ для зеркального и $\approx 4 \mu\text{m}$ для шероховатого объектов (при $\Delta z_m = 8 \mu\text{m}$).

Таким образом, интерферометр с остросфокусированными лазерными пучками по своим принципиальным измерительным и диагностическим параметрам не уступает интерферометрам с использованием источников света с низкой степенью временной когерентности. Предварительные эксперименты показали возможность применения такого интерферометра для обнаружения и определения положения отражающего объекта в рассеивающей среде, т.е. в задачах, в которых низкокогерентная интерферометрия имеет наиболее широкое применение [7].

Авторы выражают благодарность В.В. Тучину за полезные обсуждения методов низкокогерентной интерферометрии и томографии в биомедицинских приложениях, интерес к данной работе и ее поддержку.

Список литературы

- [1] Иванов И.П., Чайковский А.П., Кумейша А.А. // ЖПФ. 1978. Т. 28. № 3. С. 518–525. ДАН СССР. 1979. Т. 23. № 6. С. 503–506.
- [2] Ивакин Е.В., Куцак А.И. // Опт. и спектр. 1982. Т. 25. В. 1. С. 99–102.
- [3] Fercher A.F., Mengedoh K., Werner W. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 186–188.
- [4] Hitzengerger C.K. // Appl. Opt. 1992. V. 31. P. 6637–6642.
- [5] Fercher A.F., Hitzengerger C.K., Luchem M. // J. Mod. Opt. 1991. V. 38. P. 1327–1333.
- [6] Fercher A.F., Hitzengerger C.K., Drexler W., Kamp G., Strasser I., Li H.C. // In Proc. SPIE: "Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring". V. /S11. 1993. P. 355–370.
- [7] Proc. SPIE: Coherence-Domain Methods in Biomedical Optics // Ed. V.V. Tuchin. Ch. 4: Low-coherence-interferometry and tomography. 1996. P. 210–250.
- [8] Власов Н.Г., Штанько А.Е. // Оптическая техника / Вестн. SPIE/RUS. 1994. № 4. С. 12–14.
- [9] Вольф Э., Мандель Л. // УФН. 1965. Т. 87. В. 3. С. 491–521.
- [10] Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Лазерное гетеродинирование. М.: Наука, 1985. 288 с.
- [11] Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. М.: МЭИ, 1990. 288 с.
- [12] Ryabukho V.P., Klimenko I.S., Golubentseva L.I. // In Proc. SPIE: New Techniques and Analysis in Optical Measurements. V. 2340. 1994. P. 513–522.