

УПРАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

УДК 621.373.826

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВИБРАЦИЙ И ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2009 г. В. И. Бронников; М. М. Калугин

Научно-прикладной центр “ПолиТехнологии”, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

E-mail: vibronnikov@inbox.ru

В работе с применением дифракционной модели рассеяния излучения на шероховатой поверхности показана возможность расширения области применения временных флуктуаций интенсивности излучения, рассеянного вибрирующей поверхностью (динамической спекл-картины). Установлено, что характеристики временного частотного спектра неоднородностей интенсивности позволяют измерять не только частоту и амплитуду вибраций, но и шероховатость поверхности. Приводятся экспериментальные результаты измерений параметров вибраций и шероховатости с использованием лазерного излучения с длиной волны 0,63 мкм.

Ключевые слова: шероховатость поверхности, дифракционная модель рассеяния, динамическая спекл-картина.

Коды OCIS: 240.0240, 050.0050

Поступила в редакцию 26.03.2009

Введение

Лазерное излучение рассеивается движущейся шероховатой поверхностью в виде динамической спекл-картины, временные характеристики которой могут быть использованы для измерения как динамических характеристик поверхности, так и ее параметров шероховатости [1–3]. В работах использовался спектральный анализ флуктуаций интенсивности излучения, рассеянного при равномерном движении поверхности объекта. Вопрос о динамике флуктуаций интенсивности рассеянного когерентного излучения для случая колебаний, перпендикулярных к поверхности, и углов освещения и наблюдения, близких к нормальным, рассмотрен в работе [4]. Для подобной геометрии колебаний и наблюдения, в работе [5] была предложена реализация измерителя параметров вибраций поверхностей биологических объектов, где изменяющаяся картина спеклов фиксируется TV-камерой с последующей спектральной обработкой.

Целью представленной работы является расширение области применения динамической спекл-картины лазерного излучения, рассеянно-

го колеблющейся поверхностью и измерения не только характеристик вибраций, но и параметров шероховатости. Для получения временного частотного спектра динамической спекл-картины будем использовать дифракционный подход описания рассеяния излучения шероховатой поверхностью, основные положения которого изложены в работах [6, 7].

Модель рассеяния

Геометрия освещения вибрирующей поверхности и наблюдения рассеянного излучения, приведена на рис. 1. Шероховатая случайным образом, в среднем плоская поверхность освещена пучком лазерного излучения, имеющим плоский волновой фронт и равномерное по сечению распределение интенсивности. Начало декартовой и полярной систем координат расположим в пределах освещенной области D поверхности в точке, оптический путь через которую от источника до точки наблюдения минимален. Плоскость XY совместим со средней плоскостью неровной поверхности, а ось Z направим по нормали. Шероховатая поверхность задана случайной функцией $z = \xi(x)$.

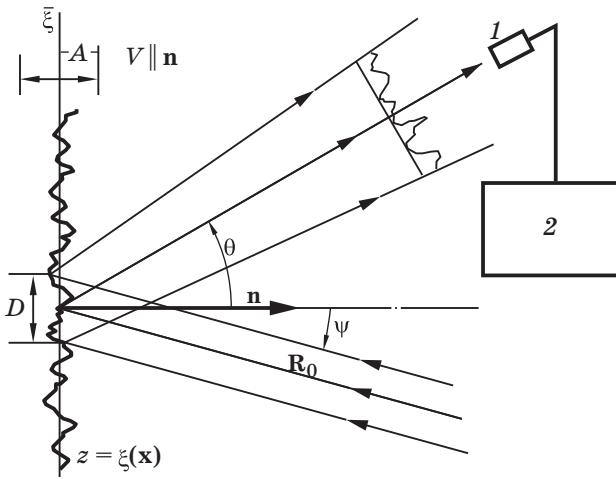


Рис. 1. Схема освещения и наблюдения излучения, рассеянного вибрирующей поверхностью. \mathbf{n} – нормаль к средней плоскости поверхности, A – амплитуда колебаний, ψ и θ – углы освещения и наблюдения, \mathbf{R}_0 и \mathbf{R} – векторы освещения и наблюдения, характеризующие положения источника и точку наблюдения. 1 – фотоприемник, 2 – спектроанализатор.

Поверхность совершают колебания с амплитудой A и частотой Ω относительно средней плоскости $\bar{\xi}$ вдоль оси Z по закону $a(t) = A \sin \Omega t$.

Для характеристики геометрии наблюдения и дальнейшей возможности интегрирования по средней плоскости будем использовать волновой вектор рассеяния $\mathbf{K} = (2/\pi)(\mathbf{R}_0/R_0 + \mathbf{R}/R)$, который позволяет задавать в точке наблюдения разность фаз между лучами, один из которых проходит от источника до точки наблюдения через произвольную точку шероховатой поверхности $\xi(x)$, а второй – через центр координат, R – модуль вектора \mathbf{R} . Компоненты вектора \mathbf{K} имеют вид

$$K_X = k[\sin \psi - \sin \theta \cos(\zeta - \phi)],$$

$$K_Y = k \sin \theta \sin(\zeta - \phi),$$

$$K_Z = k(\cos \theta + \cos \psi), \quad (1)$$

$$K^2 = k^2[1 + \cos \psi \cos \theta - \sin \psi \sin \theta \cos(\zeta - \phi)],$$

$$k = 2\pi/\lambda,$$

где ζ и ϕ – азимутальные углы направлений освещения и наблюдения. Для упрощения будем считать, что направления освещения и наблюдения лежат в одной плоскости XZ .

Поле, рассеянное движущейся вдоль оси Z неровной поверхностью, в зоне Фраунгофера

может быть записано в виде модифицированной формулы Грина [8]

$$E(\mathbf{R}, t) = a(\mathbf{R}) [\exp(-i K_Z A \sin \Omega t)] \times \int \exp[i(K_X x + K_Z \xi)] dx \quad (2)$$

где $a(\mathbf{R}) = [1/2\pi R] (K^2/K_Z) (E_0/S)$, E_0 и S – амплитуда освещдающего поля и площадь освещенной области в средней плоскости поверхности, ξ – высота шероховатости, x – вектор в средней плоскости. Сомножитель, содержащий изменение фазы за счет колебательного движения вдоль оси Z , вынесен за знак интеграла как независимый от координат x на средней поверхности. Интегрирование в выражении (2) ведется в пределах волновой зоны, размеры которой определяются интервалом u линейности сомножителя в круглых скобках показателя \exp и различаются по осям. По Y интервал линейности определяется размером пятна вдоль этой оси, а по оси X он может быть найден из выражения

$$f(x) = K_X x + K_Z \xi = 2\pi, \quad (3)$$

из которого следует, что интервал линейности, или ширина возмущенной волновой зоны, равен

$$u = 2\pi/K_X - (K_Z/K_X)h = p_0 - \Delta p, \quad (4)$$

где $h = |\xi_1 - \xi_2|$, а ξ_1, ξ_2 представляют собой высоты неровностей на границах зоны. Ширина возмущенной волновой зоны определяется разностью невозмущенной волновой зоны p_0 и случайного возмущения Δp . Ширина p_0 определяется только длиной волны и геометрией наблюдения

$$p_0 = 2\pi/K_X = \lambda/\sin \theta. \quad (5)$$

Возмущение Δp связано с h и изменяется также случайным образом

$$\Delta p = (K_Z/K_X)h. \quad (6)$$

Так как в пределах освещенной области максимально возможная ширина волновой зоны вдоль оси X составляет $\max u = p_0 = \lambda/\sin \theta$, то линейность фазового сомножителя $f(x)$ (3) справедлива при условиях

$$\begin{aligned} & \text{– по оси } \frac{\lambda}{2R \sin^2 \theta} < 1, \text{ которое, при } \sin \theta \rightarrow d/R, \\ & \text{стремится к } \frac{d^2}{2\lambda R} < 1, \\ & \text{– по оси } Y - \frac{d^2}{2\lambda R} < 1. \end{aligned} \quad (7)$$

При углах наблюдения θ , отличающихся от направления зеркального отражения, величина

$p_0 < D$, поэтому освещенная область может быть разбита вдоль оси X на волновые зоны, число N которых равно количеству периодов функции $F(\mathbf{R}, x)$ на размере пятна.

Текущее значение пространственной координаты точки поверхности, находящейся в зоне с номером m ($m = 1, 2, 3 \dots N$), запишем в виде $x' = mp_0 - x$, где x – переменная в пределах возмущенной волновой зоны u_m . Ширина зоны с номером m будет определяться выражением $u_m = mp_0 - (K_Z/K_X)h_m$, где $h_m = |\xi_{m+1} - \xi_m|$, а ξ_m, ξ_{m+1} представляют собой высоты неровностей на одинаковых границах соседних зон.

Поле, рассеянное колеблющейся поверхностью, можем записать в виде

$$E(\mathbf{R}, t) = a(\mathbf{R}) [\exp(-iK_Z A \sin \Omega t)] \times \sum_{m=1}^N \exp \{iK_X [mp_0 - (K_Z/K_X)A \sin \Omega t]\} \times \int_{u_m} \exp [if_m(x, t)] d\mathbf{x}, \quad (8)$$

где $f_m(x, t) = K_X [x - (K_Z/K_X)A \sin \Omega t] + K_Z h_m$.

Для взаимной интенсивности излучения в точке наблюдения получим

$$J(\mathbf{R}, x'_1, x'_2, t_1, t_2) = \langle E_0(\mathbf{R}, x'_1, t_1) E_0^*(\mathbf{R}, x'_2, t_2) \rangle = a^2(\mathbf{R}) \{ \exp[-iK_Z A (\sin \Omega t_2 - \sin \Omega t_1)] \} \times \times \sum_{s=1}^N \exp \{iK_X [sp_0 - (K_Z/K_X)A (\sin \Omega t_2 - \sin \Omega t_1)]\} \left\langle \int_{u_s} \exp \{i[f_s(x_2, t_2) - f_s(x_1, t_1)]\} dx_1 dx_2 \right\rangle, \quad (9)$$

где интервал $x'_2 - x'_1$ представлен в виде $x'_2 - x'_1 = sp_0 + \rho$, $\rho = x_2 - x_1$ – переменная в пределах волновой зоны, символ s ($s = 0, 1, 2 \dots N$) обозначает номер волновой зоны из интервала $x'_2 - x'_1$. Область интегрирования u_s в выражении (9), или ширина возмущенной зоны с номером s , задается выражением $u_s = sp_0 - (K_Z/K_X)h_s$, где h_s – разность высот неровностей фазового фронта в начале координат и на дальней границе зоны с номером s . Пусть высота шероховатости ξ в пределах волновой зоны распределена по нормальному закону, величина h имеет то же самое распределение со среднеквадратическим значением δ . Тогда для среднего по освещенной области интервала интегрирования имеем

$$\bar{u}_s = sp_0 - (K_Z/K_X)\delta_s. \quad (10)$$

Будем считать, что в пределах возмущенной волновой зоны высота неровностей линейно зависит от координаты. Коэффициент линейной зависимости в пределах зоны зададим в виде $h_s/u_s = \tan \gamma_s$, где $\tan \gamma_s$ характеризует локальный наклон фазовой поверхности на ширине зоны. Тогда $f_s(x_2) - f_s(x_1) = K_X \rho + K_Z (\xi_{2s} - \xi_{1s}) = K_Z p \tan \gamma_s$, где $\xi_{2s} - \xi_{1s}$ – разность высот шероховатости в пределах зоны. В этом случае разность фаз в выражении (12) будет иметь вид

$$f_s(x_2, t_2) - f_s(x_1, t_1) = K_Z [\rho - (K_Z/K_X)A (\sin \Omega t_2 - \sin \Omega t_1)] \tan \gamma_s.$$

При ограничении амплитуды колебания условием $A \gg \lambda/2$ разность $\sin t_2 - \sin t_1 = \sin \Omega t \approx$

$\approx \Omega \tau < \pi/2$, где $\tau = t_2 - t_1$. Принимая во внимание, что $A \Omega = V$, где V – амплитуда скорости колебательного движения, для разности фаз получим

$$f_s(x_2, t_2) - f_s(x_1, t_1) = K_Z (\rho - V_X \tau) \tan \gamma_s,$$

где

$$V_X = (K_Z/K_X)V \quad (11)$$

– компонента скорости вдоль оси X относительно вектора рассеяния. А усредненный по освещенной области разностный фазовый фактор будет равен

$$\begin{aligned} \langle \exp \{i[f_s(x_2, t_2) - f_s(x_1, t_1)]\} \rangle &= \\ &= \left[\exp \left(-K_Z^2 V_X^2 \tau^2 \tan^2 \gamma_{0s} \right) \right] Q(\rho), \end{aligned} \quad (12)$$

где $Q(\rho)$ – не интересующий нас пространственный сомножитель, величина $\tan \gamma_{0s} = \delta_s/\bar{u}_s = \delta_s/[sp_0 - (K_Z/K_X)\delta_s]$ – среднеквадратический локальный наклон поверхности в пределах волновых зон с номером s ($p_s = sp_0$).

Таким образом, функцию временной когерентности рассеянного излучения получим в виде

$$\gamma(\mathbf{R}, \tau) = [\exp(-iK_Z A \sin \Omega \tau)] \times \quad (13)$$

$$\times \sum_{s=1}^N \exp \{iK_X (sp_0 - V_X \tau)\} \exp \left(-K_Z^2 V_X^2 \tau^2 \tan^2 \gamma_{0s} \right).$$

Функция когерентности является, во-первых, суммой гауссовых процессов флуктуаций интенсивности, каждый из которых определен на

интервале $0 \leq \tau_s \leq sp_0/V$, во-вторых, первый сомножитель, общий для всех компонент суммы, обусловлен радиальным движением и периодичен по переменной τ .

Результирующий спектр будет иметь линейчатую структуру, расстояние между компонен-

тами которой определяется частотой вибрации Ω , что является хорошо известным результатом. Огибающая спектра представляет сумму гауссовых процессов, определенных на интервалах $0 \leq v \leq V_X/s\lambda$ ($s = 1, 2, 3 \dots N$). Амплитуда отдельной линии спектра имеет вид

$$G_n(v) = v_n \sum_{s=1}^N g_s(v) = J_n(K_Z A) \sum_{s=1}^N \Xi \left(v - \frac{V}{sp_0} \right) \frac{1}{K_Z V_X \tan \gamma_{0s}} \exp \left(-\frac{4\pi^2}{K_Z^2 V_X^2 \tan^2 \gamma_{0s}} v^2 \right), \quad (14)$$

здесь $J_n(K_Z A)$ – функция Бесселя аргумента z и значка n ,

$$\Xi \left(v - \frac{V \sin \theta}{s\lambda} \right) = \begin{cases} 1 & 0 \leq v \leq \frac{V_X \sin \theta}{s\lambda} \\ 0 & v \geq \frac{V_X \sin \theta}{s\lambda} \end{cases}.$$

Огибающая линейчатого спектра имеет граничную частоту $v_{\lim G}$, которая определяется граничной частотой компоненты с номером $s = 1$, и равна

$$v_{\lim G} = v_{\lim 1} = V_X (\sin \theta - \sin \psi) / (s\lambda). \quad (15)$$

Каждая компонента огибающей характеризуется граничной частотой

$$v_{\lim s} = v_{\lim G} / s, \quad s = 1, 2, \dots n. \quad (16)$$

и шириной по уровню $1/e$, задаваемой выражением

$$v_{0s} = (1/2\pi) K_Z V_X \tan \gamma_{0s} = \frac{V_X \delta_s (\cos \psi + \cos \theta) (\sin \theta - \sin \psi)}{\lambda [s\lambda - \delta_s (\cos \psi + \cos \theta)]}, \quad (17)$$

Пространственные интервалы

$$p_s = sp_0 \quad (s = 1, 2, 3, \dots N), \quad (18)$$

на которых набирается статистика флюктуаций высоты шероховатости, могут быть названы базовыми интервалами измерения шероховатости.

Эксперимент

Экспериментальные измерения были проведены по схеме, приведенной на рис. 1, с использованием излучения Не-Не-лазера (0,63 мкм) мощностью 1,5 мВт. Приемное устройство (ПУ) на базе лавинного фотодиода установлено на расстоянии 0,2 м от пятна излучения на поверхности, колеблющейся с частотой 100 Гц в на-

правлении нормали. Углы освещения и наблюдения составляли $\psi = 0^\circ$ и $\theta = 8^\circ$, соответственно. На рис. 2 (график 1) приведен спектр флюктуаций, полученный с частотным разрешением 300 Гц, представляющий огибающую линейчатой структуры. На графике 2 показан фрагмент спектра, зарегистрированный с разрешением 3 Гц, где видна линейчатая структура спектра. Из графика 2 можно видеть, что расстояние между спектральными пиками соответствует частоте вибрации поверхности.

Если спектр флюктуаций построить в координатах: по оси абсцисс – v^2 , а по оси ординат – $\ln G(v)$, то огибающая будет представлять собой ломаную линию, составленную из ряда линейных отрезков. Для графика на рис. 3 характерны

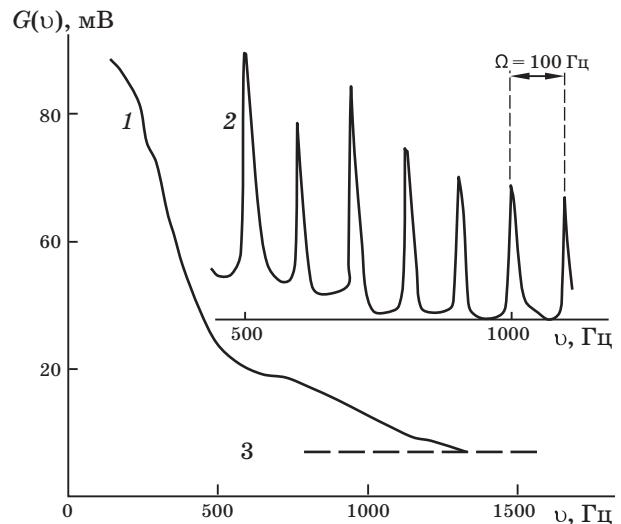


Рис. 2. Спектр флюктуаций интенсивности рассеянного излучения. 1 – огибающая линейчатой структуры (разрешение 300 Гц), 2 – фрагмент спектра, демонстрирующий линейчатую структуру (разрешение 3 Гц), 3 – спектр шума приемного устройства.

Результаты измерений

s	$p_s, \text{м}$	$v_{\text{lim}s, \text{Hz}}$	$V_X, \text{м/с}$	$A_X, \text{м}$	$V_Z, \text{м/с}$	$A_Z, \text{м}$	$v_{1/e}, \text{Гц}$	$\delta_s, \text{м}$
1	4,53E-06	1300	5,8E-03	5,8E-05	4,05E-04	4,05E-06	922	1,31E-07
2	9,06E-06	627	5,8E-03	5,8E-05	4,05E-04	4,05E-06	489	1,72E-07

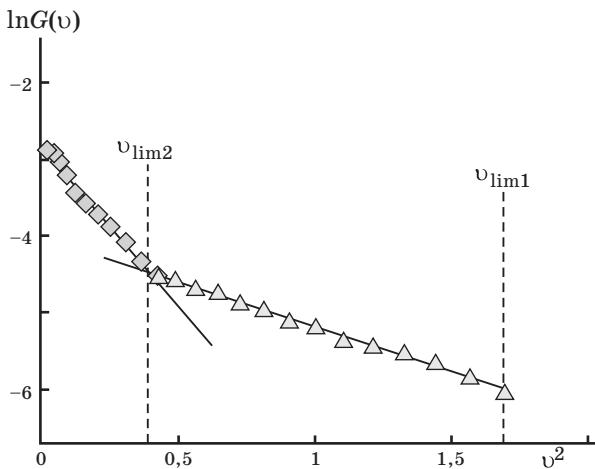


Рис. 3. Огибающая спектра. $v_{\text{lim}1}, v_{\text{lim}2}$ – граничные частоты компонент с номерами $s = 1, 2$.

два явно выраженных участка, представляющих отдельные компоненты, соответствующие базовым интервалам с $s = 1$ и 2 .

Результаты определения параметров вибрации и шероховатости приведены в таблице, где базовый интервал p_s определяется из выражений (5, 18), компонента скорости V_X относительно вектора рассеяния, определяется как среднее по V_{Xs} , получаемых из выражений (15, 16), компонента V_X , равная в рассматриваемом случае V , определяется из выражения (11), амплитуда колебаний и скорость связаны между собой известным соотношением $V = A\Omega$.

Можно видеть, что граничные частоты $v_{\text{lim}s}$ спектральных компонент соотносятся как $v_{\text{lim}1} : v_{\text{lim}2} = 1 : 2,07$, что неплохо совпадает с расчетным отношением, равным $1 : 2$. Этот результат подтверждает справедливость применимости дифракционного подхода с линейным приближением изменения фазы в пределах волновой зоны для анализа рассеянного излучения.

Заключение

Показано, что функция когерентности и спектр флуктуаций интенсивности рассеянного излучения наряду с параметрами вибрации включает и параметры шероховатости.

Для анализа огибающей частотного спектра флуктуаций интенсивности рассеянного вибрирующей шероховатой поверхностью лазерного излучения в работе предложен дифракционный подход, в котором рассеянное поле представлено в виде суммы полей из волновых зон, находящихся в освещенной области. Ширина волновой зоны вдоль средней линии определяется разностью невозмущенной волновой зоны и возмущения. Ширина невозмущенной волновой зоны (базовый интервал) кратна ширине минимальной, определяемой только длиной волны и геометрией наблюдения. Возмущение линейно связано со случайной величиной – разностью высот шероховатости на границах зоны. Применяемое линейное приближение изменения фазы поля, рассеянного волновой зоной, означает, что излучение регистрирует только линейное изменение высоты в пределах волновой зоны. Используемое приближение позволяет более детально определять параметры шероховатости рассеивающей поверхности путем определения среднеквадратического значения высоты неоднородностей на нескольких базовых интервалах.

Очевидно, что применяемый подход будет справедлив и для случая колебаний поверхности в своей плоскости.

Проведенные экспериментальные измерения спектральных характеристик динамических неоднородностей интенсивности лазерного излучения, рассеянного вибрирующей поверхностью, подтверждают справедливость предложенного подхода и демонстрируют возможность измерения параметров вибраций и шероховатости.

ЛИТЕРАТУРА

- Бронников В.И. Измерение скорости объекта // Патент СССР № 1483380. 1987.
- Артемов А.А., Бронников В.И., Пасункин В.Н., Петрыкин В.С., Прилипко А.Я. Измерение скорости газового потока в камере проточного лазера низкого давления при помощи динамической спектр-структур // Оптический журнал. 1994. № 10. С. 27–30.
- Бронников В.И., Прилипко А.Я. Измерение шероховатости поверхности // Патент СССР № 1775601. 1990.

4. *Takai N., Asakura T.* Dynamic Statistical Properties of Vibrating Laser Speckle in Diffraction field // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. № 23. P. 3785–3793.
5. *Puttappa J., Joenathan C., Khorana B.M.* Measuring of vibration parameters by scattering of laser radiation // Патент СИА № 7123363. 2004.
6. *Bronnikov V.I.* Spatial Structure of Radiation, Scattered Rough Surface, and Dependence of Performances of Dynamic Speckle on Size of Roughness // Proc. SPIE. 2007. 65940L. V. 6594. P. 183–193.
7. *Bronnikov V.I.* Diffractive model of scattering by a rough surface // Proc. of the intern. conf. Days on Diffraction 2007. St. Petersburg, Russia. P. 26–30.
8. *Исакович М.А.* Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности // *ЖЭТФ*. 1952. Т. 23. № 3(9). С. 305–314.
-