СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Азьян Ю. М., Мигулин В. В. Об автоколебаниях в системе с запаздывающей обратной связью.— Радиотехника и электроника, 1956, 1, № 4, с. 418—427. [2] Котырев Е. А., Плисс Л. Е. Спектральные особенности устойчивой генерации колебаний в генераторах с запаздывающей обратной связью в мягком режиме.— Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 9, с. 1628—1634. [3] Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы, изд. 2-е, перераб. М., 1971, с. 392—395. [4] Многоустойчивые элементы и их применение. Под ред. В. П. Сигорского. М., 1971, 318 с. [5] Дихтяр В. Б. Расчет автогенераторов с внешней запаздывающей обратной связью в режиме запоминания частоты.— Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 3, с. 525—534. [6] Рубаник В. П. Колебания квазилинейных систем с запаздыванием. М., 1969, 287 с. [7] Махаринский О. В., Минакова И. И. Метод эквивалентной добротности для исследования многоконтурных автоколебательных систем.— Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1973, 16, № 6, с. 903—908.

Поступила в редакцию
11.05.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 535.36

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ДВИЖУЩИХСЯ ШЕРОХОВАТЫХ ТЕЛ ПО РАССЕЯННОМУ ИМИ СВЕТУ

В. С. Анчуткин, В. И. Шмальгаузен

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследование вибраций тел с помощью дифференциальных интерферометров находит в последнее время широкое применение [1—4]. Возникающие в таких системах [1, 3, 4] интерференционные полосы Юнга при поперечных возмущениях поверхности совершают колебательное движение. Этот эффект позволяет применить пространственную фильтрацию рассеянного поля амплитудной маской (решеткой) для получения информации о характере возмущения объекта.

В случае образца с шероховатой поверхностью рассеянное поле представляет собой спекл-структуру, изрезанную системой интерференционных полос, период которых определяется геометрией задачи, а их фаза, связанная со статистическими свойствами поверхности, является величиной случайной [3].

Для неподвижной шероховатой поверхности, испытывающей поперечные колебания, сигнал на выходе фотоприемника в интерферометре [4, 5] описывается выражением

$$U(t) = C \iint\limits_{\rho} \cos[\nu x + \varphi(t) + \varphi_0]\, t(x, y)\, dxdy, \tag{1}$$

где C — константа, характеризующая оптические свойства объекта и качество настройки прибора, ρ — область интегрирования, соответствующая размерам диафрагмы фотоприемника, ν — пространственная частота системы интерференционных полос, $t(x, y)$ — функция пропускания фильтра (решетки), $\varphi(t)$ — закон изменения во времени относительного поперечного смещения двух исследуемых точек поверхности, φ_0 — начальная фаза системы полос относительно штрихов амплитудной решетки.

Можно показать, что в случае гармонической решетки для колеблющейся и движущейся параллельно самой себе шероховатой поверхности формула (1) приводится к виду

$$U(t) = C_1(t) \cos\{\varphi(t) + \varphi_0(t)\}, \tag{2}$$

где $C_1(t)$ и $\varphi_0(t)$ — случайные функции, описывающие амплитудную и фазовую модуляции сигнала, обусловленные движением образца и имеющие одинаковые по порядку величины времена корреляции τ. Характер этих функций, как и в случае однолучевого освещения объекта [5], существенно зависит от условий наблюдения.

В условиях дальнего поля при линейном движении образца с постоянной скоростью V_0 время корреляции $\tau \sim D/V_0$, где D — размер освещенной области на рассеивающей поверхности. Всюду далее будем предполагать, что эти условия выполнены.

Для последующего анализа формулы (2) необходимо конкретизировать характер возмущения исследуемой поверхности. Пусть поверхность образца совершает гармонические колебания с частотой Ω. Тогда

$$\varphi(t) = (4\pi/\lambda) B \sin \Omega t = \beta \sin \Omega t,$$

где B — амплитуда относительного поперечного смещения двух точек поверхности, являющихся центрами освещенных областей. После несложных преобразований формула (2) приводится к виду

$$U(t) = \xi_1(t) J_0(\beta) + 2\xi_1(t) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\beta) \cos 2n\Omega t + 2\xi_2(t) \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\beta) \sin (2n+1)\Omega t, \tag{3}$$

где

$$\xi_1(t) = C_1(t) \cos \varphi_0(t), \quad \xi_2(t) = C_1(t) \sin \varphi_0(t),$$

$J_n(\beta)$ — функция Бесселя первого рода n-го порядка.

В общем случае спектр сигнала (3) имеет сложный вид. Он содержит низкочастотную часть $x(t) = \xi_1(t) J_0(\beta)$ и высокочастотную составляющую, описываемую двумя последними слагаемыми формулы (3). Каждый из этих членов содержит медленно меняющуюся случайную модулирующую функцию $\xi_1(t)$ или $\xi_2(t)$. При большой дисперсии флуктуаций фазы $\varphi_0(t)$ спектры этих функций совпадают друг с другом и со спектром низкочастотного шума $x(t)$. Для колебаний поверхности объекта с большой амплитудой, когда $\beta \gg 1$, высокочастотная часть спектра сигнала (3) представляет собой набор составляющих, кратных частоте Ω с максимумом вблизи частоты $\Omega_m \simeq \beta\Omega$.

В экспериментах изучался случай больших по сравнению с длиной волны света λ колебаний поверхности объекта. Рабочая установка, блок-схема которой изображена на рис. 1, представляла собой диффе-

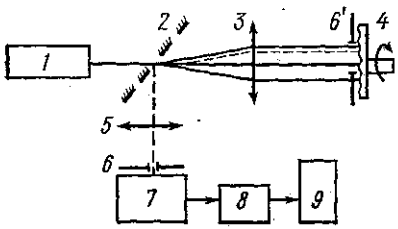

Рис. 1. Блок-схема установки для измерения колебаний движущихся тел: *1* — когерентный источник, *2* — дифракционная решетка, *3*, *5* — линзы, *4* — вращающийся дюралевый диск, *6* и *6'* — диафрагмы, *7* — фотоприемник (ФЭУ), *8* — спектроанализатор С5-2, *9* — самописец Н-110

ренциальный интерферометр, основным элементом которого является дифракционная решетка с зеркально отражающими штрихами и прозрачными промежутками между ними [4]. В качестве модели движущейся и колеблющейся шероховатой поверхности использовался вращающийся дюралевый диск. Вследствие некоторого перекоса оси вращения поверхность диска совершает гармонические колебания.

Исследовались спектры сигналов (3) для разных частот вращения и различных случаев расположения двух освещенных областей на поверхности диска. Один из первых дифракционных порядков в спектре решетки перекрывался диафрагмой. Спектрограммы записывались самописцем типа Н-110 с выхода спектроанализатора С5-2 в полосе анализа 200 Гц. Период вращения диска контролировался с помощью частотомера-хронометра Ф-5041.

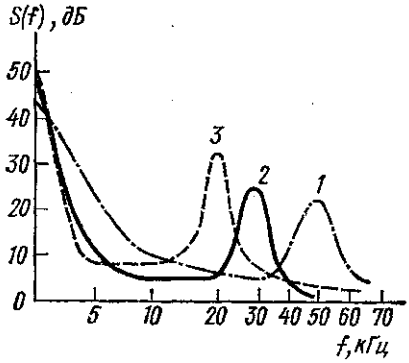

Рис. 2. Спектральная плотность $S(f)$ выходного сигнала фотоприемника для разных периодов вращения диска: $T \approx 170$ (1), 100 (2) и 60 (3) мкс

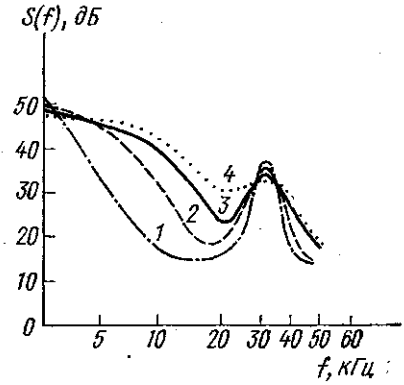

Рис. 3. Спектрограммы выходного сигнала фотоприемника для различных расположений освещенных областей на поверхности диска. Смещение одной из областей от центра диска равно 0 (1), 5 (2), 10 (3) и 15 (4) мм

На рис. 2 представлены спектрограммы, соответствующие вращению диска с разными периодами. Поверхность диска освещалась таким образом, чтобы нулевой дифракционный порядок спектра решетки совмещался с положением оси вращения диска. При этом диафрагма фотоприемника располагалась вблизи центра пятнистой картины. Таким образом, ширина низкочастотной составляющей спектра сигнала была обусловлена линейной скоростью движения диска в точке, соответствующей координате локализации 1-го порядка спектра решетки. Как следует из рис. 2, с увеличением частоты вращения диска (частоты колебаний объекта) происходит перемещение максимума высокочастотной части спектра сигнала в сторону более высоких частот. При этом наблюдается также увеличение ширины низкочастотной составляющей спектра, что обусловлено увеличением линейной скорости соответствующей точки поверхности диска. Видно также, что ширина высокочастотной компоненты спектра совпадает с его низкочастотной частью. На спектрограммах представлена лишь огибающая спектрального распределения, так как при указанной полосе анализа спектроанализатора составляющие, кратные $\Omega_\partial = 2\pi/T$, не могли быть разрешены.

Согласно приведенным формулам частота, на которой наблюдается максимум высокочастотной части спектра сигнала (3), не зависит от расположения освещенных областей на поверхности диска и определяется только его частотой вращения и величиной углового биения. На рис. 3 представлены спектрограммы, полученные для неизменной частоты вращения диска и трех различных расположений освещенных областей на его поверхности.

Согласно рис. 3 при удалении освещенных областей от центра диска к его краям происходит лишь трансформация спектра, связанная с его уширением, что, естественно, объясняется увеличением линейной скорости движения исследуемых точек поверхности диска при их смещении от оси вращения к периферии.

С целью ослабления низкочастотного шума целесообразно располагать освещенные области симметрично относительно оси вращения диска.

При указанной геометрии освещения образца оценку минимального регистрируемого углового биения диска можно представить выражением $\alpha_m = D_0/8\sqrt{2}\pi f$. Здесь α_m — величина минимального углового биения диска в радианах, D_0 — ширина пучка света, падающего на дифракционную решетку, f — фокусное расстояние линзы, служащей для освещения объекта. Для описываемой установки величина α_m составляла приблизительно $2 \cdot 10^{-4}$ рад.

Полученная оценка справедлива в предположении гауссовой формы спектра низкочастотного шума, которая имеет место в случае, когда распределение освещенности внутри каждой области на рассеивающей поверхности является гауссовым [6].

Описанная методика позволяет обнаруживать малые поперечные колебания движущихся шероховатых объектов, в частности угловые биения вращающихся деталей. Результаты экспериментов хорошо согласуются с теоретическими представлениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Palmer C. H., Claus R. O., Fick S. E. Ultrasonic wave measurement by differential interferometry.— Appl. Opt., 1977, **16**, N 7, p. 1849—1856. [2] Шеняв-ский Л. А., Шмальгаузен В. И. Поляризационный интерферометр для измерения малых динамических деформаций.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, **19**, № 1, с. 125—127. [3] Анчуткин В. С., Шмальгаузен В. И. Обнаружение и изучение малых вибраций шероховатых поверхностей по рассеянному ими свету.— Опт. и спектр., 1979, **46**, № 3, с. 586—592. [4] Анчуткин В. С. Измеритель вибраций диффузно отражающих объектов на дифракционной решетке.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, **20**, № 5, с. 94—96. [5] Анисимов В. В., Козел С. М., Локшин Г. Р. О пространственно-временных статистических свойствах когерентного излучения, рассеянного движущимся диффузным отражателем.— Опт. и спектр., 1969, **27**, № 3, с. 483—491. [6] Анисимов В. В., Козел С. М., Локшин Г. Р. Спектральные свойства случайного поля интенсивности, полученного при рассеянии когерентного излучения на движущейся диффузной поверхности.— Радиотехника и электроника, 1970, **15**, № 3, с. 539—545.

Поступила в редакцию
28.05.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 537.312.62

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ С ИСКРИВЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ СВЕРХПРОВОДНИКА ВТОРОГО РОДА

Ф. Ф. Терновский, Л. Н. Шехата (Египет)

(кафедра квантовой теории)

1. Как показали Бин и Лингвистон [1] и Де Жен [2], проникновение вихревых нитей в сверхпроводник второго рода цилиндрической формы с идеально гладкой поверхностью должно начинаться не при значении внешнего магнитного поля (параллельного поверхности)