

УДК 621.391

В. А. Вагарин, А. В. Скрипаль, Д. А. Усанов

(Саратов)

ИЗМЕРЕНИЕ НЕГАРМОНИЧЕСКИХ ВИБРАЦИЙ
СПЕКТРАЛЬНЫМ ГОМОДИННЫМ МЕТОДОМ

Приведен анализ гомодинного метода измерения амплитуды негармонических колебаний, основанный на определении порядка максимальной составляющей спектра выходного сигнала детектора. Исследовано влияние фазы интерференционного колебания и амплитуд негармонических вибраций на положение максимума спектра выходного сигнала детектора. Показана возможность определения наличия и уровня несинусоидальности колебаний объекта при изменении фазы интерференционного колебания.

Для определения амплитуды гармонических колебаний объектов может быть использован гомодинный метод, в котором модуляция оптического излучения происходит в пучке, отраженном от объекта [1, 2]. В [3, 4] показана возможность повышения разрешающей способности метода при определении амплитуды колебаний по спектральным составляющим выходного сигнала и их отношениям. Использование большинства из известных разновидностей гомодинного метода не позволяет определять наличие и степень несинусоидальности вибраций, что может приводить к значительной погрешности. Для определения несинусоидальности вибраций в [4] предлагается проводить измерения амплитуд трех гармонических составляющих выходного сигнала детектора. Нами было показано [5], что предложенный в работе метод применим только в ограниченном диапазоне вибраций исследуемого объекта.

Для контроля наличия и уровня несинусоидальности колебаний может быть использован метод, основанный на определении порядка максимальной составляющей спектра выходного сигнала детектора. Как известно [6], при движении объекта по гармоническому закону нормированная переменная составляющая сигнала детектора может быть представлена в виде

$$U = J_0(\sigma)\cos(\theta) + \cos(\theta) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\sigma)\cos(2n(\omega t + \varepsilon)) - \\ - \sin(\theta) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\sigma)\sin((2n+1)(\omega t + \varepsilon)), \quad (1)$$

где $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$; ξ — амплитуда вибрации исследуемого объекта; λ — длина волны излучения лазера; ω — частота вибрации исследуемого объекта; J_n — функция Бесселя первого рода порядка n ; θ — фаза сигнала; ε — начальная фаза.

Из анализа спектра выходного сигнала следует, что с ростом амплитуды колебаний объекта спектр обогащается, что приводит к возникновению гармоник с большими n . При этом область спектра, содержащая гармонику с максимальной амплитудой, смещается в сторону больших значений n . При гармонических колебаниях объекта изменение фазы сигнала θ приводит к поочередному уменьшению амплитуды четных или нечетных спектральных

составляющих, при этом порядок максимальной спектральной составляющей изменяется на $|\Delta n| = 1$.

Нарушение синусоидальности на практике часто связано с возбуждением второй гармоники основной частоты колебаний объекта. Для определения ее влияния на спектр выходного сигнала допустим, что движение объекта происходит по закону

$$W = \sigma(\sin(\omega t) + m \sin(2\omega t)),$$

где ξm — амплитуда колебаний объекта на удвоенной частоте. Амплитуда сигнала детектора в этом случае может быть представлена в виде

$$U = \cos(\theta + W) = \cos(\theta) \left(J_0(\sigma m) J_0(\sigma) - 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_0(\sigma m) J_{2n}(\sigma) \cos(2n\omega t) + \right. \\ \left. + 2S1 \left(2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos(2n\omega t) - J_0(\sigma) \right) - 4S2S3 \right) - \\ - \sin(\theta) \left(2S2(2S1 - J_0(\sigma m)) - 2S3 \left(2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos(2n\omega t) - J_0(\sigma) \right) \right), \quad (2)$$

где

$$S1 = \sum_{n=0}^{\infty} J_{4n}(\sigma m) \cos(4n\omega t),$$

$$S2 = \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\sigma) \sin((2n+1)\omega t),$$

$$S3 = \sum_{n=0}^{\infty} J_{2(2n+1)}(\sigma m) \sin(2(2n+1)\omega t).$$

На рис. 1 представлены спектры выходного сигнала детектора для различных набегов фаз θ и значения амплитуды вибрации объекта, равного $1,3\lambda$. Номер спектральной составляющей с максимальной амплитудой, как видно из рис. 1, изменяется от значения $n_{\min} = 8$ при фазе сигнала $\theta = 70^\circ$ до значения $n_{\max} = 13$ при фазе сигнала 140° , где $n = \omega_n/\omega$, а ω_n — частота гармонической

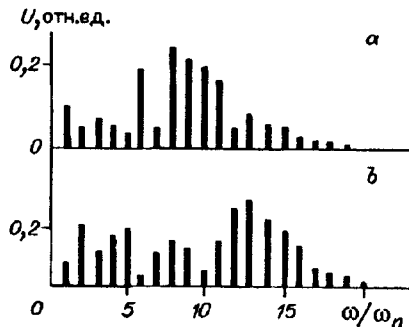


Рис. 1. Спектры выходного сигнала детектора для различных набегов фаз θ :

$a - 70^\circ$, $b - 140^\circ$

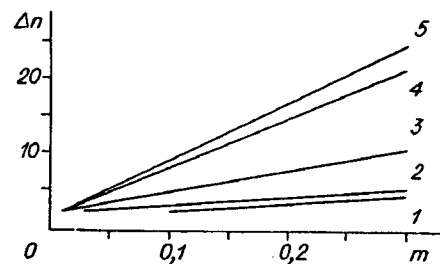


Рис. 2. Зависимость изменения положения максимума спектра выходного сигнала от амплитуды второй гармоники при различных значениях амплитуды вибраций объекта на основной частоте:

1 — 0,45λ, 2 — 0,65λ, 3 — 1,3λ, 4 — 2λ, 5 — 2,5λ

составляющей. Изменение на несколько порядков максимума спектра выходного сигнала $\Delta n = n_{\max} - n_{\min}$ вызвано суперпозицией слагаемых в разложении (2), возникших в результате модуляции колебаний объекта второй гармоникой. При этом амплитуда колебаний объекта на основной частоте пропорциональна средней величине экстремальных значений n при изменении θ в диапазоне от 0 до 2π :

ξ/λ , мкм	m	n_{\min} (теория)	n_{\max} (теория)	Δn (теория)	Δn (эксперимент)
0,45	0,1	2	4	2	2
0,65	0,03	4	6	2	2
0,65	0,1	2	6	4	4
1,3	0,1	8	13	5	4

$$\xi \cong (\lambda/4\pi)(n_{\max} + n_{\min})/2.$$

Зависимость изменения положения максимума спектра выходного сигнала Δn при изменении фазы сигнала в диапазоне от 0 до 2π от глубины модуляции колебаний вибрирующего объекта второй гармоникой m при различных значениях амплитуды колебаний объекта на основной частоте приведена на рис. 2. Как видно из рис. 2, при амплитудах вибраций объекта, превышающих $0,45\lambda$, изменения положения максимума спектра выходного сигнала превышают величину $|\Delta n| = 1$. Кроме того, с увеличением m величина изменения положения максимума спектра выходного сигнала при изменении фазы сигнала увеличивается. Последнее обстоятельство может быть использовано для контроля наличия в спектре частотных составляющих и оценки их величины.

Измерения изменения положения максимума спектра выходного сигнала могут быть определены по фазе интерференционного сигнала θ при перемещении объекта вдоль пучка лазера. Результаты расчета и измерений величины Δn при различных амплитудах колебаний объекта на основной частоте и различных значениях амплитуды колебаний объекта на удвоенной частоте приведены в таблице.

Некоторое расхождение измеренных и рассчитанных значений изменения положения максимума спектра Δn может быть обусловлено тем, что при измерениях не всегда удается обеспечить непрерывное изменение фазы сигнала.

В заключение можно сделать вывод, что, изменяя фазу интерференционного сигнала, по изменению порядка спектральной составляющей с максимальной амплитудой при использовании градуировочных кривых, приведенных на рис. 2, можно определить амплитуду второй гармоники основной частоты колебаний объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eliseev P. G., Tsotsoria M. V. // *Sov. Lightwave Commun.* 1991. 1. P. 142.
2. Wei Jin. // *Appl. Opt.* 1992. 31, N 34.
3. Зак Е. А. Когерентные световые методы измерения параметров механических колебаний // *Зарубеж. радиоэлектрон.* 1975. № 12.
4. Pernick B. J. Self-consistent and direct reading laser homodyne measurement technique // *Appl. Opt.* 1973. 12, N 3. P. 607.
5. Вагарин В. А., Скрипаль А. В., Усанов Д. А. Об ограничениях в применении спектрального гомодинного метода определения амплитуды вибраций // *Автометрия.* 1994. № 1.
6. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. *Лазерная интерферометрия.* Новосибирск: Наука, 1983.

Поступила в редакцию 15 августа 1994 г.