

13. Фоскамп. Изменения в материале под действием контактной нагрузки при качении // Проблемы трения и смазки.— 1985.— Т. 107, № 3.
14. Nakashima H., Maeda K., Tsushima N., Muro H. Application of X-ray measurement to bearing failure analysis.— S. I., 1983.— (Techn. Pap. Ser./SAE; N 830825).
15. Болотин В. В. Статистические методы в строительной механике.— М.: Стройиздат, 1965.
16. Болотин В. В. Энергетический подход к описанию роста усталостных трещин при неоднородном напряженном состоянии // ПМТФ.— 1985.— № 2.
17. Финкель В. М. Физические основы торможения разрушения.— М.: Metallургия, 1977.

г. Москва

Поступила 21/IV 1988 г.,
в окончательном варианте — 7/II 1989 г.

УДК 534.1

В. П. Лебедев, В. М. Родюшкин

МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ ВНУТРЕННИХ ДИНАМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКА

Динамическое напряженное состояние элементов машин и конструкций определяют по результатам измерений вибрации на их поверхности. Данные о структуре упругого поля внутри элементов получают путем последующих расчетов [1] на базе известных в теории упругости математических соотношений. Такие методы, основанные на измерениях и расчетах, оправдывают себя при оценке структуры статического и квазистатического упругого поля, но становятся практически непригодными в тех случаях, когда следует принять во внимание волновой характер поля. Однако в технике появляется все больше задач, где именно волновые процессы в машинах и конструкциях составляют предмет исследований [2]. Возникает необходимость поиска новых принципов экспериментальной оценки структуры поля.

1. Обратимся к работам [3, 4], где предложено использовать явление нелинейного взаимодействия упругих волн. Смысл его в том, что плоская монохроматическая ультразвуковая волна, проходя зону достаточно мощного звукового поля, модулируется при этом по фазе. Эффект модуляции накапливается на протяжении всего пути волны в зоне и зависит от направления ее распространения. Таким образом обеспечивается добыча информации о структуре низкочастотного упругого волнового поля внутри элемента конструкции. Общий вид математической связи мгновенного приращения фазы акустического сигнала с динамическими деформациями искомого поля для изотропного твердого тела получен в [3] при условии, что временной масштаб изменения динамических деформаций много больше периода ультразвуковой волны, а амплитуда смещения искомого поля — смещений, вызываемых ультразвуковой волной:

$$(1) \quad \varphi(t) = B \int_0^{z_0'} (\beta \epsilon'_{11} + \gamma \epsilon'_{22} + \gamma \epsilon'_{33}) |_{t=t_0+z'/c} dz',$$

где $B = \omega/(2\rho c^2)$; ω — частота ультразвука; ρ — плотность; c — скорость распространения ультразвука; $\beta = 6\mu + 3\lambda + 4m + 2l$, $\gamma = \lambda + 2l$ — параметры нелинейности материала; μ, λ, l, m, n — константы упругости 2-го и 3-го порядков соответственно; ϵ'_{ii} — диагональные компоненты тензора деформаций упругого динамического поля.

Ниже рассматривается метод оценки неоднородности поля внутренних динамических напряжений в элементах машин и конструкций, основанный на использовании соотношения (1) и пригодный для практических приложений.

Заметим, что формула (1) получена в таком довольно простом виде благодаря выбору системы координат: ось z' направлена вдоль пути распространения волнового фронта ультразвуковой зондирующей волны. Поскольку объект изучения — поле внутри элемента конструкции, то в дальнейшем целесообразно рассматривать условие (1), выраженное в системе координат, связанной с этим элементом. Достаточно компоненты ε'_{ij} записать в новой системе координат и корректно провести замену переменной интегрирования. Тогда

$$(2) \quad \varphi(\Theta, t) = B \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 u_{ij}(\Theta) \int_0^{z_0} \varepsilon_{ij} \left(x(z), z, t + \frac{z}{c} \right) \frac{1}{\cos \Theta} dz,$$

$$u_{ij}(\Theta) = \beta A_{1i} A_{1j} + \gamma A_{2i} A_{2j} + \gamma A_{3i} A_{3j}$$

($A_{ij} = A_{ij}(\Theta)$ — матрица поворота системы координат (см. рис. 1)).

Соотношение (2) — исходное для разработки методов оценки структуры динамического упругого поля. Здесь набег фазы $\varphi(\Theta, t)$ — интегральная характеристика поля деформаций ε_{ij} . Задачи оценки структуры дифференциальной характеристики по известным интегральным характеристикам процесса (поля), как правило, плохо обусловлены. Решение ищут в узком классе функций так, чтобы обеспечить, с одной стороны, достоверное различие искомых структурных особенностей поля, с другой, — правдоподобную физическую интерпретацию этих особенностей.

В нашем случае применительно к волновым элементам машин, конструкций такой класс функций (математическая модель поля) зададим в виде

$$(3) \quad \varepsilon_{11}(x, z, t) = \varepsilon_0(z) \exp [i(\Omega t - kx)],$$

$$\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\nu \varepsilon_{11}, \quad \varepsilon_{ij} = 0 \text{ при } i \neq j$$

(ν — коэффициент Пуассона, Ω и k — частота и волновое число распространяющейся в элементе исследуемой волны). Эта модель поля, или квазистержневое приближение, представляет собой бегущую волну, однородную вдоль y и неоднородно распределенную вдоль z (поперечной координаты стержня конечной толщины). В качестве параметра неоднородности, характеризующего особенности структуры поля, будем рассматривать интервал корреляции τ функции $\varepsilon_0(z)$. Подставив (3) в (2), получим

$$\varphi(\Theta, t) = B(\Theta) \exp [i\Omega t_0] \int_0^{z_0} \varepsilon_0(z) \exp \left[iz \left(\frac{\Omega}{c \cos \Theta} - k \operatorname{tg} \Theta \right) \right] dz,$$

$$B(\Theta) = \frac{\varepsilon_{11}(\Theta) - \nu \varepsilon_{22}(\Theta) - \nu \varepsilon_{33}(\Theta)}{\cos \Theta} B.$$

Представляет интерес энергетическая характеристика $\varphi(\Theta, t)$, так как она отражает энергетические соотношения исследуемого поля, его энергетическую структуру. Кроме того, когда исследуемое поле монохроматическое, она является квадратом индекса модуляции, величины в технике известной и доступной для измерений:

$$(4) \quad m_\varphi^2 = \varphi(\Theta, t) \overline{\varphi(\Theta, t)} = B^2(\Theta) \int_0^{z_0} \int_0^{z_0} \varepsilon_0(z) \bar{\varepsilon}_0(z_1) \exp [iU(z - z_1)] dz dz_1,$$

$$m_\varphi^2 = B^2(\Theta) \int_0^{z_0} K(\Delta) \exp [iU\Delta] d\Delta = B^2(\Theta) G(U).$$

Здесь $\Delta = z - z_1$; $U = \frac{\Omega}{c \cos \Theta} - k \operatorname{tg} \Theta$;

$$(5) \quad G(U) = \int_0^{z_0} K(\Delta) \exp [iU\Delta] d\Delta;$$

$$(6) \quad K(\Delta) = \int_{-\Delta}^{z_0 - \Delta} \varepsilon_0(z + \Delta) \bar{\varepsilon}_0(z_0) dz.$$

Учитывая, что $\varepsilon_0(z) = 0$ при $z < 0$ и $z > z_0$, в (5) и (6) можно проставить пределы интегрирования от $-\infty$ до $+\infty$, т. е. $K(\Delta)$ и $G(U)$ являются корреляционной функцией и спектром мощности функции $\varepsilon_0(z)$ (U — пространственная частота). Поскольку $\varepsilon_0(z)$ описывает неоднородность поля в сечении элемента, то $K(\Delta)$ и $G(U)$ — равноправные и адекватные

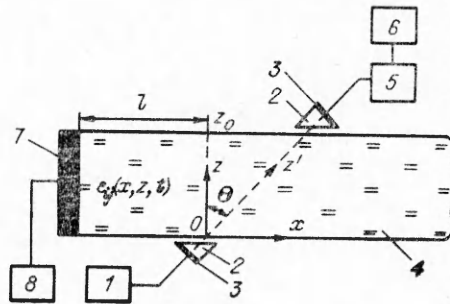
характеристики этой неоднородности. Из соотношений (4), (5) следует, что по угловой зависимости m_{Φ}^2 , доступной для измерения, можно найти $G(U)$, $K(\Delta)$, а следовательно, и τ . Интервал корреляции определяют поразному, в основном с учетом специфики обрабатываемых сигналов, а также из соображений удобств расчетов. При аналитических исследованиях в качестве τ принимают одно из следующих соотношений:

$$\tau = \left(\int_{-\infty}^{\infty} \Delta^2 K^2(\Delta) d\Delta \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} K^2(\Delta) d\Delta \right)^{1/2}, \quad \tau = \int_{-\infty}^{\infty} |K(\Delta)| d\Delta / K(0).$$

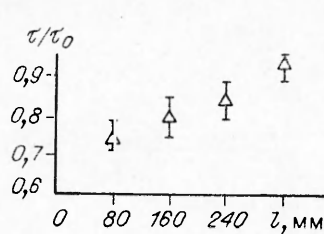
2. Экспериментальная оценка неоднородности $\varepsilon_0(z)$ сводится к измерению индекса модуляции m_{Φ}^2 при различных углах распространения ультразвуковой волны через исследуемый волноводный элемент машины, нахождению $K(\Delta)$ из (4) и (5) с использованием преобразования Фурье и вычислению параметра неоднородности τ .

Измерения индекса модуляции проводились по схеме, представленной на рис. 1, где 1 — генератор монохроматический ультразвуковых колебаний, обеспечивающий стабильность частоты не хуже 10^{-7} , 2 — призмы преобразователей, 3 — пьезокерамические пластины с резонансной частотой 2 МГц, 4 — модель волноводного элемента машины, 5 — полосовой фильтр, 6 — селективный вольтметр, 7 — излучатель пьезокерамический, создающий динамическое упругое поле, 8 — генератор низкочастотный. С помощью набора пар призм обеспечивалось изменение угла зондирования Θ . Индекс модуляции определялся как отношение амплитуды боковой составляющей в спектре принимаемого модулированного сигнала к амплитуде несущей, измеренных селективным вольтметром. При этом погрешность измерения индекса модуляции составила в эксперименте 12%. В качестве модели волноводного элемента использован брус из органического стекла $70 \times 150 \times 1500$ мм³, в котором с одного торца возбуждалось переменное упругое поле. Благодаря выбору достаточно высокой частоты колебаний (от 10 до 50 кГц) в бруске возникала бегущая волна, которая на длине 1,5 м практически затухала и, по нашему мнению, вполне соответствовала модели поля (3). В процессе обработки экспериментальных данных расчетным путем компенсировалась постоянная составляющая $\varepsilon_0(z)$. Неоднородность поля оценивалась относительно равномерного распределения динамических деформаций по сечению элемента, т. е. характеристикой являлось отношение τ/τ_0 , которое для равномерного распределения ($\varepsilon_0(z) = \text{const}$, $\tau = \tau_0$) равно единице. Некоторая громоздкость вычислений при этом окупается наглядностью результатов.

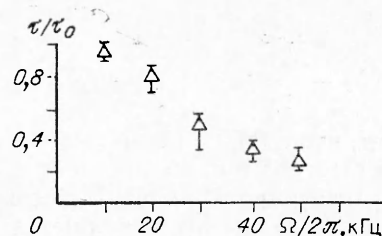
Величина τ/τ_0 экспериментально определялась в зависимости от расстояния до излучателя, от частоты динамических деформаций, от наличия сочленения в середине бруса, моделируемого путем приклеивания к брусу стойки из органического стекла. Наблюдения дали следующие результаты. Вблизи излучателя интервал корреляции минимален: $\tau/\tau_0 = 0,76$ (на частоте 20 кГц), что указывает на максимальную неоднородность в этой области. Из показанной на рис. 2 зависимости значений τ/τ_0 от l



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

(расстояния между точкой измерения и излучателем, создающим динамическое упругое поле) видно, что в процессе перехода к более дальним от излучателя областям модели элемента структура поля становится более гладкой, близкой к равномерному распределению. На расстоянии $l = 5(2\pi)/K$ интервал корреляции увеличивается на 20–25 %.

Измерения на разных частотах (15, 20, 30, 40 и 55 кГц) показали уменьшение интервала корреляции от 0,95 до 0,22. Это свидетельствует о том, что при увеличении частоты возрастает и неоднородность поля (см. рис. 3). На частотах 15 кГц и ниже в пределах погрешности метода структура поля в различных точках не отличалась от равномерного распределения. Отмечено также увеличение неоднородности поля вблизи сочленения: в эксперименте уменьшение интервала корреляции составляло до 50 % по сравнению с данными.

Перечисленные результаты качественно согласуются с существующими в настоящее время представлениями о распространении колебаний в упругих волноводах [5,6]. Более того, при многократном воспроизведении эксперимента результаты повторяются. Разброс в значениях τ/τ_0 для различных серий измерений при одних и тех же условиях не превышал 15 %. Это дает основание говорить о количественной оценке величины неоднородности по параметру τ . Заметим, что кроме неоднородности поля в сечении элемента по приведенным данным также оценивается и слабая неоднородность поля вдоль элемента.

Предложенный метод можно применять для неразрушающего определения внутреннего динамического напряженного состояния узлов машин, конструкций и их элементов.

В заключение заметим, что модель (3) грубо отражает неоднородность поля, не достаточно полно описывает реальные динамические напряжения в волноводе. Но она дает решение плохо обусловленной задачи, пригодное для практического приложения. Кроме того, данный метод оценки неоднородности поля обеспечен средствами измерений, выпускаемых промышленностью, и, следовательно, уже сейчас может быть использован на практике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пригоровский Н. И. Методы и средства определения полей деформаций и напряжений: Справ.— М.: Машиностроение, 1983.
2. Весницкий А. И., Потанов А. И. О некоторых общих свойствах волновых процессов в одномерных механических системах переменной длины // Прикл. механика.— 1975.— Т. 11, № 4.
3. Конохов Б. А., Шалашов Г. М. О нерезонансных параметрических взаимодействиях упругих волн в изотропной твердой среде // Изв. АН СССР. МТТ.— 1976.— № 5.
4. Малюков О. В., Родюшкин В. М. Применение ультразвука для измерения динамических сил // Машиноведение.— 1988.— № 2.
5. Гринченко В. Т., Меленко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах.— Киев: Наук. думка, 1981.
6. Ерофеев В. И., Конохова И. Д., Родюшкин В. М. Распространение волн в крестообразных стержневых системах // ПМТФ.— 1987.— № 2.

г. Горький

Поступила 1/VI 1988 г.,
в окончательном варианте — 6/III 1989 г.