УДК 531.3, 533.6, 534.1

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В АКСИАЛЬНОМ ПОТОКЕ И ЛОПАТКАХ РОТОРА ПРИ ФЛАТТЕРЕ В ТУРБОКОМПРЕССОРЕ

© Олег Борисович Балакшин, Борис Георгиевич Кухаренко

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт машиноведения им. А.А.Благонравова РАН, Москва, Россия

balakshin28@mail.ru, kukharenkobg@hotmail.com

Аннотация. После резонанса лопаток на изгибной частоте, исследуются условия возбуждения для флуктуаций давления потока воздуха и изгибного флаттера лопаток ротора. Две подсистемы аксиального турбокомпрессора, участвующие во флаттере: сжатый воздушный поток и лопатки ступени ротора имеют различные динамические характеристики, и неустойчивые процессы в них развиваются со сдвигом времени. Выравнивание времени и масштабирование записей колебаний лопаток и флуктуаций давления потока демонстрирует опережающий рост кратковременной энергии колебаний отдельных лопаток ротора и энергии мод флуктуаций давления потока относительно энергии колебаний других лопаток ротора, т.е. источником флаттера лопаток являются флуктуации давления потока.

***Ключевые слова**:* флаттер лопаток, акустические диаметральные моды, синхронизация колебаний, кратковременная энергия, выравнивание времени, масштабирование записей, аксиальный турбокомпрессор

TRANSIENT PROCESS FEATURES IN AXIAL FLOW AND ROTOR BLADES DURING FLUTTER IN TURBOCOMPRESSOR

O.B. Balakshin, B.G. Kukharenko

Blagonravov Mechanical Engineering Research Institute of the RAS, Moscow, Russia

Annotation. After blade resonance on torsion frequency, excitation conditions of air flow pressure fluctuations and blade bending flutter are under study. Two subsystems of axial turbo compressor having part in flutter: compressed air flow and rotor stage blades have different dynamical features, and the subsystem unstable processes evolve with time-delay. Time warping and scaling blade oscillation and flow pressure fluctuation energy records uncover leading growth of several blade oscillation and air flow pressure fluctuation short-time energy in reference to other rotor blade oscillation short-time energy, and it means that exciting sources of blade flutter are air flow pressure fluctuations.

***Key words**:* blade flutter, acoustic diametral modes, oscillation synchronization, short-time energy, time warping, record scaling, axial turbo compressor

Экспериментальные исследования показывают, что неустойчивость колебаний лопаток первой ступени ротора аксиального турбокомпрессора связана со сжатием воздушного потока, возникновением флуктуаций его давления и, как результат, нелинейной аэроупругостью потока между лопатками этой ступени ротора [1]. В настоящей статье на основе экспериментальных данных отдела динамической прочности ЦИАМ им. П.И. Баранова изучается возникновение и

развитие флаттера в аксиальном турбокомпрессоре и синхронизация колебаний лопаток ротора. Флаттеру, как правило, предшествует резонанс на одной из собственных частот лопаток, вызываемый гармоникой частоты вращения ротора [2]. С ростом частоты вращения ротора процесс развития резонанса прерывается в результате наступления флаттера. Ротор обладает круговой симметрией, что определяет вид синхронных колебаний лопаток при флаттере. При изгибном флаттере соседние лопатки ротора колеблются с изгибной частотой f_B и постоянным сдвигом фаз. Пусть вектор $\mathbf{u}(t)=[\mathbf{u}_1(t),...,\mathbf{u}_{N_b}(t)]$ представляет степени свободы лопаток ротора, N_b − число лопаток в ступени ротора турбокомпрессора. Периодическое колебание лопатки на изгибной частоте f_B представляется декомпозицией на круговые моды

$$\mathbf{u}_i(t)=\sum_{m=-N_b+1}^{N_b-1}\mathbf{U}_m\exp\left(j\left(2\pi f_B t+(i-1)\sigma_m\right)\right), \quad (1)$$

где

$$\sigma_m=\frac{2\pi m}{N_b}, m=0,1,...,\left(N_b-1\right), \quad (2)$$

Порядок m определяет число узлов круговой моды синхронных колебаний лопаток ротора (число ее узловых диаметров). В диапазоне сдвигов фаз σ_m (2) от 0 до 180°, т.е. при наиболее значимом числе диаметров $m = 1, 2, 3$, фактор демпфирования (логарифмический декремент с обратным знаком) δ_B на изгибной частоте f_B положительный и круговые моды синхронных колебаний лопаток неустойчивы. С ростом частоты f_R вращения ротора растет давление в компрессоре. Изгибный флаттер возникает, когда соседние лопатки ступени ротора начинают чувствовать колебания друг друга через сжатый воздушный поток, что приводит к неустойчивости с положительным фактором демпфирования δ_B.

Временная зависимость частоты вращения ротора типа блиск (блиск от английского сокращения blisk – (integrally) bladed disk design) исследуемого аксиального турбокомпрессора приведена в [3]. В блиске колебания лопаток слабо структурно и конструкционно демпфированы по сравнению с диском с вставленными лопатками (имеющими естественную диссипацию в замке), и слабое демпфирование облегчает возникновение флаттера. В [3] приведены тензометрические записи колебаний лопаток 3, 5 и 14, выполненные в пучности изгибной моды с частотой $f_B \approx 81$ Гц (частота дискретизации ≈ 20 кГц). В диапазоне времени $t = 4,...,20$ с первоначально возбуждаются крутильные моды лопаток с частотой $f_T \approx 178$ Гц, близкой в этом диапазоне времени гармонике $3f_R$ частоты вращения ротора, передаваемой лопаткам аэродинамическими следами в воздушном потоке. При увеличении частоты вращения ротора происходит уход из резонанса на частоте f_T крутильной моды лопаток и наступает флаттер на более низкой частоте $f_B \approx 81$ Гц изгибной моды лопаток. В [3] показан процесс синхронизации изгибных колебаний лопаток 3, 5 и 14 первой ступени ротора при флаттере. Спектральные параметры записей колебаний определяются по методу Прони. Оценка временной зависимости спектров факторов демпфирования и частот и соответствующих им спектров амплитуд и осуществляется по записи колебаний в результате последовательных нецелых сдвигов временного окна фиксированной длины L = 2000 (временная длительность окна ≈ 0,1 с).

Для каждой из записей (временных рядов) $\mathbf{u}_i, i=\overline{1,3}$ неустойчивых колебаний лопаток 3, 5 и 14, представленных в [3], с использованием оконной функции Хана может быть вычислена кратковременная энергия

$$e_i[k]=\sum_{j=k-n-1}^{k-1}\left(w[k-j]u[j]\right)^2, k=\overline{1,N}, i=\overline{1,3}, \quad (4)$$

где оконная функция Хана

$$w[j]=\left(1-\left(\cos\left(\frac{\pi(j-1)}{L}\right)\right)^2\right), j=\overline{1,(L+1)}. \quad (5)$$

Для наглядности кратковременная энергия (4) часто нормируется на параметр L длины окна (5) [4]. Для целей настоящего исследования специальный интерес представляют временные зависимости энергии колебаний лопаток на частоте флаттера $f_B \approx 81$ Гц. Линейная фильтрация представленных в [3] записей колебаний лопаток 3, 5 и 14 на изгибной частоте $f_B \approx 81$ Гц показывает, что после $t \approx 23$ с в фильтрованных записях доминирует частота f_B. На рис.1 представлены временные зависимости энергии колебаний 3-ей, 5-ой и 14-ой лопаток на изгибной частоте $f_B \approx 81$ Гц для длины окна $L=2\cdot 32^2$ (5), соответствующей временной длительности ≈ 0,1 с. Для оценки канонической (универсальной) временной зависимости энергии синхронных колебаний лопаток, кратковременные энергии колебаний отдельных лопаток (рис.1) должны быть выровнены во времени и масштабированы. Это обеспечивается обучением модели непрерывного профиля (Continuous Profile Model – CPM) [5].

Пусть имеются K (наблюдаемых) временных рядов кратковременной энергии (4)

$$\mathbf{e}_i = e_i[k], k=\overline{1,N}.$$

Каноническое представление для набора наблюдаемых асинхронных временных рядов с Гауссовым шумом в виде скрытой записи

$$\mathbf{z}=z[k], k=\overline{1,M} \quad (6)$$

предполагает, что каждый наблюдаемый временной ряд $\mathbf{e}_i$ моделируется как неоднородная выборка элементов скрытой записи $\mathbf{z}$ (6), к которым применены преобразования выравнивания времени и масштаба. Если $M >> N$, то любой элемент наблюдаемого временного ряда $\mathbf{e}_i$ отображается в элемент скрытой записи $\mathbf{z}$ (6). Генерация наблюдаемого временного ряда на основе скрытой записи определяется соответствующей ему последовательностью скрытых состояний CPM-модели. Скрытое состояние представляет собой пару состояние времени/состояние масштаба

$$\psi_i[k]=\{\tau_i[k],\chi[k]\}, k=\overline{1,N}. \quad (7)$$

Состояния времени $\tau_i[k], k=\overline{1,N}$ принадлежат последовательности натуральных чисел $\overline{1,M}$, представляющих скрытое время, которое индексирует скрытую запись. Состояния масштаба $\chi[k], k=\overline{1,N}$ принадлежат упорядоченному набору $\overline{1,Q}$. В Марковской модели [6], распределение вероятности эмиссии элементов наблюдаемого временного ряда $\mathbf{e}_i = e_i[k], k=\overline{1,N}$, производимых последовательностью скрытых состояний $\psi_i[k], k=\overline{1,N}$ (7) на основе скрытой записи $\mathbf{z}=z[k], k=\overline{1,M}$ (6), имеет вид

$$p\left(e_i[k]\middle|\mathbf{z},\psi_i[k],u_i,\sigma_i\right)=N\left(e_i[k]\middle|u_i z\left[\tau_i[k]\right]\chi[k],\sigma_i\right), \quad (8)$$

где

$$N\left(x\middle|z,\sigma\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}\exp\left(-\frac{\left(x-z\right)^2}{2\sigma^2}\right)$$

– Гауссово нормальное распределение; $\sigma_i^{\,2}$ – вариация шума в наблюдаемом временном ряду; u_i – глобальный параметр масштаба для наблюдаемого временного ряда, который корректирует (глобальную) разницу масштаба временного ряда $\mathbf{e}_i$ и скрытой записи $\mathbf{z}$ (6).

Вероятности переходов между состояниями времени и вероятности переходов между состояниями масштаба определяются отдельно. Поэтому, в Марковской модели [6], совместная вероятность переходов между скрытыми состояниями факторизуется следующим образом

$$T^i_{\psi_i[k],\psi_i[l]}\equiv p\left(\psi_i[k]\middle|\psi_i[l]\right)=p\left(\tau_i[k]\middle|\tau_i[l]\right)p\left(\chi[k]\middle|\chi[l]\right) \quad (9)$$

Состояния скрытого времени всегда продвигаются вперед, но не могут перескакивать больше чем на J последовательных значений скрытого времени, индексирующего скрытую запись. Кроме этого, разрешаются переходы только между соседними состояниями масштаба. С учетом факторизации (9), число возможных скрытых состояний, из которых могут быть совершены переходы в текущее скрытое состояние, оказывается равным $3J$. Поэтому, матрица переходов $T^i_{\phi_i[k],\phi_i[l]}$ (9) сильно разрежена. Каждый наблюдаемый временной ряд имеет собственное (мультиномиальное) распределение вероятности переходов между последовательными состояниями скрытого времени

$$p\left(\tau_i[k]=a\middle|\tau_i[k-1]=b\right)=\begin{cases}\theta_i[1],\ \text{если } a-b=1\\ \theta_i[2],\ \text{если } a-b=2\\ \ldots\\ \theta_i[J],\ \text{если } a-b=J\\ 0\ \text{в противном случае}\end{cases}, \quad (10)$$

и последовательными состояниями скрытого масштаба

$$p\left(\chi[k]\middle|\chi[k-1]\right)=\begin{cases}\xi[1],\ \text{если } d\left(a,b\right)=-1\\ \xi[2],\ \text{если } d\left(a,b\right)=0\\ \xi[1],\ \text{если } d\left(a,b\right)=1\\ 0\ \text{в противном случае}\end{cases}, \quad (11)$$

где $d(a,b)=-1$ означает, что a на одно состояние меньше, чем b, $d(a,b)=0$ означает, что $a=b$ и $d(a,b)=1$ означает, что a на одно состояние больше b. Распределение Дирихле гарантирует не нулевые вероятностей переходов (10) и (11) между скрытыми состояниями

$$p\left(\boldsymbol{\theta}_i\right)=D\left(\boldsymbol{\theta}_i\middle|\boldsymbol{\eta}\right)\propto\prod_{j=1}^{J}\left(\theta_i[j]\right)^{\eta[j]-1},$$

$$p\left(\xi_i\right) = D\left(\xi_i \middle| \mathbf{v}\right) \propto \prod_{j=1}^{2} \left(\xi_i[j]\right)^{\nu[j]-1}. \quad (12)$$

Гладкость оцениваемой скрытой записи (6) обеспечивается штрафной функцией

$$p(\mathbf{z}) = \exp\left(-\lambda \bar{u} \cdot \sum_{k=1}^{M-1} \left(z[k+1] - z[k] \right)^2 \right), \quad (13)$$

где $\bar{u} = \frac{1}{K} \cdot \sum_{i=1}^{K} \left(u[i]\right)^2$ – средний глобальный масштаб по всем наблюдаемым временным рядам.

Соответствие масштаба скрытой записи масштабу наблюдаемых временных рядов обеспечивается использованием логарифмически нормального распределения для глобальных масштабов $u_i, i = \overline{1,K}$

$$p\left(\log\left(u_i\right)\right) = N\left(\log\left(u_i\right) \middle| 0, w\right), i = \overline{1,K}. \quad (14)$$

Временные ряды энергии (рис.1) выравниваются во времени и масштабируются, используя CPM-модель.

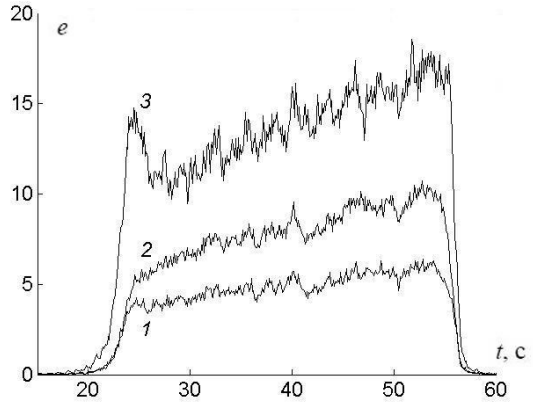


Рис.1. Энергии колебаний лопаток на частоте f_B : *1* – 3-ей; *2* – 5-ой; *3* – 14-ой.

Длина канонической временной зависимости (рис.2) энергии колебаний (скрытой записи (6)) $M = 2\left(1+\varepsilon\right)N$, $\varepsilon = 0,05$, где $N = 3 \cdot 10^7$ длина временных рядов энергии (4).

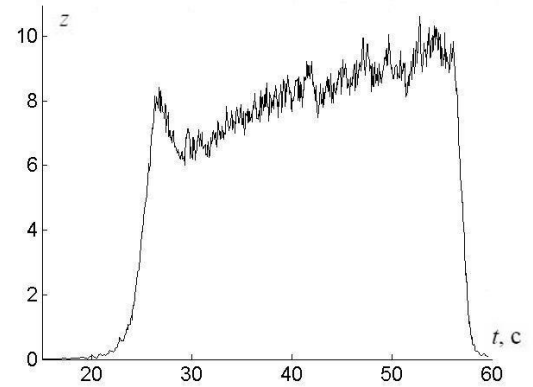


Рис.2. Каноническая временная зависимость энергии колебаний лопаток (рис.1).

Числа состояний скрытого масштаба $Q = 7$ (значения масштабов четные в логарифмической шкале). В штрафной функции гладкости (12) параметр $\lambda = 10^{-5}$. Вариации эмиссии (8) для временных рядов энергии (4) не отличаются больше, чем в четыре раза. В результате выравнивания во времени и масштабирования устанавливается, что при возникновении флаттера энергия колебаний 3-ей и 5-ой лопатки начинает рост примерно на 1 с позже начала роста энергии колебаний 14-ой лопатки. Это объясняет предшествование примерно на 1 с пика фактора демпфирования на частоте $f_B \approx 81$ Гц для изгибных колебаний 14-ой лопатки по сравнению с 3-ей и 5-ой лопаткой [3].

Для лопаток первой ступени ротора исследуемого аксиального турбокомпрессора доминирует круговая мода с числом диаметров $m = 3$ в (2). В [7] представлена запись флуктуаций давления потока при флаттере в исследуемом аксиальном турбокомпрессоре, одновременная записям $\mathbf{u}_i, i = \overline{1,3}$, неустойчивых колебаний лопаток 3, 5 и 14, и получены формулы для частот акустических диаметральных мод флуктуаций давления потока, сопутствующих флаттеру

$$f_{mD}^{(0)} = f_B + m \cdot f_R . \quad (15)$$

$$f_{mD}^{(1)} = 2f_B + m \cdot f_R \quad (16)$$

Определенные по методу Прони временные зависимости фактора демпфирования для частот, производных от f_B: $f_{2D}^{(0)} \approx 201$ Гц и $f_{3D}^{(0)}$ (15), и частот, производных от второй гармоники f_B: $f_{2D}^{(1)}$ и $f_{3D}^{(1)}$ (16) представлены в [7]. Для частот $f_{2D}^{(1)}$ и $f_{3D}^{(1)}$ при $t = 22$ с (установление флаттера) фактор демпфирования на этих частотах резко меняет знак на «+». Линейная фильтрация записи флуктуаций давления потока на частоте $f_{2D}^{(0)} \approx 201$ Гц (15) показывает, что после $t \approx 23$ с в записи доминирует эта частота. На рис.3 показаны временные зависимости энергии флуктуаций давления потока и колебаний 14-ой лопатки.

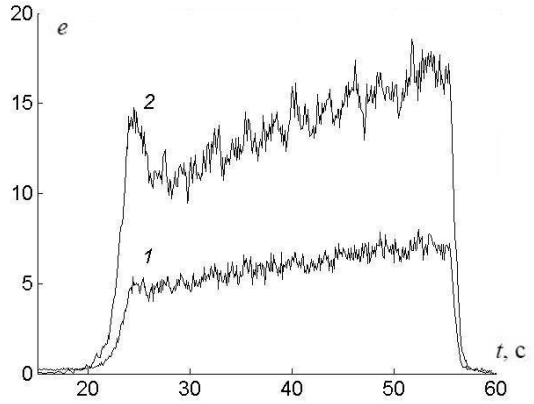


Рис.3. Энергии: *1* – флуктуаций давления потока на частоте $f_{2D}^{(0)}$ в масштабе $\times 10^4$;
2 – колебаний 14-ой лопатки на частоте f_B.

На рис.4 показана скрытая запись для энергии флуктуаций давления потока на частоте $f_{2D}^{(0)} \approx$ 201 Гц и колебания 14-ой лопатки.

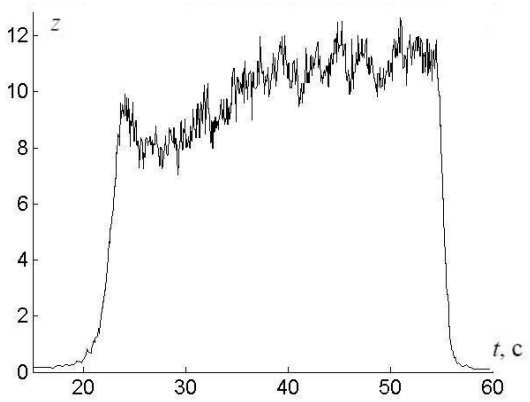


Рис.4. Каноническая временная зависимость энергии флуктуаций давления потока и колебаний 14-ой лопатки (рис.3).

На рис.3 рост энергии флуктуаций давления потока и колебаний 14-ой лопатки происходит практически одновременно. Это подтверждается одновременностью пиков фактора демпфирования на частоте $f_B \approx 81$ Гц изгибных колебаний 14-ой лопатки и фактора демпфирования для частоты акустической диаметральной моды $f_{2D}^{(0)} \approx 201$ Гц [7]. Анализ временных зависимостей кратковременной энергии колебаний лопаток и флуктуаций давления потока воздуха посредством СРМ-модели показывают, что имеет место запаздывание возбуждения изгибных колебаний отдельных лопаток ротора по сравнению с возбуждением мод флуктуаций давления воздушного потока. Это означает, что источником возбуждения изгибного флаттера для лопаток первой ступени ротора исследуемого аксиального турбокомпрессора являются флуктуации давления воздушного потока.

Список литературы

1. Kielb J.J., Abhari R.S. Experimental study of aerodynamic and structural damping in full-scale rotating turbine / Proceedings of IGTI: ASME TURBO EXPO 2001. June 4–7 2001. LA, New Orlean: IGTI. 2001. P.1–9.
2. Ганиев Р.Ф., Балакшин О.Б., Кухаренко Б.Г. Бифуркация резонанса при флаттере лопаток ротора турбокомпрессора // Доклады Академии наук. 2012. Т.444. № 1. С.35−37.
3. Ганиев Р.Ф., Балакшин О.Б., Кухаренко Б.Г. Синхронизация и флаттер лопаток ротора турбокомпрессоров // Доклады Академии наук. 2009. Т.427. № 2. С.179−182.
4. Oppenheim A.V., Schafer R.W. Discrete-Time Signal Processing. Upper Saddle River, New Jersey: Prentice-Hall. 1989. P.447–448.
5. Listgarten J., Neal R.M., Roweis S.T., Emili A. Multiple alignment of continuous time series / Saul L.K., Weiss Y., Bottou L., eds. Advances in Neural Information Processing Systems. Cambridge, MA: The MIT Press. 2005. V.17. P.5−13.
6. Poritz A.B. Hidden Markov models: A guided tour / Proceedings of the IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP-88). New York, NY: Morgan Kaufmann. 1988. V.1. P.7–13.
7. Балакшин О.Б., Кухаренко Б.Г., Пайч Д. Нелинейные акустические диаметральные моды пульсаций давления потока при флаттере лопаток ротора турбокомпрессора // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2014. № 4. С.21–27.