

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ  
КИЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ СТРОИТЕЛЬСТВА  
И АРХИТЕКТУРЫ

На правах рукописи

СЯ ШУЙЧЕНЬ



УДК 539.3

КОЛЕБАНИЯ ЗАКРУЧЕННЫХ АППАТЕЙ ПРИ СЛОЖНОМ  
ВРАЩЕНИИ

Специальность 05.23.17 - строительная механика

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Киев - 1993

АВАН. 230

ЛНБ України ім. В. Стефаника



00810597 (U)

Диссертация является рукописью.

Работа выполнена на кафедре теоретической механики и в научно-исследовательском институте строительной механики Киевского государственного технического университета строительства и архитектуры.

Научный руководитель: доктор технических наук, профессор В.И.ГУЛЯЕВ

Научный консультант: доктор технических наук, ст.н.с. В.В.ГАЙДАЙЧУК

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор П.З.ЛУГОВОЙ

кандидат технических наук, доцент А.В.ГОНДЛЯХ.

Ведущая организация: НИИ АСС Министра Украины

Защита состоится "12" *Ноября* 1993г. в 13 часов на заседании специализированного совета К 068.05.04 Киевского государственного технического университета строительства и архитектуры / 252037, г. Киев, Воздухофлотский проспект, 31 / в зале заседаний Совета университета.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке университета.

Автореферат разослан "11" *Октября* 1993 г.

Ученый секретарь специализированного совета кандидат технических наук

Ю.Л.ДИНКЕВИЧ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Лопатки турбин являются ответственными рабочими и ключевыми элементами машиностроительных конструкций. Условия их эксплуатации отличаются высокой сложностью и жесткостью — лопатки работают в поле центробежных сил инерции при действии давлений и ударов газовых потоков с высокой скоростью и температурой. Эти условия еще больше ужесточаются в случае сложного вращения лопатки, когда ее ось вращения совершает плоский поворот и на ее элементы действуют дополнительные, периодически изменяющиеся во времени кориолисовы силы инерции. Они могут служить причиной, способствующей возникновению аварийных ситуаций при маневрировании самолетов, когда интенсивность кинематически возбуждаемых колебаний лопатки наиболее высока.

При создании современных турбин с высокой удельной мощностью и частотой вращения вибрации лопаток представляют одну из основных проблем. Следует отметить тенденцию к увеличению начальной закрутки, гибкости и сложности формы лопаток. Математические модели лопаток современных турбомашин требуют постоянного совершенствования и усложнения.

Колебания лопаток без закручивания при разных способах закрепления изучены достаточно подробно. Уравнения теории закрученных стержней являются математическими моделями ряда ответственных элементов машиностроительных конструкций: рабочих лопаток вентиляторно-реактивного двигателя, пропеллеров вертолета, паровых и газовых турбин, осевых компрессоров, лопастей воздушных винтов, спиральных сверл, элементов измерительных приборов и др. Элементы с закрученностью начинают использоваться в строительных конструкциях.

При сложном движении криволинейных закрученных гибких стержней возникают дополнительные математические эффекты, которые приводят к усложнению постановки задачи с математическом моделировании их динамического поведения. Поскольку в случае сложного вращения лопасти действующие дополнительные кориолисовы силы инерции являются гироскопическими, их мощность равна нулю. Однако они оказывают существенное влияние на форму и характер движения кон-

струкции. В связи с тем, что эти силы периодически изменяются во времени, они приводят к колебательным режимам движения элементов конструкций и к возникновению в них наиболее опасных знакопеременных напряжений. Колебания на вышних формах лопаток с закручиванием, обусловленных действием кориолисовых сил инерции, изучены недостаточно. Поэтому можно утверждать, что задача об исследовании колебаний стержневых конструкций при закрутке при сложном вращении является актуальной.

Цель диссертационной работы заключается в разработке методики и теоретическом исследовании напряженно-деформированного состояния и колебаний лопаток, обусловленных действием инерционных сил при сложном вращении.

Основными направлениями исследования динамики стержневых конструкций в поле инерционных сил являются исследования обусловленных плоским поворотом оси вращения напряженно-деформированного состояния и изгибных в двух плоскостях колебаний упругой лопатки ротора при различных значениях угла закрутки, кривизны нейтральной линии лопасти и угла ее установки в корневом сечении.

Научная новизна. В настоящей диссертационной работе поставлена и решена новая задача об исследовании напряженно-деформированного состояния и колебаний упругих стержневых элементов конструкций, жестко присоединенных к несущему телу, совершающему сложное вращение. Исследовано влияние геометрических параметров на формы и характер колебаний упругого закрученного стержня.

Практическая ценность работы. Диссертационная работа выполнена в соответствии с общим планом научных исследований по динамике дискретно-континуальных систем, проводимых на кафедре теоретической механики, и планом работ по теме "Исследование процессов деформирования пространственных конструкций на основе развития теории и методов численного анализа", выполняемых в Институте строительной механики при Киевском инженерно-строительном институте.

Объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырех разделов, заключения и списка основной использованной литературы из 191 наименований. Работа содержит 118 страниц машинописного текста, 241 рисунок.

Достоверность результатов, полученных в диссертационной работе, определяется использованием обоснованной линеаризованной модели теории гибких криволинейных стержней, применением строгих математических методов, удовлетворением условиям сходимости результатов при использовании численных методов, сопоставлением в частных случаях полученных решений с результатами решения тестовых задач.

Опробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на 53-й научно-технической конференции Киевского инженерно-строительного института (г.Киев, 1992 г.).

Публикации. Основное содержание диссертационной работы и результатов исследования автора опубликовано в работе / I /.

### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Необходимость исследования динамики закрученных криволинейных стержней в поле инерционных сил возникает при разработке методов расчета, проектировании и создании конструкций турбин, вентиляторов, авиационных двигателей, винтов транспортных аппаратов, роторов ветроэнергетических установок и т.д. Основной нагрузкой, действующей на стержневые элементы этих агрегатов, являются центробежные силы инерции, которые в случае вращения с постоянной скоростью вокруг неподвижной оси вызывают в стержне растягивающие напряжения. Напряженно-деформированное состояние и плоские колебания таких лопаток в случаях их собственного вращения с постоянной угловой скоростью достаточно полно изучены в работах Г.А. Александрова, П.Балкли, А.Н. Базилевского, И.А. Биргера, А.Брамвелла, Ю.С. Воробьева, Х.Глауэрта, У.Джонсона, Н.Е. Жуковского, А.Изакона, В.Иверсмана, Зорожека, Зиссинга, Казы, Кватерника, В.И. Когаева, К.Н.Х. Локка, П.Лэмбермонта, М.Л. Милля, Р.А. Михеева, А.В. Некрасова, Д.Новински, Ормистона, Павлова И.Г., Е. Сикела, Симона, Соби, Хоуболта, Хэнсфорда, Д.Х. Ходжеса, В.И. Усжикина, В.И. Чепрагова, Б.Ф. Шорра, С. Эдвани, Б.Н. Юрьева, А.К. Янко и др. Однако часто в реальных условиях ось вращения ротора, к которому прикреплен стержень, совершает поворот, в результате чего в стержне возникают дополнительные знакопеременные напряжения изгиба и кручения, сопоставимые, а в некоторых случаях и превышающие напряжения растяжения. Исследования колебаний упругой лопасти при сложном вращении

без учета эффекта кручения приведены В.И. Гуляевым и А.В. Мирчевским.

В данной работе решена задача об исследовании напряженно-деформированного состояния и колебаний упругой закрученной лопатки, жестко присоединенной к диску ротора, совершающего сложное стационарное вращение (рис. 1,2). Лопатка моделировалась в виде криволинейного закрученного стержня с постоянным по длине распределением массы и жесткости. Принято, что ротор вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega$  вокруг своей оси симметрии, перпендикулярной плоскости диска. При этом ось вращения ротора совершает плоский поворот с угловой скоростью  $\Omega$  вокруг неподвижной прямой, проходящей через центр ротора перпендикулярно оси собственного вращения.

В настоящей работе ставится задача об анализе влияния сложного вращения на характер колебаний естественно закрученных лопаток, взаимодействия изгибных колебаний в плоскости и из плоскости вращения и возможности возбуждения резонансных режимов колебаний. Поскольку эти вопросы в научной литературе практически не рассмотрены, обсуждаемый эффект выделяется в чистом виде и моделируется без учета влияния аэродинамических сил, асимметрии поперечного сечения лопатки и влияния продольных деформаций на крутильные и обратно.

Отмеченные допущения позволили принять для решения поставленной задачи классическую теорию гибких криволинейных закрученных стержней, сформулированную в рамках гипотез Кирхгофа-Клебша.

Введены следующие правые прямоугольные системы координат:  $Ox'yz$ - инерционная система с началом в центре ротора;  $Ox'yz$ - система, жестко связанная с ротором (рис. 2). Принято, что ось  $Ox$  совпадает с продольной осью выбранной для расчета лопатки.

Построена система дифференциальных уравнений с частными производными, описывающая относительные колебания лопатки, обусловленные действием переносных, относительных и кориолисовых сил инерции при сложном вращении ротора.

$$\frac{d\vec{F}}{ds} + \vec{F} = 0, \quad \frac{d\vec{M}}{ds} + \vec{r} \times \vec{F} + \vec{m} = 0,$$

(1)

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\vec{r}}{\rho}, \quad \frac{d\vec{n}}{ds} = -\frac{\vec{r}}{\rho} + \frac{\vec{e}}{r}, \quad \frac{d\vec{n}}{ds} = \vec{r}$$

Здесь  $\vec{F}(s)$ ,  $\vec{m}(s)$  - вызванные силами инерции распределенная нагрузка и распределенный момент, действующие на элемент стержня  $ds$ ;  $\vec{F}$ ,  $\vec{M}$  - внутренние силы и моменты в поперечных сечениях;  $\vec{r}$ ,  $\vec{n}$ ,  $\vec{e}$  - орты касательной и главных нормалей и бинормалей в естественном трехграннике ( $\vec{n}$ ,  $\vec{e}$ ,  $\vec{r}$ );  $1/\rho$  - кривизна.

Система (1) имеет три первых интеграла:

$$|\vec{r}| = 1, \quad |\vec{n}| = 1, \quad \vec{r} \times \vec{n} = \vec{e} \quad (2)$$

вытекающие из условия ортонормированности базиса Френе, с помощью которых ее общий порядок может быть уменьшен на три порядка. Поэтому для замыкания уравнения (1) - (2) необходимо сформулировать двенадцать независимых краевых условий.

Уравнение динамики формулируются с помощью принципа Даламбера путем включения в разрешающие уравнения переносных, относительных и кориолисовых сил инерции и проектирования их на оси локального базиса.

В рассматриваемом режиме колебаний системы на элемент упругой лопасти действует сила  $\vec{F}(s)$ , которая определяется через вектор абсолютного ускорения  $\vec{a}$  и линейную плотность  $\gamma$  равенством  $\vec{F}(s) = -\gamma \vec{a}$ .

Используется формула Кориолиса  $\vec{a} = \vec{a}^e + \vec{a}^r + \vec{a}^c$ , где  $\vec{a}^e = \vec{e} \times \vec{\rho} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{\rho})$  - переносное ускорение;  $\vec{a}^r = \ddot{x}\vec{r} + \ddot{y}\vec{j} + \ddot{z}\vec{k}$  - относительное ускорение;  $\vec{a}^c = 2\vec{\Omega} \times (\dot{x}\vec{r} + \dot{y}\vec{j} + \dot{z}\vec{k})$  - ускорение Кориолиса;  $\vec{\Omega}$ ,  $\vec{e}$  - угловая скорость и угловое ускорение системы координат  $Oxyz$  по отношению к системе  $OXYZ$ ,  $\vec{\rho} = x\vec{r} + y\vec{j} + z\vec{k}$ .

Выпишем выражения для компонент вектора  $\vec{a}$  в системе  $OXYZ$ :

$$a_x = -x(\omega_0^2 \cos \omega t + \omega^2) + 2(\omega_0 \dot{z} \cos \omega t - \omega \dot{y}) + \ddot{x}$$

$$a_y = x\omega_0^2 \sin \omega t \cos \omega t - 2\omega_0 \dot{z} \sin \omega t + \ddot{y} \quad (3)$$

$$a_z = 2\omega_0 \omega x \sin \omega t + 2\omega_0 \dot{y} \sin \omega t + \ddot{z}$$

Здесь точкой над буквой обозначено дифференцирование по времени.

Скалярные уравнения (I) удобно рассматривать в системе  $u, v, w$ . Поэтому для вычисления входящих в равенства  $f_u(s) = -\gamma a_u$ ,  $f_v(s) = -\gamma a_v$ ,  $f_w(s) = -\gamma a_w$  применяются формулы перехода из системы ортов  $\bar{n}, \bar{e}, \bar{e}$  в систему осей  $u, v, w$  и из системы координат  $Oxyz$  в систему ортов  $\bar{n}, \bar{e}, \bar{e}$ .

Условие  $\omega \gg \omega_0$  позволяет в общем движении лопасти выделить два основных состояния. Во-первых, это состояние относительного равновесия в системе координат  $Oxyz$  при ее равномерном вращении с угловой скоростью  $\omega$ , при котором лопасть остается прямой, испытывая действие только продольных сил инерции, вызывающих в ней продольное усилие  $F_w(s)$ . И второе состояние, в котором лопасть совершает малые, по отношению к первому состоянию, изгибные колебания, возбуждаемые дополнительным поворотом со скоростью  $\omega_0$ . Такое разделение движений позволяет линеаризовать уравнения (I, 2) в окрестности первого состояния и использовать их для описания движения лопасти во втором состоянии. В скалярной форме линеаризованные уравнения упругого деформирования приводятся к виду:

$$\frac{dF_u}{ds} = -\Delta q F_w - q \Delta F_w + \Delta r F_v + r \Delta F_v - \Delta f_u$$

$$\frac{dF_v}{ds} = \Delta p F_w + p \Delta F_w - \Delta r F_u - r \Delta F_u - \Delta f_v$$

$$\frac{d\Delta F_w}{ds} = \Delta q F_u + q \Delta F_u - \Delta p F_v - p \Delta F_v - \Delta f_w$$

$$\frac{d\Delta P}{dS} = \frac{1}{A} (\Delta F_y - C \Delta r + B \Delta r q + B r \Delta q)$$

$$\frac{d\Delta q}{dS} = \frac{1}{B} (-\Delta F_x - A \Delta r p - A r \Delta p + C \Delta r p)$$

$$\frac{d\Delta r}{dS} = \frac{1}{C} (-B \Delta p q - B p \Delta q + A \Delta p q + A p \Delta q)$$

$$\frac{d\Delta T_x}{dS} = K \Delta n_x + (n_x p \cdot \Delta p + n_x q \cdot \Delta q) / K$$

$$\frac{d\Delta T_y}{dS} = K \Delta n_y + (n_y p \cdot \Delta p + n_y q \cdot \Delta q) / K$$

$$\frac{d\Delta T_z}{dS} = K \Delta n_z + (n_z p \cdot \Delta p + n_z q \cdot \Delta q) / K$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n_x}{dS} = & -K \Delta T_x - (T_x p \Delta p + T_x q \Delta q) / K + \\ & + (\Delta r - \frac{dx}{dS}) (n_z T_y - T_z n_y) + (r - \frac{dx}{dS}) \times \\ & \times (\Delta n_z T_y + n_z \Delta T_y - \Delta T_z n_y - T_z \Delta n_y) \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n_y}{dS} = & -K \Delta T_y - (T_y p \Delta p + T_y q \Delta q) / K + (\Delta r - \frac{dx}{dS}) \times \\ & \times (T_z n_x - T_x n_z) + (r - \frac{dx}{dS}) (\Delta T_z n_x + \\ & + T_z \Delta n_x - \Delta T_x n_z - T_x \Delta n_z) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n_z}{dS} = & -K \Delta T_z - (T_z p \Delta p + T_z q \Delta q) / K + (\Delta r - \frac{dx}{dS}) \times \\ & \times (T_x n_y - T_y n_x) + (r - \frac{dx}{dS}) (\Delta T_x n_y + T_x \Delta n_y - \\ & - \Delta T_y n_x - T_y \Delta n_x) \end{aligned}$$

$$\frac{d\Delta x}{dS} = \Delta T_x, \quad \frac{d\Delta y}{dS} = \Delta T_y, \quad \frac{d\Delta z}{dS} = \Delta T_z$$

Силы инерции  $\Delta f_u$ ,  $\Delta f_v$ ,  $\Delta f_w$  в уравнениях (4) выражаются через приращения ускорений

$$\Delta a_x = -x \omega_0^2 \cos \omega t + 2(\omega_0 \dot{x} \cos \omega t - \omega \dot{y}) + \Delta \ddot{x}$$

$$\Delta a_y = \frac{1}{2} x \omega_0^2 \sin 2\omega t - 2\omega_0 \dot{x} \sin \omega t + \Delta \ddot{y} \quad (5)$$

$$\Delta a_z = 2\omega \omega_0 x \sin \omega t + 2\omega_0 \dot{y} \sin \omega t + \Delta \ddot{z}$$

Наличие в системе разрешающих уравнений (4) - (5) производных по обоим независимым переменным  $\zeta$  и  $t$  делает ее системой дифференциальных уравнений с частными производными. Для приведения ее к системе обыкновенных дифференциальных уравнений относительно вектор-функции  $\vec{x} = (\Delta F_u, \Delta F_v, \Delta F_w, \dots, \Delta x, \Delta y, \Delta z)$  представим каждую ее компоненту в виде

$$x_i(\zeta, t) = x_i^s(\zeta) \sin \omega t + x_i^c(\zeta) \cos \omega t \quad (6)$$

где  $i = \overline{1, N}$ ;  $N = 15$  - число разрешающих функций.

Используя функции  $\sin \omega t$ ,  $\cos \omega t$  в качестве координатных, с помощью проекционного метода из системы (4) - (5) получим, после дополнительных преобразований, систему обыкновенных дифференциальных уравнений порядка  $m = 30$  с независимой переменной  $\zeta$ :

$$\vec{x}' = A(\zeta) \vec{x} + \omega_0 \vec{f}(\zeta) \quad (7)$$

где  $A(\zeta)$  - матрица коэффициентов;  $\vec{f}(\zeta)$  - вектор правых частей, штрихом над  $\vec{x}$  обозначена производная по  $\zeta$ .

Краевые уравнения для вектор-функции  $\vec{x}(\zeta)$  вытекают из условий жесткой заделки на краю  $\zeta = 0$ :

$$B \vec{x}(0) = 0, \quad D \vec{x}'(0) = 0 \quad (8)$$

и из условий свободного края при  $\zeta = S$ :

$$F \vec{x}(S) = 0 \quad (9)$$

где матрицы  $B$ ,  $D$  и  $F$  имеют размеры соответственно  $12 \times 30$ ,  $6 \times 30$ ,  $12 \times 30$ .

Для построения  $\bar{x}(s)$  выберем среди составляющих  $x_i(s)$  ( $i = \overline{1, 30}$ ) такие двенадцать компонент  $x_j(s)$ , любые значения которых  $x_j(s)$  не нарушают уравнения. Перенумеровав неизвестные  $x_i(s)$  ( $i = \overline{1, 30}$ ) так, чтобы индекс  $j$  принимал значения  $j = 1, 2, \dots, 12$ , решение задачи (7) - (9) представим в виде

$$\bar{x}(s) = \bar{y}_\omega \omega_0 + Y(s) \bar{C} \quad (10)$$

где  $\bar{y}_\omega(s)$  - решение задачи Коши для системы

$$\frac{d\bar{y}_\omega}{ds} = A(s) \bar{y}_\omega + \bar{f}(s) \quad (11)$$

При нулевых условиях,  $Y(s)$  - матрица размера  $30 \times 12$  решений системы

$$\frac{d\bar{y}}{ds} = A(s) \bar{y} \quad (12)$$

С начальными условиями  $y_i(0) = (\delta_1^j, \delta_2^j, \dots, \delta_{12}^j)$  ( $j = \overline{1, 12}$ ) для независимых варьируемых условий и начальными условиями, вычисляемыми из уравнений (8) для остальных переменных  $y_i(0)$  ( $i = \overline{13, 30}$ ). Здесь  $\delta^i$  - символ Кронекера.

Вектор постоянных  $C = (C_1, C_2, \dots, C_{12})$  подбирается так, чтобы удовлетворялось вытекающее из (9) уравнение

$$\omega_0 F \bar{y}_\omega(s) + F Y(s) \bar{C} = 0 \quad (13)$$

При решении прикладных задач наиболее трудоемким является этап, связанный с построением матрицы-функции  $Y(s)$  и вектор-функции  $\bar{y}_\omega(s)$ . Они вычисляются интегрированием уравнений (11), (12) методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

На основании разработанной методики построения решения созданы расчетные алгоритмы и программа, с помощью которых выполнены исследования влияния крутильных колебаний лопасти на характер взаимодействия ее маховых колебаний и колебаний качаний при сложном вращении.

В данной работе рассмотрены вопросы зависимости характера колебаний от угла установки, угла закрутки, начальной погиби (кривизны) центральной линии лопасти, размера центрального диска, а также ее крутильной жесткости.

При исследовании влияния угла между осью  $Oy$  и осью  $U$  в корневом сечении лопасти (угла установки  $\alpha$ ) на характер ее периодических движений угол  $\alpha$  варьировался в пределах от нуля до  $90^\circ$ , принимая значения:  $\alpha = 0, 5^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ . Угол закрутки был выбран равным  $\varphi = 0, 5^\circ$ . При этом угловая скорость собственного вращения  $\omega$  варьировалась в пределах  $0 \leq \omega \leq 300$  рад/с.

На рис. 3 представлены амплитудно-частотные функции (слева) и формы колебаний лопасти (справа). Как показали вычисления, в случаях отсутствия предварительной закрутки лопасти, резонансные колебания не имеют места. Однако уже при  $\varphi = 5^\circ$  за счет крутильных колебаний происходит взаимодействие между движениями лопасти в плоскостях  $xOx$  и  $xOy$  и при некоторых значениях  $\omega$  возбуждаются резонансные колебания.

При анализе влияния угла закрутки лопасти на характер ее сложного движения установлено, что с увеличением угла  $\varphi$  колебания лопасти происходят по более высоким формам.

При анализе влияния предварительной погиби лопасти на ее колебания было принято, что в исходном состоянии лопасть имеет кривизну  $q = 0,01 \text{ м}^{-1}$ ,  $q = 0,08 \text{ м}^{-1}$ . Установлено, что для рассмотренных значений  $q$  колебания лопасти незначительно зависят от ее искривленности.

При анализе влияния диаметра центрального диска ротора на колебательное поведение принимались исходные данные: диаметр жесткого диска  $d = 0,10 \text{ м}, 0,20 \text{ м}, 0,25 \text{ м}$  и  $0,50 \text{ м}$  (т.е.  $d/S = 0,1, 0,2, 0,25, 0,40, 0,5$ ), угол установки  $\alpha = 90^\circ$  и угол закрутки  $\varphi = 90^\circ$ ; кривизны  $p = 0$ ,  $q = 0,01 \text{ м}^{-1}$ . Остальные параметры остались теми же, что и в предыдущем пункте.

Результаты решений представлены на рис. 4. Для рассмотренных случаев они показали, что с увеличением размера жесткого диска колебания усложняются и становятся более интенсивными. Зоны резонансных колебаний могут смещаться на амплитудно-частотной диаграмме как влево, так и вправо, спектр резонансных частот становится более плотным. Изменение размера центрального диска не оказывает существенного влияния на формы колебаний.

С целью анализа кручения лопасти в процессе ее сложного вращения были найдены функции  $\Delta n_y(s, t)$ ,  $\Delta n_x(s, t)$ , характери-

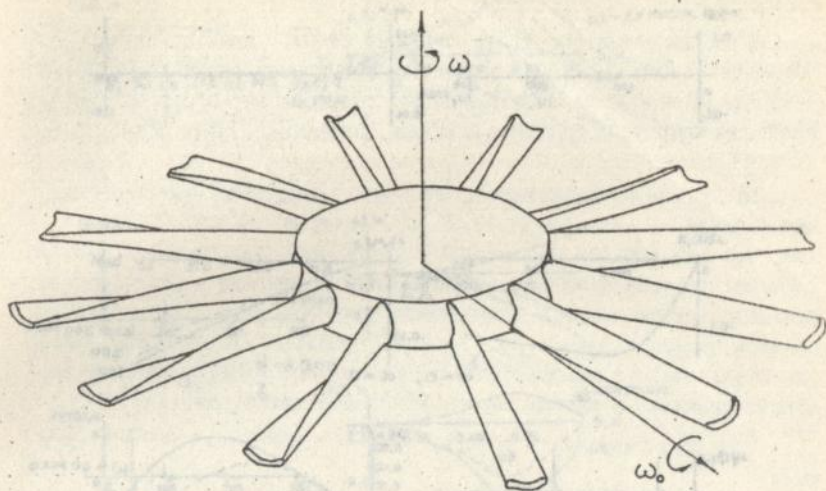


Рис. 1

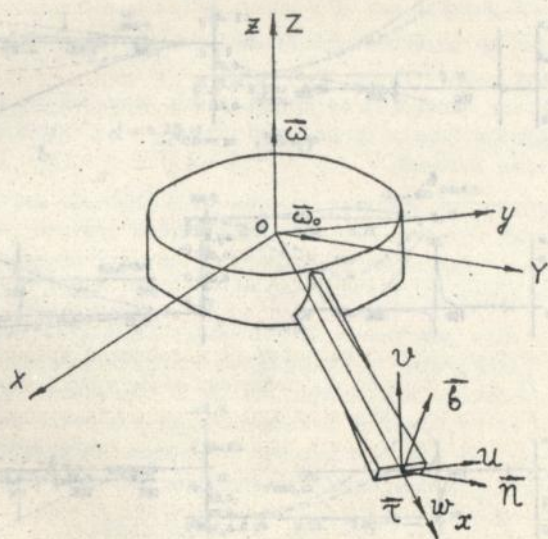


Рис. 2

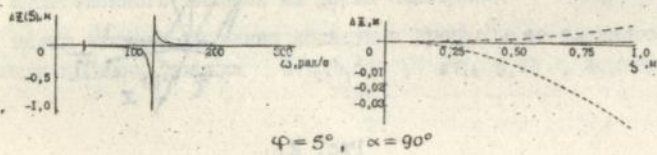
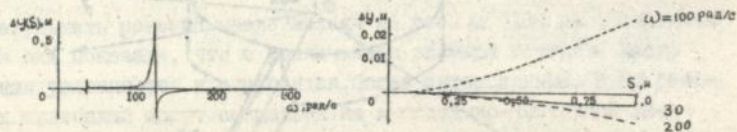
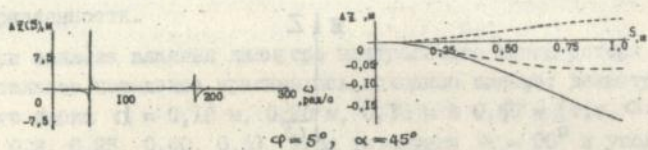
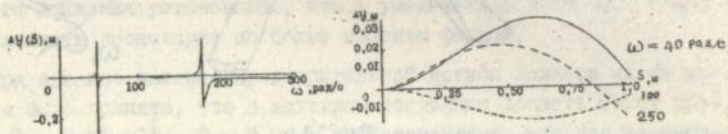
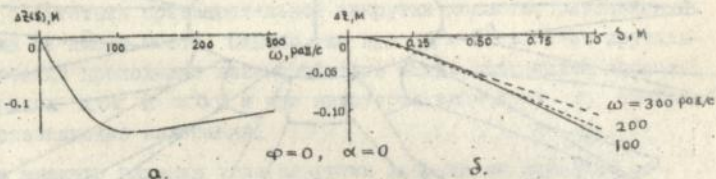
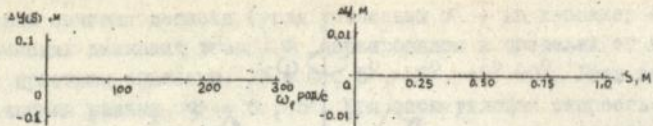
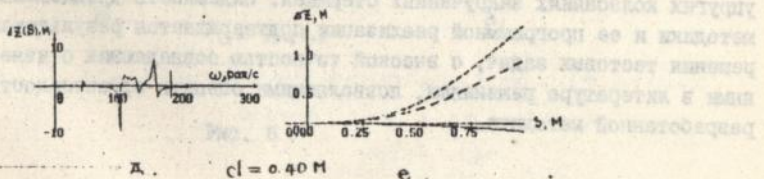
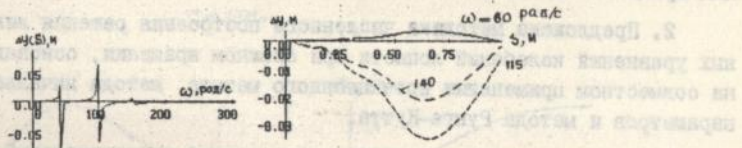
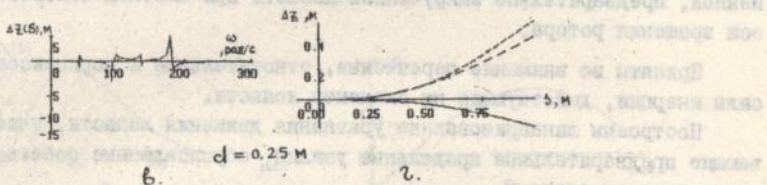
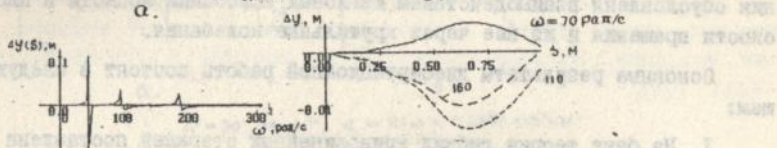
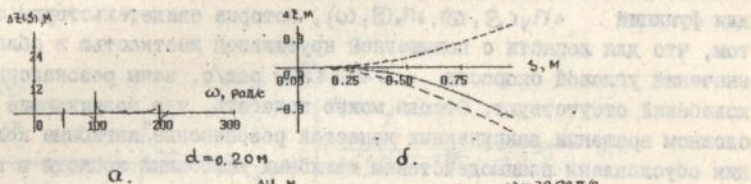
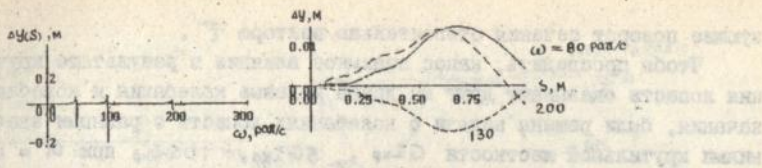


Рис. 3



зующие поворот сечения относительно вектора  $\vec{T}$ .

Чтобы проследить, какое взаимное влияние в результате кручения лопасти оказывают друг на друга маховые колебания и колебания качания, были решены задачи о колебаниях лопасти с разными значениями крутильной жесткости  $GI_{кр}$ ,  $5GI_{кр}$ ,  $10GI_{кр}$  при  $\alpha = 5^\circ$ ,  $\varphi = 30^\circ$ .

На рис. 5-6 представлены амплитудно-частотные зависимости для функций  $\Delta n_y(S, \omega)$ ,  $\Delta n_x(S, \omega)$ , которые свидетельствуют о том, что для лопасти с повышенной крутильной жесткостью в области значений угловой скорости  $0 \leq \omega \leq 300$  рад/с, зоны резонансных колебаний отсутствуют. Отсюда можно полагать, что возникающие при сложном вращении закрученных лопастей резонансные изгибные колебания обусловлены взаимодействием изгибных колебаний лопасти в плоскости вращения и из нее через крутильные колебания.

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

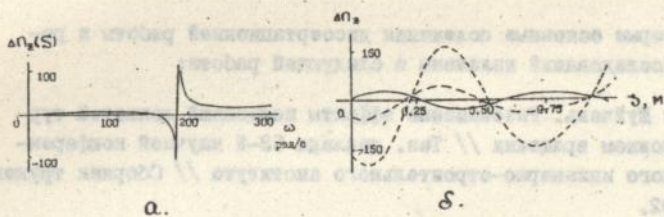
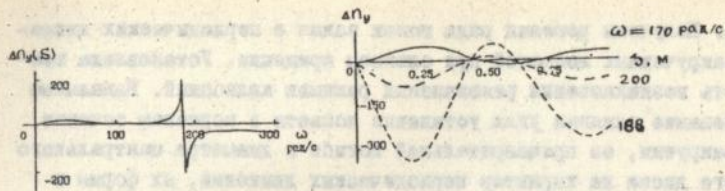
1. На базе теории гибких криволинейных стержней поставлена задача о периодических вынужденных колебаниях вращающейся удлиненной, предварительно закрученной лопасти при плоском повороте оси вращения ротора.

Приняты во внимание переносные, относительные и кориолисовы силы инерции, действующие на элементы лопасти.

Построены линеаризованные уравнения движения лопасти, учитывающие предварительные продольные усилия, обусловленные собственным вращением системы.

2. Предложена методика численного построения решения линейных уравнений колебаний лопасти при сложном вращении, основанная на совместном применении проекционного метода, метода начальных параметров и метода Рунге-Кутты.

3. На базе разработанной методики создан вычислительный комплекс, реализующий на IBM 286-386 алгоритм решения задач об упругих колебаниях закрученных стержней. Надежность предложенной методики и ее программной реализации подтверждается результатами решения тестовых задач, с высокой точностью совпадающих с известными в литературе решениями, позволяющими оценить эффективность разработанной методики.



а.

б.

$$\varphi = 30^\circ, \alpha = 5^\circ, c = G I_{sp} = 7.2833 \times 10^5 \text{ НМ}^2$$

Рис. 5

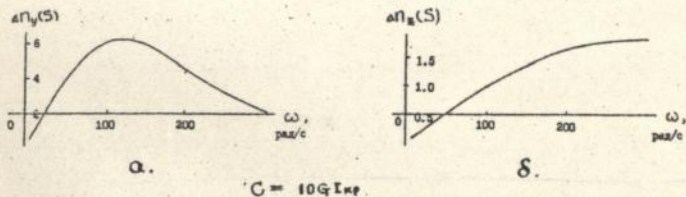
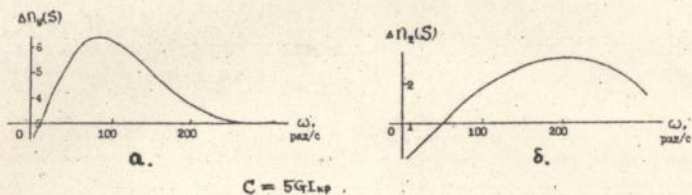


Рис. 6

4. Получены решения ряда новых задач о периодических движениях закрученных лопастей при слабом вращении. Установлена возможность возникновения резонансных режимов колебаний. Выполнено исследование влияния угла установки лопасти в корневом сечении, угла закрутки, ее предварительной погиба и диаметра центрального жесткого диска на характер периодических движений, их формы и взаимодействие между колебаниями качания и крутильными и маятниковыми колебаниями.

Некоторые основные положения диссертационной работы и результаты исследований изложены в следующей работе:

1. Ся Шуйчень. Резонансные эффекты колебаний лопастей турбины при слабом вращении // Тез. доклада 53-й научной конференции Киевского инженерно-строительного института // Сборник трудов. -КИСИ, 1992.

Подл. к печ. 06.10.93.

Формат 60×84<sup>1/16</sup>.

Бумага тип. №3. Способ печати офсетный. Услови. печ. л. 093.

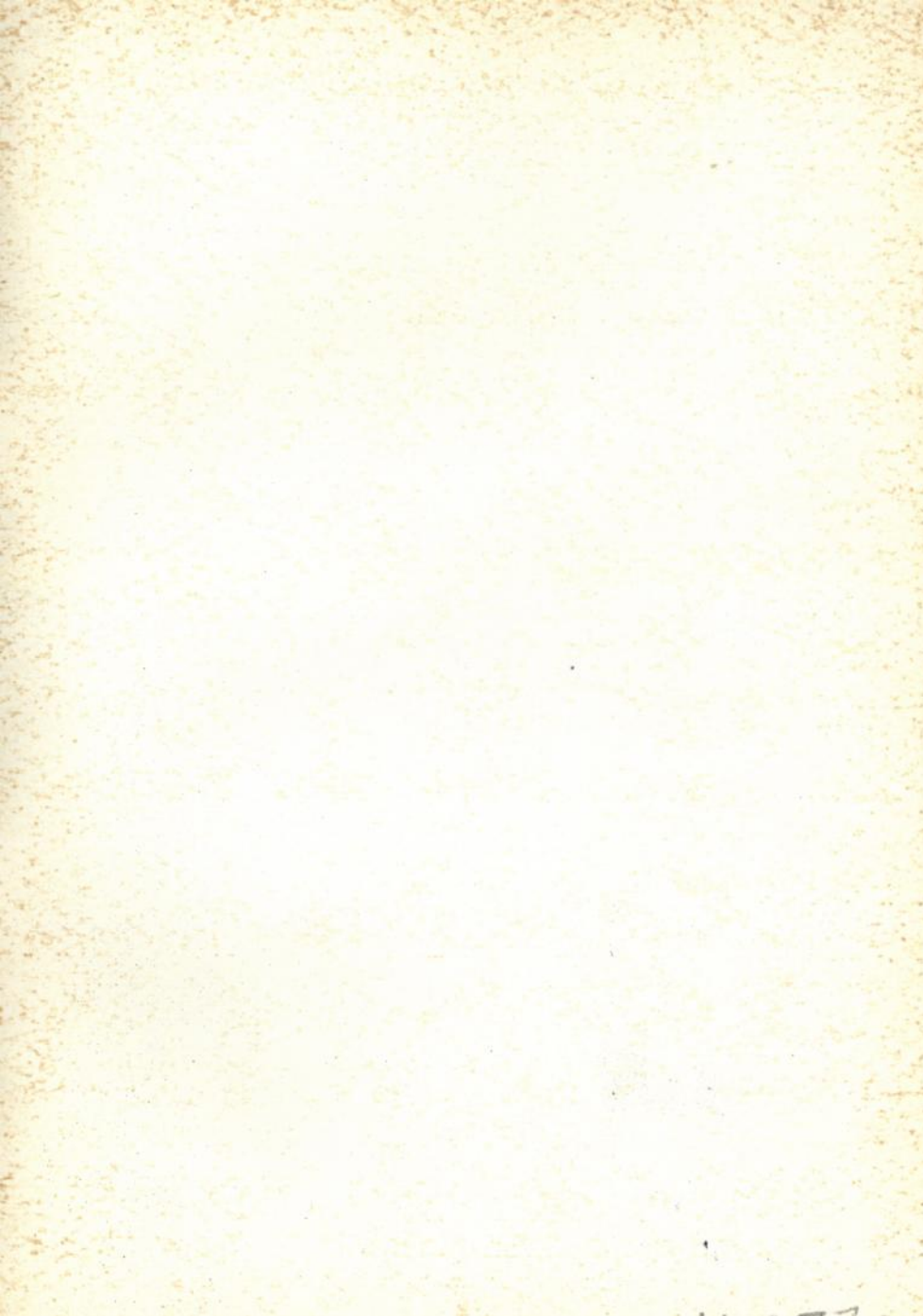
Услови. кр.-отт. 1,04. Уч.-изд. л. 1,0.

Тираж 100. Зак. № 5840. Бесплатно.

Фирма «ВИПОЛ»

252151, г. Киев, ул. Водянская, 60.

ІНБ ім. В. Стефанька  
АН України



Бесплатно

Av 28.258  
**Av 28.258**