

М 261804

НА ДОМ
НЕ ВЫДАЕТСЯ

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

Московское
ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени
высшее техническое училище имени Н.Э.Баумана

ВАЛОВ Валерий Михайлович

НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ
ОБОЛОЧЕК ВРАЩЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ
ПРИ ДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ДАВЛЕНИЯ

(01.02.06. Динамика, прочность и надежность машин,
приборов и аппаратур)

А в т о р е ф е р а т
диссертация на соискание ученой
степени кандидата технических наук

Работа выполнена в Московском высшем техническом
училище им. Н.Э.Баумана.

Научный руководитель -
доктор технических наук, профессор И.Н.БАЛАБУХ

Официальные оппоненты:

доктор технических наук Г.И.Пшеничнов,
кандидат технических наук, доцент В.Ф.Соколов

Ведущая организация - Центральный институт авиационного
моторостроения им. П.И.Баранова

Автореферат датирован "29" марта 1975г.

Защита диссертации состоится "29" мая 1975г.

на заседании специализированного Совета по Динамике и
прочности машин МВТУ им.Баумана.

Ваше отзвие на автореферат (в 2-х экземплярах, завер-
енные печатью) просим направлять по адресу: Москва, 107005,
2-я Бауманская ул.д.5, МВТУ им.Н.Э.Баумана.

С диссертацией можно ознакомиться в Училище.

M 261804

Зак. №

КАЛОСТИН

МВТУ

Диссертация посвящена разработке алгоритма численного расчёта динамических напряжений и перемещений в оболочках вращения переменной толщины и исследованию их напряженно-деформированного состояния при действии кратковременного переменного по длине осесимметричного давления.

Задачи динамического расчёта конструкций из оболочек вращения встречаются во многих областях современной техники. В частности, такие задачи стали актуальными для исследований по физике высоких энергий, где системы из обтекаемых импульсным электрическим током оболочек стали находить широкое применение для формирования пучков элементарных частиц.

Разрабатываемый в диссертации численный метод динамического расчёта оболочек вращения используется для практического расчёта оболочечных элементов создаваемой на Серпуховском ускорителе фокусирующей системы для нейтринных экспериментов. Оптическая часть этой системы представляет собой набор различного размера параболических линз, каждая из которых состоит из двух металлических параболоидов вращения переменной толщины ($h = h_0 \cos^2 \theta$), жестко соединённых вершинами через переходную шейку. Линзы устанавливаются последовательно по оси пучка (канала), закрепляясь по широкому краю с помощью фланцев. В соответствии с периодическими выводами из кольцевого ускорителя пучков заряженных частиц на линзы импульсами подается сильный электрический ток. Возникающее при обтекании линз током азимутальное осесимметричное магнитное поле фокусирует расходящиеся пучки H и K - мезонов - так называемых нейтринных водителей, что позволяет получать высокоинтенсивные пучки нейтрино.

Особенностью работы оболочек в рассматриваемой системе является высокий уровень динамических нагрузок в виде импульсного осесимметричного быстро спадающего по длине от вершины параболоидов ($\sim 1/\tau^2$) магнитного давления (сотни атмосфер в зоне максимума), многократность нагружений (сотни тысяч импульсов в течение одного сеанса), а при отсутствии специального охлаждения - возможность нагрева, по крайней мере для сравнительно небольших линз. При этом условия физических экспериментов предъявляют жесткие требования к материалу и толщине оболочек ($\rho h_0 \rightarrow \min$), обусловленные стремлением к минимуму потерь частиц при прохождении через линзу. Основным видом разрушения линз при достаточно коротких импульсах является, как показывали эксперименты, усталостное разрушение вследствие образования и развития трещин



в зоне максимальных давлений. Отсюда вытекает задача возможно более точного расчёта динамических напряжений, главным образом максимальных напряжений в оболочках фокусирующего устройства для оценки их прочности и долговечности с целью создания работоспособной и наиболее рациональной конструкции.

Исследованиям динамики тонких оболочек посвящено большое число работ. Первые работы принадлежат Релею, Лэмбу, Бессету, Флюгге, Федерхоферу. В работах этих ученых даны почти в современном виде основные уравнения колебаний оболочек, получены решения для ряда частных случаев.

В дальнейшем разносторонние исследования выполнялись по различным проблемам динамики, главным образом по проблемам собственных колебаний цилиндрических, конических и сферических оболочек постоянной толщины. В силу сложности вопроса точное интегрирование дифференциальных уравнений оказалось возможным только в некоторых простых частных случаях. Поэтому широкое применение получили различные приближенные методы: метод Ритца, асимптотические методы, метод Бубнова-Галеркина. С использованием названных методов исследования динамики оболочек проводились в работах Н.А.Алумяз, В.В.Болотина, В.Е.Бреславского, А.Л.Гольденвейзера, Э.И.Григолюка, В.С.Гонткевича, У.К.Нигула, О.Д.Ониашвили, А.П.Филиппова, К.Форсберга и других ученых.

Значительные математические трудности, связанные с аналитическим решением задач динамики тонких оболочек, привели в последние годы к широкому развитию различных численных методов с использованием современных ЭЦВМ. Численные методы открывают большие возможности для решения широкого круга задач в достаточно общей постановке. Однако при этом в задачах теории оболочек встречаются значительные трудности вычислительного характера, связанные с наличием быстро растущих решений. В преодолении этих трудностей и состоит главным образом суть различных развиваемых методов. Здесь можно отметить работы И.А.Биргера, В.Л.Бидермана, Г.И.Пшеничникова, А.Д.Брусилковского, Ю.И.Клиева и В.Ф.Соколова, М.Заргами и А.Робинсона, Э.Р.Кольмана и В.В.Силкина, Э.И.Григолюка, А.В.Кармишина, В.И.Мяченкова и других, в которых развиваются применительно к задачам динамики оболочек наиболее распространенные численные методы: метод сведения задачи к решению системы разностных алгебраических уравнений, метод сходящихся степенных матричных рядов, методы непосредственного интегрирования системы дифференциальных

уравнений с применением деления интервала интегрирования на укороченные отрезки или с использованием различных вариантов метода прогонки.

Наибольшее число работ по динамике оболочек как на основе аналитических, так и численных методов посвящено исследованию различных вопросов собственных колебаний. Вопросы собственно динамического расчёта оболочек, то есть вопросы определения динамических напряжений и перемещений, рассматриваются в сравнительно немногих работах. Численное решение таких задач имеет ряд дополнительных по сравнению с расчётом собственных колебаний трудностей, связанных с проблемами памяти ЭЦВМ, сходимости решения в случае представления его в виде ряда и другими. Методы динамического расчёта конструкций из оболочек вращения еще не достигли такого уровня, как методы решения задач статики и разработка соответствующих алгоритмов представляет значительный интерес.

В данной диссертации для произвольной оболочки вращения строится алгоритм численного решения осесимметричной динамической задачи с использованием современных вычислительных средств. Рассматриваются случаи, когда продолжительность действия давления — длительность импульса — соизмерима с периодом собственных колебаний оболочки по основному тону, а также превосходит его, то есть когда импульс не является мгновенным. Это приводит к необходимости рассматривать состояние оболочки не только при свободных колебаниях после импульса, но и в течение импульса, когда имеют место как вынужденное движение системы, так и ее собственные колебания.

Эта задача решается методом собственных функций, суть которого состоит в представлении решений неоднородных дифференциальных уравнений в частных производных динамической задачи в виде разложений в ряды по формам собственных колебаний. Принципиальная проблема здесь состоит в улучшении сходимости рядов, которая в задачах теории оболочек оказывается недостаточной. В диссертации при построении решения применяется прием выделения так называемой квазистатической составляющей, что существенно повышает точность расчётов.

Для интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений при построении квазистатического решения, определении частот и форм собственных колебаний используется вариант метода мат-

ричной прогонки, предложенный В.Л.Бидерманом, в процессе практической реализации которого нами были разработаны некоторые приемы, позволившие значительно сократить объем необходимой памяти ЭЦВМ (приём прогонки по участкам, метод двухсторонней матричной прогонки).

При определении методом прогонки частот и форм собственных колебаний возникают вычислительные трудности, связанные с неограниченным ростом прогоночных коэффициентов в случае равенства задаваемых искомым значений частотного параметра собственным частотам отсеченной части оболочки. Эти трудности в диссертации анализируются, реализуются некоторые возможности по их преодолению.

Выводы соотношений и описание алгоритма проводятся в матричной форме, что значительно сокращает и упрощает выкладки и придает им общность.

Окончательным итогом вычислений является определение динамических напряжений в параболических оболочках фокусирующего устройства при различных величинах длительности импульса и в зависимости от значений геометрических параметров линз. Полученные результаты имеют практическое значение, они использовались при проектировании фокусирующей системы для нейтринных экспериментов на Серпуховском ускорителе.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, приложения и выводов.

Во введении излагаются основные положения и особенности диссертации, дан краткий обзор работ по динамике оболочек.

Первая глава посвящена анализу условий работы оболочек фокусирующей системы, постановке задачи по расчёту динамического напряженно-деформированного состояния линз при обтекании их импульсным электрическим током.

$$I = I_0 \sin \pi \frac{t}{T}, \quad (0 \leq t \leq T),$$

которому соответствует давление магнитного поля

$$p_n = p_{n0} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 \sin^2 \pi \frac{t}{T} \quad (r_0 \leq r_1 \leq r_k). \quad (I)$$

Вдесь r_1 - радиус параллели внешней поверхности оболочки;

T - длительность импульса. $T \approx (75 \div 815)$ мсек, интервал времени между импульсами несоизмеримо ($\sim$ в $10^4 \div 10^5$ раз) больше

длительности импульса T . Вследствие симметрии конструкции лопаты и внешней нагрузки относительно точки касания параболоидов или середины шейки рассматривается одна незамкнутая по меридиану параболическая оболочка, условно правая, с жестко закрепленными краями.

Рассматриваются некоторые наиболее распространенные численные методы решения линейных задач теории оболочек и варианты записи исходных уравнений. Дается краткий обзор литературы по этим вопросам.

Во второй главе производится преобразование исходной системы уравнений оболочки вращения для численной реализации задачи, выводятся соотношения метода матричной прогонки с подробным описанием сделанных в диссертации дополнений метода.

Так как уравнения динамической задачи получаются из статических уравнений добавлением соответствующих инерционных членов, преобразование исходной системы рассматривается для уравнений статики оболочки. Полная система уравнений приводится к основной (разрешающей) системе и дополнительным соотношениям. Основная система представляется в виде одного матричного дифференциального уравнения

$$\frac{dX(\xi)}{d\xi} = F(\xi)X(\xi) + G(\xi) \quad (2)$$

с граничными условиями

$$M_0 X(\xi_0) = N_0, \quad M_k X(\xi_k) = N_k. \quad (3)$$

Здесь $X(\xi) = (U, W, \vartheta_1, T_1, \bar{\vartheta}_1, \bar{M}_1)$ - вектор состояния сечения;

$G(\xi) = (0, 0, 0, -\bar{q}, \bar{q}_n, 0)$ - вектор нагрузки;

$F(\xi)$ - квадратная (6×6) матрица переменных коэффициентов;

M_0, M_k - числовые (3×6) матрицы; N_0, N_k - числовые столбцы;

ξ - безразмерный параметр длины дуги по меридиану.

Дополнительные алгебраические соотношения служат для определения величин $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \bar{\varepsilon}_1, \bar{\varepsilon}_2, T_2, \bar{M}_2$. Черта сверху является символом безразмерной величины.

Достоинством записи системы при таком выборе основных функций является отсутствие производных в коэффициентах от физических и геометрических параметров. Это делает систему удобной для расчёта произвольной оболочки вращения с любым характером изменения по длине толщины, радиусов кривизны, модуля упругости, коэффициента Пуассона, внешних нагрузок, в том числе при скачкообразном изменении всех этих величин, а также при табличном способе

их задания.

Далее приводится вывод соотношений метода матричной прогонки. Суть метода состоит в отыскании на первом этапе для решения уравнения (2) с граничными условиями (3) дополнительного линейного соотношения между векторами χ_1 , χ_2

$$\chi_1(\bar{s}) = L_1(\bar{s}) \chi_2(\bar{s}) + R_1(\bar{s}) \quad (4)$$

для каждой точки $\bar{s}$ интервала $(\bar{s}_0, \bar{s}_k)$, то есть в нахождении матрицы $L_1(\bar{s})$ и вектора $R_1(\bar{s})$ с последующим определением с помощью (4) полного вектора $\chi = (\chi_1, \chi_2)$. Процесс решения заключается в интегрировании от $\bar{s}_0$ до $\bar{s}_k$ (условно слева-направо) матричных дифференциальных уравнений для $L_1(\bar{s})$ и $R_1(\bar{s})$ с начальными условиями, следующими из условий закрепления левого края - прямая прогонка, и в интегрировании от $\bar{s}_k$ до $\bar{s}_0$ (справа налево) матричного дифференциального уравнения для $\chi_2(\bar{s})$, в которое найденные значения $L_1(\bar{s})$ и $R_1(\bar{s})$ входят как коэффициенты; вектор $\chi_1(\bar{s})$ находится при этом из уравнения (4). Таким образом осуществляется обратная прогонка. Такой процесс решения позволяет избежать быстро возрастающих "неподходящих" решений и получить устойчивый вычислительный процесс для любой длины интервала интегрирования.

При этом, однако, при реализации решения на ЭЦВМ возникают затруднения, связанные с тем, что для запоминания на каждом шаге матриц прогоночных коэффициентов L_1 и R_1 требуются огромные ресурсы памяти машины. Разрабатываемые в диссертации приемы позволяют обойти эти затруднения.

Первый прием, оказавшийся удобным для расчёта форм собственных колебаний, состоит в организации прогонки по участкам. В этом случае интервал $(\bar{s}_0, \bar{s}_k)$ при выбранном шаге интегрирования разбивается на равные участки, длины которых определяются максимальными возможностями оперативной памяти машины. При прямой прогонке матрицы L_1 и R_1 запоминаются только на границах участков, на последнем - на каждом шаге. При обратной прогонке на каждом участке, кроме первого справа, повторяется интегрирование дифференциальных уравнений для L_1 и R_1 от их запасенных на левой границе участка значений; матрицы L_1 и R_1 запоминаются теперь на каждом шаге. Этот прием позволяет при практически любой длине интервала интегрирования за счёт некоторого увеличения объёма счёта не прибегать к внешним запомина-

щим устройствам.

При решении статической задачи в связи с нахождением квазистатического решения наиболее удобным оказался прием (метод) двухсторонней прогонки. Он состоит в следующем.

Так как прямую прогонку можно рассматривать как процесс переноса слева направо левых граничных условий в форме (4), то аналогичным образом в каждую точку $\bar{s}$ интервала $(\bar{s}_0, \bar{s}_K)$ могут быть перенесены условия с правого края и найдено второе линейное соотношение между векторами χ_1 и χ_2

$$\chi_1(\bar{s}) = L_2(\bar{s})\chi_2(\bar{s}) + R_2(\bar{s}) \quad (5)$$

Совместное решение (4) и (5) в каждом подлежащем расчёту сечении даёт искомые значения $\chi_1(\bar{s})$ и $\chi_2(\bar{s})$. При этом прогонку справа удобнее производить после прогонки слева, так как в таком случае векторы χ_1 и χ_2 в (5) при любых граничных условиях на правом краю могут быть оставлены теми же, что и в (4).

Достоинства метода двухсторонней прогонки состоят в независимости прогонки слева и справа интервала $(\bar{s}_0, \bar{s}_K)$, что позволяет существенно сократить объём необходимой памяти ЭЦМ.

Получены соотношения для расчёта методом прогонки составных оболочек. Задача здесь состоит в соответствующем преобразовании при переходе через стык матриц L_i, R_i ($i = 1, 2$). Полученные соотношения используются в диссертации для расчёта линз в варианте со сквозным осевым отверстием, когда расчётной схемой является схема сопряжения параболической и короткой цилиндрической оболочек.

В третьей главе излагается разработанный алгоритм решения динамической задачи при помощи метода собственных функций и метода матричной прогонки.

Решение рассматриваемой динамической задачи сводится к решению матричного дифференциального уравнения в частных производных

$$\frac{\partial}{\partial \bar{s}} \chi(\bar{s}, \tau) = F(\bar{s})\chi(\bar{s}, \tau) - \frac{\rho h}{\rho_0 h_0} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \tilde{E}\chi(\bar{s}, \tau) + G(\bar{s}, \tau) \quad (6)$$

при исследовании состояния оболочки в течение импульса и к решению соответствующего однородного уравнения ($G = 0$) при свободных колебаниях после импульса.

Здесь τ - безразмерный параметр времени t , $\tilde{E}$ - квадратная (6×6) матрица из нулей и единиц, такая, чтобы из полного

вектора X выделить вектор перемещений $\tilde{E}X = (0, 0, 0, \bar{u}, \bar{w}, 0)$.

Прежде всего решается задача определения частот и форм собственных осесимметричных колебаний оболочки (уравнение (6), $G=0$). Разделяя переменные, приходим к решению обыкновенного однородного уравнения

$$\frac{dX_n(\bar{z})}{d\bar{z}} = A_n(\bar{z})X_n(\bar{z}); \quad (A_n(\bar{z}) = F(\bar{z}) + \frac{\rho h}{\rho_0 R_0} \bar{z} \bar{\omega}_n^2), \quad (7)$$

где

$$\bar{\omega}_n = \omega_n R_0 \sqrt{\frac{\rho_0 (1 - \mu_0^2)}{E_0}}. \quad (8)$$

Здесь

$\bar{\omega}_n$ - искомый безразмерный параметр

частоты собственных колебаний по n -му тону ω_n . Собственные частоты находятся интегрированием (7) как собственные числа этого уравнения, то есть числа, при которых может существовать его решение. Интегрирование (7) от $\bar{z}_0$ до $\bar{z}_K$ производится при различных задаваемых значениях $\bar{\omega}^*$, при этом $\bar{\omega}_n = \bar{\omega}^*$, если при $\bar{z} = \bar{z}_K$ определитель системы алгебраических уравнений для определения $X_n(\bar{z}_K)$ равен нулю: $\text{Det}(\bar{\omega}^*) = 0$.

При численном интегрировании (7) встречаются следующие особенности. В каждой точке между векторами $X_{1n} = (\bar{u}_n, \bar{w}_n, \bar{v}_{1n})$ и $X_{2n} = (\bar{r}_{1n}, \bar{q}_{1n}, \bar{m}_{1n})$ ищется связь в одной из форм

$$X_{1n} = L_{1n} X_{2n}, \quad X_{2n} = \tilde{L}_{1n} X_{1n}, \quad (9)$$

где L_{1n} и $\tilde{L}_{1n}$ являются соответственно матрицами динамических податливостей и динамических жесткостей части оболочки от $\bar{z}_0$ до $\bar{z}$ для n -го тона колебаний ($\tilde{L}_{1n} = L_{1n}^{-1}$). В процессе интегрирования динамические податливости стремятся к бесконечности в некоторой точке $\bar{z}$, если значение ω^* оказывается собственной частотой для отсеченной части оболочки от $\bar{z}_0$ до $\bar{z}$ при граничных условиях справа, соответствующих свободному краю (динамические жесткости здесь стремятся к нулю). В свою очередь динамические жесткости стремятся к бесконечности в некоторой новой точке $\bar{z}$, где ω^* оказывается собственной частотой для случая жесткого закрепления правого края (динамические податливости здесь стремятся к нулю).

В процессе интегрирования при переопределении АУ приходится неоднократно переходить от одного способа расчёта к другому (определение динамических жесткостей или податливостей), при-

том тем чаще, чем выше искомая частота. Это обстоятельство ограничивает число частот, которые могут быть найдены, хотя оно может быть достаточно большим; нами определялось до 16-ти собственных частот осесимметричных колебаний.

Определение форм собственных колебаний или значений вектора $\chi_n(\bar{s})$ производится в диссертации методом матричной прогонки по участкам. Вектор $\chi_n(\bar{s})$ определяется с точностью до постоянного множителя.

При исследовании динамического напряженно-деформированного состояния оболочки фокусирующего устройства в течение импульса прямое использование метода собственных функций приводит к медленно сходящимся рядам вследствие высокой плотности спектра собственных частот и сильного различия закона изменения вдоль меридиана магнитного давления и собственных форм u_n и w_n .

Применяемый в диссертации для улучшения сходимости решения прием выделения квазистатической составляющей состоит в том, что решение уравнения (6) ищется в форме

$$\chi(\bar{s}, \tau) = \chi_0(\bar{s})q(\tau) + \sum_{n=1}^{\infty} \chi_n(\bar{s})\varphi_n(\tau), \quad (10)$$

где $\chi_0(\bar{s})$ — статическое решение, удовлетворяющее уравнению (8), $q(\tau)$ — закон изменения по времени нагрузки; $G(\bar{s}, \tau) = G(\bar{s})q(\tau)$; $\varphi_n(\tau)$ — неизвестные функции, подлежащие определению.

Первая часть (10) — $(\chi_0 q)$ — представляет собой решение уравнения (6) в предположении безинерционности системы, вторая часть (10) (ряд) описывает инерционные свойства системы. Для определения обобщенных координат $\varphi_n(\tau)$ используется обычная процедура метода собственных функций. В результате для $\varphi_n(\tau)$ получены дифференциальные уравнения второго порядка, аналогичные уравнению колебаний системы с одной степенью свободы. В правые части этих уравнений входят значения интегралов разложения форм статического прогиба в ряд по собственным формам. Эти интегралы вычисляются при расчете форм собственных колебаний.

При расчете оболочек фокусирующего устройства начальные условия для каждого импульса приняты нулевыми, т.е. интервал между импульсами достаточно велик (~ 8 сек) и колебания от импульса к импульсу практически полностью затухают.

Как показали расчеты, при неизменном числе членов разложения (учитывалось до 12 членов) точность решения в форме (10) тем выше, чем больше величина длительности импульса T по сравнению

с периодом собственных колебаний оболочки по основному тону T_1 , но точность остается удовлетворительной и при $T \leq T_1$. Это обусловлено тем, что главная в этих случаях часть решения задается на большей части промежутка времени T квазистатической составляющей (как бы основное состояние). В ряд же по собственным формам раскладывается лишь дополнение заданной основной части до точного решения или динамическая поправка. При этом раскладывать в ряд приходится не внешнюю нагрузку как при прямом использовании метода собственных функций, а формы статического прогиба $\bar{U}$, $\bar{W}$ от ее амплитудного значения.

Четвертая глава посвящена анализу результатов численных расчётов оболочек фокусирующего устройства и сравнению теоретических результатов с результатами эксперимента.

Получены и анализируются результаты по распределению динамических напряжений, изменению их по времени в течение импульса и при свободных колебаниях после него, зависимости максимальных напряжений от величины длительности импульса и от значений геометрических параметров параболических линз a, τ_0, τ_k, h_0 . (a — параметр параболы). Ниже представлены некоторые результаты расчётов для линзы с параметрами $a = 0,405 \text{ см}^{-1}$; $\tau_0 = 1,5 \text{ см}$; $\tau_k = 9,5 \text{ см}$; $h_0 = 1,0 \text{ см}$, изготовленной из Д16Т:

1) Частоты собственных осесимметричных колебаний (таблица):

n	1	2	3	4	5	6	7	8
$\omega_n \cdot 10^{-4}$	3,96	5,76	5,96	6,28	6,44	6,725	6,92	7,26
n	9	10	11	12	13	14	15	16
$\omega_n \cdot 10^{-4}$	7,55	7,91	8,26	8,68	9,07	9,49	9,64	10,10

2) формы собственных колебаний для 1, 2, 4 и 8 тонов (рис.1);
 3) Зависимость максимального эквивалентного напряжения $\sigma_{\text{экв}}^{\text{max}}$, возникающего у края оболочки $\bar{z} = \bar{z}_0$ (около шейки) от времени t при $0 \leq t \leq T$ и $t > T$ для $T = 157$ микросек (рис.2) (с индексом "0" — квазистатическое решение); 4) зависимость $\sigma_{\text{экв}}^{\text{max}}$ от длительности импульса T (рис.3) ($I_0 = 0,5 \text{ Ма}$, $p_{\text{но}} \approx 180 \text{ атм}$).

Приводится краткое описание проведенных в ИФВЭ экспериментов по исследованию динамического напряженно-деформированного

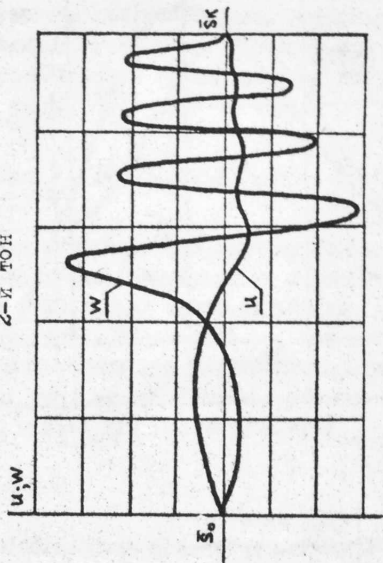
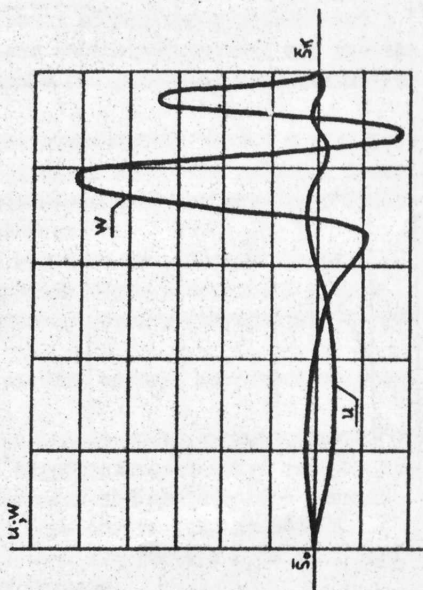
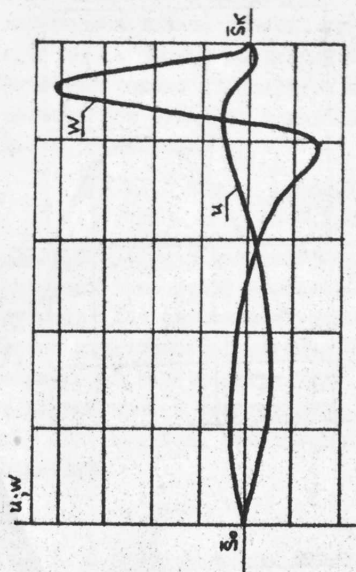
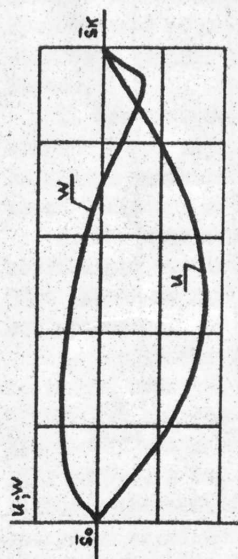


Рис. 1

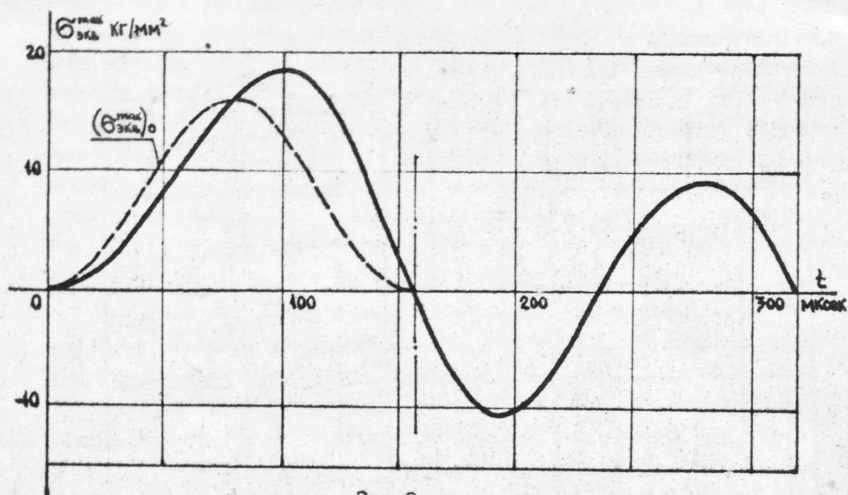


Рис. 2

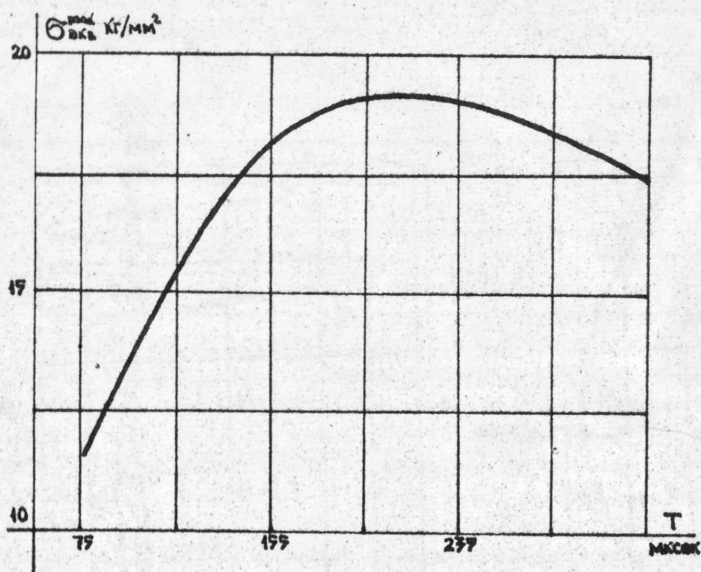


Рис. 3

состояния лиз и их долговечности. В экспериментах, в частности измерялись низшие частоты собственных колебаний лиз, деформации ϵ_1 и ϵ_2 в различных сечениях. Результаты расчётов достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментов. Например, для одной из лиз ($\alpha = 0,49$; $\tau_1 = 1,5$; $\tau_2 = 6,0$; $k_1 = 0,5$) получено

$$\begin{aligned} f_1^0 &\approx 12,5 \text{ кгц}, & f_1^T &\approx 12,7 \text{ кгц}, & \epsilon_1^0 &\approx 7,05 \cdot 10^{-4}, \\ \epsilon_1^T &\approx 7,85 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

В приложении изложено решение задачи по определению температурных напряжений в оболочке вращения применительно к расчёту лиз. Для численного решения этой задачи наиболее удобен метод двухсторонней матричной прогонки. Результаты решения температурной задачи могут быть использованы при оценке прочности и долговечности конструкции. Но, так как производится охлаждение лиз обдувом, температурная задача для них не является основной.

ВЫВОДЫ

1. С использованием метода собственных функций и метода матричной прогонки разработан алгоритм численного решения задачи по определению динамических напряжений и перемещений в произвольной оболочке вращения переменной толщины при кратковременном нагружении переменным по длине осесимметричным давлением.

2. При построении решения динамической задачи в виде разложения в ряд по формам собственных колебаний применен прием выделения квазистатической составляющей, что позволило существенно увеличить точность расчётов.

3. Для метода матричной прогонки разработан прием, позволивший значительно сократить объём необходимой памяти ЭЦМ (прием прогонки по участкам, метод двухсторонней матричной прогонки).

4. Разработан алгоритм расчёта методом матричной прогонки составных оболочек вращения.

5. Для численного решения динамической и температурной задач составлены программы на алгоритмическом языке фортран для ЭЦМ БЭСМ-6, в том числе программы для статического решения задачи, определения частот и форм собственных колебаний. Программы могут быть использованы для расчёта произвольной оболочки вращения переменной толщины.

6. Рассмотрены особенности нагружения оболочек фокусирующего устройства для нейтринных экспериментов. С использованием разработанного алгоритма исследовано их динамическое напряженно-деформированное состояние, зависимость максимальных напряжений от длительности импульса давления и геометрических параметров параболических линз.

Результаты расчёта достаточно хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Полученные результаты использовались при создании фокусирующей системы на Серпуховском ускорителе.

По теме диссертации опубликованы статьи:

1. Баратов Д.Г., Валов В.М. и др. Напряженное состояние параболических линз, обтекаемых сильным электрическим током. Серпухов, Препринт ИФВЭ ОП 72-94, 1972.
2. Баратов Д.Г., Валов В.М. и др. Напряженно-деформированное состояние параболической оболочки вращения, находящейся под внешним магнитным давлением. ПМТФ № 3, 1974.