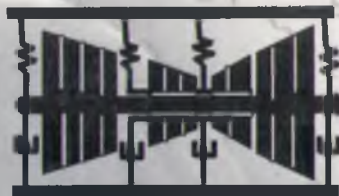


**А. И. Белоусов  
В. Б. Балякин  
Д. К. Новиков**



**ТЕОРИЯ  
И ПРОЕКТИРОВАНИЕ  
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ  
ДЕМПФЕРОВ  
ОПОР РОТОРОВ**

---

**Издательство СНЦ РАН**

**А.И. Белоусов, В.Б. Балякин, Д.К. Новиков**

**ТЕОРИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ  
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ  
ДЕМПФЕРОВ ОПОР РОТОРОВ**

*Под редакцией  
Заслуженного деятеля науки и техники РСФСР  
доктора технических наук профессора  
А.И. Белоусова*

**САМАРА**  
Издательство Самарского Научного Центра РАН  
2002

УДК 534.282+621.165

Белоусов А.И., Балякин В.Б., Новиков Д.К. ТЕОРИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ДЕМПФЕРОВ ОПОР РОТОРОВ/ Под ред. А.И. Белоусова.– Самара: Издательство Самарского научного центра РАН, 2002. – 335с.

### Рецензенты

Генеральный конструктор ОАО СНИТК им. Н.Д.Кузнецова  
д.т.н., проф. Гриценко Е.А.;  
Заведующий кафедрой основ конструирования машин  
д.т.н., проф. Еремин Ю.А.

В монографии обобщены результаты многолетних теоретических и экспериментальных исследований авторов в области гидродинамического демпфирования опор роторов турбомашин. Рассматриваются теоретические основы расчета, проектирования и конструирования гидродинамических демпферов. Разработана методология проектирования и сформулированы принципы конструирования высокоэффективных гидродинамических демпферов для опор роторов двигателей летательных аппаратов.

Книга рассчитана на научных и инженерно-технических работников, слушателей факультетов повышения квалификации, студентов и аспирантов технических вузов, а также научно-педагогических работников и специалистов, занимающихся проблемами снижения вибрации турбомашин различного назначения.

Монография издана при поддержке проектом № 9 Г/ 2002-75/02Б, финансируемым на основе системы Губернских грантов в области науки и техники

Печатается по решению издательского совета Самарского научного центра Российской Академии Наук; 2002.-335с.

ISBN 5-93424-087-0

© Самарский государственный аэрокосмический университет имени акад. С. П. Королева, 2002  
© А.И. Белоусов, 2002  
© В.Б. Балякин, 2002  
© Д.К. Новиков, 2002



*А.И. Белоусов, В.Б. Балякин, Д.К. Новиков* (на фотографии слева направо) окончили КуАИ с отличием соответственно в 1960, 1980 и 1973 г.г. Основное направление научной деятельности авторов - разработка методов и средств борьбы с вибрацией с помощью жидкостных и газовых пленок. Ими в соавторстве издано учебное пособие, опубликовано 69 статей и 25 изобретений.

*А.И. Белоусов* – д.т.н. (1977), профессор (1978), заслуж. деятель науки и техники РФ (1985), академик Петровской Академии наук и искусств (1994), основатель научного направления повышения надежности изделий путем разработки теоретических основ гидро(газо)статического эффекта с целью создания устройств принципиально нового (гидростатического) типа (опор, упругостей, виброизоляторов, демпферов, генераторов колебаний и др.). Автор более 400 публикаций, из них 125 изобретений. Им подготовлено 35 кандидатов и 9 докторов наук, из них четверо избраны академиками. Награжден правительственными наградами. Увлечения - шахматы, волейбол.

*В.Б. Балякин* – к.т.н., (1986), доцент (1993), докторант (1999...2002). Приближенной гидродинамического демпфирования начал заниматься под руководством А.И. Белоусова на третьем курсе. Дважды (1979 и 1980) отмечался на Всесоюзных конкурсах Дипломами «За лучшую студенческую научную работу». Автор 154 публикаций, из них 56 изобретений. Увлечения - настольный теннис, автомобиль, путешествия.

*Д.К. Новиков* – д.т.н. (2001), профессор кафедры (2001). Студенческой наукой по проблематике монографии увлекся на 4-м курсе. На Всесоюзном конкурсе (1972) его научная работа (руководитель А.И. Белоусов) отмечена Медалью «За лучшую студенческую научную работу». Автор 122 публикаций, из них 35 изобретений. Увлечения - лыжи, моторная лодка, футбол.

# Основные сокращения и условные обозначения

## Обозначения

- $a, A$  - коэффициенты аппроксимации, амплитуда колебаний  
 $b, B$  - коэффициенты аппроксимации, безразмерный параметр демпфирования  
 $C$  - постоянная интегрирования и аппроксимации, коэффициент жесткости  
 $C_p, C_v$  - теплоемкость, объемная теплоемкость  
 $D$  - диаметр втулки вибратора, дискриминант, дисперсия  
 $d$  - коэффициент демпфирования, диаметр отверстий подачи смазки  
 $E$  - модуль упругости материала, коэффициент аппроксимации  
 $e$  - смещение вибратора, радиус прецессии, основание натурального логарифма  
 $\dot{e}, \ddot{e}$  - первая и вторая производные от смещения вибратора  
 $F_R$  - радиальная составляющая гидродинамической силы  
 $F_T$  - тангенциальная составляющая гидродинамической силы  
 $F_K$  - площадь камеры  
 $f$  - относительный коэффициент нагруженности, относительная сила  
 $f(\varphi, c)$  - комплекс, определяемый выражением (2.10)  
 $G$  - безразмерный параметр силы тяжести  
 $g$  - ускорение свободного падения  
 $H$  - толщина статорной втулки  
 $\overline{H}$  - относительная толщина статорной втулки  
 $h$  - безразмерный зазор  
 $\overline{h}$  - номинальная величина зазора  
 $I$  - момент инерции диска  
 $J$  - момент инерции сечения  
 $J_N^{II}$  - интегралы теории смазки, определяемые из табл.2.1 и 4.1  
 $L_{щ}$  - длина торцевой щели  
 $L$  - длина втулки вибратора  
 $l$  - малое перемещение  
 $m_p$  - масса ротора, приходящаяся на опору  
 $m$  - модуль зацепления зуба шестерни или шлицевого соединения  
 $M$  - масса диска, относительная масса, массовый расход, момент  
 $N$  - мощность трения, число отверстий, внешняя нагрузка

$Nu$  - критерий Нуссельта  
 $P$  - давление  
 $\overline{P}$  - безразмерное давление  
 $Pe$  - число Пекле  
 $Pr$  - число Прандтля  
 $Q$  - количество тепла, перерезывающая сила, добротность  
 $q$  - расход смазки  
 $\overline{q}$  - безразмерный расход  
 $R$  - радиус втулки вибратора  
 $r$  - радиус полярный, текущий радиус  
 $Re$  - число Рейнольдса  
 $S$  - площадь поверхности, оператор Лапласа  
 $T$  - коэффициент передачи, абсолютная температура, постоянная времени  
 $t$  - время, температура °C  
 $x, y$  - перемещения в декартовой системе координат  
 $x, y, \overline{x}, \overline{y}$  - первая и вторая производная от перемещений  
 $z$  - осевая координата, число тел качения, число зубьев  
 $u$  - размерный дисбаланс, параметр регулирования  
 $U$  - относительный дисбаланс, линейная скорость  
 $V$  - скорость течения жидкости, объем  
 $W$  - передаточная функция, несущая способность  
 $\alpha$  - поправочный коэффициент профиля скорости, коэффициент теплоотдачи, коэффициент линейного расширения  
 $\beta$  - коэффициент, угол контакта, коэффициент объемного расширения  
 $\delta_0$  - радиальный зазор  
 $\delta$  - зазор на угле  $\varphi$ , погрешность, приращение  
 $\delta_{oc}$  - величина торцового зазора  
 $\Delta$  - эксцентриситет массы ротора, натяг, деформация  
 $\varepsilon$  - относительный эксцентриситет, поправочный коэффициент в (3.53)  
 $\zeta$  - безразмерный параметр овальности  
 $\eta$  - безразмерная частота  
 $\theta$  - безразмерный угол перекося  
 $\lambda$  - коэффициент теплопроводности  
 $A$  - параметр сдавливания  
 $\mu$  - коэффициент динамической вязкости  
 $\mu_k$  - коэффициент кажущейся (турбулентной) вязкости  
 $\nu$  - коэффициент кинематической вязкости, коэффициент Пуассона  
 $\Pi$  - безразмерный параметр ДТЩ, пористость материала МР

$\rho$  - плотность жидкости, множитель Лагранжа  
 $\zeta$  - коэффициент диссипации гурбулентной энергии  
 $\sigma$  - безразмерный критерий инерции  
 $\sigma_i$  -среднеквадратичное отклонение  
 $\bar{\sigma}$  - безразмерный параметр шероховатости  
 $\tau$  - отрезок времени  
 $\mathcal{J}$  - угол перекоса втулки вибратора  
 $\varphi$  - угловая координата  
 $\Phi$  - угол, характеризующий положение линии центров  
 $\psi$  - относительный радиальный зазор, коэффициент расхода  
 $\Omega$  - угловая скорость прецессии линии центров  
 $\omega$  - частота вращения ротора  
 $\omega_p$  - рабочая частота вращения ротора  
 $\bar{\omega}_s$  - безразмерный параметр упругих связей

## Индексы

$a$  - атмосфера  
 $\partial$  - длинный  
 $k$  - короткий, кажущаяся вязкость, круглый  
 $k$ - кавитация  
 $m$  – осредненное значение  
 $\max$  – максимальное значение  
 $\min$  – минимальное значение  
 $opt$ - оптимальное значение  
 $i$ - учет сил инерции  
 $f$ - полный охват  
 $h$  - половинный охват  
 $R$ - радиальное направление  
 $L$  - ламинарный  
 $T$  - турбулентный  
 $P$ - подача, гидравлическая обратная связь  
 $p$  - рабочий режим, регулятор  
 $рез$  - резонансное значение величины  
 $x$  – механическая обратная связь  
 $\theta$  - учет перекоса втулки вибратора  
 $\mu$  - составляющая от сил вязкости  
 $\tau$  - тангенциальное направление

## Сокращения

АЧХ – амплитудно - частотная характеристика  
АО - акционерное общество  
ГТД - газотурбинный двигатель  
ГДД - гидродинамический демпфер  
ГПА - газоперекачивающий агрегат  
ДЛА - двигатель летательного аппарата  
ДТЩ - демпфер с торцовыми щелями  
ЖРД - жидкостный ракетный двигатель  
КВД - компрессор высокого давления  
КНД - компрессор низкого давления  
МР - упругодемпфирующий материал  
ОКБ - опытно-конструкторское бюро  
ООО - общество с ограниченной ответственностью  
ПЭВМ - персональная электронно-вычислительная машина  
РУ - разгрузочное устройство  
САПР - система автоматизированного проектирования  
СГАУ - Самарский государственный аэрокосмический университет  
им. акад. С. П.Королева  
СНТК им. Кузнецова – Самарский научно-технический комплекс  
имени академика Н.Д. Кузнецова  
СКБМ - Самарское конструкторское бюро машиностроения  
СТ - свободная турбина  
ТВД - турбовинтовой двигатель  
ГВВД - турбовинтовентиляторный двигатель  
ТНА - турбонасосный агрегат  
ТНД - турбина низкого давления  
ТВД - турбина высокого давления  
ТРДД - турбореактивный двухконтурный двигатель  
ТРДДФ - ТРДД с форсажной камерой  
УЭ - упругий элемент  
УДО - упругодемпферная опора  
ФЧХ - фазочастотная характеристика

## Введение

Основной тенденцией развития современной авиационной и ракетно-космической техники является неуклонное улучшение всех показателей надежности, в частности повышения ресурса двигателя. Одной из наиболее сложных проблем обеспечения высоких характеристик надежности является проблема виброзащиты элементов и изделий в целом.

Так, более 60% отказов опытных газотурбинных двигателей (ГТД) носят прочностной характер, из них более 70% - вибрационный. Таким образом, почти половина отказов ГТД происходит из-за вибрации. Основными причинами вибрационных дефектов являются: резонансные колебания, повышенные вибрационные нагрузки при малом демпфировании, снижение предела выносливости при наличии конструктивных и технологических концентраторов напряжений [90].

Например, при доводке двух- и трехвалных авиационных двигателей большие трудности с вибрацией возникали по опорам компрессора низкого давления. Имели место несколько аварий самолетов L-1011 фирмы Локхид с двигателями RB-211 фирмы Rolls-Royce из-за поломок вентилятора [181].

При эксплуатации конвертированного ГТД НК-12СТ со свободной турбиной, используемого в качестве привода газоперекачивающего агрегата ГПА-Ц-6,3, досрочный съем изделий из-за повышенной вибрации составил до 15 изделий в год [42,107]. На совещании по анализу результатов эксплуатации двигателя НК-12СТ, проведенном в мае 1998 года РАО Газпром на АО «Моторостроитель» (Самара) отмечалось, что до 30% дефектов при эксплуатации двигателя НК-12СТ связано с дефектами в опорных узлах.

Одним из эффективных средств борьбы с вибрацией ротора является, естественно, снижение возбуждающих сил, т.е. проведение балансировки ротора. Однако роторы КНД, имеющие, как правило, большие лопатки, трудно балансировать на рабочих частотах  $\Omega_p \geq 500 \text{с}^{-1}$ . Сложно балансировать на рабочих частотах и роторы ТНА, так как их рабочие частоты вращения еще более высоки (свыше  $3000 \text{с}^{-1}$ ). В настоящее время имеются балансировочные станки фирмы Shenk с системой вакуумирования ротора. Однако для больших размеров роторов эти станки слишком дороги. По-

тому роторы авиационных ГТД балансируют при частотах вращения порядка  $30\text{с}^{-1}$ , вследствие чего на рабочих режимах могут появиться значительные дисбалансы. К тому же при работе двигателя возникают аэродинамический и тепловой дисбалансы, трудно поддающиеся устранению при балансировке и еще более увеличивающие динамическую нагрузку. Следовательно, возможности балансировочной техники не могут окончательно снять проблему источника возбуждающей силы.

В настоящее время считается доказанным, что большая часть вибрационных дефектов может быть успешно устранена за счет грамотного демпфирования колебаний деталей и узлов ДЛА – роторов, трубопроводов, лопаток рабочих колес и направляющих аппаратов компрессоров и турбин, оболочек корпусов, агрегатов и ДЛА в целом. Большую работу по внедрению методов демпфирования на стадиях проектирования и доводки ДЛА ведут все коллективы, занимающиеся созданием новой техники, в частности АО СНИТК имени Н.Д. Кузнецова. Из известных в настоящее время методов демпфирования в ДЛА наибольшее распространение получили методы гидродинамического и конструкционного демпфирования. Последний метод нашел особенно широкое применение в двигателях семейства НК [174,129].

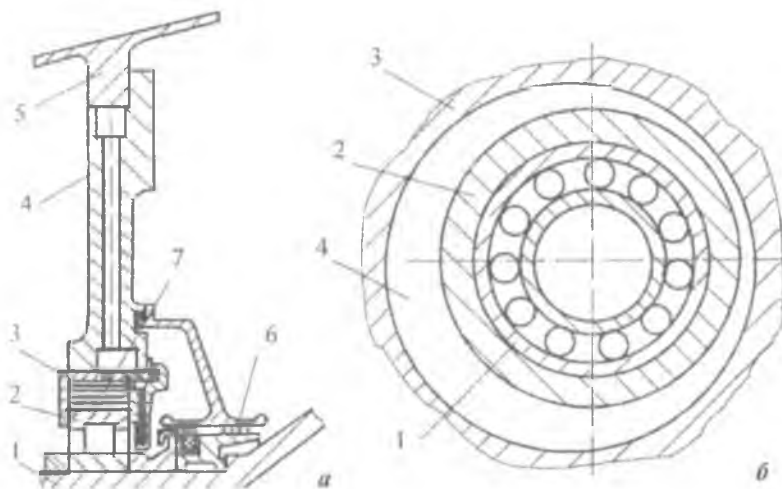
Демпфирующие устройства наиболее часто используют в опорах роторов [50,164], так как именно в этом месте осуществляется связь вращающейся части (ротора) с корпусом (статором).

Опорный узел (рис.В.1,а) состоит из цапфы 1 вала, подшипника качения 2, стакана (корпуса демпфера) 3, устанавливаемого в стойку (корпус опоры) 4, которая соединяется с корпусом 5 двигателя, а также системы уплотнений 6, защищающих проточный тракт двигателя от попадания в него масла из подшипниковых полостей. Демпфер 7 располагается между наружной обоймой подшипника качения и корпусом. В качестве демпфирующих устройств могут использоваться элементы сухого или жидкостного трения, а также их комбинация.

К демпферам опор ДЛА предъявляется ряд требований. Демпферы должны:

- иметь малые габариты и массу;
- удобно включаться в силовую схему двигателя;

- быть надежными и эффективными во всем диапазоне рабочих температур и частот вращения;
- иметь ресурс, не меньший ресурса всего двигателя;
- позволять размещать его в опоре, не имевшей демпфера, с минимальной доработкой существующей опоры.



**Рис.В1. Схема демпфированной опоры: а-продольный разрез; б - гидравлический демпфер**

Таким требованиям отвечают гидравлические демпферы, которые образуются следующим образом (рис. В.1,б). Наружная обойма 1 подшипника качения или связанная с ней втулка 2 закрепляется в корпусе 3 не жестко, а с зазором 4, обеспечивающим возможность совершать перемещения с амплитудой 0,1...0,5мм. Таким образом, при вращении ротора втулка 2 (или наружная обойма 1 подшипника) начнет совершать колебательное движение. Поэтому в дальнейшем этот элемент будем называть вибратором. Колебания вибратора вызывают противодействие сил вязкого сопротивления жидкости, возникающего в специально предусмотренных конструкции демпферных полостях, например, в зазоре 4. Такие демпферы называются гидродинамическими (ГДД).

В настоящее время ГДД нашли широкое применение в опорах ДЛА как у нас в стране, так и за рубежом [172,185,188,206,251] благодаря простоте конструкции. ГДД применяются в отечественных ТРДД Д-30 [93], АИ-25[161], Д-36 [155], судовых ГТД [130], в трансмиссиях вертолетов [68], а также в криогенной технике [140] и станкостроении [245,260]. За рубежом гидравлические демпферы используются в авиационных ГТД RB-211, SPEY, CONWAY [144,182] фирмы Rolls-Royce, Т-64 и TF-34 фирмы General Electric [209], а также в двигателях SSME системы Space - Shuttle [212].

Характерной особенностью работы ГДД в опорах современных ДЛА является экстремальность внешних воздействий: высокие значения температуры смазки в опорах и динамических нагрузок, обусловленных, например, обрывом лопатки или обледенением на входе. Такие условия заставляют использовать более точные модели, описывающие работу ГДД в составе ДЛА. Высокая температура смазки в зоне опор (до 200°C и выше) приводит к снижению вязкости смазки и соответственно к возникновению турбулентных зон течения в демпферном зазоре. При этом также усиливается влияние инерционных явлений в слое жидкости. В результате высоких динамических нагрузок возможно появление разрыва смазочного слоя, а также возникновение нелинейных колебаний в системе "ротор - опоры".

Поэтому актуальной задачей является разработка новых перспективных методов расчета и конструкций ГДД, способных работать в таких условиях, а также создание методологии их проектирования.

Монография подготовлена на кафедре "Конструкция и проектирование двигателей летательных аппаратов" Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королева и является результатом многолетних научных исследований авторов в области теории и проектирования гидродинамических демпферов опор роторов. Монография состоит из введения, семи глав и библиографии.

# 1. Анализ конструктивных схем и состояния теории гидродинамических демпферов опор роторов

## 1.1. Анализ и классификация конструктивных схем ГДД

Исторически демпферы в опорах роторов были использованы в начале XX века, когда появились первые быстроходные турбины. Впервые демпфер был применен Парсоном [139]. К настоящему времени имеется большое количество демпферов различного типа и возникает необходимость их классификации. Такая классификация была предложена авторами [50] на основании анализа научно-технической литературы (рис.1.1).

За основной классификационный признак следует принять принцип демпфирования. По этому признаку все демпферы разделяются на гидравлические, сухого трения и комбинированные.

Демпферы сухого трения также имеют большую историю. Упомянутый выше демпфер Парсона является демпфером сухого трения. Он представляет собой (рис. 1.2,а) несколько стальных стаканов 1,2 и 3, установленных один в другой с зазорами порядка 0,1 мм, в которые подается масло. Во время колебаний цапфы масло по пути в подшипник то всасывается в зазоры между стаканами, то вытесняется из них. Возникающая при этом гидродинамическая сила трения демпфирует колебания. Однако этот демпфер нельзя считать гидродинамическим, поскольку масляный слой по окружности стакана неравномерен, а в некотором месте может быть совсем выдавлен нагрузкой, и стаканы начнут тереться друг о друга, т.е. этот демпфер работает в режиме сухого трения. При этом коэффициент трения следует определять как для пластин, смоченных в масле. Сила сопротивления движению стакана зависит от его мгновенного положения и направления движения. Следовательно, этот демпфер нелинеен и анизотропен.

В двадцатых годах XX века в турбокомпрессоре фирмы Броун-Бовери получила распространение демпферная опора, показанная на рис. 1.2,б. Здесь между вибратором 1 и корпусом 2 помещен с зазором пакет 3 из стальных лент, смачиваемых маслом. От проворота пакет фиксируется штифтом 4. По своему действию эта опора схожа с опорой Парсона и отличается от нее меньшей

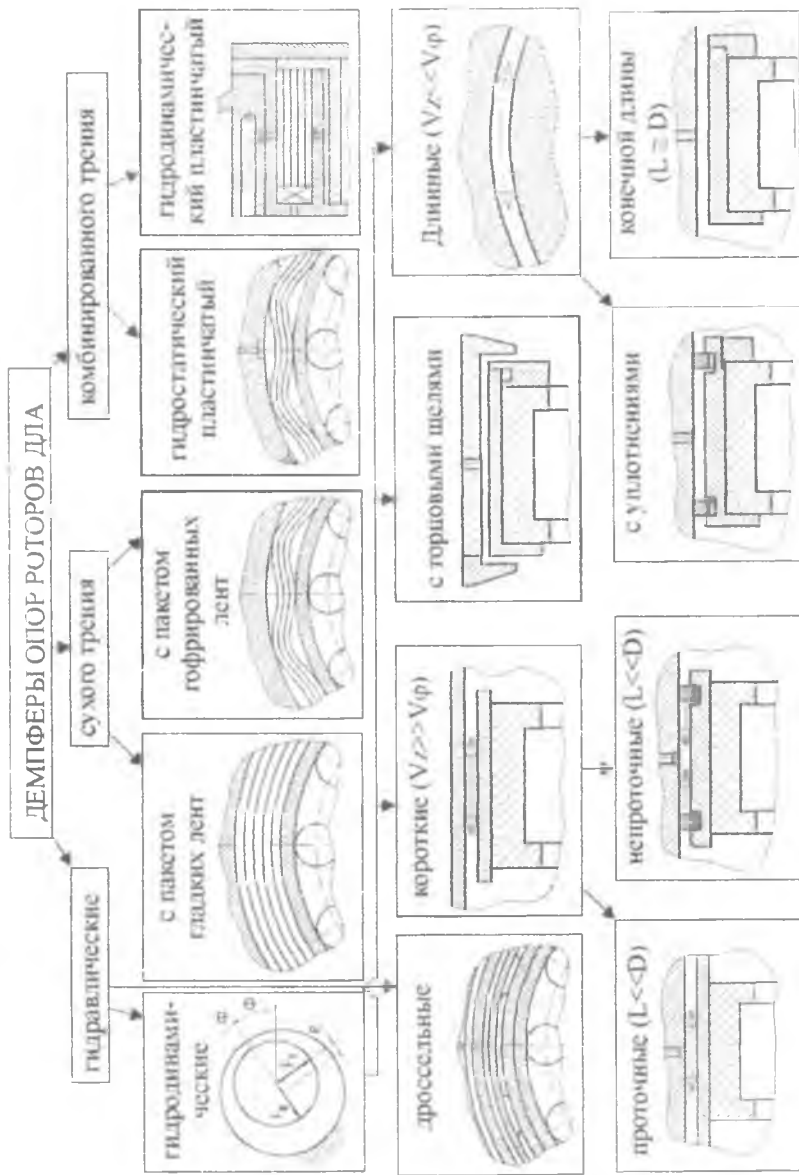
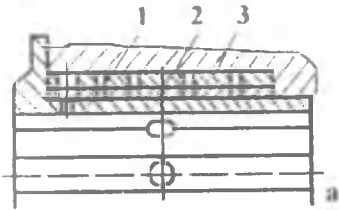
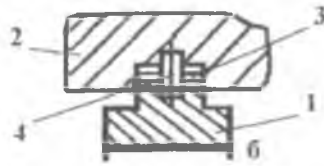


Рис.1.1. Классификация демпферов опор роторов турбомашин

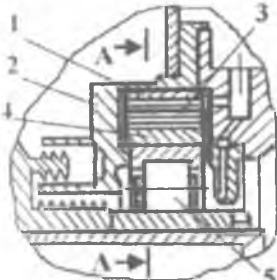
Опора Шарсона



Опора фирмы Броун-Бовери



Опора двигателя  
АО СНТК им. Кузнецова

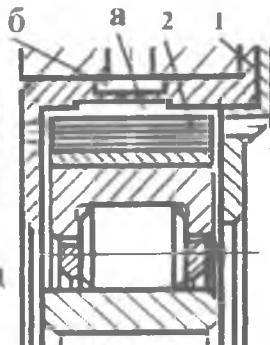


Гофрированный  
пластинчатый  
демпфер



USA 4214796

А.с.443214



USA 43336968

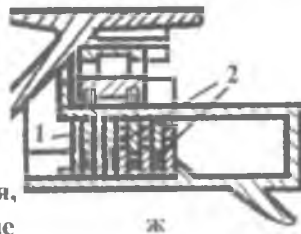
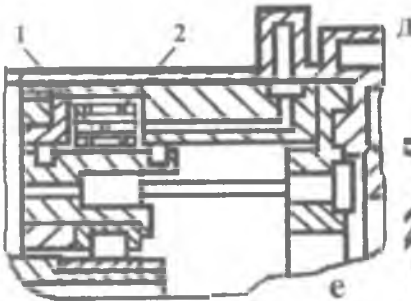


Рис.1.2. Демпферы сухого трения,  
комбинированные и дроссельные

надежностью: местные неровности отдельных пластин и другие случайные факторы сильно влияют на характеристику опоры

Аналогичные демпферы нашли применение в двигателях семейства НК [129]. На рис.1.2,в показан демпфер с пакетом гладких лент для задней опоры турбины. Демпфер представляет собой набор тонких стальных лент 3 (20 лент толщиной 0,5мм каждая). Ленты свернуты в кольцо и помещены между наружным кольцом 1 пакета, установленным в корпус 2 демпфера, и внутренним кольцом 4, которое монтируется на подшипнике 5. Шпонка 6 фиксирует пакет от проворота. Колебания в таком демпфере гасятся силами сухого трения между лентами пакета. Постановка демпфера на двигатель позволила снизить уровень вибрации в 15 раз.

На характеристики пакета гладких лент существенное влияние оказывает величина статической нагрузки. Другой недостаток - большой (4...5кратный разброс) характеристик, получающийся за счет разности линейных размеров деталей демпфера. Более совершенным является демпфер с пакетом, набранным из чередующихся гладких 1 и гофрированных 2 лент, свернутых в кольцо (рис.1.2,з) [129]. Однако для изготовления такого пакета требуются дорогостоящие штампы. Поэтому из-за сложности их изготовления и большого разброса характеристик, связанного, в частности, с ресурсной наработкой, с 70-х годов и на этих двигателях стали использоваться гидравлические демпферы.

Гидравлические демпферы по физической природе создания демпфирующей силы разделяются на гидродинамические (ГДД) и дроссельные. В ГДД демпфирование возникает при перетекании жидкости по тонкому демпферному зазору, а в дроссельных - через какие-либо ограничители расхода (отверстия, канавки).

Пример дроссельного демпфера приведен на рис.1.1. В нём в качестве дросселирующего элемента используются отверстия малого диаметра (не более 0,8 мм), выполненные на гибких участках упругих колец в местах действия минимальных изгибных напряжений [10]. В таких демпферах не предъявляются высокие требования по точности обеспечения рабочих зазоров, как в ГДД, что делает их технологичными. Поэтому демпферы такого типа нашли широкое применение в отечественных ГТД. В последнее время подобные конструкции появились и за рубежом [227,228].

Гидростатический пластинчатый демпфер изображен на рис.1.2, д [9]. В корпусной втулке 1 на внутренней поверхности

выполнены камеры «а», расположенные под каждой впадиной гофрированного пакета пластин 2 и сообщающиеся с полостью «б» высокого давления масла. Давление жидкости внутри камеры создает на каждый пролет гофрированного пакета сдавливающую нагрузку, близкую к равномерной и тем большую, чем больше деформирован пакет, что улучшает его диссипативные свойства. На рис. 1.2, е представлен демпфер с пакетом пластин 1, в которых выполнены дросселирующие отверстия 2 [227], а на рис. 1.2, ж – с пакетом шайб 1, также имеющими дросселирующие отверстия 2 [228]. Демпферы, представленные на рис. 1.2, д-ж, можно отнести также к классу демпферов комбинированного трения, поскольку в них сочетаются элементы жидкостного и сухого трения.

В иностранной литературе ГДД обычно называются демпферами с выдавливаемой пленкой смазки (от английского *squeeze film damper* - демпфирование сжатой пленкой). В монографии С.И.Сергеева [139] такие демпферы называются демпферами с гонким слоем рабочей жидкости (так как радиальный зазор не превышает 0,1...0,5 мм). Однако в ряде отечественных работ [121,141,179], посвященных этому вопросу, применяется формулировка «гидродинамические демпферы». На наш взгляд, это более правильно отражает физическую природу демпфирования. Поэтому в дальнейшем в работе будет использоваться именно такой термин.

ГДД образуются (рис.1.3) путем установки наружной обоймы подшипника или втулки, с ней связанной (втулки вибратора 1) во втулку статора 2 с зазором 3 величиной 0,1...0,5мм, в который подается смазка. Вибратор фиксируют от вращения с помощью штифта 4, оставляя, однако, свободу колебательного движения. Для этого штифт 4 устанавливают в корпус с радиальным зазором, который не меньше радиального зазора 3 в демпфере. Таким образом, для создания ГДД не требуется специальный пакет, не нужны дорогостоящие штампы, достаточно лишь установить подшипник в корпус с зазором. В конструкции любого демпфера - сухого или гидродинамического - необходим элемент (штифт, шпонка и т.д.), фиксирующий втулку вибратора от вращения.

При колебаниях вибратора жидкость перетекает по демпферному зазору в двух направлениях (рис.1.3) - вдоль оси Z (продольная ось двигателя) и вдоль оси X (по окружности, в плоскости, перпендикулярной оси вращения). Если при колебаниях преобладают потоки в осевом направлении, то демпфер считается коротким,

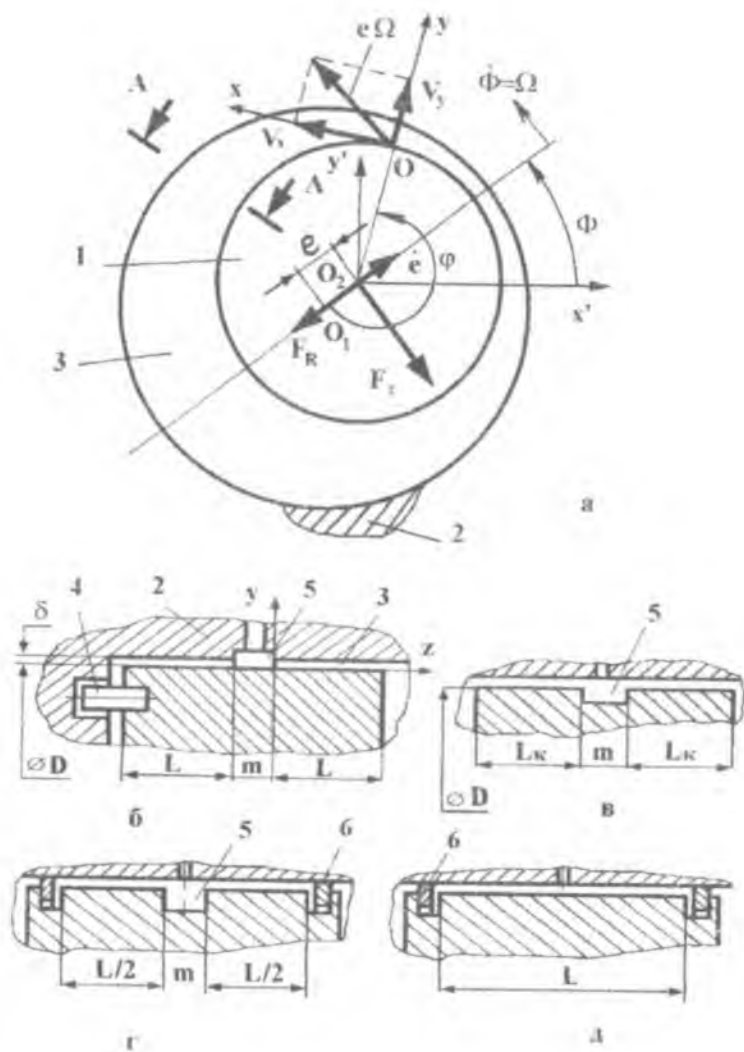


Рис.1.3. Схема ГДД

если в окружном - то длинным.

По классификации С.И. Сергеева [139] для длинного ГДД должно обеспечиваться соотношение параметров  $L/R \geq 3$ , а для короткого –  $L/R \leq 3$ . В опорах ДЛА длинный ГДД обычно реализуется постановкой концевых уплотнений различного типа (рис.1.3,д). В коротком ГДД для улучшения снабжения демпфера маслом питающие отверстия обычно связываются питающей канавкой 5. Для снижения расхода смазки через демпфер в коротких ГДД также часто используют уплотнения 6 (рис.1.3,е). В таких демпферах при колебаниях масло вытесняется назад в канавку.

Правильно спроектированный демпфер позволяет в несколько раз снизить уровень вибрации двигателя [209,202] и оптимизировать конструктивно-силовую схему двигателя. Например, трехвальный двигатель Д-36 имеет всего шесть опор [155]. Это оказалось возможным только благодаря применению ГДД. Поэтому для оптимального проектирования ГДД необходимо уметь оценивать его влияние на динамику всей роторной системы двигателя.

К настоящему времени накоплена обширная патентная информация по ГДД, поэтому ниже проведен анализ этой информации. Вследствие большого количества обнаруженных патентов возникла необходимость их классификации, которая представлена на рис.1.4. За основные классификационные элементы приняты направление действия возмущающей силы, наличие упругих элементов, вид демпферного зазора и возможность регулирования характеристик демпфера. Классификация проведена на основании анализа большого количества патентов, многие из которых приведены на рис.1.4. Проанализируем подробно каждый из выделенных классов ГДД.

### **1.1.1. Радиальные, осевые и радиально-осевые ГДД**

По направлению движения вибратора все ГДД можно разделить на радиальные, радиально-осевые и осевые. В авиационных ГДД упорные подшипники в чистом виде практически не используются, поэтому осевые демпферы широкого применения не нашли. В основном применяются радиальные и радиально-осевые демпферы. Они воспринимают динамические нагрузки от центробежных сил неуравновешенного ротора.

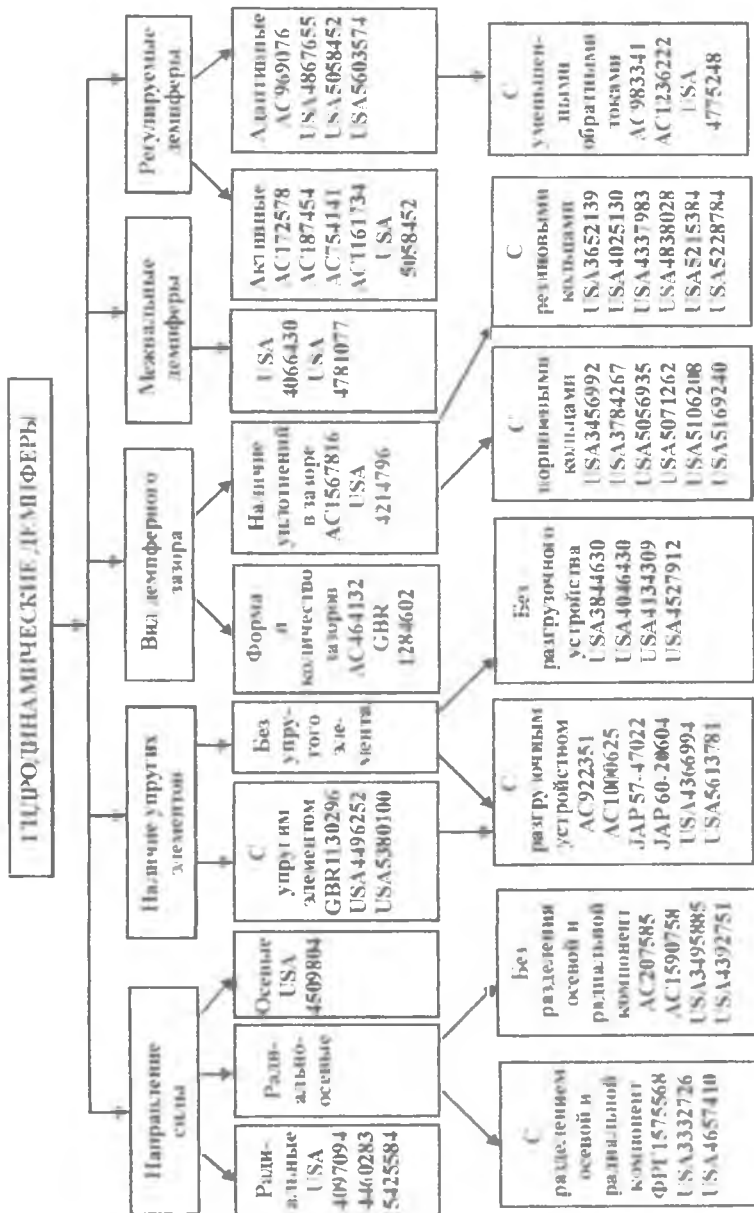


Рис. 1.4. Классификация гидродинамических демпферов

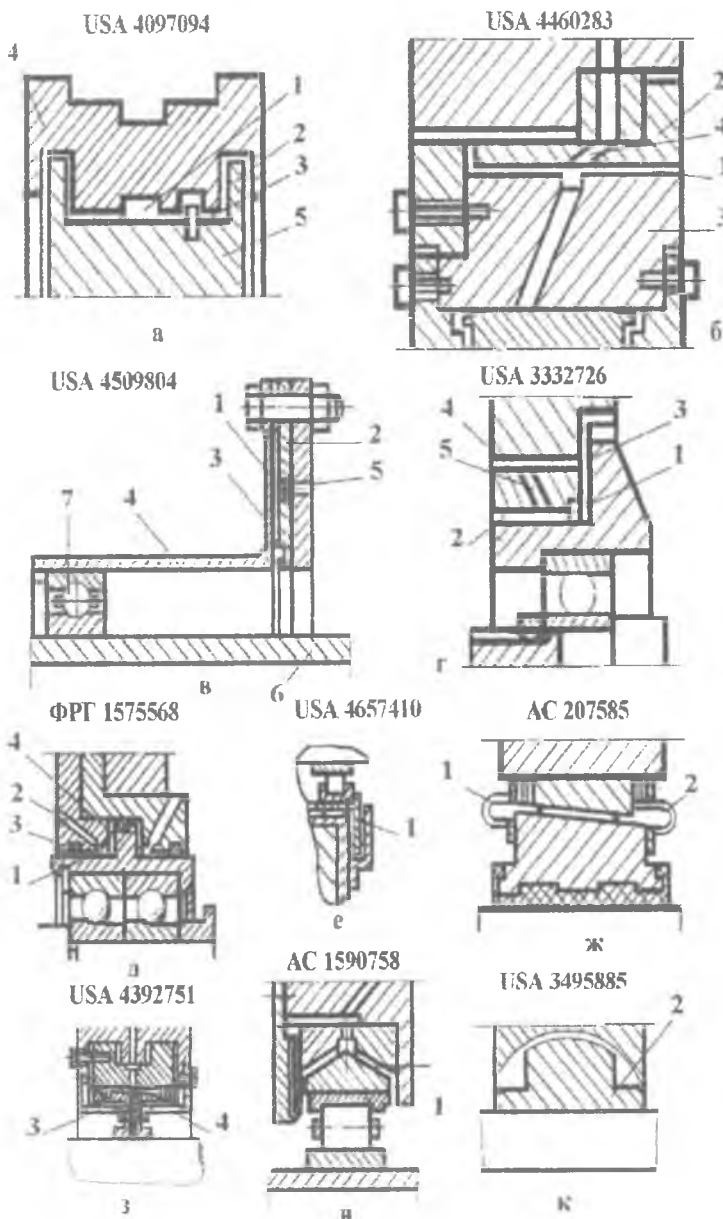


Рис.1.5.Радиальные, осевые и радиально-осевые ГДД

На рис. 1.5 представлены некоторые конструкции ГДД, реализующие указанные возможности.

Радиальная демпферная опора с питающей канавкой 1 и радиальным штифтом 2 (рис. 1.5,а) описана в патенте США [226]. Демпферный зазор 3 образуется между корпусной втулкой 4 и втулкой вибратора 5, однако наличие штифта такого типа требует использования поперечного разреза в опоре, что не характерно для авиационных ГДД. Демпфер, представленный на рис. 1.5,б [232], также гасит только радиальные вибрации за счет зазора 1 между корпусом 2 и вибратором 3. Масло в зазор подается через отверстия 4.

Осевой демпфер изображен на рис. 1.5,в [119]. Демпферный зазор 1 здесь образуется между корпусной втулкой 2 и фланцем 3 упругого элемента 4. Масло в зазор подается через осевые отверстия 5. Осевые вибрации от вала 6 передаются через шариковый подшипник 7, размещенный в упругом элементе 4, и гасятся в торцовом зазоре 1.

Радиально-осевые ГДД бывают двух видов – с разделением поверхностей, несущих радиальные и осевые нагрузки, и без разделения. Разделение имеет большое значение, особенно в тех случаях, когда составляющие компонент вибрации существенно различаются в указанных направлениях и необходимо независимое обеспечение радиального и осевого демпфирования. Принцип разделения может осуществляться путем введения специальной канавки 1 между радиальным 2 и торцовым 3 зазорами (рис. 1.5,з) [218]. Масло в зазоры при этом подается через отдельные питающие отверстия 4 и 5. В патенте ФРГ [116], показанном на рис.1.5, д, разделительная канавка 1 используется и в качестве питающей, поэтому смазка подводится через отверстия 2 в эту канавку, а далее через нее в зазоры 3 и 4. Для разделения может использоваться уплотнительное кольцо 1 (рис. 1.5,е) [234].

Взаимосвязь осевого и радиального демпфирования реализуется в конструкциях ГДД с демпферным зазором, отличным от цилиндрического. Например, в конструкциях, представленных на рис. 1.5, ж, з [7,231], используется конический зазор, что обеспечивает одностороннее осевое демпфирование. В противоположном направлении динамическую нагрузку воспринимают только упругие элементы 1,2 (рис.1.5,ж) и 3,4 (рис.1.5,з). Устранить такой недостаток можно использованием двустороннего конического зазора 1 (рис.1.5, и) [1] или сферического зазора 2 (рис.1.5,к) [221].

### 1.1.2. Демпферы с упругими элементами

Основным недостатком ГДД, не имеющего упругого или разгрузочного элемента, является анизотропия жесткостных и демпфирующих свойств при действии на устройство статической нагрузки от веса ротора. Естественным решением задачи о разгрузке явилось параллельное включение в систему демпфера упругости, воспринимающей вес ротора и создающей более благоприятные условия для рассеяния энергии, создание специальных разгрузочных устройств или компенсационных элементов.

Надежные конструкции ГДД с параллельным включением упругости впервые были созданы академиком П.Л. Капицей [139] еще до второй мировой войны. Основными элементами такого демпфера (рис.1.6,*а*) являются повторяющий колебания ротора подшипник качения 1 и связанный с ним вибратор 2, представляющий собой цилиндр, установленный на упругом элементе (УЭ) - «беличьем колесе» 3. Оно представляет собой втулку с аксиальными прорезями. Считается [139], что при деформации УЭ ось подшипника сохраняет свое направление в пространстве, благодаря чему исключаются перекосы и местная перегрузка подшипника.

«Беличье колесо» применяется при весе ротора до 150 килограмм. Основные его недостатки – это большие осевые габариты и сложность изготовления. Поэтому появились конструкции с УЭ в виде консольно расположенных стержней 1 и 2 (рис. 1.6,*б,в*) [219,115]. Для снижения чувствительности к перекосам стержни 1 (рис.1.6,*г*) с податливыми участками 2 и 3 могут быть выполнены с двумя опорами [216]. Для уменьшения осевых габаритов используют двухвенцовый УЭ 1 конструкции Конгаса [139] (рис.1.6,*д*). Такой УЭ выполняется путем фрезеровки пазов в металлических толстостенных оболочках и имеет вид рыболовной верши. Он удобен в монтаже для турбомашин любого размера, в том числе для тяжелых турбомашин, но несколько сложнее в расчете и изготовлении. Габариты УЭ можно еще более уменьшить, придав ему форму тора 1 (рис.1.6,*е*) [243]. На рис. 1.6,*ж* представлен ГДД с УЭ в виде фигурной втулки [215]. УЭ имеет утолщенную среднюю часть 1 и тонкие боковые участки 2 и 3 с отбортовками 4 и 5 соответственно. Высота утолщенной части 1 несколько меньше высоты отбортовок 4 и 5 – так, что в собранном виде между внутренними

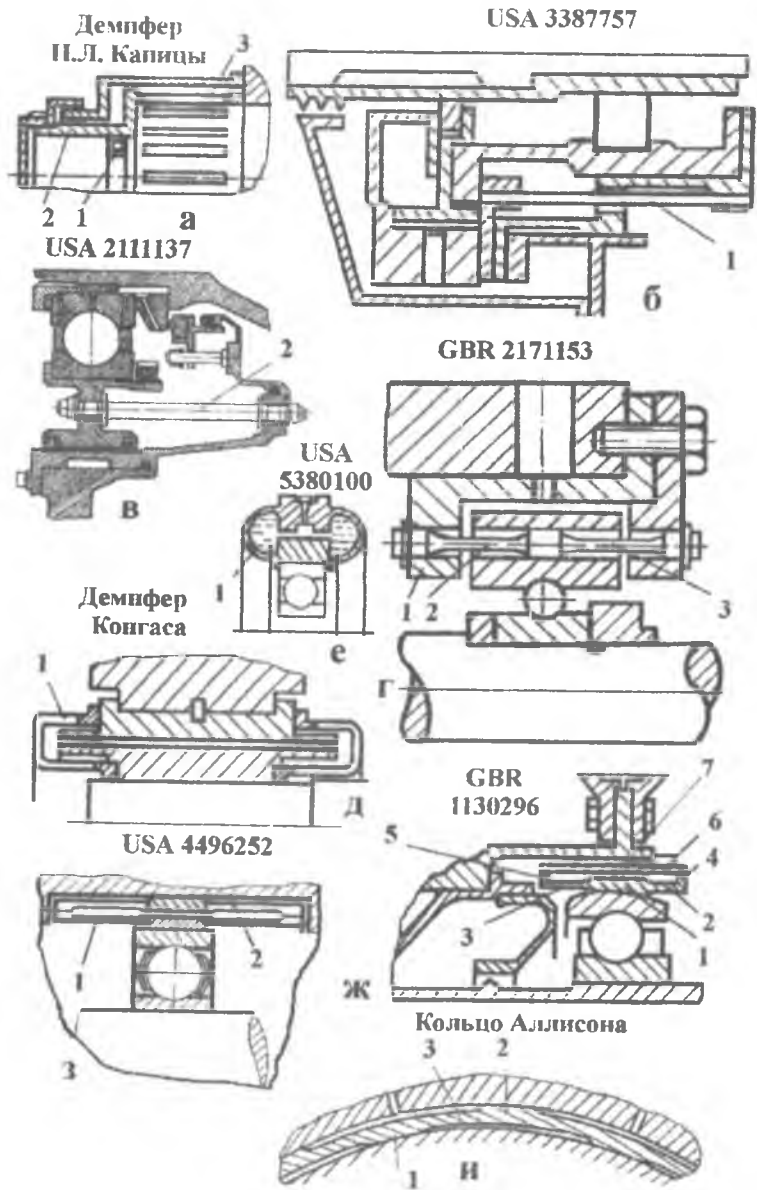


Рис.1.6. ГДД с упругими элементами

поверхностями наружной цилиндрической втулки 6 и утолщенной частью 1 образуется демпферный зазор 7, в который подается масло. Достоинствами такого УЭ являются его простота и компактность.

УЭ со сдвоенной втулкой, разработанный на фирме Броун-Бовери [233] и изображенный на рис. 1.6,з, также имеет компактную конструкцию. УЭ содержит внутреннюю 1 и наружную 2 фигурные втулки, аналогичные описанным выше. В собранном виде поперечное сечение УЭ напоминает конструкцию динамометра. Использование двух фигурных втулок позволяет увеличить податливость опоры без увеличения осевых габаритов.

Наиболее компактным УЭ следует признать кольцо Аллисона [112] (рис.1.6, и) или, по отечественной терминологии, упругое кольцо с выступами. Оно представляет собой кольцо, на котором по наружной и внутренней поверхностям шлифуются выступы 1 и 2, расположенные в шахматном порядке относительно друг друга. Выступы имеют высоту 0,2...0,3 мм. При этом на кольце образуются гонкие участки 3 с повышенной податливостью. Толщина кольца обычно не превышает 2,5...3 мм. Оно удобно монтируется на наружном кольце подшипника. Однако для обеспечения точности изготовления кольца заготовки должны быть повышенной жесткости и, следовательно, увеличенных габаритов. Поэтому такой УЭ имеет низкий коэффициент использования материала.

### **1.1.3. Демпферы с разгрузочными устройствами и компенсационными элементами**

Если жесткость УЭ, необходимая для частотной отстройки ротора от опасных режимов, будет малой, то может оказаться так, что под действием веса ротора зазор в демпфере будет выбран, вибратор в нижней точке соприкоснется со статором. Аналогичная картина будет наблюдаться при отсутствии УЭ. В этих случаях вибратор всплывает лишь при определенной частоте прецессии. Если вес ротора слишком велик, то вибратор может вообще не всплыть. Однако и всплывший вибратор совершает колебания не относительно центрального положения, а с каким-то смещением, зависящим от веса ротора. Вследствие этого демпфер имеет резко выраженную анизотропию упругих и демпфирующих свойств, что может привести к потере устойчивости движения ротора [166].

Поэтому при больших статических нагрузках необходимо принимать специальные меры для восприятия веса ротора. Обычно для этого используются специальные разгрузочные устройства (РУ) или компенсационные элементы (КЭ).

Один из вариантов РУ показан на рис. 1.7,а [149]. РУ состоит из корпуса 1, опорного башмака 7 со штоком 6 и пакета тарельчатых пружин 5 (пружины Бельвилля), собранных в дополнительном разборном корпусе 2. Жесткость пружин подбирается в 10...100 раз меньше жесткости масляной пленки в демпферном зазоре, за счет чего анизотропия характеристик, вносимая самим РУ, сводится к минимуму. При действии веса ротора пружина перемещается на величину, большую демпферного зазора из-за малой жесткости пружины. Поэтому пружина собирается с предварительным поджатием, которое обеспечивается шайбой 4. После этого РУ устанавливается в гнезде опоры. При этом опорный башмак 7 выступает относительно поверхности демпфера до установки подшипника в гнездо так, чтобы обеспечивалась концентричность зазора при установленном роторе. Подбор потребной величины выступания осуществляется за счет толщины шайбы 3. Недостатком такого РУ являются большие габариты тарельчатых пружин.

На рис.1.7,б изображено РУ, в котором вместо пружины использован пакет гофров 1, имеющий меньшие габариты [129].

УЭ позволяют взвесить вибратор относительно корпуса и при действии статической нагрузки. Однако в случае малой жесткости УЭ статическое перемещение под действием веса может быть велико, вплоть до величины зазора. В этих случаях необходимо использование специальных компенсационных элементов (КЭ).

В патенте США [244], показанном на рис. 1.7,в, в качестве таких элементов используются болты 1. Такой болт вворачивается во втулку 2 вибратора, а в корпус устанавливается с зазором 3. Между головкой болта и корпусом размещается пружина 4. Выбором преднатяга пружины можно обеспечить необходимую компенсацию статической нагрузки.

На рис.1.7, г показана конструкция [30], в которой для компенсации веса ротора также использован болт. Однако здесь болт 1 вворачивается в корпус 2 жестко, а в УЭ «беличьего колеса» 3 упирается через фиксирующую пружину 4.

В конструкции, представленной на рис.1.7,д [230], компенсация



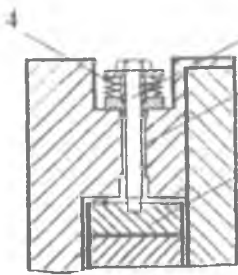
**а**

**USA 5613781**



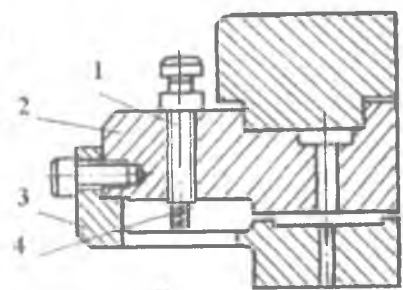
**б**

**JAP 57-17022**



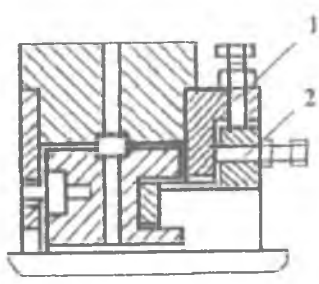
**в**

**USA 4366994**

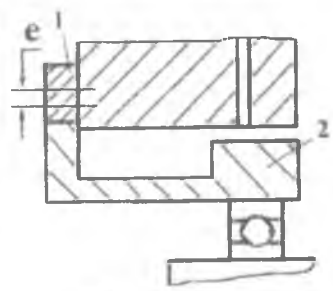


**г**

**JAP 60-20604**



**д**



**е**

**Рис.1.7. ГДД с разгрузочными устройствами  
и компенсационными элементами**

осуществляется за счет перемещения фланцев крепления «беличьего колеса» с помощью микрометрических винтов 1 в вертикальной плоскости. Для обеспечения перемещения необходимо ослабить фиксирующие болты 2.

В качестве КЭ может использоваться эксцентриковая втулка 1 (рис.1.7, *е*), имеющая смещение «е» относительно оси вращения, устанавливаемая на торцовой поверхности корпуса и взаимодействующая с цилиндрической поверхностью «беличьего колеса» 2 [29]. За счет поворота такой втулки колесо 2 может перемещаться по вертикали, чем и осуществляется компенсация.

Как видно из приведенных вариантов конструкций, использование упругих элементов и разгрузочных устройств значительно усложняет конструкцию демпферной опоры, поэтому нужно проводить специальный анализ необходимости их применения.

#### 1.1.4. ГДД с уплотнениями

Уплотнения в ГДД применяются для снижения расхода смазки через опору, а также для обеспечения окружного перетекания смазки при колебаниях втулки вибратора. Уплотнение демпферного зазора может осуществляться резиновыми кольцами круглого или трапециевидного сечения, упругими разрезными металлическими кольцами типа поршневых, а также их комбинацией.

На рис.1.8,*а* представлен ГДД с торцовыми уплотнениями из резиновых колец круглого сечения 1 [222]. Между втулкой вибратора 2 и корпусом 3 образуется демпферный зазор 4, в который через отверстие 5 подается смазка. Характеристики такого демпфера должны быть близки к характеристикам длинного ГДД. Однако кольцевая канавка 6 для выхода шлифовального круга оказывает серьезное влияние на картину течения жидкости в зазоре и необходимо исследование ее параметров на характеристики таких ГДД.

ГДД с торцовыми резиновыми уплотнениями 1 и 2 трапециевидного сечения показан на рис. 1.8,*б* [229]. По обоим концам зазора 3 выполнены кольцевые канавки 4, а смазка подается через отверстия 5. В этих канавках скапливается масло, прошедшее через отверстия 5 и зазор 3. В них устанавливается давление, равное давлению подачи. При колебаниях жидкость, несмотря на наличие уплотнений по торцам, вытесняется в канавки. Поэтому демпфер в

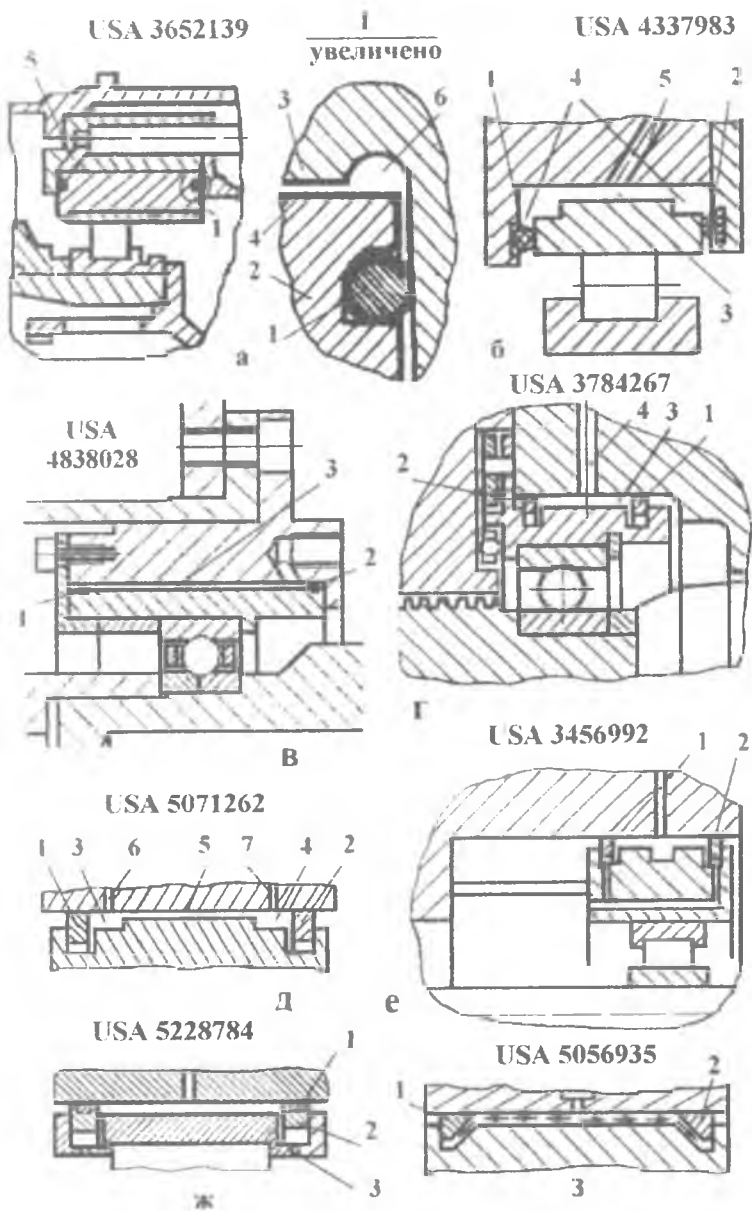


Рис.1.8. ГДД с уплотнениями

этом случае будет коротким, а канавки служат для улучшения питания зазора смазкой, что повышает уровень демпфирования.

Для уплотнения зазора используются также резиновые кольца 1 и 2 круглого сечения (рис. 1.8,в) [237], размещенные на цилиндрической поверхности вибратора 3. В этом случае характеристики демпфера ближе к характеристикам длинного ГДД, чем у демпфера, изображенного на рис. 1.8,а, из-за отсутствия канавки 6 для выхода шлифовального круга.

ГДД, представленный на рис. 1.8,2, имеет уплотнения 1 и 2 в виде разрезных металлических колец типа поршневых [224]. Смазка в зазор 3 подается через отверстие 4. Поскольку канавок в этой конструкции не предусмотрено, то при колебаниях вибратора жидкость будет перетекать в основном в окружном направлении, то есть этот ГДД является длинным. Наличие уплотнений по торцам снижает протечки масла через демпфер, что может привести к повышению температуры в демпферном зазоре при колебаниях. Поэтому в патенте США [241] (рис. 1.8,е) предлагается ввести специальные отверстия 1 и 2 для снятия возрастающего при колебаниях теплового потока в масло. Этот ГДД также является коротким ГДД с уплотнениями.

В патенте США [220] (рис. 1.8,д) разработан короткий ГДД с поршневыми уплотнительными кольцами 1,2 и размещенными рядом с ними питающими канавками 3,4. Смазка в зазор 5 подается через отверстия 6 и 7, выполненные в корпусе непосредственно над канавками. Здесь улучшено снабжение смазкой благодаря наличию двух питающих канавок, однако вопрос о температурном подогреве во время работы требует дополнительного изучения.

Использование конических поршневых колец 1 и 2 (рис. 1.8,з) [242] позволяет снизить требования по точности обеспечения осевого зазора между канавкой и уплотнительным кольцом без снижения герметизирующей способности уплотнений. При этом минимизируется также кольцевая полость под внутренней поверхностью уплотнительного кольца, что ведет к росту демпфирующей способности конструкции из-за снижения утечек в эти полости. Этот ГДД является длинным.

Применение композитных колец, содержащих резиновое кольцо 1 (рис. 1.8,ж) [239], размещенное в кольцевой канавке, выполненной в поршневом кольце 2, позволяет существенно повысить герметизирующую способность. Однако это приводит к росту температуры в зазоре, поэтому в канавке под уплотнительные кольца рекомендуется выполнять дренажные отверстия 3.

### 1.1.5. ГДД со сложным демпферным зазором

Современные авиационные ГТД, в особенности ТРД, имеют, как правило, двух- или трехроторную схему, в которых зачастую используются межвальные подшипники. Отсюда возникает необходимость применения межвальных ГДД.

На рис.1.9,*а* представлен межвальный ГДД [236], который образуются между внутренним 1 и наружным 2 валами. Втулка вибратора 3 устанавливается под внутреннюю обойму 4 подшипника качения 5 с зазором 6, который уплотняется по торцам резиновыми кольцами 7. Подшипник устанавливается на вал 1 через упругий элемент 8. Для подачи смазки в демпфер с помощью детали 9 образуется полость 10.

На рис.1.9,*б* изображен аналогичный ГДД, но с поршневыми уплотнительными кольцами 1 и 2 [225].

В конструкции на рис. 1.9,*в* демпферный зазор 1 образуется между наружными обоймой 2 и валом 3 [223]. Таким образом, отличительной особенностью межвальных ГДД является вращение втулки вибратора. Следовательно, по схеме работы такие ГДД приближаются к динамически нагруженному подшипнику скольжения. Отличие заключается в неопределенности скорости вращения втулки вибратора, которая определяется из условия равенства моментов трения в демпферном зазоре и сепараторе. Эта задача требует дополнительного решения. Кроме того, усложняются условия подвода и отвода смазки в зазор.

ГДД может иметь демпферный зазор различной формы - зигзагообразный в поперечном (рис. 1.9, *з*) [16] и в продольном сечениях (рис.1.9,*д*) [214]. В первом случае значительно увеличивается площадь демпферной поверхности и, естественно, сила демпфирования, но возрастает сложность изготовления. Во втором случае демпфирующая способность также возрастает, появляется дополнительная возможность гашения осевой вибрации, но значительно возрастает сложность конструкции, так как такой зазор требует наличия поперечного разъема опоры, что не характерно для авиационных ГТД.

Повысить уровень демпфирования можно использованием двух (1 и 2 на рис.1.9,*е*) [217] или трех (1,2 и 3 на рис.1.9,*ж*) [8] зазоров. Однако при этом возрастают радиальные габариты опоры.

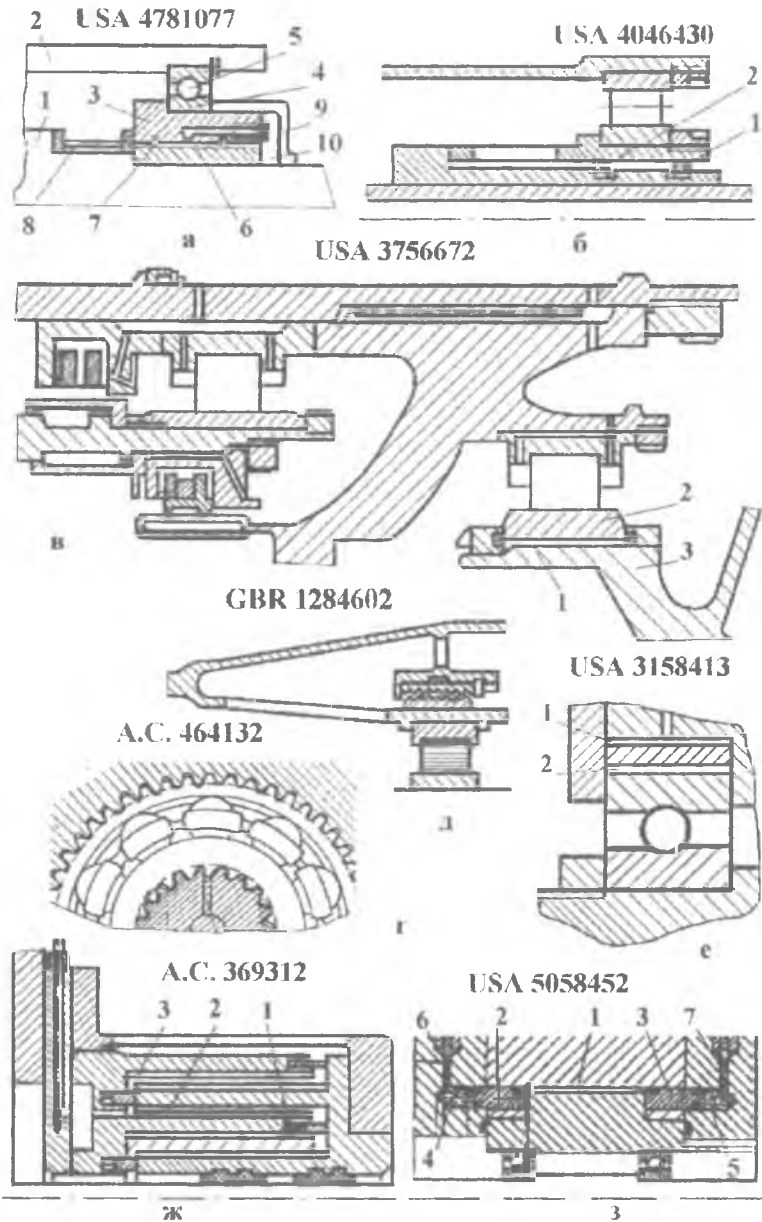


Рис.1.9. Демпферы со сложным зазором и регулируемые ГДД

Как видно из приведенных выше примеров, для подачи масла в визор используются отверстия или канавки, вследствие чего при колебаниях вибратора смазка будет вытесняться обратно в эти подающие элементы, снижая демпфирующую способность. Поэтому в последнее время стали появляться ГДД с устройствами, снижающими обратные токи. Это достигается, например, установкой обратных клапанов в питающие магистрали [235].

### 1.1.6. Регулируемые ГДД

Как известно из теории колебаний [113], демпфирование эффективно только на резонансе. При прохождении резонанса, в области рабочих режимов, демпфирование увеличивает нагрузки, передаваемые на корпус машины. Это обстоятельство иллюстрирует график, приведенный на рис. 1.10. По оси абсцисс на нем отложена относительная частота колебаний  $\eta$ , равная отношению частоты колебаний к собственной частоте, а по оси ординат коэффициент передачи  $T$ , равный отношению усилия, передаваемого на корпус через демпфер, к силам от неуравновешенности ротора. Если  $T < 1$ , то демпфер снижает передаваемое на корпус усилие, если  $T > 1$ , то увеличивает и, следовательно, демпфер работает неэффективно. Как видно из рис.1.10, на графике существует особая, или фиксированная точка, в которой все кривые пересекаются независимо от величины коэффициента демпфирования. Это точка с координатами  $(\sqrt{2}, 1)$ . Если  $\eta > \sqrt{2}$ , то демпфирование увеличивает коэффициент передачи и демпфер работает неэффективно. Отсюда возникает идея создания регулируемого демпфера [24,26,38], который отключается или снижает уровень демпфирования после прохождения резонанса. Такая возможность может реализовываться двумя способами – введением активного регулирования с помощью, например, регулятора давления подачи смазки [6] или разработкой адаптивных самонастраивающихся систем.

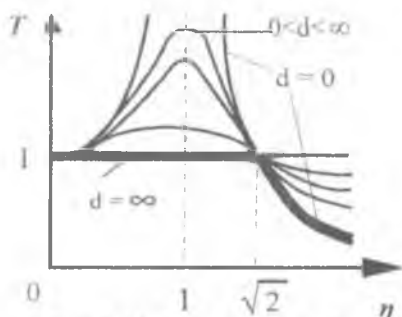


Рис.1.10. Принцип работы регулируемого демпфера

тательно, демпфер работает неэффективно. Как видно из рис.1.10, на графике существует особая, или фиксированная точка, в которой все кривые пересекаются независимо от величины коэффициента демпфирования. Это точка с координатами  $(\sqrt{2}, 1)$ . Если  $\eta > \sqrt{2}$ , то демпфирование увеличивает коэффициент передачи и демпфер работает неэффективно. Отсюда возникает идея создания регулируемого демпфера [24,26,38], который отключается или снижает уровень демпфирования после прохождения резонанса. Такая возможность может реализовываться двумя способами – введением активного регулирования с помощью, например, регулятора давления подачи смазки [6] или разработкой адаптивных самонастраивающихся систем.

Адаптивный демпфер представлен на рис.1.9,з [240]. Демпферный зазор 1 здесь уплотнен по торцам подвижными в осевом направлении деталями 2 и 3. Эти элементы в осевом направлении поджимаются демпферной жидкостью, находящейся в полостях 4 и 5, связанных каналами 6 и 7 с зазором. Каналы играют роль обратной связи и работают таким образом, что при возрастании давления в зазоре 1 давление в полостях 4,5 возрастает, а детали 2 и 3 прижимаются к втулке вибратора 8, уплотняя зазор 1. При этом характеристики ГДД приближаются к характеристикам длинного ГДД, то есть демпфирование значительно возрастает, что и требуется для больших амплитуд на резонансе. При снижении амплитуды колебаний давление в зазоре 1 также снижается, детали 2,3 отходят от втулки вибратора 8, демпфер становится коротким, и его демпфирование существенно снижается. Следовательно, такая система не требует наличия специальных регуляторов и является адаптивной. К адаптивным также можно отнести демпфер, описанный в патенте [238]. В нем изменение демпфирующих свойств происходит за счет изменения картины течения жидкости в зазоре из-за возможных разрывов смазочного слоя. Это свидетельствует о важности знания особенностей течения смазки в демпфере при различных условиях работы.

## 1.2. Применение ГДД в конструкциях опор ДЛА

Многие из приведенных выше конструкций ГДД, описанных в патентной литературе, используются в реальных конструкциях опор ДЛА. В табл. 1.1 показаны данные по использованию ГДД в различных двигателях как у нас в стране, так и за рубежом. Анализ таблицы показывает, что ГДД наиболее часто применяются на фирмах Украины: в Запорожском МКБ «Прогресс» и ЮТЗ «Заря» (г. Николаев). В России ГДД активно используются в Пермском АО «Авиадвигатель». На НПП «Завод имени В.Я. Климова» ГДД применялись только в малоразмерном турбовальном двигателе ГТД-350, в большеразмерных двигателях преимущественно используются упругие кольца с выступами – кольца Аллисона.

ОАО СНТК им. Н.Д. Кузнецова использует ГДД в опытных вариантах двигателей. За рубежом же в качестве демпферов опор роторов применяются в основном ГДД, причем первой фирмой, которая начала их использование, является Rolls-Royce.

ТИПЫ ДЕМФИРНЫХ ОНОР РОТОРОВ НЕКОТОРЫХ ГЛД

Таблица 1.1

Фирма	Двигатель	Каскал НД		Каскал СД или ВД	Каскал ВД
		Компрессор	Турбина		
АО СЛПК им. П.Д. Кузнецова г. Самара	НК-12	ЖО	ЖО ПД+УУ		
	НК-8	ПД	ПД		ПД
	НК-25	ПД	ПД	ПД	ПД ЖО
	НК-93	АЛ	ЖО	ГДУ	ПД ГЛА
Перевское АО Амалдингазель	Л-30	ГДУ+БК	ГДУ+БК		
	ПС-90	ЖО	ГДУ+БК	ЖО	ГДУ+БК
Запорожское МКБ «Прогресс»	АВ-25	ГЛА	ГЛ		АЛ+ПД ЖО
	Л-18	ГДУ	ГДУ+РУ	ГДУ+РУ	ГДУ+БК ГДУ+РУ
ЮТЗ «Зарис» г. Пископачи	Л-36	ГДУ+БК	ГЛА	ГДУ+БК	БК ГДУ
	МТ-70	УУ	ЖО		
	ДМ-76	УУ	ЖО		
	Д090	УУ	ЖО	БК	ГДУ
НПП «Сатурн» Москва	АЛ-21	АЛ	ЖО	АЛ	
	АЛ-31	АЛ+БК	ЖО	АЛ	АЛ+БК
НПП «Завод им. Климовича»	ГТД-350	АЛ	ГДУ+БК	Свободная турбина - передняя опора - ЖО, задняя - УУ-ПД	
	РД-33	ЖО	ЖО		АЛ
General Electric	ЛТ-9D	ЖО	ЖО	ЖО	ГДУ
	PW-4000	УУ	ЖО	ГДУ+УУ	ЖО
Rolls - Royce	RB-193	ГЛА	ГЛА		ЖО ГЛА
	RB-211	ГДУ+РУ	ГДУ+РУ	ГЛА	ГЛА

ЖО - жесткая опора; ПД - пластмассовый демфер; УУ - улитный элемент; БК - безрылье колесо; РУ - раз ручное устройство; АЛ - кольцо А.Ливсона; ГЛ - гофрированный демфер; ГЛА - гидродинамический демфер без улиткишей; ГДУ - ГДУ с улиткишей

### 1.2.1. Анализ конструкций ГДД

На рис. 1.11, *а-г* представлены некоторые ГДД опор двигателей Д-18 и Д-36 Запорожского МКБ «Прогресс», Украина. На рис. 1.11, *а* изображен ГДД турбины двигателя Д-18, являющегося одним из самых мощных ТРДД в мире. Демпфер оснащен уплотнениями 1 и 2, а вес ротора в опоре воспринимается пружиной 3 разгрузочного устройства 4. Аналогичное РУ использовалось также и в опоре турбины двигателя Д-36 (рис.1.11, *г*) гораздо меньшей размерности, но впоследствии от них отказались. Такое решение вызвано отсутствием методик определения необходимости применения РУ. Демпфер на рис. 1.11, *г* характерен наличием уплотнений и питающей канавки и является, следовательно, коротким непроточным ГДД. Аналогичная конструкция ГДД использовалась и в опорах компрессора Д-36 (рис.1.11, *б, в*).

ГДД двигателя ПС-90 (АО «Авиадвигатель», г. Пермь) представлены на рис. 1.11, *д-ж*. Все демпферы имеют УЭ типа «беличье колесо» и уплотнения по торцам, выполненные в виде сдвоенных поршневых колец. Смазка в зазор подается через питающие отверстия и канавку, которая располагаться как посередине демпферного зазора (рис.1.11, *ж, з*), так и несимметрично (рис.1.11, *д, е*). Отличительной чертой ГДД этой фирмы является использование сдвоенных УЭ- 1и 2, что позволяет получить необходимую податливость без увеличения осевых габаритов опор. Таким образом, согласно разработанной классификации, в опорах двигателя ПС-90 используются короткие ГДД с уплотнениями, т.е. непроточные.

На рис.1.11, *и* представлен ГДД передней опоры КНД многовального ТРДД с кольцевым УЭ -1, часть которого выполнена в виде разрезанного полукольца. Вес ротора воспринимается двумя криволинейными балочками 2 длиной в четверть окружности каждая. Такой УЭ имеет малые осевые габариты.

ГДД ЮТЗ «Заря» (г. Николаев, Украина) имеют разнообразную конструкцию (рис.1.12, *а-г*). Используются ГДД с УЭ в форме «беличьего колеса» с уплотнениями в виде одиночных поршневых колец с небольшой канавкой посередине (рис.1.12, *г*) и без УЭ (рис.1.12, *а-в*). ГДД на рис. 1.12, *б* имеет развитую канавку посередине и не имеет уплотнений, т.е. является коротким проточным. На рис.1.12, *в* показан ГДД с большими питающими отверстиями

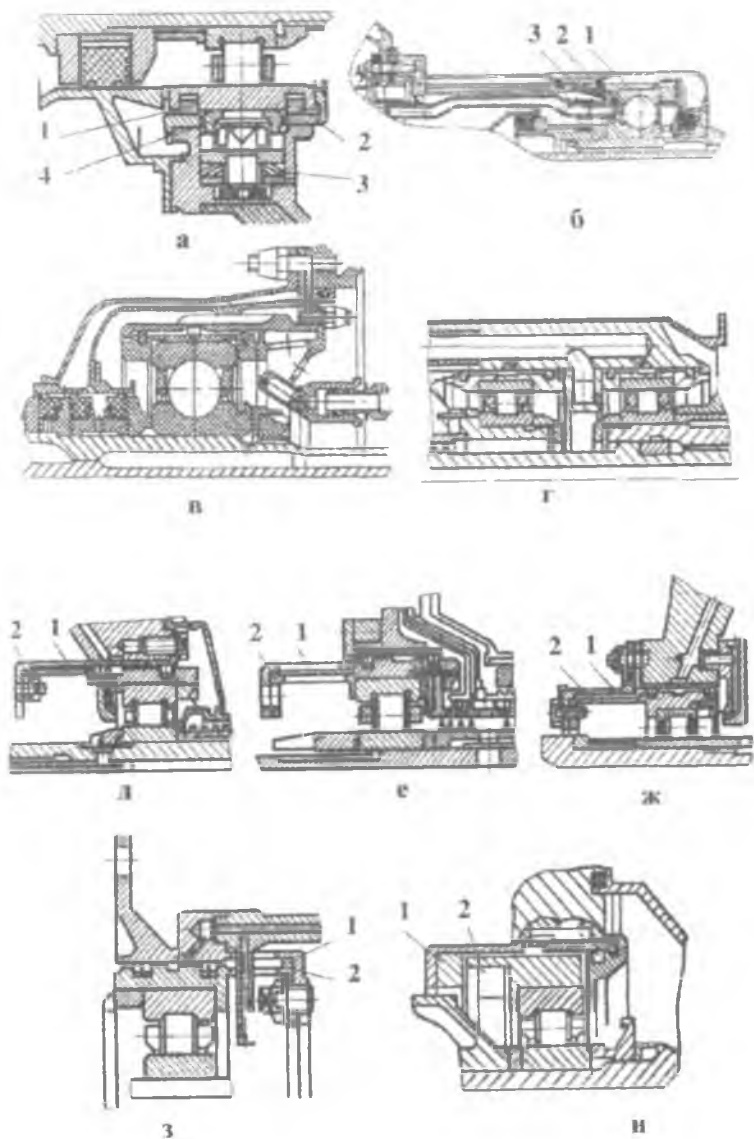


Рис.1.11. ГДД МКБ "Прогресс", Запорожье, Украина (а-г),  
 АО "Авиадвигатель", Пермь (д-з),  
 АО СНТК им. Н.Д. Кузнецова, Самара (и)

(до 5 мм в диаметре) и развитой канавкой посередине, который является коротким непроточным ГДД, а на рис. 1.12,а – ГДД с уплотнениями и без питающей канавки, который является длинным ГДД. Таким образом, ГДД, используемые на двигателях ЮТЗ «Заря», имеют различный тип, однако оценка их характеристик производилась только как для коротких ГДД. Размеры питающих канавок и число подающих отверстий определялись на основе конструкторской интуиции и в процессе доводки.

На рис.1.12, б-ж представлены ГДД фирмы Rolls-Royce для двигателя RB-211. В двигателе используются короткие ГДД без уплотнений. Отличительной чертой ГДД этой фирмы является использование в качестве вибратора самого подшипника 1, для чего на наружной обойме выполнен специальный шип 2, выполняющий роль штифта. Такое исполнение позволяет уменьшить радиальные габариты опоры и снизить количество деталей в демпфере, однако требует изготовления специальных подшипников. Дальнейшее развитие идеи использования специальных подшипников реализовано в демпфере двигателя JT-9D фирмы General Electric (рис.1.12,з). В этом демпфере за счет использования подшипников с канавками под уплотнительные кольца также удалось избежать введения втулки вибратора. На отечественных двигателях тоже использовались специальные подшипники, например, на двигателе Д-36.

### 1.2.2. Анализ условий работы ГДД

Для демпферов опор роторов современных ДЛА характерны высокие частоты вращения, особенно для каскадов ВД авиационных ГТД и роторов ТНА ЖРД. Повышение параметров двигателей приводит к росту температуры газа и, как следствие, к росту температуры смазки, подаваемой на опоры. Использование при этом современных синтетических масел типа ИПМ-10 и керосина [237] приводит к уменьшению вязкости смазки. В таких случаях может возрасти влияние инерционных свойств масляного слоя на характеристики ГДД. Особенно сильно влияние инерционных эффектов может быть в ТНА при использовании в качестве горючего водорода, вязкость которого на два порядка меньше вязкости керосина. Как будет показано ниже, инерционные свойства тонкого слоя жидкости характеризуются параметром  $\sigma = 2\delta\Omega / \nu$ . Если  $\sigma > 10$ , то влияние сил инерции на характеристики ГДД может быть весьма

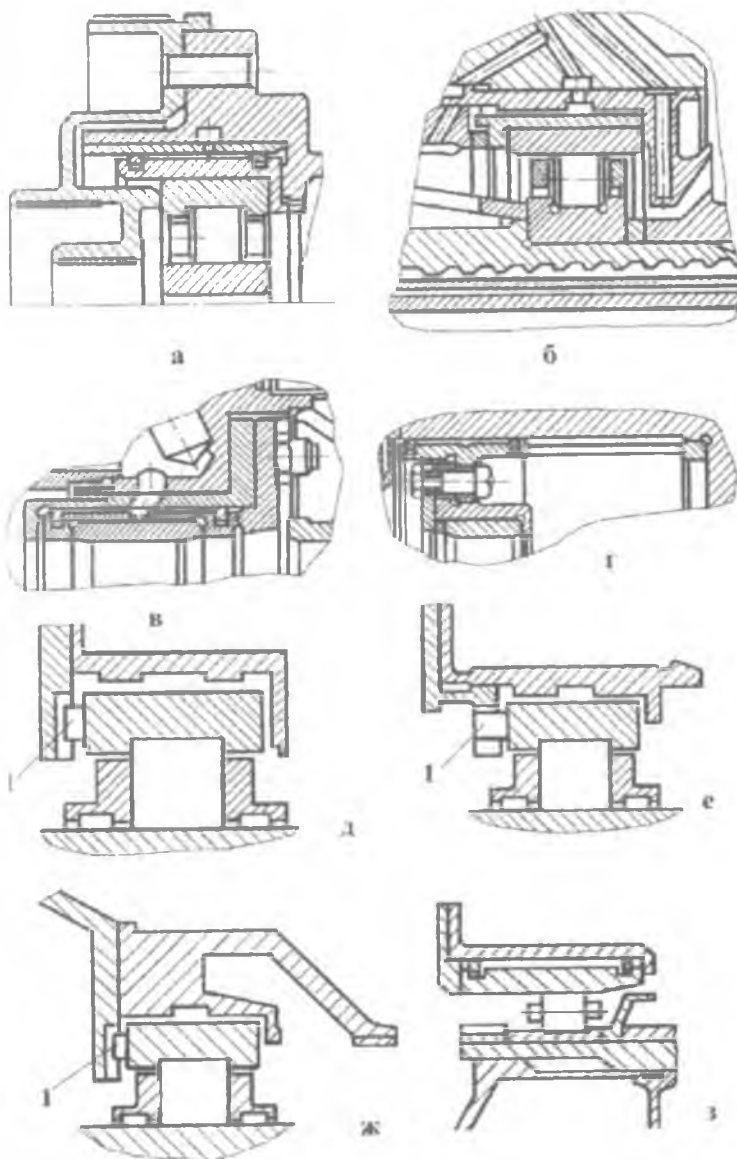


Рис.1.12. ГДД фирм ЮТЗ "Заря" (а-г),  
Rolls-Royce (д-ж) и General Electric (з)

существенным. Кроме того, при таких условиях ламинарный поток жидкости в демпферном зазоре может потерять устойчивость, и течение станет турбулентным. Турбулентные явления характеризуются числом Рейнольдса  $Re$ , которое, как также будет показано ниже, для короткого ГДД определяется выражением  $Re=2\sigma\varepsilon\lambda/\Psi$ , а для длинного  $Re=2\sigma\varepsilon/\Psi$ , где  $\lambda=L/R$  – относительная длина демпфера,  $\Psi=\delta_0/R$  – относительный зазор. Если  $Re>2000$ , то режим течения становится турбулентным [50].

В табл.1.2 приведены параметры ГДД для опор некоторых авиационных ГТД. Из табл.1.2 следует, что во многих случаях необходим учет инерционных эффектов в сочетании с явлением турбулизации потока смазки в демпферном зазоре.

### 1.2.3. Эффективность используемых демпферов

Эффективность существующих демпферов подтверждается испытаниями в составе двигателей. Например, на рис.1.13,*а* представлены результаты испытаний коротких ГДД в составе двигателей Т-64 и ТГ-34 фирмы General Electric [209]. К сожалению, в этой статье не приведены абсолютные величины перемещений, поэтому по ординатам графиков, представленных на рис.1.13, *а,б* не отложены цифровые значения. Однако, сравнивая результаты испытаний двигателей с демпфером и без него, можно заключить, что применение демпферов позволило снизить максимальные виброперемещения примерно в десять раз. На рис. 1.13,*в* изображены АЧХ двигателя Т-700, из которой видно, что ГДД обеспечил существенное снижение вибрации на второй критической скорости. На рис.1.13,*г* приведена АЧХ корпуса двухвального ГТД, рассчитанная теоретически [202]: демпфер в пять раз снизил максимальную амплитуду на резонансе.

Результаты сравнительных испытаний (с демпфером и без него) для двигателя Д-30 представлены на рис. 1.13,*д,е*. Видно, что ГДД снижает вибрацию в горизонтальном направлении в 4 раза, а вертикальном – в 2 раза [147].

Сравнение демпферов различных типов конструкции КуАИ, представленное на рис. 1.13,*ж*, проведено на ТРДД НК-8-2У [149]. В диапазоне частот вращения  $200...300\text{с}^{-1}$  более эффективным оказался штатный пластинчатый демпфер. В диапазоне  $400...500\text{с}^{-1}$  более эффективным показал себя гидродинамический демпфер, а

ПАРАМЕТРЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ДЕМФЕРОВ ОПОРОУГОЛОВ НЕКОТОРЫХ ГТГ Таблица 1.2

Двигатель	Диаметр, мм D	Длина, мм		За- зор, мм $\delta$	Частота вращения $C_{\omega}$ $\Omega$	Тем- пера- тура, $^{\circ}C$	Вяз- кость, $C_{ст}$ $\nu$	$\lambda_{\omega}$ $\frac{2L}{D}$	$\psi$ $\times 10^3$ , $\frac{2\delta}{D}$	$\frac{R_{сж}}{R_{сн}}$ $\frac{v_{сж}}{v_{сн}}$ $\frac{v_{сж}}{v}$	$\psi$ 456 531 3373 1099 1716 733 2220 2848 1171 1940 2441
		$L_1$	$L_2$								
ПС-90А	по КВД	165	10	0,15	440	100	3,47	0,24	1,8	2,85	456
	по КВД	225	2	0,15	1180	110	2,94	0,17	1,3	9	1417
	ТВД	162	7	0,13	440	140	1,89	0,17	1,2	3,9	531
Д-36	ТВД	225	10	0,18	1180	160	1,53	0,18	1,6	25	3373
	по КВД	254	15	0,2	530	100	3,47	0,24	1,6	6,1	1099
	по КСЛ	240	10	0,2	1120	110	2,94	0,16	1,7	15,2	1716
ДК71	ТВД	146	10	0,2	1430	100	3,47	0,27	2,7	6,1	733
	ТВД	140	10	0,2	1120	120	2,41	0,29	2,9	18,5	2220
	по ГТД	170	9	0,135	1200	120	2,41	0,29	2,9	23,7	2848
ДР76	по ГТД	133	8	0,135	1685...2120	90	2,94	0,21	1,6	7,4	1171
	по ТК	72	10	0,12	4300	90	2,94	0,325	2,1	10,4...13	1940
ДМ76	по ГТД	123	6	0,13	1685	90	2,94	0,55	3,33	21	4174
	по СТ	184	29	0,15	720	90	2,94	0,195	2,1	9,7	1079
RB-211	по СТ	170	18	0,13	720	90	2,94	0,3	1,6	5,5	1239
	по КСЛ	330	40	0,14		90	2,94	0,34	1,5	4,1	1115
	по КВД	285	17	0,12		97	6				
ТСД	ТВД	212		0,14		90	6				
	ТВД	250		0,135		95	5				
Сокращения	ТВД	250		0,11		105	4,5				

10 - передняя опора; 30 - задняя опора;  $\epsilon=0,6$

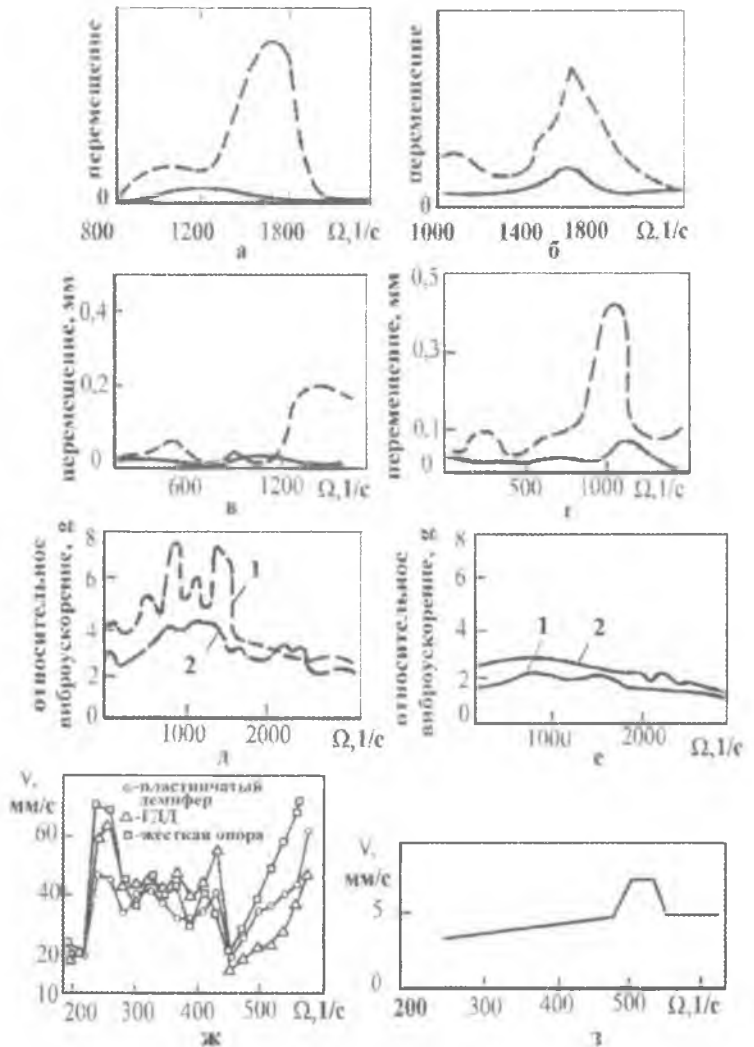


Рис.1.13. Результаты испытаний ГДД в составе ГТД;  
 1 - вертикальная, 2 - горизонтальная вибрация;  
 — с демпфером — — — без демпфера  
 а - двигатель Т-64; б - двигатель Т-34; в - двигатель Т-700;  
 г - теоретическая АХЧ двухвального ГТД;  
 д,е - двигатель Д-30; ж - двигатель НК-8; з - двигатель ДТ-59

на частотах 300 и 400 с<sup>-1</sup> все типы демпферов дали худший результат, чем жесткая опора. Следовательно, каждый тип демпферов имеет свою рациональную область применения.

На рис.1.13,з представлены уровни виброскорости корпуса двигателя ДТ-59, №4 с отбалансированным двухопорным внутренним валом и с гидродинамическими демпферами в опорах роторов КИД и ТНД. Из графика следует, что вибрации не превышают /мм/с. Подробный анализ этих испытаний показал [75], что введение демпфирования снизило вибрацию двигателя в два раза во всем диапазоне частот вращения ротора по сравнению с аналогичным вариантом вала без демпферов. К тому же исчезли автоколебания в случае возникновения остаточного дисбаланса, превышающего нормативный более, чем в 50 раз (биение посередине вала ~0,6мм). Надежность такой конструкции подтверждена длительными испытаниями на шести двигателях с суммарной наработкой 28950 часов.

Представленные результаты еще раз подтверждают сильное влияние демпфирования в опорах на вибрационное состояние ДЛА и указывают на необходимость тщательного исследования всех типов используемых демпферов с целью правильного определения их характеристик и назначения необходимого уровня демпфирования для заданной величины дисбаланса.

### **1.3. Анализ современного состояния теории ГДД**

Для проведения такого анализа необходимо прежде всего рассмотреть основные соотношения при расчете ГДД.

#### **1.3.1. Расчетные модели ГДД**

При работе вибратор совершает сложное движение, которое можно представить как сумму двух движений (рис. 1.3): прецессии линии центров  $O_1O_2$ , соединяющей геометрические центры  $O_1$  корпуса и  $O_2$  вибратора, с частотой  $\Omega = \Phi$  и движения вдоль линии центров со скоростью  $\dot{e}$ . Для описания течения жидкости в зазоре введем декартову систему координат  $xOy$ , жестко связанную с вибратором. Начало координат – произвольная точка  $O$  на поверхности вибратора. Её угловое положение относительно линии цен-

тров определяется углом  $\varphi$ . Положение линии центров  $O_1O_2$  определяется углом  $\Phi$ , отсчитываемым от неподвижной горизонтальной оси  $O_2x$ . Так как вибратор совершает прецессионное движение, то все его точки будут в данный момент иметь линейную скорость прецессии  $V = e \cdot \Omega$ , в том числе и точка  $O$  начала декартовой системы координат  $xOy$ . Течение жидкости в демпферном зазоре описывается системой уравнений сохранения массы (уравнение неразрывности) и второго закона Ньютона (уравнения Навье-Стокса). В описанной системе координат эти уравнения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \vec{V} &= 0, \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= \vec{F} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{V}, \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

где  $\vec{V}, \vec{F}$  – векторы скорости и массовой силы элементарной частицы жидкости;  $\nabla$  – оператор Лапласа;  $P$  – давление;  $\mu, \rho$  – динамическая вязкость и плотность смазки, соответственно;  $t$  – время.

Эти уравнения выводятся в предположении изотермичности и ламинарности течения. За один цикл колебаний температура демпферной жидкости поднимается не больше, чем на  $0,03^\circ\text{C}$  [139], поэтому, обеспечив небольшой проток, течение можно считать изотермическим.

Общего метода решения системы дифференциальных уравнений (1.1) не существует, поэтому необходимы некоторые упрощения. В частности, можно использовать обычные в теории смазки допущения о малости массовых сил и коэффициента  $\psi = 2\delta_0 / D = \delta_0 / R = 0,001 \dots 0,003$ , где  $\delta_0$  – радиальный зазор в демпфере при концентричном положении вибратора;  $D$  и  $R$  – диаметр и радиус вибратора. Малая величина  $\psi$  позволяет пренебречь градиентом давления по толщине смазочного слоя (оси  $y$ ). В случае медленных течений можно пренебречь также и силами инерции смазочного слоя. При таких предположениях уравнения Навье-Стокса и неразрывности преобразуются в уравнение Рейнольдса

$$\varepsilon^2 \frac{\partial^3}{\partial \varphi^3} \left( \delta^3 \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \left( \frac{R}{L} \right)^2 \delta^3 \frac{\partial^2 P}{\partial \bar{z}^2} = 12\mu \left( \frac{R}{\delta_0} \right)^2 (\varepsilon \dot{\Phi} \sin \varphi + \dot{\varepsilon} \cos \varphi), \quad (1.2)$$

где  $\bar{z} = z/L$  – безразмерная осевая координата;  $L$  – длина вибратора;  $\delta = \delta_0(1 + \varepsilon \cos \varphi)$  – величина демпферного зазора на угле  $\varphi$ ;  $\varepsilon = e / \delta_0$  – относительный эксцентриситет или амплитуда колебаний;  $\dot{\varepsilon}$  – относительная скорость вибратора вдоль линии центров.

Интегрирование уравнения (1.2) также затруднительно, и принимаются дополнительные упрощения. В длинном ГДД считается

$$L/R > 3, \quad (1.3)$$

и течение в торцы практически отсутствует. Поэтому в левой части уравнения пренебрегают слагаемым, включающим координату  $z$ :

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \delta^3 \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) = 12\mu \left( \frac{R}{\delta_0} \right)^2 (\varepsilon \dot{\Phi} \sin \varphi + \dot{\varepsilon} \cos \varphi) \quad (1.4)$$

Полученное уравнение является дифференциальным уравнением второго порядка. Для его интегрирования необходимо знать граничные условия, которые зависят от границ смазочного слоя  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ . Очевидно, что при полном охвате вибратора слоем смазки они будут иметь вид

$$P = P_{II} \text{ при } \varphi_1 = 0 \text{ и } \varphi_2 = 2\pi, \quad (1.5)$$

где  $P_{II}$  – давление подачи смазки. Однако в зоне отрицательных давлений  $(0, \pi)$  давление может оказаться меньше давления насыщенных паров  $P_H$ , возникнет разрыв смазочного слоя. Граничные условия при этом примут вид

$$P = P_H \text{ при } \varphi_1 = \pi \text{ и } P = P_{II} \text{ при } \varphi_2 = 2\pi. \quad (1.6)$$

Если выполняется условие

$$L/R < 3, \quad (1.7)$$

то демпфер считается коротким. При колебаниях в коротких ГДД преобладают потоки в торцы демпфера. Поэтому пренебрегают первым слагаемым по сравнению со вторым в левой части уравнения (1.2). Для короткого ГДД уравнение (1.2) принимает вид

$$\delta^3 \frac{d^2 P}{d \bar{z}^2} = 12\mu \left( \frac{L}{\delta_0} \right)^2 (\varepsilon \dot{\Phi} \sin \varphi + \dot{\varepsilon} \cos \varphi). \quad (1.8)$$

Граничные условия в этом случае очевидны: давление при  $z=0$  со-

ответствует давлению подачи  $P_{II}$ , а на торцах - давлению окружающей среды  $P_a$ , т.е.

$$P(0)=P_{II}, P(L)=P_a. \quad (1.9)$$

Гидродинамическая сила в демпфере определяется интегрированием распределения давления по поверхности вибратора, охваченной жидкостным слоем. При этом силу разлагают на две составляющие (рис. 1.3.): радиальную  $F_R$ , действующую вдоль линии центров, и тангенциальную  $F_\tau$  - перпендикулярно ей:

$$\left. \begin{aligned} F_R &= -D \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_0^L P(z, \varphi) \cos \varphi \, d\varphi \, dz, \\ F_\tau &= -D \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_0^L P(z, \varphi) \sin \varphi \, d\varphi \, dz. \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

В случае длинного ГДД выражения для сил упрощаются:

$$\left. \begin{aligned} F_R &= -D \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} P(\varphi) \cos \varphi \, d\varphi, \\ F_\tau &= -D \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} P(\varphi) \sin \varphi \, d\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

В табл.1.3 приведены результаты интегрирования для различных типов демпферов [50]. Здесь и в дальнейшем для наглядности обозначения гидродинамических сил и пропорциональных им величин вводится система верхних и нижних индексов. Верхние индексы:  $f$  от английского слова *full* (полный) соответствует полному охвату,  $h$  - от английского *half* (половина) - половинному охвату. Нижние индексы обозначают:  $k$  - короткий,  $d$  - длинный ГДД.

Тангенциальная составляющая реакции жидкостного слоя равна силе демпфирования, поскольку она пропорциональна скорости прецессии и направлена против неё, а радиальная составляющая - упругой динамической силе, так как она действует против смещения. В случае малых стационарных колебаний относительно центра корпусной втулки и прямой синхронной прецессии ( $\dot{\epsilon} = 0, \dot{\Phi} = \Omega$ ) тангенциальную силу можно записать в виде  $F_\tau = d \cdot V$ , где  $d$  - коэффициент демпфирования.

Таблица 1.3

Выражения для составляющих гидродинамической силы и коэффициентов демпфирования при ламинарном режиме течения

Полный охват	
Длинный ГДД	Короткий ГДД
$F_{R\delta}^j = 12\pi\mu L \frac{R^3}{\delta_0^2} \frac{\dot{\varepsilon}}{(1-\varepsilon^2)^{1.5}}$	$F_{R\kappa}^j = \pi\mu R \frac{L^3}{\delta_0^2} \frac{1+2\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^{2.5}} \dot{\varepsilon}$
$F_{\tau\delta}^f = 24\pi\mu L \frac{R^3}{\delta_0^2} \frac{\varepsilon\Omega}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}}$	$F_{\tau\kappa}^f = \pi\mu R \frac{L^3}{\delta_0^2} \frac{\varepsilon\Omega}{(1-\varepsilon^2)^{1.5}}$
$d_\delta^j = 24\pi\mu L (R/\delta_0)^3$	$d_\kappa^f = \pi\mu R (L/\delta_0)^3$
Половинный охват	
$d_\delta^h = 12\pi\mu L (R/\delta_0)^3$	$d_\kappa^h = \frac{\pi}{2} \mu R (L/\delta_0)^3$
Длинный ГДД	
$F_{R\delta}^h = 6\mu L \frac{R}{\delta_0^2} \left[ \frac{\pi\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1.5}} + \frac{4\Omega\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)} \right]$	
$F_{\tau\delta}^h = 12\mu L \frac{R^3}{\delta_0^2} \left[ \frac{2\varepsilon}{(1-\varepsilon)(1-\varepsilon^2)} + \frac{\pi\varepsilon\Omega}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}} \right]$	
Короткий ГДД	
$F_{R\kappa}^h = \mu R \frac{L^3}{\delta_0^2} \left[ \frac{\pi}{2} \frac{1+2\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^{2.5}} \dot{\varepsilon} + \frac{2\Omega\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2} \right]$	
$F_{\tau\kappa}^h = \mu R \frac{L^3}{\delta_0^2} \left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^2} + \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon\Omega}{(1-\varepsilon^2)^{1.5}} \right]$	

Выражения для коэффициентов демпфирования также приведены в табл.1.3. Если сравнить коэффициенты демпфирования длинного  $d_\delta$  и короткого  $d_\kappa$  демпферов при одинаковом зазоре, то получим  $d_\delta = 12(R/L)^2 d_\kappa$ . Учитывая, что в реальных конструкциях  $R/L = 1 \dots 5$ , получим, что длинный демпфер в 10...300 раз более эффективен, чем короткий.

### 1.3.2. Критерии подобия в ГДД и пределы их изменения

Гидродинамический демпфер как устройство характеризуется следующими четырьмя геометрическими параметрами: радиусом  $R$  или диаметром  $D$ , длиной  $L$ , демпферным зазором  $\delta_0$ , эксцентриситетом  $e$ . Состояние рабочей жидкости в демпферном зазоре может быть описано тремя параметрами - динамической вязкостью  $\mu_0$ , плотностью  $\rho$  и давлением подачи  $P_{II}$ . Динамическое поведение оценивается еще тремя параметрами - скоростью прецессии  $\Omega$ , давлением смазки  $P$  и гидродинамической силой  $F$ . Таким образом, ГДД как динамическую систему характеризуют десять независимых размерных величин.

Первые восемь ( $R, L, \delta_0, e, \mu_0, \rho, P_{II}$  и  $\Omega$ ) являются определяющими величинами, а две последние ( $P$  и  $F$ ) — определяемыми. Определяемые величины являются функцией определяющих

$$P, F = f(R, L, \delta_0, e, \mu_0, \rho, P_{II} \text{ и } \Omega).$$

Для того чтобы полученные закономерности можно было распространить на все устройства данного типа и подобные процессы, происходящие в них, исследования необходимо проводить в безразмерных критериях, полученных на основании теории размерностей и подобия [31]. Это, в свою очередь, позволит уменьшить число величин, которые необходимо связывать функциональной зависимостью, а следовательно, и упростить ее. Действительно, согласно  $\pi$ -теореме вместо  $N$  независимых величин, характеризующих работу устройства, получим  $N-r$  безразмерных критериев подобия, где  $r$  — число размерностей независимых величин.

Найдем безразмерные критерии подобия для гидродинамического демпфера. Имеющиеся  $N = 10$  величин  $n_1, n_2, n_3, \dots, n_N$ , характеризующих устройство и его работу, дают  $N-r = 7$  критериев подобия

$$\pi = k[n_1]^{x_1} \dots [n_N]^{x_N},$$

где  $k$  — числовая константа.

Размерность величины  $n_i$

$$[n_i] = [L]^{A_i} [M]^{B_i} [\tau]^{C_i}$$

В нашем случае  $[L]$  — размерность длины в м,  $[M]$  — размерность массы в кг,  $[\tau]$  — размерность времени в с.

Числа  $x_1, x_2, \dots, x_N$  должны быть такими, чтобы размерность  $\pi$  равнялась нулю. Они находятся путем решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} A_1 x_1 + A_2 x_2 + \dots + A_N x_N &= 0, \\ B_1 x_1 + B_2 x_2 + \dots + B_N x_N &= 0, \\ C_1 x_1 + C_2 x_2 + \dots + C_N x_N &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.12)$$

Система имеет  $N-r$  линейно независимых решений. Каждое решение, состоящее из  $N$  значений  $x_i$ , дает один критерий подобия. Подставим степени размерностей  $A_i, B_i, C_i$  для каждой величины  $n_i$  (в нашем случае  $n_1=R, n_2=L, n_3=\delta_0, n_4=e, n_5=\mu_0, n_6=\rho, n_7=P_m, n_8=\Omega, n_9=P, n_{10}=F$ ), тогда система уравнений (1.12) примет вид

$$\left. \begin{aligned} x_1 + x_2 + x_3 + x_4 - x_5 - x_6 - x_7 - x_9 + x_{10} &= 0, \\ x_5 + x_6 + x_7 + x_9 + x_{10} &= 0, \\ -x_5 + x_6 - 2x_7 - x_8 - 2x_9 - 2x_{10} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

Система (1.13) имеет  $N-r=7$  линейно независимых решений. При нахождении этих решений семь величин  $n_i$ , задаются произвольно, остальные три находят из (1.13) так, что критерий  $\pi$  является безразмерной величиной.

Принимаем  $x_2=1; x_3=x_4=x_5=x_6=x_7=x_8=0$ , тогда из (1.13) получаем  $x_1=-1; x_9=x_{10}=0$ .

Из первого решения, приняв  $k=1$ , получаем критерий

$$\pi_1 = k n_1^{x_1} n_2^{x_2} n_3^{x_3} n_4^{x_4} n_5^{x_5} n_6^{x_6} n_7^{x_7} n_8^{x_8} n_9^{x_9} n_{10}^{x_{10}} = n_1^{-1} n_2^1 = R^{-1} L.$$

Обозначим этот критерий  $\lambda=L/R$  и назовем его безразмерной длиной демпфера.

Аналогично для второго решения, приняв  $x_3=1, x_2=x_4=x_5=x_6=x_7=x_8=0, k=1$ , получим  $\pi_2 = n_1^{-1} n_3 = R^{-1} \delta_0$ .

Обозначим второй критерий  $\Psi=\delta_0/R$  и назовем его безразмерным демпферным зазором.

Для третьего решения, положив  $x_4=1, x_1=x_2=x_5=x_6=x_7=x_8=0, k=1$ , получим

$$\pi_3 = n_4 n_3^{-1} = e \delta_0^{-1}.$$

Обозначим третий критерий  $\varepsilon=e/\delta_0$  и назовем его относительным эксцентриситетом.

Для четвертого решения, приняв  $x_7=1, x_5=-1, x_2=x_4=x_6=x_9=x_{10}=0$ , а для удобства вычислений  $k=1/12$ , получим

$$\pi_4 = \frac{1}{12} n_1^{-2} n_3^{-1} n_5^{-1} n_7 n_8^{-1} = \frac{1}{12} R^{-2} \delta_0^2 \mu_0^{-1} P_m \Omega^{-1}$$

Обозначим четвертый критерий  $\bar{P}_\Pi = \frac{\delta_0^2 P_\Pi}{12\mu_0\Omega R^2}$  и назовем его безразмерным давлением подачи смазки.

Для пятого решения, положив  $x_8=1$ ,  $x_1=x_2=x_4=x_7=x_9=x_{10}=0$ ,  $k=1$ , получим

$$\pi_5 = n_3^2 n_5^{-1} n_6 n_8 = \delta_0^2 \mu_0^{-1} \rho \Omega.$$

Обозначим пятый критерий  $\sigma = \delta_0^2 \rho \Omega / \mu_0$  и назовем его параметром инерции.

Для шестого решения, приняв  $x_9=1$ ,  $x_5=-1$ ,  $x_2=x_4=x_6=x_7=x_{10}=0$ ,  $k=1/12$ , получим

$$\pi_6 = \frac{1}{12} n_1^{-2} n_3^2 n_5^{-1} n_7 n_8^{-1} = \frac{1}{12} R^{-2} \delta_0^2 \mu_0^{-1} P \Omega^{-1}$$

Обозначим шестой критерий  $\bar{P} = \frac{\delta_0^2 P}{12\mu_0\Omega R^2}$  назовем его безразмерным динамическим давлением.

Для последнего решения, приняв  $x_{10}=1$ ,  $x_5=-1$ ,  $x_2=-1$ ,  $x_4=x_6=x_7=x_9=0$ ,  $k=1/12$ , получим

$$\pi_7 = \frac{1}{12} n_1^{-3} n_2^{-1} n_3^2 n_5^{-1} n_8^{-1} n_{10} = \frac{1}{12} R^{-3} \delta_0^2 L^{-1} \mu_0^{-1} F \Omega^{-1}$$

Обозначим седьмой критерий  $\bar{F} = \frac{\delta_0^2 F}{12\mu_0\Omega R^3 L}$  и назовем его безразмерной гидродинамической силой.

В дальнейшем безразмерные критерии подобия будем называть безразмерными параметрами. Определяемыми параметрами в демпере являются безразмерные динамическое давление и гидродинамическая сила  $\bar{F}$  (коэффициент нагруженности). Остальные пять безразмерных параметров  $\lambda, \Psi, \varepsilon, \delta$  и  $\bar{P}_\Pi$  являются определяющими. Для изучения влияния каких-либо явлений, происходящих в демперном зазоре (турбулизация и кавитация смазки, влияние сил инерции и т. д.), на динамические характеристики ГДД необходимо получить функциональные зависимости определяемых параметров  $\bar{P}$  и  $\bar{F}$ , учитывающие эти явления, от определяющих. Исследования желательно проводить во всем диапазоне изменения всех определяющих параметров. Однако в зависимости от конструктивных особенностей ГДД и условий их работы определяющие

параметры в различной степени влияют на динамические характеристики, поэтому из них необходимо выявить наиболее сильно влияющие. Например, параметр  $\lambda$  не влияет на безразмерное динамическое давление в длинном ГДД, так как течением в осевом направлении пренебрегают. В этом случае безразмерную длину демпфера можно рекомендовать принимать  $\lambda = 4$  [139], что характеризует течение лишь в окружном направлении. Давление подачи  $P_H$  не влияет на гидродинамическую силу при полном охвате вибратора смазкой.

Найдем пределы изменения определяющих параметров в демпферах роторов ГТД. В реальных опорах величины, характеризующие демпфер и его работу, принимают значения  $R = 70 \dots 120$  мм;  $L = 20 \dots 40$  мм;  $\delta_0 = 0,1 \dots 0,3$  мм;  $\mu_0 = 1 \cdot 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^{-3}$  н·с/м<sup>2</sup>;  $\rho = 720 \dots 750$  кг/м<sup>3</sup>;  $P_H = 0 \dots 0,5$  МПа;  $\Omega = 0 \dots 2000$  с<sup>-1</sup>, что соответствует практическим значениям безразмерных параметров в пределах  $\lambda = 0,2 \dots 0,4$ ;  $\Psi = 0,001 \dots 0,003$ ;  $\sigma = 0 \dots 60$ . Относительный эксцентриситет теоретически может изменяться от 0 до 1, однако значение параметра  $\varepsilon > 0,7$  реализуется крайне редко, а при  $\varepsilon > 0,9$  практически происходит касание вибратора о статор, так как рабочий демпферный зазор становится соизмеримым с допусками на диаметральные размеры демпфера. Таким образом,  $\varepsilon = 0 \dots 0,9$ . Параметр  $\bar{P}_H$  теоретически может изменяться от 0 до  $\infty$ , однако реально  $\bar{P}_H = 0 \dots 1$ .

Эти пределы изменения определяющих параметров будем использовать при анализе влияния различных факторов на динамические характеристики ГДД.

Для удобства анализа в ряде задач вместо одного из определяющих безразмерных параметров можно использовать комплекс из безразмерных критериев, включающий отбрасываемый параметр, например, параметр  $Re = 2\sigma\lambda\varepsilon/\Psi$  вместо безразмерной длины  $\lambda$  при исследовании влияния турбулизации смазки. Для ГДД авиационных ГТД пределы изменения параметра  $Re$  составляют  $0 \dots 15000$ .

### 1.3.3. Определение характеристик ГДД

Все известные к настоящему времени работы, посвященные изучению ГДД, можно разделить на две большие группы: теоретическое и экспериментальное исследование течения жидкости в

демпфере и анализ влияния демпфера на динамику ротора.

Первичной информацией о работе демпфера является величина динамического давления, развиваемого в жидкостной пленке. Поэтому изучение демпфера естественно начинать с нахождения распределения давления, интегрируя которое по соотношениям (1.10) и (1.11) можно определить величину реактивной силы в демпфере.

Коэффициент демпфирования для короткого ГДД при полном охвате был получен еще в 1938 году академиком П.Л. Капицей [78]. Определив его величину, П.Л. Капица пришел к выводу, что специально спроектированный ГДД может быть использован для снижения амплитуды колебаний гибкого вала при прохождении им критической скорости.

В 1959 году вышла монография С.И. Сергеева [139], посвященная исследованию ГДД. В этой фундаментальной работе была проведена классификация демпферов, которая в качестве базовой принята в настоящей работе, а также получены выражения для гидродинамических сил, приведенные в гл. 1.3. С.И. Сергеевым были оценены локальные силы инерции и показано, что присоединенная к вибратору масса слоя жидкости в демпфере составляет величину не более 1 кг. Выражения для присоединенной массы в демпфере приведены также в более поздней работе [245]. Им также оценено влияние конвективных членов инерции и показано, что они составляют величину порядка  $\varepsilon$  от локальной силы инерции. С этим, однако, трудно согласиться, так как величина конвективных сил инерции определяется параметром

$$\sigma = \Omega \delta_0^2 / \nu, \quad (1.14)$$

где  $\nu$  - кинематическая вязкость смазки. В опорах ДЛА  $\sigma=1...60$ , что приводит к возрастанию давления в пленке в 1,5...2 раза [177].

Все основополагающие результаты были получены С.И. Сергеевым для простейшего случая ГДД – сдавливания тонкого слоя жидкости между параллельными пластинами. Интересно отметить, что подобные работы за рубежом появились только в 90-е годы двадцатого века [199...201,205,211, 262,263]. Полученные результаты соответствуют выводам С.И. Сергеева, но ссылки на его работы отсутствуют. С.И. Сергеев отметил также возможность возникновения кавитации в демпферном зазоре и экспериментально определил, что она может иметь пузырьковый и развитый пленочный характер. Аналогичные выводы были лишь повторены зарубежны-

ми авторами [193,257,267,268], несмотря на использование более совершенного оборудования.

С.И. Сергеевым экспериментально замерена величина демпфирующей силы в коротком ГДД при полном охвате и отмечено небольшое (5...7%) расхождение теории и эксперимента. Однако вязкость смазки, используемой при этом, на порядок превышала вязкость смазки опор роторов ДЛА. При больших числах Рейнольдса  $Re = 2\sigma\epsilon\lambda/\psi > 1800$  вблизи краев вибратора отмечалось наличие турбулентных зон, а при  $Re = 3200$  замеренная сила демпфирования примерно в 3 раза превосходила силу, рассчитанную при ламинарном режиме. Таким образом, С.И. Сергеев впервые поставил задачу о расчете демпфера в турбулентном режиме течения.

К.П. Андрейченко [34] создал методику упрощенного расчета реакций тонких сдвливаемых слоев вязкой несжимаемой жидкости с учетом локальных и конвективных сил инерции, однако эта методика верна лишь при малых амплитудах колебаний ( $\epsilon \ll 1$ ).

В. А. Марцинковский [99] разработал методику расчета гидродинамических уплотнений, работающих в развитом турбулентном режиме с учетом локальных и конвективных членов инерции. Однако в уплотнении турбулентность образуется от статического перепада давления, срабатываемого на нем. В демпфере же имеет место динамический перепад давления, обусловленный колебаниями вибратора. Число Рейнольдса здесь, как отмечал С.И. Сергеев, увеличивается по мере приближения к торцам демпфера, турбулизация возникает только в этой области, а в центральной части демпфера течение остается ламинарным. Поэтому необходимо рассматривать смешанный ламинарно – турбулентный режим.

Нельсоном [213] был проведен расчет длинного ГДД, работающего в таком режиме. Решение велось численным методом, причем учитывались также и конвективные члены инерции. При выводе основных соотношений использовался известный подход [123,184], заключающийся в том, что уравнение Рейнольдса, описывающее течение жидкости в рабочем зазоре демпфера, при турбулентном режиме может быть записано в том же виде, что и для ламинарного, если использовать понятие кажущейся вязкости.

Для определения коэффициента кажущейся вязкости  $\mu_*$  Нельсон, как и в работах [123,184], использовал соотношение

$$\mu_* = \mu \left( Re_l / Re^* \right)^{3/4},$$

где  $Re^*$  - критическое число Рейнольдса, равное  $Re^*=2000$ ,  $Re$  – локальное число Рейнольдса, определяемое в [213] соотношением

$$Re = 2\rho\delta V_m / \mu_k, \quad (1.15)$$

где  $V_m$  – осредненная по толщине слоя окружная скорость течения жидкости. Присутствие в соотношении (1.15) динамического коэффициента кажущейся вязкости  $\mu_k$  представляется ошибочным и противоречащим известной теории пути перемешивания, согласно которой локальное число Рейнольдса определяют в виде

$$Re = 2\rho\delta V_m / \mu_0. \quad (1.16)$$

Поэтому количественные результаты работы [213] сомнительны. К тому же численный метод решения затрудняет дальнейший анализ влияния демпфера на динамику ротора.

В работе [48] оценено влияние турбулизации смазки на характеристики короткого ГДД и показано, что даже при высоких частотах прецессии ( $\Omega=1600\text{с}^{-1}$ ) силы в демпфере увеличиваются не более чем на 25% сравнительно с ламинарным режимом. В работе [187] использовался другой подход к анализу влияния турбулентности – метод  $k$ - $\zeta$  турбулентности, суть которого заключается в ином выражении для турбулентной вязкости

$$\mu_T = C_\mu \rho k^2 / \zeta,$$

где  $C_\mu$  - константа,  $\zeta$  - коэффициент диссипации турбулентной энергии и  $k$  – турбулентная энергия. К сожалению, в работе не указывается, как определяют эти параметры турбулентности. Отмечается только, что они получаются из уравнений течения в прямом канале. Приведено сравнение с результатами Нельсона [213] и показано, что эта методика дает заниженные на 10...15% результаты по максимальному давлению.

Сильное влияние на характеристики демпфера оказывает отклонение формы поверхностей вибратора и корпуса от правильной цилиндрической [79,70]. Зазор в этом случае зависит от параметра некруглости  $\zeta=r_{\max}/\delta_0$ , где  $r_{\max}$  – максимальная некруглость. В некруглом демпфере возникает анизотропия характеристик, что может привести к потере устойчивости движения ротора [163,156]. Влияние шероховатости поверхностей на характеристики сдвигания между двумя плитами изучалось в работе [211]. Показано, что изнашивание поверхностей сильно зависит от их шероховатости, нагрузки и вида смазки.

Демпфер, работающий при высоких (порядка  $6000\text{с}^{-1}$ ) частотах исследовался в работе [56], причем не отмечено фактов, свидетельствующих о наличии турбулизации и влиянии сил инерции. В работах [151,180,186,207,252,258,259,272] теоретически и экспериментально исследованы способы подачи смазки (через питающие отверстия или канавку), но рекомендаций по оптимальному проектированию подводящих в зазор элементов не дается.

#### 1.3.4. Изучение влияния ГДД на динамику ротора

Исследование течения жидкости в демпфере позволяет определять силы в демпфере или (при исследовании линейной задачи) коэффициенты жесткости и демпфирования пленки. Однако для успешного применения демпфера необходимо знать его характеристики для данного ротора. Поэтому необходимым этапом в проектировании ГДД должна быть оценка влияния на динамику ротора. Первой работой в этой области была уже упоминавшаяся статья Н.И. Капицы [78], в которой рассматривался симметричный гибкий ротор с диском посередине, имеющий два демпфера.

За рубежом подобная работа была проведена лишь 20 лет спустя – в 1960 г. Купером из фирмы Rolls-Royce [190]. Он экспериментально исследовал колебания жесткого ротора, имеющего один короткий ГДД, и показал, что такой демпфер может эффективно гасить колебания.

Гантер [63] исследовал влияние демпфера на динамику жесткого несимметричного ротора с двумя дисками и показал, что такая система имеет 3 критических скорости (третья скорость соответствует колебаниям по первой изгибной форме). Им проведена также оптимизация демпфера, однако работа выполнена в линейной постановке.

Проанализировано влияние короткого ГДД на динамику симметричного жесткого ротора в работах [203,204], причем силы учитывались в нелинейном виде. Полученная система дифференциальных уравнений движения решалась численно, в результате чего были построены траектории движения вибратора. Аналогичная задача, только для гибкого ротора, решалась. Куксоном и Коссой [189]. В работе [275] оценивались влияние обрыва лопатки и устойчивость движения ротора с ГДД в опорах. Моухэн и Хан [100,197] рассматривали коэффициент передачи для жесткого ротора, установленного на два коротких ГДД, и показали, что он

сильно зависит от относительного дисбаланса  $U$

$$U = \frac{u}{\delta_0 m_p}, \quad (1.17)$$

где  $u$  – размерный дисбаланс,  $m_p$  – масса ротора, приходящаяся на опору. Если дисбаланс превышает некоторую величину, называемую критической, то уравнение для амплитуды колебаний имеет до 3 решений, причем устойчивым оказывается решение с большей амплитудой и большим коэффициентом передачи. Ориентировочно величина критического дисбаланса составляет 0,3...0,5. Несколько повысить эту величину (до 0,6) можно введением пористой обоймы [89]. В работе [132] решена подобная задача для гибкого ротора и показано, что и в этом случае могут быть срывные явления.

Симандири и Хан [143,250] проанализировали влияние давления подачи в коротком ГДД на характеристики жесткого ротора и показали, что если давление подачи достаточно для обеспечения полной пленки, то демпфер работает без срывов. Ванс [266] подтвердил возможность появления срывных режимов на экспериментальной установке. Переходные процессы учтены в работах [55,64]. Устойчивость движения вибратора и возможные бифуркации оценены в работах [133,162,183,198,264,265,276] и показано, что срывы связаны с потерей устойчивости движения и устойчивой является ветка, соответствующая максимальной амплитуде.

Пэнном [131] аналитически оценено влияние неуравновешенной статической нагрузки в предположении ее малости и почти круговой орбиты движения. Показано, что даже при умеренных размерах орбиты статическая нагрузка довольно эффективно компенсируется за счет силы, развиваемой в пленке при работе демпфера. Однако этот вывод противоречит опытным данным о высокой точности центрирования РУ ГДД двигателя RB-211 [149]. В работе [196] также решалась задача с учетом веса ротора и показано, что демпфер не может воспринимать большие нагрузки.

Более сложный гибкий многомассовый ротор исследовался Каннингхемом, Флемингом и Гантером [77] путем введения эквивалентной массы. В работе [76] на модельной установке с тремя дисками было показано, что ГДД эффективно гасит колебания опор, однако в середине вала амплитуды будут значительными.

Использование ГДД в межвальных подшипниках [236] требует расчета устойчивости движения, поскольку демпфер в этом случае

превращается в динамически нагруженный подшипник скольжения. Впервые такая задача была решена Н.Л. Зезиным [72]. Он рассматривал демпфер, в котором смазка подавалась под внутреннее кольцо подшипника и решал эту задачу для простейшего одномассового гибкого ротора. В результате был подтвержден классический вывод о динамически нагруженном подшипнике скольжения – движение устойчиво при  $\varepsilon \geq 0,7$ . В работе [165] исследовался межвальный демпфер двухвального авиационного ГДД, а также рассчитаны границы устойчивости.

Влияние ГДД на динамику ротора авиационного двигателя было проведено в работе [202] методом последовательных приближений. Однако характеристики ГДД при этом брались без учета турбулентных, инерционных и разрывных явлений. В последнее время появились работы по определению коэффициентов жесткости, демпфирования и присоединенной массы жидкостной пленки [248,249,273]. Однако такой подход позволяет рассчитывать только линейные колебания ротора. Исследование же значительных колебаний, возникающих в случае обрыва лопатки или обледенения лопаток вентилятора, требует использования других подходов [106].

Следует также выделить несколько работ, посвященных идентификации характеристик ГДД, то есть определению их характеристик на основе различных видов экспериментов [33,191,192,246,247,274].

Во всех перечисленных работах по динамике ротора на ГДД не учитывались силы инерции смазочного слоя, которые в опорах роторов современных ДЛА могут играть существенную роль. Исследовался, в основном, короткий ГДД и лишь в одной работе – длинный ГДД, однако нет обоснованных рекомендаций по определению типа демпфера, необходимого для данного ротора. В настоящее время у нас в стране не ведутся работы по регулированию демпфирующих и жесткостных характеристик ГДД опор роторов.

В этой связи целью данной работы является: исследование протекающих в ГДД процессов, связанных с влиянием конструктивных, технологических и эксплуатационных факторов при работе их в составе турбомшины; разработка на его основе более совершенных методик расчета, учитывающих кавитацию, турбулизацию и силы инерции смазки, методологии проектирования и принципов конструирования высокоэффективных ГДД; формулирование принципов и создание методов регулирования ГДД.

## 2. Разработка теоретических основ расчета ГДД с учетом сил инерции, турбулизации и кавитации смазки

Течение жидкости в демпферном зазоре описывается уравнениями Навье-Стокса и неразрывности (1.1). В случае применения маловязких жидкостей при высоких частотах вращения существенное значение оказывают инерционные члены в уравнениях Навье-Стокса.

### 2.1. Учет конвективных членов инерции

Подробный обзор работ по учету сил инерции в подшипниках скольжения проведен Н.Г. Ивановой [73]. Для случая сдвигания слоя плоскими пластинами решение было получено Н.А. Слезкиным и С.М.Таргом методом осреднения конвективного ускорения по толщине слоя [146,145]. Динамически нагруженный подшипник скольжения рассматривали А.Г. Бургвиц и Г.А. Завьялов [58]. Однако зазор в ГДД в несколько раз больше, чем в подшипнике скольжения, и силы инерции здесь могут быть значительны. Кроме того, в ГДД иные граничные условия, так как избыточное давление создается в диффузорной части зазора. К.П. Андрейченко [34] учитывал локальные и конвективные члены инерции в ГДД, однако его методика применима только при малых амплитудах колебаний.

Начиная с 1980-х годов учету сил инерции начали уделять внимание американские и английские исследователи. J.X. Zhang, J.B. Roberts и J. Ellis [269...271] изучали демпфер конечной длины с учетом локальных и конвективных сил инерции. Решение велось методом суперпозиции, в результате чего были получены коэффициенты жесткости, демпфирования и присоединенной массы для случая полного охвата. Авторы отметили, что особенностью их результатов является зависимость найденных коэффициентов от частоты колебаний. J.A. Tichy [254,255] решал задачу в аналогичной постановке введением функции тока, что позволило ему получить модифицированное уравнение Рейнольдса. Инерционные эффекты учитывались специальным слагаемым в правой части уравнения. Оно имеет различный вид для короткого и длинного ГДД.

Учет локальных членов инерции подразумевает исследование нестационарных процессов в смазочном слое. Для стационарных

процессов в опорах роторов турбомашин можно ограничиться исследованием только конвективных членов инерции, но более корректно оценить влияние амплитуды. Для получения решения при любых амплитудах колебаний воспользуемся методом осреднения по толщине слоя скоростей, разработанным В.Н. Константинеску для упорных подшипников скольжения [83]. Будем рассматривать случай прямой синхронной прецессии. В начале будем решать задачу о длинном ГДД.

### 2.1.1. Длинный ГДД

В длинном демпфере осевое течение жидкости отсутствует и уравнения (1.1.) примут вид

$$\left. \begin{aligned} \mu \left( V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \\ \frac{\partial P}{\partial y} &= 0; \quad -\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

где  $V_x, V_y$  - составляющие скорости смазки вдоль осей  $x$  и  $y$ .

Уравнение (2.1) решается с граничными условиями по скорости

$$V_x = V_y = 0 \text{ при } y = \delta; \quad V_x = -e\Omega \cos \varphi, \quad V_y = -e\Omega \sin \varphi \text{ при } y = 0. \quad (2.2)$$

Первое из уравнений системы (2.1) можно записать в виде

$$\rho \frac{\partial V_x^2}{\partial x} + \rho \frac{\partial (V_x V_y)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \quad (2.3)$$

Проинтегрируем уравнение (2.3) в пределах от 0 до  $\delta$  и учтем, что

$$V_x V_y \Big|_0^\delta = -e^2 \Omega^2 \cos \varphi \sin \varphi; \quad \frac{\partial V_x}{\partial y} \Big|_0^\delta = -\frac{12}{\delta} \bar{V}_x,$$

где  $\bar{V}_x$  - средняя скорость от градиента давления - течение Пуазейля, а

$$\int_0^\delta \frac{\partial V_x^2}{\partial x} dy = \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^\delta V_x^2 dy \right) - V_x^2 \Big|_\delta \frac{\partial \delta}{\partial x}$$

Учитывая первое граничное условие (2.2), получим

$$\int_0^\delta \frac{\partial V_x^2}{\partial x} dy = \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^\delta V_x^2 dy \right)$$

Приближенно можно принять [83], что  $\int_0^{\delta} V_x^2 dy = \delta \alpha \bar{V}_x^2$ , где  $\alpha$  - поправочный коэффициент, учитывающий влияние профиля скорости (рис.2.1);  $\bar{V}_m = \bar{V}_x + \frac{v_x}{2}$  общая средняя скорость течения жидкости, равная сумме средних скоростей течений -Пуазейля  $\bar{V}_x$  и Куэтта  $v_x$ . По данным работы [83]  $\alpha=1,3$  для чистого течения Куэтта (т.е. когда  $\bar{V}_x = 0$ ) и  $\alpha=1$  для постоянного профиля скоростей, т.е.  $1 \leq \alpha \leq 1,3$ . Поскольку в нашем случае  $V_x$  имеет порядок  $\delta/D$  и  $V_x \ll \bar{V}_x$ , то средней скоростью течения Куэтта можно пренебречь и принять  $\alpha=1,2$ . Подставив в результат интегрирования выражение для расхода

$$q_x = \delta \bar{V}_m \quad (2.4)$$

и учтя, что  $dx = 0,5 D d\varphi$ , получим уравнение движения жидкости

$$\frac{2 \delta \partial P}{D \partial \varphi} + \frac{2 \rho \alpha}{D} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{q_x^2}{\delta} \right) + 12 \frac{\mu}{\delta} \left( \frac{q_x}{\delta} + \frac{e \Omega}{2} \sin \varphi \right) - \rho e^2 \Omega^2 \cos \varphi \sin \varphi = 0. \quad (2.5)$$

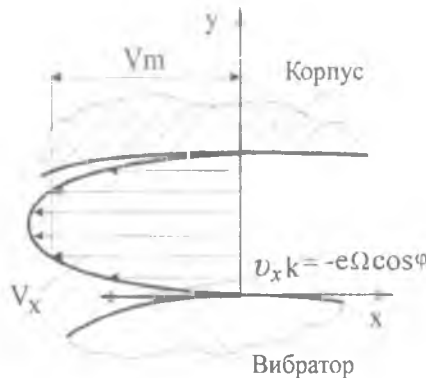


Рис.2.1. Схематичное изображение профилей скорости в демпферном зазоре

лению и должна удовлетворять равенству нулю расхода при  $\Omega=0$ , т.е.

$$C_\delta(\rho, \mu, \Omega, e, \alpha) = 0 \quad \text{при } \Omega=0. \quad (2.7)$$

Для дальнейшего решения удобно привести уравнение (2.5) к

Определим расход  $q_x = \int_0^{\delta} V_x dy$ . Для этого проин-

тегрируем уравнение неразрывности в пределах от 0 до  $\delta$  и учтем граничные условия (2.2). Тогда для расхода получаем выражение:

$$q_x = 0,5 e \Omega D \cos \varphi + C_\delta \quad (2.6)$$

Произвольная постоянная  $C_\delta$  зависит от  $\rho, \mu, \Omega, \alpha, e$ , определяется с помощью граничных условий по давлению

безразмерному виду. Подставив соотношение (2.6) в уравнение (2.4) и отбросив члены порядка  $\psi$ , получим

$$\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \varphi^2} = f'(\varphi, \bar{C}_0) - \varepsilon \frac{\cos \varphi}{h} - \frac{\bar{C}_0}{h^3} \quad (2.8)$$

где безразмерная постоянная определяется по выражению  $\bar{C}_0 = \frac{2C_0}{\delta_0 \Omega D}$ ,

$$f'(\varphi, \bar{C}_0) = \frac{\alpha \sigma \varepsilon \sin \varphi}{12 h^2} \left[ 2 \varepsilon \cos \varphi - \varepsilon^2 \frac{\cos^2 \varphi}{h} + 2 \bar{C}_0 \varepsilon - 2 \bar{C}_0 \varepsilon \frac{\cos \varphi}{h} - \frac{\bar{C}_0^2}{h} \right] \quad (2.9)$$

а критерий  $\sigma$  определяется формулой (1.12) и характеризует соотношение между инерционной и вязкостной силами. В некоторых работах [150, 253] он именуется числом Рейнольдса  $Re$ . Слагаемое

$f'(\varphi, \bar{C}_0)$  в выражении (2.8) определяет собой вклад конвективных членов инерции. Если их не учитывать ( $\sigma=0$ ), то получается известное соотношение для чисто вязкостного потока. Проинтегрировав уравнение (2.8), найдем распределение давления

$$\bar{P} = f(\varphi, \bar{C}_0) - \varepsilon J_3^{01} - \bar{C}_0 J_3^{00} + C_0, \quad (2.10)$$

где  $J_N''$  - интегралы теории смазки, выражения для которых приведены в табл. 2.1, а вид функции  $f(\varphi, \bar{C}_0)$  - в табл.2.2. Значения констант интегрирования  $\bar{C}_0$  и  $C_0$  определяются из граничных условий по давлению (1.5) при полном охвате (индекс  $f$ ) и (1.6) при половинном ( $h$ ). Из условия  $\bar{P} = \bar{P}_\Pi$  при  $\varphi_1 = 0$  получаем, что при полном охвате  $C_0 = P_\Pi$ , а из второго условия (1.5) найдем

$$\bar{C}_0^f = \frac{3\varepsilon^2}{2 + \varepsilon^2}. \quad (2.11)$$

Это значение константы удовлетворяет условию (2.7). В случае половинного охвата второе условие (1.6) приводит к квадратному уравнению относительно  $\bar{C}_0$ , решив которое, найдем

$$\bar{C}_0^h = A + 1 - \sqrt{A^2 + \frac{6\pi\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\alpha\sigma\varepsilon} + \frac{(1-\varepsilon)^2}{2\varepsilon} \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}}, \quad A = \frac{3\pi}{2\alpha\sigma\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}} \frac{2+\varepsilon^2}{\varepsilon}. \quad (2.12)$$

Значения некоторых интегралов теории смазки

$J'_N = \int h^N \sin \varphi \cos \varphi d\varphi; h=1+\varepsilon \cos \varphi; \gamma = \arctg \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}}; \xi = \frac{\varphi}{2}; \zeta = 1 - \cos \varphi$			
$J_1^{11}$	$-\varepsilon^{-2}(\varepsilon \cos \varphi - \ln h)$	$J_2^{11}$	$-\varepsilon^{-2}(h^{-1} + \ln h)$
$J_1^{02}$	$\varepsilon^{-2}(\varepsilon \sin \varphi - \varphi + 2\sqrt{1-\varepsilon^2})$	$J_2^{10}$	$\varepsilon^{-1}h^{-1}$
$J_2^{30}$	$[\varepsilon \cos \varphi - (1-\varepsilon^2)/h - 2 \ln h]/\varepsilon^3$		
$J_2^{20}$	$\varepsilon^{-2}(\varepsilon h^{-1} \sin \varphi - \varphi + 2\gamma/\sqrt{1-\varepsilon^2})$		
$J_2^{02}$	$\varphi \varepsilon^{-2} - \varepsilon^{-1}h^{-1}(1-\varepsilon^2) \sin \varphi + 2\gamma \varepsilon^{-2}(2\varepsilon^2 - 1)(1-\varepsilon^2)^{-1.5}$		
$J_2^{12}$	$-\varepsilon^{-3}(h - 2 \ln h - h^{-1})$		
$J_2^{21}$	$\varepsilon^{-3}[2\varphi - \varepsilon h^{-1}(1+h) \sin \varphi - 2\gamma(2-\varepsilon^2)/\sqrt{1-\varepsilon^2}]$		
$J_3^{10}$	$0,5\varepsilon^{-1}h^{-2}$		
$J_3^{12}$	$-\varepsilon^{-3}(\ln h + 2h^{-1} - 0,5h^{-2})$		
$J_3^{20}$	$(1-\varepsilon^2)^{-1}[\gamma(1-\varepsilon^2)^{-0.5} - 0,5h^{-2}(\varepsilon + \cos \varphi) \sin \varphi]$		
$J_3^{11}$	$0,5\varepsilon^{-2}(1 + 2\varepsilon \cos \varphi)h^{-2}$		
$J_3^{00}$	$\gamma(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-2.5} - \varepsilon h^{-1}(1-\varepsilon^2)^{-1} \sin \varphi [1,5(1-\varepsilon^2)^{-1} + 0,5h^{-1}]$		
$J_3^{21}$	$\varepsilon^{-4}\{\gamma \varepsilon^{-2}(2-3\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-4.5} + 0,5\varepsilon h^{-1} \sin \varphi [(3-2\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-1} - h^{-1}] - \varphi \varepsilon\}$		
$J_3^{10}$	$0,5(1-\varepsilon^2)^{-3}\{(1-\varepsilon^3) \ln[(1-\cos \varphi)/\xi] + 2\varepsilon(\varepsilon^2+3) \cdot \ln[2h(1-\varepsilon)\xi/(1+\varepsilon)^3 + 2\varepsilon^2(1+\varepsilon)(\varepsilon+3)\xi/h - \varepsilon(1+\varepsilon^2)\xi^2h^{-2}]\}$		
$J_3^{21}$	$0,5(1-\varepsilon^2)^{-4}\{(\cos \varphi - 1)(1+\varepsilon)^3 - (1-\varepsilon)^3\xi\} \sin \varphi - 2\varepsilon^2(\varepsilon^2+2\varepsilon+3) \sin \varphi/h + 6\varepsilon(3\varepsilon^2+2)(1-\varepsilon)^{-2}\gamma\sqrt{1-\varepsilon^2} + [\varepsilon^3(1+\varepsilon)\xi \sin \varphi + 3h\varepsilon^3]h^{-2}\}$		
$J_3^{11}$	$0,5(1-\varepsilon^2)^{-3}\{(1-\varepsilon)^3 \ln[(1-\cos \varphi)/\xi] - 2(3\varepsilon^2+1) \cdot \ln[2h(1-\varepsilon)\xi]\} - 2\varepsilon\xi[(1+\varepsilon)^3 - (1-\varepsilon)^2]/h + \varepsilon^2(1+\varepsilon)^2\xi^2h^{-2}$		
$J_3^{01}$	$0,5(1-\varepsilon^2)^{-1}[h^{-2} \sin \varphi - (1-2\varepsilon^2)h^{-1} \sin \varphi(1-\varepsilon^2)^{-1} - 6\gamma\varepsilon(1-\varepsilon^2)^{-1.5}]$		
$J_3^{30}$	$[2/h - 0,5(1-\varepsilon^2)/h^2 + \ln h]/\varepsilon^3$		
$J_3^{22}$	$\varepsilon^{-4}\{3\varphi - \varepsilon h^{-1} \sin \varphi [1+h - (1,5-\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-1}] - \gamma(6-9\varepsilon^2+2\varepsilon^4)(1-\varepsilon^2)^{-1.5}\}$		

Таблица 2.2

Давление и гидродинамические силы с учетом конвективных сил инерции

Длинный демпфер	
Полный охват	$\bar{P} = \bar{P}_H - \frac{\varepsilon(2 + \varepsilon \cos \varphi) \sin \varphi}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} - \frac{\alpha \sigma}{12} \left\{ \frac{2\varepsilon(1 - \varepsilon)^2(1 - \cos \varphi)(2 + \vartheta h)}{(2 + \varepsilon^2)^2 h^2} - \ln \frac{h}{1 + \varepsilon} \right\}$
Половинный охват	$\bar{P} = \bar{P}_H + f(\varphi, C) + \frac{\alpha \sigma}{24} \left[ 2 \ln \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} + \left  \frac{1 - C_{\varphi} h}{1 - \varepsilon} \right  \right] + \frac{\pi \left[ C_{\varphi} h (2 + \varepsilon^2) - 3\varepsilon^3 \right]}{2(1 - \varepsilon^2)^{2,5}}$
Короткий демпфер	
$P = \bar{P}_H (1 - z) + \lambda^2 \varepsilon \sin \varphi (6 - \alpha \sigma \varepsilon h \sin \varphi) z (\bar{z} - 1) / 12 h^3$	
Полный охват	
Длинный демпфер	Короткий демпфер
$F_{RD}^J = \frac{\pi}{6} \alpha \sigma \frac{1 - \sqrt{1 - \varepsilon^2}}{\varepsilon}$	$F_{Rk}^J = \frac{2 \pi \alpha \sigma \lambda^2}{9 \varepsilon} \left( \frac{2 - \varepsilon^2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 2 \right)$
$F_{RD}^{Jf} = 2 \pi \frac{\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}}$	$F_{Rk}^{Jf} = \frac{2 \pi \varepsilon \lambda^2}{3(1 - \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}}$
Половинный охват	
Длинный демпфер $C$ – константа интегрирования	
$F_{RD}^h = F_{RD}^{hi} + F_{RD}^{hu}; F_{RD}^{hi} = \frac{\pi \alpha \sigma}{24 \varepsilon} \left\{ 2 - \frac{\varepsilon^2(1 - C)^2 + 2(1 - \varepsilon^2)^2}{(1 - \varepsilon^2)^{1,5}} \right\}; F_{RD}^{hu} = 2 \frac{C - \varepsilon^2}{(1 - \varepsilon^2)^2}$	
$F_{RD}^h = F_{RD}^{hi} + F_{RD}^{hu}; F_{RD}^{hi} = \frac{\alpha \sigma}{12} \left\{ 2 \left[ 1 + \varepsilon^2 \left( \frac{1 - C}{1 - \varepsilon^2} \right)^2 \right] - \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right\}; F_{RD}^{hu} = \frac{1 + 2\varepsilon^2 - 3C}{(1 - \varepsilon^2)^{2,5}}$	
Короткий демпфер	
$F_{Rk}^h = F_{Rk}^{hi} + F_{Rk}^{hu}; F_{Rk}^{hi} = \frac{\pi \alpha \sigma \lambda^2}{9 \varepsilon} \left( \frac{2 - \varepsilon^2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 2 \right); F_{Rk}^{hu} = \frac{4 \lambda^2 \varepsilon^2}{3(1 - \varepsilon^2)^2}$	
$F_{Rk}^h = F_{Rk}^{hi} + F_{Rk}^{hu}; F_{Rk}^{hi} = \frac{2 \alpha \sigma \lambda^2}{9 \varepsilon} \left( \ln \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} - 2\varepsilon \right); F_{Rk}^{hu} = \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{3(1 - \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}}$	
Вспомогательные обозначения	
$f(\varphi, C) = \frac{\alpha \sigma \varepsilon}{12} \left( 2\varepsilon J_2^{11} - \varepsilon^2 J_3^{12} + 2C_{\varphi} J_2^{10} - 2C_{\varphi} \varepsilon J_2^{11} - C_{\varphi}^2 J_3^{10} \right)$	

Анализируя выражения из табл.2.2, можно заключить, что при полном охвате как в длинном, так и в коротком ГДД тангенциальная сила определяется только вязкостными свойствами смазки и совпадает по величине с силой, рассчитанной без учета сил инерции; радиальная составляющая силы обуславливается только инерционными свойствами смазки. В случае половинного охвата вязкостная и инерционная компоненты входят в обе составляющие гидродинамической силы.

### 2.1.3. Анализ теоретических результатов и сравнение их с экспериментальными данными

На рис.2.2 и 2.3 представлено сравнение экспериментального распределения давления в демпферном зазоре короткого ГДД с теоретическими. Экспериментальные данные получены на стенде, описанном в работе [47].

Видно, что при частотах  $\Omega=500 \text{ с}^{-1}$  вязкостное решение дает хорошее согласование с экспериментальными данными (рис.2.2,а). Однако с ростом частоты до  $\Omega=900 \text{ с}^{-1}$  вязкостная теория дает заниженные по положительным и завышенное по отрицательным давлениям результаты (рис.2.2,б,в). При  $\Omega=700 \text{ с}^{-1}$  кривая, построенная с учетом сил инерции, в области отрицательных давлений практически совпадает с экспериментальной. В области положительных давлений эта теория дает результаты, завышенные на 10...15%. При частоте  $\Omega=900 \text{ с}^{-1}$  положительные давления еще более возрастают и отличаются от давлений, рассчитанных по созданной теории на 8...10%. Вязкостная теория дает давления, в два раза меньше (рис.2.2,б). В области отрицательных давлений вязкостная теория дает лучшие результаты - расхождение теории и эксперимента не превышает 10%.

На рис. 2.3 представлены замеры давления при большем радиусе прецессии ( $\varepsilon = 0,65$ ). Видно, что с ростом частоты давление в конфузторной части демпферного зазора уменьшается. Так, при  $\Omega = 460 \text{ с}^{-1}$  максимальное отрицательное давление было 20 КПа, при  $\Omega = 570 \text{ с}^{-1}$  – 8 КПа, а при  $\Omega = 700 \text{ с}^{-1}$  - 3 КПа. Положительных давлений в конфузторной части зазора короткого ГДД не замечалось. Максимальные положительные давления в диффузорной части с ростом частоты возрастали. При частоте  $\Omega = 460 \text{ с}^{-1}$  значения максимального экспериментального давления и рассчитанного по созданной

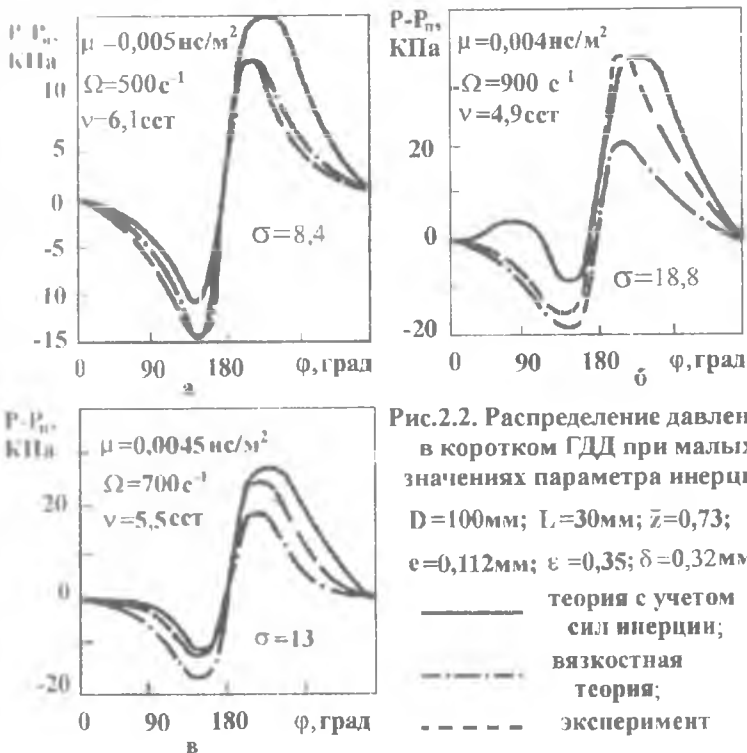


Рис.2.2. Распределение давления в коротком ГДД при малых значениях параметра инерции:

$D=100 \text{ мм}$ ;  $L=30 \text{ мм}$ ;  $\bar{z}=0,73$ ;  
 $e=0,112 \text{ мм}$ ;  $\varepsilon=0,35$ ;  $\delta=0,32 \text{ мм}$ ;

методике практически совпали (рис.2.3, а, б). Однако с ростом частоты теория дает заниженные на 10...15% результаты (рис.2.3, б, в, д, е). Вязкостная теория дает при этом в 2...3 раза меньшие давления. Таким образом, проведенные эксперименты не только качественно, но и количественно подтвердили теоретические результаты с учетом конвективных сил инерции.

На рис. 2.4, а, б показаны распределения давления по углу в случае длинного ГДД. При  $\sigma < 1$ , как и в коротком ГДД, все кривые практически сливаются в одну линию, соответствующую вязкостному решению. При этом имеет место разрыв жидкостной пленки, так как динамическое давление, развиваемое в пленке, значительно превышает давление подачи, причем зона разрыва будет тем меньше, чем больше амплитуда колебаний. С ростом критерия  $\sigma$  отрицательное избыточное давление уменьшается и при амплитуде колебаний  $\varepsilon > 0,4$  отрицательное давление практически исчезает

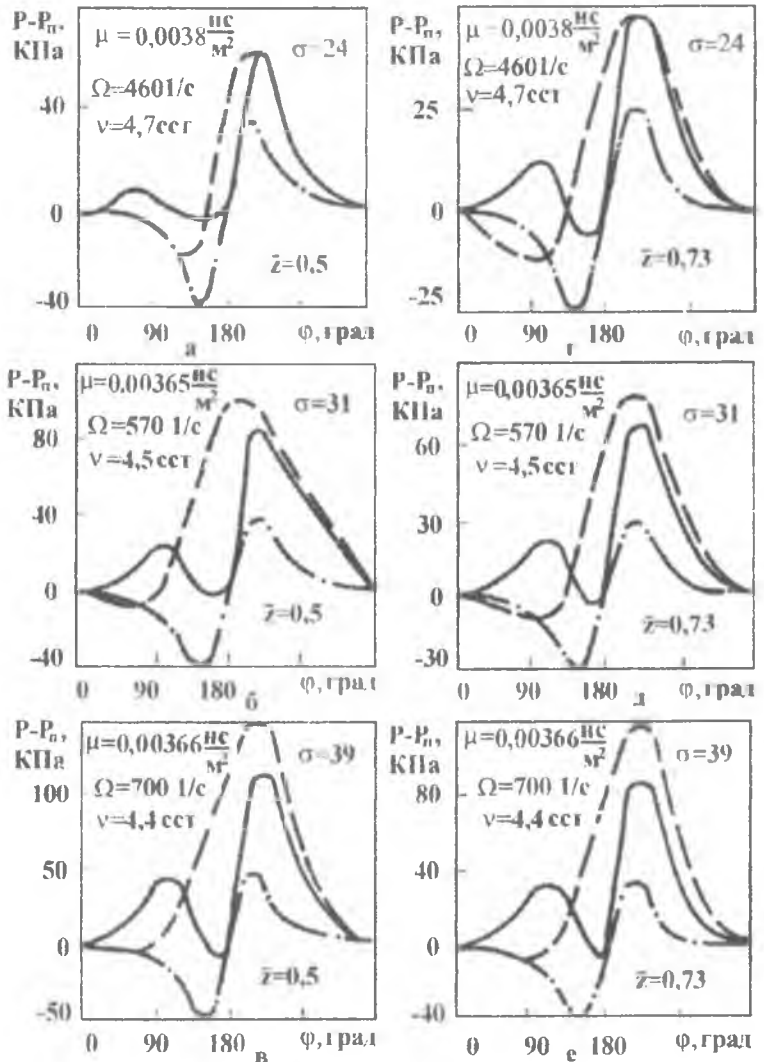
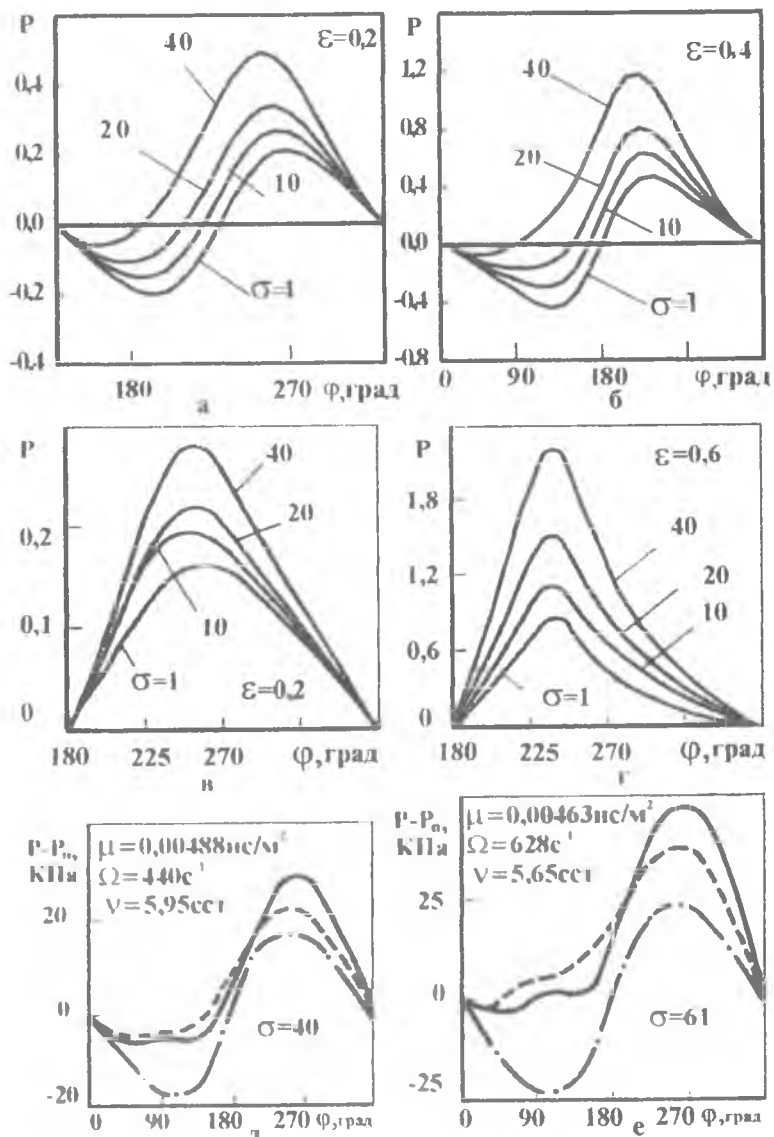


Рис.2.3. Распределение давления в коротком ГДД при больших значениях параметра инерции  $\sigma$ .

Обозначения кривых см. на рис.2.2

$D=100\text{мм}$ ;  $L=30\text{мм}$ ;  $\epsilon=0,325\text{мм}$  ( $\epsilon=0,65$ );  $\delta_{\text{п}}=0,5\text{мм}$



**Рис.2.4.** Распределение давления в длинном ГДД:  
 $D = 100\text{мм}$ ;  $L = 30\text{мм}$ ;  $\delta_0 = 0,75\text{мм}$ ;  $e = 0,112\text{мм}$ ;  
 ————— теория с учетом сил инерции;  
 - - - - - вязкостная теория;  
 ······· эксперимент

уже при  $\sigma \geq 10$ . В подшипниках скольжения инерция жидкости, напротив, приводит к тому, что положительное давление в конфузурной части уменьшается, а отрицательное в диффузорной - увеличивается и, таким образом, увеличивается зона разрыва [150,35].

Распределение давления для длинного демпфера в случае половинного охвата показано на рис.2.4, в,г. При  $\sigma < 1$  распределение давления имеет такой же вид, как и без учета сил инерции, а с ростом  $\sigma$  максимальное давление остается примерно такими же, как и при полном охвате. Вследствие того, что жидкостный слой располагается только на половине окружности, эпюра давления имеет более крутой характер. На рис. 2.4,д,е представлены результаты замеров давления в длинном демпфере. Видно, что отрицательное избыточное давление в конфузурной части зазора также уменьшается по абсолютной величине с ростом частоты вращения. При  $\Omega=628\text{с}^{-1}$  область отрицательного давления практически не наблюдалась. в то время как по вязкостной теории  $P_{\text{min}} = -25\text{кПа}$  (рис.2.4,е). Разработанная теория в этом случае дает хороший результат. Например, расхождение теории и эксперимента при  $\Omega=440\text{с}^{-1}$  не более 5...8% . В диффузорной части зазора теоретически рассчитанное давление на 20...25% выше экспериментального, что можно объяснить неучтенными утечками через уплотнение.

Рассмотрим влияние сил инерции на характеристики демпферов. Соотношения между радиальной и тангенциальной силами в коротком ГДД при полном охвате в случае малых  $\epsilon$  получим из табл. 2.2:

$$\frac{F_{R\kappa}^i}{F_{\tau\kappa}^f} = \frac{\alpha\sigma\epsilon^2}{24} \quad (2.21)$$

Как видно из выражения (2.21), при малых амплитудах колебаний сила инерции мала сравнительно с вязкостной силой. Радиальная сила линейно зависит от критерия  $\sigma$  (рис.2.5,а). При амплитудах колебаний  $\epsilon \leq 0,6$  силы инерции значительно меньше вязкостных сил: для  $\sigma < 10$  они составляют не более 10% от вязких и лишь при  $\sigma = 40$  приближаются к ним.

В случае половинного охвата для наглядности анализа удобно ввести относительные коэффициенты нагруженности, характеризующие соотношение между силами инерции и суммарной силой:

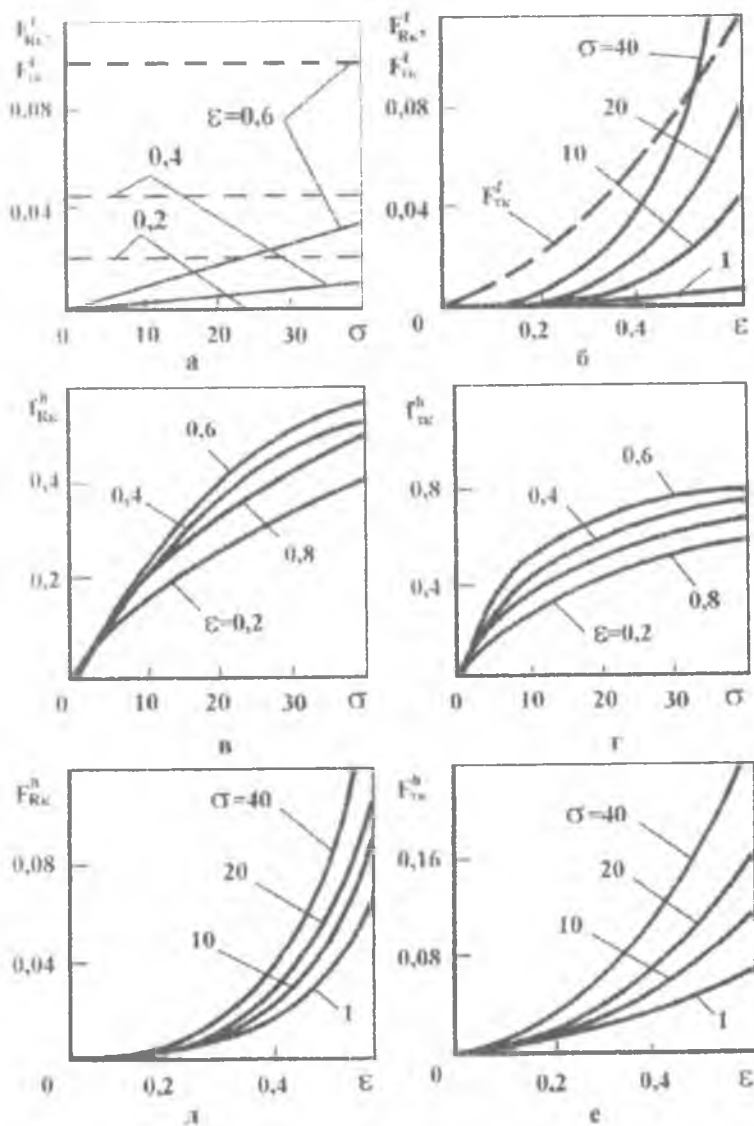


Рис.2.5. Характеристики короткого ГДД

—————  $F_{RK}^f$ ,    - - - -  $F_{TK}^f$

$$f_{R\varepsilon}^h = \frac{F_{R\varepsilon}^h}{F_{R\varepsilon}^h}; \quad f_{\tau\varepsilon}^h = \frac{F_{\tau\varepsilon}^h}{F_{\tau\varepsilon}^h} \quad (2.22)$$

где составляющие формул (2.22) определяются из табл. 2.2.

Аналогичные коэффициенты использованы и для длинного ГДД.

Анализируя зависимости этих коэффициентов от  $\sigma$  и  $\varepsilon$  (рис.2.5,д,е), можно видеть, что с их ростом влияние сил инерции становится заметным. Например, при  $\varepsilon=0,6$  уже для  $\sigma=10$  силы инерции составляют 25% по радиальной компоненте, а по тангенциальной – 40%. С дальнейшим ростом  $\sigma$  влияние сил инерции еще более возрастает. Для длинного демфера при полном охвате из табл. 2.2 получим

$$\frac{F_{R\varepsilon}^h}{F_{\tau\varepsilon}^h} = \frac{\alpha\sigma}{12} \quad (2.23)$$

Сравнивая выражения (2.23) и (2.21), видим, что в длинном ГДД при малых  $\varepsilon$  силы инерции оказывают гораздо большее влияние, чем в коротком. Радиальная сила, как и в коротком ГДД, линейно зависит от  $\sigma$ . При  $\varepsilon \leq 0,4$  и  $\sigma < 10$  тангенциальная составляющая значительно больше радиальной (рис.2.6,а). Если  $\varepsilon > 0,6$ , уже при  $\sigma = 10$  силы инерции составляют примерно 30% вязкостных.

Следовательно, в таких случаях пренебрегать силами инерции нельзя. В случае половинного охвата зависимости коэффициентов нагруженности  $f_{R\varepsilon}^h$  и  $f_{\tau\varepsilon}^h$  от критерия  $\sigma$  при различных значениях  $\varepsilon$  показаны на рис. 2.6,в,г. Видно, что при  $\sigma=10$  и  $\varepsilon=0,6$  силы инерции составляют 40% по обеим компонентам. При больших значениях  $\sigma$  (до 40) силы инерции составляют 50...70%.

На рис.2.5,б,д,е и 2.6,б,д,е представлены зависимости гидродинамических сил от амплитуды колебаний, которые важны для исследования динамики ротора, установленного на ГДД. Для анализа полезно получить выражения для гидродинамических сил при малых значениях критерия  $\varepsilon$ .

В случае длинного ГДД при полном охвате из табл. 2.2 имеем  $F_{R\varepsilon}^h \approx 0$ ,  $F_{\tau\varepsilon}^h = \pi\varepsilon$ . Как видно, до  $\varepsilon \leq 0,2$  силы инерции практически равны нулю. При  $\varepsilon > 0,2$  силы инерции начинают резко расти. Зависимость имеет нелинейный характер, причем кривая тем круче, чем больше критерий  $\sigma$ .

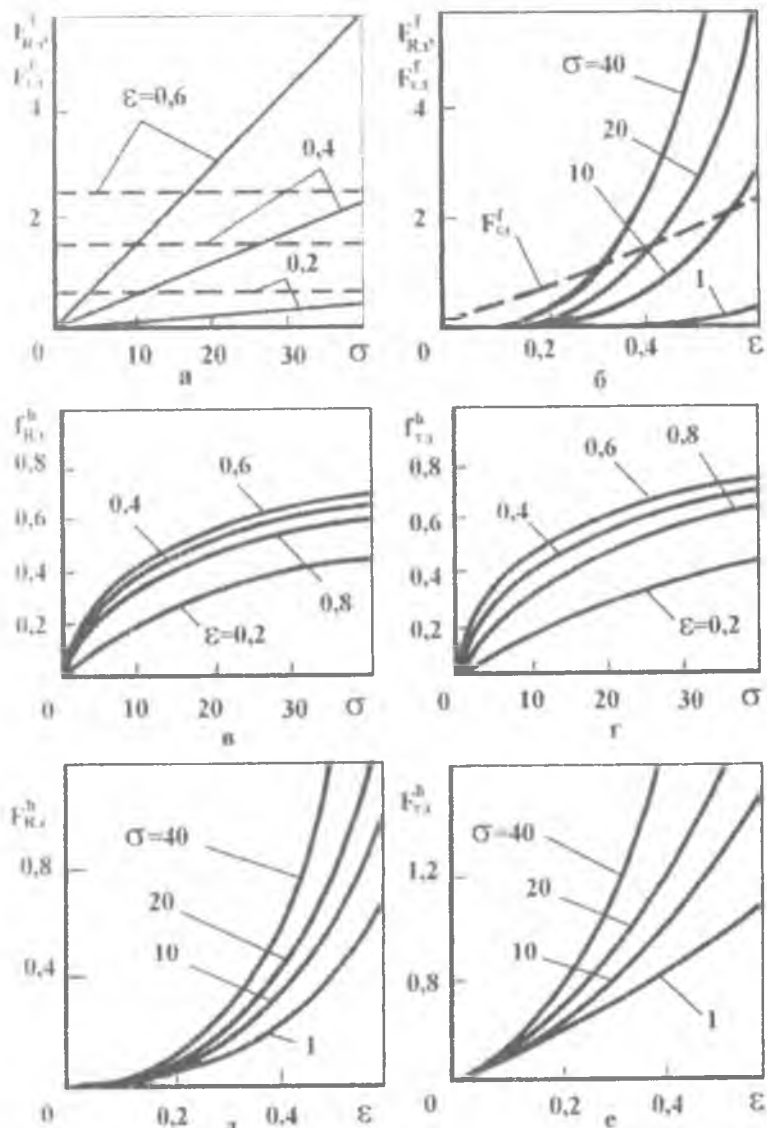


Рис.2.6. Характеристики длинного ГДД

—————  $F_{R,1}^f$ , - - - -  $F_{C,1}^f$

Вязкостные силы до  $\varepsilon < 0,6$  практически линейны.

При половинном охвате для малых  $\varepsilon$  из выражения (2.13) имеем  $\bar{C}_{\vartheta}^h = 0$ . Тогда, согласно табл. 2.2, получим  $F_{R\vartheta}^h \approx 0$ ,  $F_{T\vartheta}^h = \pi\varepsilon/2$ .

Из рис.2.5 и 2.6,б,е следует, что силы до  $\varepsilon \leq 0,1$  практически линейны относительно перемещения. После  $\varepsilon > 0,2$  начинается расщепление кривых в зависимости от критерия  $\sigma$ , т.е. начинают оказывать влияние силы инерции, и характер влияния такой же, как и в случае полного охвата: с ростом  $\sigma$  кривые более нелинейны, что необходимо учитывать при расчетах.

Для короткого ГДД при полном охвате и малых амплитудах колебаний из табл. 2.2 имеем

$$F_{R\kappa}^f \approx 0, F_{T\kappa}^f = \frac{2}{3} \pi \left( \frac{L_*}{D} \right)^2 \varepsilon.$$

В коротком демпфере, как и в длинном, силы инерции при  $\varepsilon \leq 0,1$  очень малы, а с ростом  $\varepsilon$  имеют нелинейный характер, особенно с увеличением  $\sigma$ . Тангенциальная составляющая при этом линейна до  $\varepsilon \leq 0,3$ , т.е. в коротком ГДД вязкие силы носят более нелинейный характер, чем в длинном.

Зависимости гидродинамических сил от амплитуды перемещения в коротком ГДД при половинном охвате качественно имеют такой же характер, как и в длинном (рис.2.5 и 2.6).

## 2.2. Разработка расчетной модели длинного ГДД при турбулентном режиме течения

При высоких частотах вращения и низкой вязкости смазки, характерных для опор современных ДЛА, ламинарный поток жидкости в демпферном зазоре может потерять устойчивость, течение становится турбулентным.

Покажем возможность появления областей турбулентного течения жидкости у типичного длинного демпфера авиационного ГТД. Число  $Re$  определяется согласно выражению (1.16). Подставив в это выражение соотношение (2.4) для скорости  $V_m$  с учетом (2.12) и перейдя к безразмерным параметрам, получим для локального числа  $Re$  выражение

$$Re = \frac{2\sigma}{\psi} \left( \varepsilon \cos \varphi + \frac{3\varepsilon^2}{2 + \varepsilon^2} \right). \quad (2.24)$$

Наибольшее значение локального числа Рейнольдса при ламинарном режиме равно

$$Re = \frac{2\sigma}{\psi} \left( \varepsilon + \frac{3\varepsilon^2}{2 + \varepsilon^2} \right). \quad (2.25)$$

Приравняв (2.25) критическому числу  $Re^*$ , определим угловую частоту вращения ротора, соответствующую появлению турбулентности в сечении  $\varphi=0$ :

$$\Omega_{\text{min}} = \frac{Re^* \psi \nu (2 + \varepsilon^2)}{2\delta_0^2 \varepsilon (1 + 2\varepsilon)} \quad (2.26)$$

Переход от ламинарного режима к турбулентному происходит при  $Re^* \cong 2000$  [261]. Так как в опорах ДЛА  $\sigma = 0 \dots 60$ ,  $\psi = 0,001 \dots 0,002$ ,  $\nu = 1 \dots 5 \text{ сст}$ ,  $\delta_0 = 0,1 \dots 0,2 \text{ мм}$ , то при  $\varepsilon = 0,4 \dots 0,6$  получаем  $\Omega_{\text{min}} = 80 \dots 300 \text{ с}^{-1}$ . Следовательно, длинный демпфер современного авиационного ГТД даже на режиме малого газа может работать не только при ламинарном, но и смешанном ламинарно-турбулентном режиме течения.

На рабочих режимах ( $\Omega = 500 \dots 1000 \text{ с}^{-1}$ ) зоны турбулентного течения жидкости могут быть достаточно обширными, а в демпферах опор ТНА ЖРД, где частоты достигают  $\Omega = 2000 \dots 6000 \text{ с}^{-1}$ , должен иметь место развитый турбулентный режим. Отсюда ясна актуальность определения характеристик длинного ГДД при смешанном ламинарно-турбулентном и развитом турбулентном течениях.

### 2.2.1. Определение турбулентных напряжений в смазочном слое

Дополнительные пульсационные напряжения, возникающие при турбулизации потока, оцениваются с помощью полуэмпирических теорий. В теории смазки наибольшее применение нашла гипотеза Прандтля о пути смешения. На основании этой гипотезы В.Н. Константинеску разработал методику уточнения уравнения Рейнольдса для сдвиговых течений [82].

При турбулентном течении увеличивается сопротивление потока, что можно интерпретировать некоторым увеличением вязкости. Поэтому можно оценивать турбулентность расчетом так называемой турбулентной или кажущейся вязкости. Такие коэффициенты были получены Нг и Пэном [101], однако они имеют очень сложный вид, поэтому мы принимаем для коэффициента кажущейся вязкости выражение, полученное в работах [123,184] и определяемое соотношением (1.13).

Уравнение Рейнольдса при ламинарном и турбулентном режимах течения в безразмерных параметрах для случая прецессии вибратора по круговой орбите радиуса  $\varepsilon$  запишется в виде [176]

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \varphi} = f'(\varphi, c) - K \left( \varepsilon \frac{\cos \varphi}{h^3} + \frac{c}{h^4} \right), \quad (2.27)$$

где  $K=1$  при ламинарном режиме течения и

$$K = \text{sign} \left( c \cos \varphi + c \right) \left( \frac{Re}{Re^*} \right)^{3/4} \quad (2.28)$$

при турбулентном режиме. Для интегрирования уравнения (2.27) соотношение (2.28) упрощалось способом прямой линеаризации минимизацией среднеквадратичного отклонения [113]

$$\frac{df(Re)}{dRe} = \frac{d}{dRe} \left( \int_{Re^*}^{Re_{\max}} (K - K_{\text{экв}})^2 dRe \right) = 0$$

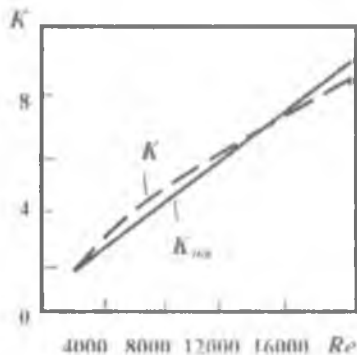


Рис. 2.7. Зависимость коэффициента турбулентной вязкости от числа  $Re$

в интервале чисел Рейнольдса  $2000 \leq Re \leq 20000$ , (2.29)

характерном для опор современных ДЛА. В результате получено выражение для эквивалентного коэффициента кажущейся вязкости  $K_{\text{экв}}$  в виде

$$K_{\text{экв}} = \text{sign}(c \cos \varphi + c) a Re + b, \quad (2.30)$$

где  $a=0,000475$  и  $b=0,6$  - постоянные коэффициенты. Ошибка в этом случае не превышает 11% (рис.2.7).

## 2.2.2. Расчет демпфера при полном охвате вибратора смазкой

Развитие турбулентности в демпферном зазоре можно представить следующим образом. Динамическое давление имеет максимум при угле  $\varphi$ , расположенном ближе к  $\pi$  (рис.2.8,*а*), т.е. эпюра давления имеет несимметричный характер. Частички жидкости, движущиеся в левую сторону от места максимального давления (имеющие в принятой системе координат положительную скорость), проходят больший путь и больше ускоряются, чем частички движущие вправо – с отрицательной скоростью.

Поэтому вначале возникает турбулентность в области положительных скоростей, а затем также и в области отрицательных. Турбулентность раньше всего возникает в сечении ( $\varphi=0, \varphi=2\pi$ ). Этому моменту будет соответствовать угловая скорость, определяемая соотношением (2.26). С дальнейшим ростом  $\varepsilon$  и  $\sigma$  турбулентная зона I на рис. 2.8,*б* будет расти в области положительных окружных скоростей в обе стороны от сечения ( $\varphi=0, \varphi=2\pi$ ).

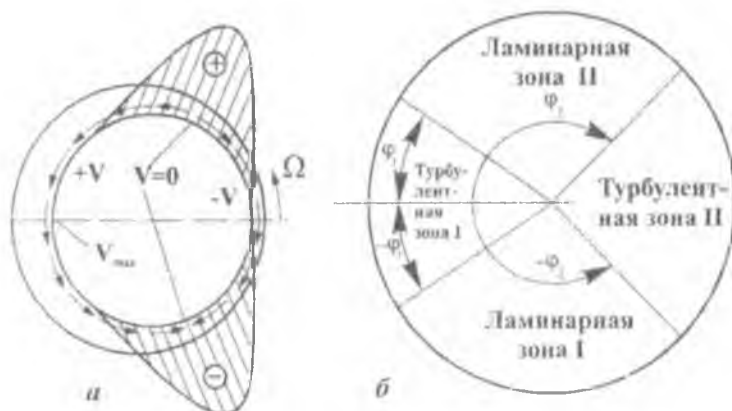


Рис.2.8. Схема развития турбулентности (а) и образования различных зон течения (б) в зазоре длинного ГДД

Затем в некоторый момент появится турбулентная зона II в области отрицательных скоростей в сечении  $\varphi=\pi$ , которая также с ростом  $\varepsilon$  и  $\sigma$  будет расширяться в обе стороны от сечения  $\varphi=\pi$ .

Следовательно, на начальном этапе турбулизации в демпфере имеются две зоны - турбулентная в области положительных скоростей и ламинарная, занимающая остальную часть демпфера. Границу зон - угол  $\pm \varphi_1$  (рис.2.8,б) - определим из условия равенства локального числа Рейнольдса  $Re$  критическому  $Re^*$ :

$$Re = Re^* \quad (2.31)$$

в виде

$$\varphi_1 = \pm \arccos \frac{Re^* \psi - c_f \sigma}{2\sigma\varepsilon} \quad (2.32)$$

Уравнение, описывающее течение жидкости в турбулентной зоне I, получим, подставив (2.31) в (2.27) и учтя, что  $\text{sign}(\varepsilon \cos \varphi + c_f)$  есть "+":

$$\frac{\partial \bar{P}_T}{\partial \varphi} = f'(\varphi, c_f) - \left[ \frac{\alpha \sigma}{\psi} (\varepsilon \cos \varphi + c_f) + b \right] \frac{\varepsilon \cos \varphi + c_f}{h^3} \quad (2.33)$$

Индекс "т" обозначает турбулентный режим течения, а индекс "л" - ламинарный. Проинтегрировав уравнение (2.33) от 0 до  $2\pi$  и учтя граничные условия (1.8), найдем распределение давления в турбулентных зонах I и II в виде

$$\bar{P}_{TI} = \bar{P}_{II} + f(\varphi, c_f) - \beta \varepsilon^2 J_3^{0,2} - \varepsilon (2\beta c_f + b) J_3^{0,1} - (\beta c_f + b) c_f J_3^{00} + c_0 \quad (2.34)$$

$$\bar{P}_{TII} = \bar{P}_n + f(\varphi, c_f) - \beta \varepsilon^2 J_3^{02} - \varepsilon (2\beta c_f + b) J_3^{01} - (\beta c_f + b) c_f J_3^{00} + c_0 + \frac{\pi}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}} \left\{ \beta \left[ \varepsilon^2 (1-c_f)^2 + 2(c_f - \varepsilon^2)^2 \right] + b \left[ c_f (2 + \varepsilon^2) \beta \varepsilon^2 \right] \right\} \quad (2.35)$$

$$\text{где } c_0 = \frac{\alpha \sigma}{24} \left[ 2 \ln \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} + \left( \frac{1-c_f}{1+\varepsilon} \right)^2 \right] \quad (2.36)$$

причем (2.34) описывает давление в области положительных углов, а (2.35) - в области отрицательных.

Течение жидкости в ламинарной зоне описывается уравнением (2.9), проинтегрировав которое, найдем давление

$$\bar{P}_l = f(\varphi, c_f) - \varepsilon J_3^{01} - c_f J_3^{00} + c_0 \quad (2.37)$$

В соотношениях (2.34), (2.35) и (2.36) остаются пока неизвестными постоянные  $c_f$  и  $c_\tau$ , которые определяются с помощью граничных условий

$$\overline{P}_n(\varphi_1) = \overline{P}_{П}(\varphi_1); \overline{P}_n(\varphi_2) = \overline{P}_{П}(\varphi_2), \quad (2.38)$$

обеспечивающих равенство давления на границах между ламинарной и турбулентной зонами. Разрешив систему (2.38) относительно  $c_f$  и  $c_\tau$ , найдем  $c_f$

$$c_f = -(\beta c_f + b - 1) c_f J_3^{00}(\varphi_1) - \varepsilon(2\beta c_f + b - 1) J_3^{01}(\varphi_1) - \beta \varepsilon^2 J_3^{02}(\varphi_1) + c_0 + \overline{P}_n. \quad (2.39)$$

Постоянная  $c_f$  вычисляется из трансцендентного уравнения

$$\frac{\pi}{(1-\varepsilon^2)^{2.5}} \left\{ \beta \left[ \varepsilon^2(1-c_f)^2 + 2(c_f - \varepsilon^2)^2 \right] + b \left[ c_f(2 + \varepsilon^2) - 3\varepsilon^2 \right] \right\} - \beta \varepsilon^2 J_3^{02} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - (2\beta c_f + b - 1) \varepsilon J_3^{01} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} + (\beta c_f + b - 1) c_f J_3^{00} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} = 0, \quad (2.40)$$

где  $\varphi_2 = \pi - \varphi_1$  определяется соотношением (2.32).

Определив из (2.40)  $c_f$ , затем  $c_\tau$  из (2.38) и подставив эти значения в (2.34), (2.35) и (2.37), найдем распределение давления в демпфере. Последующим интегрированием определим гидродинамические силы. Результаты приведены в табл. 2.3. Соотношения (2.34), (2.35), (2.37) и (2.39) справедливы до момента возникновения турбулентной зоны II в области отрицательной окружной скорости. Как уже указывалось, турбулизация этой зоны начнется в сечении  $\varphi = \pi$ . Определим условие появления турбулентного течения в сечении  $\varphi = \pi$ . В этом случае локальное число Рейнольдса в сечении  $\varphi = \pi$  должно достичь критического значения  $Re^*$ . Из этого условия найдем значения постоянной  $c_{III}$ , соответствующей появлению второй зоны турбулентности, в виде

$$c_{III} = \varepsilon \frac{Re^* \psi}{\sigma}. \quad (2.41)$$

Решив совместно (2.40) и (2.41), определим частоту  $\Omega_2$ , соответствующую появлению турбулентной зоны II в области отрицательных значений скорости. С дальнейшим ростом  $\varepsilon$  турбулентные зоны в демпфере будут расширяться. Жидкостный слой разделится в окружном направлении на следующие зоны (рис. 2.8,б):

Выражения для гидродинамических сил в длинном ГТД при турбулентном режиме течения (полный охват)

Однозонная турбулентность
$\bar{F}_R^f = \frac{\pi \alpha \sigma}{12 \varepsilon} \left[ 2 - \frac{\varepsilon^2 (1 - c_f)^2 + 2(1 - \varepsilon^2)^2}{(1 - \varepsilon^2)^{1.5}} \right]$ $\bar{F}_\tau^f = \bar{F}_\tau \tau + b \bar{F}_{\tau u} - \beta \varepsilon^2 J_3^{21} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} + \varepsilon (2\beta c_f + b - 1) \right  J_3^{12} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} + \right.$ $\left. + \left[ c + (\beta c_f + b - 1) - \beta \varepsilon^2 \right] J_3^{01} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right  \right.$
Двухзонная турбулентность
$\bar{F}_R^f = \frac{\pi \alpha \sigma}{12 \varepsilon} \left[ 2 - \frac{\varepsilon^2 (1 - c_f)^2 + 2(1 - \varepsilon^2)^2}{(1 - \varepsilon^2)^{1.5}} \right]$ $\bar{F}_\tau^f = \bar{F}_\tau \tau + \bar{F}_{\tau u} - \beta \varepsilon^2 (J_3^{21} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} + J_3^{21} \left  \frac{\varphi_4}{\varphi_3} \right. - c_f (J_3^{01} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} + J_3^{01} \left  \frac{\varphi_4}{\varphi_3} \right. \right. + \right.$ $\left. + \varepsilon [(2\beta c_f + b) J_3^{02} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} - J_3^{02} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} - (2\beta c_f - b) J_3^{02} \left  \frac{\varphi_4}{\varphi_3} \right. \right. \right. + \right.$ $\left. + [\beta (c_f^2 + \varepsilon^2) + b c_f] J_3^{01} \left  \frac{\varphi_2}{\varphi_1} + [\beta (c_f^2 + \varepsilon^2) - b c_f] J_3^{01} \left  \frac{\varphi_4}{\varphi_3} \right. \right. \right.$
Вспомогательные обозначения
$\bar{F}_\tau = \pi \beta \left[ \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^{2.5}} \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} (2 - 5\varepsilon^2 + 6\varepsilon^4) - 2c_f (1 + 2\varepsilon^2) + 3\varepsilon^2 \right] - \frac{2}{\varepsilon} \right]$ $\bar{F}_{\tau u} = \frac{\pi \varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^{2.5}} \left[ 3c_f - (1 + 2\varepsilon^2) \right]$

турбулентная зона I ( $-\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_1$ );

ламинарная зона I ( $-\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_1$ );

турбулентная зона II ( $-\varphi_2 \leq \varphi \leq \varphi_2$ );

ламинарная зона II ( $\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2$ ).

В этих зонах  $\varphi_2$  находится из соотношения

$$\varphi_2 = \pm \arccos \left( - \frac{Re * \psi + c_f \sigma}{\sigma \varepsilon} \right) \quad (2.42)$$

На рис. 2.9,а,б показана зависимость минимальной физической частоты прецессии ротора  $\Omega_{\min}$ , при которой в демпферном зазоре появляется турбулентность, и частоты появления двухзонной турбулентности  $\Omega_2$  от относительной амплитуды прецессии. Видно,

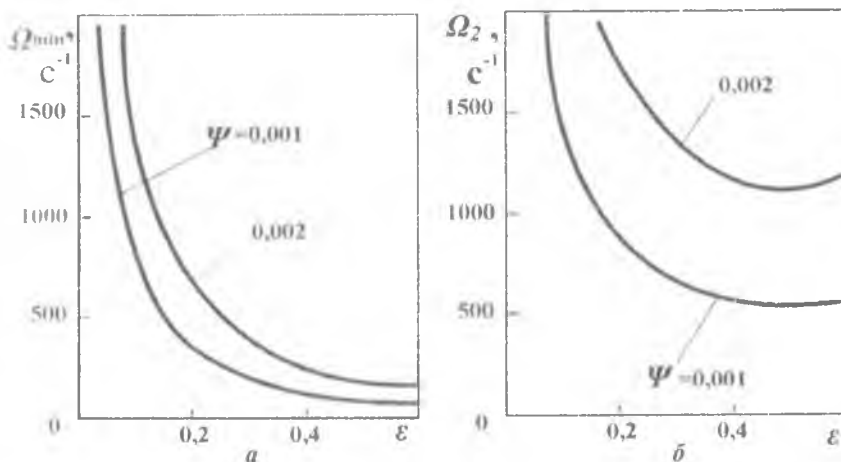
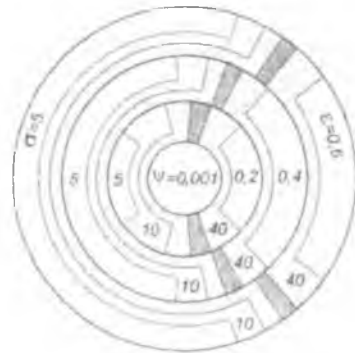


Рис.2.9. Зависимость минимальной частоты появления турбулентности (а) и частоты появления двухзонной турбулентности (б) от  $\varepsilon$

что амплитуда оказывает сильное влияние на начало турбулизации. Например, увеличение  $\varepsilon$  с 0,2 до 0,4 приводит к тому, что  $\Omega_{\min}$  уменьшается в 2,5 раза. Увеличение зазора в демпфере также ведет к снижению частоты, соответствующей началу турбулизации. Зависимость частоты появления двухзонной турбулентности от амплитуды прецессии носит аналогичный характер до значения  $\varepsilon \approx 0,4$ . Далее  $\Omega_2$  несколько возрастает.

Диаграмма, представленная на рис.2.10, показывает изменение границ турбулентных зон с ростом  $\sigma$  и амплитуды прецессии. Видно, что с ростом  $\sigma$  появляется сначала однозонная турбулентность (при  $\sigma = 5$ ), далее турбулентная зона растет, и наступает двухзонная турбулентность ( $\sigma = 10$  и  $40$ ), причем зоны турбулизации тем



**Рис.2.10. Диаграмма развития турбулентности в зазоре**

Из сил видно, что радиальная составляющая, как и при ламинарном режиме, определяется только инерцией жидкости и выражения для нее идентичны - отличие заключается только в величине произвольной постоянной, которая определяется не по формуле (2.12), как в ламинарной теории, а из трансцендентного уравнения (2.40). Тангенциальная составляющая определяется суммой членов, пропорциональных турбулентной вязкости ( $\bar{F}_{\tau T}$  и  $\bar{F}_{\tau u}$ ), и членов, зависящих от границ зон ( $\pm\varphi_1$  при однозонной турбулентности и  $\pm\varphi_1, \pm\varphi_2$  при двухзонной). Если турбулентность отсутствует, то  $a=0, \beta=0, b=1, \varphi_1=0$ . Выражения для сил при турбулентном режиме, приведенные в табл. 2.4, переходят в выражение при ламинарном режиме (табл. 2.2).

### 2.2.3. Расчет при половинном охвате

Турбулизация возникает, как и при полном охвате, в зоне положительных значений скорости в сечении  $\varphi \neq \pi$ . Уравнение для определения угловой скорости  $\Omega_{\min}$ , соответствующей турбулизации в этом сечении, также запишем из условия равенства локального числа Рейнольдса критическому. Отсюда получим квадратное уравнение относительно  $\Omega_{\min}$ , которое имеет решение вида

$$\Omega_{\min}^h = \frac{H \pm \sqrt{H^2 - rq}}{r} \quad (2.43)$$

шире, чем больше радиус прецессии. Для анализа турбулизации удобно ввести относительные силы, равные отношению сил, рассчитанных по ламинарной теории к силам, определенным с учетом турбулизации

$$f_R^f = \frac{\bar{F}_{R\lambda}^f}{\bar{F}_R^f} ; f_\tau^f = \frac{\bar{F}_{\tau\lambda}^f}{\bar{F}_\tau^f},$$

где  $\bar{F}_{R\lambda}^f$  и  $\bar{F}_{\tau\lambda}^f$  определяются из табл.2.2. Из полученных зависимостей для гидродинамических

$$H = \frac{3\pi \sqrt{1-\varepsilon^2}}{\alpha\sigma \varepsilon} + (1+\varepsilon) \left( \frac{\psi Re^*}{\delta} - A \right) \cdot q = \frac{\psi Re^*}{\sigma} \left( \frac{\psi Re^*}{\sigma} - 2A \right);$$

$$r = (1+\varepsilon)^2 - \frac{(1-\varepsilon^2)^2}{2\varepsilon} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}.$$

В выражении (2.43) берется "+", если  $rq < 0$  и "-", если  $rq \geq 0$ .

Турбулентная зона II возникает в области отрицательных значений окружной скорости в сечении  $\varphi = \pi$ , когда постоянная  $c_h$  достигает величины (2.41). Угловую скорость  $\Omega_2$ , соответствующую появлению турбулентной зоны II в области отрицательных значений скорости, определим из равенства давления на границах зон. Следовательно, динамика образования и развития турбулентных зон аналогична полному охвату. В табл. 2.4 приведены окончательные выражения для сил. Подробный вывод дан в работе [176].

Для анализа введем также относительные коэффициенты

$$f_R^h = \bar{F}_{Rl}^h / \bar{F}_R^h, \quad f_\tau^h = \bar{F}_{\tau l}^h / \bar{F}_\tau^h$$

где  $\bar{F}_{Rl}^h$  и  $\bar{F}_{\tau l}^h$  - составляющие гидродинамической силы при ламинарном течении в случае половинного охвата (см. табл.2.2).

#### 2.2.4. Анализ теоретических результатов и сравнение их с экспериментальными данными

Распределение давления представлено на рис. 2.11. Видно, что положительное и отрицательное давление возрастает с ростом  $\sigma$  и  $\varepsilon$ . Максимальное положительное давление больше отрицательного по своей абсолютной величине, т.е. эпюра давления несимметрична. Как уже показывалось выше,  $\bar{P}_{II} = 0,1 \dots 0,2$ , поэтому согласно рис.2.11 пленка не разрывается только при малых значениях  $\varepsilon$  и  $\sigma$  ( $\varepsilon < 0,2$ ;  $\sigma < 5$ ). Возрастание радиуса прецессии ускоряет наступление разрыва. В случае  $\varepsilon \geq 0,4$  пленка, как правило, терпит разрыв, и расчет нужно вести по теории половинного охвата.

Представляет интерес провести сравнение эпюр давления с учетом и без учета турбулизации (рис. 2.4,а,г и 2.11). При небольших величинах критерия инерции  $\sigma$  и амплитудах прецессии  $\varepsilon$  ( $\sigma \leq 10$ ,  $\varepsilon \leq 0,2$ ) турбулизация практически не изменяет эпюры давле-

ния. Однако с ростом  $\sigma$  и  $\varepsilon$  турбулизация приводит к росту положительных и отрицательных (по абсолютной величине) значений

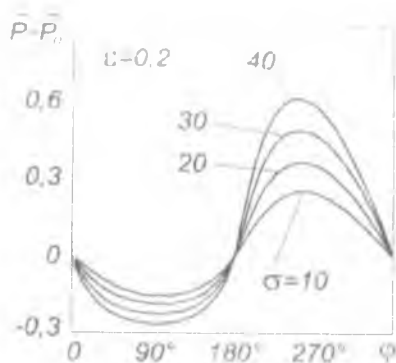


Рис.2.11. Эпюры давления при гурбулентном режиме для полного охвата

виду эпюры давления, что ускоряет разрыв пленки.

На рис. 2.12 показано экспериментально замеренное давление в демпфере при высоких частотах вращения. При  $\Omega = 700\text{c}^{-1}$  согласованность ламинарной теории и эксперимента начинает нарушаться (см. рис. 2.4,д,е и 2.12).

С ростом частоты максимальные положительные и отрицательные давления начинают возрастать. Такой вид эпюры давления,

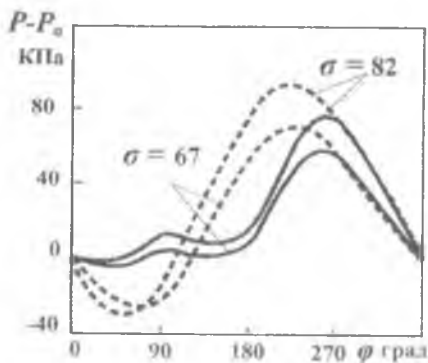
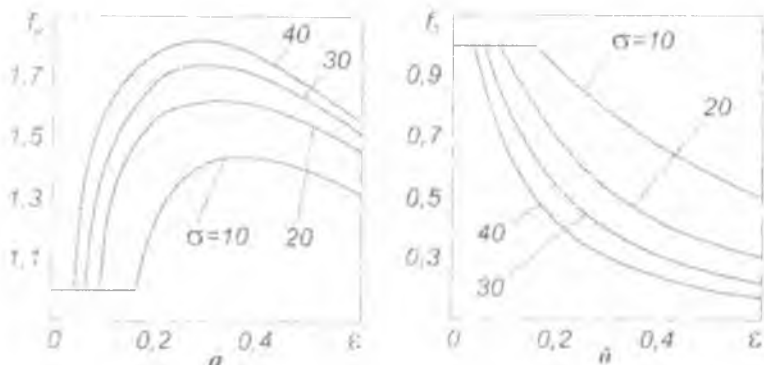


Рис. 2.12. Эпюры давления при больших значениях критерия  $\sigma$  :  $\lambda=0,6$ ;  $\Psi=0,015$ ;  $\varepsilon=0,433$

как было отмечено выше, характерен для турбулентного режима. Турбулизация потока в зазоре при параметрах, указанных на рис.2.12, согласно (2.26), должна наступить при  $840\text{c}^{-1}$ . Однако в теоретической модели не учитывалась шероховатость поверхности деталей демпфера, которая увеличивает номинальное значение демпферного зазора, а следовательно снижает значение  $\Omega_{\text{min}}$ , определяемое выраже-

нием (2.26). Существенное расхождение теории с экспериментом можно объяснить наступлением турбулентного режима течения при частотах  $\Omega > 700 \text{ с}^{-1}$ , а также не учетом локальных сил инерции.

На рис. 2.13, а, б представлена зависимость относительных коэффициентов нагруженности от радиуса прецессии  $\varepsilon$  при разных значениях критерия  $\sigma$ .



**Рис.2.13. Зависимость относительных коэффициентов нагруженности от амплитуды**

Видно, что турбулизация уменьшает радиальную компоненту – максимальное значение  $f_R = 1,82$  достигается при  $\varepsilon = 0,3$  и  $\sigma = 40$ . Это уменьшение можно объяснить следующим образом. Если обратиться к кривым распределения давления (рис.2.11), то величина радиальной силы определяется суммой проекций сил давления на радиальное направление. Если они по модулю одинаковы и симметричны относительно точки  $\varphi = \pi$ , то радиальная сила равна нулю, что соответствует чисто вязкостному решению. Учет сил инерции приводит к уменьшению максимальных отрицательных давлений по модулю. Поэтому с ростом критерия  $\sigma$  радиальная сила увеличивается. Турбулизация же ведет к увеличению максимального отрицательного давления, поэтому сравнительно с ламинарной теорией радиальная составляющая должна уменьшаться. Тангенциальная сила с появлением турбулизации растет. Так, при  $\varepsilon = 0,6$  и  $\sigma = 40$  относительная тангенциальная сила составляет  $f_t = 0,13$ . Это означает, что сила, рассчитанная по ламинарной теории, составляет лишь 13% от силы, рассчитанной по турбулентной теории. Однако этот эффект может быть значительно снижен из-за того, что

Выражения для гидродинамических сил в длинном ГТД при турбулентном режиме течения (половинный охват)

Однозонная турбулентность

$$\begin{aligned} \overline{F}_R^h &= \frac{1}{2} \overline{F}_R + \frac{\beta}{2\varepsilon} \left\{ \frac{(1+c_h)^2 - 4 \left[ 1 + \varepsilon (1-c_h) \right]}{(1+\varepsilon)^2} - \ln \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} \right\} + \\ &+ \frac{1}{2\varepsilon} \left\{ \frac{b[(1+2\varepsilon)+c_h]}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{(1-2\varepsilon)+c_h}{(1-\varepsilon)^2} \right\} - \\ &- \beta \varepsilon^2 J_3^{12}(\varphi_1) - \varepsilon (2\beta c_h + b - 1) J_3^{11}(\varphi_1) - c_h (\beta c_h + b - 1) J_3^{10}(\varphi_1) \\ \overline{F}_\tau &= \pi \beta \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{2-3\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^{1.5}} - 2 \right] + \frac{\varepsilon [3\varepsilon^2 - 2c_h(1+2\varepsilon^2) + 3c_h^2]}{(1-\varepsilon^2)^{2.5}} \right\} + \\ &+ \frac{\alpha \sigma}{12} \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} - 2 \left[ 1 + \varepsilon^2 \left( \frac{1-c_h}{1-\varepsilon^2} \right)^2 \right] \right\} + (b-0.5) \overline{F}_{\tau\mu} + \beta \varepsilon^2 J_3^{21}(\varphi_1) + \\ &+ \left[ \beta (c_h^2 + \varepsilon^2) + c_h(b-1) \right] J_3^{01}(\varphi_1) + \varepsilon (2\beta c_h + b - 1) J_3^{01}(\varphi_1) \end{aligned}$$

Двухзонная турбулентность

$$\begin{aligned} \overline{F}_R^h &= 0,5 \overline{F}_R + 2b(\varepsilon^2 - c_h)/(1-\varepsilon^2)^2 + \\ &+ \frac{\beta}{\varepsilon} \left[ \frac{(5\varepsilon^2 - 3) + c_h^2(1+\varepsilon^2) + 2c_h(1-3\varepsilon^2)}{(1-\varepsilon^2)^2} - \ln \frac{1-\varepsilon^2}{\varepsilon^2} \right] - \\ &- \varepsilon \left[ (2\beta c_h + b - 1) J_3^{11}(\varphi_1) + (2\beta c_h - b + 1) J_3^{11}(\varphi_2) \right] - \\ &- \beta \varepsilon^2 \left[ J_3^{12}(\varphi_1) + J_3^{12}(\varphi_2) \right] - c_h \left[ (\beta c_h + b - 1) J_3^{10}(\varphi_1) + \right. \\ &+ \left. (\beta c_h - b + 1) J_3^{10}(\varphi_2) \right] \\ \overline{F}_\tau &= 0,5 b \overline{F}_{\tau\mu} + \frac{\alpha \sigma}{12} \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} - 2 \left[ 1 + \varepsilon^2 \left( \frac{1-c_h}{1-\varepsilon^2} \right)^2 \right] \right\} + \\ &+ \left[ \beta (c_h^2 + \varepsilon^2) - c_h(b-1) \right] J_3^{01}(\varphi_2) + \\ &+ \frac{3\pi\beta}{2\varepsilon} \left\{ \frac{\varepsilon^2 [3(c_h^2 + \varepsilon^2) - 2c_h(1+2\varepsilon^2) + (2-5\varepsilon^2 + 3\varepsilon^4)]}{(1-\varepsilon^2)^{2.5}} - 2 \right\} - \\ &- \beta \varepsilon^2 \left[ J_3^{21}(\varphi_1) + J_3^{21}(\varphi_2) \right] + \\ &+ \varepsilon \left[ (2\beta c_h + b - 1) J_3^{02}(\varphi_1) + (2\beta c_h - b + 1) J_3^{02}(\varphi_2) \right] + \\ &+ \left[ \beta (c_h^2 + \varepsilon^2) + c_h(b-1) \right] J_3^{01}(\varphi_1) \end{aligned}$$

Выражения для  $\overline{F}_R$  и  $\overline{F}_{\tau\mu}$  см. в таблице 2.3

неразрывная пленка жидкости в демпферном зазоре сохраняется не всегда. Экспериментальные исследования показывают, что предположение о полной пленке верно только для больших зазоров и малых частот [139]. Возрастание силы демпфирования с появлением турбулизации объясняется тем, что турбулентное течение обладает большим сопротивлением.

Как уже отмечалось выше, на рабочей частоте, как правило, пленка жидкости терпит разрыв, поэтому рассмотрим характеристики половинной пленки. Относительные силы  $f_R^h$  и  $f_T^h$  представлены на рис.2.14,а,б. Видно, что турбулизация жидкости приводит

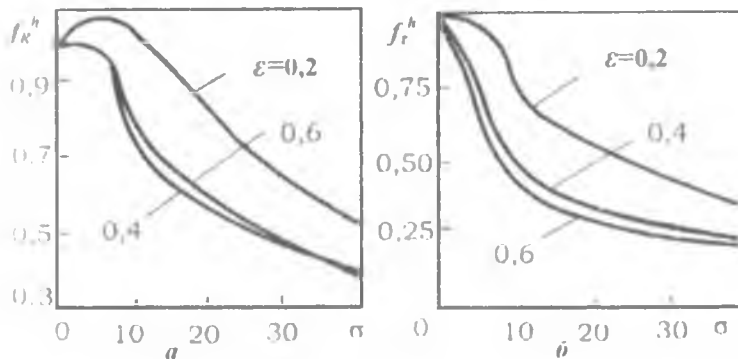


Рис.2.14. Характеристики длинногоГДЛ при половинном охвате

при  $\epsilon \leq 0,2$  к небольшому уменьшению радиальной составляющей. Например, при  $\sigma=10, f_R^h=1,08$ . С ростом  $\sigma$  параметр  $f_R^h$  падает: при  $\sigma=20, \epsilon=0,2 f_R^h=0,86$ , т.е. турбулизация увеличивает радиальную силу на 20% (рис.2.14.а). С возрастанием  $\epsilon$  до 0,4 уменьшение радиальной составляющей при малых  $\sigma$  становится незначительным (не более 5%), а при  $\epsilon \geq 0,6$  турбулизация приводит к росту радиальной силы при любых  $\sigma$ .

Тангенциальная сила, как видно из рис. 2.14,б, с появлением турбулентных зон возрастает и при  $\epsilon=0,4, \sigma=40$  на рабочем режиме увеличивается в 3,5 раза относительно силы, рассчитанной по ламинарной теории. Тангенциальная сила при половинном охвате примерно в два раза меньше, чем при полном, а радиальная - в два раза больше, вследствие чего возрастает величина радиальной силы относительно тангенциальной, достигая 20% от нее (вместо 10% при полном).

## 2.3. Учет кавитации в потоке рабочей жидкости ГДД

В некоторых случаях при движении жидкости в закрытых руслах происходит изменение агрегатного состояния жидкости, т. е. превращение ее в пар с выделением из жидкости растворенных в ней газов. Если абсолютное давление при течении жидкости достигает значения, равного упругости насыщенных паров этой жидкости при соответствующей температуре, то в данном месте потока начинается интенсивное парообразование и выделение газов, т. е. местное кипение жидкости. Это явление называется кавитацией. Возможность возникновения кавитации в гидродинамическом демпфере теоретически и экспериментально показал С. И. Сергеев [139]. В начальной стадии паровая фаза может быть в виде мелких пузырьков в конфузорной части демпферного зазора. При дальнейшем паровыделении происходит укрупнение пузырьков и разрыв пленки смазки, куда может поступать окружающий воздух. Область разрыва в пределе может занимать половину окружности демпферного зазора. При возрастании давления в потоке кипение прекращается - пары конденсируются, а газы постепенно растворяются.

### 2.3.1. Короткий демпфер

Дважды интегрируя уравнение (1.8) с учетом граничных условий  $z=0 \quad dP/dz=0$ ;  $z=L/2 \quad P=P_H$ , получаем следующее выражение для распределения давления в демпферном зазоре короткого непроточного ГДД (см. рис. 1.3, г) при ламинарном режиме течения:

$$P = P_H - 6(\mu_0/\delta_0^3)\varepsilon\Omega [(L/2)^2 - z^2] \sin \varphi.$$

Представим это уравнение в безразмерных параметрах:

$$\bar{P} = \bar{P}_H - \lambda^2 \varepsilon (0,25 - \bar{z}^2) \sin \varphi / 2h^3 \quad (2.44)$$

Система координат и основные обозначения приведены на рис. 1.3. Давление, полученное на основании уравнения (2.44), при определенных параметрах может принимать отрицательные значения. Однако согласно гипотезе Гюмбеля [195,143] при давлении, равном давлению насыщенных паров  $P_H$ , возникает кавитация смазки и ее разрыв. Возникновение кавитации приводит к перераспределению давления в области существования пленки. Как показал Трамплер [256], этим можно пренебречь и принимать давление в слое смазки равным давлению, полученному на

основании решения для полного охвата пленки без кавитации, а в области кавитации давление принимать равным давлению насыщенных паров. Незначительная потеря точности в этом случае оправдана упрощением решения задачи.

Найдем минимальное давление подачи смазки, при котором сохраняется полный охват вибратора смазкой.

Минимальное динамическое давление в слое смазки  $\bar{P}_{\min}$  имеет место в точке, где

$$\partial \bar{P} / \partial \varphi = 0 \text{ и } \partial \bar{P} / \partial \bar{z} = 0. \quad (2.45)$$

Из первого условия (2.45) найдем угловую координату минимального давления в слое смазки

$$\varphi_{\min} = \arccos \left( \frac{1 - \sqrt{1 + 24\varepsilon^2}}{4\varepsilon} \right). \quad (2.46)$$

Из второго условия находим, что

$$\bar{z}_{\min} = 0.$$

Подставляя  $\varphi_{\min}$  из уравнения (2.46) и  $\bar{z}_{\min} = 0$  в уравнение (2.44), получаем

$$\bar{P}_{\min} = \bar{P}_{\Pi} - \frac{2\lambda^2 \sqrt{2\sqrt{1 + 24\varepsilon^2} - 2 - 8\varepsilon^2}}{(5 - \sqrt{1 + 24\varepsilon^2})^3}. \quad (2.47)$$

Условием возникновения кавитации является равенство минимального давления смазки давлению насыщенных паров. Тогда, приравняв в уравнении (2.47)  $\bar{P}_{\min} = \bar{P}_H$ , получим минимальное давление подачи

$$\bar{P}_{\Pi \min} = \bar{P}_H + \frac{2\lambda^2 \sqrt{2\sqrt{1 + 24\varepsilon^2} - 2 - 8\varepsilon^2}}{(5 - \sqrt{1 + 24\varepsilon^2})^3}, \quad (2.48)$$

при котором сохраняется полный охват вибратора смазкой. Минимальное давление подачи  $\bar{P}_{\Pi \min}$  зависит от безразмерной длины  $\lambda$ , давления насыщенных паров  $\bar{P}_H$  и относительного эксцентриситета  $\varepsilon$ . Для облегчения анализа и снижения числа переменных при аппроксимации вместо безразмерного давления подачи  $\bar{P}_{\Pi}$  введем параметр подачи  $\bar{P}_k = \bar{P}_N / \lambda^2$ , где  $\bar{P}_N = \bar{P}_{\Pi} - \bar{P}_H$ .

Тогда уравнение (2.48) можно переписать в виде

$$\bar{P}_k \min = \frac{2\sqrt{2\sqrt{1+24\varepsilon^2} - 2 - 8\varepsilon^2}}{(5 - \sqrt{1+24\varepsilon^2})^3}, \quad (2.49)$$

Составляющие гидродинамической реакции при наличии области кавитации, согласно методике, приведенной в работе [143], можно найти интегрированием распределения давления в слое смазки для полного охвата пленки, приняв в области кавитации давление равным давлению насыщенных паров. Следовательно, безразмерные составляющие гидродинамической реакции можно найти численным методом в виде

$$\bar{F}_{\tau\kappa} = -2 \int_0^{0,5} dz \int_0^{2\pi} \bar{P} \sin \varphi d\varphi; \quad \bar{F}_{R\kappa} = -2 \int_0^{0,5} dz \int_0^{2\pi} \bar{P} \cos \varphi d\varphi, \quad (2.50)$$

где  $\bar{P}$  определяется уравнением (2.44) в области существования пленки смазки и  $\bar{P} = \bar{P}_H$  — в области кавитации.

Из выражений (2.44) и (2.50) видно, что безразмерная гидродинамическая сила является функцией трех переменных

$$\bar{F} = f(\lambda, \varepsilon, \bar{P}_H).$$

Так как эта зависимость линейна относительно  $\lambda^2$ , то при интегрировании уравнений (2.50), поделив выражение (2.44) на  $\lambda^2$ , получим  $G_\tau$  и  $G_R$  — некоторые функции от двух переменных  $\varepsilon$  и  $\bar{P}_k = \bar{P}_N / \lambda^2$ . Связь между этими функциями и составляющими безразмерной гидродинамической реакции будет в виде

$$\bar{F}_{\tau\kappa} = \lambda^2 G_\tau; \quad \bar{F}_{R\kappa} = \lambda^2 G_R. \quad (2.51)$$

На рис.2.15 приведены зависимости функции  $G_\tau$  от  $\varepsilon$  при различных значениях  $\bar{P}_k$ , рассчитанные численным методом на ЭВМ. Теоретически параметр подачи  $\bar{P}_k$  может изменяться от нуля при равенстве  $\bar{P}_\Pi = \bar{P}_H$  до бесконечности при  $\Omega = 0$ . В первом случае ( $\bar{P}_k = 0$ ) при любом  $\varepsilon$  имеет место половинный охват вибратора смазкой, а во втором ( $\bar{P}_k = \infty$ ) — полный охват. Для всех остальных  $\bar{P}_k$  зависимости  $G_\tau$  от  $\varepsilon$  лежат между двумя предельными кривыми, переходя в кривую для  $\bar{P}_k = \infty$  при

определенном значении  $\varepsilon$ . Это означает, что при меньших значениях  $\varepsilon$  наблюдается полный охват вибратора смазкой.

В реальных конструкциях короткого ГДД можно ограничиться параметром  $\bar{P}_k = 2,5$ , так как кавитация смазки возникает лишь при  $\varepsilon > 0,8$ , а это значение эксцентриситета реализуется крайне редко (рис. 2.15).

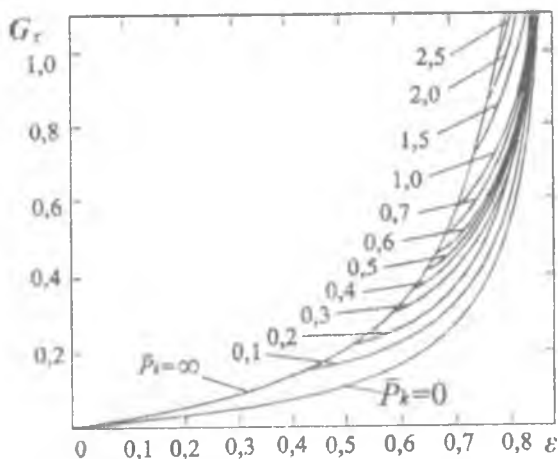


Рис. 2.15. Зависимость  $G_\tau$  от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$

Выражение для безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической силы в коротком ГДД при половинном охвате (когда  $\varepsilon = 0$ ) согласно табл. 1.3 имеет вид

$$\bar{F}_{\pi}^h = \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{24(1 - \varepsilon^2)^{1,5}} \quad (2.52)$$

При полном охвате эта составляющая в два раза больше. Из уравнения (2.52) можно получить аналитическую зависимость  $G_\tau$  от  $\varepsilon$  для  $\bar{P}_k = 0$ , что соответствует половинному охвату вибратора смазкой:

$$G_\tau^h = \frac{\pi \varepsilon}{24(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}$$

Остальные кривые на рис. 2.15 в области, где они не сливаются с кривой для  $\bar{P}_k = \infty$ , можно аппроксимировать по параметру  $\bar{P}_k$

методом наименьших квадратов, а по параметру  $\varepsilon$  методом выборных точек зависимостью

$$G_T = A_k \frac{\pi \varepsilon}{24(1-\varepsilon^2)^{1,5}}, \quad (2.53)$$

в которой  $A_k = 1 + \{3,76 (1-\varepsilon)^{1,51} \exp[2,89(1-\varepsilon)]\} \bar{P}_k$ . Причем погрешность аппроксимации не превышает 10%.

При значениях параметров  $\varepsilon$  и  $\bar{P}_k$ , соответствующих полному охвату вибратора смазкой, коэффициент  $A_k$ , рассчитанный по зависимости (2.53), может принимать значение  $A_k > 2$ . В этом случае следует считать  $A_k = 2$ .

На рис. 2.16 приведены зависимости функции  $G_R$  от  $\varepsilon$  при значениях параметров, характерных для реальных конструкций короткого ГДД ГТД. Выражение для безразмерной радиальной составляющей при половинном охвате вибратора смазкой согласно табл. 1.3 (при  $\varepsilon = 0$ ) имеет вид

$$\bar{F}_{Rk}^h = \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{6(1-\varepsilon^2)^2} \quad (2.54)$$

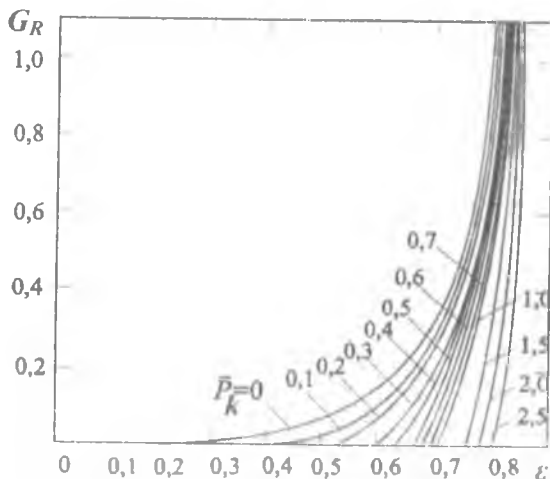


Рис. 2.16. Зависимость  $G_R$  от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$

При полном охвате радиальная составляющая равняется нулю. Согласно уравнению (2.54) аналитическое выражение для зависимости  $G_R$  от  $\varepsilon$  при половинном охвате вибратора смазкой ( $P_k = 0$ ) имеет вид

$$G_R^h = \frac{\varepsilon^2}{6(1 - \varepsilon^2)^2}$$

Все остальные кривые, изображенные на рис. 2.16, можно аппроксимировать зависимостью

$$G_R^h = B_k \frac{\varepsilon^2}{6(1 - \varepsilon^2)^2}, \quad (2.55)$$

в которой  $B_k = 1 - \{10,2(1 - \varepsilon)^{2,24} \exp[1,88(1 - \varepsilon)]\} \bar{P}_k$ .

При этом погрешность аппроксимации не превышает 10%.

При значениях параметров  $\varepsilon$  и  $\bar{P}_k$ , соответствующих полному охвату вибратора смазкой, коэффициент  $B_k$ , рассчитанный по зависимости (2.55), может быть отрицательным. В этом случае следует принимать  $B_k = 0$ .

С учетом уравнений (2.51) можно получить выражения для безразмерных составляющих гидродинамической силы в слое смазки короткого непроточного ГДД при любой величине области кавитации, что будем обозначать индексом  $k$  сверху:

$$\bar{F}_{Tn}^k = A_k \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{24(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}, \quad \bar{F}_{Rn}^k = B_k \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{6(1 - \varepsilon^2)^2}. \quad (2.56)$$

Для короткого проточного ГДД (см. рис. 1.3, б) выражения составляющих безразмерной гидродинамической силы в слое смазки при любой величине области кавитации получены аналогично и имеют вид

$$\bar{F}_{Tn}^k = A_k' \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{12(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}, \quad \bar{F}_{Rn}^k = B_k' \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{3(1 - \varepsilon^2)^2}, \quad (2.57)$$

где  $A_k' = 1 + \{1,1(1 - \varepsilon)^{1,17} \exp[3,17(1 - \varepsilon)]\} \bar{P}_k$ ;

$B_k' = 1 - \{5,84(1 - \varepsilon)^{2,41} \exp[0,89(1 - \varepsilon)]\} \bar{P}_k$ .

Согласно приведенной выше методике, если при расчете выражение  $A_k'$  получается больше двух, необходимо брать  $A_k' = 2$ . Если  $B_k$  получается отрицательным, то принимать  $B_k = 0$ ,

В том случае, если питающая канавка делит демпферный зазор на несимметричные части (см. рис. 1.3, б), то каждая из них рассчитывается как самостоятельный демпфер по зависимости (2.56) или (2.57), а окончательно составляющие гидродинамической реакции для демпфера берутся в виде полусуммы составляющих для каждой части.

### 2.3.2. Длинный демпфер

Дважды проинтегрировав уравнение (1.4) с учетом граничных условий (1.5) и принимая  $\dot{\varepsilon} = 0$ , получим следующее выражение для распределения в демпферном зазоре длинного ГДД:

$$P = P_{II} - 12\mu_0\Omega(R/\delta_0)^2 \frac{\varepsilon(2 + \varepsilon \cos \varphi) \sin \varphi}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} \quad (2.58)$$

Представим уравнение (2.58) в безразмерных параметрах, разделив обе части уравнения на выражение  $12\mu_0\Omega(R/\delta_0)^2$ :

$$\bar{P} = \bar{P}_{II} - \frac{\varepsilon(2 + \varepsilon \cos \varphi) \sin \varphi}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} \quad (2.59)$$

Согласно уравнению (2.59) давление в демпферном зазоре может быть отрицательным. Однако при давлении, равном давлению насыщенных паров, возникают кавитация и разрыв пленки смазки. Найдем границу минимального давления подачи, при котором сохраняется полный охват вибратора смазкой. Условием возникновения кавитации является равенство минимального динамического давления давлению насыщенных паров  $\bar{P}_{\min} = \bar{P}_H$ . Минимальное динамическое давление найдем из уравнения (2.59) при условии  $\partial \bar{P} / \partial \varphi = 0$ :

$$\bar{P}_{\min} = \bar{P}_{II} - \frac{\varepsilon(4 - \varepsilon^2) \sqrt{1 - \frac{9\varepsilon^2}{(2 + \varepsilon^2)^2}}}{4(1 - \varepsilon^2)^2} \quad (2.60)$$

Остаток можно получить давление подачи  $\bar{P}_{H \min}$ , при котором возникает кавитация, и давление

$$\bar{P}_{N \min} = \frac{\varepsilon(4 - \varepsilon^2) \sqrt{1 - \frac{9\varepsilon^2}{(2 + \varepsilon^2)^2}}}{4(1 - \varepsilon^2)^2} \quad (2.61)$$

где  $\bar{P}_{N \min} = \bar{P}_{H \min} - \bar{P}_H$ .

Составляющие гидродинамической реакции для длинного ГДД с учетом кавитации смазки найдем интегрированием уравнения (2.59) для давления по площади вибратора:

$$\begin{aligned} \bar{F}_{T0}^k &= - \int_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} \bar{P}(\varphi) \sin \varphi d\varphi - \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \bar{P}_H \sin \varphi d\varphi; \\ \bar{F}_{R0}^k &= - \int_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} \bar{P}(\varphi) \cos \varphi d\varphi - \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \bar{P}_H \cos \varphi d\varphi, \end{aligned} \quad (2.62)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  - координаты начала и конца пленки смазки.

Проинтегрировав уравнения (2.62), получим

$$\begin{aligned} \bar{F}_{T0}^k &= \bar{P}_H \cos \varphi \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} - \bar{P}_H \cos \varphi \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} - \frac{\varepsilon \sin \varphi \cos \varphi}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \varphi)} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} + \\ &+ \frac{2\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0.5}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} + \frac{2\pi\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0.5}}; \end{aligned} \quad (2.63)$$

$$\bar{F}_{R0}^k = \bar{P}_H \sin \varphi \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - \bar{P}_H \sin \varphi \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi} - \frac{1 + \varepsilon(1 + \varepsilon \cos \varphi) \cos \varphi}{\varepsilon(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \varphi)} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2 + 2\pi}. \quad (2.64)$$

Для определения составляющих гидродинамической реакции необходимо найти пределы интегрирования  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  согласно уравнению (2.59) из условия

$$\bar{P}_H = \frac{\varepsilon(2 + \varepsilon \cos \varphi) \sin \varphi}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} = \bar{P}_H \quad (2.65)$$

На рис. 2.17 приведены зависимости безразмерной тангенциальной составляющей  $\bar{F}_{T0}^k$  от относительного

эксцентриситета  $\varepsilon$  при безразмерных давлениях  $\bar{P}_N$  соответствующих демпферам современных авиационных ГТД.

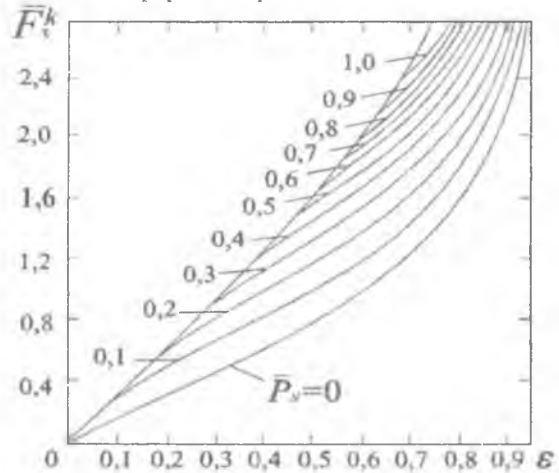


Рис. 2.17. Зависимости безразмерной тангенциальной составляющей  $\bar{F}_T^k$  от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$

Выражение для безразмерной тангенциальной составляющей при половинном охвате вибратора смазкой от  $\pi$  до  $2\pi$  согласно выражению (2.63) имеет вид

$$\bar{F}_T^h = \frac{\pi\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}} + 2\bar{P}_H - 2\bar{P}_N. \quad (2.66)$$

Половинный охват имеет место при  $\bar{P}_H = \bar{P}_N$ , тогда нижняя кривая на рис. 2.17 описывается согласно зависимости (2.66) уравнением

$$\bar{F}_T^h = \frac{\pi\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}. \quad (2.67)$$

Для верхней кривой, соответствующей полному охвату, согласно выражению (2.63)

$$\bar{F}_T^f = \frac{2\pi\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}. \quad (2.68)$$

Все остальные кривые лежат между предельными, которые описываются уравнениями (2.67) и (2.68), переходя в кривую для

полного охвата при определенном эксцентриситете. Это означает, что при больших эксцентриситетах для данного давления возникает интэнсификация смазки.

Эти кривые аппроксимированы методом наименьших квадратов по параметру  $\bar{P}_N$  и методом выборных точек по параметру  $\varepsilon$  зависимостью

$$\bar{F}_R^k = A_0 \frac{\pi \varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}, \quad (2.69)$$

в которой  $A_0 = 1 + 4 \cdot 10^{-5} (1 - \varepsilon)^{-6,12} \exp[12,9(1 - \varepsilon)] \bar{P}_N^{0,9}$  для  $0 < \varepsilon < 0,5$ ,

$$A_0 = 1 + (2,76 - 2,45\varepsilon) \bar{P}_N^{0,75} \quad \text{для } 0,5 \leq \varepsilon < 0,9.$$

При этом погрешность аппроксимации для  $F_R^k$  не превышает 8%.

В этом случае, если рассчитанное по зависимости (2.69) при определенных параметрах значение  $A_0 > 2$ , необходимо принимать  $A_0 = 2$ . Это означает, что имеет место полный охват вибратора смазкой.

На рис. 2.18 приведены зависимости безразмерной радиальной составляющей  $\bar{F}_R^k$  гидродинамической силы от относительного эксцентриситета при разных значениях давления  $\bar{P}_N$ .

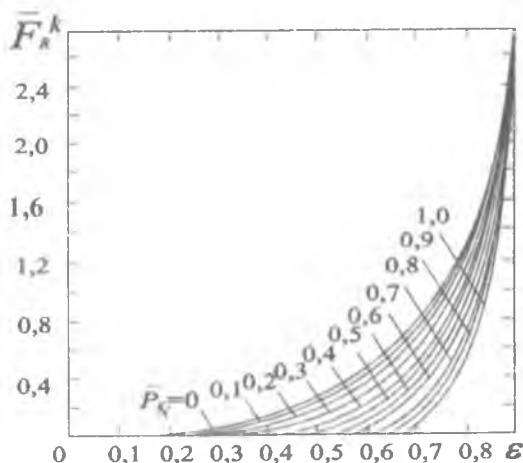


Рис.2.18. Зависимости безразмерной радиальной составляющей  $\bar{F}_R^k$  от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$

При половинном охвате вибратора смазкой от  $\pi$  до  $2\pi$  выражение для радиальной составляющей гидродинамической силы согласно уравнению (2.64) примет вид

$$\bar{F}_{R0}^k = \frac{2\varepsilon^2}{(2 + \varepsilon)(1 - \varepsilon^2)} \quad (2.70)$$

При полном охвате вибратора смазкой  $\bar{F}_{R0}^k = 0$ .

Таким образом, кривая для  $\bar{P}_N = 0$  описывается уравнением (2.70). Остальные кривые аппроксимированы зависимостью

$$\bar{F}_{R0}^k = B_0 \frac{2\varepsilon^2}{(2 + \varepsilon)(1 - \varepsilon^2)} \quad (2.71)$$

где  $B_0 = 1 - 5 \cdot 10^{-8} (1 - \varepsilon)^{-10} \exp[21,7(1 - \varepsilon)] \bar{P}_N^{1,61}$  для  $0 < \varepsilon < 0,5$ ;

$B_0 = 1 - 1,05(1 - \varepsilon)^{0,61} \exp[2,25(1 - \varepsilon)] \bar{P}_N^{1,3}$  для  $0,5 < \varepsilon < 0,9$ .

В том случае, если значения  $B_0$  при расчетах получаются отрицательными, необходимо принимать  $B_0 = 0$ . При этом погрешность аппроксимации для  $\bar{F}_R^k$  не превышает 10%.

Таким образом, получены аналитические выражения (2.69) и (2.71) для определения составляющих гидродинамической реакции при произвольной области разрыва пленки смазки и ламинарном режиме течения.

Существующая теория половинного охвата демпфера смазкой [139] может быть использована для давления подачи  $\bar{P}_{II} < 0,1$ . При этом погрешность определения  $\bar{F}_T^k$  незначительна (1...2)%, а для  $\bar{F}_R^k$  не превышает 10%. Для больших величин давления подачи погрешность в определении  $\bar{F}_R^k$  значительно возрастает.

В этом случае необходимо пользоваться методикой, учитывающей области кавитации смазки.

Для случая, когда существуют зоны ламинарного и турбулентного режимов течения, необходима обобщенная методика, учитывающая турбулизацию, кавитацию и силы инерции смазки.

## 2.4. Обобщенный метод расчета короткого ГДД

Повышение частоты вращения и температуры в авиационных ГД приводит к росту инерционных сил, появлению турбулентных зон и кавитации в демпфирующем слое смазки гидродинамических демпферов. О важности учета сил инерции, турбулизации и кавитации смазки при решении задач гидродинамики в тонких кольцевых зазорах неоднократно отмечалось в работах, как отечественных, так и зарубежных авторов [83,123,139,213 и др.]. Совместный учет этих явлений рассмотрим на примере обобщенной методики расчета короткого непроточного ГДД (см.рис.1.3,<sup>а</sup>).

Течение смазки в кольцевом зазоре описывается уравнением Рейнсльдса, а для учета местных пульсаций скоростей при турбулентном течении воспользуемся методом В.Н. Константинову [83] в модификации А.И. Поддубного [123], ограничившись случаем прямой синхронной прецессии с круговой орбитой ( $e = 0$ ).

Дифференциальное уравнение, описывающее выбранную расчетную модель, при смешанном режиме течения смазки имеет следующий вид [83]:

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\delta^3}{K_z} \frac{dP}{dz} \right) = 12 \mu e \Omega \sin \varphi, \quad (2.72)$$

где  $dP/dz$  - градиент давления в демпферном зазоре,

$K_z$  - коэффициент степени турбулентности, который согласно [123] принимает значения

$$K_z = \begin{cases} 1 & \text{- при ламинарном режиме течения} \\ (Re_z / Re^*)^{3/4} & \text{- при турбулентном.} \end{cases} \quad (2.73)$$

Здесь  $Re_z$  - локальное число Рейнольдса, характеризующее режим течения смазки ( $Re_z < 2000$  - ламинарный,  $Re_z > 2000$  - турбулентный) и определяемое выражением

$$Re_z = 2 \delta \rho V_z / \mu, \quad (2.74)$$

где  $V_z$  - среднерасходная скорость смазки вдоль оси  $z$ :

$$V_z = q_z / \delta. \quad (2.75)$$

Здесь  $q_z$  - расход смазки через демпферный зазор единичной ширины вдоль оси  $z$ , определяется зависимостью [123]

$$q_z = -\frac{\delta^3}{12\mu K_z} \frac{dP}{dz}. \quad (2.76)$$

Проинтегрируем уравнение (2.72) при следующих граничных условиях (рассматривается одна половина демпфера по оси  $z$  - см.

рис.2.19):  $z=0 \quad \frac{dP}{dz}=0; z=z_{zp} \quad \frac{dP_{T_{zp}}}{dz} = \frac{dP_{П_{zp}}}{dz}, P_{T_{zp}} = P_{Л_{zp}}; z=\frac{L}{2} \quad P=P_{П},$   
(2.77)

где  $P_{Л}$  и  $P_{Т}$  - давление в ламинарной и турбулентной зонах;

$P_{Л_{zp}}$  и  $P_{Т_{zp}}$  - давление на границе этих зон с координатой  $z_{zp}$ ;  $P_{П}$  - давление подачи смазки.

Тогда получим

$$\frac{dP}{dz} = 12 \frac{K_z}{\delta^3} \mu z e \Omega \sin \varphi. \quad (2.78)$$

Проведя подстановки уравнений (2.75) и (2.76) в уравнение (2.74), получим выражение для числа Рейнольдса в виде

$$Re_z = 2\rho e \Omega z |\sin \varphi| / \mu. \quad (2.79)$$

Модуль функции  $|\sin \varphi|$  в уравнении (2.79) принимается для того, чтобы иметь всегда положительное число Рейнольдса.

Для решения задачи в аналитическом виде заменим нелинейное уравнение (2.73) в области с турбулентным течением эквивалентным линейным

$$K_{z_{экр}} = a Re_z + b. \quad (2.80)$$

Постоянные линеаризации  $a=3 \cdot 10^{-4}$  и  $b=0,39$  позволяют вычислить значения коэффициента степени турбулентности в интервале чисел Рейнольдса  $2000 < Re < 10000$  с погрешностью, не превышающей 5% [50]. Для смешанного течения потока найдем границы перехода режима течения от ламинарного к турбулентному (рис.2.19), приняв в уравнении (2.80)  $K_{z_{экр}} = 1$ . Для снижения числа переменных в задаче и упрощения анализа перейдем к безразмерным параметрам. Тогда координаты границ в безразмерных параметрах будут

$$\bar{z}_{zp} = \frac{(1-b) \Psi}{2a \varepsilon \lambda \sigma \sin \varphi}; \quad (2.81)$$

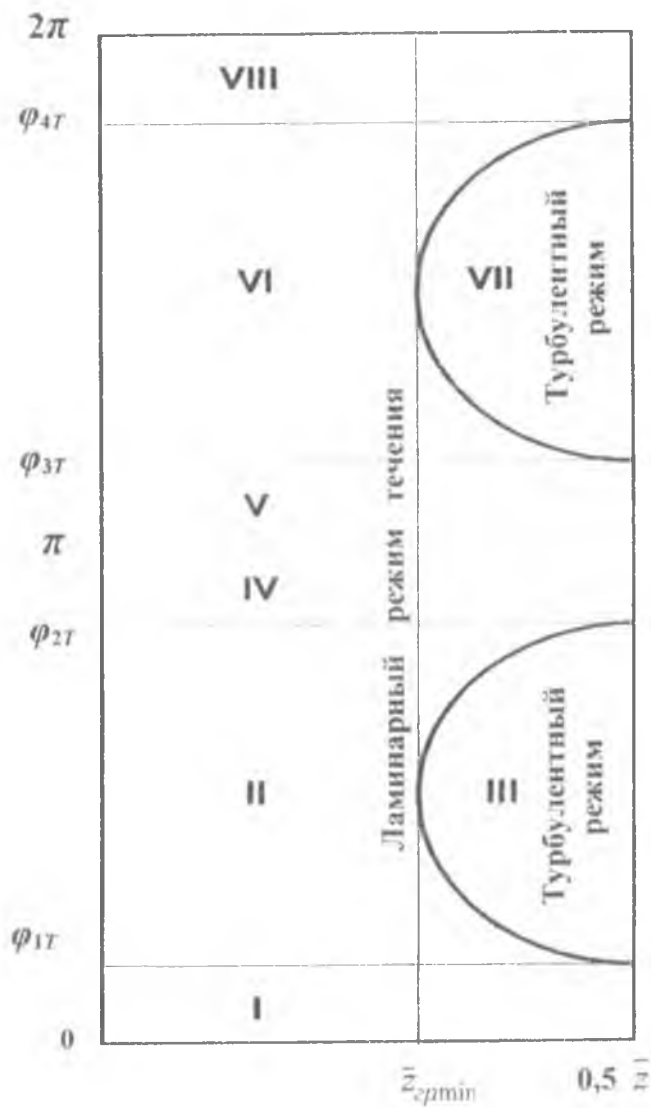


Рис. 2.19. Развертка демпфера и распределение режимов течения в демпферном зазоре

$$\begin{cases} \varphi_{(1,2)} = \frac{\pi}{2} + \arccos \left[ \frac{(1-b)\Psi}{2a\epsilon\lambda\sigma z} \right]; \\ \varphi_{(1,1')} = \frac{3}{2}\pi + \arccos \left[ \frac{(1-b)\Psi}{2a\epsilon\lambda\sigma z} \right]. \end{cases} \quad (2.82)$$

При оценке влияния сил инерции на динамические характеристики при смешанном режиме течения смазки, учет конвективных и локальных сил инерции осуществляется добавкой инерционного слагаемого в уравнение (2.78) для производной давления. В данном случае согласно [141] после определения постоянной интегрирования из граничных условий (2.77) уравнение примет вид

$$\frac{dP}{dz} + \frac{\rho}{\delta} z e^{-\Omega^2 z} (\cos \varphi + 2e \frac{\alpha}{\delta} \sin^2 \varphi) = 12 \frac{K_z}{\delta^2} \mu z e^{-\Omega^2 z} \sin \varphi. \quad (2.83)$$

где  $\alpha=1,2$ - коэффициент профиля скорости смазки.

Интегрируя уравнение (2.83) с учетом граничных условий (2.77), получаем следующие выражения для распределения давления в безразмерных параметрах в демпферном зазоре короткого непроточного ГДД при ламинарном режиме течения (зоны I, IV, V, VII на рис.2.19):

$$\bar{P}_L = \bar{P}_\Pi - \bar{P}_e + \bar{P}_u; \quad (2.84)$$

$$\bar{P}_e = \frac{\epsilon \lambda^2 (0,25 - z^2) \sin \varphi}{2h^3}; \quad \bar{P}_u = \frac{\epsilon \sigma \lambda^2 (0,25 - z^2)}{12h} \left( \frac{\alpha \epsilon \sin^2 \varphi}{h} + \frac{\cos \varphi}{2} \right). \quad (2.85)$$

где  $\bar{P}_e$  и  $\bar{P}_u$  - вязкостная и инерционная составляющие.

В зонах II и VI выражение для распределения давления имеет вид

$$\bar{P}_L = \bar{P}_\Pi - \bar{P}_e + \bar{P}_u - \frac{(1-b^3)\Psi^2}{24a^2\epsilon\sigma^2h^3\sin\varphi} - \frac{a\epsilon^2\lambda^3\sigma\sin^2\varphi}{12\Psi h^3}. \quad (2.86)$$

В зонах II и VII при турбулентном режиме течения распределение давления определяется по формуле

$$\bar{P}_T = \bar{P}_\Pi - b\bar{P}_e + \bar{P}_u - \frac{a\epsilon^2\lambda^3\sigma(0,125 - z^3)|\sin\varphi|\sin\varphi}{12\Psi h^3}. \quad (2.87)$$

Давление, полученное на основании уравнений (2.84)...(2.87), при определенных параметрах может принимать отрицательные значения. Но согласно гипотезе Гюмбеля [195,143] при давлении

насыщенных паров  $P_H$  возникает кавитация смазки и ее разрыв. Найдем минимальное давление, при котором сохраняется пленка смазки. Условием возникновения кавитации является равенство минимального давления  $P_{\min}$  давлению насыщенных паров  $P_H$ :  $P_{\min} = P_H$ . Граница разрыва пленки  $\bar{z}_p$  находится в области от 0 до  $\pi$ , т.к. динамическое давление не бывает отрицательным в области от  $\pi$  до  $2\pi$  согласно уравнениям (2.84)...(2.87). Максимальное динамическое отрицательное давление при определенном  $\varphi$  в области от 0 до  $\pi$  имеет место при  $\bar{z} = 0$  (где расположено уплотнение демпферного зазора), поэтому разрыв пленки начинается отсюда. Другие координаты  $\bar{z}_p$  границы разрыва определяются уравнениями (2.84)...(2.87) для соответствующих областей. Если в данном сечении  $\varphi$  не возникает турбулентный режим течения, что характеризуется значением  $\bar{z}_{cp} > 0,5$ , где  $\bar{z}_{cp}$  определяется из уравнения (2.81), то координата границы разрыва  $\bar{z}_p$  находится из уравнения (2.84) приравниванием левой части к  $P_H$ . Для простоты решения принимаем давление насыщенных паров  $P_H = 0$ . Это уравнение имеет два решения. Необходимое нам решение лежит в области  $0 < \bar{z} < 0,5$  между угловыми координатами начала  $\varphi_{np}$  и конца  $\varphi_{op}$  разрыва при  $\bar{z}_p = 0$ . Если в сечении  $\varphi$  возникает турбулентный режим, что характеризуется значением  $\bar{z}_{cp} < 0,5$ , то координата границы разрыва  $\bar{z}_p$  находится из уравнения (2.86) при  $\bar{z}_p < \bar{z}_{cp}$ , а при  $\bar{z}_p > \bar{z}_{cp}$  - из решения кубического относительно  $\bar{z}$  уравнения (2.87), которое имеет три решения. Нужное решение выбирается из выше описанной области. Область разрыва имеет сложную форму (рис.2.20), что затрудняет определение её границ при интегрировании. Поэтому предлагается заменить её прямоугольником с площадью, равной площади области разрыва, и координатами  $\varphi_{np}$ ,  $\varphi_{op}$  и  $\bar{z}_{эkv}$  - эквивалентной границей по  $\bar{z}$ . Составляющие реакции смазки находятся как удвоенная сумма составляющих реакции в каждой из областей с различным режимом течения смазки (зоны I-VIII на рис. 2.19)

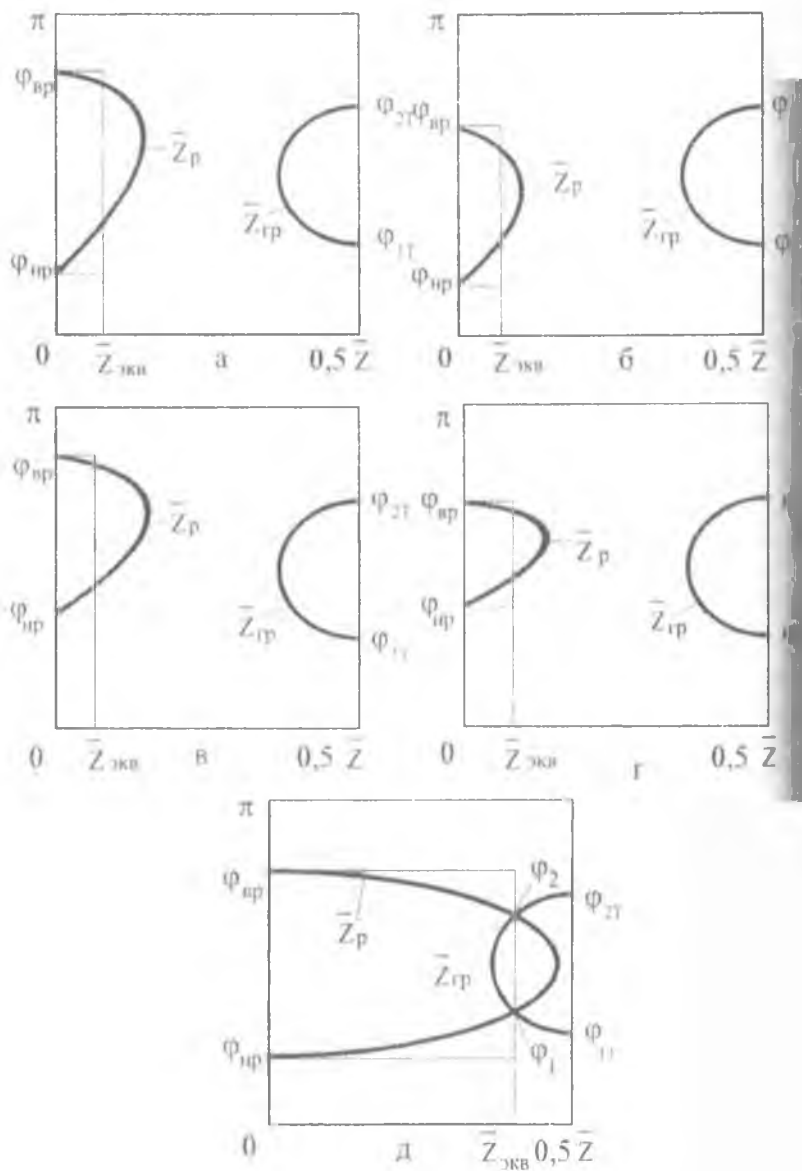


Рис. 2. 20. Расположение границ зон турбулизации и кавитации смазки

$$\bar{F}_T = 2 \sum_{j=1}^{VIII} \bar{F}_{Tj} ; \quad \bar{F}_R = 2 \sum_{j=1}^{VIII} \bar{F}_{Rj} .$$

$$\text{здесь } \bar{F}_T = - \int_{z_{Hj}}^{\bar{z}_{kj}} \int_{\varphi_{Hj}}^{\varphi_{kj}} \bar{P}_j(\varphi, \bar{z}) \sin \varphi d\varphi , \quad \bar{F}_R = - \int_{z_{Hj}}^{\bar{z}_{kj}} \int_{\varphi_{Hj}}^{\varphi_{kj}} \bar{P}_j(\varphi, \bar{z}) \cos \varphi d\varphi ,$$

где  $\bar{P}_j(\varphi, z)$  - безразмерное давление в  $j$ -ой зоне;  $z_{Hj}; \varphi_{Hj}$  - координаты начала, а  $\bar{z}_{kj}; \varphi_{kj}$  - координаты конца  $j$ -ой зоны.

Границы турбулентных зон III и VII определяются по зависимостям (2.81)...(2.82), а границы разрыва из уравнений (2.84)...(2.87).

### 2.4.1. Определение составляющих гидродинамической силы

С целью реализации метода, учитывающего разрыв слоя смазки, можно предложить следующий алгоритм определения гидродинамических сил. В выражениях для сил выделим части  $\bar{F}_T''$  и  $\bar{F}_R''$ , не зависящие от границ разрыва, а также  $\bar{F}_T'$  и  $\bar{F}_R'$  - зависящие от границ разрыва:  $\bar{F}_T = \bar{F}_T' + \bar{F}_T''$ ,  $\bar{F}_R = \bar{F}_R' + \bar{F}_R''$ .

$\bar{F}_T''$  и  $\bar{F}_R''$  определяются следующими выражениями:

$$\bar{F}_T'' = \beta J_3^{20} \Big|_{\pi}^{\varphi_{3T}} + b \beta J_3^{20} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} - \frac{(b-1)^4 \Psi^3}{48a^3 \varepsilon^2 \lambda \sigma^3} J_3^{-10} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} - \frac{a \varepsilon^2 \lambda^3 \sigma}{16\Psi} J_3^{30} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} +$$

$$\beta J_3^{20} \Big|_{\varphi_{4T}}^{2\pi} - \frac{\alpha \varepsilon \beta \sigma}{6} J_2^{30} \Big|_{\pi}^{2\pi} + \frac{\beta \sigma}{12} J_1^{11} \Big|_{\pi}^{2\pi} ;$$

$$\bar{F}_R'' = \beta J_3^{21} \Big|_{\pi}^{\varphi_{3T}} + b \beta J_3^{11} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} - \frac{(b-1)^4 \Psi^3}{48a^3 \varepsilon^2 \lambda \sigma^3} J_3^{-21} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} - \frac{a \varepsilon^2 \lambda^3 \sigma}{16\Psi} J_3^{21} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} +$$

$$\beta J_3^{11} \Big|_{\varphi_{4T}}^{2\pi} - \frac{\alpha \varepsilon \beta \sigma}{6} J_2^{21} \Big|_{\pi}^{2\pi} + \frac{\beta \sigma}{12} J_1^{02} \Big|_{\pi}^{2\pi} ,$$

где  $\beta = \varepsilon \lambda^2 / 12$ ;  $J_N^i = \int h^{-N} \sin^j \varphi \cos^i \varphi d\varphi$ ;  $N, j, i$  - целые числа.

Выражения для  $\bar{F}_T'$  и  $\bar{F}_R'$  можно записать в виде

$$\bar{F}_T' = -2 \sum_{i=1}^6 J_{iT} , \quad \bar{F}_R' = -2 \sum_{i=1}^6 J_{iR} ,$$

где  $J_i$  - интегралы из табл. 2.1.

Для определения вида этих интегралов необходимо рассмотреть несколько случаев соотношения границ разрыва смежного слоя и турбулентной зоны.

Случай 1 (см. рис. 2.20,а). Зона разрыва по угловым координатам шире турбулентной зоны:

$$\varphi_{np} < \varphi_{1T}, \varphi_{sp} > \varphi_{2T}.$$

Случай 2 (см. рис. 2.20,б). Зоны разрыва и турбулентности смещены относительно друг друга таким образом, что  $\varphi_{np} < \varphi_{1T}, \varphi_{sp} < \varphi_{2T}$ .

Случай 3 (см. рис. 2.20, в). Зоны разрыва и турбулентности расположены таким образом, что  $\varphi_{np} \geq \varphi_{1T}, \varphi_{sp} \leq \varphi_{2T}$ .

Случай 4 (см. рис. 2.20,г). Зона разрыва по угловой координате меньше зоны турбулентности:  $\varphi_{np} \geq \varphi_{1T}, \varphi_{sp} < \varphi_{2T}$ .

Случай 5 (см. рис. 2.20,д). Зоны разрыва пересекаются с зонами турбулентности.

Запишем выражения  $J_{1r}, J_{1R}$  для случая 1, которые получаются при последовательном интегрировании зон демпферного зазора на участке от 0 до  $\pi$  согласно рис. 2.20, а:

$$J_{1r}^r = \int_0^{0,5\varphi_{np}} \int_0^{0,5\varphi_{1T}} \bar{P}_n \left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\} d\varphi dz; \quad J_{2R}^r = \int_{\bar{z}_p}^{0,5\varphi_{1T}} \int_{\varphi_{np}}^{\pi} \bar{P}_n \left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\} d\varphi dz;$$

$$J_{3R}^r = \int_{\bar{z}_p}^{0,5\varphi_{1T}} \int_{\varphi_{1T}}^{0,5\varphi_{2T}} \bar{P}_n \left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\} d\varphi dz; \quad J_{4R}^r = \int_{\bar{z}_p}^{0,5\varphi_{2T}} \int_{\varphi_{1T}}^{\pi} \bar{P}_n \left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\} d\varphi dz;$$

$$J_{5R}^r = \int_{\bar{z}_p}^{0,5\varphi_{sp}} \int_{\varphi_{2T}}^{\pi} \bar{P}_n \left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\} d\varphi dz; \quad J_{6R}^r = \int_0^{0,5\varphi_{sp}} \int_{\varphi_{2T}}^{\pi} \bar{P}_n \left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\} d\varphi dz,$$

где выражения  $\left\{ \begin{matrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{matrix} \right\}$  означают, что для тангенциальной составляющей  $J_{1r}$  берется  $\sin \varphi$ , для радиальной  $J_{1R}$  -  $\cos \varphi$ , а  $\bar{P}_n, \bar{P}_n^*$  и  $\bar{P}_T$  определяются выражениями (2.84)...(2.87).

Такая запись интегралов очень громоздка, а интегралы имеют различный вид для каждого из пяти случаев, что определяется различными пределами интегрирования. Поэтому преобразуем выражения для  $\bar{F}_r^*$  и  $\bar{F}_R^*$  путем перемены пределов интегрирования с соответствующей переменной иском подынтегральных функций. После сложения составляющих  $\sin \varphi$  и  $\cos \varphi$  получим интегральные

соотношения для безразмерных тангенциальной и радиальной сил

$$F_{\tau} = -2 \int_0^{2\pi} \int_0^{0,5} \bar{P}_{\tau} \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} + \int_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} \int_0^{0,5} (\bar{P}_{\tau} - \bar{P}_{\tau}) \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} +$$

$$\int_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} \int_{\bar{z}_{ep}}^{0,5} (\bar{P}_{\tau} - \bar{P}_{\tau}) \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} - \int_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{ep}} \int_0^{\bar{z}_p} \bar{P}_{\tau} \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} - \quad (2.88)$$

$$\int_{\varphi_{1u}}^{\varphi_{1u}} \int_0^{\bar{z}_p} (\bar{P}_{\tau} - \bar{P}_{\tau}) \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} - \int_{\varphi_{2u}}^{\varphi_{2u}} \int_{\bar{z}_{ep}}^{\bar{z}_p} (\bar{P}_{\tau} - \bar{P}_{\tau}) \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} +$$

$$\int_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} \int_0^{0,5} (\bar{P}_{\tau} - \bar{P}_{\tau}) \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z} + \int_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} \int_{\bar{z}_{ep}}^{0,5} (\bar{P}_{\tau} - \bar{P}_{\tau}) \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} d\varphi d\bar{z}$$

где  $\varphi_{1u}$  - максимум из  $\varphi_{np}$  и  $\varphi_{1T}$ ;  $\varphi_{1u}$  - минимум из  $\varphi_{ep}$  и  $\varphi_{2T}$ ;

$\varphi_{2u}$  - максимум из  $\varphi_{np}$  и  $\varphi_1$ ;  $\varphi_{2u}$  - минимум из  $\varphi_{ep}$  и  $\varphi_2$ ;

$\varphi_1, \varphi_2$  - угловые координаты точек пересечения  $\bar{Z}_{\text{экс}}$  с границей турбулентной области (см. рис. 2.20, д).

Подставив в формулу (2.88) выражения для  $\bar{P}_{\tau}, \bar{P}_{\tau}$  и  $\bar{P}_{\tau}$  (2.84)...(2.87), получим окончательно выражения для безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической силы в виде

$$F_{\tau} = \frac{\varepsilon \lambda^2}{12} J_3^{2,0} \Big|_0^{2\pi} - \frac{\alpha \varepsilon^2 \lambda^2 \sigma}{72} J_3^{2,0} \Big|_0^{2\pi} + \frac{\varepsilon \lambda^2 \sigma}{144} J_3^{1,1} \Big|_0^{2\pi} + 2 P_{\tau} Z_{\text{экс}} \cos \varphi \Big|_{\varphi_{np}}^{\varphi_{ep}} +$$

$$\frac{\omega^2 \lambda^3 \sigma}{16 \Psi} J_3^{3,0} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} + \frac{(1-b)^3 \Psi^2}{24 \alpha^2 \varepsilon \sigma^2} J_3^{0,1} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} - \frac{(1-b)^4 \Psi^3}{48 \alpha^3 \varepsilon^2 \lambda \sigma^3} J_3^{-1,0} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} - \frac{(1-b) \varepsilon \lambda^2}{12} J_3^{2,0} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} +$$

$$\varepsilon \lambda^2 \left( \frac{-}{4} \frac{-3}{3} \right) J_3^{2,0} \Big|_{\varphi_{np}}^{\varphi_{ep}} + \frac{\omega \varepsilon \lambda^3 \sigma}{6 \Psi} J_3^{3,0} \Big|_{\varphi_{1u}}^{\varphi_{1u}} - \frac{\alpha \varepsilon^2 \lambda^2 \sigma}{6} \left( \frac{-}{4} \frac{-3}{3} \right) J_3^{2,0} \Big|_{\varphi_{np}}^{\varphi_{ep}} -$$

$$\frac{(1-b) \varepsilon \lambda^2}{4} J_3^{2,0} \Big|_{\varphi_{2u}}^{\varphi_{2u}} + \frac{(1-b)^3 \Psi^2}{12 \alpha^2 \varepsilon \sigma^2} J_3^{0,1} \Big|_{\varphi_{2u}}^{\varphi_{2u}} - \frac{\alpha \varepsilon^2 \lambda^3 \sigma^{-4}}{3 \Psi} J_3^{-1,0} \Big|_{\varphi_{2u}}^{\varphi_{2u}} +$$

$$\frac{(1-b) \varepsilon \lambda^2}{3} J_3^{-3} \Big|_{\varphi_{2u}}^{\varphi_{2u}} - \frac{(1-b)^4 \Psi^3}{48 \alpha^3 \varepsilon^2 \lambda \sigma^3} J_3^{-1,0} \Big|_{\varphi_{2u}}^{\varphi_{2u}} - \frac{(1-b) \varepsilon \lambda^2}{12} J_3^{2,0} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} +$$

$$\frac{\omega \varepsilon^2 \lambda^3 \sigma}{16 \Psi} J_3^{3,0} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} + \frac{(1-b)^3 \Psi^2}{24 \alpha^2 \varepsilon \sigma^2} J_3^{0,1} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} - \frac{(1-b)^4 \Psi^3}{48 \alpha^3 \varepsilon^2 \lambda \sigma^3} J_3^{-1,0} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} \quad (2.89)$$

Для безразмерной радиальной составляющей гидродинамической силы выражение будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \bar{F}_R = & \frac{\varepsilon\lambda^2}{12} J_3^{1,1} \Big|_0^{2\pi} - \frac{\alpha\varepsilon^2\lambda^2\sigma}{72} J_2^{2,1} \Big|_0^{2\pi} + \frac{\varepsilon\lambda^2\sigma}{144} J_1^{0,2} \Big|_0^{2\pi} + 2\bar{p}_\Pi \bar{z}_{экр} \sin\varphi \Big|_{\varphi_{нр}}^{\varphi_{вр}} \\
 & + \frac{\alpha\varepsilon^2\lambda^3\sigma}{16\Psi} J_3^{2,1} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} + \frac{(1-b)^3\Psi^2}{24a^2\varepsilon\sigma^2} J_3^{-1,1} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} - \frac{(1-b)^4\Psi^3}{48a^3\varepsilon^2\lambda\sigma^3} J_3^{2,1} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} - \\
 & - \frac{(1-b)\varepsilon\lambda^2}{12} J_3^{1,1} \Big|_{\varphi_{1T}}^{\varphi_{2T}} + \varepsilon\lambda^2 \left( \frac{\bar{z}_{экр}}{4} - \frac{\bar{z}_{экр}^{-3}}{3} \right) J_3^{1,1} \Big|_{\varphi_{нр}}^{\varphi_{вр}} + \frac{\alpha\varepsilon\lambda^3\sigma}{6\Psi} J_3^{2,1} \Big|_{\varphi_{1н}}^{\varphi_{1в}} - \\
 & - \frac{\alpha\varepsilon^2\sigma}{6} \left( \frac{\bar{z}_{экр}}{4} - \frac{\bar{z}_{экр}^{-3}}{3} \right) J_2^{2,1} \Big|_{\varphi_{нр}}^{\varphi_{вр}} - \frac{(1-b)\varepsilon\lambda^2}{4} \bar{z}_{экр} J_3^{1,1} \Big|_{\varphi_{нр}}^{\varphi_{вр}} + \\
 & + \frac{(1-b)^3\Psi^2}{12a^2\varepsilon\sigma^2} \bar{z}_{экр} J_3^{-1,1} \Big|_{\varphi_{1н}}^{\varphi_{1в}} - \frac{\alpha\varepsilon^2\lambda^3}{3\Psi} \bar{z}_{экр} J_3^{2,1} \Big|_{\varphi_{1н}}^{\varphi_{1в}} + \frac{(1-b)\varepsilon\lambda^2}{3} \bar{z}_{экр} J_3^{1,1} \Big|_{\varphi_{1н}}^{\varphi_{1в}} - \\
 & - \frac{(1-b)^4\Psi^3}{48a^3\varepsilon^2\lambda\sigma^3} J_3^{-2,1} \Big|_{\varphi_{2н}}^{\varphi_{2в}} - \frac{(1-b)\varepsilon\lambda^2}{12} J_3^{1,1} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} + \frac{\alpha\varepsilon^2\lambda^3\sigma}{16\Psi} J_3^{2,1} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} + \\
 & + \frac{(1-b)^3\Psi^2}{24a^2\varepsilon\sigma^2} J_3^{-1,1} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} - \frac{(1-b)^4\Psi^3}{48a^3\varepsilon^2\lambda\sigma^3} J_3^{-2,1} \Big|_{\varphi_{3T}}^{\varphi_{4T}} \quad (2.90)
 \end{aligned}$$

Разработанный метод позволяет определить режимы работы демпфера, при которых возникает турбулизация и разрыв смазочного слоя, и вычислить составляющие гидродинамической силы.

#### 2.4.2. Анализ влияния турбулизации, локальных и конвективных сил инерции на динамические характеристики короткого ГДД

Влияние сил инерции и турбулизации смазки на динамические характеристики короткого ГДД рассмотрим для случая полного охвата вибратора смазкой.

В этом случае уравнение (2.89) принимает следующий вид:

$$F_{\tau_r}^f = 2\beta J_3^{2,0} \left| \frac{\varphi_{1T}}{0} + 2b\beta J_3^{2,0} \left| \frac{\varphi_{2T}}{\varphi_{1T}} - \frac{(b-1)^4 \psi^3}{24a^3 \varepsilon^2 \lambda \varepsilon^3} J_{13}^{-10} \left| \frac{\varphi_{2T}}{\varphi_{1T}} - \frac{a\varepsilon^2 \lambda^3 \sigma}{8\psi} J_3^{30} \left| \frac{\varphi_{2T}}{\varphi_{1T}} + 2\beta J_3^{2,0} \right| \frac{\varphi_{2T}}{\varphi_{1T}} \right. \right. \quad (2.91)$$

На рис. 2.21 приведены зависимости безразмерной тангенциальной составляющей реакции от определяющих критериев  $\varepsilon$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda$  и  $\Psi$ .

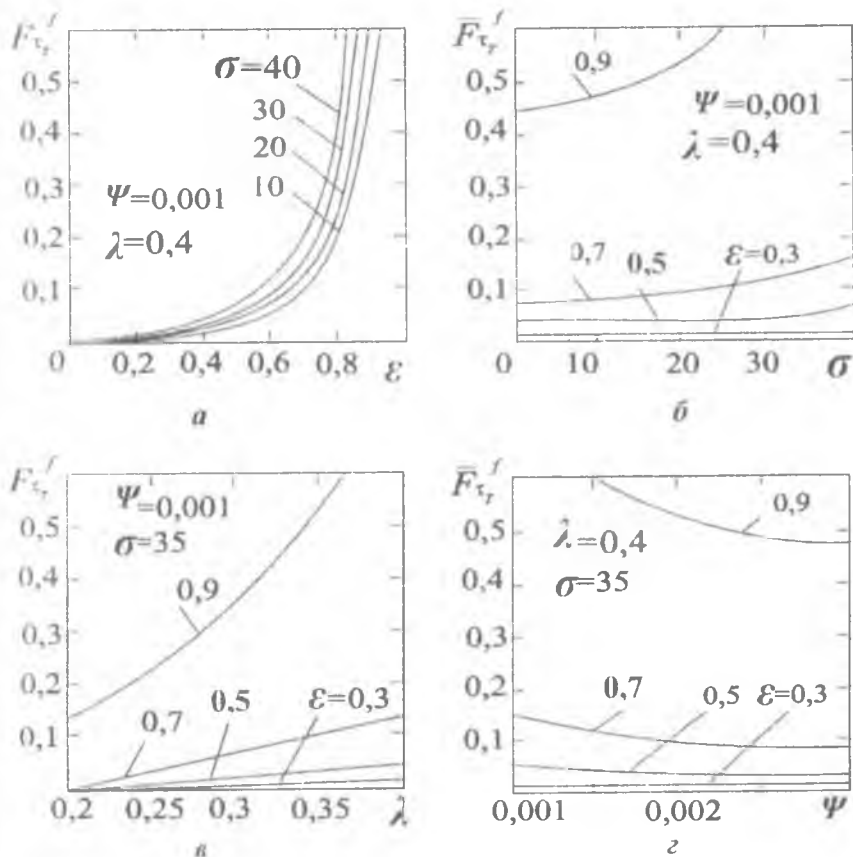


Рис. 2.21. Зависимости безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической силы от безразмерных критериев  $\varepsilon$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda$  и  $\Psi$

Зависимости  $\bar{F}_{\tau l}^{fj} = f(\varepsilon)$  на рис.2.21,а имеют ярко выраженный нелинейный характер, причем с ростом относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  безразмерная тангенциальная составляющая возрастает.

Составляющая  $\bar{F}_{\tau l}^{fj}$  (см. рис.2.21,б-з) нелинейно возрастает с увеличением критериев  $\sigma$ ,  $\lambda$  и падает с ростом  $\Psi$ , причем с увеличением  $\varepsilon$  нелинейность проявляется в большей степени. Это объясняется влиянием турбулизации смазки в демпферном зазоре. Для  $\varepsilon < 0,4$  зависимости можно считать линейными, так как в демпферном зазоре отсутствуют области с турбулентным режимом течения. Тогда в уравнении (2.91) необходимо принимать  $\alpha=0$ ,  $b=1$ , а так как  $\beta = \varepsilon \lambda^2 / 12$ , то  $\beta \sim \varepsilon$ .

Из анализа уравнения (2.91) также следует, что при полном охвате вибратора смазкой силы инерции не оказывают влияния на тангенциальную составляющую гидродинамической реакции.

Уравнение (2.90) для радиальной составляющей с учетом турбулизации смазки и сил инерции при полном охвате вибратора смазкой принимает вид

$$\bar{F}_{Rl}^{fj} = \frac{\beta \sigma \pi}{3\varepsilon^2} \left[ \alpha \left( \frac{2 - \varepsilon^2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 2 \right) + \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 \right) \right]. \quad (2.92)$$

Из уравнения (2.92) видно, что  $\bar{F}_{Rl}^{fj}$  от параметра  $\Psi$  не зависит.

На рис.2.22 приведены зависимости радиальной составляющей  $\bar{F}_{Rl}^{fj}$  гидродинамической реакции с учетом турбулизации и сил инерции при полном охвате вибратора смазкой от определяющих критериев  $\sigma$ ,  $\lambda$  и  $\varepsilon$ .

Из графиков видно, что безразмерная тангенциальная составляющая  $\bar{F}_{Rl}^{fj}$  линейно возрастает с увеличением критерия  $\sigma$  (рис.2.22,а) и практически линейно возрастает с увеличением критерия  $\lambda$  (рис.2.22,б).

На рис.2.22,в приведены зависимости  $\bar{F}_{Rl}^{fj}$  от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  при различных критериях  $\sigma$ . Эти зависимости носят ярко выраженный нелинейный характер, причем с ростом  $\varepsilon$  радиальная составляющая увеличивается.

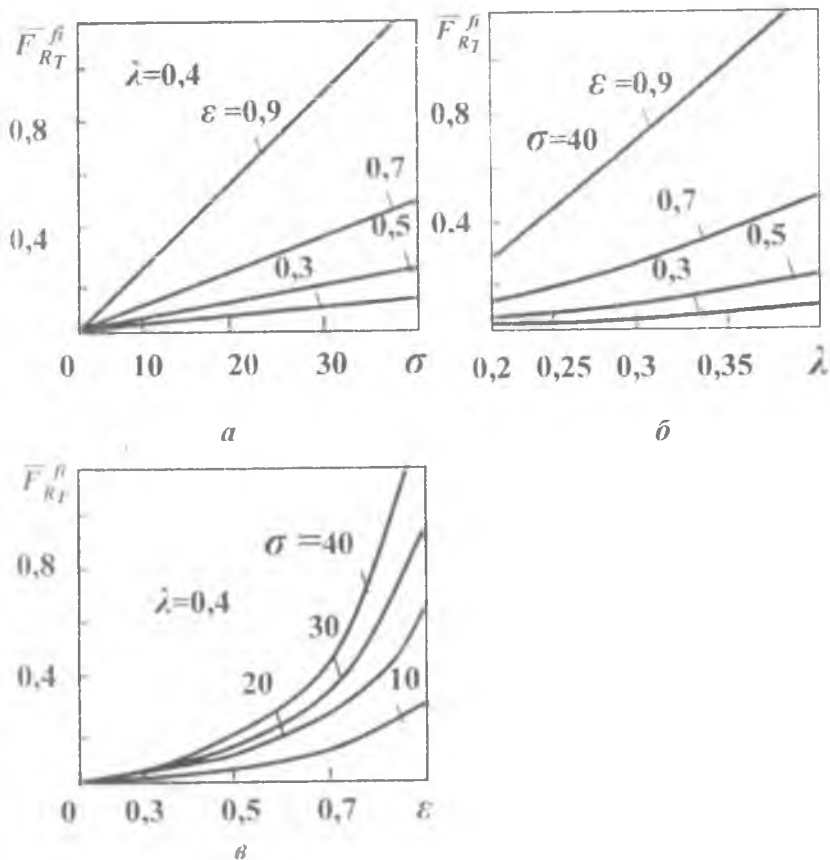


Рис.2.22. Зависимости радиальной составляющей гидродинамической силы  $\overline{F}_{RT}^{fi}$  от критериев  $\sigma$ ,  $\lambda$  и  $\varepsilon$

Анализ влияния конвективных и локальных сил инерции при смешанном ламинарно - турбулентном режиме течения и полном охвате вибратора смазкой показал, что пренебрежение силами инерции искажает физическую картину, так как радиальная составляющая гидродинамической силы, зависящая только от инерционных членов, обращается в нуль.

## 2.5. Обобщенный метод расчета длинного ГДД

### 2.5.1. Влияние турбулизиции и кавитации смазки на динамические характеристики

Уравнения для смешанного режима течения смазки демпферном зазоре длинного ГДД при движении вибратора стационарным орбитам по аналогии с уравнениями (2.72) и (2.73) запишем в виде

$$\frac{d}{d\varphi} \left( \frac{\delta^3}{K_x} \frac{dP}{d\varphi} \right) = 12\mu R^2 \epsilon \Omega \sin \varphi; \quad (2.94)$$

$$K_x = \begin{cases} 1 & \text{- при ламинарном режиме течения} \\ (Re_x / Re^*)^{0.75} & \text{- при турбулентном режиме течения} \end{cases} \quad (2.95)$$

где  $Re_x = 2V_x \delta \rho / \mu$ ,  $Re^* = 2000$ .

Среднерасходную скорость  $V_x$  вдоль оси  $x$  можно определить через

$$\text{расход } q_x = \frac{\delta^3}{12\mu K_x R} \frac{dP}{d\varphi} \text{ в виде } V_x = q_x / \delta.$$

Тогда при турбулентном режиме течения смазки

$$K_x = \left( \frac{2Re\Omega\rho \cos \varphi}{\mu Re^*} - \frac{\delta^3 \rho \Omega^2}{6R\mu^2 Re^*} \right)^{0.75}$$

или в безразмерных параметрах

$$K_x = \frac{1,68\sigma^{0.75} (\epsilon \cos \varphi - \bar{C}_\delta)^{0.75}}{\psi^{0.75} Re^{0.75}}, \quad (2.95)$$

где  $\bar{C}_\delta = C_\delta \frac{\delta^2}{12\mu\Omega R^2}$  - постоянная интегрирования.

Оценка замены коэффициента  $K_x$  уравнением вида  $K_x = aRe_x + b$  турбулентной области показала, что погрешность аппроксимации в диапазоне чисел Рейнольдса, характерных для ДЛА, составляет 11%, что превышает погрешность экспериментов, а выигрыш в быстрой работе при вычислениях незначителен. В связи с этим

такая замена не используется, а решение задачи по определению динамических характеристик ведется численным методом.

Проинтегрировав уравнение (2.93), получим выражение для производной давления

$$\frac{dP}{d\varphi} = -1,2\mu R^2 K_x (\varepsilon \Omega \cos \varphi - C_d) / \delta^3$$

или в безразмерных параметрах

$$\frac{d\bar{P}}{d\varphi} = \frac{1,68\sigma^{0,75} (\varepsilon \cos \varphi - \bar{C}_d)^{1,75}}{Re^{*0,75} \psi^{0,75} h^3} \quad (2.96)$$

Проинтегрировав численно методом Симпсона нелинейное дифференциальное уравнение (2.96), и найдя постоянную интегрирования  $\bar{C}_d$  из граничных условий (1.5), получим распределение безразмерного давления в демпферном зазоре при полном охвате вибратора смазкой.

На рис. 2.23 приведено распределение динамического давления в длинном ГДД для различных безразмерных скоростей  $\sigma$ .

С ростом параметра  $\sigma$  возрастает степень турбулизации смазки в демпферном зазоре, что следует из уравнения (2.95).

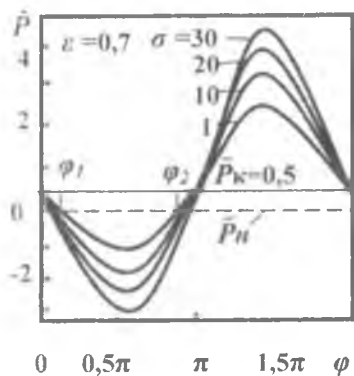


Рис. 2.23. Распределение динамического давления для полного охвата в длинном ГДД при  $\Psi=0.002$

Из рис. 2.23 видно, что турбулизация смазки приводит к возрастанию динамического давления как в конфузурной, так и в диффузурной области демпферного зазора. Однако, как указывалось в разделе 2.3, при достижении равенства давления в демпферном зазоре и давления насыщенных паров  $P_H$  наступает кавитация и разрыв пленки смазки. Область кавитации ограничена угловыми координатами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ .

Из рис. 2.23 следует, что с ростом параметра  $\sigma$  область кавитации расширяется.

Интегрируя численно методом Симпсона распределение безразмерного давления в слое смазки с учетом зон турбулизации и

кавитации, находим безразмерные тангенциальную и радиальную составляющие реакции пленки

$$F_{Tj}^k = L \int_0^{2\pi} P_j \sin \varphi d\varphi; \quad \bar{F}_{Rj}^k = -L \int_0^{2\pi} P_j \cos \varphi d\varphi,$$

где  $L$  - длина демпфера,  $P_j = P(\varphi, z)$  - в области существования пленки,  $P_j = P_H$  - в области кавитации.

На рис.2.24,а приведены зависимости безразмерной тангенциальной составляющей реакции смазки с учетом турбулизации и кавитации смазки от относительного эксцентриситета при критериях  $\sigma=10$ ,  $\Psi=0,002$  и различных безразмерных давлениях  $\bar{P}_N$ .

Для давления  $\bar{P}_N = 0$  имеет место половинный охват вибратором смазкой при любом относительном эксцентриситете  $\varepsilon$ . Верхняя кривая соответствует полному охвату вибратора смазкой при любом  $\varepsilon$  и полностью реализуется лишь для  $\bar{P}_N = \infty$ . Все остальные кривые соответствующие давлениям реальных конструкций, лежат между предельными кривыми, переходя в кривую для полного охвата при определенном относительном эксцентриситете  $\varepsilon$ . Точки перегиба определяют границу возникновения кавитации смазки.

На рис.2.24,б представлены зависимости безразмерной радиальной составляющей реакции смазки с учетом турбулизации и кавитации от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$ . Здесь верхняя кривая соответствует половинному охвату ( $\bar{P}_N = 0$ ) при любом  $\varepsilon$ . Остальные кривые, характеризующие давление подачи реальных конструкций ( $\bar{P}_N \leq 1$ ), принимают значение  $\bar{F}_{RT}^k = 0$ , соответственно при тех же значениях  $\varepsilon$ , при которых кривые для  $\bar{F}_{RT}^k$  переходят в кривую для полного охвата. Таким образом, эти точки определяют границу параметров, при которых возникает кавитация смазки.

Влияние критерия  $\sigma$  на границу возникновения кавитации приведено на рис. 2.25. Слева от кривых находится зона сплошной пленки, а справа - зона кавитации. Видно, что турбулизация смазки способствует возникновению кавитации и расширению её зоны. Следовательно, с ростом критерия  $\sigma$  и области турбулизации (растет  $K_x$ ) необходимо увеличивать давление подачи при одном и том же  $\varepsilon$ , чтобы исключить возникновение кавитации смазки.

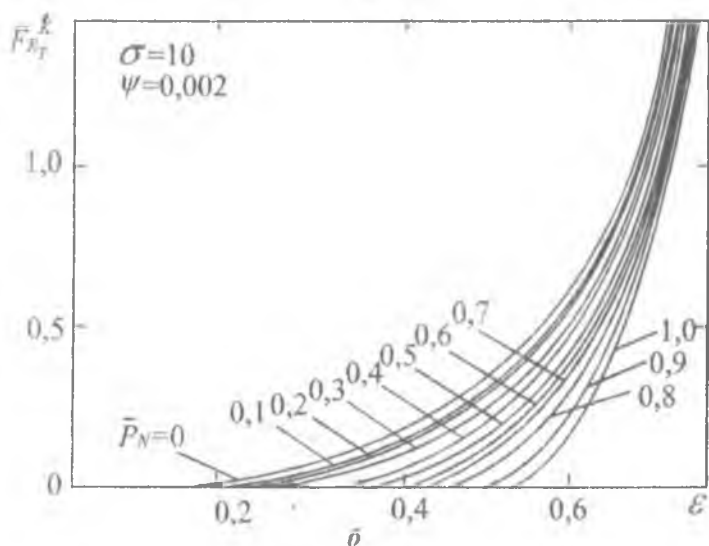
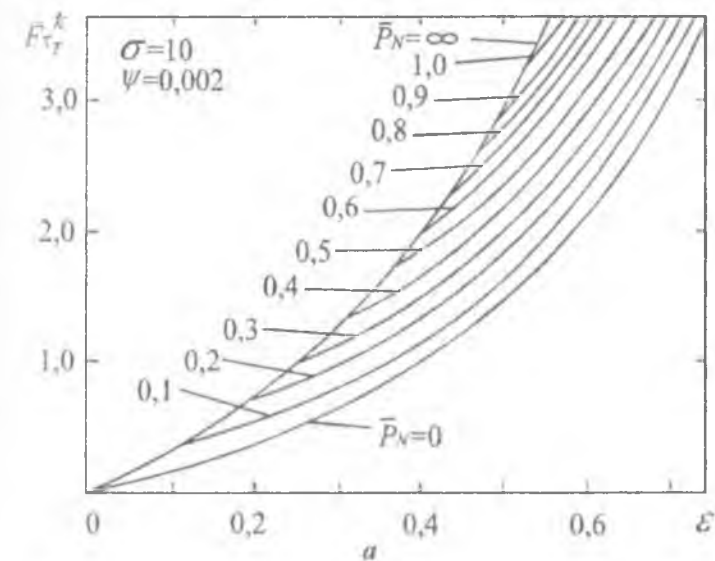


Рис. 2.24. Зависимости составляющих гидродинамической реакции смазки с учетом гурбулизации и кавитации смазки от относительного эксцентриситета  $\epsilon$  при различных значениях параметра  $\bar{P}_N$



Рис. 2.25. Границы возникновения кавитации смазки при наличии зон турбулизации и различных значениях критерия  $\sigma$  и  $\Psi=0,002$

С увеличением параметра  $\sigma$  возрастает влияние сил инерции, поэтому необходимо оценить их влияние на кавитацию смазки при смешанном режиме течения, что будет сделано в следующем параграфе.

### 2.5.2. Влияние сил инерции на динамические характеристики длинного ГДД при смешанном режиме течения

Как было показано в разделе 2.1, учет конвективных сил инерции приводит к появлению в производной давления (2.9) дополнительного слагаемого (2.10). Учет локальных сил инерции, согласно методике, приведенной в работе [179], дает еще одно слагаемое. Тогда для смешанного ламинарно-турбулентного режима течения уравнение (2.9) в безразмерном виде запишется

$$\frac{d\bar{P}}{d\varphi} = \bar{f}_\delta' - (K_x \varepsilon \cos \varphi + \bar{C}_\delta) / h^3, \quad (2.97)$$

где инерционная добавка имеет следующий вид:

$$\bar{f}_\delta' = \frac{\alpha \sigma \varepsilon \sin \varphi}{12h^2} \left( 2\varepsilon \cos \varphi - \varepsilon^2 \frac{\cos^2 \varphi}{h} + 2\bar{C}_\delta - 2\bar{C}_\delta \varepsilon \frac{\cos \varphi}{h} - \frac{\bar{C}_\delta^2}{h} \right) + \frac{\varepsilon \sigma \sin \varphi}{12h}$$

Интегрируя численно методом Симпсона последнее уравнение с учетом выражения (2.94) для  $K_x$  и находя  $\bar{C}_\partial$  из граничных условий (1.5), получим распределение безразмерного давления в диффузном зазоре для полного охвата вибратора смазкой. Такое распределение давления для различных значений критерия  $\sigma$  приведено на рис. 2.27, где оно сравнивается с экспериментальными данными и другими теориями.

Из графиков видно, что с ростом сил инерции (критерия  $\sigma$ ) динамическое давление в диффузорной части (от 0 до  $\pi$ ) уменьшается, а в конфузорной части возрастает. Таким образом, силы инерции в длинном ГДД снижают вероятность возникновения кавитации.

Интегрируя численно распределение безразмерного давления в слое смазки в предположении полного охвата вибратора с учетом турбуликации и сил инерции, находим безразмерные составляющие гидродинамической силы. Зависимости тангенциальной составляющей гидродинамической реакции от относительного эксцентриситета показаны на рис. 2.26.

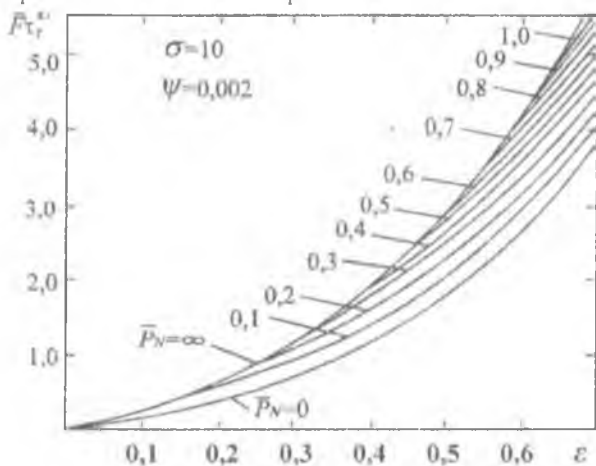


Рис. 2.26. Зависимость тангенциальной составляющей гидродинамической силы в длинном ГДД при полном охвате

Из графиков видно, что зависимости тангенциальной составляющей для всех значений параметров нелинейно возрастают с ростом относительного эксцентриситета  $\epsilon$ .

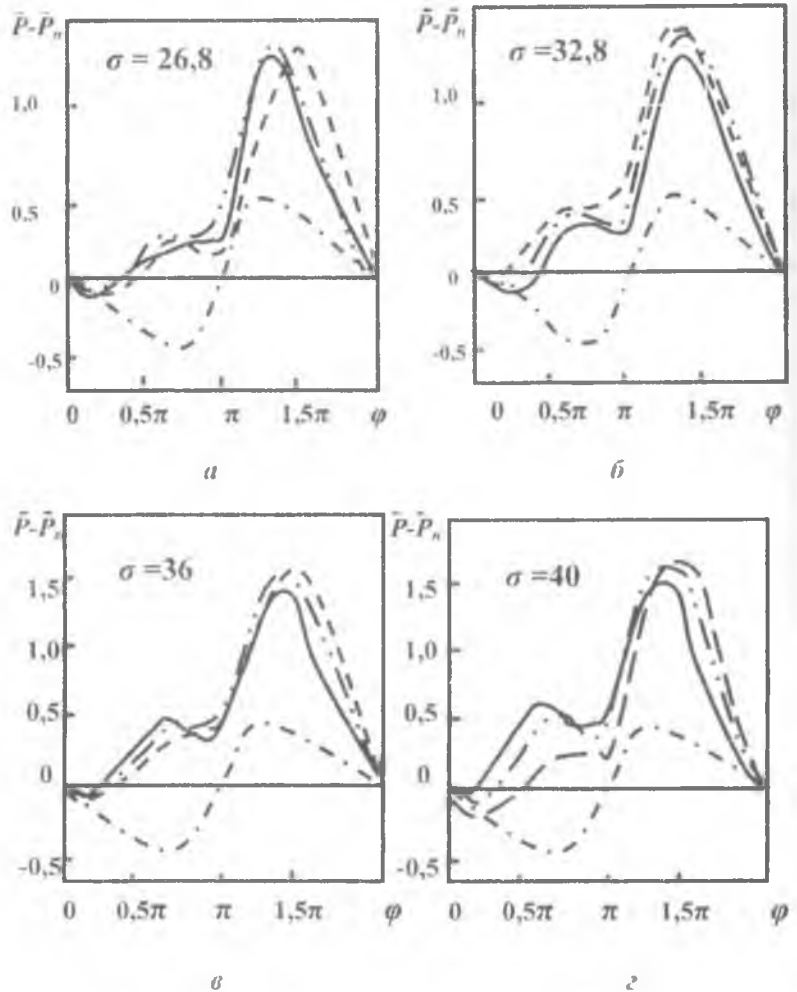
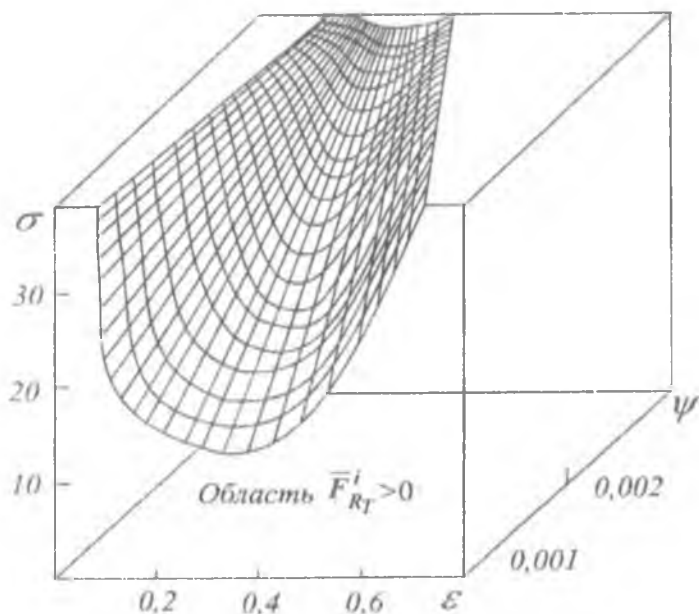


Рис. 2.27. Распределение давления в демферном зазоре длинного ГДД:  $\varepsilon = 0,433$ ;  $\psi = 0,015$ ;  
 - - - - эксперимент; - . - . ламинарная теория;  
 ————— теория с учетом конвективных сил инерции;  
 - . . . обобщенная методика расчета

Учет сил инерции в длинном ГДД приводит к возникновению радиальной составляющей гидродинамической силы даже при полном охвате вибратора смазкой. Радиальная составляющая имеет минимум, который с увеличением критерия  $\sigma$  смещается в область больших  $\varepsilon$ . Уменьшаясь, радиальная составляющая может менять знак и принимать отрицательные значения. Смена знака радиальной составляющей с положительного на отрицательный приводит к увеличению амплитуды прецессии. Это объясняется тем, что в этой зоне радиальная составляющая по направлению совпадает с перемещением вибратора и, следовательно, способствует увеличению эксцентриситета.

На рис. 2.28 изображен рельеф границы отрицательной радиальной составляющей. В области отрицательных значений радиальная составляющая имеет минимум по параметру  $\sigma$ . При



**Рис.2.28.** Рельеф границы отрицательной радиальной составляющей гидродинамической силы при полном охвате

дальнейшем росте значений критерия  $\sigma$  величина отрицательной радиальной составляющей падает по абсолютной величине до нуля,

в слое смазки, которая, взаимодействуя с перемещением вращающегося вала, вызывает, противодействуя перемещению вала, эффект, подобный эффекту при полном охвате вращающегося вала смазкой. Показано, что при полном охвате вращающегося вала смазкой результирующая результирующая составляющая будет иметь место эффект, подобный эффекту при значениях критерия  $\Psi > 0,003$ .

Исследования на основании уравнения (2.92) распределения давлений и пленки с учетом сил инерции при смешанно-ламинарно-турбулентном режиме течения в предположении полного охвата вращающегося вала смазкой дает представление о величине отрицательного динамического давления в конфузурной части демпферного зазора. Наличие разрежения в этой области показывает, что при определенных параметрах ГДД возникает кавитация смазки. Таким образом, необходима обобщенная методика определения динамических характеристик с учетом турбулизации, кавитации смазки и сил инерции. Такая методика позволит оценить совместное влияние сил инерции и турбулизации смазки на границы области разрыва пленки и комплексно исследовать влияние определяющих параметров на динамические характеристики длинного ГДД. В данном разделе были предложены теоретические модели, позволяющие учесть в отдельности все основные явления, происходящие в слое смазки (турбулизацию и кавитацию), а также силы инерции. Подчинение этих свойств принципу суперпозиции позволяет обобщить предложенные ранее теоретические модели.

Таким образом, в обобщенной теоретической модели учет кавитации производится на основании гипотезы Гюмбеля [143,195], турбулентные напряжения в турбулентной области при смешанном режиме течения учитываются по методу В.Н. Константиnescу [83] в модификации А. И. Поддубного [123] коэффициентом степени турбулизации  $K_x$  (2.90). Конвективные члены инерции учитываются по методу И. А. Слезкина и С. М. Тарга [146] осреднением ускорения по толщине слоя, а локальные члены инерции по методике И.Д. Эскина и Г.В. Павлова [179]. На основании выбранной обобщенной теоретической модели можно предложить следующую обобщенную методика расчета динамических характеристик длинного ГДД с учетом турбулизации, кавитации смазки и сил инерции. Составляющие гидродинамической реакции находятся интегрированием давления по площади в виде

$$\bar{F}_{kl} = -L \int_0^{2\pi} P_l \sin \varphi d\varphi; \quad \bar{F}_{kr} = L \int_0^{2\pi} P_l \cos \varphi d\varphi,$$

где  $P_j = P_T$  - в турбулентной области пленки смазки;

$P_j = P_L$  - в ламинарной области;  $P_j = P_H$  - в области кавитации.

Давление в слое смазки находится численным интегрированием методом Симпсона производной давления, описываемого выражением (2.97). На каждом шаге интегрирования производится оценка режима течения по локальному числу Рейнольдса. Если  $Re_x < 2000$ , то в уравнении (2.97) принимается  $K_x = 1$ , а если  $Re_x > 2000$ , то  $K_x$  вычисляется по уравнению (2.95). Такая оценка и выбор коэффициента  $K_x$  позволяют получать соответствующее давление  $P_T^i$  или  $P_L^i$  при численном интегрировании методом Симпсона, когда определяются составляющие гидродинамической силы. На этом этапе давление в слое смазки  $P_T^i$  или  $P_L^i$  сравнивается с давлением насыщенных паров  $P_H$ . Если давление в слое меньше  $P_H$ , то на этом шаге интегрирования берется значение давления насыщенных паров. Зависимости тангенциальной  $\bar{F}_{\tau}^{ki}$  и радиальной  $\bar{F}_{\rho}^{ki}$  составляющих гидродинамической реакции, рассчитанные с учетом сил инерции, турбулизации и кавитации смазки, от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  при  $\sigma=30$ ,  $\psi=0,002$  и различных безразмерных давлениях  $\bar{P}_N$  представлены на рис. 2.29.

Из рис. 2.29,а видно, что тангенциальная составляющая нелинейно возрастает с увеличением относительного эксцентриситета  $\varepsilon$ . Причем имеются две предельные кривые, соответствующие полному ( $\bar{P}_N = \infty$ ) и половинному ( $\bar{P}_N = 0$ ) охвату вибратора смазкой. Все остальные кривые, находящиеся между предельными, соответствуют реальным давлениям подачи ( $0 < \bar{P}_N < 1$ ). Они переходят при определенных относительных эксцентриситетах  $\varepsilon$  в предельную кривую половинного охвата ( $\bar{P}_N = \infty$ ). Эти точки характеризуют границу возникновения кавитации пленки.

Из рис. 2.29,б следует, что радиальная составляющая может принимать отрицательные значения. Максимальные отрицательные значения имеют место при полном охвате вибратора смазкой (кривая для  $\bar{P}_N = \infty$ ). Возникновение кавитации смазки (на графике - точка ответвления от кривой  $\bar{P}_N = \infty$ )

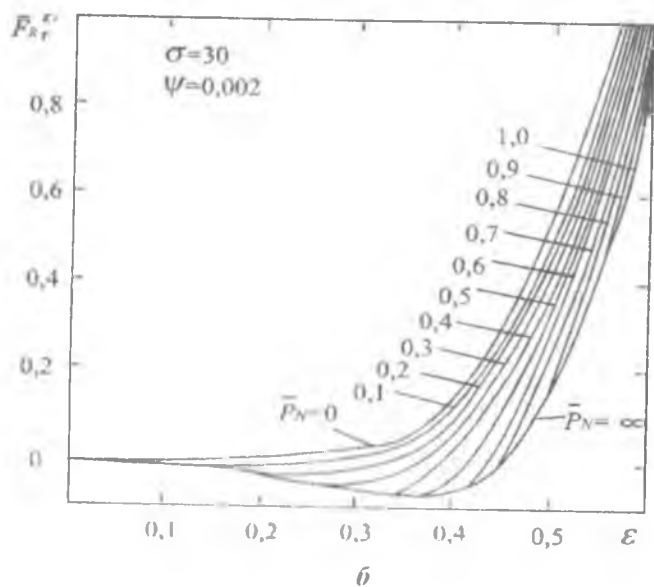
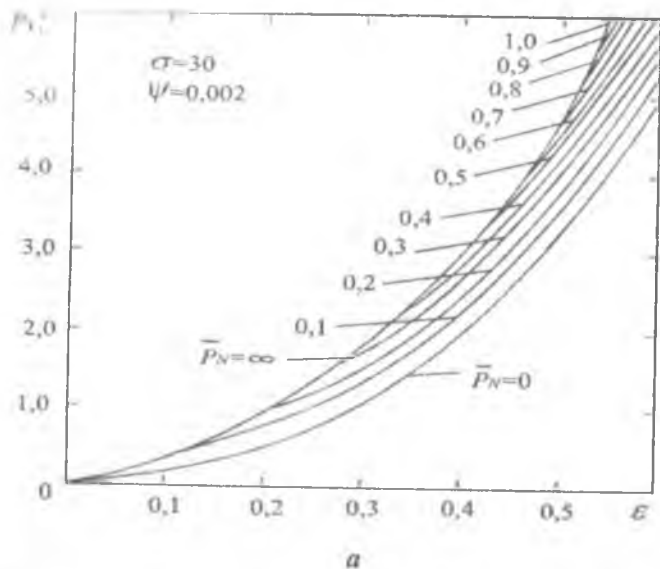
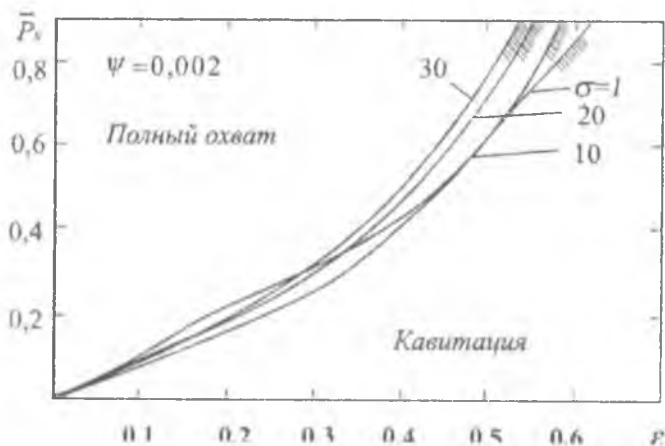


Рис.2.29. Зависимости составляющих гидродинамической силы с учетом турбулентности, кавитации и сил инерции от критерия  $\varepsilon$

приводит к уменьшению отрицательной составляющей и смене ее знака. В предельном случае половинного охвата ( $\bar{P}_N = 0$ ) радиальная составляющая вообще не принимает отрицательных значений.

На рис. 2.30 приведены границы возникновения зон кавитации (квитриховано) с учетом локальных и конвективных сил инерции, а также турбулизации смазки для различных критериев  $\sigma$ .



**Рис. 2.30. Граница возникновения кавитации смазки при учете сил инерции и турбулизации смазки**

С ростом критерия  $\sigma$  граница возникновения кавитации (при малых относительных эксцентриситетах  $\epsilon < 0,15$ ) смещается в область меньших давлений  $P_N$ , а затем (с ростом параметра  $\epsilon > 0,15$ ) перемещается в область больших значений  $P_N$ . Смена направления движения границы возникновения кавитации смазки объясняется тем, что при малых значениях эксцентриситета  $\epsilon$  с увеличением относительной скорости  $\sigma$  преобладает рост влияния сил инерции, которые снижают вероятность возникновения кавитации смазки, над влиянием турбулизации. С ростом критерия  $\epsilon$  имеет место тенденция усиления влияния турбулизации смазки, способствующей разрыву пленки.

Следовательно, при больших относительных скоростях, чтобы исключить кавитацию, необходимо работать с маленькими относительными эксцентриситетами ( $\epsilon < 0,15$ ). Если это невозможно, то необходимо увеличивать давление подачи смазки.

## 2.6. Экспериментальная оценка достоверности теоретических моделей

Для проверки достоверности теоретических моделей и методов расчета демпферов, изложенных в главе 2, была проведена серия экспериментов по определению динамического давления в зазорах короткого и длинного гидродинамических демпферов на экспериментальном стенде Самарского государственного аэрокосмического университета имени акад. С.П. Королева (СГАУ).

Движение в демпфере обеспечивалось в виде прямой синхронной прецессии с круговой орбитой, так как большинство гидродинамических демпферов имеют упругий элемент (см. рис. 1.11, д-ж), воспринимающий силу веса ротора и центрирующий его относительно статора. Описание экспериментальной установки и методики проведения эксперимента представлены в работе [47]. Планирование экспериментов обеспечило получение максимального объема полезной информации при наилучшем контроле и минимальных затратах времени на вычисления и обработку результатов. Для снижения количества основных влияющих факторов использовалась теория размерностей и подобия позволяющая существенно уменьшить количество переменных входящих в задачу. При этом безразмерные критерии подобия, которые были получены на основании  $\pi$ -теоремы в разделе 1.3.2 имеют общий вид для всех устройств данного типа и не зависят от используемой системы размерностей.

При исследовании влияния сил инерции и турбулизации смазки на определяемые динамические параметры ГДД (безразмерное динамическое давление  $\bar{P} - \bar{P}_П = (P - P_П) \delta_0^2 / 12 \Omega R^2 \mu$  и погонную гидродинамическую силу  $\bar{F}_0$ , определяемую как площадь под кривой безразмерного динамического давления) за определяющие критерии были выбраны безразмерная скорость (критерий инерции)  $\sigma$ , относительный эксцентриситет  $\varepsilon$ , безразмерный демпферный зазор  $\Psi$  и число Рейнольдса  $Re = \sigma \varepsilon \lambda \psi$ , характеризующее переход от ламинарного течения к турбулентному.

При проведении экспериментов использовался метод «чистых» опытов, когда искусственно создавались условия, в которых дополнительные факторы не проявлялись. Так, в приводимой серии экспериментов давление подачи поддерживалось всегда больше

отрицательного динамического, что исключало возникновение кавитации и, следовательно, ее влияние на динамические характеристики демпфера. Полученные экспериментальные значения распределения давления обрабатывались статистически и наносились на графики теоретического распределения давления в демпферном зазоре (см. рис.2.2...2.4,2.27,2.31,2.34), построенные по различным методикам расчета, приведенным в главе 2. При этом оценивалась точность экспериментального определения значений и надежность полученных результатов. Для подтверждения теоретических зависимостей желательна максимальная надежность 0,997. Однако из соображений экономии времени и средств ограничились надежностью 0,95, что позволило для нахождения среднеарифметических значений снимать показания каждой измеряемой величины всего 7 раз [61].

Результат всякого измерения является функцией двух независимых величин - значения замеряемой величины и ошибки измерения. Ошибка измерения может быть обусловлена промахами, систематическими и случайными погрешностями. В эксперименте промахи устранялись благодаря аккуратности в работе и записи результатов. Систематические погрешности сводились к минимуму путем тщательной отработки методик измерений и схем измерительных систем, применения исправных приборов, которые перед началом экспериментов тарировались и периодически проверялись в ходе проведения опытов. Все это дало возможность предполагать, что имеют место только случайные ошибки, которые независимы между собой и следуют закону нормального распределения.

Относительная погрешность определения параметров при надежности 0,95 в эксперименте составила  $\delta_{P_{\text{max}}} = 10,7\%$ ;  $\delta_f = 11,8\%$ ;  $\delta_{Re} = 6,5\%$ ;  $\delta_\sigma = 6,5\%$ ;  $\delta_\varphi = 7,4\%$ ;  $\delta_\psi = 0,35\%$ ;  $\delta_\varepsilon = 0,8\%$  [39].

На рис.2.2 приведено сравнение экспериментального и теоретического распределений динамического давления в демпферном зазоре короткого ГДД при ламинарном режиме течения без учета и с учетом конвективных сил инерции. Для оценки действительных значений динамическое давление на рис.2.2 представлено в размерном виде. Далее оно приводится в безразмерном виде.

Из рис. 2.2,а видно, что в коротком демпфере при малых значениях безразмерной скорости ( $\sigma=8,4$ ) экспериментальные

значения практически совпадают с теоретической кривой для ламинарной теории без учета сил инерции, в то время как теория с учетом инерционных сил дает завышенные результаты. По теории с учетом конвективных инерционных сил с ростом критерия динамического давления в конфузорной части демпферного зазора ( $0 < \varphi < \pi$ ) уменьшается, а в диффузорной ( $\pi < \varphi < 2\pi$ ) возрастает, что подтверждается экспериментально (рис. 2.2,б). Вид теоретической кривой с учетом конвективных сил инерции подтверждается экспериментом. Однако полученные экспериментальные точки при  $\sigma > 24$  лежат ниже теоретической кривой, в которой учтены силы инерции, в конфузорной части и выше в диффузорной части демпферного зазора ( $\sigma=31$ ), причем с ростом критерия  $\sigma$  эта тенденция усиливается. Это можно объяснить тем, что при больших значениях безразмерной скорости ( $\sigma > 25$ ) существенную роль играют локальные силы инерции.

Учет турбулентных областей течения смазки приводит к росту теоретического давления в диффузорной части демпферного зазора короткого демпфера ( $\pi < \varphi < 2\pi$ ) и к уменьшению в конфузорной ( $0 < \varphi < \pi$ ), что подтверждается экспериментом (рис. 2.31).

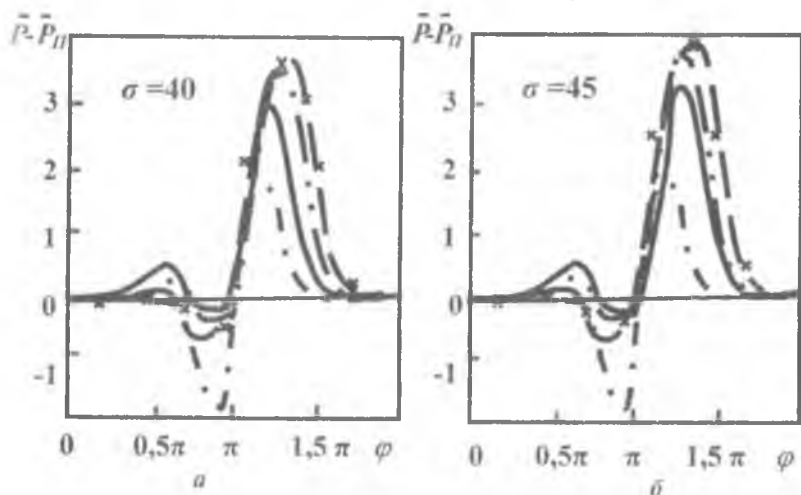


Рис. 2.31. Сравнение различных теоретических зависимостей динамического давления с экспериментом в коротком ГДД:  $z=0,135$ ;  $\lambda=0,6$ ;  $\Psi=0,01$ ;  $\varepsilon=0,9$ ; \* - эксперимент; - - - ламинарная теория; — - ламинарная теория с учетом конвективных сил инерции; — . . - обобщенная методика с учетом турбулизации и сил инерции

При значениях  $\sigma > 40$  для турбулентного режима течения наблюдается смещение пика экспериментального распределения давления в область больших углов, что также можно объяснить влиянием локальных сил инерции.

Для оценки границ применения различных теорий и методик расчета ГДД проанализированы зависимости максимального динамического давления в коротком демпфере (рис. 2.32) от критерия инерции  $\sigma$  и числа  $Re$ . На графики нанесены экспериментальные точки с эллипсами рассеяния, построенными по относительным погрешностям параметров.

Для определения минимального количества опытов в каждой серии при варьировании параметра инерции  $\sigma$  использовалась рабочая гипотеза, по которой сложная кривая зависимости рассматривалась как комбинация прямых и простых кривых. Каждый перегиб кривой описывался тремя опытами; каждый отрезок кривой, близкий к прямолинейному участку - двумя опытами, и вблизи назначенных пределов ставились 2 конечных опыта. Сложная зависимость, описывающая течение смазки на переходном режиме от ламинарного к турбулентному с учетом сил инерции, требует не менее 8 опытов [61].

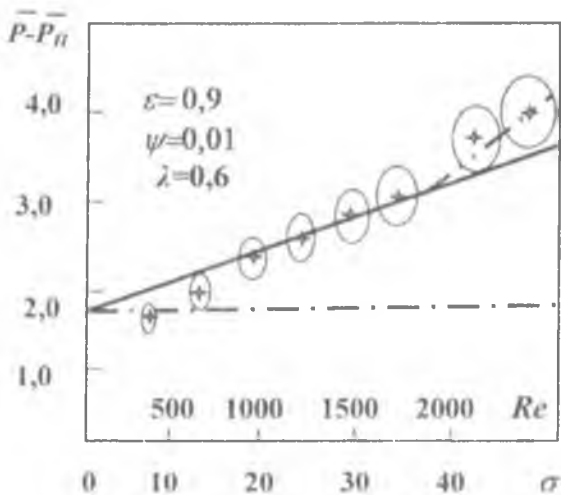


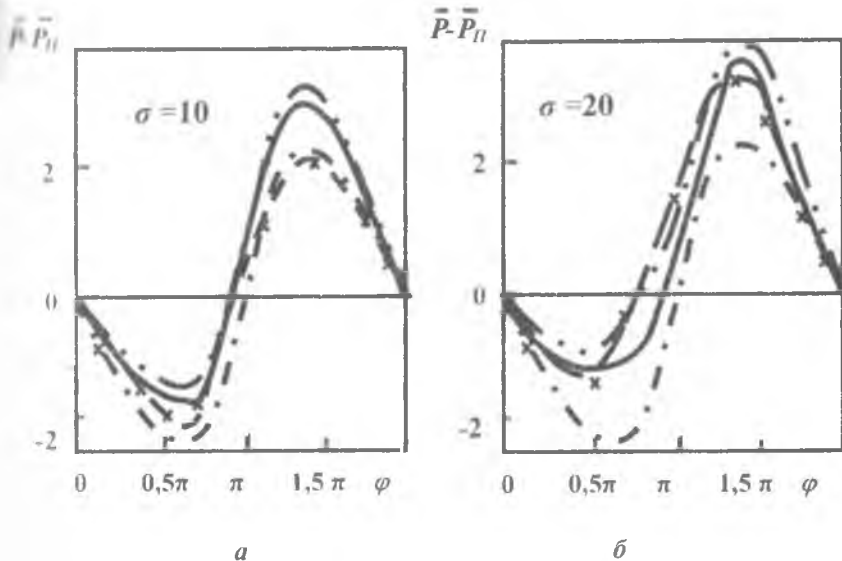
Рис. 2.32. Сравнение различных теоретических зависимостей максимального динамического давления в коротком ГДД с экспериментальными данными (обозначения на рис. 2.31)

Исходя из принятой гипотезы, при построении экспериментального распределения давления по угловой координате  $\varphi$  с осциллограммы выбиралось также 8 точек.

При изменении основного критерия (безразмерной скорости  $\sigma$ ) использовался классический рандомизированный план варьируемая величина выбиралась по случайному закону из области возможных значений, а остальные параметры были зафиксированы.

Из рис.2.32 видно, что для короткого демпфера при  $\sigma < 10$  можно пользоваться теорией для ламинарного режима без учета сил инерции. При  $\sigma > 13$  необходимо пользоваться ламинарной теорией с учетом сил инерции, так как эллипс рассеяния начинает перекрывать данную теоретическую зависимость. Экспериментальные точки при  $\sigma > 20$  лежат выше линии зависимости инерционно - ламинарной теории, но эллипс рассеяния экспериментальных значений перекрывает её, поэтому можно утверждать, что эксперимент подтверждает данную теорию. Для значений  $\sigma > 40$  в нашем случае эксперимент подтверждает инерционно-турбулентную теорию и свидетельствует о переходе режима течения от ламинарного к турбулентному. Теоретически переход должен начинаться при  $Re=2000$ , что косвенно подтверждается экспериментом, так как эллипсы рассеяния для значений давления при  $Re > 2000$  практически не перекрывают линию для инерционно-ламинарной теории.

Для проверки достоверности разработанных теоретически моделей и методик расчета длинных гидродинамических демпферов приведенных в главе 2, распределение динамического давления демпферном зазоре такого демпфера также сравнивалось экспериментальными данными. Дополнительно изучалось влияние определяющих критериев  $\psi$  и  $\varepsilon$ . Для этого достаточно двух градаций по каждому фактору, однако для снижения затрат времени в каждой серии опытов изменялись одновременно оба фактора, что позволило сократить число серий до двух. Сравнение распределений безразмерного динамического давления, построенных по различным теориям, с экспериментом при малом относительном эксцентриситете ( $\varepsilon = 0,225$ ) и малых скоростях ( $\sigma < 10$ ) как качественно, так и количественно подтверждает ламинарную теорию без учета сил инерции (рис.2.33, а). С ростом критерия  $\sigma$  наблюдается рост динамического давления во всем демпферном зазоре, а точка переход через нуль смещается в область меньших углов, что подтверждается экспериментальными данными, приведенными на рис. 2.4.



**Рис.2.33.** Сравнение различных теоретических зависимостей гидродинамической силы в длинном ГДД с экспериментальными данными:  $\Psi=0,01$ ;  $\varepsilon=0,225$  (обозначения на рис. 2.31)

Эксперимент хорошо описывает вид теоретической кривой, учитывающей конвективные силы инерции.

На рис. 2.4, д, ж имеется характерный горизонтальный участок графика в конфузурной части демпферного зазора при  $\varphi < \pi$ . Однако максимальные экспериментальные значения давления лежат ниже теоретических, учитывающих силы инерции, что объясняется значительными утечками через уплотнения в эксперименте. Поэтому для следующей серии экспериментов с большим относительным эксцентриситетом ( $\varepsilon=0,433$ ) использовались улучшенные уплотнения демпферного зазора, что дало положительные результаты (рис.2.34).

При величине критерия  $\sigma=10$  значения динамических параметров, полученных в эксперименте, больше теоретических, не учитывающих силы инерции. Однако эллипс, описывающий область рассеяния точек эксперимента, перекрывает данную теоретическую зависимость и не перекрывает зависимость, полученную по ламинарной теории с учетом конвективных сил инерции. Это отчетливо видно на рис. 2.34 по зависимостям для погонной

гидродинамической силы. Следовательно, при значении безразмерной скорости  $\sigma = 10$  нужно пользоваться ламинарной теорией.

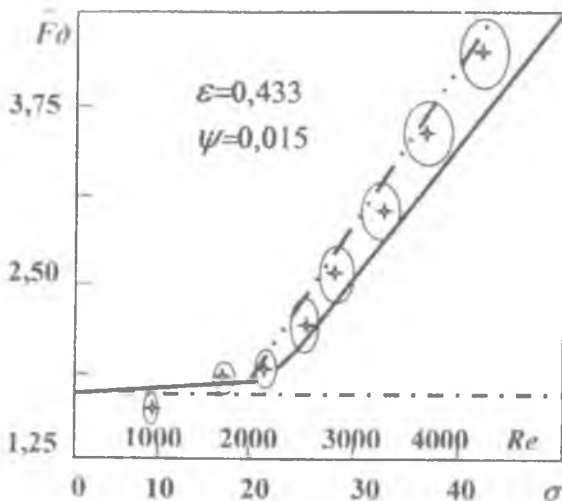


Рис.2.34. Сравнение различных теоретических зависимостей гидродинамической силы в длинном гидродинамическом демпфере с экспериментальными данными (обозначения на рис. 2.31)

При значениях  $\sigma \geq 15$  для длинного демпфера нельзя пользоваться ламинарной теорией без учета сил инерции, так как погрешность в определении погонной гидродинамической силы превышает 11 % (погрешность эксперимента).

При больших значениях критерия инерции ( $20 \leq \sigma \leq 30$ ) происходит корреляция эксперимента с ламинарной, учитывающей конвективные силы инерции, и обобщенной теориями.

Теоретически при значениях числа  $Re > 2000$  в длинном демпфере появляются зоны с турбулентным режимом течения смазки. Однако повышение динамических характеристик из-за турбулентных напряжений при  $2000 < Re < 3000$  незначительно и превышает 11 % (погрешность эксперимента) лишь при параметрах  $Re > 3000$ . В этом случае можно утверждать, что для длинного ГДД эксперимент подтверждает только турбулентную теорию с учетом сил инерции.

## 2.7. Области использования различных методов расчета ГДД

В настоящее время существует ряд методов для расчета гидродинамической силы в ГДД, учитывающих такие явления в слое смазки, как турбулизация, кавитация и инерционные силы. В каждом конкретном случае необходимо пользоваться соответствующим методом расчета демпфера, поэтому надо знать области применения этих методов. Для этого в порядке обобщения проведенных авторами исследований составлена таблица 2.5.

Таблица 2.5

Области применения различных методов расчета ГДД

Режим течения	Ламинарный режим течения $Re < 2000$			Турбулентный режим течения $Re > 2000$		
	Тип ГДД			Тип ГДД		
Метод расчета	Короткий $\lambda < 1,2$	Конечной длины $1,2 < \lambda < 4$	Длинный $\lambda > 4$	Короткий $\lambda < 1,2$	Конечной длины $1,2 < \lambda < 4$	Длинный $\lambda > 4$
Учет сил инерции	$\sigma > 10$	$\sigma > 10$	$\sigma > 10$	$\psi > 0,001$ $\sigma > 10$	$\sigma > 10$	$\psi < 0,003$ $\sigma > 10$
Учет кавитации	$\sigma < 10$ $A_k < 2$ $A_k < 2$	-	$\sigma < 10$ $A_o < 2$	-	-	-

Области критериев подобия ГДД для ламинарного и смешанного ламинарно-турбулентного режимов течения показаны на рис. 2. 35.

С целью уточнения границ использования методов расчета ГДД с учетом турбулизации смазки введем понятие относительной силы  $f^1$ , характеризующей отношение гидродинамической силы без учета турбулизации смазки к силе, рассчитанной с учетом турбулизации.

На рис. 2.36, *a* и *б* приведены зависимости составляющих относительной силы  $f_T^T$  и  $f_R^T$  от критерия  $\sigma$  при различных  $\varepsilon$  для короткого ГДД. Видно, что при малых значениях критерия  $\sigma$  ( $\sigma < 10$ ) турбулизация слабо проявляется даже при относительном эксцентриситете  $\varepsilon = 0,9$  ( $f_T^T = f_R^T - 1$ ).

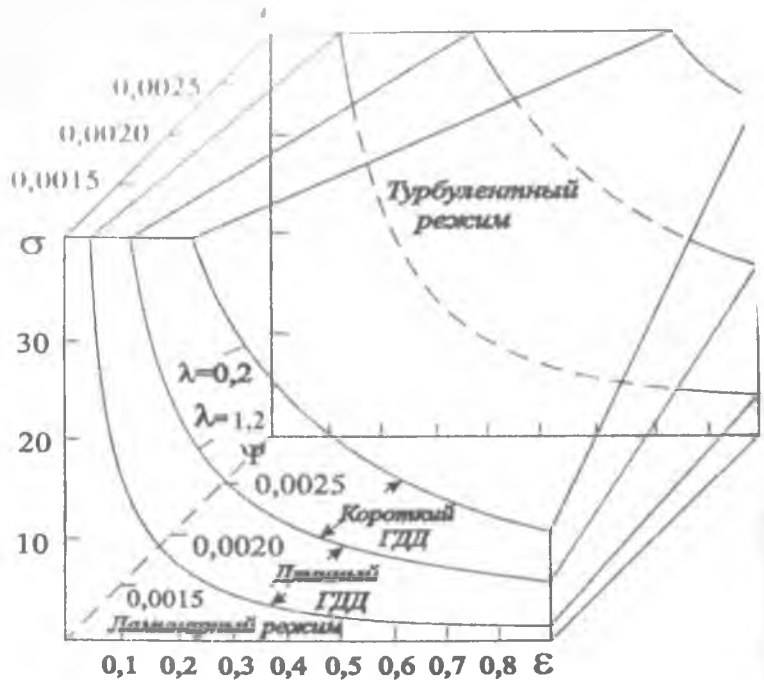
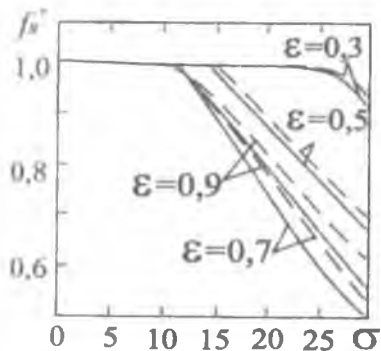


Рис.2.35. Области критериев и режимов работы ГДД

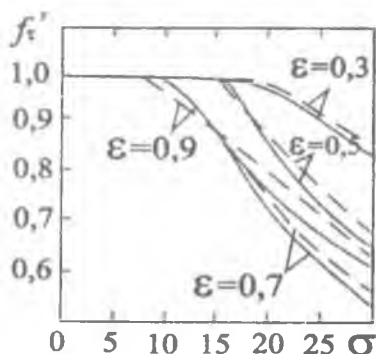
С увеличением критерия  $\sigma$  граница возникновения турбулентного режима смещается в область меньших эксцентриситетов. Погрешность в определении составляющих гидродинамической силы при половинном охвате по аппроксимированным зависимостям (2.91) и (2.92) не превышает 5% по сравнению с численным решением [48].

Таким образом, при расчете динамических характеристик короткого ГДД рекомендуется пользоваться аналитическими аппроксимированными зависимостями (2.89)...(2.92) (см. раздел 2.4.)

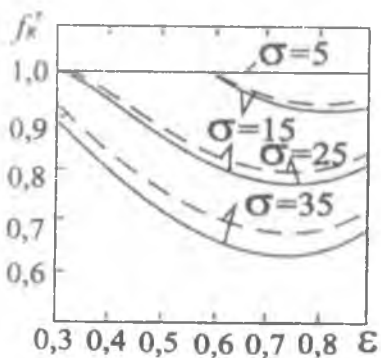
На рис. 2.36, в, г приведены соответственно зависимости  $f_t^T$  и  $f_R^T$  от относительного эксцентриситета  $\epsilon$  при различных  $\sigma$ . Из графиков следует, что кривые имеют минимум при  $\epsilon = 0,7$ , а с увеличением критерия  $\sigma$  возрастает степень влияния турбулизации смазки на гидродинамическую силу.



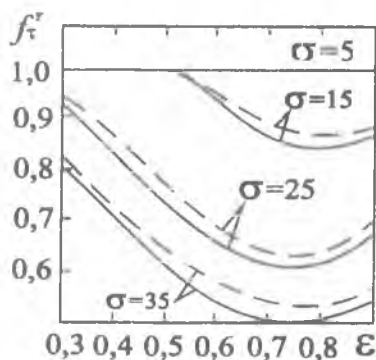
*a*



*b*



*c*



*d*

Рис. 2.36. Зависимости составляющих относительной силы  $f_{\tau}^T$  и  $f_R^T$  от критериев  $\sigma$  и  $\epsilon$  при  $\Psi = 0,001$ ;  $\lambda = 0,4$ :  
 ————— численное решение; - - - - - аналитическое решение

На рис. 2.37 показаны зависимости составляющих относительной силы  $f_{\tau}^T$  и  $f_R^T$  от параметров  $\lambda$  и  $\Psi$ .

Погрешность в оценке составляющих гидродинамической силы без учета турбуликации линейно растет с ростом  $\lambda$ , а с ростом параметра  $\Psi$  влияние турбуликации уменьшается.

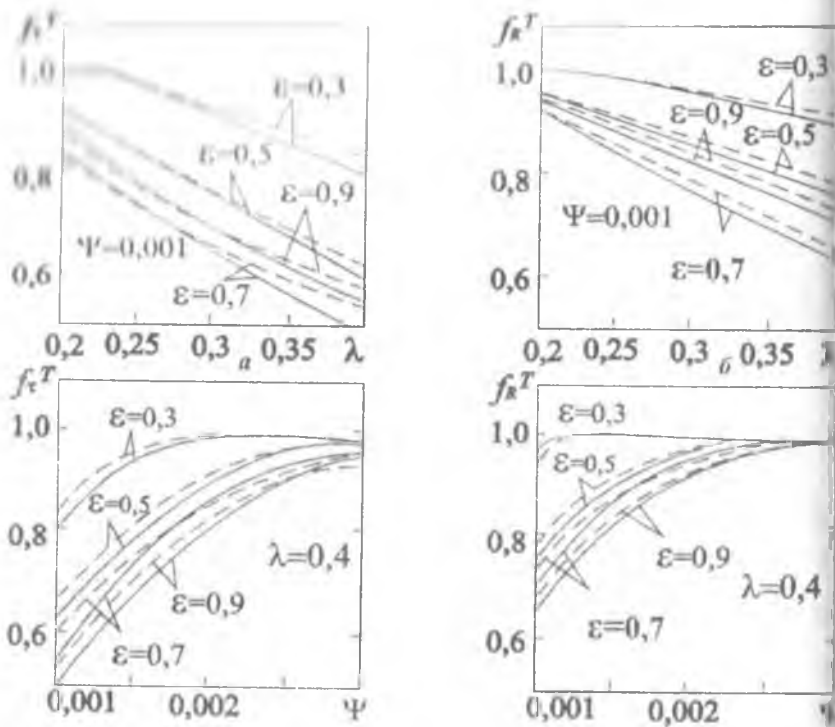


Рис. 2.37. Зависимости составляющих относительной силы  $f_{\tau}^T$  и  $f_R^T$  от параметров  $\Psi$ , и  $\lambda$  при  $\sigma = 30$ :  
 ————— численное решение; — — — — — аналитическое решение

Для оценки влияния турбулизации смазки на характеристики короткого ГДД удобно пользоваться (вместо параметра  $\lambda$ ) параметром  $Re = \epsilon \sigma \lambda / \Psi$ , поэтому будем использовать его при определении области применения метода расчета короткого ГДД с учетом турбулизации.

На рис.2.38 изображены зависимости составляющих относительной силы  $f_{\tau}^T$  и  $f_R^T$  от критерия  $Re$  для короткого ГДД. Из графиков видно, что турбулизация смазки влияет на характеристики демфера при значениях параметра  $Re > 2000$ , причем степень влияния зависит от критериев  $\epsilon$ ,  $\Psi$ , и  $\lambda$ .

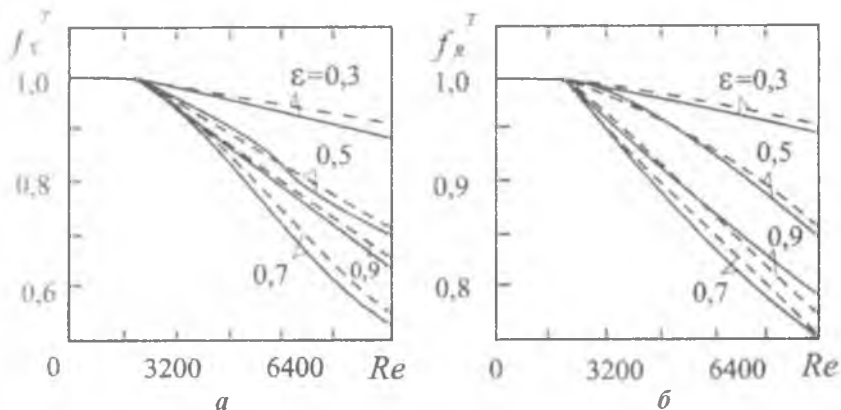


Рис. 2.38. Зависимости составляющих относительно силы

$f_{\tau}^T$  и  $f_R^T$  от критерия  $Re$  при  $\sigma=30$ ;  $\Psi=0,001$ :

———— численное решение; — — — — аналитическое решение

Для определения области применения метода, учитывающего силы инерции при турбулентном режиме течения, введем параметры  $f_{\tau}^{II}$  и  $f_R^{II}$ , которые характеризуют отношение соответственно радиальных и тангенциальных составляющих гидродинамической реакции при половинном охвате без учета сил инерции, но с учетом турбулизации, к соответствующим составляющим реакции, рассчитанным с учетом сил инерции и турбулизации смазки. Зависимости  $f_{\tau}^{II}$  и  $f_R^{II}$  короткого ГДЦ от критерия  $\sigma$  при различных  $\epsilon$  приведены на рис. 2.39.

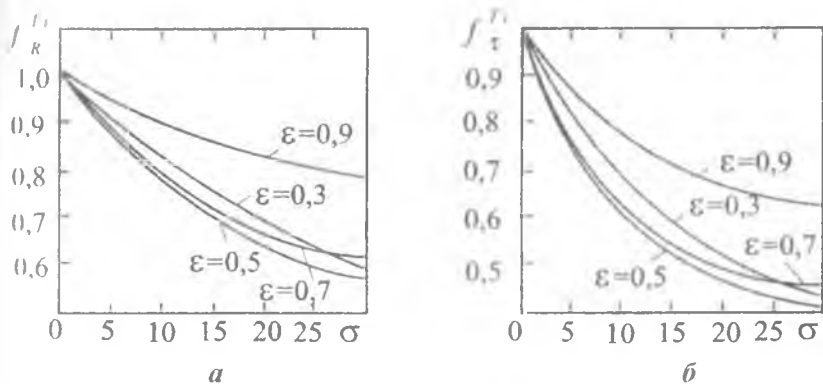


Рис. 2.39. Зависимости параметров  $f_{\tau}^{II}$  и  $f_R^{II}$  от  $\sigma$  при  $\Psi=0,001$ ;  $\lambda=0,4$

На основании графиков можно заключить, что с ростом критерия Рейнольдса возрастает влияние инерционных сил, причем в большей степени это проявляется для тангенциальной составляющей. При расчете и определении составляющих гидродинамической реакции от силы инерции может достигать 10...20% уже при  $\sigma = 10$  ( $Z_{c, \text{т}}^* = 0,9$ ,  $Z_{c, \text{н}}^* = 0,8$ ).

Таким образом, при проектировании короткого гидродинамического демпфера необходимо учитывать турбулизацию смазки в демпферном зазоре при  $Re > 2000$ , а влияние инерционных сил на динамические характеристики при  $\sigma > 10$ .

Для длинного ГДД, для которого критерий  $Re$  определяется по зависимости (2,24), турбулизацию и силы инерции необходимо учитывать при тех же величинах критериев  $Re$  и  $\sigma$ , что и для короткого ГДД.

На рис.2.40,а показана область кавитации смазки в коротком ГДД при ламинарном режиме течения без учета сил инерции. Граница области кавитации найдена из решения уравнения (2.49).

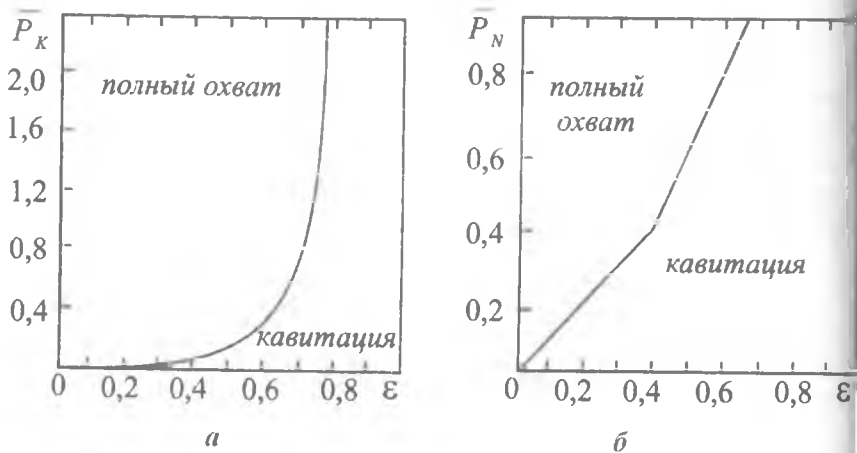


Рис. 2.40. Область кавитации смазки:

а - в коротком ГДД; б - в длинном ГДД

Для длинного ГДД при ламинарном режиме течения граница возникновения кавитации, найденная из решения уравнения (2.61), приведена на рис.2.40,б. Из графика видно, что кривая имеет

перегиб в районе  $\varepsilon = 0,4$ . Участок  $0 < \varepsilon < 0,4$  можно аппроксимировать прямой  $\bar{P}_N = 1,07\varepsilon$ .

Таким образом, если  $\bar{P}_N / \varepsilon < 1,07$ , то имеет место кавитация. Для участка  $0,4 < \varepsilon < 0,9$  граница кавитации описывается уравнением  $\bar{P}_N = -2,14\varepsilon - 4,3$ . Следовательно, при  $(\bar{P}_N + 4,3) / \varepsilon < 2,14$  возникает кавитация.

Области применения методов, учитывающих кавитацию смазки, удобно оценивать по коэффициентам  $A_k$ ,  $A_d$ , рассчитанным по зависимостям (2.53) или (2.57) соответственно для короткого непроточного и проточного ГДД, и коэффициенту  $A_d$ , полученному из уравнения (2.69) для длинного ГДД.

Кавитацию смазки необходимо учитывать при  $A_k$  (или  $A_d$ )  $< 2$ . В этом случае можно пользоваться методиками, изложенными в разд.2.3. Если  $A_k$  (или  $A_d$ )  $> 2$ , то можно пользоваться теорией полного охвата, а если  $A_k$  (или  $A_d$ )  $< 1,1$ , то теорией половинного охвата. При этом погрешность вычислений не превышает 10%. Погрешность в 10% принята в качестве критерия при определении областей применения различных методов в связи с тем, что погрешность аппроксимаций, использованных в предлагаемых методах, не превышает это значение.

Таким образом, выявлены области наиболее рационального использования различных методов расчета характеристик ГДД.

Вместе с полученными в этой главе расчетными зависимостями эти рекомендации способствуют обоснованному выбору необходимых параметров ГДД по требуемым критериям качества опор, что способствует проектированию оптимальных конструкций и сокращению сроков доводки изделий.

Результаты этой главы являются теоретической основой для анализа влияния различных конструктивных, технологических и эксплуатационных факторов на характеристики ГДД, который приведен в следующей главе.

### **3. Влияние конструктивных, технологических и эксплуатационных факторов на характеристики ГДД**

Как отмечалось в первой главе, серьезное влияние на характеристики ГДД оказывают особенности конструкции демпфера – условия подвода смазки, наличие и тип уплотнений по торцам зазора. Существенными факторами, влияющими на работу ГДД, являются технологические (отклонение формы и размеров зазора; качество обработки поверхности), а также эксплуатационные (температурные потоки и различного рода деформации). Исследование влияния факторов будем вести на основе системного подхода, в порядке их важности.

#### **3.1. Условия подвода-отвода смазки**

Первым звеном в цепи подачи смазки в зазор являются питающие отверстия. Как показано в гл.1, смазка в зазор может подаваться либо непосредственно через отверстие, либо через отверстие и канавку. Последний вариант используется, как правило, для короткого ГДД (с уплотнениями или без них). В этом разделе будет исследоваться подача только через отверстия.

##### **3.1.1. Питающие отверстия**

В последнее время появился ряд статей, посвященных изучению влияния давления подачи на характеристики ГДД. Симандири и Хан [143] исследовали влияние давления подачи смазки на виброизоляционную способность ГДД. Но расчетные данные получены для подшипника с подачей смазки только на одном из концов, как в подшипнике с кольцевой канавкой, и не рассмотрена подача смазки через несколько отверстий. В работе [252] изучаются гидродинамические силы и динамические воздействия в ГДД с кольцевой канавкой, основываясь на линеаризованных уравнениях Навье-Стокса. Здесь также не рассматриваются питающие отверстия и не используется обобщенное уравнение Рейнольдса для более полного анализа. Лунд [208] рассматривал питающие отверстия в демпфере с газовой смазкой при определении границы неустойчивости для жесткого ротора. В статье Стиффлера [151] исследован

короткий ГДД с нагнетаемой смазкой, но питающие отверстия заменены эквивалентными по гидродинамическому сопротивлению щелями.

В данном разделе предлагается методика учета влияния подачи смазки через отверстия, которая, на наш взгляд, более приближена к реальной конструкции ГДД.

Исследуемый демпфер показан на рис.1.3 с обозначениями соответствующих геометрических параметров. Как и во второй главе, ограничимся случаем прямой синхронной прецессии с частотой  $\Omega = \dot{\Phi}$ . При этом стационарные орбиты движения представляют собой круговые траектории с постоянным эксцентриситетом  $\varepsilon$  [100] относительно центра подшипника. Распределение давления в зазоре в этом случае также описывается уравнением Рейнольдса (1.2), но в правой части появляется дополнительное слагаемое вида

$$12 \frac{\mu L^2}{P_a \delta_0^3} f(V_n), \quad (3.1)$$

где  $f(V_n)$  функция подачи смазки через отверстие (или скорость подачи), которая не равна нулю только в точках подачи. Такая запись уравнения (1.2) предложена в работе [151] и получается из граничных условий по давлению на питающих отверстиях.

Граничные условия имеют вид

$$P(\varphi, 0) = P(\varphi, L) = P_a; \quad P(0, \bar{z}) = P(2\pi, \bar{z}) = f_1(\bar{z}). \quad (3.2)$$

Задача решается конечно-разностным методом, функция  $f_1$  ищется из условий равенства давления на торцах демпфера атмосферному  $P_a$  и определенности давления на выходе из отверстия  $P_{\text{вых}}$

$$f_1(\bar{z}) = \frac{P_{\text{вых}} - P_a}{L^2} \bar{z}^2 + P_a. \quad (3.3)$$

Запишем конечно-разностный аналог уравнения (1.2) с учетом слагаемого (3.1) в виде

$$\frac{\partial f(\varphi, \bar{z})}{\partial \varphi} = \frac{f_{i+1,j} - f_{i-1,j}}{2\Delta\varphi}; \quad \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} = \frac{f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}}{(\Delta\varphi)^2}, \quad (3.4)$$

где для упрощения  $f(\varphi, \bar{z})$  обозначено через  $f$ .

Аналогично имеем для производных по  $z$ . Отсюда получается выражение для определения давления в зазоре демпфера

$$P_{i,j} = \frac{[(1 + \varepsilon \cos \varphi_{i,j})^3 - (1 + \varepsilon \cos \varphi_{i-1,j})^3] (P_{i-1,j} - P_{i,j}) \Delta \bar{z}^2 L^2}{8(1 + \varepsilon \cos \varphi_{i,j})^3 (L^2 \Delta \bar{z}^2 + R^2 \Delta \varphi^2)} +$$

$$+ 6\mu \left( \frac{R}{\delta_0} \right)^2 \frac{\Delta \varphi^2 \Delta \bar{z}^2 L^2 (f_{i,j} \delta_0 - \varepsilon \Omega \sin \varphi_{i,j})}{(1 + \varepsilon \cos \varphi_{i,j})^3 (L^2 \Delta \bar{z}^2 + R^2 \Delta \varphi^2)} +$$

$$+ \frac{(P_{i-1,j} + P_{i,j}) \Delta \bar{z}^2 L^2}{2(L^2 \Delta \bar{z}^2 + R^2 \Delta \varphi^2)} + \frac{(P_{i,j+1} + P_{i,j-1}) \Delta \varphi^2 R^2}{2(L^2 \Delta \bar{z}^2 + R^2 \Delta \varphi^2)} \quad (3.5)$$

Давление считается по формуле (3.5) методом простой итерации. Расход вытекающей в демпфер жидкости на единицу длины окружности через отверстия с ограничительной шайбой выражается как

$$q_i [i, j] = \frac{N(\Delta \varphi \cdot \Delta z) C_d \pi}{\sqrt{\rho}} \cdot \sqrt{2(P_s - P_i [i, j])} \quad (3.6)$$

Здесь  $N$  – число отверстий,  $C_d$  – коэффициент расхода для отверстия,  $P_s, P_i$  – давления подачи и на входе в зазор соответственно.

Расход вытекающей смазки на единицу длины окружности определяется выражением

$$q_z = \frac{P_a \delta_0^3 h^3}{6\mu L} \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{\bar{z}=0} \quad (3.7)$$

Давление  $P_i$  находится из равенства выражений (3.6) и (3.7):

$$P_i = -\gamma_1 + \frac{\gamma_2 P_s}{2} \left[ \left( 1 + \frac{4}{\gamma_1} + \frac{4\gamma_1}{\gamma_2 P_s} \right)^{0,5} - 1 \right] \quad (3.8)$$

где  $\gamma_1 = \frac{\varepsilon \Lambda_s \sin \varphi}{h^3}$ ;  $\gamma_2 = \frac{\lambda_R^2}{h^6}$  и  $\gamma_2 = -\gamma_2$  при  $P_s < -\gamma_1$ ;  $\Lambda_s = \frac{3\mu \Omega}{2P_a} \left( \frac{L}{\delta_0} \right)^2$  –

число сдавливания;  $\lambda_R = \frac{3\mu L N d^2 C_d}{2\delta_0^3 R \sqrt{\rho P_s}}$  – параметр ограничителя рас-

хода с самокомпенсацией;  $d$  – диаметр отверстия.

Отверстие с самокомпенсацией не является дроселирующим и служит только для подвода смазки в зазор. Уравнению (3.8) также сопоставляется разностный аналог, который вычисляется методом простой итерации. Полученные значения  $P_i$  подставляются в раз-

стное уравнение (3.6), находится расход через отверстия, а также функция  $f_i$ . И, наконец, решается разностное уравнение Рейнольдса (3.5) для определения давления в зазоре демпфера. Получающиеся при этом отрицательные величины давления заменяются на давление насыщенных паров  $P_H$ , чтобы удовлетворить условиям кавитации. Учитывается также втекание и вытекание смазки через питающие отверстия в зависимости от давления в зазоре перед отверстием. Расход смазки через демпфер определяется из соотношения

$$q_{\partial} = \frac{P_a \delta_0^3 R}{3\mu L} \int_0^{2\pi} \left[ A_s \frac{\partial h}{\partial \varphi} + P_i h^3 \right] d\varphi \quad (3.9)$$

Силы определим по соотношениям (1.10). Для удобства анализа также берутся относительные силы  $\bar{f}_r = f_r / f_{r0}$ , где  $f_r, f_{r0}$  - радиальные компоненты с учетом и без учета подачи смазки. Аналогично определяется относительная тангенциальная сила.

В результате решения разностного уравнения (3.5) было получено распределение давления в зазоре с учетом подачи смазки

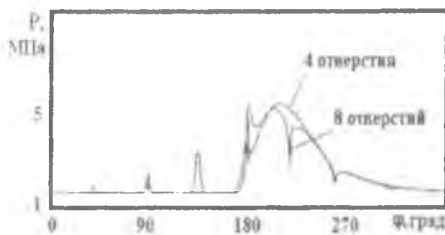


Рис.3.1.Эпоюра давления с учетом отверстий

через четыре, восемь и двенадцать питающих отверстий, расположенных симметрично.

На рис.3.1 изображены эпоюры давления в зазоре ГДД ТНА. В места подачи видны локальные пики давления до 3 МПа,

направленные вверх или вниз - в зависимости от направления движения смазки через отверстия. Зависимость относительной тангенциальной силы  $\bar{f}_r$  от эксцентриситета представлена на рис.3.2,а. Видно, что максимальное значение тангенциальной силы при учете подачи смазки через 12 отверстий на 20% больше, чем без учета. Определена зависимость расхода смазки через торцы демпфера от количества питающих отверстий (см. рис.3.2,б). При большем количестве отверстий расход возрастает. Такая зависимость характерна для отверстий с самокомпенсацией, которые обычно используются в ГДД.

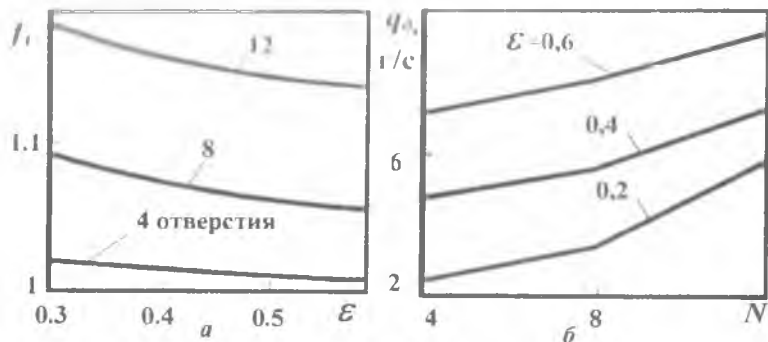


Рис.3.2. Характеристики ГДД с учетом питающих отверстий

С ростом эксцентриситета расход увеличивается (рис.3.2,б), что соответствует основным положениям теории смазки [87].

### 3.1.2. Питающая канавка

Следующим этапом в исследовании условий подачи является учет подающей канавки при наличии питающих отверстий. Данную задачу можно решать методом «ступенчатого подшипника» или «ступеньки Рэлея», описанном, например, в работе [126]. Согласно схеме, приведенной на рис. 3.3, в месте перехода канавки в демпфер образуется ступенчатый зазор. Задача решается отдельно для канавки с питающими отверстиями по методике, изложенной в предыдущем разделе, и для зазора. Давление на границе канавки и зазора находится из условия равенства расхода  $q_g$  через канавку и  $q_s$  через зазор:

$$q_g = q_s. \quad (3.10)$$

Обозначение индекса  $g$  взято от английского слова groove – канавка. Граничные условия для зазора записываются также в виде (3.2). В силу симметричности задачи относительно оси  $Y$ , проходящей через ось питающих отверстий, рассматривается половина канавки.

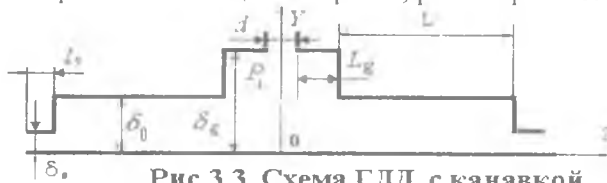


Рис.3.3. Схема ГДД с канавкой и уплотнениями

поэтому одно из граничных условий для нее имеет вид

$$P(\varphi, 0) = P_1. \quad (3.11)$$

Граничные условия на стыке зазора и канавки определяются по уравнению (3.10). Расход находится из известных соотношений теории смазки [87]. Отсюда для граничных условий (3.10) имеем

$$\delta_g h_g \left. \frac{\partial P_g}{\partial z} \right|_{z=L_g} = \delta h \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (3.12)$$

где  $\delta_g$ ,  $L_g$  – соответственно глубина и ширина канавки;  $h_g$ ,  $1 + \varepsilon_g \cos \varphi$  – относительная толщина масляного слоя на угле  $\varphi$ ;  $\delta = e/\delta_g$  – относительная амплитуда над канавкой.

Таким образом, учет питающей канавки добавляет еще два определяющих параметра – глубину и длину канавки. Параметр  $\varepsilon_g$  является безразмерным определяющим параметром задачи.

Выражение для граничного давления  $P_k$  между канавкой и зазором получаем из равенства (3.12)

$$P_k = -6\mu\Omega \sin \varphi \left( \frac{\delta_g L_g^2 \varepsilon_g + \delta_0 L^2 \varepsilon}{h_g^3 \delta_g^3 + h^3 \delta_0^3} \right) + \frac{h_g^3 \bar{r}_i^3 + h^3 \bar{r}_0^3}{h_g^3 \delta_g^3 + h^3 \delta_0^3} \quad (3.13)$$

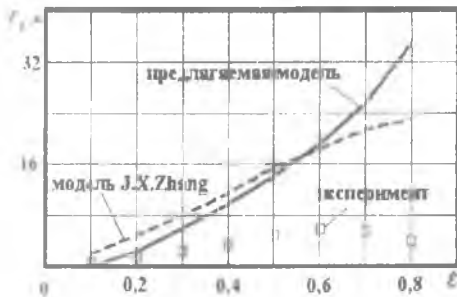


Рис. 3.4. Сравнение с работами других авторов

Задача также решается конечно-разностным методом. Выражение для определения давления в канавке демпфера приводится к конечно-разностному виду (3.5). Аналогично можно получить уравнение для определения давления в зазоре [109]. Давление считается по формуле (3.5) методом простой итерации. Силы

для зазора и канавки считаются по отдельности, а потом складываются. Для анализа берутся относительные силы

$$\bar{f}_r(\tau) = f_r(\tau) / f_{r0}(\tau_0), \quad (3.14)$$

где  $f_r(\tau)$  – радиальная (тангенциальная) компонента в демпфере с канавкой,  $f_{r0}(\tau_0)$  – радиальная (тангенциальная) компонента в демпфере без канавки. Сравним полученные результаты с теоретиче-

скими и экспериментальными данными других авторов [273]. Видно

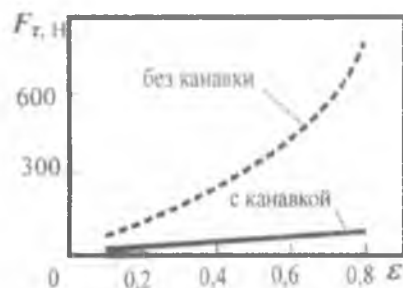


Рис.3.5. Зависимость демпфирования от эксцентриситета

при наличии канавки и без нее. Видно, что канавка значительно уменьшает демпфирование при  $\varepsilon > 0,3$ .

Интересно рассмотреть влияние размеров канавки на характере

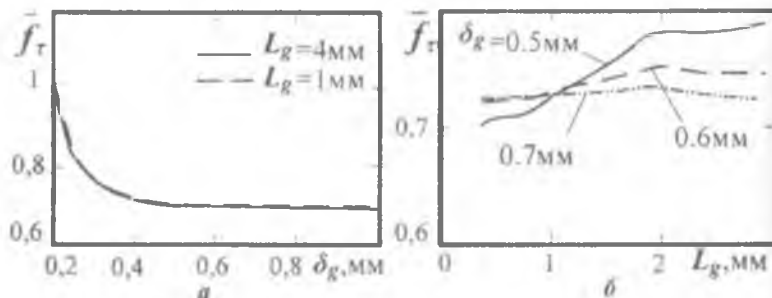


Рис.3.6. Влияние параметров канавки на демпфирование

ристики демфера (рис.3.6, а, б). Получается, что канавка уменьшает силу демпфирования на 30% при  $\delta_g > 0,4$  мм, а оптимальная длина канавки  $L_g = 2$  мм.

### 3.1.3. Торцовые уплотнения

Как показано в гл.1, в ГДД широко используются торцовые уплотнения различных типов, причем имеется тенденция к усложнению конструкции уплотнений с целью уменьшения утечек через них [220,222,237...242]. Снижение утечек способствует повышению демпфирующей силы и дает возможность использовать увели-

ченные зазоры в ГДД. Последнее обстоятельство повышает технологичность демпфера, понижает чувствительность работы демпфера в условиях закоксовывания маслом, что характерно для ГДД в опорах турбин, а также позволяет работать на линейном участке характеристики демпфера за счет уменьшения эксцентриситета. В предыдущем разделе было показано, что снижение расхода смазки через зазор улучшает условия работы питающей канавки. Однако к настоящему времени исследованию влияния уплотнений уделялось мало внимания. В работе [98] сделана попытка оценить влияние резиновых уплотнительных колец и поршневых металлических колец. Именно такие типы уплотнений характерны для ГДД опор авиационных ГТД. Полученные результаты показывают, что теоретические расчеты отличаются от экспериментальных данных на порядок и более, что говорит о сложности создания адекватной модели уплотнения. Сложность заключается также в том, что на работу уплотнения, особенно поршневого кольца, оказывают сильное влияние такие факторы, как точность и качество изготовления контактирующих поверхностей (неперпендикулярность и неплоскостность торцов, радиальные биения, шероховатость). Поэтому исследование уплотнений является комплексной задачей, включающей как технологическую проработку, так и экспериментальные исследования с целью определения эмпирических коэффициентов торцовых утечек. Для этого необходимо создание специальных стендов и изготовление большого количества образцов материальной части ГДД. В настоящее время в России такие работы в условиях высшей школы проводить затруднительно. Поэтому для решения проблемы выбран упрощенный подход, заключающийся во введении эквивалентного контактному уплотнению по утечкам бесконтактного. Такой подход позволяет применять для оценки влияния уплотнений методы, использованные в разделах 3.1.1 и 3.1.2. При всех его недостатках он позволяет принять конструктору более правильное решение при выборе основных параметров конструкции ГДД (наличие или отсутствие питающей канавки, количество и диаметр отверстий).

Любое уплотнение имеет утечки. Поэтому, определив их величину экспериментально или задавшись ими из других соображений (эвристических, экспертных оценок), можно найти размер кольцевой щели, соответствующей таким утечкам, то есть определить размеры  $\delta_s$  и  $L_s$  (см. рис.3.3). Индекс  $s$  взят от английского слова

seal – уплотнение. Таким образом, учет уплотнения сводится к введению еще одной ступеньки в демпферном зазоре и может быть проведен по изложенным выше методикам.

Для уплотнения распределение давления записывается в виде (1.2), а для канавки – с дополнением (3.1). Граничные условия для канавки, зазора и уплотнения вместе записываются в виде (3.2), а для стыка канавки и демпферного зазора – в виде (3.10). Граничное условие на стыке зазора и уплотнения определяется на основе равенства расходов через зазор  $q_c$  и уплотнение  $q_s$ :

$$q_c = q_s. \quad (3.15)$$

Подставляя в (3.15) значения для расхода, определенные через градиент давления, получим окончательно выражение для граничного условия на стыке демпферного зазора и уплотнения

$$\delta_0^3 h^3 \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=L} = \delta_s^3 h_s^3 \frac{\partial P_s}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (3.16)$$

где  $h_s = 1 + \varepsilon_s \cos \varphi$  – толщина масляного слоя под уплотнением,  $\varepsilon_s = e / \delta_s$ . Критерий  $\varepsilon_s$  является безразмерным определяющим параметром и характеризует смещение вибратора относительно уплотнения. Зазор в уплотнении  $\delta_s$  считается по эквивалентным утечкам и должен быть меньше величины зазора  $\delta_0$  в демпфере. Поэтому параметр  $\varepsilon_s$  может быть как больше, так и меньше 1. Однако в теории смазки  $\varepsilon_s < 1$  всегда, ибо в противном случае многие интегралы теории смазки теряют смысл. Поэтому в расчетах принималось  $\varepsilon_s = 0,9$ , но этот параметр должен уточняться по экспериментальным данным.

Выражение для давления  $P_k$  между канавкой и зазором получаем из граничного условия (3.12)

$$\bar{P}_k = A \left[ \frac{\bar{P}_i}{1 + 1/\Pi_g} + \frac{1}{(1 + 1/\Pi_s)(1 + \Pi_s)} - 6\mu\Omega \sin \varphi \left( K_g + \frac{K_s}{1 + \Pi_g} \right) \right].$$

Таким же образом получаем из (3.15) выражение для давления  $\bar{P}_s$  между зазором и уплотнением

$$\bar{P}_s = A \left[ \frac{\bar{P}_i}{(1 + 1/\Pi_g)(1 + \Pi_s)} + \frac{1}{(1 + 1/\Pi_s)} - 6\mu\Omega \sin \varphi \left( K_s + \frac{K_g}{1 + \Pi_s} \right) \right].$$

. Здесь  $K_g = \frac{\delta_s L^2 \varepsilon_s + \delta L^2 \varepsilon}{h_s^3 \delta_s^3 + h^3 \delta^2}$ ;  $\Pi_g = \frac{h_g^3}{h^3 \delta_g^3}$ ;  $\Pi_s = \frac{h_s^3}{h^3 \delta_s^3}$ ;  $\delta_g = \frac{\delta_0}{\delta_g}$ ;

$$A_K = \frac{\delta_K L_g^2 \varepsilon_g + \delta L^2 \varepsilon}{h_g^3 \delta_g^3 + h^3 \delta^3}; \bar{\delta}_s = \frac{\delta_0}{\delta_s}; A = \frac{1}{1 - (1 + P_s)^{-1} (1 + H_s)^{-1}}$$

Параметры  $P_g$ ,  $P_s$ ,  $K_g$ ,  $K_s$  и  $A$  введены для удобства записи, и  $\delta_g$  и  $\delta_s$  являются безразмерными определяющими параметрами, характеризующими соответственно соотношения гидродинамических сопротивлений канавки и зазора, уплотнений и зазора.

Аналогично можно получить уравнения для определения давления в зазоре и канавке [108]. Уравнение (3.5) решается совместно с граничными условиями (3.2), (3.10) и (3.16). Силы считаются для зазора и канавки по отдельности, а потом складываются. На участке уплотнения они не учитываются, так как согласно предлагаемой модели щель является эквивалентной и не участвует в формировании гидродинамической силы. Область влияния уплотнения в демпфере показана на рис.3.7.

Видно, что уплотнение начинает работать при  $\bar{\delta}_s > 1$ , т.е. когда зазор в уплотнении становится меньше зазора в демпфере, и незначительно увеличивает силу при  $\bar{\delta}_s > 4$  (зазор в уплотнении меньше зазора в демпфере в 4 раза).

На рис.3.8 представлена зависимость тангенциальных сил от эксцентриситета – при наличии канавки с уплотнением, без уплотнения, без уплотнения и канавки. Видно, что канавка уменьшает силу демпфирования значительно по сравнению с одним зазором при всех  $\varepsilon$ . Но канавка в сочетании с уплотнением дает большую силу, чем один зазор при  $\varepsilon < 0.8$ . Равенство, а потом уменьшение силы при наличии канавки и уплотнения силе при одном зазоре объясняется ограниченностью использования программы при больших эксцентриситетах.

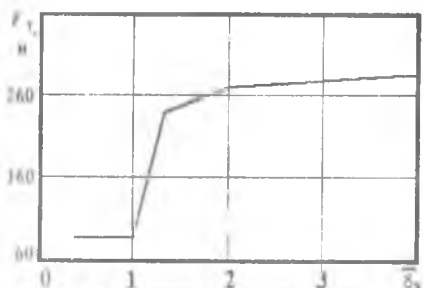


Рис.3.7. Зависимость демпфирования от параметра  $\bar{\delta}_s$

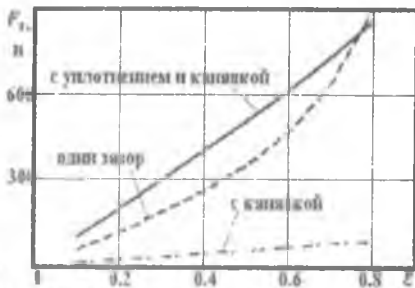


Рис.3.8. Влияние условий подвода-отвода на демпфирование

Увеличение силы в демпфере с канавкой и уплотнением по сравнению с силой в демпфере только с канавкой в четыре раза объясняется увеличением объема смазки и давления в канавке с зазором. Это доказывает целесообразность использования демпферов с канавкой для улучшения охлаждения смазки [108] и уплотнения для увеличения силы демпфирования.

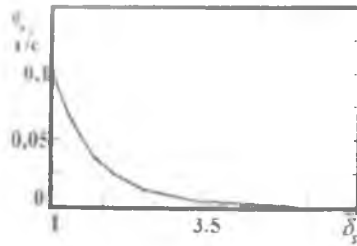


Рис.3.9. Зависимость расхода смазки от параметра уплотнения  $\bar{\delta}_s$

ки наиболее эффективных уплотнений.

На рис.3.9 показана зависимость расхода смазки из торцов демпфера от параметра  $\bar{\delta}_s$ , построенная на основании зависимости (3.7). Видно, что расход стремится к нулю при уменьшении зазора в уплотнении. Этот результат также соответствует физическому смыслу работы уплотнения и подтверждает необходимость разработки

### 3.2. Демпфер с цилиндрической и торцовыми щелями

Как уже отмечалось в гл.1, длинный демпфер имеет большую демпфирующую способность, чем короткий. Однако в этом случае необходимы уплотнительные кольца, усложняющие конструкцию опоры. К тому же методика проектирования таких колец к настоящему моменту проработана недостаточно. Как отмечалось в работе [185], они подвержены износу из-за трения по контактирующим поверхностям. Значит, ресурс такого демпфера может оказаться меньше ресурса опоры, и с течением времени характеристики длинных ГДД будут

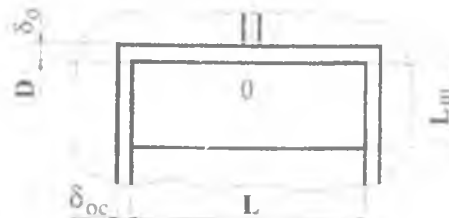


Рис. 3.10. Схема ДТЩ

изменяться. Поэтому представляет интерес демпфер (рис. 3.10), в котором цилиндрический зазор ограничен по торцам щелями величиной  $\delta_{ос}$  и длиной  $L_{щ}$  каждая, за счет чего создается повышенное

гидродинамическое сопротивление на выходе из демпфера. В дальнейшем будем называть такую конструкцию демпфером с цилиндрической и торцовыми щелями (ДТЩ). Демпфирование ДТЩ имеет промежуточное значение между длинным и коротким ГДД, но конструктивно он проще длинного и не имеет износа, поскольку контактное уплотнение заменено здесь бесконтактным.

### 3.2.1. Выбор расчетной модели ДТЩ

При решении задачи будем рассматривать двумерное течение жидкости в цилиндрической щели и одномерное радиальное в торцовых щелях. Методика учета окружного перетекания в торцовых щелях изложена в работе [175], однако здесь она не приводится ввиду ее громоздкости. Для более детального исследования влияния торцовой щели в данном разделе условия подвода смазки анализироваться не будут. Демпфер предполагается использовать в передней опоре КНД, где действуют большие динамические нагрузки. В КНД рабочая частота вращения, как правило, не превышает 500 1/с, зазор  $\delta_0$  не более 0,2 мм, а вязкость смазки не менее 5 сст. Поэтому для параметра инерции  $\sigma$ , согласно выражению (1.12), получаем  $\sigma = 4$ , откуда следует, что силы инерции в этом случае можно не учитывать. Такая постановка задачи, изложенная в работе [51], позволяет получить аналитическое решение на базе уравнения Рейнольдса (1.2), которое при этом имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left( h^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \varphi} \right) + \left( \frac{D}{L} \right)^2 h^3 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \bar{z}^2} = \varepsilon \sin \varphi, \quad (3.17)$$

где  $\bar{z} = 2z/L$  - безразмерная осевая координата, отсчитываемая в данном случае от середины демпфера;  $-1 \leq \bar{z} \leq 1$ .

Уравнение (3.17) является дифференциальным уравнением в частных производных эллиптического типа. Подробный обзор решения этого уравнения для подшипников скольжения приведен в монографии М.В. Коровчинского [87]. Здесь же отметим, что для демпфера конечность длины учитывалась лишь Н.Л. Зезиным [72] по методу Д.С. Коднира [80], который, однако, не позволяет осуществить предельный переход для длинного демпфера и дает при  $L/D \rightarrow \infty$  заниженные результаты. С.И. Сергеев [139] приводит вы-

ражения для коэффициентов демпфирования демпфера конечной длины, которые получены в предположении малости  $\varepsilon$ .

Решение уравнения (3.17) велось разделением переменных. Для осевой координаты получается точное решение в виде гиперболического косинуса. По окружной координате решение велось разложением в ряд по собственным значениям по методу Галеркина. Такая методика разработана М.В. Коровчинским [87] для подшипников скольжения и позволяет получить решение для любых амплитуд колебаний и значений параметра  $L/D$ . Для демпфера отличие заключается в виде правой части уравнения Рейнольдса, которая при прямой синхронной прецессии имеет вид (3.17).

### 3.2.2. Определение гидродинамических сил и коэффициента торцовых утечек

Учет торцовой щели потребовал использования еще одного граничного условия для определения констант интегрирования  $R_k$  в рядах Галеркина, заключающееся в равенстве расхода смазки  $q_z$  через цилиндрическую щель при  $z = \pm 1$  и торцовую щель  $q_T$ , причем здесь имеется ввиду расход, приходящийся на элементарную дугу окружности [51]:

$$q_z = q_T. \quad (3.18)$$

Расход  $q_z$  определяется из формулы (3.7) теории смазки, а расход  $q_T$  определяется соотношением [169]

$$q_T = \frac{\delta_{oc}^3}{3\mu D} \frac{P}{\ln\left(\frac{1}{1 - 2L_{щ}/D}\right)}, \quad (3.19)$$

где  $\delta_{oc}$  - торцовый зазор в демпфере (рис.3.10).

Подставляя соотношения (3.7) и (3.19) в уравнение (3.18) и переходя согласно равенству (2.8) к безразмерному давлению, запишем граничное условие (3.18) в виде

$$\bar{P}(\varphi, 1) = -\frac{D}{L} \Pi H^2 \frac{\partial \bar{P}(\varphi, 1)}{\partial z}, \quad (3.20)$$

где  $H = (1 + \varepsilon \cos \varphi)^{1.5}$ , а безразмерный параметр  $\Pi$ , равный

$$\Pi = \frac{1}{2} \left( \frac{\delta_{\text{в}}}{\delta_{\text{ос}}} \right)^2 \ln \left( \frac{1}{1 - 2L_m / D} \right) \quad (3.21)$$

характеризует соотношение гидродинамических сопротивлений торцевой и цилиндрической щелей.

Безразмерные силы  $\bar{F}_R$  и  $\bar{F}_T$  получим, интегрируя распределение давления по соотношениям (1.10) в виде

$$F_{R\delta} = \bar{F}_R \delta + \frac{D}{L} \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k \right) \sum_{s=1}^n C_{ks} J_1, \quad \bar{F}_T = \bar{F}_T + \frac{D}{L} \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k \right) \sum_{s=1}^n C_{ks} J_2,$$

$$\text{где } J_1 = \int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{\sin s\varphi \cos \varphi d\varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^{1.5}}; \quad J_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{\sin s\varphi \sin \varphi d\varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^{1.5}};$$

$f_{R\delta}, \bar{F}_{T\delta}$  - коэффициенты нагруженности длинного демфера;

$\lambda_k, C_{ks}$  - соответственно собственные числа и функции задачи.

Для дальнейшего анализа введем относительные коэффициенты

$$f_{R\delta} = \frac{\bar{F}_R}{\bar{F}_{R\delta}}; \quad f_{T\delta} = \frac{\bar{F}_T}{\bar{F}_{T\delta}}; \quad f_{R\kappa} = \frac{\bar{F}_R}{\bar{F}_{R\kappa}}; \quad f_{T\kappa} = \frac{\bar{F}_T}{\bar{F}_{T\kappa}}, \quad (3.22)$$

где  $\bar{F}_{R\kappa}, \bar{F}_{T\kappa}$  - коэффициенты нагруженности короткого демфера.

Подставляя в соотношения (3.22) выражения для  $\bar{F}_R$  и  $\bar{F}_T$  из табл.1.3, получаем для относительных коэффициентов

$$f_{R\delta} = 1 + \frac{D}{L} \frac{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)}{2\varepsilon^2} \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k \right) \sum_{s=1}^n C_{ks} J_1;$$

$$f_{T\delta} = 1 + \frac{D}{L} \frac{(2 + \varepsilon^2)\sqrt{(1 - \varepsilon^2)}}{\pi\varepsilon^2} \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k \right) \sum_{s=1}^n C_{ks} J_2;$$

$$f_{R\kappa} = 3 \left( \frac{D}{L} \right)^2 \frac{1 - \varepsilon^2}{2 + \varepsilon^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{D}{L} \right)^3 \frac{(1 - \varepsilon^2)^2}{\varepsilon^2} \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k \right) \sum_{s=1}^n C_{ks} J_1;$$

$$f_{T\kappa} = 6 \left( \frac{D}{L} \right)^2 \frac{1 - \varepsilon^2}{2 + \varepsilon^2} + \frac{6}{\pi} \left( \frac{D}{L} \right)^3 \frac{(1 - \varepsilon^2)^2}{\varepsilon^2} \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k \right) \sum_{s=1}^n C_{ks} J_2.$$

Величины  $f_{R\delta}, f_{T\delta}, f_{R\kappa}, f_{T\kappa}$  представляют собой соотношение коэффициентов нагруженности демфера с цилиндрической и тор-

ными щелями с коэффициентами нагруженности длинного и короткого ГДД. Очевидно, что  $f_{R\partial} \leq 1$ ,  $f_{T\partial} \leq 1$ ,  $f_{Rk} \geq 1$ ,  $f_{Tk} \geq 1$ .

Вычислим расход, возникающий при колебаниях вибратора. Расход через элементарную дугу определяется соотношением (3.19). Записывая его через безразмерное давление, определяемое выражением (2.8), получим

$$q_z = -\frac{\delta_0 D^2}{2L} \Omega (1 + \varepsilon \cos \varphi)^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial z}. \quad (3.23)$$

Общий расход вычисляется интегрированием по окружности расхода через элементарную дугу

$$q_\partial = \frac{D}{2} \int_{-\pi}^{\pi} q_z d\varphi. \quad (3.24)$$

Подставляя в соотношение (3.24) выражение для расхода  $q_z$  (3.23), получаем

$$q_\partial = -\frac{D^3}{4L} \Omega \delta_0 \int_{-\pi}^{\pi} H^2 \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} d\varphi.$$

Для удобства анализа введем относительную величину – коэффициент расхода  $\bar{q}$  или коэффициент торцовых утечек

$$\bar{q} = q_\partial / q_{\partial k},$$

где  $q_{\partial k}$  – расход через короткий демпфер, горцы которого практически не имеют гидродинамического сопротивления. Следовательно, коэффициент  $\bar{q}$  показывает, как снижается расход через демпфер при возрастании гидродинамического сопротивления на выходе из демпфера. Очевидно, что  $\bar{q} < 1$ . Окончательно для коэффициента расхода  $\bar{q}$  получим

$$\bar{q} = -\frac{1}{2\varepsilon} \frac{D}{L} \sum_{k=1}^n R_k \lambda_k \operatorname{sh} \left( \frac{L}{D} \lambda_k z \right) \sum_{s=1}^m C_{ks} \int_{-\pi}^{\pi} H \sin s\varphi d\varphi.$$

Таким образом, имеем систему из двух коэффициентов ( $f_{R\partial}$  и  $f_{T\partial}$  или  $f_{Rk}$  и  $f_{Tk}$ ), характеризующих относительные силовые характеристики демпфера, и коэффициент  $\bar{q}$ , характеризующий расход через демпфер. Малое значение параметра  $\Pi$  соответствует случаю короткого ГДД, так как сопротивление торцовых щелей

при этом мало. Относительные коэффициенты нагруженности для этого случая равны

$$f_{\alpha} \approx \frac{\bar{F}_{\alpha\alpha}}{\bar{F}_{\alpha\alpha}} = \frac{1}{3} \left( \frac{L}{D} \right)^2 \frac{2+\varepsilon^2}{1-\varepsilon^2}; f_{\varepsilon} \approx \frac{\bar{F}_{\varepsilon}}{\bar{F}_{\varepsilon}} = \frac{1}{6} \left( \frac{L}{D} \right)^2 \frac{2+\varepsilon^2}{1-\varepsilon^2}; f_{\alpha\alpha} \approx f_{\varepsilon} \approx 1; q \approx 1.$$

При больших значениях параметра  $\Pi$  сопротивление торцовых щелей настолько велико, что течение в торцы практически отсутствует, что соответствует бесконечно длинному демпферу. Для относительных коэффициентов в этом случае имеем

$$f_{\alpha} \approx f_{\varepsilon} \approx 1; q \approx 0; f_{\alpha\alpha} \approx \frac{\bar{F}_{\alpha\alpha}}{\bar{F}_{\alpha\alpha}} = 3 \left( \frac{D}{L} \right)^2 \frac{1-\varepsilon^2}{2+\varepsilon^2}; f_{\varepsilon\varepsilon} \approx \frac{\bar{F}_{\varepsilon\varepsilon}}{\bar{F}_{\varepsilon\varepsilon}} = 6 \left( \frac{D}{L} \right)^2 \frac{1-\varepsilon^2}{2+\varepsilon^2}.$$

При полном охвате радиальная составляющая силы равна 0, а тангенциальная в два раза больше, чем при половинном, поэтому для анализа достаточно рассмотреть случай половинного охвата.

### 3.2.3. Анализ теоретических результатов и сравнение их с экспериментальными данными

Оценим реальный диапазон изменения параметра  $\Pi$  в подшипниковых опорах роторов ДЛА. Для них характерны  $\delta_0/\delta_{oc} = 0,1...3$  и  $l_{щ}/D = 0,01...0,2$ . Поэтому, согласно выражению (3.21), параметр  $\Pi$  может изменяться в пределах от  $10^{-5}$  до 5.

По приведенной методике были рассчитаны относительные коэффициенты нагруженности. Результаты расчетов при  $n = 2 \dots 5$  показывают, что с погрешностью, не превышающей 1% можно ограничиться четырьмя членами разложения в рядах.

На рис. 3.11,а представлены расчетные и экспериментальные профили давления, полученные при испытаниях на стенде СИД-1[47]. Видно, что теоретически рассчитанные амплитудные значения давления на 15...20% выше экспериментальных. Это можно объяснить тем, что действительная форма торцовой щели отличается от расчетной из-за неперпендикулярности и неплоскостности образующих поверхностей, что ведет к увеличению торцовых утечек и снижению давления в зазоре. Имеет место сдвиг нулевой точки, т.е. давление в месте максимального зазора ( $\varphi = \pi$ ) не равно нулю. Это объясняется неучтенными в модели силами инерции, которые, как отмечалось в гл. 2, вносят асимметрию в эпюру давления.

На рис. 3.11,а даны минимости относительных коэффициентов нагруженности от величины параметра  $\Pi$  и относительного радиуса прецессии  $\bar{r}$ . Видно, что при  $\Pi \geq 10^{-3}$  сопротивление торцовых щелей можно не учитывать и считать, что жидкость при колебаниях вибратора свободно вытекает в горцы, поскольку в этом случае  $f_{тк} = 1$ . Тогда расчет можно вести по методике, изложенной в работе

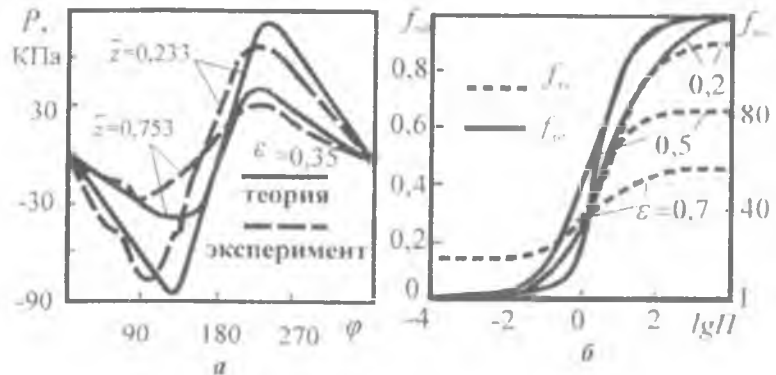


Рис. 3.11. Результаты расчета ДТЩ:  $\Omega=170\text{с}^{-1}$ ;  $\delta_{\theta}=0,32\text{мм}$ ;  $\delta_{oc}=0,1\text{мм}$

[87] для подшипника скольжения конечной длины. Коэффициент  $f_{тл}$  достигает предельного значения  $f_{тл} \approx 1$  только при  $\Pi \geq 10^4$ . Следовательно, увеличением сопротивления по торцам зазора достичь демпфирования, соответствующего длинному ГДД, практически невозможно, так как  $\Pi \leq 5$ . Однако можно существенно повысить демпфирование относительно короткого ГДД. Например, увеличением параметра  $\Pi$  до 0,1 достигается  $f_{тк} \approx 5$ , т.е. демпфирование возрастает в 5 раз относительно короткого ГДД.

Увеличить параметр  $\Pi$  можно двумя путями - уменьшением величины осевого зазора  $\delta_{oc}$  или увеличением длины торцевой щели  $L_{щ}$ . Зазор влияет на параметр  $\Pi$  в третьей степени, а  $L_{щ}$  - в первой и к тому же  $L_{щ}$  стоит под знаком логарифма. Поэтому эффективнее изменять параметр  $\Pi$  за счет осевого зазора.

Результаты расчетов, представленные на рис. 3.11,б, показывают, что зависимость коэффициента  $f_{тл}$  от параметра  $\Pi$  при небольших радиусах прецессии имеет крутой характер, но с ростом радиуса прецессии эта зависимость становится более пологой. Коэффициент  $f_{тк}$  при  $\Pi \geq 0,1$  значительно (более, чем в два раза) уменьша-

ется с ростом радиуса прецессии, что объясняется происходящим при этом увеличением сил в коротком ГДД.

### **3.3. Учет отклонения формы поверхностей зазора**

Все методики расчета ГДД, приведенные в гл.2 и предыдущих разделах гл.3, получены в предположении идеально круглых поверхностей, образующих демпферный зазор. Однако в условиях опор роторов авиационных ГТД такое предположение не всегда соответствует действительности. Например, при работе некоторых двигателей наблюдалась повышенная овализация опоры турбины НД. Даже при изготовлении овальность корпуса (разница диаметров в двух взаимно-перпендикулярных направлениях) достигала 0,15 мм, что составляет почти половину демпферного зазора. Во время работы изделия овализация опоры по не выявленным до конца причинам еще более увеличивалась.

Поэтому целью исследований, содержащихся в настоящем разделе, является анализ влияния некруглости поверхностей вибратора и корпуса на характеристики ГДД.

#### **3.3.1. Предварительные замечания и обсуждение известных результатов**

В действительности форма вибратора и корпуса отличается от цилиндрической. В продольном сечении наблюдается конусность, корсетность, бочкообразность, в поперечном сечении - некруглость, овальность, огранка и т.д. Так, уже отмечалось, что при изготовлении корпуса задней опоры турбины НД овальность достигает 0,15 мм. Следует отметить, что втулка вибратора имеет гораздо меньшую овальность, т.к. она устанавливается на наружную обойму подшипника качения, которая выполняется с высокой степенью точности.

Вопросам течения тонкого слоя смазки между гладкими поверхностями произвольной формы посвящен ряд работ. В работе [79] в рамках классической теории рассмотрена задача о течении масляного слоя в радиальном подшипнике скольжения с некруглой вращающейся цапфой. Уравнение Рейнольдса решается методом Галеркина. Некруглость цапфы и ее смещение считаются малыми по сравнению с радиальным зазором подшипника. Особое внима-

ние уделялось овальности цапфы, как наиболее практически важному случаю. Результаты расчетов показывают, что динамические нагрузки на подшипник, вызываемые овальностью цапфы, растут с уменьшением относительного эксцентриситета и уменьшением относительной длины подшипника  $L/R$ .

Отношение большой полуоси эллипса нагрузки к малой растет с увеличением относительного эксцентриситета и находится в пределах 3...10. Эллипсы преимущественно ориентированы большой полуосью в направлении статической нагрузки. Следовательно, некруглость (овальность) цапфы подшипника скольжения может оказать существенное влияние на его динамические характеристики и послужить причиной вибрационной возбудимости ротора.

В работе [70] исследовалось сдавливание пленки в многоклиновом гидродинамическом подшипнике скольжения и рассматривалось окружное течение смазки. Решение велось численным методом.

В диссертации Майорова Г.П. [95] рассматривались динамические характеристики подшипника скольжения с учетом овальности цапфы. Решение было получено методом возмущения, а также вычислены коэффициенты жесткости и демпфирования.

В настоящей работе исследуется течение сдавливаемой пленки в коротком и длинном демпфере при прецессионном движении вибратора некруглой формы в некруглом корпусе, причем основное внимание уделено наиболее практически важному для опор ГТД фактору – овальности корпуса. Задача решается в рамках классической теории смазки. Конвективные силы инерции в данном случае не учитывались, так как для задней опоры критерий инерции  $\sigma$  не превышает 5.

Согласно результатам гл.2 настоящей работы силы инерции при этом не превышают 10% от общей величины гидродинамических сил в демпфере. К тому же при пренебрежении в решении инерционными эффектами задача значительно упрощается. Появляется возможность избежать ряда ограничивающих условий, например, условия малости амплитуды смещения по сравнению с величиной рабочего зазора. Уравнение Рейнольдса в данном случае решается непосредственным интегрированием. Однако вычисление интегралов в выражениях для сил сопротивления демпфера является весьма трудоемким процессом и приходится применять численное интегрирование.

### 3.3.2. Аналитическое описание профиля поперечного сечения вибратора и корпуса

Пусть профиль поперечного сечения вибратора и корпуса имеет произвольную форму (рис.3.12,а). Аналитическое описание контура получается через выражения для профилей вибратора и корпуса. Поэтому вначале рассмотрим получение этого выражения для вибратора.

В полярной системе координат полюс  $O_1$  совместим с центром тяжести поперечного сечения вибратора. Положение произвольной точки  $M$  контура поперечного сечения вибратора определяется полярным радиусом  $r$  и полярным углом  $\varphi$ . В работе [157] зависимость  $r=r(\varphi)$  представлена конечным рядом Фурье:

$$r(\varphi) = r_0 + \sum_{k=2}^n r_k \sin(k\varphi + \alpha_k), \quad (3.18)$$

где  $r_0$  – радиус средней окружности, определяемый как

$$r_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r(\varphi) d\varphi;$$

$r_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ ;  $\alpha_k = \arctg(a_k / b_k)$  – амплитуда и фаза  $k$ -ой гармоники,

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} r(\varphi) \cos(k\varphi) d\varphi, \quad b_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} r(\varphi) \sin(k\varphi) d\varphi.$$

Для фиксированного положения  $k$  из выражения (3.18) получаем уравнение контура поперечного сечения вибратора, имеющего элементарный вид некруглости

$$r_k = r_0 + r_k \sin(k\varphi + \alpha_k), \quad k=2, 3, \dots, n. \quad (3.19)$$

Так, при  $k=2$  выражение (3.19) описывает овальность вибратора,  $k=3$  трехвершинную огранку,  $k=4$  четырехвершинную огранку и т.д. (рис. 3.12,б,в,г). Отсутствие в выражениях (3.18) и (3.19) первой гармоники ( $k=1$ ) вызвано необходимостью выполнения условия совпадения центра тяжести площади с полюсом  $O_1$  для каждого элементарного вида некруглости. Такое совпадение необходимо, так как только в этом случае уравнение контура идеально круглого поперечного сечения будет иметь вид  $r(\varphi)=r_0$ . Отсутствие смещения центра

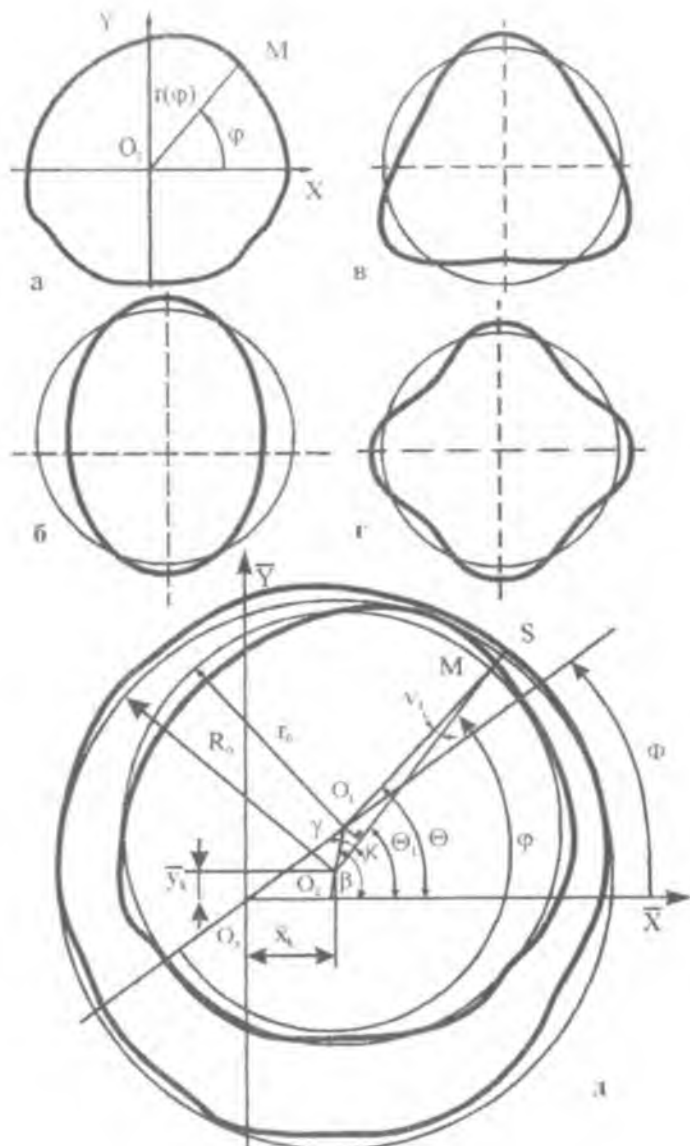


Рис.3.12. К учету некруглости рабочих поверхностей ГДД:  
 $O_1$  - полюс некруглого вибратора;  
 $O_2$  - полюс некруглого корпуса;  
 $O_3$  - геометрический центр идеально круглого корпуса

мжности в полярной системе координат выражается известной формулой:

$$\int_0^{2\pi r_k(\varphi)} \int_0^r r^2 \cos \varphi \, dr d\varphi = \int_0^{2\pi r_k(\varphi)} \int_0^r r^2 \sin \varphi \, dr d\varphi = 0. \quad (3.20)$$

Нетрудно убедиться, что условие (3.20) выполняется для всех гармоник, за исключением первой. Интегрирование показывает [19], что присутствие первой гармоники вызывает смещение центра тяжести по отношению к полюсу  $O_1$  на величину  $r_1$  с точностью до величин порядка малости  $(r_1/r_0)^2$ .

### 3.3.3. Исходные уравнения и граничные условия

Рассмотрим задачу о течении смазки, находящейся в тонком кольцевом зазоре, образованном некруглым цилиндрическим корпусом демпфера длиной  $L$  и радиуса  $R$  и некруглым вибратором той же длины, совершающим прецессионное движение с постоянной угловой скоростью  $\Omega$  и радиальной скоростью  $e(t)$ , где  $t$  – время (рис. 3.12,д).

При указанных в разд. 3.3.2 допущениях задача сводится к решению уравнения Рейнольдса для смазочного слоя (1.2) с граничными условиями (1.5), (1.6) или (1.9) для давления.

Пусть контур поперечного сечения вибратора описывается соотношением (3.19). Введем следующие обозначения:

$r_{\max} = \max \left( \begin{matrix} R_2, \dots, R_n \\ r_2, \dots, r_n \end{matrix} \right)$  – максимальная некруглость корпуса или вибратора;

$\delta_0 = R_0 - r_0$  – средний радиальный зазор;  $\zeta = r_{\max} / \delta_0$  – относительная некруглость корпуса или вибратора. Тогда (3.19) можно представить в виде

$$r(\varphi) = r_0 + \zeta \delta_0 f(\varphi), \quad \text{где} \quad f(\varphi) = \sum_{k=2}^n \bar{r}_k \sin(k\varphi + \alpha_k), \quad \bar{r}_k = r_k / \delta_0.$$

Введем систему координат  $\bar{x}O_3\bar{y}$  жестко связанную с корпусом демпфера (рис. 3.12,д). Смещение полюса  $O_1$  относительно точки  $O_3$  обозначим  $e = O_1O_3$ , а смещение полюсов  $O_1$  и  $O_2$  соответственно вибратора и корпуса обозначим  $d = O_1O_2$ . Координаты полюса  $O_1$  в координатной системе  $\bar{X}O_3\bar{Y}$  обозначим  $\bar{x}_k, \bar{y}_k$ .

Определим величину зазора  $\delta$  в произвольной точке М вибратора, находящейся на угле  $\varphi$  от максимального демпферного зазора. В работе [103] показано, что зазор определяется по формуле

$$h=1+\zeta[F(\varphi)-f(\varphi)]+\sqrt{(\bar{x}_k-\varepsilon\cos\varphi)^2+(\bar{y}_k-\varepsilon\sin\varphi)^2}\cos(\Phi+\varphi-\beta), \quad (3.21)$$

где  $\bar{x}_k = x_k / \delta_0$ ;  $\bar{y}_k = y_k / \delta_0$ .

В случае  $\bar{x}_k = \bar{y}_k = 0$   $\beta=\varphi$ ,  $d=e$ ,  $F(\varphi) = \sum_{k=2}^n \bar{R}_k \sin(k\varphi + \alpha_k)$ ,  $\bar{R}_k = \frac{R_k}{\delta_0}$

$$h=1+\varepsilon\cos\varphi+\zeta[F(\varphi)-f(\varphi)]. \quad (3.22)$$

Поскольку координаты полюсов  $O_1$  и  $O_2$  всегда могут быть измерены, то и в случае смещения центра  $O_3$  и полюса  $O_2$  зазор в демпфере может быть вычислен по соотношению (3.21), однако вычисление для  $h$  при этом более громоздко. Поэтому в дальнейшем, исключительно в целях упрощения, принималось  $\bar{x}_k = \bar{y}_k = 0$ , а зазор определялся по соотношению (3.22).

В случае, если имеет место только некруглость корпуса, то

$$h=1+\varepsilon\cos\varphi+\zeta F(\varphi). \quad (3.23)$$

Если имеет место только некруглость вибратора, то

$$h=1+\varepsilon\cos\varphi-\zeta f(\varphi). \quad (3.24)$$

В случае же наличия некруглостей корпуса и вибратора зазор определяется по соотношению (3.22). Таким образом, учет некруглости корпуса не вызывает особых вычислительных затруднений и заключается в добавлении одного слагаемого в выражение для величины демпферного зазора. Отметим, что при  $\zeta=0$  для зазора получается известное выражение  $h=1+\varepsilon\cos\varphi$ .

### 3.3.4. Вывод уравнений течения жидкости в зазоре и определение реакции масляной пленки

Уравнение Рейнольдса (1.8) для короткого ГДД в данном случае имеет вид

$$\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \bar{z}^2} = \frac{\varepsilon \Phi' \sin \varphi + \varepsilon' \cos \varphi}{h^3} \left( \frac{L}{D} \right)^2, \quad (3.25)$$

где (') означает дифференцирование по безразмерному времени  $\bar{t} = \Omega t$ ,  $\bar{z} = 2z / L$ , а  $h$  определяется по выражению (3.22.). Прини-

интегрировав (3.25) дважды и определив постоянные интегрирования из граничных условий (1.9), найдем безразмерное гидродинамическое давление в сдвигаемой пленке в виде

$$\bar{P} = \frac{\varepsilon \Phi' \sin \varphi + \varepsilon' \cos \varphi}{\{1 + \varepsilon \cos \varphi + \zeta [F(\varphi) - f(\varphi)]\}^3} (\bar{z}^2 - 1) \left(\frac{L}{D}\right)^2, \quad (3.26)$$

Таким образом, учет некруглости рабочих поверхностей демпфера выражается уравнением (3.26). Если параметр некруглости  $\zeta = 0$ , то получаются уравнения для идеально круглого демпфера.

Гидродинамические силы определим, проинтегрировав распределение давления по окружности вибратора согласно (1.10)

$$\bar{F}_R = \int_{-1}^1 \int_{\varphi_1}^{\varphi_1 + \pi} \bar{P} \cos \varphi d\varphi dz, \quad \bar{F}_T = \int_{-1}^1 \int_{\varphi_1}^{\varphi_1 + \pi} \bar{P} \sin \varphi d\varphi dz. \quad (3.27)$$

Углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2 = \varphi_1 + \pi$  определяют границы зоны, где давление положительно. Угол  $\varphi_1$  определяется из уравнения

$$\varepsilon \Phi' \sin \varphi + \varepsilon' \cos \varphi = 0$$

в виде

$$\varphi_1 = \text{arctg} \left( -\frac{\varepsilon'}{\varepsilon \Phi'} \right) + \pi. \quad (3.28)$$

Подставив выражения для  $\bar{P}$  (3.26) в соотношения (3.27) и выполнив интегрирование, получим

$$\begin{aligned} \bar{F}_R &= \frac{1}{3} \left(\frac{L}{D}\right)^2 \left( \varepsilon \Phi' J_3^{11} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_1 + \pi} + \varepsilon' J_3^{02} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_1 + \pi} \right) \\ \bar{F}_T &= \frac{1}{3} \left(\frac{L}{D}\right)^2 \left( \varepsilon \Phi' J_3^{20} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_1 + \pi} + \varepsilon' J_3^{11} \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_1 + \pi} \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

В случае овальности выражение для зазора (3.22) имеет вид

$$h = 1 + \varepsilon \cos \varphi + \zeta \left[ \bar{R}_2 \sin(2\varphi + 2\Phi + \alpha_{\text{кор}}) - \bar{r}_2 \sin(2\varphi + 2\Phi + \alpha_\delta) \right],$$

где  $\alpha_{\text{кор}}, \alpha_\delta$  - фазы второй гармоники корпуса и вибратора;  $\bar{R}_2 = R_2/r_{\text{max}}, \bar{r}_2 = r_2/r_{\text{max}}$  - относительные амплитуды вторых гармоник корпуса и вибратора.

Для длинного ГДД уравнение (1.4) запишется в виде

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left( h^3 \frac{d\bar{P}}{d\varphi} \right) = \varepsilon \Phi' \sin \varphi + \varepsilon' \cos \varphi. \quad (3.30)$$

Проинтегрировав (3.30) дважды по  $\varphi$ , получим

$$\bar{P} = \varepsilon \Phi' J_3^{01} - \varepsilon' J_3^{10} + C_1 J_3^{00} + C_2.$$

Интегралы  $J_3^{01}, J_3^{10}, J_3^{00}$  по своей структуре аналогичны интегралам  $J_3^{11}, J_3^{02}, J_3^{20}$ , о которых говорилось выше, поэтому аналитически взять их, даже в случае, когда некруглость ограничивается только овалностью, затруднено. Поэтому здесь также необходимо численное интегрирование. Окончательно выражения для сил при полном и половинном охвате имеют соответственно вид

$$\left. \begin{aligned} \bar{F}_{R0}^f &= \varepsilon \Phi' J_3^{11} \Big|_0^{2\pi} - \varepsilon' J_3^{20} \Big|_0^{2\pi} - C_{10}^{(f)} J_3^{10} \Big|_0^{2\pi} \\ \bar{F}_\tau^f &= \varepsilon' \Phi J_3^{11} \Big|_0^{2\pi} - \varepsilon \Phi' J_3^{02} \Big|_0^{2\pi} + C_{10}^{(f)} J_3^{01} \Big|_0^{2\pi} \\ \bar{F}_{R0}^h &= \varepsilon \Phi' J_3^{11} \Big|_\pi^{2\pi} - \varepsilon' J_3^{20} \Big|_\pi^{2\pi} - C_{10}^{(h)} J_3^{10} \Big|_\pi^{2\pi} \\ \bar{F}_\tau^h &= \varepsilon' \Phi J_3^{11} \Big|_\pi^{2\pi} - \varepsilon \Phi' J_3^{02} \Big|_\pi^{2\pi} + C_{10}^{(h)} J_3^{01} \Big|_\pi^{2\pi} \end{aligned} \right\}$$

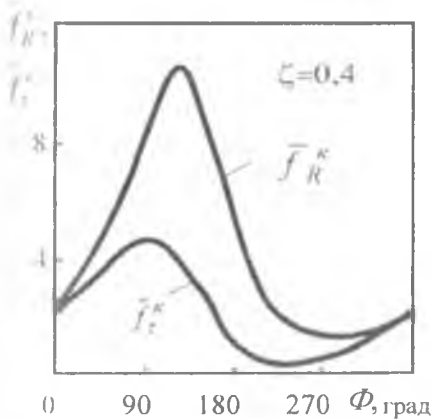
где произвольные постоянные  $C_{10}^f$  для полного охвата и  $C_{10}^h$  для половинного определим из граничных условий (1.5) и (1.6) в виде

$$C_{10}^f = \frac{\varepsilon \Phi' J_3^{01} \Big|_0^{2\pi} - \varepsilon' J_3^{10} \Big|_0^{2\pi}}{J_3^{00} \Big|_0^{2\pi}}; \quad C_{10}^h = \frac{\varepsilon \Phi' J_3^{01} \Big|_\pi^{2\pi} - \varepsilon' J_3^{10} \Big|_\pi^{2\pi}}{J_3^{00} \Big|_\pi^{2\pi}}.$$

Для анализа результатов также удобно ввести относительные коэффициенты, показывающие, во сколько раз силы в демпфере с некруглыми рабочими поверхностями ( $\bar{F}_R^h, \bar{F}_\tau^h$ ) отличаются от гидродинамических сил в демпфере с идеально круглыми поверхностями ( $\bar{F}_R, \bar{F}_\tau$ ):  $f_R = \bar{F}_R^h / \bar{F}_R$ ,  $f_\tau = \bar{F}_\tau^h / \bar{F}_\tau$ . Расчеты велись для  $\varepsilon' = 0$ . В этом случае для полного охвата радиальная составляющая гидродинамической силы равна нулю, а тангенциальная - в два раза больше, чем при половинном охвате.

### 3.3.5. Анализ теоретических результатов

Зависимости относительных сил  $\bar{f}_R^k$  и  $\bar{f}_r^k$  от угла прецессии  $\Phi$  при параметре овальности  $\zeta=0,4$  показаны на рис.3.13. Очевидно,



что в идеально круглом демпфере  $\bar{f}_R^k = \bar{f}_r^k = 1$ , поскольку величина гидродинамических сил не зависит от угла прецессии. В некруглом же демпфере, как видно из рис.3.13, относительные коэффициенты представляют собой периодическую функцию от угла прецессии с периодом  $T=\pi$ . Их величина сильно зависит от угла  $\Phi$ : при изменении  $\Phi$  от  $0$

до  $2\pi$   $\bar{f}_R^k \text{ max} \approx 12$ ,  $\bar{f}_r^k \text{ max} \approx 5$ .

Рис.3.13. Влияние некруглости

Зависимость относительных коэффициентов от угла прецессии для длинного демпфера имеет аналогичный характер и здесь не представлена.

Таким образом, главный вывод, который можно сделать из проведенных расчетов: разработанной моделью можно пользоваться до параметра некруглости  $\zeta < 0,4$ . При параметре некруглости  $\zeta = 0,4$  величина гидродинамических сил для различных значений угла прецессии  $\Phi$  и  $\varepsilon$  отличается более, чем в 12 раз, поэтому существенной оказывается анизотропия характеристик демпфера. По данным работ [166,163] это может привести к потере устойчивости ротора и возникновению автоколебаний. Поэтому рекомендуется, чтобы величина параметра некруглости не превышала 0,4, что в размерном виде соответствует значению овальности 0,16 мм при демпферном зазоре 0,1 мм. При этом под овальностью понимается значение разности между наибольшим и наименьшим значениями диаметра в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Решение задачи о движении ротора в этом случае необходимо вести методом Рунге-Кутты, поскольку дифференциальные уравнения движения нелинейны. Только в результате решения уравнений движения можно судить об устойчивости движения ротора.

### 3.4. Влияние перекоса и нецилиндричности втулки вибратора на динамические характеристики короткого ГДД

Течение смазки в демпферном зазоре, обусловленное смещением  $e$  втулки вибратора (рис.3.14) вдоль линии центров  $0_10_2$  со скоростью  $\dot{e}$  и прецессией этой линии со скоростью  $\Omega$ , описывается законом сохранения масс, выраженным скалярным уравнением неразрывности, и вторым законом Ньютона (принципом Даламбера), описываемым векторными уравнениями движения (уравнения Навье-Стокса). В прямоугольной системе координат эти уравнения имеют вид (1.1). При использовании этих уравнений делается ряд допущений. Течение жидкости обычно считается ламинарным и изотермическим. Допущение о ламинарности течения в демпферном зазоре и малом вкладе инерционных сил справедливо при небольших скоростях прецессии и большой вязкости смазки.

Использование таких допущений позволяет привести систему (1.1) к обобщенному уравнению Рейнольдса (1.2).

Величина демпферного зазора, как правило, считается постоянной вдоль координаты  $z$  и описывается выражением

$$\delta = \delta_0 + e \cos \varphi,$$

где  $\delta_0$  - величина демпферного зазора при концентричном положении втулки вибратора.

В процессе эксплуатации поверхности, образующие демпферный зазор, подвергаются силовым и температурным деформациям, что приводит к нарушению их цилиндрической формы. В общем случае уравнение, описывающее форму демпферного зазора можно представить в виде

$$\delta(\varphi, z) = \delta_0(1 \pm a^n z), \quad (3.31)$$

где  $a$  и  $n$  - константы;  $h = (1 + \varepsilon \cos \varphi)$ .

В коротком ГДД при использовании питающей канавки (рис.1.3, б) течение смазки преобладает в осевом направлении. В этом случае можно пренебречь первым слагаемым в левой части уравнения (1.2), что при стационарном движении значительно упрощает уравнение Рейнольдса:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \delta^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 12 \mu e \Omega \sin \varphi. \quad (3.32)$$

Решение уравнения (3.32) в случае представления демпферного зазора согласно уравнению (3.31) выполняется численным методом.

Для упрощения анализа рассмотрим частный случай линейной деформации поверхности демпферного зазора под углом  $\vartheta_1$  вдоль оси  $z$  при расположенной с перекосом  $\vartheta_2$  оси втулки – вибратора (см. рис.3.14), что позволяет получить аналитическое решение. Величина демпферного зазора в любой точке может быть представлена следующим уравнением:  $\delta(\varphi, z) = \delta_0 + e \cos \varphi - \vartheta_1 z - \vartheta_2 z \cos \varphi$ .

Введем дополнительные безразмерные геометрические параметры:  $\theta_1 = \vartheta_1 L / 2\delta_0$ ;  $\theta_2 = \vartheta_2 L / 2\delta_0$ ;  $\theta = \theta_1 + \theta_2 \cos \varphi$ ;  $\bar{\theta} = \theta / h$ ;  $\bar{z} = 2z / L$ . Тогда выражение для демпферного зазора будет  $\delta(\varphi, z) = \delta_0 (1 - \bar{\theta} \bar{z})$ .



Рис. 3.14 Схема демпферного зазора короткого ГДД с перекосом и нецилиндричностью втулки-вибратора

В этом случае уравнение (3.32), описывающее распределение давления в демпферном зазоре короткого ГДД при стационарном движении, запишется в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} (\delta^3 \frac{\partial P}{\partial z}) = 12\mu [e - (\vartheta_1 + \vartheta_2)z] \Omega \sin \varphi. \quad (3.33)$$

Дважды проинтегрировав уравнение (3.33) при следующих граничных условиях:  $P = P_{\Pi}$  при  $\bar{z} = -1$ ;  $P = P_a$  при  $\bar{z} = 1$ , где  $P_{\Pi}$  – давление смазки в питающей канавке, а  $P_a$  – давление окружающей среды, получим распределение давления в слое смазки в виде

$$P = P_{\Pi} - (P_{\Pi} - P_a) i_{z0} / i_0 + 0,25\mu\Omega L^2 \sin \varphi [\delta_0 \varepsilon (i_{z1} - i_{z0} i_1 / i_0) + 0,5\delta_0(\theta_1 + \theta_2)(i_{z2} - i_{z0} i_2 / i_0)] / (\delta_0 h)^3,$$

$$\text{где } i_{zm} = \int_{-1}^1 \frac{z^m dz}{(1-\theta z)^3}, \quad i_m = i_{zm}(\bar{z} = 1).$$

Интегралы  $i_{zm}$ , вычисленные с точностью до  $\bar{\theta}^2$  [99], приведены в табл.3.1

Таблица 3.1

Значения интегралов

$i_{z0} = \bar{z} + 1 + 1,5\bar{\theta}(\bar{z}^2 - 1)$	$i_0 = 2$
$i_{z1} = 0,5(\bar{z}^2 - 1) + \bar{\theta}(\bar{z}^3 + 1)$	$i_1 = 2\bar{\theta}$
$i_{z2} = [(\bar{z}^3 + 1) + 2,25\bar{\theta}(\bar{z}^4 - 1)]/3$	$i_2 = 2/3$

Составляющие гидродинамической силы при полном охвате найдем, интегрируя давление в демпферном зазоре

$$F_T = -0,5LR \int_{-1}^1 d\bar{z} \int_0^{2\pi} P(\bar{z}, \varphi) \sin \varphi d\varphi; \quad F_R = -0,5LR \int_{-1}^1 d\bar{z} \int_0^{2\pi} P(\bar{z}, \varphi) \cos \varphi d\varphi.$$

После подстановки пределов интегрирования при полном охвате втулки вибратора смазкой получим

$$F_T = \frac{\pi \mu \Omega R L^3 [\varepsilon - 0,4(\theta_1 + \theta_2)\theta_1]}{\delta_0^2 (1 - \varepsilon^2)^{1,5}}, \quad (3.34)$$

$$F_R = \frac{\pi R L \Delta P [\theta_2 - \varepsilon \theta_1]}{\varepsilon} [1 - 1/(1 - \varepsilon)^{0,5}], \quad (3.35)$$

где  $\Delta P = P_{\Pi} - P_a$ .

Потерями давления на входе в демпферный зазор пренебрегаем, вследствие небольших результирующих скоростей в области сдвигания пленки смазки для ГДД авиационных двигателей, что объясняется небольшими давлениями подачи смазки ( $P_{\Pi} = 0,3 \dots 0,5$  МПа). Восстановлением давления на выходе из демпферного зазора можно пренебречь, если давление  $P_a$  не велико. В авиационных двигателях опоры роторов суфлируются и давление  $P_a$  близко к атмосферному. Выше изложенное позволяет не учитывать местные потери на входе и выходе из демпферного зазора.

Переходя к безразмерным параметрам, получим выражения для безразмерных составляющих гидродинамической силы в виде

$$\bar{F}_\tau = \frac{\pi\lambda^2[\varepsilon - 0,4(\theta_1 + \theta_2)\theta_1]}{12(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}$$

$$\bar{F}_R = \frac{\pi\Delta P[\theta_2 - \varepsilon\theta_1]}{12\varepsilon} [1 - 1/(1 - \varepsilon)^{0,5}]$$

Из анализа уравнения (3.34) можно сделать вывод, что при цилиндрической форме втулки вибратора ( $\theta_1 = 0$ ) выражение имеет предельный переход к уравнению для тангенциальной составляющей при полном охвате смазкой без учета перекоса оси втулки-вибратора цилиндрической формы (табл.1.3). Таким образом, наличие перекоса оси втулки-вибратора ( $\theta_1 \neq 0$ ) не влияет на тангенциальную составляющую гидродинамической силы при цилиндрической форме втулки вибратора. С целью анализа влияния нецилиндричности втулки-вибратора на демпфирование в системе введем относительный параметр демпфирования  $f_\tau^\theta = F_\tau^\theta / F_\tau$ , где  $F_\tau^\theta$  и  $F_\tau$  тангенциальные составляющие гидродинамической силы, рассчитанные соответственно с учетом нецилиндричности втулки вибратора и перекоса ее оси к составляющей, рассчитанной без учета этих эксплуатационных факторов. Зависимости относительного параметра демпфирования от безразмерного угла конусности  $\theta_1$  приведены на рис. 3.15.

Из графиков видно, что с ростом конусности втулки - вибратора

растет погрешность в определении тангенциальной составляющей гидродинамической силы без учета конусности втулки - вибратора. Причем погрешность для реальных конструкций ГДД авиационных двигателей может достигать 80 %.

Из анализа уравнения (3.34) следует, что при наличии конусности втулки вибратора тангенциальная составляющая гидродинамической силы

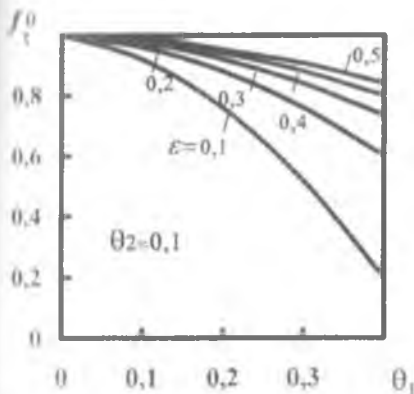


Рис.3.15. Зависимость относительного параметра демпфирования  $f_\tau^\theta$  от безразмерного угла конусности  $\theta_1$

уменьшается с ростом параметров  $\theta_1$  и  $\theta_2$ . При большой конфузорности демпферного зазора ( $\theta_1 > 0$ ) и отрицательном перекосе оси втулки-вибратора ( $\theta_2 < 0$ ) происходит перераспределение давления в слое смазки таким образом, что тангенциальная составляющая может принимать отрицательные значения. Это в свою очередь может привести к неустойчивости в системе.

Радиальная составляющая гидродинамической силы при полном охвате смазкой появляется как при нарушении цилиндрической формы втулки-вибратора, так и при перекосе ее оси. Зависимость

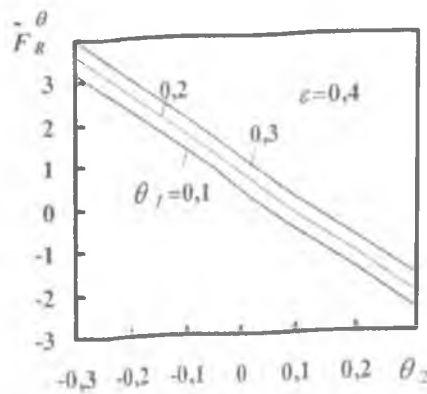


Рис.3.16. Зависимость безразмерной радиальной составляющей  $\bar{F}_R^{\theta}$  от угла перекоса оси вибратора  $\theta_2$

безразмерной радиальной составляющей гидродинамической силы от безразмерного угла перекоса втулки-вибратора представлены на рис. 3.16.

Из графиков на рис.3.16 видно, что радиальная составляющая с ростом угла перекоса  $\theta_2$  втулки-вибратора линейно убывает. При выбранном положительном направлении перекоса оси (см. рис. 3.14) радиальная составляющая может при-

нимать отрицательное значение при  $\theta_2 > \epsilon\theta_1$ . В этом случае радиальная составляющая по направлению совпадает с перемещением втулки-вибратора и может вызывать неустойчивость в системе при недостаточном демпфировании.

Выше изложенное справедливо для случая, когда демпферный зазор располагается с одной стороны от питающей канавки. В реальных конструкциях ГДД демпферный зазор организуют с обеих сторон от питающей канавки, поэтому необходимо рассматривать отдельно каждую половину демпфера, а затем суммировать результаты. Теоретические и экспериментальные исследования, проведенные В.А. Марцинковским [99], показали, что при наличии

диффузорного зазора в проточной кольцевой щели в изотропной опоре могут возникнуть автоколебания ротора даже при отсутствии его вращения. Аналогичные условия работы возникают в опоре с коротким ГДД без уплотнений демпферного зазора.

Следовательно, автоколебания ротора на таких опорах могут возникнуть даже в случае идеальной балансировки, когда прецессия отсутствует. Границу устойчивости ротора определяет параметр диффузорности демпферного зазора

$$\theta_1 = \vartheta_1 L / 2\delta_0,$$

где  $\vartheta_1 = \arctg(\Delta h/L)$ ;  $\Delta h$ -величина нецилиндричности на длине демпфера  $L$ .

Для заданных параметров  $\theta_1$  и  $L/\delta_0$  числа Рейнольдса, при которых начинаются автоколебания, составляют соответственно для ламинарного и турбулентного режимов течения [99]:

$$Re_0 = -6L/\theta_1 \delta_0 = 12/\vartheta_1; \quad Re_0^{0,24} = -0,019L/\theta_1 \delta_0 = 0,038/\vartheta_1.$$

Анализ устойчивости ротора показал, что в логарифмических координатах зависимости ее границы представляют прямые линии с угловыми коэффициентами  $k_1 = -1$  для ламинарного и  $k_1 = -0,24$  для турбулентного течения.

Таким образом, использование проточных ГДД в опорах роторов авиационных ГТД проблематично с точки зрения устойчивости ротора и обеспечения заданных динамических характеристик.

### 3.5. Учет технологических допусков изготовления демпферного зазора

Существенное влияние на динамические характеристики ГДД оказывает точность выполнения размера демпферного зазора. При проектировании гидростатического демпфера для опор ротора ПНА главного двигателя возвращаемого аппарата «Спейс Шаттл» исследовалось влияние разброса величины демпферного зазора на динамические параметры и характеристики роторной системы [194]. Авторами исследований было показано, что при возможном варьировании за счет технологических допусков величины демпферного зазора в интервале  $\delta_0 = 25,4 \dots 63,5$  мкм коэффициент демпфирования может изменяться в 2,5 раза. Анализ параметров, проведенный для демпферов опор роторов компрессоров ТРДД ПС-90А (рис.1.11,  $\partial, \epsilon$ ), показал, что разброс значений демпферного зазора

$\delta_0 = 0,15 - 0,182$  мм согласно рабочим чертежам составляет 32 мм или 20% от номинального значения. В этом случае при варьировании величины демпферного зазора, обусловленном технологическими допусками, при прочих постоянных параметрах, разброс значений коэффициента демпфирования  $d_k$ , рассчитанный по зависимости из табл.1.3 для короткого ГДД с полным охватом смазки составляет 73%.

На рис. 3.17 представлены зависимости безразмерной тангенциальной  $\bar{F}_T$  и радиальной  $\bar{F}_R$  составляющих гидродинамической силы, рассчитанные по обобщенной методике короткого ГДД (см. раздел 2.3) опоры КВД ТРДД ПС-90А, от критерия  $\varepsilon$  при технологическом разбросе демпферного зазора (варьирование критерия  $\sigma$ ).

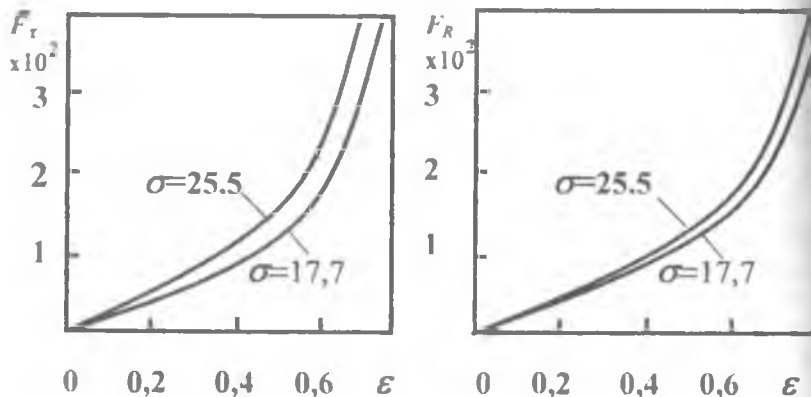


Рис. 3.17. Зависимости динамических характеристик ГДД ТРДД ПС-90 от относительного эксцентриситета

Из графиков видно, что для безразмерной тангенциальной составляющей  $\bar{F}_T$  при  $\varepsilon=0,6$  разброс составляет 25%. Учитывая, что размерное значение составляющих гидродинамической силы имеет функциональную зависимость от демпферного зазора в виде  $F=12\mu\Omega R^3 L \bar{F} / \delta_0^2$ , разброс характеристик для  $F_T$  достигает 80%.

При изготовлении ГДД опор роторов для обеспечения заданных динамических характеристик с погрешностью, не превышающей  $\pm 15\%$ , необходимо уменьшать допуски на выполнение демпферного зазора до 10% от его номинального значения. Этого можно добиваться путем увеличения номинального значения демп-

ферного зазора и ужесточения допусков на изготовление втулок статора и вибратора. Однако величина демпферного зазора ограничена радиальными зазорами в компрессоре и турбине.

Известно, что увеличение радиального зазора по концам лопаток компрессора приводит к снижению его КПД на 1...2%, а запаса газодинамической устойчивости  $\Delta K_y$  на 3%. Следует отметить, что по опыту доводки двигателя RB-199 [158] с малыми размерами проточной части, такое увеличение зазора привело к снижению  $\Delta K_y$  на 8%.

В связи с этим не рекомендуется проектировать ГДД с демпферным зазором более 0,2 мм. Выполнение допусков даже по пятому качеству при изготовлении втулок, образующих демпферный зазор, которые, как правило, имеют диаметр больше 150мм, не позволяет достичь необходимой точности обеспечения динамических параметров и характеристик ГДД. В массовом производстве для обеспечения заданной точности величины демпферного зазора можно рекомендовать использовать селективную сборку. Для экспериментальных же конструкций демпферов и мелкосерийного производства можно добиться необходимого повышения точности обеспечения величины демпферного зазора путем введения зависящего размера для втулки вибратора, когда ее номинальный размер задается после изготовления, установки и обмера статорной втулки. В случае, когда втулкой - вибратором является наружное кольцо подшипника качения, как, например, в турбине ТРДД Д-18 (см.рис.1.11,а), то необходимо окончательно шлифовать статорную втулку 5 после ее запрессовки в корпус опоры. Это особенно актуально еще и по соображениям неопределенности распределения между корпусом опоры и втулкой статора натяга, с которым осуществляется монтаж последней.

### **3.6. Учет запрессовки статорной втулки ГДД в корпус**

Для исключения утечек смазки по стыку между корпусом опоры и статорной втулкой 2 (см.рис.1.3,б), последнюю обычно запрессовывают с натягом, обеспечивающим герметичность соединения при рабочей температуре. В качестве примера рассмотрим конструкцию опоры КВД ПС-90А (см.рис. 1.11,е).

Радиальный натяг для среднестатистических параметров определим по зависимости

$$\Delta R = (\alpha_{Mg} - \alpha_{ст}) R(t_{max} - t_0) = 0,19 \text{ мм},$$

где  $\alpha_{Mg} = 2,7 \dots 2,8 \cdot 10^{-5}$  1/град и  $\alpha_{ст} = 1,1 \dots 1,3 \cdot 10^{-5}$  1/град- коэффициенты линейного расширения магниевого сплава и стали, соответственно;  $R = 115,5$  мм - наружный радиус статорной втулки;  $t_{max} = 130^\circ \text{С}$  - максимальная допуская температура статорной втулки;  $t_0 = 20^\circ \text{С}$  - температура статорной втулки при нормальных условиях окружающей среды.

Определим контактное давление  $P_k$ , возникающее от такого натяга, для чего воспользуемся соотношением [111]:

$$P_k = \Delta R / AR = 6,13 \text{ МПа}. \quad (3.36)$$

$$\text{Здесь } A = \frac{(1-\nu)R^2 + (1+\nu)R_1^2}{E_{Mg}(R_1^2 - R^2)} + \frac{(1-\nu)R^2 + (1+\nu)R_2^2}{E_{ст}(R^2 - R_2^2)} = 2,69 \cdot 10^{-4} \text{ 1/МПа},$$

где  $\nu = 0,3$  - коэффициент Пуассона для металлов;  $E_{Mg} = 0,43 \cdot 10^5$  МПа и  $E_{ст} = 2 \cdot 10^5$  МПа- модули Юнга магниевого сплава и стали соответственно;  $R_1 = 160$  мм- наружный радиус корпуса;  $R_2 = 112,5$  мм- внутренний радиус статорной втулки.

Теперь определим деформацию  $\Delta R_2$  по внутреннему диаметру статорной втулки демпфера [160], возникающую вследствие натяга при температуре, соответствующей нормальным условиям окружающей среды:

$$\Delta R_2 = \frac{2P_k R}{E_{ст}[1 - (R/R_2)^2]} = 0,13 \text{ мм}. \quad (3.37)$$

Следовательно, после запрессовки статорной втулки и остывания до нормальной температуры окружающей среды величина демпферного зазора будет составлять  $\delta_0 = 0,02 \dots 0,05$  мм.

Такое уменьшение демпферного зазора приведет к значительному увеличению демпфирования, и упругодемпферная опора будет работать как жесткая стойка на режимах разгона, пока двигатель еще не прогрелся.

На рабочем режиме, после прогрева двигателя, радиальный натяг должен уменьшиться до величины, обеспечивающей герметичность стыка,

$$\Delta p = (\alpha_{Mg} - \alpha_{ст}) R(t_{max} - t_p) = 0,05 \text{ мм},$$

где  $t_p = 100^\circ \text{С}$  - рабочая температура статорной втулки.

В этом случае, согласно уравнениям (3.36) и (3.37), контактное давление  $P_k = 1,68$  МПа и деформация втулки статора по внутреннему радиусу составит  $\Delta R_2 = 0,035$  мм. Следовательно, при изготовле-

нии статорной втулки необходимо делать припуск в радиальных размерах  $R$  и  $R_2$  на 0,35 мм, иначе при запрессовке в корпус опоры на рабочем режиме величина демпферного зазора будет  $\delta_0=0,115...0,145$ мм. Погрешность в обеспечении коэффициента демпфирования может достигать 120%.

Для снижения влияния деформации от запрессовки необходимо увеличивать толщину статорной втулки до 4,5...5 мм. При этом на рабочем режиме возрастает натяг в соединении с корпусом опоры на 5...7%, а деформация втулки по внутреннему диаметру уменьшится на 20...30%.

С целью исключения влияния деформации от запрессовки необходимо устанавливать статорную втулку по наружной цилиндрической поверхности с зазором в корпус опоры и фиксировать в осевом направлении. Для устранения утечек из каналов подвода смазки через радиальный зазор его необходимо уплотнять резиновыми кольцами по торцам.

### **3.7. Учет шероховатости рабочих поверхностей демпферного зазора**

Важным технологическим фактором является качество обработки поверхностей, образующих рабочие зазоры. Вопрос о влиянии шероховатости на динамические характеристики ГДД не являлся актуальным до тех пор, пока в качестве рабочей жидкости использовались минеральные и синтетические масла, у которых коэффициент динамической вязкости составляет  $10^3...10^5$  Нм/с<sup>2</sup>. Это позволяло получать оптимальные значения коэффициента демпфирования при величинах демпферного зазора  $\delta_0>0,1$ мм.

При проектировании демпферов опор роторов турбонасосных агрегатов подачи жидкого кислорода [194] или криогенного топлива, например для ТРДД НК-88 самолета ТУ-155 [45], потребная величина демпферного зазора составляет  $\delta_0=25...80$  мкм. При работе демпфера с относительным эксцентриситетом  $\varepsilon=0,5$  величина слоя смазки может уменьшиться до 12,5 мкм, что соизмеримо с суммарной максимальной величиной шероховатостей  $R_{z1}+R_{z2}$  поверхностей, образующих демпферный зазор.

Влиянию шероховатости на работоспособность подшипников уделялось большое внимание в течение последних 30 лет. Известны многочисленные работы [88,120,134,153,170], посвященные

анализу влияния шероховатости поверхности на среднее давление и несущую способность подшипников в условиях гидродинамической смазки.

Впервые Рой и Элрод выявили влияние одномерной шероховатости обеих поверхностей рабочего зазора на несущую способность подшипника [134]. В работе [153] авторами было показано, что область применения уравнения Рейнольдса ограничена, поэтому в случае, когда толщина смазочного слоя соизмерима с расстоянием между элементами шероховатости, необходимо использовать уравнение Стокса. Однако, Чжоу и Сейбл [170] доказали справедливость применения усредненного уравнения Рейнольдса для гидродинамической смазки, когда шероховатость представляет собой случайную функцию продольной координаты с быстро затухающей статистической связью, а длина подшипника велика по сравнению с линейным масштабом корреляции микронеровностей. В этом случае среднеквадратичное отклонение от параметров гладкой поверхности определяет уровень влияния шероховатости поверхности.

Наиболее общую модель трехмерной шероховатости применили Патир и Чжен [120]. Они предложили метод получения усредненного уравнения Рейнольдса с помощью средней величины расхода смазки через зазор с изотропной и направленной шероховатостью поверхностей. Согласно их методике математическое ожидание выражения толщины пленки смазки в формуле расхода заменяется произведением  $\psi_x \bar{h}^3$  и  $\psi_z \bar{h}^3$ , где  $\psi_x$  и  $\psi_z$  - коэффициенты расхода, которые определяется в зависимости от вида шероховатости и значений скоростей вдоль координатных осей  $x$  и  $z$ . Коэффициенты расхода, например, для поверхностей с изотропной шероховатостью хорошо аппроксимируются выражением [120]

$$\psi_x = \psi_z = 1 - 0,9 \exp(-0,56 \bar{h} / \sigma_t),$$

где  $\bar{h}$  - номинальная величина зазора, определяемая как расстояние между средними уровнями рабочих поверхностей;  $\sigma_t = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$  - среднеквадратичное отклонение совместной шероховатости поверхностей. Сложность данного метода заключается в определении коэффициентов расхода. Аналитически удобно определять номинальную толщину смазочного слоя как расстояние между средними уровнями каждой поверхности. Первыми использовали стохастический подход для решения уравнения Рейнольдса в

радиальных подшипниках Кристенсен и Тондер [88], представив толщину смазочного слоя в виде  $\bar{h} = h(\varphi, z) + h_s(\xi)$ , где  $h_s(\xi)$  стохастическая составляющая, измеренная от номинального положения поверхности, а  $\xi$  - случайная переменная, характеризующая шероховатую поверхность. В случае предположения о Гауссовском (нормальном) распределении шероховатости поверхностей, что справедливо при обработке рабочих поверхностей шлифованием или тонким точением, номинальное значение зазора определяется в виде  $\bar{h} = \delta_0 + 3\sigma$ . Можно доказать, что среднее абсолютное отклонение  $R_{ai} = \sigma_1 \sqrt{2/\pi} \approx 0,798 \sigma$ , [86], следовательно,  $\sigma_1 \approx 1,25 R_{ai}$ . Влияние шероховатости поверхностей будем рассматривать в области малых величин демпферного зазора, поэтому ограничимся рассмотрением ламинарного режима течения смазки и сделаем допущение о незначительном влиянии сил инерции на гидродинамику.

При использовании таких допущений гидродинамическая задача для ГДД, в выбранных координатах (рис.1.3), сводится к решению усредненного уравнения Рейнольдса в виде

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} (\psi_x \bar{h}^3 \frac{\partial P}{\partial \varphi}) + R^2 \psi_z \bar{h}^3 \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = 12 \mu R^2 (e \Omega \sin \varphi + e \cos \varphi), \quad (3.38)$$

где  $\bar{h} = \delta_0 + 3\sigma$ ,  $e \cos \varphi$  - величина номинального демпферного зазора на угловой координате  $\varphi$ .

Течение смазки в коротком демпфере (см. рис.1.3,б) преобладает в осевом направлении вдоль координаты  $z$ . В этом случае можно пренебречь первым слагаемым в левой части уравнения (3.38) и оно примет следующий вид:

$$\psi_z \bar{h}^3 \frac{d^2 P}{dz^2} = 12 \mu (e \Omega \sin \varphi + e \cos \varphi). \quad (3.39)$$

При использовании в ГДД упругих изотропных элементов движение втулки-вибратора происходит по круговым орбитам, при этом  $e=0$ , а, следовательно, уравнение (3.39) еще более упрощается. Зададим граничные условия в коротком непроточном демпфере (см.рис.1.3,б) в виде

$$P = P_{II} \text{ при } z = L/2; \quad \frac{dP}{dz} = 0 \text{ при } z = 0, \quad (3.40)$$

где  $P_{II}$  - давление подачи смазки в питающей канавке.

Дважды проинтегрировав уравнение (3.39) с учетом граничных

условий (3.40), получим зависимость распределения давления в демпферном зазоре

$$P = P_{\Pi} - 6\mu\epsilon\Omega [(L/2)^2 - z^2] \sin\varphi / \psi_z \bar{h}^3. \quad (3.41)$$

В безразмерных параметрах уравнение (3.41) перепишется в виде

$$\bar{P} = \bar{P}_{\Pi} - \frac{\lambda^2 \epsilon (0,25 - \bar{z}^2) \sin\varphi}{2[1 - 0,9 \exp(-0,56 / \bar{\sigma})](1 + 3\bar{\sigma})^3 (1 + \epsilon \cos\varphi)^3},$$

где  $\bar{\sigma} = \sigma_1 / \delta_0$  - безразмерный параметр шероховатости.

Составляющие безразмерной гидродинамической силы в ГДД найдем для случая симметричного расположения питающей канавки, как изображено на рис. 1.3, б, интегрированием безразмерного давления :

$$\bar{F}_T = - \int_{\bar{z}_1(\varphi)}^{\bar{z}_2(\varphi)} d\bar{z} \int_{\varphi_1(\bar{z})}^{\varphi_2(\bar{z})} \bar{P}(\bar{z}, \varphi) \sin\varphi d\varphi ;$$

$$\bar{F}_r = - \int_{\bar{z}_1(\varphi)}^{\bar{z}_2(\varphi)} d\bar{z} \int_{\varphi_1(\bar{z})}^{\varphi_2(\bar{z})} \bar{P}(\bar{z}, \varphi) \cos\varphi d\varphi ,$$

где  $\bar{z}_1(\varphi)$ ,  $\varphi_1(\bar{z})$ ,  $\bar{z}_2(\varphi)$ ,  $\varphi_2(\bar{z})$  - координаты границы начала и конца пленки смазки.

Рассмотрим случай половинного охвата втулки-вибратора смазкой в пределах от  $\pi$  до  $2\pi$ . Выражения для безразмерных составляющих гидродинамической силы в этом случае будут иметь вид

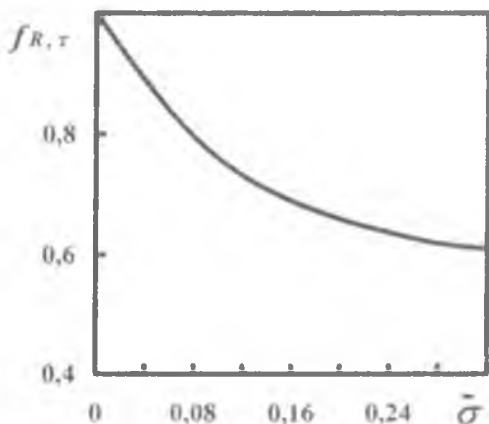
$$\bar{F}_T = \frac{\pi\epsilon\lambda^2}{24(1 + 3\bar{\sigma})[1 - 0,9 \exp(-0,56 / \bar{\sigma})](1 - \epsilon^2)^{1,5}} ; \quad (3.42)$$

$$\bar{F}_r = \frac{\epsilon^2 \lambda^2}{6(1 + 3\bar{\sigma})[1 - 0,9 \exp(-0,56 / \bar{\sigma})](1 - \epsilon^2)^2}. \quad (3.43)$$

Из анализа выражений (3.42) и (3.43) видно, что безразмерные составляющие гидродинамической силы уменьшаются с ростом параметра шероховатости, причем при значении параметра шероховатости  $\bar{\sigma} = 0$  имеет место предельный переход к выражениям для идеально гладкого зазора (см. табл. 1.3).

мической силы  $f_{R\tau}$  от безразмерного параметра шероховатости  $\bar{\sigma}$ . Параметр  $f_{R\tau}$  представляет собой отношение составляющих гидродинамической силы, вычисленных без учета шероховатости ( $\bar{\sigma}=0$ ), к составляющим силы, рассчитанным по предлагаемой методике с учетом шероховатости.

Из графиков видно, что влияние шероховатости на динамические характеристики необходимо учитывать при значениях параметра шероховатости  $\bar{\sigma} \geq 0,04$ , так как в противном случае погрешность в определении составляющих гидродинамической силы будет более 12%, что превышает погрешность экспериментального определения гидродинамического давления и сил в ГДД [234].



**Рис.3.18.** Зависимость относительной силы  $f_{R\tau}$  от безразмерного параметра шероховатости  $\bar{\sigma}$

Следовательно, для гидродинамических демпферов опор роторов ГТД, в которых величина демпферного зазора больше 100 мкм, чистота обработки рабочих поверхностей должна быть не менее чем  $Ra=1,25$ , а для ГДД турбонасосных агрегатов, в которых величина демпферного зазора 30...50 мкм, шероховатость рабочих поверхностей должна быть не более  $Ra=0,63$ . В этих случаях значение параметра  $\bar{\sigma} \leq 0,04$  и можно не учитывать влияние шероховатости при расчете динамических характеристик.

### 3.8. Оценка влияния температуры на динамические параметры ГДД

В процессе работы двигателя температура в опоре ротора возрастает, что вызвано термодинамическим процессом, работой сил вязкого трения в демпфере и фрикционным нагревом подшипника качения. Влияние охлаждения – смазки подшипников качения на их температурный режим исследовалось в ряде работ отечественных [52,144] и зарубежных [173] авторов. В то время как влияние температуры на динамические характеристики ГДД практически не исследовалось. До настоящего времени расчеты гидродинамических демпферов, как определяющего элемента динамических параметров опоры, проводились без учета изменения температуры смазки в демпферном зазоре и его температурных деформаций.

#### 3.8.1. Влияние температуры на величину демпферного зазора

Существенное влияние на составляющие гидродинамической силы, согласно уравнениям табл. 1.3, оказывает величина демпферного зазора.

Изменение величины демпферного зазора  $\delta_0$  за счет изменения температуры составляет величину

$$\Delta\delta_0 = \Delta R_c - \Delta R_v, \quad (3.44)$$

где  $\Delta R_c$  и  $\Delta R_v$  - соответственно температурная деформация втулок статора и вибратора. Здесь  $\Delta R_i = \alpha_i R_i \Delta t$ , где  $\alpha_i$  - коэффициент линейного расширения материала втулок вибратора и статора;  $R$  - радиус соответствующей втулки.

Термодинамический процесс в ГТД на установившемся режиме приводит к равномерному прогреву пространства вокруг опоры. Если гидродинамический демпфер непосредственно не контактирует с подшипником качения, как, например, в опоре двигателя Д-36 (рис. 1.11,б), то температуру втулок статора и вибратора можно принять одинаковой. Чтобы свести к минимуму влияние температуры на величину демпферного зазора, материал втулок статора и вибратора рекомендуется выбирать с одинаковым коэффициентом линейного расширения. С учетом этого, уравнение (3.44) примет вид

$$\Delta\delta_0 = \alpha_i \Delta t (R_c - R_v) = \alpha_i \Delta t \delta_0.$$

Втулки вибратора и статора обычно изготавливают из высокопрочных сталей. Для сталей коэффициент линейного расширения в

интервале температуры 20...100°C находится в пределах  $1,05...1,27 \cdot 10^{-5} \text{град}^{-1}$ . Увеличение температуры в опоре компрессора, например на 100°C, приведет к изменению демпферного зазора не более чем на 0,13 %, что практически не повлияет на динамические характеристики ГДД. Максимальное увеличение температуры в опоре турбины может достигать 200°C, при этом демпферный зазор изменится не более чем на 0,25 %, что также незначительно повлияет на динамические характеристики демпфера.

### 3.8.2. Влияние температуры на параметры рабочей жидкости

Повышение температуры в демпфере приведет к снижению плотности и вязкости смазки. Зависимость плотности от температуры может быть представлена в виде

$$\rho = \rho_0 / (1 + \beta_t \Delta t),$$

где  $\rho_0$  и  $\rho$  - плотность при температуре соответственно  $t_0$  и  $t = t_0 + \Delta t$ ;  $\beta_t = 8 \cdot 10^{-4} 1/^\circ\text{C}$  - коэффициент объемного расширения [102].

Радиальная составляющая гидродинамической силы имеет прямо пропорциональную функциональную зависимость от плотности смазки. Следовательно, повышение температуры смазки на 100°C приведет к снижению  $F_R$ , согласно уравнениям табл.1.3, не более чем на 7,5%.

Влияние температуры на вязкость смазки можно оценить по зависимости

$$\mu = \mu_0 \exp[-\gamma(t-t_0)],$$

где  $\mu$  и  $\mu_0$  - коэффициент динамической вязкости соответственно при температуре  $t$  и  $t_0$ ;  $\gamma$  - коэффициент для смазок равный 0,023...0,033 1/°C [102].

Таким образом, изменение температуры смазки всего на 3°C приведет к изменению вязкости, а согласно уравнениям из табл.1.3, - радиальной и тангенциальной составляющей гидродинамической силы на 10%.

Следовательно, при проектировании ГДД необходимо учитывать подогрев смазки, обусловленный термодинамическим процессом в двигателе. Повышение температуры может быть учтено путем термометрирования смазки, подаваемой в демпфер, на основных режимах работы ГТД.

### 3.8.3. Теплообмен в демпферном зазоре ГДД

Оценим влияние на динамические характеристики ГДД повышения температуры смазки в демпферном зазоре за счет тепловой энергии, выделяющейся из-за диссипации механической энергии при колебаниях ротора.

Во многих работах по теории смазки [91,124] широкое распространение получило предположение о том, что температура в несущей масляной пленке изменяется в направлении лишь одной из координат: или вдоль или поперек пленки. Первое допущение означает, что во внимание принимается только конвективный перенос тепла, осуществляемый смазкой, движущейся в зазоре. Согласно второму допущению конвекция не учитывается, а считается, что вся теплота, выделившаяся при трении, отдается окружающим деталям посредством теплопроводности.

Естественно, что в общем случае имеют значение оба вида теплопередачи, хотя в определенных условиях одним из видов можно пренебречь. Наиболее распространенное допущение, используемое при решении температурной задачи, является предположение о постоянстве температуры по толщине масляной пленки. Обычно такое допущение обосновывается тем, что, если теплоотдачей от слоя пренебречь и тем самым рассматривать слой как теплоизолированный, то производные от температуры по координате на границах слоя будут равны нулю [91]. Отсюда делается вывод о равенстве нулю производной температуры по координате в поперечном направлении слоя по всей толщине пленки и, как следствие, о независимости температуры от толщины слоя.

При наличии больших окружных скоростей в подшипниках скольжения может наблюдаться значительная неравномерность температуры по толщине слоя смазки [124]. Однако эта неравномерность снижается с увеличением расстояния от входа в зазор и оценивается параметром  $\xi_L$ , равным отношению безразмерной координаты в направлении течения к числу Пекле  $Pe = c_p \rho \delta_0^2 U / L \lambda_{жс}$ , где  $c_p$  и  $\lambda_{жс}$  - теплоемкость и теплопроводность смазки;  $U$  - линейная скорость.

В работе [124] доказано, что при значениях параметра  $\xi_L > 1$ , можно пренебречь изменением температуры по толщине слоя смазки.

Оценим значения параметра  $\xi_L$  для короткого ГДД. Реальные конструкции коротких ГДД авиационных ГТД имеют следующие пределы изменения геометрических параметров демпферного зазора:  $L=20\dots40$  мм,  $\delta_0=0,1\dots0,2$  мм,  $\varepsilon=0\dots0,8$ . Максимальная рабочая температура используемой в авиационных ГТД смазки ИПМ-10 не превышает  $220^\circ\text{C}$ , поэтому всегда значения комплекса  $c_{p,l}/\lambda_{жс} < 1,78 \cdot 10^7$  с/м<sup>2</sup>. Если принять линейную скорость  $U=e\Omega$ , тогда значения параметра  $\xi_L = Pe^{-1}$ , подсчитанное по всей длине демпфера,  $\xi_l < 1$  лишь при скоростях прецессии ротора  $\Omega \geq 2000$  с<sup>-1</sup>. Так как ротор авиационного ГТД, как правило, совершает синхронную прецессию, то в коротких ГДД, установленных в опорах роторов, вращающихся с частотой до  $2000$  с<sup>-1</sup>, можно принимать температуру постоянной по толщине слоя смазки.

В длинном ГДД температуру смазки (как и в коротком) будем принимать постоянной по толщине слоя смазки, так как течение происходит в окружном направлении, что значительно увеличивает длину пути, а согласно данным работе [124] с увеличением расстояния от входа в зазор неравномерность температуры снижается.

Тепло, выделившееся в демпфере, будем определять через осредненную по толщине слоя смазки мощность трения [124]

$$N = FU = F_{\tau} e \Omega + F_R \dot{e},$$

где  $F$  - гидродинамическая сила сопротивления в слое смазки;

$F_{\tau}$  и  $F_R$  - соответственно тангенциальная и радиальная составляющая гидродинамической силы, определяемые, например, выражениями из табл. 1.3;

$e$  - линейная скорость вдоль линии, соединяющей центры втулок вибратора и статора демпфера;

$\dot{e}\Omega$  - скорость, перпендикулярная линии центров.

Количество тепловой энергии, выделившееся за время  $\tau$ ,

$$Q_0 = N\tau = (F_{\tau} e \Omega + F_R \dot{e})\tau. \quad (3.45)$$

Для круговой прецессии  $\dot{e} = 0$ , поэтому при наличии упругого изотропного элемента вторым слагаемым уравнения (3.45) можно пренебречь. Выделившееся за счет диссипации тепло частично отводится через стенки, а также уносится смазкой с утечками  $q_0$  из

демпферного зазора. Величина утечек определяет повышение температуры смазки в демпфере

$$\Delta t_o = N / (c_v q_o), \quad (3.46)$$

где  $c_v$ - объемная теплоемкость смазки;  
 $q_o$ - объемные утечки из демпфера.

Даже если пренебречь отводом тепла в стенки демпфера, сразу определить подогрев смазки не представляется возможным, так как количество выделившегося тепла является функцией силы  $F_{\tau}$ , которая существенно зависит от температуры смази. Поэтому задача решается методом последовательных приближений.

В качестве примера рассмотрим короткий демпфер опоры двигателя Д-36 (рис.1.11,б) с параметрами:  $L=30$  мм;  $R=125$  мм;  $\delta_o=0,15$  мм;  $\mu=2 \cdot 10^{-3}$  Н·с/м<sup>2</sup>;  $\rho=763$  кг/м<sup>3</sup>;  $C_p=2,38 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}$ ;  $\lambda_{жс}=0,126 \frac{\text{Вт}}{\text{мК}}$ .

Пусть этот ГДД работает с относительным эксцентриситетом  $e=0,4$  на рабочем режиме с частотой прецессии  $\Omega=530\text{с}^{-1}$ .

Чтобы обеспечить работу ГДД с температурой на  $\Delta t_o=0,1^\circ\text{C}$  больше, чем температура поступающей смазки, что не противоречит допущению об изотермическом течении, необходимо иметь утечки из демпфера, согласно уравнению (3.5), объемом всего 1 л/мин.

Согласно уравнениям табл.1.3 при одинаковых физических параметрах, демпфирование в длинном ГДД может быть в 100...300 раз больше чем, в коротком. Следовательно, чтобы температура смазки в длинном ГДД повышалась не более чем на  $\Delta t_o=0,1^\circ\text{C}$ , необходимо иметь уже утечки около 100 л/мин. Результаты экспериментальных проливок показали, что утечки в непроточных ГДД через уплотнения по торцам демпферного зазора составляют 1...3 л/мин.

Расход смазки через демпферный зазор единичной ширины вдоль оси  $z$  (рис.2.19) при ламинарном течении в коротком ГДД определяется зависимостью

$$q_z = - \frac{\delta^3}{12\mu} \frac{dP}{dz},$$

где  $dP/dz=12\mu e z \Omega \sin(\varphi) / \delta^3$  - градиент давления в демпферном зазоре. Сделав подстановки, получим на выходе из демпферного зазора ( $z=L/2$ )

$$q_z = - e L \Omega \sin \varphi / 2.$$

Проинтегрируем последнее уравнение в пределах от  $\pi$  до  $2\pi$ , что соответствует области выдавливания смазки из демпферного зазора. Учитывая, что демпфер состоит из двух половин, а также что  $d\varphi = R dx$ , получим выражение для расхода смазки через демпферный зазор короткого ГДД в виде

$$q_o = \int_{\pi}^{2\pi} q_z d\varphi = RLe\Omega.$$

Для приведенных выше параметров короткого ГДД получим расход смазки  $q_o = 7,2$  л/мин. В проточном демпфере весь этот объем вытесняется из демпфера. Следовательно, подогрев смазки за счет диссипации энергии колебаний в таком демпфере существенно меньше  $0,1^\circ\text{C}$  и его можно не учитывать в расчетах.

Для непроточных ГДД введем безразмерный параметр расхода смазки  $\bar{q}_o = \frac{q_o}{LR\Omega R}$ . Теоретически область изменения параметра  $\bar{q}_o$  для короткого непроточного ГДД находится в пределах  $0 < \bar{q}_o < 1$ . В реальных же конструкциях имеют место утечки через уплотнения в демпферном зазоре, поэтому рассмотрим область изменения  $q_o = 0,01 \dots 1$ .

Для оценки влияния повышения температуры в демпферном зазоре за счет диссипации механической энергии введем параметр относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы  $f'_\tau = F'_\tau / F_\tau$ , где  $F'_\tau$  и  $F_\tau$  — тангенциальные составляющие, рассчитанные по зависимостям из табл.1.3, соответственно с учетом подогрева смазки в демпферном зазоре и без учета подогрева.

Для смешанного ламинарно-турбулентного режима значения  $F'_\tau$  и  $F_\tau$  определяются уравнениями (2.89)...(2.90). Учитывая, что в непроточном ГДД лишь небольшая часть жидкости (5...10%) уносится с утечками через уплотнения и пополняется через питающие отверстия, то при установившемся режиме работы расчетную температуру смазки для определения гидродинамической силы можно принять равной  $t_p - t_n + \Delta t_o$ , где  $t_n$  — температура подачи смазки в демпферный зазор.

Расчеты тангенциальной составляющей гидродинамической силы для непроточного ГДД с учетом подогрева в демпферном зазоре будем проводить с использованием значения коэффициента динамической вязкости  $\mu_p$ , соответствующего  $t_p$ .

На рис.3.19 приведены зависимости от относительного эксцен-

при этом  $f_{k\tau}^t$  относительных тангенциальных составляющих  $f_{k\tau}^t$  для короткого (а) и  $f_{\partial\tau}^t$  для длинного (б) ГДД при различных значениях параметра расхода  $\bar{q}_{\partial}$ .

Из рис.3.19,а видно, что для приведенных безразмерных определяющих параметров рассчитанные без учета теплообмена через стенки демпферного зазора значения  $f_{k\tau}^t > 0,95$  во всем диапазоне изменения относительного эксцентриситета. Таким образом, расчеты по изотермической модели ГДД дают погрешность, не превышающую 5% в сравнении с расчетами по методике, учитывающей подогрев смазки.

В длинном демпфере (рис.3.19,б) параметр относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы  $f_{\partial\tau}^t$  нелинейно убывает с ростом параметра  $\varepsilon$ . Следовательно, погрешность в определении составляющих гидродинамической силы без учета подогрева смазки в этом случае возрастает и при значениях параметра  $\bar{q}_{\partial}=0,1$  может превышать 60%.

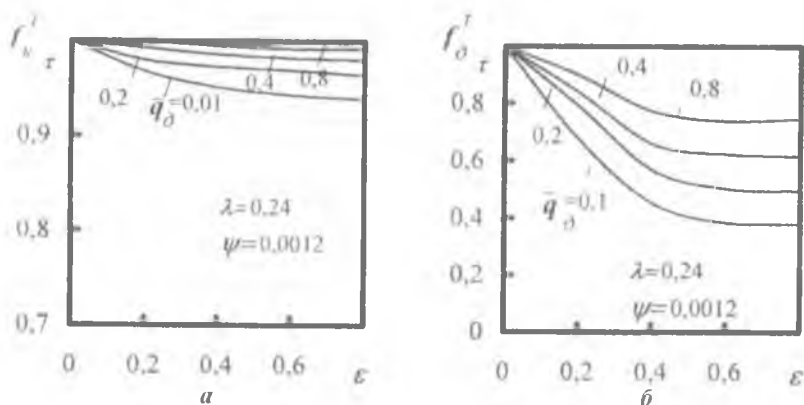


Рис.3.19. Зависимости от критерия  $\varepsilon$  относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы для непроточных ГДД: а- для короткого; б- для длинного

С уменьшением безразмерного параметра расхода погрешность в определении составляющих гидродинамической силы возрастает. Таким образом, для снижения температуры смазки необходимо увеличивать утечки из непроточного ГДД.

### 3.8.4 Тепловыделение в подшипниках качения

В большинстве конструкций ГДД (см.рис.1.3) втулку вибратора 1 устанавливают непосредственно на наружное кольцо подшипника качения 2, а втулку статора 3 запрессовывают в корпус опоры 4. Смазка из демпферного зазора вытесняется в питающую канавку, откуда отводится через специальные каналы. В ряде конструкций, как, например, в опоре компрессора высокого давления ТРДД ПС-90 (см.рис.1.11,е), масло из питающей канавки поступает в форсунку для смазки подшипника качения.

Из-за фрикционного нагрева в подшипнике качения повышается температура масла, поступающего через систему каналов 5 для его смазки и охлаждения. Температура масла на выходе из подшипника качения определяется зависимостью [52]

$$t_{\text{вых}} = t_{\text{вх}} + 60 Q_M / c_p \rho q_n, \quad (3.47)$$

где  $t_{\text{вх}}$  - температура масла на входе в подшипник, °С;

$Q_M$  - количество тепла подводимого к маслу, ккал/с;

$c_p$  - теплоемкость масла, ккал/кг°С ;

$\rho$  - плотность масла при температуре  $t_{cp} = (t_{\text{вых}} + t_{\text{вх}})/2$ ;

$q_n$  - расход масла через подшипник, л/мин.

Тепловыделение (в ккал/с) в радиальном роликовом подшипнике при интенсивной струйной подаче смазки [52]

$$Q_{II} = K_{\eta} (0,03 q_n^{0,58} e^{dn \lambda_p} + 10^{-3} F_r^{\mathcal{G}_P} - 10^{-7} dn - 0,04). \quad (3.48)$$

Здесь  $\lambda_p = (1,96 - 0,043 q_n) 10^{-6}$ ;  $\mathcal{G}_P = 0,61 + 10^{-7} dn$ ;  $n$  - частота вращения, об /мин;  $d$  - диаметр отверстия подшипника, мм;  $F_r$  - радиальная нагрузка, кгс;

$$K_{\eta} = q_n^{0,011(1,04\nu-1)} + 0,011(1,04\nu-1)/q_n, \quad \text{если } \nu \geq 9,6;$$

$$K_{\eta} = 1/[q_n^{(0,015(1,04\nu-1)} + 0,015(1,04\nu-1)/q_n], \quad \text{если } \nu < 9,6,$$

где  $\nu$  - коэффициент кинематической вязкости смазки, сст.

Тепловыделение в радиальных и радиально-упорных шариковых подшипниках при интенсивной струйной смазке определяют (в ккал/с) по следующей эмпирической формуле [52]:

$$Q_{III} = K_{\eta} [(2,2+1,5q_n)10^{-2} e^{\lambda_{III} dn} + \Delta Q_{IIIr} + \Delta Q_{IIIk}],$$

где  $\Delta Q_{IIIr} = 10^{-3} F_r^{\mathcal{G}_{III}} - 0,03 + 1,2 \cdot 10^{-7} dn$  - слагаемое, учитывающее влияние на тепловыделение величины радиальной нагрузки;  $\lambda_{III} = 10^{-6} (1,93 - 0,058q_n)$ ;  $\mathcal{G}_{III} = 0,61 + 1,2 \cdot 10^{-7} dn$ ;

$\Delta Q_{IIIa} = 3,2 \cdot 10^{-12} e^{0,45q_n} (dn)^{1,4} F_a^{\chi}$  - приращение тепловыделения при действии осевой нагрузки  $F_a$ ;  $\chi = 0,763 - 0,5 \cdot 10^{-7} dn - 0,27 \cdot 10^{-3} q_n^{3,33}$ .

Тепловыделение зависит от прокачки масла через подшипник. Величина оптимальной прокачки масла определяется по зависимости [52]

$$q_n = q_p + 1,2 \cdot 10^{-6} d_m n,$$

где  $q_p = 0,5 (P < 1)$ ;  $q_p = 1,0 (1 < P < 5)$ ;  $q_p = 1,5 (5 < P < 15)$ ;  $q_p = 2,0 (15 < P < 25)$ ;  $q_p = 2,5 (P > 25)$  - дополнительная прокачка (л/мин), зависящая от динамической нагрузки  $P$ , кН;  $d_m$  - средний диаметр подшипника, мм.

Расчеты температуры смазки на выходе для подшипников качения

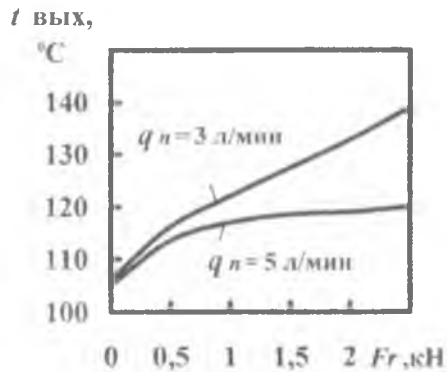


Рис.3.20. Зависимость температуры на выходе из роликоподшипника от радиальной нагрузки при  $t_{\text{вх}} = 100^\circ\text{C}$

опор роторов ДЛА по зависимостям (3.47) и (3.48) показали (рис. 3.20), что температура может повышаться на 10...40°C в зависимости от величины прокачки масла, радиальной нагрузки на подшипник и

оборотов ротора. Это подтверждается экспериментальными данными для подшипников, приведенными в работе [173], где также показано, что температура по ширине наружного кольца шарикоподшипника распределяется не линейно, а имеет максимум на линии контакта тел качения с беговой дорожкой. Для роликовых подшипников распределение температуры по ширине беговой дорожки можно принимать по линейному закону. Следовательно, радиус наружного кольца подшипника со стороны выхода смазки может быть больше чем со стороны входа на величину  $\Delta R_n = \alpha_n R_n (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}})$ , где  $\alpha_n$  - коэффициент линейного расширения колец подшипника;  $R_n$  - радиус наружного кольца подшипника при температуре подачи смазки.

Применение в конструкции тонкостенной втулки вибратора, напессованной на подшипник качения, в этом случае приведет к неравномерной деформации демпферного зазора. Следовательно, при проектировании гидродинамических демпферов это необходимо учитывать и ограничивать влияние температурных деформаций от фрикционного нагрева подшипников.

Наружное кольцо подшипника нужно устанавливать с гарантированным зазором во втулку вибратора, толщина которой должна быть соизмерима с толщиной кольца подшипника.

Подача смазки для охлаждения подшипника с двух сторон дает равномерное поле температуры по ширине подшипника. В этом случае расчеты показывают, что температура на выходе из подшипника будет ниже, чем для одностороннего подвода смазки при том же расходе при условии принятия ее равной средней арифметической между температурой входа и выхода из подшипника при односторонней подаче.

При установившемся тепловом режиме все тепло, выделившееся в подшипнике, отводится маслом, т.е.  $Q_{\text{П}} = Q_{\text{М}}$ , а при достаточной подаче смазки температуру наружного кольца принимают равной температуре смазки на выходе из подшипника [52]. В работе [173] было показано, что температура наружного кольца подшипника качения отличается от температуры смазки на выходе менее, чем на  $1^\circ\text{C}$ , а через некоторое время температура становится одинаковой по толщине кольца.

Следовательно, при установившемся режиме можно принять температуру втулки вибратора, смонтированной на подшипник качения, равной температуре смазки на выходе из подшипника.

### 3.8.5. Влияние тепловыделения в подшипнике качения на параметры ГДД

На работающем двигателе в демпфере происходит теплообмен между втулкой вибратора и смазкой, находящейся в демпферном зазоре, а также между смазкой и наружной стенкой демпферного зазора. Принято считать, что количество тепла, приобретаемого или отдаваемого телом, при прочих равных условиях пропорционально поверхности тела и разности между его температурой и температурой окружающей среды. Поэтому для практических расчетов установившегося теплового потока, отводимого от твердой поверхности к жидкости или подводимого от жидкости к твердой поверхности, исторически сложилась формула  $Q = \alpha_{ж}(T_{ст} - T_{ж})S\tau$ , где  $\alpha_{ж}$  - коэффициент теплоотдачи жидкости;  $T_{ст}$  - температура стенки канала;  $T_{ж}$  - температура жидкости;  $S$  - площадь омываемой поверхности;  $\tau$  - время.

По существу, эта формула является только некоторым формальным приемом, переносящим все трудности расчета теплопередачи на определение коэффициента  $\alpha_{ж}$ .

Обычно для описания процесса теплообмена используются термодинамические критерии подобия:

$$Nu = \alpha_{ж} l_0 / \lambda_{ж} - \text{критерий Нуссельта};$$

$$Pr = \mu c_p / \lambda_{ж} - \text{число Прандтля};$$

$$Re = \omega_0 l_0 / \nu - \text{число Рейнольдса},$$

где  $l_0$  - характерный размер поверхности теплообмена;  $\omega_0$  - характерная скорость. Коэффициент теплоотдачи в кольцевом зазоре определяется уравнением  $\alpha_{ж} = \frac{Nu \lambda_{ж}}{2\delta_0}$  [92]. В зависимости от формы

зазора, направления и вида течения жидкости в демпферном зазоре критерий Нуссельта принимает различные значения.

Для ламинарного течения смазки в круглом канале при постоянной температуре критерий  $Nu = 3,66$  [92].

Для рассматриваемого примера  $\delta_0 = 0,15 \text{ мм}$ , а  $\lambda_{ж} = 0,126 \frac{\text{Вт}}{\text{мК}}$ , тогда получим  $\alpha_{ж} = 1,537 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2 \text{К}}$ .

При изменении температуры омываемой поверхности по ли-

нейному закону критерий  $Nu=4,36$  и, соответственно,  $\alpha_{ж}=1,831 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2\text{К}}$ .

Для турбулентного течения смазки в круглом канале критерий Нуссельта может быть рассчитан, для значений  $0,5 < Pr < 200$ , с помощью выражения [92]

$$Nu = \frac{0,023 Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}. \quad (3.49)$$

В случае, когда короткий демпфер с приведенными выше физическими параметрами работает с эксцентриситетом  $e=0,1\text{мм}$  при частоте  $\Omega=1000\text{с}^{-1}$ , получим значения критериев  $Re = 2eL\Omega\rho/\mu=2289$  и  $Pr=38,9$ . Подставляя значения критериев в уравнение (3.49), получаем значение  $Nu=38,4$  и, соответственно,  $\alpha_{ж}=16,134 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2\text{К}}$ .

Таким образом, в турбулентном потоке на порядок возрастает теплоотдача от стенок к жидкости и наоборот. Расчет теплоотдачи при турбулентном течении в кольцевой щели для  $Pr > 0,6$  и  $Re > 7000$  можно вести по зависимости [92]

$$Nu=0,015 Pr^{0,4} Re^{0,8} (D_H / D_B)^{0,25}.$$

В коротком демпфере течение можно рассматривать как осевое в кольцевом зазоре. При течении смазки в осевом направлении в кольцевых каналах коэффициент теплоотдачи определяется по зависимости [92]

$$\alpha_{жс} = \alpha_{ж} \{1 - 0,14 (D_B / D_H)^{0,6}\}, \quad (3.50)$$

где  $\alpha_{жс}$  - коэффициент теплоотдачи в круглом канале;  $D_B$  - внутренний диаметр, а  $D_H$  - наружный диаметр канала.

В рассматриваемой конструкции ГДД при ламинарном режиме течения смазки в демпферном зазоре, для установившегося теплового режима, согласно уравнению (3.50), получим значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{жс}=0,86 \alpha_{ж}$ .

Рассмотрим тепловой баланс в опоре ротора, где короткий ГДД смонтирован на роликовый подшипник (рис.3.21).

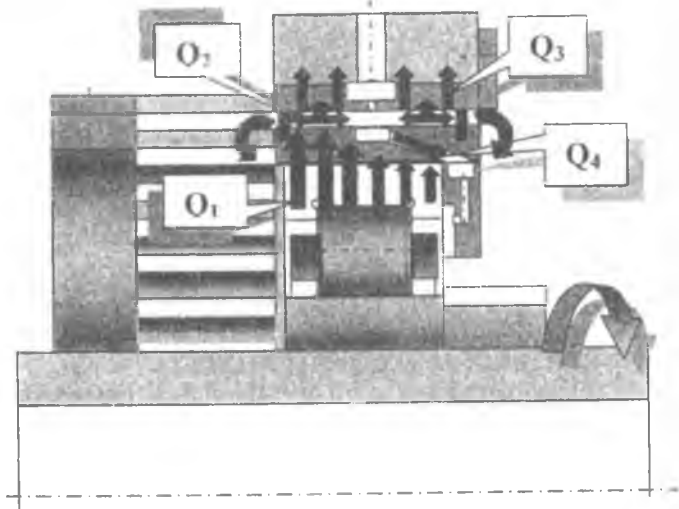


Рис.3.21. Схема тепловых потоков в опоре ГТД

При установившемся режиме уравнение теплового баланса можно записать в следующем виде:

$$Q_1 + Q_2 - Q_3 - Q_4 = 0. \quad (3.51)$$

Здесь в случае полного охвата втулки вибратора смазкой при ламинарном режиме течения  $Q_1 = 2\pi R_a L \alpha_{ж} (T_a - T_{ж}) \tau$ , - количество тепла, подводимое от роликоподшипника через втулку вибратора к смазке в демпферном зазоре;  $Q_2 = \pi \mu \Omega^2 \varepsilon^2 L^3 R \tau / \delta (1 - \varepsilon)^{1.5}$  - количество тепла, выделившееся в демпфере за счет диссипации механической энергии;  $Q_3 = 2\pi R_c L \alpha_{ж} (T_{ж} - T_c) \tau$ , - количество тепла, отводимое от смазки через наружную стенку демпферного зазора;  $Q_4 = c_{\text{у}} q_{\text{д}} \Delta T$  - количества тепла, уносимое с утечками из демпфера через уплотнения и каналы для смазки подшипника.

Подставив в уравнение (3.51) выражения для тепловых потоков в единицу времени, получим следующее выражение:

$$2\pi R L \alpha_{ж} (T_a - T_c) + \pi \mu_{\text{ср}} \Omega^2 \varepsilon^2 L^3 R / [\delta (1 - \varepsilon)^{1.5}] - c_{\text{у}} q_{\text{д}} \Delta T = 0. \quad (3.52)$$

Здесь  $R = (R_a + R_c) / 2$  - радиус демпфера принимается для упрощения выражения;  $T_a$  - температура втулки вибратора;  $T_c$  - температура втулки статора;  $\Delta T = T_{\text{вых}} - T_n$ , где  $T_{\text{вых}}$  - температура смазки на выходе из демпфера;  $T_n$  - температура смазки, подаваемой в демпфер;  $\mu_{\text{ср}}$  и

$c_{иср}$  - соответственно коэффициент динамической вязкости и объемная теплоемкость смазки при температуре  $T_{cp} = (T_{вх} + T_n) / 2$ .

Уравнение (3.52) решается относительно  $\Delta T$  методом последовательных приближений.

В качестве примера рассмотрим короткий демпфер с характерными параметрами, приведенными в разделе 3.9.3. Задавшись точностью вычисления температуры 0,1К, и принимая температуру втулки статора равной температуре подачи  $T_n = 393\text{К}$  смазки ИПМ-10, получим, что при  $q_n = q_o = 3$  л/мин подогрев смазки в подшипнике будет 26,5 К, а в демпфере составит 10,8 К.

Следовательно, температура смазки на выходе из демпферного зазора установится 403,8 К, при этом ее вязкость изменится на 20%, что существенно повлияет на динамические характеристики ГДД.

При возникновении областей с турбулентным режимом течения необходимо определить границы областей с различными режимами течения, согласно уравнениям (2.81) и (2.82). В каждой области в зависимости от режима течения выбирается коэффициент теплоотдачи. Выражение для уравнения теплового баланса не приводится из-за громоздкости выражения тангенциальной составляющей гидродинамической силы при смешанном режиме течения (2.89).

На рис.3.22 приведены зависимости от безразмерного параметра расхода  $\bar{q}_o$  относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы для короткого непроточного ГДД  $f_{k\tau}^i = F_{k\tau}^i / F_{k\tau}$ , где  $F_{k\tau}^i$  и  $F_{k\tau}$  - тангенциальные составляющие, рассчитанные согласно уравнению (2.89) соответственно с учетом подогрева смазки в демпферном зазоре по среднему значению коэффициента динамической вязкости  $\mu_{cp}$ , соответствующего  $T_{cp}$ , и без учета подогрева.

Из рис.3.22 видно, что относительная тангенциальная составляющая гидродинамической силы  $f_{k\tau}^i$  увеличивается нелинейно с ростом относительного расхода смазки  $\bar{q}_o$  при всех значениях параметра температуры подогрева в подшипнике  $\bar{T}_n = t_{вых} / t_{вх}$ , что приводит к снижению погрешности в определении гидродинамической силы без учета подогрева смазки.

Из рис.3.22 видно, что погрешность при определении гидродинамических сил в изотермической модели течения смазки возрастает с увеличением параметра  $\bar{T}_n$  и может составлять для реальных конструкций коротких ГДД при  $\bar{q}_o = 0,01$  более 80%.

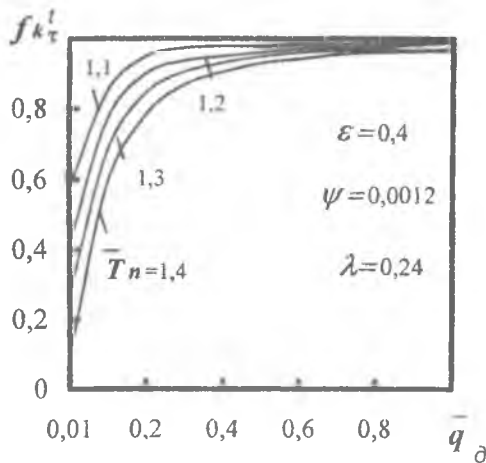


Рис.3.22. Зависимости относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы  $f_{k\tau}'$  от параметра расхода смазки  $\bar{q}_\delta$  при полном охвате в коротком ГДД

Рассмотрим длинный ГДД как изогнутую щель с зазором  $\delta_0$  и шириной  $L$ . В этом случае [92]  $\alpha_{жс} = Nu\lambda_{жс}/\delta_0$ .

При подогреве щели с двух сторон и линейном изменении температуры вдоль поверхности критерий  $Nu = 8,24$ . Тогда  $\alpha_{жс} = 1,73$  кВт/м<sup>2</sup>К, а при постоянной температуре  $Nu = 7,5$  и  $\alpha_{жс} = 1,575$  кВт/м<sup>2</sup>К.

Если обогрев щели происходит с одной стороны, то при постоянной температуре  $Nu = 4,86$  и  $\alpha_{жс} = 1,02$  кВт/м<sup>2</sup>К, а если температура поверхности теплообмена изменяется по линейному закону, то  $Nu = 5,40$  и  $\alpha_{жс} = 1,133$  кВт/м<sup>2</sup>К [92].

Влияние кривизны поверхности щели оценим по зависимости

$$\epsilon_{изг} = 1 + 1,8 \frac{2\delta_0}{R}, \quad (3.53)$$

где  $\epsilon_{изг}$  - поправочный коэффициент для коэффициента теплоотдачи плоской щели, учитывающий кривизну [92].

Для реальных конструкций ГДД геометрические параметры принимают значения  $R=30\dots130$  мм,  $\delta_0=0,15\dots0,4$  мм. Тогда из уравнения (3.53) получаем  $\varepsilon_{изг}=1,002\dots1,029$ . Таким образом, в длинном ГДД кривизна щели влияет на коэффициент теплоотдачи незначительно. Погрешность вычислений без учета кривизны составит не более 3 %.

Тепловой баланс в опоре, где на роликовый подшипник смонтирован длинный ГДД будет также описываться уравнением (3.51). Однако тепловыделение из-за диссипации механической энергии в демпферном зазоре при полном охвате смазкой и ламинарном режиме течения (согласно данным табл.1.3) запишется в виде

$$Q_2=24\pi\mu S^2 \varepsilon^2 LR^3 \tau / [\delta(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{0,5}].$$

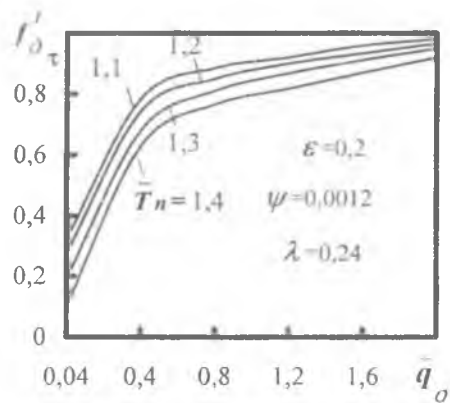
Тогда уравнение (3.52) примет следующий вид:

$$2\pi R_{cp} L \alpha_{ж}(T_b - T_c) + 24\pi\mu S^2 \varepsilon^2 LR^3 / [\delta(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{0,5}] - c_D q_{г.1} T = 0.$$

Решая последнее уравнение методом последовательных приближений и принимая утечки смазки 3 л/мин, получим, что в демпферном зазоре длинного ГДД с параметрами, такими же, как в примере для короткого ГДД, подогрев смазки на выходе из демпферного зазора составит  $\Delta T = 61,7$  К.

В длинном ГДД для снижения температуры смазки до рабочих значений необходимо обеспечивать больший расход смазки через демпферный зазор, чем в коротком, поэтому рассмотрим область изменения параметра  $\bar{q}_d = 0,04\dots2$ .

Из рис.3.23 видно, что относительная тангенциальная составляющая гидродинамической силы  $f_{\delta\tau}^t$  увеличивается нелинейно с ростом относительного расхода смазки  $\bar{q}_d$  при всех значениях параметра температуры подогрева в подшипнике  $\bar{T}_n = t_{вых}/t_{ax}$ . Погрешность в определении гидродинамических сил при изотермической модели течения смазки возрастает с увеличением параметра  $\bar{T}_n$  и может составлять для реальных конструкций длинных ГДД при  $\bar{q}_d = 0,04$  более 90%.



**Рис.3.23. Зависимости относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы  $f_{\sigma\tau}'$  от параметра расхода смазки  $\bar{q}_o$  в длинном ГДД при полном охвате**

Увеличение расхода через демпфер приводит к снижению температуры и соответственно погрешности в определении гидродинамической силы без учета подогрева смазки.

В результате проведенных в данном разделе исследований можно заключить, что при определении составляющих гидродинамической силы необходимо учитывать подогрев смазки в демпферном зазоре, обусловленный диссипацией механической энергии в длинном ГДД и тепловыделением в подшипнике качения, если втулка вибратора ГДД установлена непосредственно на его наружное кольцо.

Для снижения влияния подогрева смазки надо увеличивать проток масла через демпферный зазор за счет использования специальных отводящих каналов.

Повышение в процессе работы температуры в опоре приводит к изменению геометрии демпферного зазора, что влияет на динамические характеристики ГДД, поэтому для стабилизации величины и формы демпферного зазора необходимо разделять тепловые потоки между подшипником и гидродинамическим демпфером.

Этого можно добиться путем прокачки смазки через отверстия равномерно расположенные по окружности во втулке вибратора.

### 3.9. Влияние деформации поверхности демпферного зазора на динамические характеристики ГДД

В опорах турбины и компрессора высокого давления, где повышенная температура смазки, для обеспечения требуемого демпфирования применяют длинные ГДД. Продольный разрез такого демпфера представлен на рис. 3.24. В длинном ГДД демпферный зазор 1 по торцам уплотняют разрезными металлическими или резиновыми кольцами 2. Для подвода смазки в демпферный зазор через равномерно расположенные по окружности отверстия 3 конструкция должна предусматривать на наружной поверхности втулки статора 4, толщина которой  $H$ , проточку 5. Глубина  $h_n$  и ширина  $L_n$  проточки определяются расходом смазки через демпфер и количеством отводимого тепла.

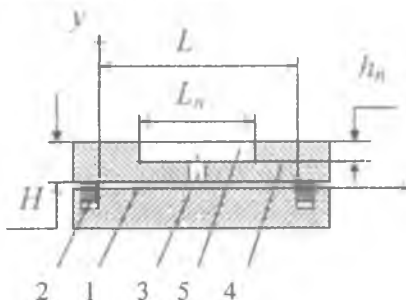


Рис 3.24. Поперечный разрез длинного ГДД

Для снижения веса корпус опоры ротора компрессора изготавливают из алюминиевого, титанового или магниевых сплава, а втулки вибратора и статора выполняют тонкостенными из легированных сталей.

В процессе работы двигателя температура в опорах компрессора может возрастать до 120...150°C что вызвано рабочим процессом двигателя, работой сил вязкого трения в

гидродинамическом демпфере и фрикционным нагревом подшипников. Если натяг в соединении втулки статора с корпусом опоры будет недостаточным, то так как коэффициент линейного расширения алюминиевого сплава практически в два раза больше чем стали, то в работе может появиться зазор между корпусом и втулкой статора над демпфером, где имеет место максимальная температура. С целью исключения температурных деформаций поверхностей демпфера из-за фрикционного нагрева подшипника, наметилась тенденция размещения демпфера не в корпусе опоры над подшипником качения 1, а за ее пределами, как, например в опоре компрессора ТРДД Д-36 (рис.1.11,б). В этих случаях при работе демпфера происходит деформация втулки статора 2 под действием ди-

динамического давления, что приводит к увеличению демпферного зазора 3 (см. рис.1.11,б). Наличие проточки 5 на наружной поверхности статорной втулки 4 (рис.3.24) также приводит в процессе работы к деформации поверхности под проточкой, толщина втулки статора в этом месте будет  $h_c = H - h_n$ . В этом случае необходимо совместное решение задачи гидродинамики, деформирования и прочности.

До настоящего времени такая задача не решалась из-за больших трудностей вычислительного процесса. Решение такой задачи с необходимой точностью возможно методом конечных элементов однако длительный итерационный процесс в совокупности с решением гидродинамической задачи распределения давления в слое смазки требует больших затрат машинного времени и оперативной памяти. Появление у нас в стране персональных вычислительных машин с объемом оперативной памяти 64...512 Мбт и быстродействием 350...800 МГц позволило решить такую задачу с помощью программы ANSYS, использующей метод конечных элементов. Методика расчета состоит в организации итерационного процесса, в котором на каждом этапе решается классическая гидродинамическая задача (определение эпюры давления в окружном и осевом направлениях), а затем определяются деформации поверхностей втулок, образующих демпферный зазор, под действием этого давления. В каждой последующей итерации эпюра давлений определяется уже с учетом изменившегося размера демпферного зазора. В качестве реализации этой методики была написана подпрограмма для пакета конечно-элементного анализа ANSYS. Она позволяет на основе геометрических параметров ГДД, заданных в базе ANSYS, где также находится конечно-элементная модель втулок, образующих демпферный зазор, выполнять расчет гидродинамических сил.

При выполнении подпрограммы осуществляются следующие основные этапы:

- задание граничных условий, определяющих закрепление деформируемых втулок, образующих демпферный зазор;
- определение величин составляющих гидродинамической силы аналитическим путем по зависимостям из табл.1.3 или 2.2;
- определение эпюры давления в демпферном зазоре по зависимости (2.58) или из табл. 2.2;

- пересчет давления в узловые радиальные силы и расчет величин составляющих гидродинамической силы численным суммированием в виде

$$F_T = \sum_{i=1}^n P \sin(\varphi) \Delta x \Delta z \quad \text{и} \quad F_R = \sum_{i=1}^n P \cos(\varphi) \Delta x \Delta z.$$

При суммировании отрицательные значения, полученные при определении динамического давления, обнуляются, что соответствует возникновению кавитации смазки. Обычно в области кавитации давление принимается равным давлению насыщенных паров, однако это значение не превышает  $10^{-3}$  МПа и им можно пренебречь без большого ущерба для точности решения. При определении составляющих гидродинамической силы численным методом необходимо оптимизировать число точек разбиения в окружном и осевом направлениях поверхностей, образующих демпферный зазор, которые также используются в качестве узловых точек в базе ANSYS. Точность определения величин составляющих гидродинамической силы возрастает с увеличением числа разбиений, но это, в свою очередь, ведет к возрастанию времени расчета сил и общего времени при работе с базой. Деформацию втулки вибратора можно не учитывать, если она напрессовывается на наружное кольцо подшипника качения, так как жесткость всего пакета велика. Оптимальное с точки зрения точности и времени расчета число окружных разбиений втулки, образующей демпферный зазор, составило 160 точек. При уменьшении числа точек разбиения вдоль оси втулки с 40 до 10 погрешность вычисления численным методом динамических характеристик составила  $\delta F_R^h = 1,74\%$  и  $\delta F_T^h = 0,95\%$ .

Следовательно, увеличение осевого разбиения несущественно влияет на точность расчета составляющих гидродинамической силы. Число точек осевого разбиения колец необходимо выбирать из условия обеспечения правильной формы конечных элементов, помня о приемлемом времени расчета.

Для исследований влияния различных параметров демпфера на величину составляющих гидродинамической силы оптимально использовать число точек разбиений  $20 \times 160$ .

В качестве примера рассмотрим длинный ГДД со следующими физическими параметрами:  $R=100$  мм;  $L=20$  мм;  $L_n=15$  мм;  $\delta_0=0,15$  мм;  $\mu_v=2 \cdot 10^{-3}$  Н·с/м<sup>2</sup>;  $\Omega=1047$  с<sup>-1</sup>;  $P_H=0,5$  МПа. Для упрощения задачи и уменьшения времени расчета рассматривается случай ламинарно-

го течения смазки в демпферном зазоре при половинном охвате вибратора. Результаты расчетов приведены на рис.3.25

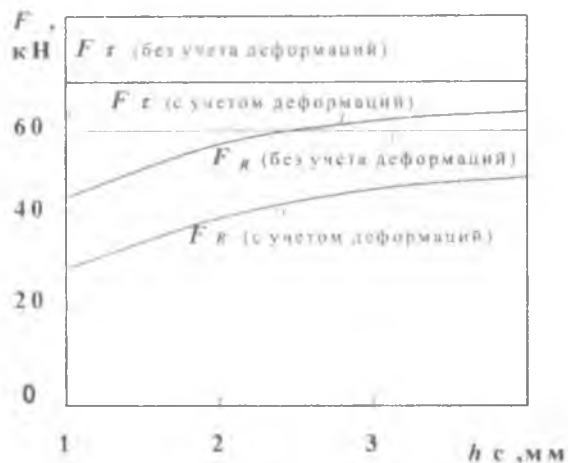


Рис. 3.25. Зависимости составляющих гидродинамической силы от толщины втулки под проточкой  $h_c$  при  $\epsilon=0,5$

Анализ результатов вычислений показывает, что при наличии свободы перемещения статорной втулки в радиальном направлении например при наличии широкой распределительной канавки, ошибка при определении динамических характеристик длинного ГДД без учета деформации в демпферном зазоре может составлять до 50% на рабочих режимах работы. Это необходимо учитывать при проектировании гидродинамических демпферов.

Из графиков видно, что влияние деформации демпферного зазора при наличии большой распределительной канавки в длинном ГДД необходимо учитывать до значений толщины втулки статора  $h_c$ , равной 4 мм. В этом случае погрешность вычисления составляющих гидродинамической силы превышает 10 %, соответствующих точности экспериментальных измерений динамических характеристик [39].

Для распространения выявленных закономерностей на все устройство данного типа проведем исследование в безразмерных параметрах, полученных на основании теории размерностей и подобия

Это позволит уменьшить число переменных, влияющих на динамические характеристики демпфера.

В качестве определяющих критериев подобия для длинного ГДД при половинном охвате вибратора смазкой без учета сил инерции выбираем относительный эксцентриситет  $\varepsilon=e/\delta_0$ , безразмерный демпферный зазор  $\psi=\delta_0/R$ , безразмерную толщину статорной втулки  $\bar{H}=h_c/R$ . Пределы изменения безразмерных параметров принимаем  $\varepsilon=0...0,7$ ,  $\psi=0,015...0,05$ ,  $\bar{H}=0,01...0,04$ .

В качестве определяемых безразмерных параметров рассмотрим относительные составляющие гидродинамической силы  $f_\tau=F\tau_c/F\tau_a$  и  $f_R=F\psi_c/FR_a$ . В этих выражениях индекс "с" соответствует расчетам с учетом деформации демпферного зазора, индекс "а" расчетам по аналитическим зависимостям из табл. 1.3 без учета деформации.

На рис.3.26,а представлена зависимость относительной радиальной составляющей гидродинамической силы  $f_R$ , а на рис.3.26,б – относительной тангенциальной составляющей гидродинамической силы  $f_\tau$  от безразмерной толщины статорной втулки  $\bar{H}$  для значений параметра  $\psi=0,03$ .

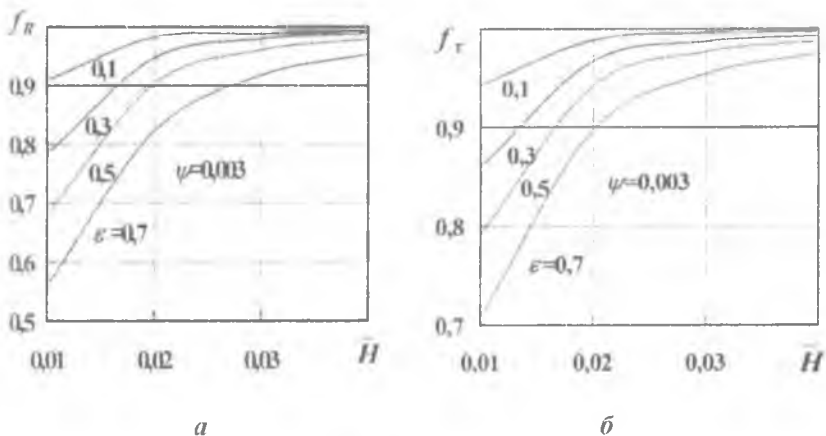


Рис. 3.26. Зависимость относительных составляющих  $f_\tau$  и  $f_R$  гидродинамической силы от безразмерной толщины втулки

Из графиков видно, что уровень погрешности в 10 % при расчетах без учета деформации демпферного зазора достигается при работе с относительным эксцентриситетом  $\varepsilon=0,7$  при значениях па-

раметра  $\bar{H} = 0,02$  для  $f_T$  и  $\bar{H} = 0,027$  для  $f_R$ . Для случая, когда ширина распределительной канавки равна длине демпфера, количество определяемых параметров уменьшается до трех. Построим трехмерную поверхность, характеризующую границы области влияния деформации в демпферном зазоре на определяемые динамические параметры. В качестве границы выбирается совокупность определяющих критериев, для которых значения определяемых динамических параметров, рассчитанных с учетом деформации демпферного зазора, отличаются от аналитических на 10%.

Границы влияния деформации демпферного зазора приведены для тангенциальной составляющей гидродинамической силы на рис.3.27.

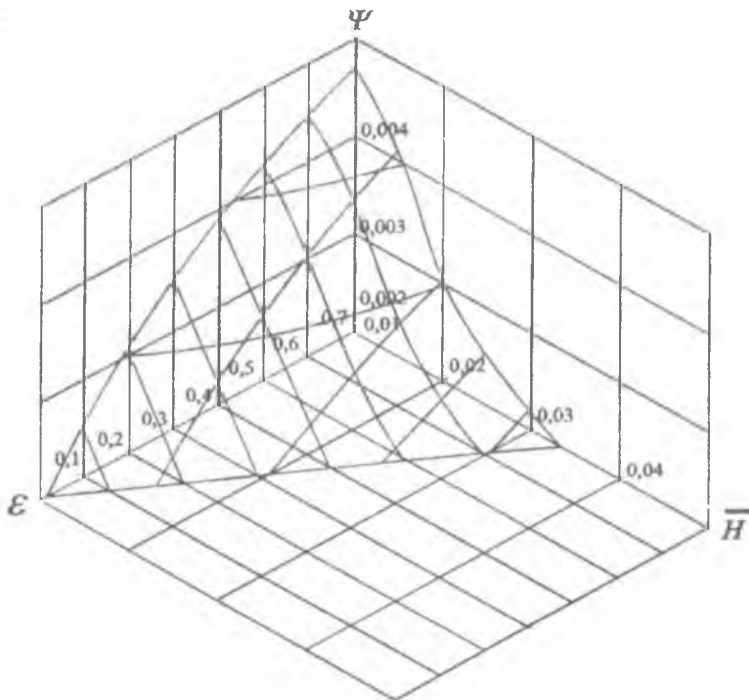


Рис. 3.27. Рельеф влияния деформации демпферного зазора для тангенциальной составляющей гидродинамической силы

Для радиальной составляющей границы влияния деформации представлены на рис.3.28.

Значения определяющих критериев, при которых необходимо учитывать влияние деформации демпферного зазора в длинном ГДД, лежат ниже рельефной поверхности.

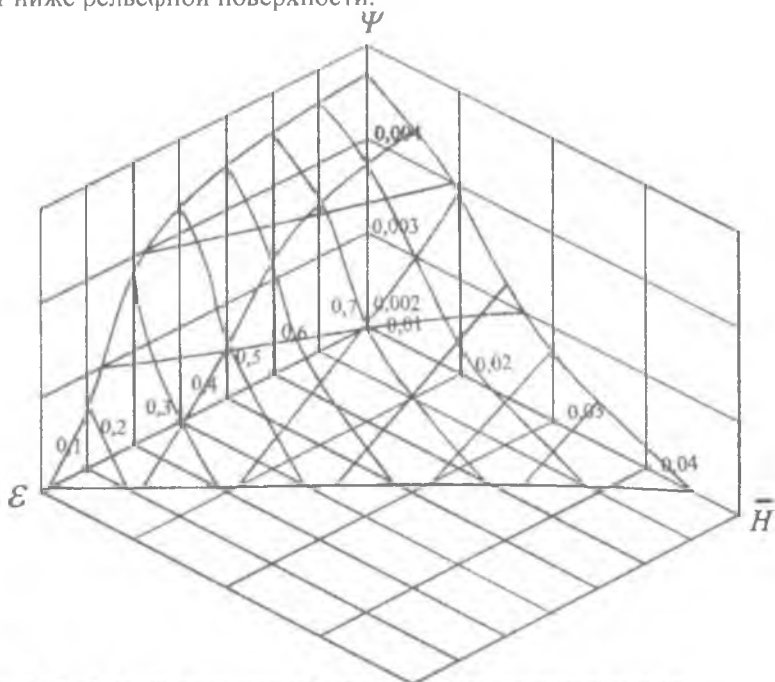


Рис. 3.28. Рельеф влияния деформации демпферного зазора для радиальной составляющей гидродинамической силы

Исследуем влияние ширины проточки для распределения смазки на динамические характеристики длинного ГДД с параметрами, приведенными выше, для случая толщины статорной втулки под проточкой  $h_c=1$  мм.

На рис.3.29 представлены зависимости безразмерных тангенциальной и радиальной составляющих гидродинамической силы от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  при различных значениях параметра  $k = L_n/L$ , характеризующего отношение длины распределительной проточки к длине демпфера

Верхние кривые на графиках рис.3.29 соответствуют составляющим гидродинамической силы, рассчитанным без учета деформации демпферного зазора, а последующие - с учетом деформации при различной ширине проточки.

Видно, что с увеличением параметра  $k$  растет погрешность в определении динамических характеристик без учета деформации.

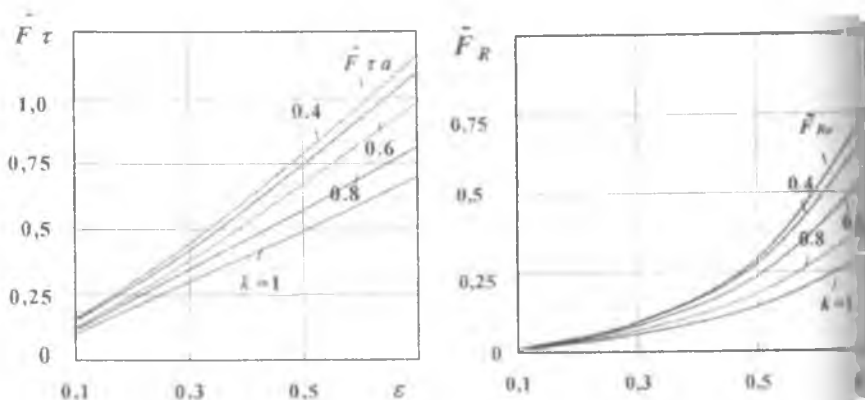


Рис. 3.29. Зависимости безразмерных тангенциальной и радиальной составляющих гидродинамической силы от критерия  $\varepsilon$

Чтобы исключить влияние деформации демпферного зазора на динамические характеристики длинного гидродинамического демпфера во всем диапазоне работы, включая резонансные режимы, распределительную проточку рекомендуется выполнять в корпусе опоры, а не на статорной втулке. Статорная втулка должна запрессовываться в корпус опоры с гарантированным натягом, превышающим температурные расширения, возникающие в процессе работы. Если статорная втулка имеет возможность деформироваться в радиальном направлении, то она должна выполняться с толщиной стенки, обеспечивающей значение произведения параметров  $\psi \cdot H > 8 \cdot 10^5$ .

Необходимо отметить, что зависимости составляющих гидродинамической силы от относительного эксцентриситета становятся практически линейными при значении параметра  $k=1$ . Таким образом, конструктивными методами можно получить длинный ГДД с линейными характеристиками в рабочем диапазоне до значений  $\varepsilon=0,7$ .

Полученные в данной главе уточненные теоретические зависимости для динамических характеристик ГДД, учитывающие конструктивные, технологические и эксплуатационные факторы, позволяют рассчитывать динамику роторной системы на ГДД более приближенно к реальным условиям эксплуатации.

## 4. Динамика ротора на ГДД

Применение ГДД в качестве опор роторов авиационных ГТД требует тщательного изучения их влияния на динамику роторной системы. Неправильно спроектированный демпфер может усиливать нагрузки, передаваемые от ротора на корпус [79,100,132]. Роторы современных ГТД, как правило, представляют собой динамические системы сложной конфигурации с произвольным расположением масс и жесткостей. Решение задач динамики ротора произвольной конфигурации на ГДД (в линейной постановке) при известных динамических характеристиках опор не представляет принципиальных трудностей. Однако даже при наличии ЭВМ с высоким быстродействием и большой памятью для этого требуются большие затраты машинного времени. Поэтому многие исследователи зачастую ограничиваются рассмотрением расчетной схемы симметричного гибкого ротора с одним диском [132,210,267].

В дальнейшем исследователи еще более упростили задачу и изучали колебания жесткого ротора, имеющего две одинаковые опоры. Такая постановка позволяет более детально оценить влияние различных факторов в самом демпфере (например, давление подачи) на динамику ротора. Здесь и далее под термином “жесткий ротор” подразумевается ротор на упругих опорах, работающий до резонанса по первой изгибной форме, но проходящий резонанс, обусловленный жесткостью опор.

В настоящей главе согласно системному подходу анализ будет также вестись от простого ротора (жесткий) к сложному – многоопорный разрезной ротор с учетом ряда особенностей, характерных для роторов авиационных ГТД.

### 4.1. Жесткий ротор

В ряде случаев ротор ДЛА может быть жестким. Например, ротора КНД ТРДД Д-36 и ПС-90 имеют малую длину при большом диаметре. Однако именно в КНД возникают наибольшие динамические нагрузки вследствие больших размеров лопаток вентилятора. Поэтому для снижения вибрации в таких случаях необходимо применять демпферы, вследствие чего вопрос о динамических ха-

характеристиках жесткого ротора на ГДД весьма актуален при проектировании роторов современных ДЛА.

Как показано в предыдущих главах, ГДД могут быть различных типов (длинные, короткие, с цилиндрической и торцевой щелями), но вопрос о том, когда и какие демпферы необходимо применять, остается открытым. К тому же в известных работах [100,132,196] рассматривались только демпферы с вязким течением рабочей жидкости. Инерционные же свойства жидкости не учитывались, хотя они, как показано в гл. 2, значительны.

Поэтому в настоящей главе исследуются вынужденные колебания жесткого ротора на различных типах ГДД с учетом инерции смазочного слоя. Решение такой задачи позволяет подобрать тип демпфера, оптимальный для данного ротора.

#### 4.1.1. Уравнения движения жесткого ротора на упругодемпферных опорах

Рассмотрим классический случай жесткого ротора массой  $2m_p$ , опирающегося на два одинаковых ГДД, которые на рис. 4.1,а

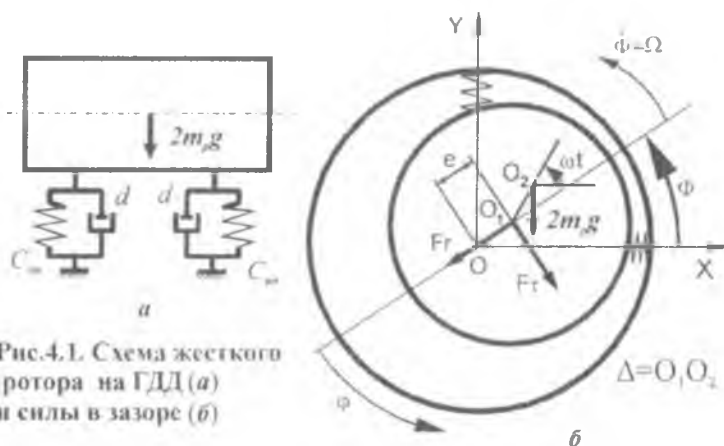


Рис.4.1. Схема жесткого ротора на ГДД (а) и силы в зазоре (б)

обозначены буквой  $d$  и соответствующим условным изображением [103]. Всю массу ротора сосредоточим в середине ротора. Центр масс ротора  $O_2$  смещен относительно его геометрического центра  $O_1$  на расстояние  $\Delta$ . Поместим начало неподвижной прямоугольной

системы координат ХОУ в геометрический центр О обоймы корпусной втулки статора демпфера и обозначим через  $x$  и  $y$  координаты геометрического центра вибратора, а через  $x_1$  и  $y_1$  – координаты центра масс вибратора. Вектор неуравновешенности, обусловленный наличием смещения  $\Delta$ , вращается со скоростью  $\omega$  и угловое положение его определяется величиной  $\omega t$ . В полярной системе координат положение геометрического центра вибратора будет определяться эксцентриситетом  $e$  и углом  $\Phi$ . Учитывается также вес ротора  $m_p g$  и действие упругих элементов или центрирующих пружин жесткостью  $C_{on}$ , где индекс «он» означает «опора». О роли упругих элементов и разгрузочных устройств от веса ротора говорилось в гл.1. Поэтому в настоящей главе при выборе расчетной модели опоры эти факторы будут учитываться.

Уравнение малых колебаний такой системы получим согласно принципу Даламбера, приравняв силы инерции  $I_x$  и  $I_y$ , действующие со стороны массы ротора, силам, возникающим в УЭ и ГДД:

$$\left. \begin{aligned} I_x &= C_{on}x + F_R \cos \Phi - F_\tau \sin \Phi \\ I_y &= C_{on}y + F_R \sin \Phi + F_\tau \cos \Phi - Mg \end{aligned} \right\}. \quad (4.1)$$

где  $g$  - ускорение свободного падения. Согласно рис. 4.1,б координаты геометрического центра вибратора и центра его масс связаны следующими соотношениями:

$$x_1 = x + \Delta \cos \omega t, \quad y_1 = y + \Delta \sin \omega t. \quad (4.2)$$

Подставляя соотношение (4.2) в уравнения (4.1), получим

$$\left. \begin{aligned} m_p \ddot{x} + C_{on}x + F_R \cos \Phi - F_\tau \sin \Phi &= m_p \Delta \omega^2 \cos \omega t \\ m_p \ddot{y} + C_{on}y + F_R \sin \Phi + F_\tau \cos \Phi &= m_p \Delta \omega^2 \sin \omega t - m_p g \end{aligned} \right\}. \quad (4.3)$$

Для решения системы уравнений (4.3) удобно перейти к полярным координатам ( $e, \Phi$ ), которые связаны с декартовыми соотношениями (рис.4.1,б):

$$x = e \cos \Phi, \quad y = e \sin \Phi. \quad (4.4)$$

Дифференцируя выражения (4.4) дважды по времени, получим

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} &= \ddot{e} \cos \Phi - 2\dot{e}\dot{\Phi} \sin \Phi - e\ddot{\Phi} \sin \Phi - e\dot{\Phi}^2 \cos \Phi \\ \ddot{y} &= \ddot{e} \sin \Phi + 2\dot{e}\dot{\Phi} \cos \Phi + e\ddot{\Phi} \cos \Phi - e\dot{\Phi}^2 \sin \Phi - m_p g \end{aligned} \right\}. \quad (4.5)$$

Подставляя соотношения (4.4) и (4.5) в систему уравнений (4.3), умножая каждое из уравнений системы на  $\sin\Phi$  и  $\cos\Phi$ , складывая и приводя подобные члены, получаем

$$\begin{cases} m_p(\ddot{e}-e\dot{\Phi}^2) = -F_R - C_{on}e + \Delta m_p \omega^2 \cos(\omega t - \Phi) - m_p g \sin\Phi \\ m_p(e\ddot{\Phi} + 2\dot{e}\dot{\Phi}) = -F_\tau + \Delta m_p \omega^2 \sin(\omega t - \Phi) - m_p g \cos\Phi \end{cases} \quad (4.6)$$

Таблица 4.1

Значения интегралов вида  $J_3^{02}, J_3^{11}, J_3^{20}$

$J_3^{02}$	$\frac{1+2\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}} \alpha + \frac{\varepsilon \sin\varphi [3+(2-5\varepsilon^2)\cos^2\varphi]}{(1-\varepsilon^2)^2(1-\varepsilon^2\cos^2\varphi)^2}$
$J_3^{11}$	$\frac{2\varepsilon \cos^3\varphi_1}{(1-\varepsilon^2\cos^2\varphi_1)^2}$
$J_3^{20}$	$\frac{\alpha}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}} \frac{\varepsilon \sin\varphi_1 [1+(\varepsilon^2-2)\cos^2\varphi_1]}{(1-\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2\cos^2\varphi_1)^2}$
$\alpha =$	$\begin{cases} \arctg \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon \sin\varphi_1} \frac{\pi}{2}, & \text{если } \pi/2 < \varphi_1 < \pi \\ \frac{\pi}{2}, & \text{если } \varphi_1 = \pi \\ \pi - \arctg \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon \sin\varphi_1} \frac{\pi}{2}, & \text{если } \pi < \varphi_1 < 3\pi/2 \end{cases}$

Системы дифференциальных уравнений (4.3) или (4.6) описывают движение жесткого ротора в общем случае. Рассмотрим влияние демпфера на примере короткого ГДД при половинном охвате. Силы инерции на этом этапе также учитывать не будем. Гидродинамические силы определяются по выражениям (3.29), соответствующие интегралы теории смазки приведены в табл. 4.1. Вводя безразмерные параметры и подставляя в уравнения (4.6) выражения для сил (3.29) с учетом данных табл. 4.1, получим уравнения движения ротора в виде

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon - \varepsilon \dot{\Phi}^2 - U \eta^2 \cos(\eta \bar{t} - \Phi) - G \sin \Phi - \bar{\omega}_s^2 \varepsilon - 2B (\varepsilon J_3^{(2)} + \varepsilon \dot{\Phi} J_3^{(1)}) \\ \varepsilon \dot{\Phi} + 2\varepsilon \dot{\Phi} = U \eta^2 \sin(\eta \bar{t} - \Phi) - G \cos \Phi - 2B (\varepsilon J_3^{(1)} + \varepsilon \dot{\Phi} J_3^{(2)}) \end{aligned} \right\} (4.7)$$

Безразмерные параметры уравнений (4.7) описаны в таблице 4.2. Параметр  $\omega_p$ , фигурирующий в табл.4.2, характеризует рабочую частоту вращения ротора, что и отражено в наименовании индекса.

Таблица 4.2

Безразмерные параметры системы “жесткий ротор – короткий ГДД”

Параметр	Физический смысл безразмерного параметра
$B = \frac{\mu RL^3}{2m_p \delta_0 \omega_p}$	Параметр, характеризующий демпфирование в ГДД
$G = \frac{g}{\delta_0 \omega_p^2}$	Параметр силы тяжести
$U = \frac{u}{\delta_0 m_p} = \frac{\Delta}{\delta_0}$	Относительный дисбаланс, $u$ – размерный дисбаланс
$\eta = \frac{\omega}{\omega_p}$	Относительная частота вращения вектора неуровнешенной нагрузки
$\bar{\omega}_s = \frac{\sqrt{C/m_p}}{\omega_p}$	Параметр, характеризующий жёсткость центрирующих пружин

Система уравнений движения (4.7) является системой обыкновенных дифференциальных уравнений, точное аналитическое решение которой получить невозможно. Поэтому был использован численный метод интегрирования (метод Рунге-Кутты четвертого порядка). Решение велось при начальных условиях, имеющих малое, но ненулевое значение. Орбита движения вибратора строилась по 20 точкам. Последние значения  $(x^{(20)}, y^{(20)}, x'^{(20)}, y'^{(20)})$  принимались за начальные для следующего цикла. Полученная в результате вычисления второго цикла орбита также запоминалась и сравнивалась с первой. При достижении заданной точности процесс счета при заданных параметрах системы (4.7) заканчивался.

#### 4.1.2. Теоретический анализ динамики ротора с учетом его веса

Определим диапазон изменения безразмерных определяющих параметров, входящих в табл.4.2. Такая оценка приведена в табл. 4.3. Следует особо оговорить величину параметра силы тяжести  $G$ . Его можно толковать следующим образом. Допустим, введением РУ или центрирующей пружины удалось разгрузить демпфер от веса с точностью  $\beta\%$  от веса. Тогда статическая нагрузка на демпфер уменьшается и параметр силы тяжести можно принять равным

Таблица 4.3

Оценка диапазона изменения безразмерных определяющих параметров системы «жесткий ротор – короткий ГДД»

$\omega_p$ , с <sup>-1</sup>	$\delta_0$ , мм	$\Delta$ , мм	$m_p$ , кг	$\mu$ , нс/м <sup>2</sup>	$C_{оп}$ , н/м	$R$ , м
400...	0,1...	0,01...	20...	0,001...	0...	0,05...
1000	0,2	0,2	200	0,01	$10^7$	0,12
$B=0,001 \dots 1; G=0,001 \dots 0,5; U=0,05 \dots 1,5; \eta=0 \dots 1,2; \omega_s=0 \dots 1,2$						

$G'=\beta G$ . Например, если  $\beta=10\%$ , то  $G'=0,1G$ , т.е. введением разгрузки можно снизить безразмерный параметр силы тяжести  $G$ . Если принять, что РУ можно настраивать с точностью  $\beta=1\%$ , то минимальное значение  $G$  понижается до 0,001.

На рис.4.2 показана стационарная орбита вибратора при наличии УЭ с безразмерным параметром жесткости  $\omega_s=0,3$  и  $G=0,01$ . Видно, что колебания происходят практически по круговым орбитам, центр которых смещен вниз по оси  $y$  на величину  $y = G / \omega_s^2 \cong 0,1$ , определяемую жесткостью РУ или УЭ и неуравновешенной статической нагрузкой. Следовательно, при разгрузке от статической силы с какой-то точностью уменьшается величина смещения центра колебаний и снижается анизотропия характеристик демпфера. В рассматриваемом случае настройка РУ с точностью 10% приводит к смещению центра колебаний на 0,1 рабочего зазора вниз по оси  $y$ , что вносит незначительную анизотропию в характеристики демпфера и, по-видимому, может считаться допустимым. Однако окончательный ответ на такой вопрос можно получить, только решив задачу об устойчивости колебаний

с таким смещением. Наибольший из рассчитанных радиусов орбит достигался при  $\eta = 0,4$ , т.е. в районе резонанса, который возникает при  $\eta = \omega = 0,3$ , после чего радиус орбиты уменьшается до величины относительного дисбаланса  $U=0,1$ , что также соответствует линейной теории колебаний [71].

Одной из возможных причин возникновения всплеска на орбите при  $\eta = 0,6$  может быть неустойчивость использованного при рас-

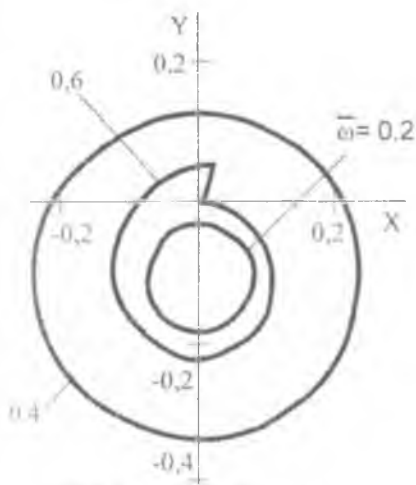


Рис.4.2. Влияние веса

предсказания-коррекции Адамса-Моултона, необходимый для начала расчетов. Для предсказания-коррекции использовались методы Адамса-Бошфорта и Адамса-Моултона четвертого порядка. В работе [203] сообщалось, что решение аналогичной системы уравнений велось методом Рунге-Кутты-Мерсона. Поэтому в дальнейшей работе планируется использование указанных вычислительных возможностей.

четах численного метода Рунге-Кутты. Использование другого метода – метода предсказания-коррекции Хемминга-Милна не изменило результатов. Уменьшение шага интегрирования в 1000 раз, что обычно рекомендуется при использовании численных методов [97], также не дало ожидаемого эффекта. В работе [96] авторы указывают на то, что в аналогичных задачах для расчета динамики ротора на реальных подшипниках скольжения в сочетании с методом Рунге-Кутты был использован метод

#### 4.1.3. Учет влияния сил инерции слоя смазки на стационарные колебания

Если рассматривать центрированный демпфер, в котором статическое смещение, обусловленное весом ротора  $2m_p g$ , компен-

сировано с помощью РУ или центрирующей пружины путем введения предварительного натяга

$$y_{cm} = -2m_p g / C_{on},$$

то вес в уравнениях (4.6) можно не учитывать. К схеме центрированного демпфера сведется решение задачи для двигателя самолета вертикального взлета и посадки или ротора ТНА ЖРД, работающего в невесомости. При таких предположениях система (4.6) запишется в виде

$$\left. \begin{aligned} m_p(\ddot{e} - e\dot{\Phi}^2) &= -F_R - C_{on}e + \Delta m_p \omega^2 \cos(\omega t - \Phi) \\ m_p(e\ddot{\Phi} + 2e\dot{\Phi}) &= -F_r + \Delta m_p \omega^2 \sin(\omega t - \Phi) \end{aligned} \right\}, \quad (4.8)$$

Как уже отмечалось, в ДЛА наиболее характерен случай прямой синхронной прецессии, при которой  $\dot{e} = \ddot{e} = 0$  и  $\dot{\Phi} = \Omega = \omega$ . При таких предположениях система дифференциальных уравнений (4.8) преобразуется в систему двух алгебраических уравнений относительно амплитуды колебаний  $e$ , или радиуса прецессии и угла сдвига фаз  $\Phi_0$  между силой и перемещением (рис.4.1,а):

$$\left. \begin{aligned} -m_p e \omega^2 &= -F_R - C_{on}e + \Delta m_p \cos \Phi_0 \\ 0 &= -F_r + \Delta m_p \omega^2 \sin \Phi_0 \end{aligned} \right\}, \quad (4.9)$$

Перейдем и здесь к безразмерным параметрам, для чего левую и правую части системы (4.9) поделим на комплекс  $\delta_0 \omega_p^2 m_p$ . Составляя в правой части член уравнения, содержащий  $\Phi_0$ , получим

$$\left. \begin{aligned} \bar{F}_R + \varepsilon(\bar{\omega}_s^2 - \eta^2) &= U \eta^2 \cos \Phi_0 \\ \bar{F}_r &= U \eta^2 \sin \Phi_0 \end{aligned} \right\}, \quad (4.10)$$

где  $U$ ,  $\eta$ ,  $\bar{\omega}_s$  – безразмерные определяющие параметры согласно табл. 4.2,  $\bar{F}_{R(r)}$  – безразмерная радиальная (или тангенциальная) составляющая силы в демпфере. Для  $\bar{F}_{R(r)}$  имеем

$$\bar{F}_{R(r)} = \frac{F_{R(r)}}{\delta_0 \omega_p^2 m_p}. \quad (4.11)$$

Возведя в квадрат обе части уравнений (4.10) и сложив первое уравнение со вторым, получим нелинейное алгебраическое уравнение относительно амплитуды колебаний  $\varepsilon$ :

$$\left[ \overline{F}_R + \varepsilon \left( \overline{\omega}_s^2 - \eta^2 \right) \right]^2 + \overline{F}_\tau^2 = U^2 \eta^4 \quad (4.12)$$

Поделив второе уравнение системы (4.10) на первое, получим выражение для угла сдвига фаз

$$\Phi_o = \arctg \frac{\overline{F}_\tau}{\overline{F}_R + \varepsilon (\overline{\omega}_s^2 - \eta^2)} \quad (4.13)$$

Важной характеристикой динамической системы является коэффициент передачи усилия. Он показывает, во сколько раз динамическое возмущение, возникающее в узле, усиливается системой "ротор - опоры" при передаче его на корпус. Коэффициент передачи усилия  $T$  рассчитывается по формуле

$$T = \frac{\sqrt{(\overline{F}_R + \overline{\omega}_s^2 \varepsilon)^2 + \overline{F}_\tau^2}}{U \eta^2} \quad (4.14)$$

Если  $T < 1$ , то демпфер снижает амплитуду колебаний сравнительно с жесткой опорой.

Тип демпфера (короткий, длинный, с цилиндрической и торцовыми щелями) определяют выражения для  $F_R$  и  $F_\tau$ . Они берутся на основании результатов, полученных в гл.2 и 3, где учтены силы инерции жидкостного слоя и величины торцевой щели.

Для определения безразмерных сил, входящих в уравнения движения ротора, согласно (4.11), необходимо размерный коэффициент (2.23) разделить на комплекс  $\delta_0 \omega_p^2 m_p$ . Обозначив получающийся при этом безразмерный параметр, как и в работе [100],

$$B = \frac{\mu D}{4 m_p \omega_p} \left( \frac{L_c}{\delta_0} \right)^3 \quad (4.15)$$

и вводя критерий  $\sigma$  (1.12), получим выражения для безразмерных гидродинамических сил в различных типах демпферов, приведенные в табл. 4.4. Для сравнения характеристик длинного и короткого ГДД определим соотношение между их длинами. Из рис.1.3 следует, что при ширине питающей канавки  $m$

$$L_D = 2L_k + m = (2 + m/L_k)L_k. \quad (4.16)$$

Вводя обозначение  $K_L = 2 + m/L_k$ , получим

$$L_D = K_L L_k. \quad (4.17)$$

Оценим величину  $K_L$ . В опорах ГТД ширина канавки  $m = 4 \dots 6$  мм и не должна превышать 20..30% длины демпфера,  $L_k = 10 \dots 20$  мм, откуда имеем  $K_L = 2, 2 \dots 2, 3$ .

Как видно из соотношений (4.12), (4.14) и табл. 4.2 и 4.4, система «ротор–опоры» имеет 5 независимых параметров – 4 из них определены табл.4.2, а пятый критерий инерции  $\sigma$  определяется соотношением (1.12). Для длинного ГДД появляются дополнительные параметры –  $D/L$  и  $K_f$ . Если используется ДТЦ, то добавляется еще один параметр –  $\Pi$  (3.21), характеризующий соотношение между гидродинамическими сопротивлениями цилиндрической и торцевой щели.

С точки зрения теории подобия и размерностей логичнее было бы ввести параметр демпфирования длинного демпфера

$$B_L = \frac{\mu L_D}{m_p \omega_p} \left( \frac{L_D}{\delta_D} \right)^3, \quad (4.18)$$

так как его характеристики не зависят от  $L/D$ . Тогда в выражениях для сил в коротком ГДД появился бы параметр  $L_k/D$ . С точки зрения конструирования удобнее ввести параметр демпфирования короткого ГДД по соотношению (4.15), так как короткий ГДД проще по конструкции. Целью настоящей работы является создание методики выбора типа демпфера, поэтому в качестве определяющего взят параметр демпфирования короткого ГДД. Решение для короткого и длинного ГДД при половинном охвате без учета сил инерции было получено в работе [183].

#### 4.1.4. Анализ теоретических результатов

Безразмерные определяющие параметры, как и в предыдущем разделе, имеют диапазон изменения, приведенный в табл. 4.3. Расчеты велись при одном значении параметра упругих связей  $\pi_s = 0,3$ , трех значениях относительного дисбаланса  $U$  (0,1; 0,3; 0,5) и четырех значениях критерия инерции  $\sigma$  (0, 10, 30, 40). Частота  $\omega$  изменялась от 0,1 до 1,2 с шагом 0,1. Параметр  $B$  для короткого демпфера принимался равным 0,005; 0,01; 0,05.

Таблица 4.4

Выражения для безразмерных сил в уравнениях движения жесткого ротора

Полный охват	
Короткий	$\bar{F}_{rk}^f = \frac{4}{3} \pi \alpha B \sigma \eta^2 \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{2 - \varepsilon^2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 2 \right)$ $\bar{F}_{r\tau}^f = 4 \pi B \eta \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}$
Длинный $B_{\eta} = K_L B \left( \frac{D}{L} \right)^2$	$\bar{F}_{R\delta}^f = \pi \alpha B_{\delta} \sigma \eta^2 (1 - \sqrt{1 - \varepsilon^2}) / \varepsilon$ $\bar{F}_{r\delta}^f = 12 \pi B_{\delta} \eta \frac{\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}}$
Половинный охват	
Короткий	
	$\bar{F}_{rk}^h = 2 B \eta \left[ \frac{\pi \varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^{1,5}} + \frac{2}{3} \alpha \sigma \eta \left( \frac{1}{\varepsilon} \ln \left( \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right) - 2 \right) \right]$ $\bar{F}_{RK}^h = 2 B \eta \left[ \frac{4 \varepsilon^2}{(1 - \varepsilon^2)^2} + \frac{\pi}{3} \alpha \sigma \frac{\eta}{3} \left( \frac{2 - \varepsilon^2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 2 \right) \right]$
Длинный	
	$\bar{F}_{r\delta}^h = B_{\delta} \left\{ \alpha \sigma \left[ \varepsilon^2 \left( \frac{\omega - C_{\delta}^h}{1 - \varepsilon^2} \right)^2 + \eta^2 \left( 1 - \frac{1}{2 \varepsilon^2} \ln \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right) \right] + 3 \pi \varepsilon \frac{[\eta(1 + 2 \varepsilon^2) - 3 C_{\delta}^h]}{(1 - \varepsilon^2)^{2,5}} \right\}$ $\bar{F}_{R\delta}^h = B_{\delta} \left\{ \frac{\alpha \pi \sigma}{16 \varepsilon} \left[ 2 \eta^2 - \frac{\varepsilon^2 (C_{\delta}^h - \eta)^2 + 2 \eta^2 (1 - \varepsilon^2)^2}{(1 - \varepsilon^2)^{1,5}} \right] + 12 \frac{C_{\delta}^h - \varepsilon^2 \eta}{(1 - \varepsilon^2)^2} \right\}$
Демпфер с торцовыми щелями	
	$\bar{F}_{RTT} = 3 B_{\delta} \eta \left[ \frac{2 \varepsilon^2}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)} + \frac{1}{K_L} \left( \frac{D}{L} \right) \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( K_L \lambda_k \frac{L}{D} \right) \sum_{S=1}^n C_{kS}^{\prime} I_1^{(S)} \right]$ $\bar{F}_{r\tau_{ш}} = 3 B_{\delta} \eta \left[ \frac{\pi \varepsilon}{(2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}} + \frac{1}{K_L} \left( \frac{D}{L} \right) \sum_{k=1}^n \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh} \left( K_L \lambda_k \frac{L}{D} \right) \sum_{S=1}^n C_{kS}^{\prime} I_2^h \right]$

На рис. 4.3 представлены результаты расчетов в виде зависимостей амплитуды колебаний  $\varepsilon$  (амплитудно-частотные характеристики – АЧХ) и коэффициента передачи  $T$  от частоты  $\eta$  для короткого ГДД. Из результатов расчетов видно, если дисбаланс  $U=0,3$ , то при половинном охвате возникают срывные режимы, выражающиеся в

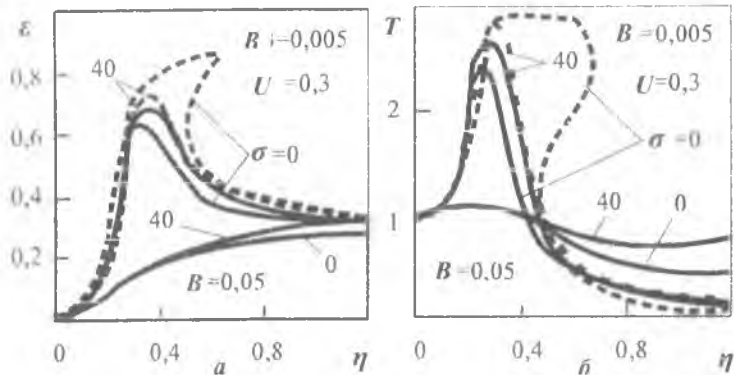


Рис.4.3. Динамика жесткого ротора с короткими ГДД :  
 ————— полный охват; - - - - - половинный охват

том, что уравнение (4.12) для определения амплитуды колебаний имеет до трех решений (рис. 4.3,а), причем устойчивым является решение с большей амплитудой. Такие режимы характеризуются также высокими значениями коэффициента передачи (рис.4.3,б).

Следовательно, высокие дисбалансы приводят к возникновению нелинейных эффектов в системе «ротор – опоры». Учет сил инерции приводит к тому, что срывные явления пропадают (см. кривые при  $\sigma=40$ ). После резонанса амплитуда колебаний уменьшается, приближаясь к величине относительного дисбаланса  $U=0,3$ . Коэффициент передачи при частоте  $\eta > 0,4$  становится значительно меньше 1. Если демпфирование велико ( $B=0,05$ ), то срывные режимы не наступают и при больших дисбалансах  $U=0,5$ . Однако в этом случае нет резонанса и АЧХ приобретает вид аperiodического звена. Коэффициент передачи на рабочем режиме близок к 1 и эффект виброзащиты пропадает.

Таким образом, при половинном охвате возникают срывные явления, которые физически можно объяснить появлением ради-

альной силы, обусловленной вязкостными и инерционными свойствами смазочного слоя. В случае же полного охвата радиальная сила обусловлена только инерционными силами, поэтому имеет значительно меньшую величину, которой недостаточно для возбуждения. Длинный ГДД и ДТЩ также имеют предельную величину относительного дисбаланса, до которой они работают без срывов.

Учет сил инерции при половинном охвате приводит к исчезновению срывных режимов. Это согласуется с известным из теории подшипников скольжения фактом [127] объяснения устойчивости движения шипа в подшипнике при малых эксцентриситетах: такое движение должно быть неустойчивым без учета сил инерции и устойчивым с их учетом.

#### **4.2. Разработка модели ротора авиационного ГТД для оценки влияния демпферов на его динамику**

Для более детальных расчетов ГДД, проводящихся на стадии доводки двигателя, необходимо рассматривать модель ротора ГТД, адекватную его конструктивной схеме. Важность решения задач динамики ротора ГТД обусловлена необходимостью знания спектра собственных частот колебаний ротора во всем диапазоне частот вращения, а также определением амплитуд вынужденных колебаний ротора для оценки его прочности и работоспособности. В процессе доводки ГТД зачастую изменяется конструктивно-силовая схема ротора, поэтому спектр собственных частот необходимо знать и на этом этапе создания ГТД с целью определения оптимальных характеристик упругодемпферных опор.

В настоящее время существует ряд готовых программных средств, использующих метод конечных элементов, например пакеты ANSYS, PATRAN или NASTRAN, позволяющих моделировать роторную систему реального авиационного ГТД. Однако применение таких пакетов существенно увеличивает время подготовки данных и проведение расчётов.

Как уже отмечалось выше, наибольшие трудности при вибрационной доводке возникают, как правило, по каскаду НД, так как ротор этого каскада проходит несколько критических частот. Такие ротора имеют от 2 до 4 опор. Поэтому актуальна задача исследования одноопорной многоопорной роторной системы. В этом случае

можно использовать метод начальных параметров в матричной форме [163,74], позволяющий получать точное решение, при этом учитываются гироскопические эффекты от вращающегося диска. Однако при этом требуется введение ряда допущений при составлении расчётной схемы ротора.

#### 4.2.1. Составление расчётной модели ротора

В результате анализа конструктивно-силовой схемы ротора (рис.4.4,*а*) определяется та его часть, которая воспринимает изгиба-

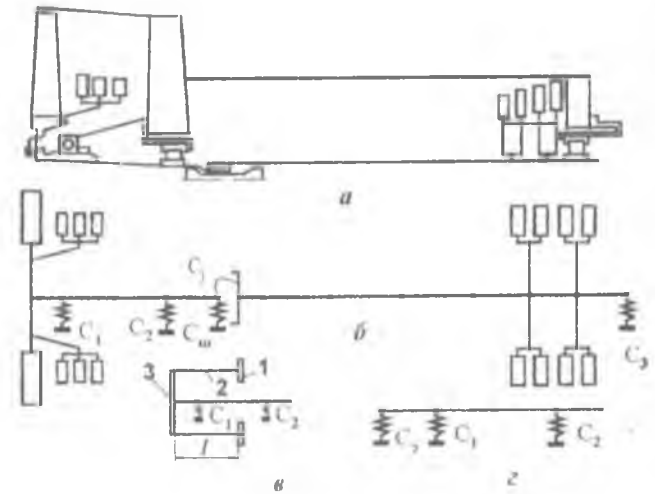


Рис. 4.4. Модель ротора каскада НД ПС-90А

ющие нагрузки. Остальные части представляются в виде масс, создающих массово-инерционную нагрузку. Ротор разбивается на участки, ограниченные цилиндрическими и коническими поверхностями, вводятся дополнительные узлы в местах расположения опор и массивных деталей, не входящих в вал. Колёса вентилятора, подпорных ступеней и турбины представляются узлами, обладающими массой, моментом инерции относительно оси вращения и оси, проходящей через центр масс колеса перпендикулярно оси вращения. По результатам разбиения рассчитываются параметры динамически эквивалентной модели и составляется расчетная схема ротора (рис. 4.4,*б*). Связь между векторами параметров в начале

и конце элемента ротора, состоящего из узла и участка, описывается рекуррентной формулой

$$\bar{a}_i = D_i(G_i\bar{a}_{i-1} + \bar{q}_i), \quad (4.19)$$

где  $\bar{a}_i$  - вектор параметров после  $i$ -го участка;  $D_i$  - матрица перехода через участок;  $G_i$  - матрица перехода через узел;  $\bar{a}_{i-1}$  - вектор параметров до  $i$ -го узла;  $\bar{q}_i$  - вектор внешних воздействий в узле.

Таким образом, составление модели ротора заключается в определении вида передаточных матриц, входящих в соотношение (4.19), для каждого из участков ротора. Необходимо также определить жесткость опор и возможных соединений элементов ротора.

Для расчета спектра собственных частот колебаний ротора в соответствии с методом начальных параметров необходимо положить вектор внешних воздействий в узле  $\bar{q}_i = 0$  и перемножить матрицы  $D_i$  и  $G_i$  всех элементов ротора. Получившийся вследствие этого вековой определитель следует положить равным нулю, откуда и находится спектр собственных частот ротора. Далее рассчитываются собственные векторы задачи, которые определяют формы колебаний ротора.

#### 4.2.2. Учет разветвлений ротора

Ротор компрессора НД является разветвлённой системой. Учёт разветвлений, содержащих вентилятор и подпорные ступени, закреплённые консольно на конических проставках, может быть осуществлён введением фиктивной сложной опоры [104]. Она представляется несколькими последовательно соединёнными упругими элементами, массами, обладает эквивалентными силовой моментной и смешанной жесткостями и отличается от реальной сложной опоры граничными условиями.

Для наглядности упростим систему (рис.4.4,а). Будем считать, что диск 1 консольно закреплён невесомым податливым участком 2 на абсолютно жёсткой диафрагме 3. Заменяем разветвлённую систему эквивалентной (рис.4.4,б). Здесь жёсткость упругого элемента  $c_2$  есть матрица жёсткости вида

$$c_3 = \begin{vmatrix} c_{p\varphi} & c_\varphi \\ c_p & c_{p\varphi} \end{vmatrix}.$$

где  $c_\varphi$ ,  $c_p$ ,  $c_{p\varphi}$  - соответственно моментная, силовая и смешанная жёсткости. Эта матрица связывает перемещения ротора и силовые факторы, действующие на ротор, следующим образом:

$$\begin{vmatrix} \overline{M} \\ \overline{Q} \end{vmatrix} = - \begin{vmatrix} c_{p\varphi} & c_\varphi \\ c_p & c_{p\varphi} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} z \\ \varphi \end{vmatrix},$$

где  $\overline{M}$  - момент;  $\overline{Q}$  - сила, действующая на ротор со стороны заменяемой части;  $z$  - перемещение ротора;  $\varphi$  - угол поворота упругой линии ротора.

Для определения матрицы жёсткости рассмотрим векторы параметров состояния ротора [74] в сечениях 0 и 1

$$\overline{z}_0 = \begin{vmatrix} z_{01} \\ \varphi_{01} \\ M_0 l^2 / EJ \\ Q_0 l^3 / EJ \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \overline{z}_{01} \\ \overline{z}_{02} \end{vmatrix}; \quad \overline{z}_1 = \begin{vmatrix} z_{11} \\ \varphi_{11} \\ M_1 l^2 / EJ \\ Q_1 l^3 / EJ \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \overline{z}_{11} \\ \overline{z}_{12} \end{vmatrix}.$$

где  $l$  - длина консоли;  $EJ$  - жёсткость консоли;  $E$  - модуль упругости материала;  $J$  - момент инерции сечения.

Далее, учитывая очевидные граничные условия на свободном конце консоли ( $\overline{M}=0$ ,  $\overline{Q}=0$ ), получаем для эквивалентной жёсткости при высокой жёсткости диафрагмы выражение

$$c_3 = - \begin{vmatrix} M\omega^2 & -I\omega^2 - Ml^2\omega^2 \\ M\omega^2 & -Ml\omega^2 \end{vmatrix}, \quad (4.20)$$

где  $M$  - масса диска,  $\omega$  - круговая частота колебаний,  $I$  - момент инерции диска относительно оси, проходящей через центр масс диска и перпендикулярной оси вращения. Подробный вывод этой зависимости приведен в работе [104].

Анализ полученной зависимости показывает, что она имеет наиболее простой вид, когда диск, заменяющий отбрасываемую жёсткую часть ротора, помещается в центр масс отбрасываемой части (при этом  $l=0$ ). Если заменяющий диск невозможно поместить в центр масс, то в зависимости (4.20) сохраняются элементы,

соответствующие смешанной жёсткости. Они представляют собой статические моменты, возникающие при переносе массы, умноженные на квадрат круговой частоты колебаний. В схеме ротора, представленной на рис.4.4,а, рабочие колёса подпорных ступеней располагаются на достаточно жёсткой проставке, поэтому их массу и моменты инерции можно расположить в узле, совпадающем с центром масс.

### 4.2.3. Шлицевое соединение ротора

В роторах авиационных ГТД, особенно каскада НД, валы соединяются обычно элементами, имеющими шлицы (рис.4.4,а). Такие соединения могут моделироваться упругим шарниром с радиальной  $c_{ш}$  и угловой  $c_{\varphi}$  жёсткостями. В работе [36] коэффициент угловой жесткости шлицевой муфты определяется по формуле

$$c_{\varphi} = \frac{\kappa}{295} \cdot \frac{Ez b^4}{m \cos \alpha_0},$$

где  $m$ ,  $b$  и  $\alpha_0$  – модуль, длина и угол исходного профиля шлицевого зуба;  $z$  - количество зубьев;  $\kappa=0,111$  – эмпирический безразмерный коэффициент. Это соотношение получено на базе формулы, приведенной в сборнике [159]. В монографии Э.Л. Айрапетова и О.И. Косарева [28] указывается на недостатки этой зависимости и дается методика, согласующаяся с данными, изложенными в справочнике [122]. Кроме того, в статье [36] при определении коэффициента угловой жесткости рекомендуется учитывать момент трения, возникающий при перекосе. Однако в работах [163,28] показано, что момент трения действует в плоскости, перпендикулярной плоскости перекоса.

Вышеизложенное заставляет усомниться в результатах статьи [36] и принять для расчетов методику [28]. В этом случае жесткость зубчатой муфты зависит от угловых размеров зоны нагружения зубьев  $\gamma$  для  $0 \leq \gamma < \pi$  и не зависит от  $\gamma$ , когда все зубья нагружены, т.е.  $\gamma = \pi$ . В случае нагрузки всех зубьев соединения угловая и радиальная жёсткости определяются по формулам [28]

$$c_{\varphi} = \frac{z c_n b^2}{24} ; \quad c_{ш} = \frac{1}{2} z c_n .$$

где  $c_n = b/l_n$  - жёсткость пары зубьев муфты;  
 $l_n = 30/E$  - удельная податливость зубьев.

Предельное значение угла перекоса  $\varphi_{прео}$ , при котором все зубья нагружены, определяется по формуле

$$\varphi_{прео} = \frac{2l_n}{zb^2r_n} M_{кр},$$

где  $M_{кр}$  - крутящий момент, действующий в зацеплении;  $r_n = r \cos \alpha_0$  - радиус основной окружности;  $r$  - радиус делительной окружности.

Если же в зацеплении нагружены не все зубья, то для определения жёсткости зубчатой муфты с учётом угла  $\gamma$  можно применить следующую итерационную процедуру:

- определяем жёсткость для  $\gamma = \pi$ ,
- проводим расчёт ротора и определяем углы перекоса  $\varphi$ ;
- по передаваемому зубчатой муфтой крутящему моменту  $M_{кр}$  и углу перекоса  $\varphi$  определяем новое значение  $\gamma$ ;
- если новое значение  $\gamma$  существенно отличается от ранее принятого, то расчёт повторяется.

#### 4.2.4. Определение жесткости опор качения ротора и эквивалентной жесткости редуктора

Величина жесткости подшипников в справочной литературе не приводится, даются только зависимости перемещения внешнего кольца относительно внутреннего от усилия, действующего на наиболее нагруженный элемент качения. Податливость вычисляется разложением зависимостей перемещения по усилию в ряд Тэйлора при  $P = P_0$ , где  $P_0$  – статическая нагрузка на подшипник, и оставлению первого члена ряда

$$\delta(P) = \delta(P_0) + \left( \frac{d\delta}{dP} \right)_{P=P_0} \cdot \Delta P, \quad (4.21)$$

где  $\Delta P$  – приращение усилия  $P$ , например динамическое усилие. Жесткость определяется как величина, обратная податливости.

Все многообразие формул для расчета перемещения  $\delta$  в шарикоподшипнике, приводимое в справочной литературе [43,60,121,125,148], отличается только размерностью и сводится к

следующей формуле, получающейся из закона Герца для контактного давления

$$\delta = 98 \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{P^2/d_{ш}} \quad (4.22)$$

где  $P$  – усилие, воспринимаемое наиболее нагруженным шариком;  $d_{ш}$  – диаметр шарика.

Продифференцировав (4.22) по  $P$ , получим податливость подшипника в направлении действия усилия

$$\left(\frac{d\delta}{dP}\right)_{P=P_0} = \frac{66 \cdot 10^{-6}}{\sqrt[3]{d_{ш} P_0}} \quad (4.23)$$

Для определения жесткости подшипников требуется определить статическую нагрузку. При радиальной нагрузке усилие на наиболее нагруженный шарик определяется по формуле [196]

$$P = \frac{kR}{z \cos \beta}, \quad (4.24)$$

где  $R$  – радиальная нагрузка, кГ;  $z$  – число шариков в подшипнике;  $\beta$  – угол контакта;  $k$  – коэффициент, учитывающий неравномерность нагруженности шариков. Для подшипников без зазора  $k=4,37$ , с учетом нормальных зазоров  $k=5$ .

Радиальная нагрузка  $R$  может быть представлена как сумма статической  $R_0$  и динамической  $\Delta R$  нагрузок

$$R=R_0+\Delta R. \quad (4.25)$$

Согласно выражениям (4.24) и (4.25) можно записать

$$P_0 = \frac{kR_0}{z \cos \beta}; \quad \Delta P = \frac{k\Delta R}{z \cos \beta} \quad (4.26)$$

Для определения жесткости в радиальном направлении найдем перемещение в этом направлении  $\delta_r$  из очевидных геометрических соотношений с учетом выражений (4.21), (4.23) и (4.26)

$$\delta_r = \frac{\delta}{\cos \beta} = \frac{\delta(P_0)}{\cos \beta} + 66 \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{\frac{z \cos \beta}{d_{ш} k R_0}} \cdot \frac{k}{r \cos^2 \beta} \Delta R. \quad (4.27)$$

Жесткость подшипника в радиальном направлении  $c_r$  равна величине, обратной податливости. Податливость – это коэффициент при  $\Delta R$ . Отсюда для жесткости в системе единиц СИ получаем

$$C_r = 3,24 \cdot 10^7 \cos \beta \sqrt[3]{\frac{d_{ш} z^2 R_0 \cos^2 \beta}{k^2}} \quad (4.28)$$

Применяя аналогичный алгоритм, можно получить величины жесткостей шарикоподшипника в осевом и угловом направлениях при нагружении статической осевой силой  $A_0$ , а также соответствующие жесткости роликоподшипника. Формулы для их расчета приведены в табл. 4.5.

Таблица 4.5

К определению жесткости подшипников качения

Шарикоподшипник		
Радиальный $C_r = 3,24 \cdot 10^7 \cos \beta \sqrt[3]{\frac{d_{ш} z^2 R_0 \cos^2 \beta}{k^2}}$		
Радиально-упорный		
Осевая $C_a = 3,24 \cdot 10^7 \sin \beta \sqrt[3]{\frac{d_{ш} z^2 A_0 \sin \beta}{k^2}}$	Радиальная $C_r = 3,24 \cdot 10^7 \frac{\cos^2 \beta}{k} \sqrt[3]{\frac{d_{ш} z^2 A_0}{\sin \beta}}$	Угловая $c_{\varphi 0} = c d_0^2 / 12$
Роликоподшипник		
Радиальная $C_r \approx 2,72 \cdot 10^9 z l_p$	Угловая $C_\varphi = C_r l_p^2 / 12$	
Обозначения: $R_0, A_0$ – радиальная и осевая нагрузка; $d_{ш}$ – диаметр $l_p$ – длина ролика; $z$ – количество тел качения		

Для определения жесткости роликовых подшипников был проведен анализ известных к настоящему времени зависимостей смещений колец подшипников [122,43,44,121,125,148]. Многообразие зависимостей приводит к различным формулам для определения жесткости роликовых подшипников. Например, в одно из выражений не входит сила, в то время как остальные зависят от нее. Жесткость, рассчитанная по всем выражениям, изменяется в 2,5 раза при изменении усилия на подшипник в 10000 раз (от минимальной нагрузки, равной весу внешнего кольца, до максимально допустимой).

При проведении проектировочных расчетов удобнее применять линейную зависимость, переходя в уточняющих расчетах к более точным зависимостям. Поэтому были использованы результаты

работы [43], из которых получены выражения для жесткости, приведенные в табл.4.5.

К тому же уравнение для радиальной жесткости дает только двукратное изменение жесткости в указанном выше диапазоне статических нагрузок. Величины жесткости ряда подшипников опор роторов авиационных ГТД, рассчитанные по этой методике, даны в таблице 4.6.

Одной из опор ротора, особенно в случае турбовинтового или винтовентиляторного двигателя, может быть редуктор. Он моделируется упругой сложной опорой с промежуточными массами, соединёнными параллельно или последовательно упругими элементами. Жесткость упругих элементов определяется жесткостью зацепления в случае шестерён и жесткостью подшипников в случае опор редуктора.

Для элемента, состоящего из массы на упругом элементе, введём согласно, например [163], понятие динамической жесткости  $c_d$ , равное  $c_d = c - m\omega^2$ , где  $c$  - жесткость упругой опоры,  $m$  - колеблющаяся масса.

При параллельном соединении УЭ их динамические жесткости складываются, при последовательном соединении складываются динамические податливости.

**Таблица 4.6**

**Параметры подшипников качения**

Тип подшипника и его номер	Число тел качения, шт	Диаметр тел качения, мм	Длина ролика, мм	Жесткость подшипника, МН/м
1032952М	34	20	20	1850
Б – 126964Л1УТ2	26	36,51	-	280
6 - 20029222Р1	28	10	12	910
5 - 176128Р2	20	22,23	-	170
А – 117672066Т1	16	20,638	-	120...452
6 – 2672832Р6У1	30	10	12	980

Таким образом, все отмеченные особенности конструкции ротора авиационного двигателя (возможные разветвления ротора, шлицевое соединение, подшипники качения и редуктор) в рамках предложенной модели описываются системой коэффициентов же-

ствости. Это позволяет заполнить матричное уравнение (4.19) методами начальных параметров и провести расчет динамики ротора.

### 4.3. Учет нелинейности характеристик ГДД при больших динамических нагрузках

Повышенная динамическая нагрузка в роторах ГТД может возникнуть из-за больших размеров лопаток вентилятора, возможного обледенения или попадания посторонних предметов на вход двигателя. В результате длительной эксплуатации усилия затяжки элементов роторов ослабевают и возрастает дисбаланс ротора. Замеры остаточного дисбаланса при переборке двигателей показывают, что он может достигать 1...2 кг·см [149]. Резкое возрастание дисбаланса может произойти при обрыве рабочей лопатки или в результате отказа системы регулирования радиальных зазоров в турбине. Возрастание дисбаланса приводит к увеличению амплитуды колебаний. Поэтому учет таких особенностей эксплуатации требует исследования нелинейных колебаний ротора.

Рассмотрим влияние ГДД на динамику сложного ротора на примере короткого ГДД. Как отмечалось в гл.2, в ГДД при больших амплитудах колебаний может возникать турбулентное течение смазки при одновременном разрыве смазочного слоя. Поэтому актуальна задача исследования динамики ротора на ГДД с учетом отмеченных особенностей гидродинамики.

Согласно методике Позняка Э.Л. [128], разработанной для подшипников скольжения, силы в подшипнике могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} F_x &= -c_{xx}x - c_{xy}y - d_{xx}\dot{x} - d_{xy}\dot{y} - \gamma_{xx}\ddot{x} - \gamma_{xy}\ddot{y}; \\ F_y &= -c_{yx}x - c_{yy}y - d_{yx}\dot{x} - d_{yy}\dot{y} - \gamma_{yx}\ddot{x} - \gamma_{yy}\ddot{y}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Здесь коэффициенты  $c_{xx}, c_{xy}, c_{yx}, c_{yy}, d_{xx}, d_{xy}, d_{yx}, d_{yy}, \gamma_{xx}, \gamma_{xy}, \gamma_{yx}, \gamma_{yy}$  при смещениях  $x, y$ , скоростях  $\dot{x}, \dot{y}$  и ускорениях  $\ddot{x}, \ddot{y}$  соответственно характеризуют динамические свойства масляной пленки и находятся после решения соответствующих дифференциальных уравнений, получаемых из уравнений Навье - Стокса при динамическом нагружении. Коэффициенты  $c_{xx}, c_{xy}, c_{yx}, c_{yy}$ , стоящие перед перемещениями - это коэффициенты динамической

жесткости масляной пленки, причем коэффициенты  $c_{xx}$  и  $c_{yy}$  - так называемые "прямые" коэффициенты, а  $c_{xy}$  и  $c_{yx}$  - "перекрестные". Коэффициенты при скоростях отождествляют с силой демпфирования, действующей в масляном слое, а при ускорениях - с "присоединенной" к массе вибратора массой жидкостного слоя в демпфере.

Разработанные в гл.2 методики расчета ГДД позволяют получить тангенциальную и радиальную составляющие гидродинамических сил с учетом инерции, турбулизации и разрыва слоя смазки [41]. Использование их для исследования динамики ротора на упруго-демпферных опорах с ГДД затруднительно вследствие явной нелинейной зависимости от эксцентриситета.

Применяемые в настоящее время программы для расчета динамики роторов в основном используют линейные относительно амплитуды и скорости параметры - коэффициенты жесткости и демпфирования. Для использования разработанных методик расчета гидродинамических демпферов с учетом отмеченных выше особенностей необходимо провести линеаризацию составляющих гидродинамической силы по методике, данной в работе [106].

#### 4.3.1. Метод линеаризации гидродинамических сил

Конструкция гидродинамических демпферов опор роторов ГТД в основном [50] такова, что наличие УЭ в виде беличьего колеса центрирует втулку вибратора относительно корпуса демпфера. Поэтому при возникновении дисбаланса втулка совершает прямую синхронную прецессию относительно центра демпфера по круговой орбите. В связи с этим можно рассматривать стационарный режим движения втулки вибратора, т.е. без учета переходных процессов.

Следовательно, расчеты колебаний ротора можно проводить для фиксированной частоты, а границы турбулентности и разрыва в системе координат, связанных с вибратором, принимать постоянными.

Анализ формул для вычисления составляющих безразмерной гидродинамической силы  $\bar{F}_r$  и  $\bar{F}_t$  [41] показывает, что их можно представить в виде следующего ряда слагаемых:

$$\begin{aligned}\bar{F}_r &= \bar{f}_{1r}\bar{P}_f + \bar{f}_{2r} + \bar{f}_{3r}\bar{\Omega} + \bar{f}_{4r}/\bar{\Omega}^2 + \bar{f}_{5r}/\bar{\Omega}^3; \\ \bar{F}_\tau &= \bar{f}_{1\tau}\bar{P}_f + \bar{f}_{2\tau} + \bar{f}_{3\tau}\bar{\Omega} + \bar{f}_{4\tau}/\bar{\Omega}^2 + \bar{f}_{5\tau}/\bar{\Omega}^3,\end{aligned}\quad (4.30)$$

где  $\bar{\Omega} = \Omega/\Omega_p$  - безразмерная частота прецессии;  $\bar{f}_{1r}, \dots, \bar{f}_{5r}, \bar{f}_{1\tau}, \dots, \bar{f}_{5\tau}$  - нелинейные функции относительного эксцентриситета  $e$ , вид которых здесь из-за громоздкости не дается; в работе [41] эти функции приведены. В размерной форме выражения (4.30) для гидродинамических сил имеют вид

$$\left. \begin{aligned}F_r &= f_{1r}P_f + f_{2r}\Omega + f_{3r}\Omega^2 + f_{4r}/\Omega + f_{5r}/\Omega^2 \\ F_\tau &= f_{1\tau}P_f + f_{2\tau}\Omega + f_{3\tau}\Omega^2 + f_{4\tau}/\Omega + f_{5\tau}/\Omega^2\end{aligned}\right\}, \quad (4.31)$$

где  $f_{1r}, \dots, f_{5r}, f_{1\tau}, \dots, f_{5\tau}$  - нелинейные функции эксцентриситета  $e$ .

Разложив четвертое и пятое слагаемые уравнений (4.31) в ряд Тэйлора по  $\Omega$  в окрестности расчетной точки  $\Omega_p$  и ограничившись членами второго порядка

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{1}{\Omega_p} \left( 3 - 3\frac{\Omega}{\Omega_p} + \frac{\Omega^2}{\Omega_p^2} \right) \quad \text{и} \quad \frac{1}{\Omega^2} = \frac{1}{\Omega_p^2} \left( 6 - 8\frac{\Omega}{\Omega_p} + 3\frac{\Omega^2}{\Omega_p^2} \right),$$

можно представить составляющие гидродинамической силы в виде

$$\left. \begin{aligned}F_r &= F_{1r} + F_{2r} + F_{3r} \\ F_\tau &= F_{1\tau} + F_{2\tau} + F_{3\tau}\end{aligned}\right\}, \quad (4.32)$$

где  $F_r = f_{1r}P_f + 3f_{4r}\frac{1}{\Omega_p} + 6f_{5r}\frac{1}{\Omega_p^2}$ ;  $F_{1r} = f_{1r}P_f + 3f_{4r}\frac{1}{\Omega_p} + 6f_{5r}\frac{1}{\Omega_p^2}$ ;

$$F_{2r} = \left( f_{2r} - 3f_{4r}\frac{1}{\Omega_p} - 8f_{5r}\frac{1}{\Omega_p^2} \right)\Omega; \quad F_{2\tau} = \left( f_{2\tau} - 3f_{4\tau}\frac{1}{\Omega_p} - 8f_{5\tau}\frac{1}{\Omega_p^2} \right)\Omega$$

$$F_{3r} = \left( f_{3r} + f_{4r}\frac{1}{\Omega_p} + 3f_{5r}\frac{1}{\Omega_p^2} \right)\Omega^2; \quad F_{3\tau} = \left( f_{3\tau} + f_{4\tau}\frac{1}{\Omega_p} + 3f_{5\tau}\frac{1}{\Omega_p^2} \right)\Omega^2.$$

Перейдем от осей, связанных с прецессирующим вибратором, к неподвижным осям XOY согласно соотношениям (4.4) (рис.4.1). При этом для сил получим уравнения

$$\begin{cases} F_x = -F_r \cos\Phi + F_r \sin\Phi \\ F_y = -F_r \cos\Phi - F_r \sin\Phi \end{cases} \quad (4.33)$$

При решении задач динамики в линейной постановке силы реакции опор принято представлять уравнений (4.29). Перемещения, скорости и ускорения вибратора с учетом рис.4.1, б запишем в виде

$$\begin{aligned} x &= e \cos\Phi; & \dot{x} &= -e\dot{\Phi} \sin\Phi; & \ddot{x} &= -e\dot{\Phi}^2 \cos\Phi = -x\dot{\Phi}^2; \\ y &= e \sin\Phi; & \dot{y} &= e\dot{\Phi} \cos\Phi; & \ddot{y} &= -e\dot{\Phi}^2 \sin\Phi = -y\dot{\Phi}^2. \end{aligned}$$

Из уравнений (4.29), (4.32) и (4.33), получаем выражения для динамических коэффициентов

$$\begin{aligned} c_{xx} = c_{yy} &= \frac{F_{r1}}{e}; c_{xy} = -c_{yx} = \frac{F_{r1}}{e}, \\ d_{xx} = d_{yy} &= \frac{F_{r2}}{e\Omega}; d_{xy} = -d_{yx} = \frac{F_{r2}}{e\Omega}, \\ \gamma_{xx} = \gamma_{yy} &= \frac{F_{r3}}{e\Omega^2}; \gamma_{xy} = -\gamma_{yx} = \frac{F_{r3}}{e\Omega^2}. \end{aligned} \quad (4.34)$$

Подставляя в уравнения (4.32) выражения для входящих в них слагаемых и учитывая соотношения (4.34) для динамических коэффициентов, представим составляющие для гидродинамических сил в линеаризованном виде

$$\begin{aligned} F_r &= c_{xx} e + d_{xy} e\Omega + \gamma_{xx} e\Omega^2; \\ F_r &= -c_{xy} e + d_{xx} e\Omega - \gamma_{xy} e\Omega^2. \end{aligned}$$

Полученные зависимости позволяют использовать метод расчета динамики ротора с линейными характеристиками опор [128] методом последовательных приближений.

### 4.3.2. Решение задачи методом последовательных приближений

Решение задач динамики ротора на нелинейных опорах в квазистационарной постановке можно представить в виде системы нелинейных уравнений [74]

$$f(\bar{a}_p) = 0,$$

где  $f(\bar{a}_p) = \bar{a}_p(\bar{d}(\bar{a}_{ph})) - \bar{a}_{ph}$ ;  $\bar{a}_p$  - амплитуды ротора в опорах, получаемые при расчете с демпфированием в опорах  $\bar{d}$ ;

$\bar{d}$  - коэффициенты демпфирования в опорах, получаемые при расчетах демпферов, колеблющихся с амплитудами  $\bar{a}_{ph}$ ;

$\bar{a}_{ph}$  - амплитуды в опорах, задаваемые при расчете демпфера.

Эквивалентное преобразование системы уравнений к виду  $\bar{a}_{ph} = \bar{a}_p(\bar{d}(\bar{a}_{ph}))$  позволяет применить итерационный метод [57]

$\bar{a}_{ph}^{(m+1)} = \bar{a}_p(\bar{d}(\bar{a}_{ph}^{(m)}))$  для заданного  $\bar{a}_{ph}^{(0)}$ . В качестве начального приближения  $\bar{a}_{ph}^{(0)}$  при расчетах берутся амплитуды ротора, полученные при расчете для предыдущей частоты. За первое начальное приближение принимаются амплитуды колебаний ротора, когда амплитуды в демпферах равны 0,4 величины зазора, а частота выбирается заведомо вдали от критической.

Итерационный метод показал плохую сходимость при больших амплитудах, вызванных повышенным дисбалансом, поэтому использовалась итерация по Ньютону: в качестве очередного приближения принималось [57]

$$\bar{a}_{ph}^{(m+1)} = \bar{a}_{ph}^{(m)} + \bar{V}^{(m)},$$

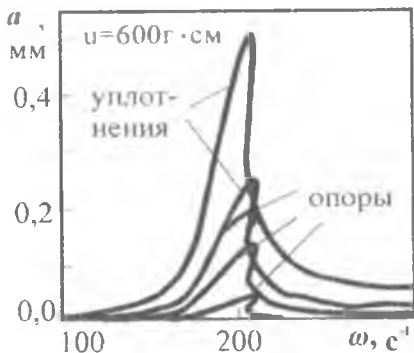
$$\text{где } \bar{V}^{(m)} = -\frac{f(\bar{a}_p^{(m)})}{f'(\bar{a}_p^{(m)})}; \quad f'_i(a_{pi}^{(m)}) = \frac{f_i(a_{pi}^{(m)}) - f_i(a_{pi}^{(m-1)})}{a_{phi}^{(m)} - a_{phi}^{(m-1)}}.$$

Так как при больших амплитудах колебаний для нелинейных опор возможны два устойчивых состояния, расчеты проводятся как при возрастании частоты колебаний, так и при ее убывании, начиная с частот, лежащих вдали от критических.

По приведенной методике был рассчитан ротор каскада низкого давления двигателя ПС-90 (рис. 4.4,а). Ротор имеет три опоры, две из которых с демпферами.

Демпфер имеет питающую канавку, расположенную несимметрично по длине, и уплотнения по торцам. Параметры демпфера имеют значения: зазор  $\delta_0=0,15$ мм, длина до канавки  $L_1 = 19$  мм и

после канавки  $L_2 = 2$  мм, частота вращения ротора  $\omega = 1250 \text{ с}^{-1}$ , температура смазки ИПМ-10  $t = 90^\circ \text{С}$  и давление подачи смазки  $P_n = 0,5$  МПа.



**Рис. 4.5.** АЧХ ротора каскада НД двигателя ПС-90А

Результаты расчётов амплитуды колебаний для этого ротора приведены на рис.4.5. АЧХ рассчитывалась в характерных точках, соответствующих опорам и лабиринтным уплотнениям, где на величину прогиба накладываются ограничения. Видно, что при большом дисбалансе ( $u=600$  г·см) проявляется нелинейность системы. Она выражается в различном поведении кривой при возрастании и убывании частоты.

При прямом ходе переход с одного устойчивого решения на другое происходит при частоте большей, чем при обратном.

Для реализации разработанного алгоритма был создан комплекс прикладных программ по расчету собственных и вынужденных колебаний многоопорных разрезных роторов. Он включает в себя три подсистемы:

- ввода описания системы "ротор - опоры";
- расчета динамики;
- отображения результатов расчетов.

В процессе вычислений для выбранной схемы ротора задаются параметры и назначаются демпферы опор из банка данных. В качестве начального приближения берутся значения коэффициентов для малых амплитуд колебаний и проводится расчет АЧХ для заданного дисбаланса. Значения коэффициентов передаются в комплекс программ расчета ротора через внешний файл, и результаты расчета амплитуд колебаний ротора в опорах возвращаются тоже через внешний файл. По достижении сходимости проводится расчет параметров колебаний ротора в заданных сечениях, которые заносятся для хранения в банк данных.

#### 4.4. Анализ динамики сложной системы ротор-опора-корпус ГТД с помощью моделей релаксационного демпфирования

Динамическое состояние роторной машины, характеризуемое спектром собственных частот, уровнем вибрации статора, амплитудой колебаний ротора, а также усилиями и динамическими напряжениями, действующими на элементы машины, определяется жесткостью и демпфированием в опорах. Поэтому необходима оптимизация этих параметров с целью обеспечения тактико-технических требований, предъявляемых к изделию. Основная причина вибрации в газотурбинных двигателях (ГТД) - несбалансированность масс ротора.

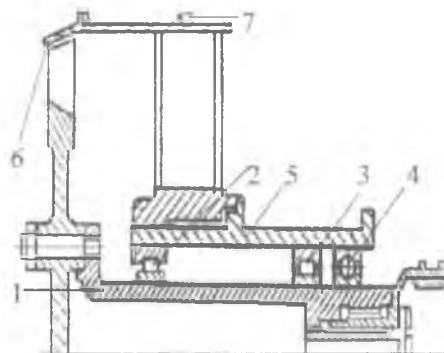


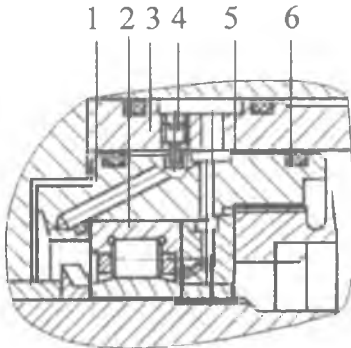
Рис.4.6. Схема свободной турбины изделия НК-12 СТ

Вращающийся ротор 1 (рис. 4.6) генерирует центробежную возбуждающую силу  $F_g$ . Возбуждающая гармоническая нагрузка  $F_g$  через подшипники 2, 3 и 4 опор ротора, трансформируясь до величины  $F_k$ , передается на корпус 5 опоры, что вызывает вибрацию статора 6. Уровень вибрации статора, измеряемый на корпусе с помощью

датчиков виброскорости 7, зависит от возбуждающих нагрузок, обусловленных величиной и распределением дисбаланса ротора. В опорах роторов, у которых рабочие обороты близки или превышают собственную частоту, для ограничения амплитуды колебаний на околорезонансных и резонансных режимах при использовании подшипников качения необходимо дополнительное демпфирование. В настоящее время нашли применение опоры роторов с гидродинамическими демпферами [42,107]. На подшипник качения 2 передней опоры изделия НК-12СТГ (см. рис. 4.6) смонтирована (рис. 4.7) втулка-вибратор 1, установленная во втулку статора 3 с зазором 5 величиной  $\delta = 0,13 \dots 0,15$  мм. Зазор заполняется маслом, поступающим затем через систему питающих каналов на смазку подшипника. От вращения

втулка-вибратор 1 фиксируется штифтом 4, однако ей оставлена свобода прецессионного движения, т.е. зазор, заполненный жидкостью, выполняет роль ГДД [117]. В этом случае динамическое поведение системы характеризуется еще одним параметром – амплитудой колебания в демпфере втулки-вибратора.

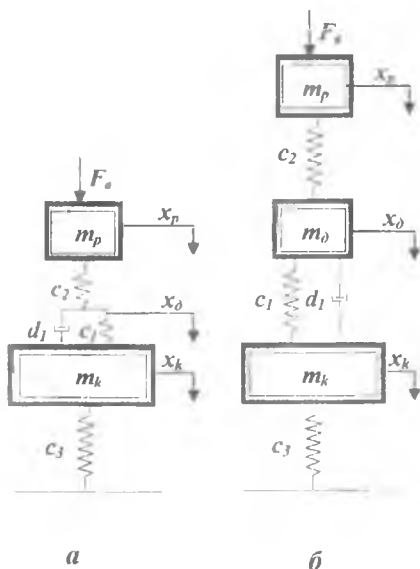
При колебаниях втулки-вибратора 1 смазка выдавливается из демпферного зазора и за счет сил вязкого трения происходит демпфирование колебаний ротора. Величина демпфирования и, следовательно, уровень вибрации на корпусе зависят от амплитуды колебаний в демпфере относительно корпуса (которую можно записать в виде  $x_k - x_d$ ) и степени герметизации демпферного зазора. Герметизация демпферного зазора в рассматриваемой



**Рис.4.7. Конструкция передней опоры свободной турбины изделия НК-12СТ с гидродинамическим демпфером**

осуществляется с помощью упругих колец 6, которые с целью оптимизации упругих и уплотнительных свойств изготавливались из различных материалов: резины, материала МР и многослойного троса. Для оценки виброзащитных свойств упругодемпферной опоры, определяющих уровень вибрации корпуса, обычно используют коэффициент передачи амплитуды силы через опору на корпус  $T = F_k / F_0$ , где  $F_k$  – усилие, передаваемое на корпус [113]. Однако такой подход не позволяет идентифицировать результаты теоретического расчета с экспериментом на натурных изделиях, так как на корпусе двигателя в процессе эксплуатации замеряется уровень виброскорости [37], который зависит не только от виброзащитных свойств опоры, дисбаланса и массы ротора, но также от массы статорной части и жесткости ее подвески. В связи с этим при теоретическом исследовании динамики ГТД необходимо рассматривать как минимум двухмассовую модель системы ротор - корпус (рис.4.8, а), где  $m_p$  – масса ротора, приходящаяся на опору, а  $m_k$  – масса корпуса, отнесенная к опоре.

Описание упругодемпферной опоры ротора моделью Зенера позволяет учесть податливость подшипника качения. При этом принимаем жесткость радиального подшипника линейной, с коэффициентом жесткости  $c_2$ , суммарную жесткость и диссипацию демпфера с упругим элементом будем характеризовать коэффициентами жесткости  $c_1$  и демпфирования  $d_1$ . Использование ГДД в качестве демпфирующего устройства вносит существенную нелинейность жесткостных и демпфирующих характеристик в опору ротора при больших амплитудах колебаний. Для решения задачи динамики в линейной постановке введем ограничения по амплитуде колебаний в демпфере в виде  $(x_o - x_k)/\delta < 0,4$ , так как в этой области жесткостные и демпфирующие характеристики в ГДД практически



**Рис. 4.8.** Схема УДО:  
**а** – двухмассовая модель;  
**б** – трехмассовая модель

линейны. Упругую подвеску корпуса двигателя, пренебрегая демпфированием в ней, представим в виде элемента Гука с коэффициентом жесткости  $c_3$ . Жесткость радиально-упорных подшипников нелинейно растет с увеличением отношения осевой и радиальной нагрузки [71], поэтому при эксплуатации она значительно превышает жесткость демпферов в опорах роторов ГТД. В этом случае упругий элемент  $c_2$  стремится по своим свойствам к жесткой стойке, и модель Зенера имеет предельный переход к модели Кельвина.

В случае представления опоры в виде модели Зенера систему ротор-корпус представим в виде двухмассовой с релаксационным демпфированием (рис. 4.8, а) [167]. В данной модели можно получить АЧХ для ротора в опоре  $x_p = f_p(\omega)$  втулки-вибратора демпфера  $x_o = f_o(\omega)$  и корпуса  $x_k = f_k(\omega)$ . Для построения расчетных зависимостей необходимо составить уравнения колебаний системы релаксационного демпфирования (СРД) под воздействием возбуждающей силы

$$\begin{aligned}
& -m_p \ddot{x}_p + K(\omega)(x_p - x_k) = \Lambda \omega^2 \sin \omega t; \\
& -m_k \ddot{x}_k + c_3 x_k = K(\omega)(x_p - x_k); \\
& (c_1 + id_1 \omega)(x_o - x_k) = c_2(x_p - x_o),
\end{aligned}$$

где  $K(\omega) = \frac{c_2(c_1 + id_1 \omega)}{c_2 + c_1 + id_1 \omega}$  – динамическая жесткость модели,  $i = \sqrt{-1}$ .

Введем безразмерные параметры, обозначив  $k_1 = c_1/c_3$ ;  $k_2 = c_2/c_3$ ;  $M_o = m_o/m_k$ ;  $M_p = m_p/m_k$ ;  $\eta = \omega/\omega_k$ ;  $Q = (c_1/d_1)/\omega_k$ ;  $\omega_k = \sqrt{c_3/m_k}$ .

Применив метод комплексных амплитуд [243], получим уравнения колебаний СРД в следующем виде:

$$-m_p \eta^2 X_p + K(\eta)(X_p - X_k) = \Delta \eta^2, \quad (4.35)$$

$$-m_k \eta^2 X_k + c_3 X_k = K(\eta)(X_p - X_k), \quad (4.36)$$

$$(c_1 + id_1 \eta)(X_o - X_k) = c_2(X_p - X_o), \quad (4.37)$$

где  $K(\eta) = c_3 \omega_k^2 \frac{k_1(1 - k_2)(k_2 Q^2 + \eta^2) + ik_1 k_2^2 Q \eta}{Q^2(1 + k) + \eta^2}$  – динамическая

жесткость;  $X_p, X_o, X_k$  – комплексные амплитуды перемещений ротора, демпфера и корпуса, соответственно.

Согласно этому методу запись перемещения в комплексном виде  $x = X e^{i\omega t}$ , позволяет преобразовать исходные уравнения к системе линейных уравнений.

Решив уравнения (4.35) ... (4.37), найдем амплитуды перемещений ротора, корпуса и демпфера как модули соответствующих комплексных амплитуд:

$$x_p = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} \sqrt{[(C(\eta) + 1 - \eta^2)^2 + D^2(\eta)] / B(\eta)}; \quad x_k = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} \sqrt{[C^2(\eta) + D^2(\eta)] / B(\eta)};$$

$$x_o = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} \sqrt{\frac{Q^2 k_2^2 + (1 + k_1 - \eta^2)^2 + k_1^2 k_2^2 \eta^2}{B(\eta)[Q^2(1 + k_1)^2 + \eta^2]}}; \quad x_{\rho o} = |x_p - x_k| = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} |1 - \eta^2| / \sqrt{B(\eta)};$$

$$x_{o o} = |x_o - x_k| = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} |1 - \eta^2| \sqrt{\frac{Q^2 + \eta^2}{B(\eta)[Q^2(1 + k_1)^2 + \eta^2]}}$$

где  $B(\eta) = [C(\eta)(1 - \eta^2 - M_p \eta^2) + M_p \eta^2(1 - \eta^2)]^2 + [D(\eta)(1 - \eta^2 - M_p \eta^2)]^2$ ;

$$C(\eta) = \frac{k_1(1-k_2)(k_2 Q^2 + \eta^2)}{Q^2(1+k_1) + \eta^2}; \quad D(\eta) = \frac{k_1 k_2^2 Q \eta}{Q^2(1+k_1) + \eta^2}.$$

АЧХ перемещений корпуса представлены на рис. 4.9, а. Из графика рисунка видно, что абсолютные перемещения корпуса для рассматриваемой конструкции не превышают 12 мкм. Теоретические исследования желательно проводить в безразмерных параметрах, для чего представим перемещения корпуса, относительные перемещения ротора и демпфера в безразмерном виде (рис. 4.9, б, в, г, д, е). В реальных условиях сложно измерить амплитуду виброперемещения корпуса, поэтому используются лишь датчики виброскорости или виброускорения. Согласно техническим условиям виброскорость на корпусе изделия НК-12СТ при сдаточных испытаниях не должна превышать 20 мм/с. Эта величина принята за норму  $V_{кн}$ .

Однако, на практике ограничения накладываются на перемещение ротора относительно корпуса, что обусловлено малыми зазорами ( $\delta_i = 0,2 \dots 0,4$  мм) в лабиринтных уплотнениях опор роторов. Кроме того, для расчета демпфирования в системе необходимо знать смещение демпфера относительно корпуса, что определяет величину параметра  $d_1$ .

На рис. 4.9, д и е показаны АЧХ перемещений ротора и втулки-вибратора демпфера относительно корпуса. Из графиков рис. 4.9 видно, что амплитуды колебаний ротора в опоре, демпфера и корпуса существенно отличаются при фиксированных частотах, что объясняется различием их амплитуд при собственных частотах элементов опоры.

Так как амплитуды виброускорения  $a$ , виброскорости  $V$  и виброперемещения  $x$  связаны между собой равенством  $a = V\eta\omega_k = x\eta^2\omega_k^2$ , то при достижении максимума  $x$  по  $\eta$  в точке  $\eta_0$  для производной по частоте выполняется равенство  $x'(\eta_0) = 0$ ; в то же время

$$V'(\eta_0) = [x(\eta_0)\eta_0\omega_k]' = x'(\eta_0)\eta_0\omega_k + x(\eta_0)\omega_k = x(\eta_0)\omega_k > 0, \\ a'(\eta_0) = [x(\eta_0)\eta_0^2\omega_k^2]' = x'(\eta_0)\eta_0^2\omega_k^2 + 2x(\eta_0)\eta_0\omega_k^2 = 2x(\eta_0)\eta_0\omega_k^2 > 0.$$

Следовательно, максимумы  $x(\eta)$ ,  $V(\eta)$  и  $a(\eta)$  должны быть сдвинуты вправо относительно друг друга. Однако, величина таких сдвигов, как показало компьютерное моделирование, не велика.

Теперь легко получить зависимости для амплитуд виброскоростей и виброускорений ротора, корпуса и демпфера соответственно:  $V_p = x_p\eta\omega_k$ ,  $V_k = x_k\eta\omega_k$ ,  $V_d = x_d\eta\omega_k$ ,  $a_p = V_p\eta\omega_k$ ,  $a_k = V_k\eta\omega_k$ ,  $a_d = V_d\eta\omega_k$ .

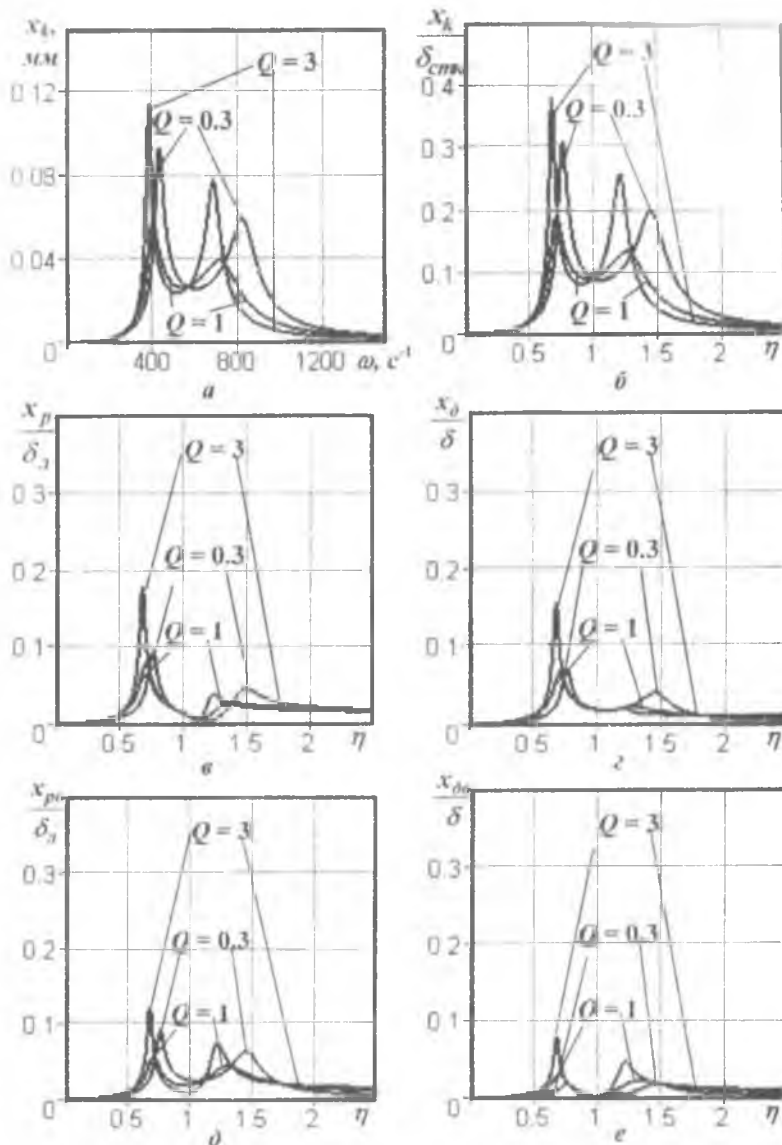


Рис. 4.9. АЧХ перемещений при параметрах  $m_k=400$  кг;  $m_p=150$  кг;  $\omega_k=570$   $\text{c}^{-1}$ ;  $k_1=k_2=0,5$ ;  $\Delta=40$  г·см;  $\delta=0,15$  мм;  $\delta_d=0,2$  мм;  $\delta_{cmk}=30$  мкм: а, б- корпуса, в- ротора, з- демфера, д- ротора относительно корпуса, е- демфера относительно корпуса

Графики АЧХ относительных амплитуд виброскорости и виброускорения ротора, демпфера и корпуса показаны на рис. 4.10.

Иногда масса подвижных элементов демпфера  $m_d$  (см. поз. 2 на рис. 4.7) достаточно большая. Например, в рассматриваемой конструкции передней опоры свободной турбины  $m_d = 17$  кг. В этом случае модель системы следует преобразовать в трехмассовую (см. рис. 4.8, б). Такая модель состоит из масс ротора  $m_p$ , демпфера  $m_d$  и корпуса  $m_k$ , упругих элементов с жесткостями подшипника  $c_2$ , слоя смазки рабочего тела демпфера  $c_1$  с коэффициентом сопротивления  $d_1$  и корпуса  $c_3$ . Уравнения движения трехмассовой системы можно представить в виде

$$-M_p \eta^2 X_p + k_2 (X_p - X_d) = (\Delta / m_k) \eta^2; \quad (4.38)$$

$$-M_d \eta^2 X_d + k_1 (1 + i\eta / Q)(X_d - X_k) + k_2 (X_d - X_k) = 0; \quad (4.39)$$

$$-\eta^2 X_k + k_1 (1 + i\eta / Q)(X_k - X_d) + X_k = 0. \quad (4.40)$$

Из уравнений (4.38)...(4.40) получим амплитудно-частотные характеристики перемещений аналогично тому, как это было сделано для решения уравнений (4.35)... (4.37):

$$x_p = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} \sqrt{[Q^2(k_2 - M_p \eta^2)(1 + k_2 - \eta^2) + k_1(1 - \eta^2)]^2 + k_1^2 \eta^2 (k_2 - M_p \eta^2 + 1 - \eta^2)^2} / G(\eta);$$

$$x_d = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} \sqrt{[Q^2 k_2^2 (1 + k_1 - \eta^2)^2 + k_1^2 k_2^2 \eta^2] / G(\eta);}$$

$$x_k = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} \sqrt{[k_1^2 k_2^2 (Q^2 + \eta^2)] / G(\eta)}; \quad x_{d0} = |x_d - x_k| = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} k_2^2 Q^2 |1 - \eta^2| / \sqrt{G(\eta)};$$

$$x_{p0} = |x_p - x_k| = \frac{\Delta \eta^2}{m_k} Q^2 |1 - \eta^2| \times$$

$$\sqrt{\{[k_1 + k_2 - M_d \eta^2 (1 + k_1 / (1 - \eta^2))]^2 + [k_1 \eta / [Q(1 - \eta^2)](1 - M_d \eta^2)]^2\} / G(\eta)},$$

$$\text{где } G(\eta) = Q^2 \{k_1(k_2 - M_p \eta^2)(1 - \eta^2) + (1 + k_1 - \eta^2)(M_d M_p \eta^4 - k_2 M_p \eta^2 - k_2 M_p \eta^2)\}^2 + k_1^2 \eta^2 \{(k_2 - M_p \eta^2)(1 - \eta^2) + M_d M_p \eta^4 - k_2 M_d \eta^2 - k_2 M_p \eta^2\}^2.$$

На основании этих зависимостей построены графики (рис.4.11), характеризующие динамику трехмассовой СРД.

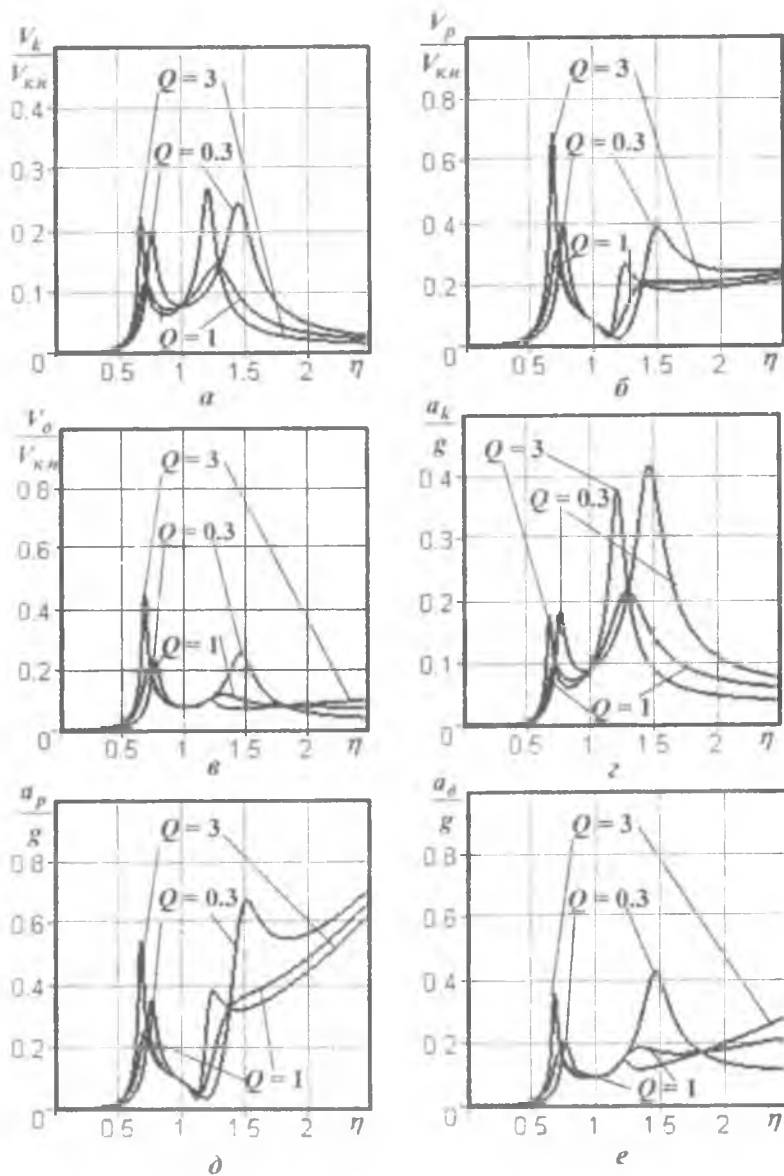


Рис. 4.10. АЧХ относительных параметров: а– виброскорости корпуса, б– виброскорости ротора, в– виброскорости демпфера, г– виброускорения корпуса, д– виброускорения ротора, е– виброускорения демпфера

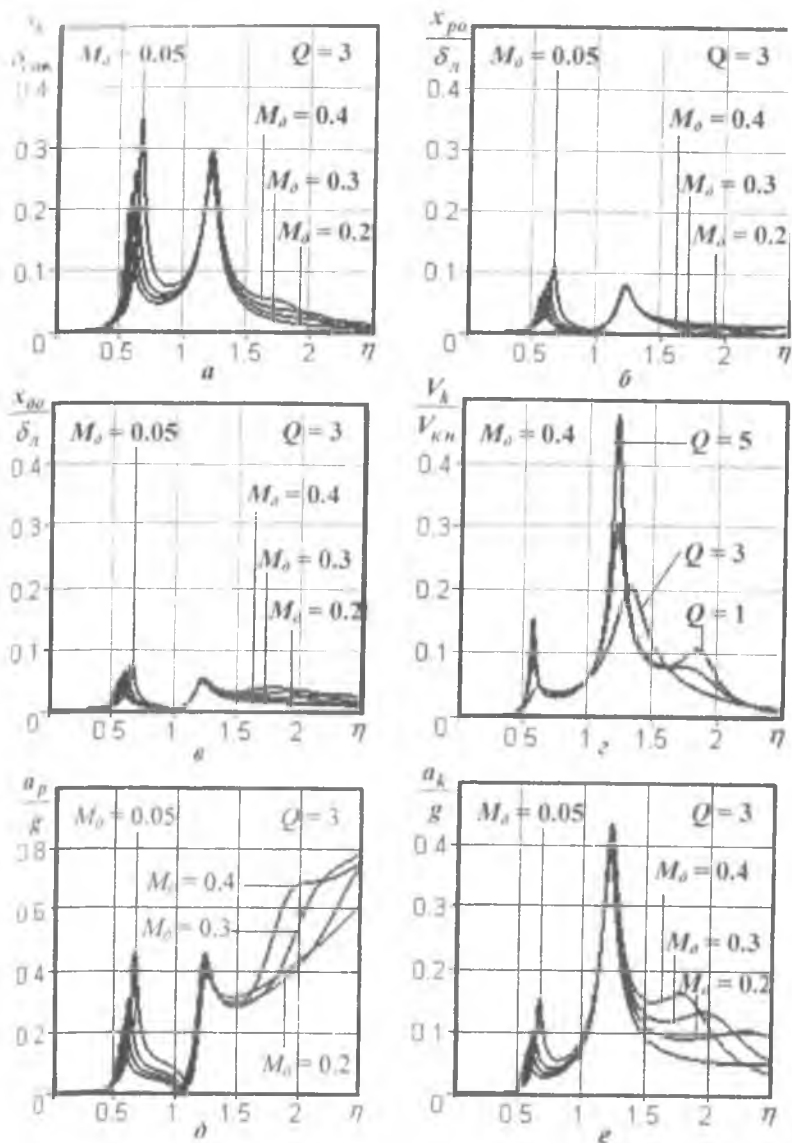


Рис. 4.11. АЧХ относительных параметров: а – перемещения корпуса, б – перемещения ротора относительно корпуса, в – перемещения демпфера относительно корпуса, г – виброскорости корпуса, д – виброперегрузки ротора, е – виброперегрузки корпуса

Анализ динамики двухмассовой системы показал, что на АЧХ элементов опоры ротора имеются 2 резонанса и 3 инвариантные точки (см. рис 4.9, 4.10), положение и величина которых определяется массово-инерционными и упругодемпфирующими характеристиками модели опорного узла.

Увеличение жесткости демпфера  $c_1$  и (или) подшипника  $c_2$  способствует смещению резонансных частот вправо, а увеличение удельной массы ротора  $M_p$  уменьшает частотный диапазон между резонансами.

Увеличение демпфирования системы (уменьшение параметра  $Q$ ) в 10 раз для выбранных параметров снижает резонансную частоту на 15 ... 20 % (см. рис 4.9 и 4.10);

Существует оптимальное значение параметра  $Q_{opt}$ , обеспечивающее минимальное значение амплитуд перемещений, скоростей и ускорений на резонансах. Однако оптимальное значение параметра  $Q_{opt}$  не обеспечивает минимума амплитуд перемещений, скоростей и ускорений между резонансами, а минимального уровня амплитуд динамических характеристик во всем частотном диапазоне можно добиться лишь путем регулирования демпфирования в системе.

Из анализа динамики трехмассовой системы можно сделать выводы, что на АЧХ виброперемещений ротора, демпфера и корпуса существуют три резонанса (рис. 4.11, а, б, в). Наличие, величина и положение третьего резонанса зависят от массы демпфера, причем с уменьшением массы демпфера третья собственная частота увеличивается, а резонансная амплитуда уменьшается. Для рассматриваемых параметров модели при удельной массе демпфера  $M_d < 0,05$  ее влияние на систему становится незначительным и трехмассовую модель можно рассматривать как двухмассовую.

При увеличении демпфирования (уменьшении параметра  $Q$ ) третий пик сглаживается и исчезает (рис. 4.11, г). Это обусловлено тем, что демпфирующий элемент не связан с корпусом через релаксационную пружину, ослабляющую его действие, и демпфер превращается в жесткую стойку.

Таким образом, при больших значениях демпфирования ( $Q < 1$ ) даже при большой удельной массе демпфера  $M_d > 0,1$  систему можно моделировать двухмассовой СРД.

На АЧХ элементов конструкции трехмассовой модели инвариантных точек нет, т.к. при представлении системы в таком виде она утрачивает релаксационную связь.

Предложенный метод расчета сложной динамической системы «ротор опоры-корпус» с помощью многомассовых реологических моделей позволяет определять динамические характеристики системы и оптимизировать ее параметры на ранних этапах проектирования. Для оценки достоверности разработанного метода расчета динамики опорного узла ротора проведем сравнение теоретических АЧХ (рис.4.12) с замеренными значениями виброскорости на корпусе передней опоры свободной турбины при специальных испытаниях с дисбалансом ротора  $\Delta=220$  г·см изделия НК-12 СТ с гидродинамическим демпфером [32]. Жесткости  $c_1$  - упругого элемента в виде двух колец, изготовленных из стального многожильного троса,  $c_2$  - опоры ротора и  $c_3$  - подшипника свободной турбины в районе передней опоры определялись опытным путем перед проведением испытаний.

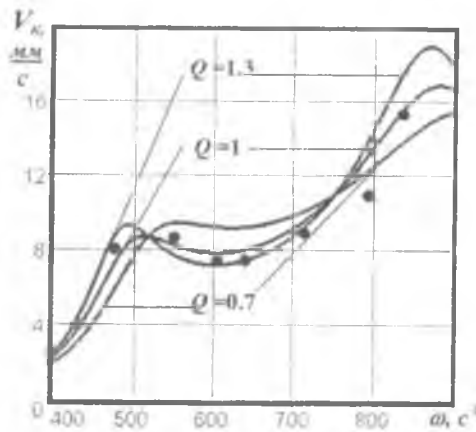


Рис. 4.12. АЧХ виброскорости на корпусе свободной турбины изделия НК-12СТ: ———— – теоретические кривые; • – экспериментальные значения

В процессе расчета значения жесткостей принимались равными соответственно  $c_1 = 39$  МН/м;  $c_2 = 51$  МН/м;  $c_3 = 110$  МН/м. Анализ режима работы ГДД в передней опоре свободной турбины изделия НК-12СТ показал [41], что течение смазки в демпферном зазоре ламинарное, силы инерции пренебрежительно малы по сравнению с силами, обусловленными вязкостью смазки, но на резонансных режимах работы возникает разрыв пленки смазки.

Коэффициент демпфирования в этом случае для ГТД при выбранных геометрических параметрах будет принимать значения в интервале  $d_1=55...110$  кНс/м. Масса корпуса  $m_k=386$  кг и ротора  $m_p=152$  кг, приходящиеся на переднюю опору, определялись методом приведения из условия, что вся масса свободной турбины, согласно паспортным данным на изделие, 865 кг, а ротора 170 кг.

Масса подвижной части демпфера  $m_d = 17$  кг, что обеспечивает значение параметра  $M_d < 0,05$  и возможность использования двух-массовой модели системы. Для выбранных значений, характеризующих динамическую систему, диапазон изменения параметра  $Q=0,7...1,3$ .

Проведенные исследования динамики системы с данными, подобными приведенным выше, показали (см. рис. 4.10), что для нее оптимальное значение параметра  $Q=1,0$ . Это подтверждается экспериментальными данными (см. рис. 4.12), так как АЧХ для значения параметра  $Q=1,0$  наилучшим образом согласуется с экспериментальными точками, полученными на основании статистической обработки замеренных значений виброскорости.

Следовательно, разработанные методы расчета АЧХ двух- и трехмассовых систем являются вполне адекватными реальным динамическим процессам, происходящим в опорных узлах турбомашин, и могут быть рекомендованы для использования при их проектировании.

Приведенные в данной главе методы расчета динамики сложной системы «ротор – опора - корпус», жесткого ротора, а также ротора с распределенными массой позволяют проектировать гидродинамические демпферы для опор роторов ГТД с оптимальными параметрами, обеспечивающими в каждом конкретном случае требуемые критерии динамического качества рассматриваемой системы.

Анализ динамики роторной системы является основой для создания методологии проектирования и формулирования принципов конструирования гидродинамических демпферов, чему посвящена следующая глава.

## **5. Методология проектирования и принципы конструирования ГДД**

Демпфер будет работать эффективно, если правильно подобраны его параметры в системе «ротор-опоры». В противном случае он может ухудшить вибрационное состояние ротора [79, 100, 132]. Поэтому нужно уметь рассчитывать параметры демпфера.

Здесь существует три задачи. Первая - определение необходимого уровня демпфирования в опорах. При этом необходимо решать задачу о динамике ротора с ГДД в опорах. Вторая – выбор типа демпфера. Эта задача относится к области структурного проектирования и тесно связана с задачами конструирования ГДД, поскольку для обоснованного выбора должна существовать база альтернативных конструкций. И, наконец, третья задача - определение геометрических размеров выбранного типа демпфера.

### **5.1. Определение необходимого уровня демпфирования**

Для выбора необходимой величины демпфирования требуется провести расчет АЧХ, вид которой существенно зависит от возбуждающих сил. Используемый метод расчета зависит от стадии работы над созданием двигателя. На ранних этапах следует пользоваться упрощенной методикой расчета для жесткого ротора, изложенной в разделе 4.1. На стадиях рабочего проектирования и доводки необходимо пользоваться более точной моделью ротора, описанной в разделе 4.2. Для оценки возбуждающих сил требуется провести анализ конструктивно-силовой схемы ротора. В случае составного ротора нужно проводить анализ его элементов. В результате определяются места введения дисбалансов, а для составных роторов оцениваются возможные сочетания дисбалансов с целью оценки фазы возбуждающих сил.

Предварительно должен быть проведен расчет спектра собственных частот ротора, а для составного ротора – определены парциальные частоты элементов. В случае, если в рассматриваемом диапазоне частот имеют место конические формы колебаний, то должен рассматриваться динамический дисбаланс, т.е. эксцентриситеты масс, определяемые в плоскостях коррекции дисбаланса, должны быть направлены в разные стороны. В районе рабочей час-

тоты требуется проводить расчеты как при динамическом, так и при статическом дисбалансах. Можно утверждать, что для каждой резонансной частоты наиболее неблагоприятным распределением дисбаланса является то, которое совпадает по знаку с формой колебаний для соответствующей собственной частоты и имеет характер распределения вдоль вала, наиболее приближающийся к данной форме.

Как известно [113], демпфирование снижает амплитуду колебаний на резонансе, однако после него демпфирование увеличивает нагрузки, передаваемые на корпус. Поэтому можно рассмотреть три критерия оптимальности демпфирования.

Первый - это введение такого демпфирования, которое обеспечивает заданную амплитуду колебаний на резонансе, определяемую зазорами в лабиринтных уплотнениях. Второй критерий связан с выбором демпфирования, обеспечивающего минимальный коэффициент передачи на рабочем режиме при амплитуде колебаний на резонансе, не превышающей допустимую. Возможен также третий критерий - подбор демпфирования с допустимыми амплитудой на резонансе и коэффициентом передачи на рабочем режиме.

Коэффициент передачи для заданного демпфирования  $d$  определяется по известной формуле линейной теории колебаний [113]

$$T = \frac{\sqrt{(ec)^2 + (e\omega d)^2}}{M\Delta\omega^2}$$

Коэффициент передачи усилия может быть рассчитан для любой точки ротора и любой опоры. Но наибольший интерес представляют узлы, в которых наиболее вероятно возникновение больших динамических возмущений. Коэффициент передачи на рабочих частотах желательно иметь меньше единицы. На критических частотах он может достигать значительной величины, что допустимо, если переход через критическую частоту осуществляется достаточно быстро.

## 5.2. Выбор типа и определение параметров ГДД

Выбор типа демпфера является задачей структурного проектирования. Многообразие типов ГДД следует из анализа, проведенного в гл.1. Но проблема выбора типа демпфера остается откры-

тов. Но на первом этапе, ее решение необходимо начинать с выбора типа демпфера и использования упругого элемента (УЭ), так как он значительно усложняет конструкцию демпфера. Введение УЭ может быть обусловлено следующими причинами:

- частотной отстройкой,
- восприятием осевой силы ротора,
- компенсацией веса ротора.

Для определения жесткости УЭ при частотной отстройке необходимо провести расчет спектра собственных частот ротора и подобрать жесткость таким образом, чтобы собственные частоты были выведены из рабочего диапазона.

При постановке ГДД на радиально-упорный подшипник рекомендуется обязательное применение УЭ. Он позволяет стабилизировать характеристики ГДД при работе. В противном случае из-за наличия осевой силы по торцам демпфера будет возникать сила су-

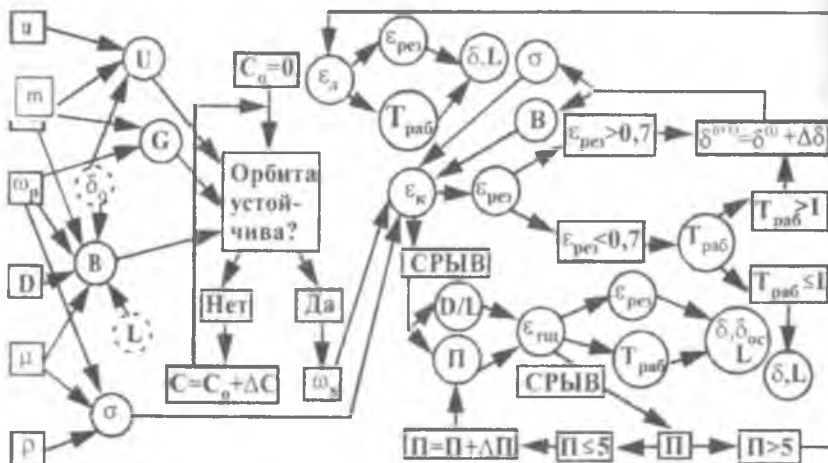


Рис.5.1. Алгоритм выбора типа радиального ГДД

хого трения, которая зависит от величины осевой силы и может сильно изменяться в зависимости от режима работы двигателя. Величина жесткости УЭ подбирается также из условия обеспечения частотной отстройки.

При использовании УЭ для компенсации веса ротора необходимо решение задачи о колебаниях жесткого несбалансированного ротора на ГДД с учетом его веса. Методика такого расчета приве-

дена в разделе 4.1. Расчеты начинаются с нулевой жесткости УЭ ( $C_0=0$  на рис.5.1). Если в результате решения окажется, что вес ротора слишком велик и орбита движения будет неустойчивой, то необходимо ввести жесткость - применить УЭ или разгрузочное устройство (РУ) от веса ротора. Не исключается также одновременное использование РУ и УЭ.

Основными типами ГДД, применяемыми в настоящее время, являются короткие (с уплотнениями и без них), длинные и демпферы с торцовыми щелями - ДТЩ. Для правильного выбора типа демпфера необходима оценка его влияния на динамику роторной системы. С этой целью необходимо провести расчет динамики ротора по упрощенной методике, изложенной в [49]. Такая методика применяется для жесткого ротора. Упрощение на данном этапе оправдано, так как позволяет значительно ускорить подготовку исходных данных. Заданными при этом считаются приходящаяся на опору масса  $m_p$  ротора, дисбаланс  $u$ , определенная на предыдущем этапе жесткость  $c_0$  упругого элемента опоры, рабочая частота вращения  $\omega_p$ , диаметр вибратора  $D$ , динамическая вязкость  $\mu$  и плотность  $\rho$  смазки. Необходимо определить тип демпфера и его геометрию – длину и зазор.

Вначале следует оценить возможность применения короткого демпфера без уплотнений (см. рис.1.1 и 1.3,б,в), поскольку он наиболее прост по конструкции. Длину демпфера следует взять максимально возможной в данной конструкции опоры. Величину зазора  $\delta$  определим методом последовательных приближений. Задавшись для начала зазором  $\delta=0,1$ мм (минимальный зазор, который можно обеспечить технологически), проведем расчет относительной амплитуды колебаний  $\varepsilon_k$ . Если в результате расчетов оказывается, что демпфер работает без срывов, то после оптимизации окончательно определяются длина и зазор в демпфере. В алгоритме, представленном на рис.5.1, оптимизация проводится по допустимой амплитуде на резонансе ( $\varepsilon_{рез}<0,7$ ) и обеспечению условия  $T_{раб}<1$ .

Возможен случай, когда демпфер работает без срыва, но коэффициент передачи  $T>1$ , т.е. демпфер не снижает усилий, передаваемых на корпус. Такой факт свидетельствует о высоком уровне относительного дисбаланса. Уменьшить его можно увеличением зазора  $\delta$ . Увеличив демпферный зазор на величину  $\Delta\delta$ , необходимо повторить расчет. Если же значение  $T_{раб}<1$  не достигается, то нуж-

по изменить тип демпфера. Тип демпфера нужно изменять и при повышении срывных режимов, т.е. когда демпфирование в системе мало.

Следующий тип демпфера – это короткий с уплотнениями (см. рис.1.1 и 1.3,з). Он имеет в 4 раза большее демпфирование, чем демпфер без уплотнений [143]. Поэтому, увеличив демпфирование в 4 раза, необходимо повторить расчеты по предлагаемому алгоритму.

Если применение короткого ГДД с уплотнительными кольцами также не обеспечивает достаточного демпфирования, то можно использовать демпфер с торцовыми щелями (см. рис.1.1 и 3.10). ДТЩ дает в 10...15 раз большее демпфирование, чем короткий. На наш взгляд, короткий ГДД с уплотнениями менее удачен по конструкции, чем демпфер с торцовыми щелями. ДТЩ гораздо проще конструктивно и обеспечивает большее демпфирование. Оставив то же значение демпферного зазора, что и в коротком демпфере, но уменьшив величину осевого зазора  $\delta_{ос}$  и длину щели  $L_{щ}$ , т.е. увеличив параметр  $P$ , можно устранить срыв и провести после этого оптимизацию демпфера. Однако при этом следует учитывать, что в опорах ГТД  $P < 5$  [51]. При  $P > 5$  необходимо переходить к расчету длинного ГДД, т.е. ставить уплотнения без применения питающей канавки (см. рис. 1.1 и 1.3,д). Здесь усложнение оправдано, так как дает значительное увеличение демпфирования (в 100...300 раз). На рис.5.1 в ветвях, соответствующих расчету ДТЩ и длинного ГДД, этапы оптимизации не отражены, так как они аналогичны короткому ГДД.

### 5.3. Принципы конструирования ГДД

В современных ГТД имеют место высокие остаточные дисбалансы – до 3 кг·см. В то же время вязкость рабочей жидкости демпферов имеет тенденцию к уменьшению из-за высокой температуры (до 150...200<sup>0</sup>С) в опорах. К тому же [237, 142] могут использоваться керосин или водород, вязкость которых на 1...2 порядка ниже, чем у применяемых сейчас масел. В этих условиях необходимо выявлять новые принципы конструирования, обеспечивающие создание виброизолирующих опор с достаточным уровнем демпфирования.

На основе методологии проектирования ГДД, разработанной авторами в порядке обобщения многолетних исследований демпферов, опыта их разработки, доводки и эксплуатации, сформулировано пять основных принципов конструирования ГДД с маловязкой жидкостью, отображенных на рис. 5.2.



Рис. 5.2. Принципы конструирования ГДД с маловязкой жидкостью

Наиболее очевидным является принцип конструирования, обеспечивающий окружное перетекание смазки. Демпфирование при этом в 100...300 раз выше, чем в коротком ГДД, благодаря чему компенсируется уменьшение вязкости. Этот принцип реализуется введением контактных уплотнений по торцам. Такие уплотнения усложняют конструкцию демпфера и снижают ресурс работы

вследствие изнашивания. Поэтому представляется, что более целесообразными являются демпферы с торцовыми щелями.

Можно существенно поднять эффективность демпфера, имеющего упругие кольца с выступами (рис. 1.6, и), если дать возможность жидкости перетекать по окружности. Для этого необходимо проточить по выступам кольцевую канавку шириной 4...6 мм, глубиной не более 0,1 мм и уплотнить каким-либо образом торцы. Жидкость будет перетекать по окружности и дросселироваться на канавках, что поднимает уровень демпфирования.

В коротком ГДД для лучшего снабжения зазора смазкой обычно выполняется питающая канавка. Однако в нее при колебаниях выдавливается смазка, т. е. имеют место обратные потоки, снижающие эффективность демпфера. Следовательно, второй принцип – это снижение обратных потоков.

В гл. 2 было определено, что при турбулизации течения жидкости в зазоре демпфирование возрастает в 2...3 раза. Отсюда появляется третий принцип – введение специальных турбулизаторов.

Как показано в гл. 2, ГДД работают, как правило, с разрывом смазочного слоя. Результаты гл.4 показывают, что ГДД в этом случае имеют предельную величину относительного дисбаланса, до которого они работают без срывов. Такого недостатка не имеют демпферы сухого трения. Отсюда следует еще один (четвертый) принцип конструирования ГДД – сочетание элементов сухого и жидкостного трения различного вида.

Как следует из теории колебаний [113], демпфирование полезно лишь в резонансной зоне. В зарезонансной зоне коэффициент передачи начинает возрастать. Поэтому пятый принцип конструирования ГДД заключается в разработке регулируемых демпферов, в которых демпфирование включается только на резонансе. Регулирование можно осуществлять за счет исполнительных механизмов - гидроцилиндров или золотников, сигнал на которые поступает от регулятора давления. Это так называемое активное регулирование. Однако наличие исполнительных элементов и регулятора усложняет конструкцию. Поэтому представляют интерес демпферы, в которых регулирование происходит только за счет свойств самой системы "ротор-опоры" – так называемые адаптивные, или самонастраивающиеся демпферы. Регулировать демпфирование можно изменением свойств рабочей жидкости (вязкости, плотности и

сплошности смазочного слоя) или изменением сопротивления на выходе из зазора.

Рассмотрим конкретные примеры реализации разработанных принципов конструирования.

### 5.3.1. Принцип окружающего перетекания смазки

Для реализации этого принципа предлагается использовать различного вида уплотнительные элементы как контактные, так и бесконтактные. Уплотнительные кольца из резины, описанные в гл.1, с течением времени подвергаются изнашиванию. Поэтому было предложено использовать в качестве уплотнения кольца из специального материала (МР). Этот материал давно используется в амортизаторах и фильтрах в различных областях ракетно-космической техники [84, 85]. Благодаря тому, что МР изготавливается из жаропрочной нержавеющей проволоки, такие уплотнения можно использовать в опорах высокотемпературных турбин. При длительной эксплуатации маленькие кусочки проволоки могут отломаться от кольца и попасть в демпферный зазор или в подшипник. Для исключения этой возможности кольцо 1 (рис.5.3,а) из МР размещается в пазах вибратора с помощью кольцевых металлических шайб 2. Однако кольцо из МР вследствие пористой структуры имеет недостаточную жесткость и не может быть использовано как УЭ. Поэтому были предложены уплотнительные кольца 3 (рис.5.3,а) из многожильного троса [5]. В этой конструкции также возникает дополнительное демпфирование за счет того, что трос является УЭ, в котором происходит также трение жил троса между собой.

На рис. 5.3,б представлена конструкция ДТЩ. Торцовые щели

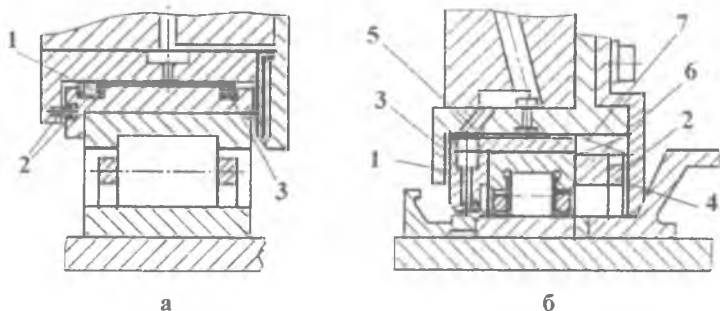


Рис.5.3. ГДД с окружающим перетеканием смазки

1 и 2 образуются форсуночным кольцом 3, дистанционной шайбой 4 и втулкой вибратора 5. Вес ротора воспринимается УЭ 6, выполненный в виде ступенчатой втулки с разрезом. От проворота демпфер фиксируется шпонкой 7. Отметим, что принцип уплотнения торцевой щелью был использован и при разработке других видов демпферов – дроссельных и комбинированных.

Как отмечалось в гл.1, в опорах ГТД России применяются упругие кольца с выступами, имеющими дросселирующие отверстия на гибких участках в местах действия минимальных напряжений (рис.1.1) [10]. Однако такие маленькие отверстия (диаметром менее 0,8мм) технологически сложно изготовить в кольцах, закаленных до твердости HRC 60. Обычно они выполняются электропрожигом, что требует больших энергетических затрат.

Поэтому нами был предложен демпфер, имеющий дросселирующие канавки 1 на выступах упругого кольца (рис.5.4,а,б) [12]. При колебаниях упругих элементов кольца 2 из камер 3, образованных выступами колец, вытесняется масло. Вытеснение происходит в окружном направлении, поскольку горцы зазора закрыты уплотнением. Глубина канавки обычно равна высоте выступа и составляет величину порядка 0,1...0,3 мм, а ширина канавки 3...6 мм. Возникающие при таком перетекании потери значительно больше, чем у демпфера с дросселирующими отверстиями, так как длина канавок гораздо больше длины отверстий, а площади поперечных сечений у них соизмеримы. К тому же в этом демпфере имеется значительный эффект пленочного демпфирования, так как жидкость перетекает по окружности вибратора. Такой демпфер технологичен, поскольку канавки можно выполнять точением или шлифованием. В случае использования двух упругих колец 1 и 2 (рис.5.4,в) дросселирующие канавки 3,4 можно выполнять и на внутренних выступах наружного и внутреннего колец. Упругое кольцо с выступами является дорогостоящей деталью вследствие того, что коэффициент использования материала при его изготовлении не превышает 0,01. Это связано с обеспечением достаточной жесткости заготовки при изготовлении.

Поэтому было предложено [4] выступы на кольцах создавать за счет применения лент 1 и 2, размещаемых на наружной и внутренней поверхностях упругой гладкой втулки 3 (рис.5.4,г-е). На лентах выполняются окна 4, за счет чего образуются перемычки 5.

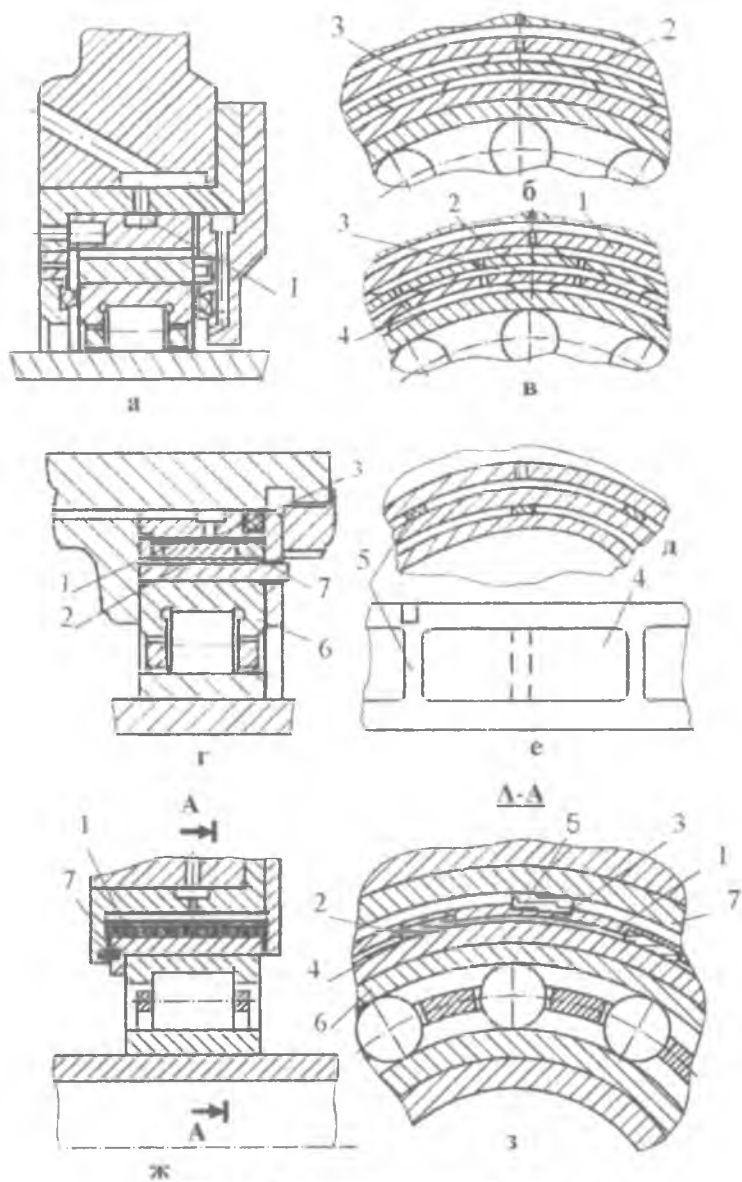


Рис.5.4. Дроссельные демпферы с окружным перетеканием смазки

Пакет, образованный кольцом 3 и лентами 1 и 2 устанавливается на подшипник 6 таким образом, что перемычки верхней ленты располагаются над серединой окна нижней ленты. В таком положении пакет фиксируется шпонкой 7.

Еще один вариант упругого кольца 1 представлен на рис.5.4, ж,з [18]. В нем выполняются пазы 2 и 3, расположенные аналогично выступам на кольце (рис.1.6,и). В каждый паз устанавливаются пакеты витых отрезков тросов 4 и 5, ориентированные по окружности, и выступающие из паза, причем пакеты 4 выступами опираются на втулку 6 вибратора, а пакеты 5 – на втулку 7 корпуса. При колебаниях вибратора жидкость перетекает в окружном направлении, дросселируясь на тросовых пакетах.

### 5.3.2. ГДД с уменьшенными обратными потоками и турбулизаторами течения

Принцип уменьшения обратных потоков реализован в конструкции демпфера (рис. 5.5,а), имеющего кольцевую канавку 1, в которой установлена металлическая лента 2 толщиной, равной глубине канавки [15]. Давлением подачи лента отжимается от отверстия 4 и смазка поступает в зазор 3. При колебаниях вибратора 5 в зазоре 3 возникает динамическое давление, превышающее давление подачи смазки, вследствие чего лента 2 перекрывает отверстия 4, прижимаясь к ним и устраняя обратное течение смазки.

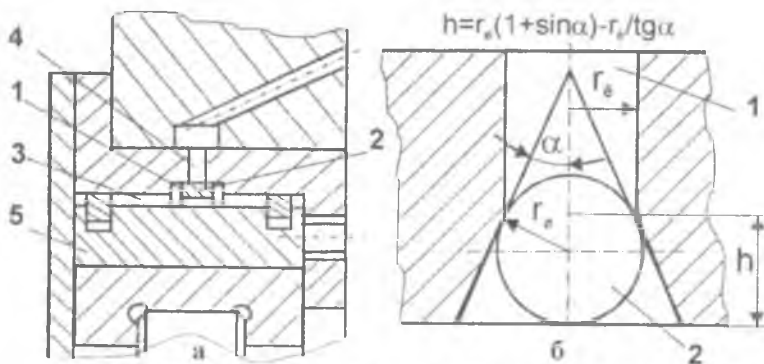
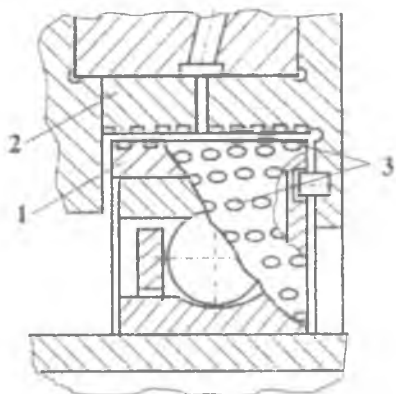


Рис.5.5. ГДД с уменьшенными обратными потоками

Другой вариант снижения обратных потоков представлен на рис. 5.5,б [3]. В этой конструкции в питающие отверстия 1 вставлен шарик 2, играющий роль обратного клапана.



**Рис. 5.6. Турбулентный демпфер**

в опорах ТНА ЖРД, где рабочая жидкость имеет малую вязкость и большое давление подачи.

На рис. 5.6 представлен демпфер, в котором эффективность повышена введением специальных турбулизаторов потока жидкости в зазоре. Конструктивно турбулизаторы организованы выполнением на наружной втулке 1 вибратора и внутренней поверхности втулки 2 статора углублений 3. Такой демпфер рекомендуется применять в

### 5.3.3. Демпферы комбинированного трения

Используя принцип сочетания элементов сухого и жидкостного трения, можно получить максимальное демпфирование в опоре.

На рис. 5.7,а,б показан демпфер, образованный путем соединения короткого ГДД и пакета гофрированных лент [13]. Для этого были введены специальные втулки вибратора и корпуса II – образной формы, наружные полки которых выполнены с ответными трапециевидными выступами 1 и 2. Пакет гофров 3 устанавливается с натягом в образующийся при этом кольцевой паз. ГДД создается за счет образования зазора 4 между внутренними полками втулки и подачи туда смазки через систему отверстий и пакет 3.

Для увеличения демпфирования была предложена конструкция комбинированного демпфера, содержащего ДТЩ [2] (рис. 5.7,в). Торцовые щели 1 и 2 образуются также за счет формы втулок вибратора 3 и корпуса 4, имеющих трапециевидные вырезы.

Наибольшее рассеяние энергии колебаний имеет демпфер, представленный на рис. 5.7,г,д, в котором соединены пакет с «распрявленными» гофрами и длинный ГДД [11]. Демпфер сухого трения состоит из пакетов 1 и 2 (рис. 5.7,г). Конструкция пакета ясна из

Рис. 5.7. Комбинированная реверсия

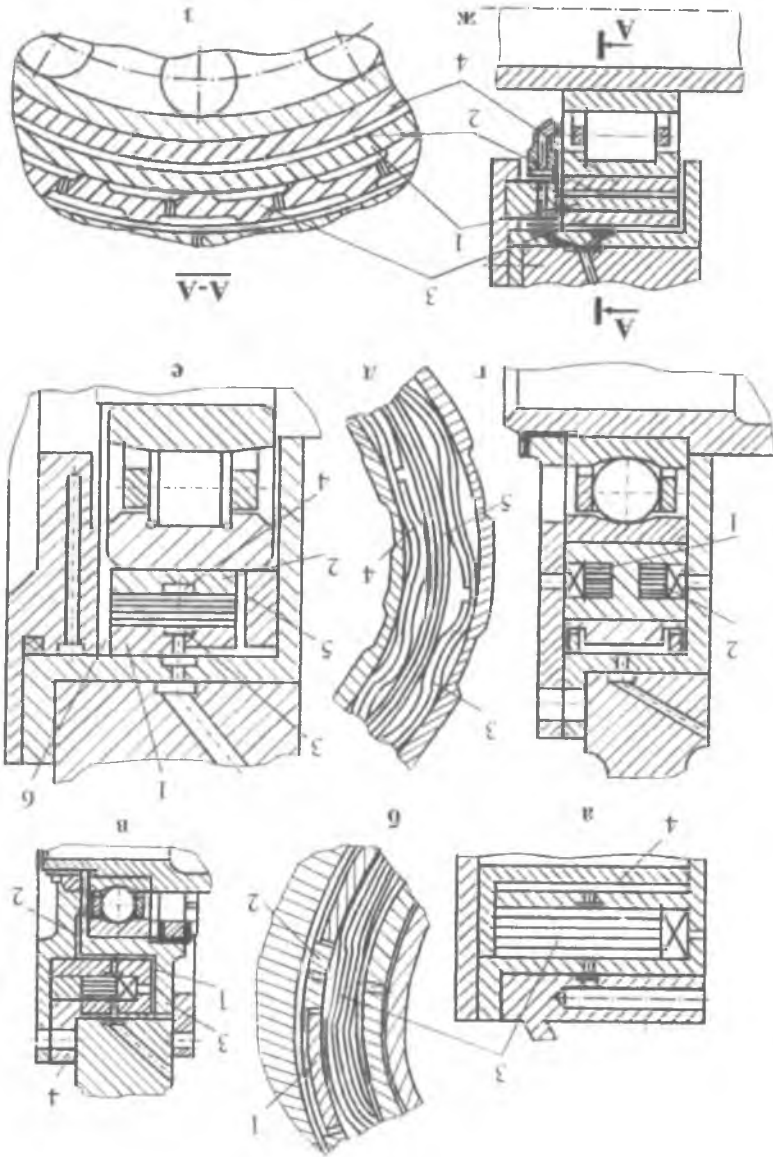


рис. 5.7, д, где схематично изображен пакет до сборки. Он состоит из двух групп гофрированных лент 3 и 4, разделенных пакетом гладких лент 5. Гофрированные ленты расположены таким образом, что вершины гофров направлены навстречу друг другу. Такой пакет имеет большее демпфирование, чем обычный гофрированный вследствие того, что в середине пролетов вершины групп 3 и 4 направлены навстречу друг другу.

Комбинированный демпфер с пластинчатым пакетом и дросселирующими канавками [14] представлен на рис. 5.7,е. В демпфере создан гидравлический тракт с высоким гидродинамическим сопротивлением. Это достигается выполнением на внутренней поверхности втулки 1 и на наружной поверхности втулки 2 вибратора кольцевых дросселирующих канавок 3 и 4 и организаций торцевых зазоров 5 и 6 на выходе из рабочих камер, образованных впадинами гофров и рабочими поверхностями втулок.

Сочетание дроссельного и гидродинамического демпфера, соединенных последовательно, представлено на рис.5.7,ж,з [114]. Особенностью конструкции является наличие промежуточной втулки 1, установленной с зазором 2 между упругим кольцом 3 и втулкой вибратора 4. Такая конструкция позволяет повысить податливость штатного демпфера с упругим кольцом без серьезных доработок опоры.

#### 5.3.4. Регулируемые ГДД

Из всех перечисленных выше способов регулирования наиболее целесообразным представляется изменение сопротивления по торцам зазора, обеспечивающее широкий диапазон. Если зазор открыт, то демпфер работает как короткий, если уплотнен - как длинный, т.е. демпфирование может изменяться в 100...300 раз. На рис. 5.8,а показан демпфер с разрезными металлическими уплотнительными кольцами [19]. Регулирование ведется в зависимости от амплитуды колебаний вибратора, измеряемой датчиком. Изменение демпфирования осуществляется за счет отжатия уплотнительных колец 1 и 2 от корпусной втулки 3 посредством штоков 4 и 5, толкаемых гидроцилиндром 6, приводимым в движение от регулятора давления.

Опора с отключением демпфера после резонанса показана на рис. 5.8,б [17]. Демпфер содержит два упругих кольца 1 и 2 с выступами и два поршня 3 и 4 с клиновидными выступами. Поршни

находятся под давлением масла, подаваемого в полости 5 и 6. С другой стороны на поршни действует усилие возвращающих пружин 7 и 8. Полости 5 и 6 каналами соединены с золотником (на рисунке не показан). При частотах вращения, больших  $\sqrt{2\omega_s}$ , золотник перекрывает сливные каналы. Давление смазки в полостях 5 и 6 в этом случае возрастает, и в демпферный зазор 9 вдвигаются

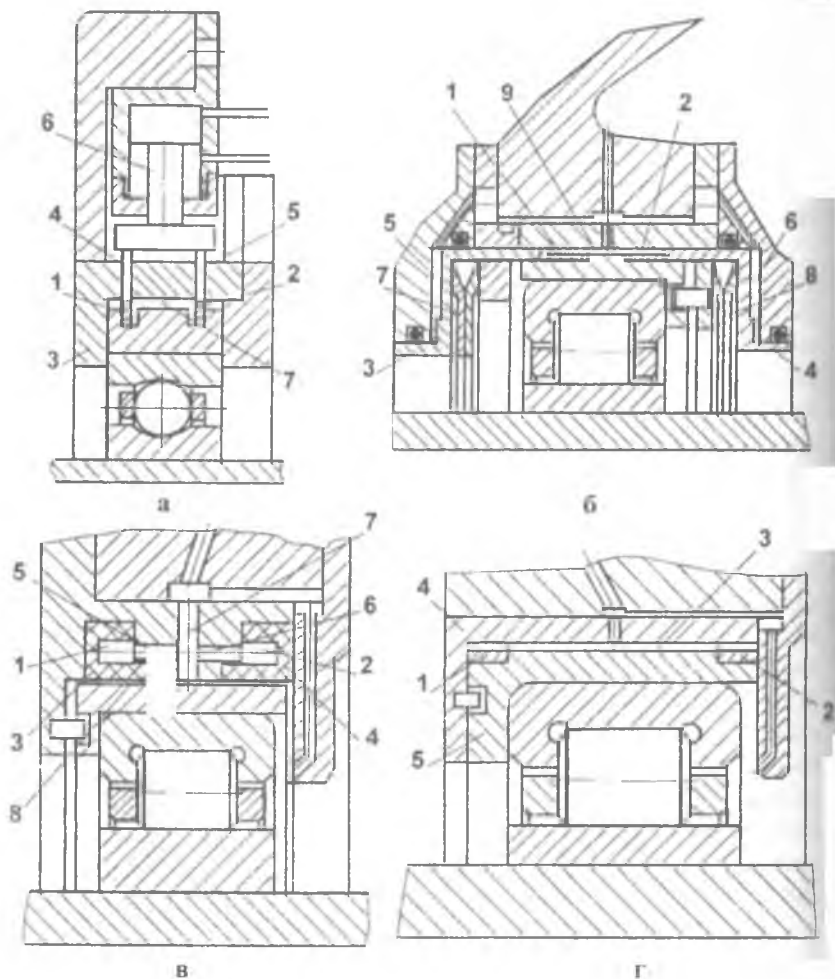


Рис. 5.8. Регулируемые ГДД

клиновидные выступы поршней 3 и 4. Опора становится жесткой.

На рис. 5.8,в показан адаптивный демпфер, имеющий на торцах кольцевые камеры 1 и 2, ограниченные стенками 3 и 4 из эластичного материала [20]. Камеры соединяются с зазором 8 каналами 5 и 6 через отверстия 7 для подачи смазки. При колебаниях происходит увеличение динамического давления в зоне отверстия 7, которое вытесняет смазку в торцы зазора 8. Возрастание давления мгновенно передается в камеры 1 и 2, что заставляет эластичные кольца 3 и 4 увеличиваться в объеме и перекрывать концы зазора 8, уплотняя его. На резонансе демпфер имеет максимальное демпфирование, в зарезонансной области оно снижается.

Еще одна конструкция регулируемого демпфера представлена на рис. 5.8,г. Особенностью этого демпфера является наличие по торцам двух упругих колец 1 и 2 с выступами, причем величина наружных выступов не превышает величины демпферного зазора 3 между втулкой 4 статора и втулкой 5 вибратора. При колебаниях вибратора упругие кольца прогибаются, уменьшая величину зазора по торцам, вследствие чего возрастает демпфирование [45].

Разработанная методология проектирования и сформулированные принципы конструирования ГДД, изложенные в настоящей главе, позволяют обоснованно выбирать конструктивные схемы и оптимальные параметры демпферов для обеспечения требуемых критериев динамического качества сложных роторных систем турбомашин авиационных и ракетных двигателей.

В порядке развития принципов конструирования были разработаны перспективные конструкции ГДД различных типов. Предложено новое научное направление, связанное с разработкой теории и конструкции регулируемых ГДД. Разработанные конструкции регулируемых ГДД весьма перспективны для применения в опорах роторов ГТД и ТНА ЖРД, однако их внедрение сдерживается отсутствием теоретических основ их расчета. В связи с этим появляется насущная необходимость формулирования принципов, разработки методов и средств регулирования ГДД, чему будет посвящена следующая глава монографии.

## 6. Реализация принципа регулируемого демпфирования при проектировании упругодемпферных опор

### 6.1. Общие положения и классификация управляемых упругодемпферных опор

В первой главе монографии было показано, что демпфирование оказывает положительное влияние на динамику одномассовой системы только в области резонанса. За резонансом, при относительных частотах  $\eta > \sqrt{2}$ , оно оказывает отрицательное воздействие, что проявляется в увеличении коэффициента передачи усилия через опору на корпус [113]. Оптимизационный анализ амплитудно-частотной характеристики коэффициента передачи усилия через упруговязкую опору для одномассовой системы (рис.1.10) показал [171], что на резонансе коэффициент демпфирования  $d$  должен стремиться к бесконечности, а при относительных частотах  $\eta > \sqrt{2}$ , наоборот, к нулю. Для многомассовой системы это явление также имеет место [40], что проявляется в увеличении виброскорости и амплитуды колебаний ротора, демпфера и корпуса опоры в области за резонансами (рис.4.9) при увеличении демпфирования (уменьшение параметра  $Q = (c/d) / \omega_k$ ).

В работе [129] было показано экспериментально, что единственным путем обеспечения минимального уровня вибрации во всем частотном диапазоне работы турбонасосного агрегата является использование управляемых упругодемпфирующих опор с регулируемыми параметрами жесткости и демпфирования.

Совершенно новые возможности открывают регулируемые упругодемпфирующие опоры (УДО) роторов. Это - системы автоматического управления вибрацией объекта с целью снижения ее до требуемого уровня в определенных точках двигателя, в заданном диапазоне частот, для определенного класса возбуждающих нагрузок. Объектом регулирования является ротор и присоединенные к нему опоры. Источник информации - параметры вибрационного состояния объекта. Критерий эффективности управления - амплитуда вибрации или другой параметр, характеризующий виброактивность двигателя. Как правило, управляемые УДО имеют источники энергии. В зависимости от способа ее использования можно выделить четыре группы регулируемых опор. К первой группе относят-

ся активные упругодемпфирующие опоры, в которых развиваются управляющие силы и перемещения, приложенные непосредственно к изолируемому объекту (ротору) наряду с вынуждающими силами с целью их компенсации [66]. Они, в свою очередь, подразделяются на поисковые и беспоисковые. Беспоисковые системы используют для настройки заранее определенную матрицу коэффициентов влияния [62] и обеспечивают высокое быстродействие. Поисковые системы формируют вектор оптимального управления постепенно, путем попеременного пробного изменения амплитуд и фаз компенсирующих усилий и анализа поведения заданного функционала [66]. Из литературы [81] известны активные виброзащитные системы, управляемые по вибрационным параметрам (ускорению, скорости) источника колебаний или по перемещению (отклонению) изолируемого объекта.

Во вторую группу можно отнести опоры с пассивным регулированием, в которых закон управления заложен в саму конструкцию опоры. В активных и пассивных УДО энергия для управляющего воздействия связана с энергией колебания и входит в энергетический баланс. Такое регулирование будем называть с управлением по внутреннему возмущению.

В третью группу входят УДО с переменными параметрами, в которых исполнительные устройства воздействуют на пассивные параметры (массу, жесткость, демпфирование), меняя их величину. Такие системы называют полуактивными [65]. В четвертую группу относят УДО с переменной структурой, где изменяются не только параметры, но также ход и порядок включения различных звеньев [154]. Затраты энергии от внешнего источника в УДО с переменными параметрами и структурой не связаны непосредственно с колебательным процессом и определяются механизмом воздействия на параметры и структуру. При этом можно использовать механические, пневматические, гидравлические, электрические устройства или их комбинации. Такое регулирование будем называть внешним, где алгоритм управления реализуется с помощью систем, в состав которых входят датчики измерения параметров вибрации, блоки формирования сигнала управления и регуляторы параметров. Основным фактором управления является скорость изменения регулируемых параметров, так как при определенных условиях система может быть неустойчивой. Быстродействие системы зависит от вида обратной связи, которая может быть электрической, механической, гидравлической

или их комбинацией. По типу действия управляемые УДО можно разделить на непрерывные, работающие постоянно, и дискретные, включающиеся в работу на короткие промежутки времени.

Примером пассивной управляемой дискретной УДО является опора турбины ТВД НК-12 (рис. 1.2, в) [129]. Подшипник в этой опоре

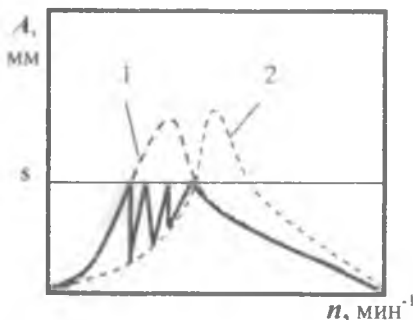


Рис. 6.1. Амплитудно-частотная характеристика управляемой УДО дискретного типа

монтируется на упругую втулку, установленную на ротор с небольшим радиальным зазором  $s$ . При разгоне ротора амплитуда колебаний увеличивается согласно кривой 1 (рис. 6.1), зазор  $s$  выбивается, а жесткость в системе ротор - опоры скачкообразно возрастает. Амплитуда ротора уменьшается за счет перехода на кривую 2 амплитудно-частотной характеристики

(АЧХ), появляется зазор между втулкой и ротором, жесткость уменьшается до первоначального значения и система скачкообразно возвращается на кривую 1 АЧХ. Процесс повторяется до тех пор, пока не будет пройден резонанс, и амплитуда колебаний ротора в опоре турбины не станет меньше зазора между втулкой и ротором.

В основу работы управляемой УДО заложена программа изменения регулируемого параметра в зависимости от времени или изменения регулирующего параметра. В связи с этим их можно разделить на временные и параметрические.

Правильно выбранный закон управления жесткостной или демпфирующей характеристикой позволит минимизировать коэффициент передачи усилия  $T$ , передаваемого с ротора через опору на корпус, как показано толстой линией для предельного случая на рис. 1.10. Возможны различные законы управления параметрами опоры, например, релейный, линейный, экспоненциальный или комбинированный, которые в общем случае можно объединить в линейные и нелинейные.

В работе [168] проведено сравнение различных законов регулирования динамических характеристик опор роторов и показано, что

наиболее оптимальным является релейный закон, а эффективность регулирования зависит от интервала изменения жесткости опоры. Однако реализовать релейный закон регулирования весьма сложно, поэтому авторами исследуются случаи линейного закона управления жесткостной характеристикой опоры ротора, эффективность которого зависит от момента начала регулирования.

Согласно вышеизложенному, классифициционными признаками управляемых упругодемпферных опор роторов могут быть:

- формирование управляющего сигнала;
- вид управления;
- вид закона управления;
- тип действия;
- тип программы.

На основе анализа литературных источников можно предложить следующую классификацию, схема которой приведена на рис.6.2.

Анализ рис.4.10 показывает, что чем больше интервал варьирования демпфирования (параметра  $Q$ ) в системе при изменении амплитуды колебаний в демпфере, тем эффективней снижение виброскорости на корпусе опоры.

Следовательно, в динамической системе коэффициент демпфирования  $d$  должен изменяться в зависимости от амплитуды колебаний в демпфере. Причем с ростом амплитуды колебаний (критерия  $\varepsilon$ ), на резонансах он должен увеличиваться, а за резонансом, при  $\eta > \sqrt{2}$ , снижаться. Этим требованиям отвечает гидродинамический демпфер, в котором демпфирующая составляющая гидродинамической реакции слоя смазки  $F_r$  нелинейно возрастает с увеличением критерия  $\varepsilon$  (для  $\varepsilon > 0,4$ ) таким образом, что её производная (коэффициент демпфирования  $d$ ) также возрастает, в отличие, например, от пластинчатых демпферов, в которых демпфирование снижается при больших амплитудах колебаний [129]. Степень нелинейности демпфирующей составляющей  $F_r$  от амплитуды колебаний (критерия  $\varepsilon$ ) в ГДД зависит от типа демпфера (см.табл.1.3). Добиться увеличения диапазона изменения коэффициента демпфирования можно за счет регулирования демпфирующей характеристики по экспоненциальному закону.

В следующем разделе монографии рассмотрим возможности управления динамическими параметрами гидродинамических демпферов опор роторов и сформулируем основные принципы и методы их регулирования.

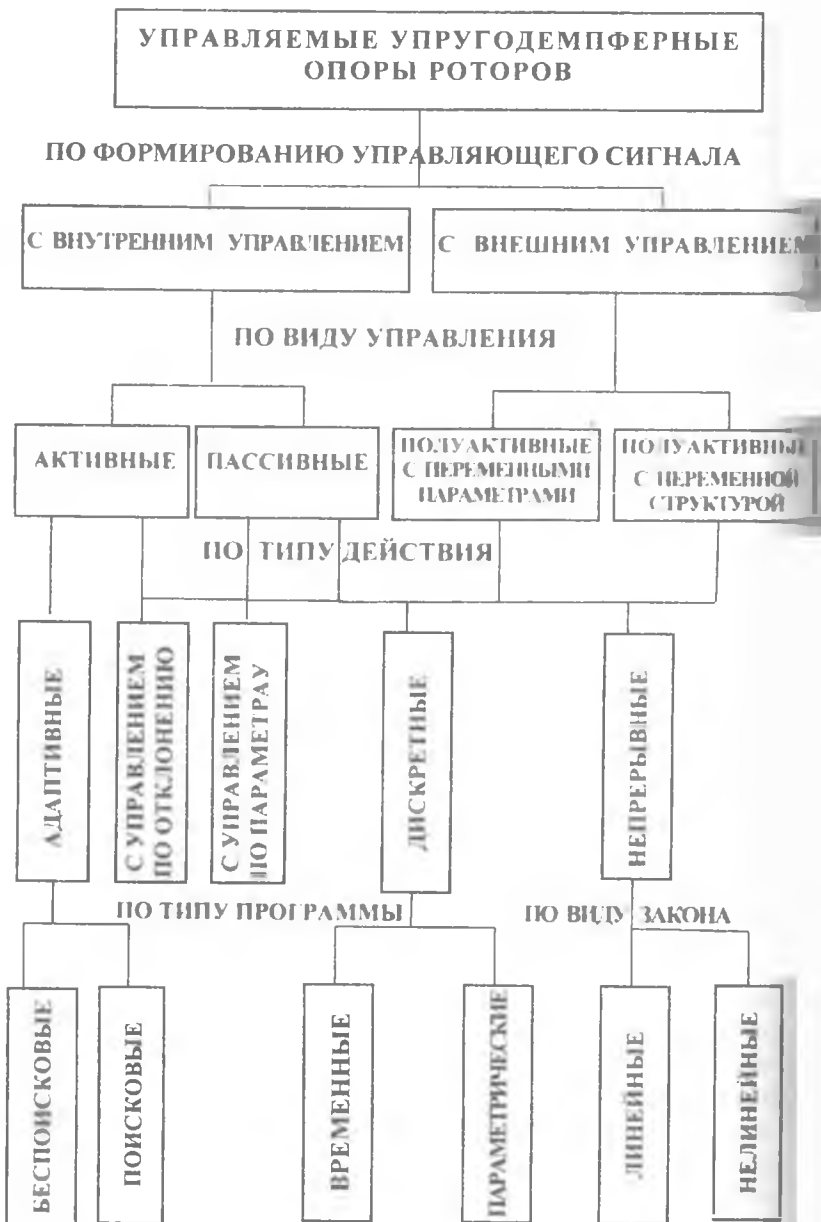


Рис. 6.2. Схема классификации управляемых упругодемпферных опор

## 6.2. Принципы регулирования ГДД

Рассмотренные ранее нерегулируемые конструкции ГДД могут не обеспечивать выбранных критериев оптимизации, заключающихся в минимизации амплитуды колебаний ротора на резонансе и виброскорости на рабочем режиме. Таким образом, первой причиной регулирования ГДД является обеспечение оптимального вибрационного состояния во всем частотном диапазоне за счет управления демпфированием. Однако в ГДД при изменении демпфирующей составляющей гидродинамической силы  $F_T$  изменяется, причем нелинейно, и радиальная составляющая  $F_R$ , влияя на жесткость опоры ротора. В разд. 4.3.2 было показано, что жесткие нелинейные динамические характеристики опоры приводят к загибу скелетной кривой амплитудно-частотной характеристики системы вправо (см.рис.4.5), расширяя область частот с повышенными амплитудами колебаний ротора. При закритическом дисбалансе ротора в системе могут возникать срывные режимы, которые характеризуются повышенными уровнями коэффициента передачи усилия через опору не только на резонансе, но и за резонансом (см.рис.4.3). Эти явления не наблюдаются при линейной характеристике опоры, например, при полном охвате вибратора смазкой. Таким образом, второй причиной необходимости регулирования ГДД является наличие срывных режимов работы или существенный наклон скелетной кривой АЧХ роторной системы. В ГДД авиационных ГТД сравнительно низкое давление подачи часто не обеспечивает полный охват вибратора смазкой. Поэтому при дисбалансе ротора больше критического необходимо изменять зависимость радиальной составляющей силы от амплитуды колебаний в демпфере по линейному закону с помощью давления подачи.

В состав регулируемого ГДД, как правило, входит регулятор давления или расхода с обратной связью. Основным фактором управления является скорость изменения регулируемых параметров, так как при определенных условиях система может быть неустойчивой.

Схема обеспечения регулирования ГДД изображена на рис.6.3.

Для гидродинамических демпферов предпочтительным является управление по относительному смещению втулки вибратора 1 (см. рис. 1.3) относительно втулки статора 2, что соответствует изменению величины демпферного зазора. Принцип управления по отклонению имеет определенные преимущества, так как не требуется



Рис.6.3. Схема обеспечения регулирования гидродинамических демпферов

полная информация о возмущениях, а его целью является минимизация цепи управляющего сигнала. Удобна обратная связь механического (см.рис.5.8,з) или гидравлического типа по давлению в демпферном зазоре (см.рис.5.8,в). Первый вариант, на наш взгляд, предпочтительней, так как использование гидравлической системы регулирования усложняет конструкцию и снижает надежность.

Принципиально управление характеристиками демпфера может осуществляться через свойства и параметры рабочей жидкости. Демпфирующая способность ГДД определяется тангенциальной проекцией гидродинамической реакции слоя смазки в демпферном зазоре. Как было показано в разд. 2.4, она состоит из вязкостной и инерционной составляющих. Вязкостная составляющая гидродинамической силы обратно пропорциональна вязкости смазки и может регулироваться за счет изменения ее температуры. Температура в ГДД поддерживается на определенном уровне за счет количества смазки  $q_0$ , протекающей через демпфер (см. разд. 3.8.2). Если демпферный зазор уплотнен по торцам, то проток смазки организуют либо через зазоры в поршневых металлических уплотнительных кольцах (см.рис.1.8,з), либо выполняют специальные каналы для отвода смазки и тепла, выделяющегося при работе демпфера (см.рис.1.8,е). Расход через такие каналы можно регулировать с целью изменения температуры и вязкости смазки в демпферном зазоре. Однако, как было показано в разд. 2.5, при снижении вязкости смазки растет инерционная составляющая, что приводит к появлению радиальной составляющей гидродинамической силы, являющейся аналогом динамической жесткости. Радиальная составляющая гидродинамической силы возникает и при появлении областей кавитации смазки (см. разд. 2.3), при этом демпфирующая составляющая гидродинамической силы уменьшается. Области кавитации смазки появляются в том случае, когда давление в слое в области разряжения становится равным давлению насыщенных паров и происходит изменение фазового состояния смазки. Регулировать величину области кавитации, а, следовательно, величины демпфирующей и жесткостной составляющих гидродинамической силы, в определенных пределах, можно за счет изменения давления подачи смазки в демпфер.

Величины составляющих гидродинамической реакции в демпферном зазоре зависят от режима течения смазки. Как было показа-

но в гл. 2, наличие турбулентного режима течения смазки увеличивает составляющие гидродинамической реакции слоя.

Конструктивными методами можно изменять сопротивление на входе в демпферный зазор, что для ГДД приведет к изменению давления подачи, а, следовательно, и динамических характеристик демпфера [26]. Увеличение сопротивления на выходе из демпферного зазора приводит к смене направления перетекания смазки - от осевого к окружному, а, следовательно, и к изменению типа демпфера с короткого на длинный [23,25], у которого выше демпфирование и жесткость (см.табл.1.3). Существенное влияние на динамические характеристики ГДД оказывает величина и форма демпферного зазора. Изменением его можно обеспечить линейную зависимость динамических характеристик ГДД в нужном диапазоне амплитуд колебаний [24, 118] (см. раздел 3.9). Регулирование демпфирующих и жесткостных характеристик в опорах роторов может осуществляться и другими способами, приведенными на рис.6.3 [38], например, отключением демпфирования на зарезонансных режимах работы [21,22, 27].

Примеры конструктивного решения для регулируемых ГДД приведены в разд. 5.3.4.

Регулятор расхода в системе питания смазкой может устанавливаться на входе в опору (см. рис.5.8,а) или на выходе из демпферного зазора (рис.5.8,б). При использовании регуляторов расхода получают управляемую опору с несколькими последовательно или параллельно расположенными проточными объемами с давлением смазки  $P_1$   $P_K$  (распределительная канавка, питающая канавка, демпферный зазор, проточки под уплотнения и т.д.) (см.рис.5.8,б,в). Схемы таких опор приведены на рис. 6.4 .

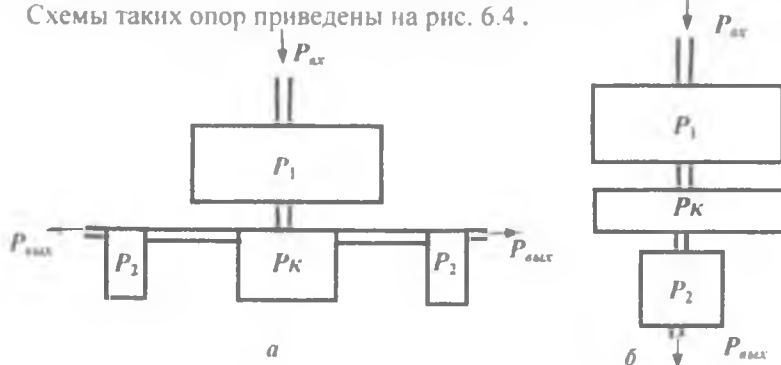


Рис.6.4. Схемы многокамерных УДО: а – с параллельным расположением камер, б – с последовательным расположением камер

### 6.3. Регулирование ГДД давлением подачи

Для многорежимных и высокоскоростных роторных машин рабочая частота вращения ротора которых лежит выше первой, второй или третьей критической частоты, большое значение имеет возможность регулирования характеристик демпфера в процессе работы.

Регулирование применяется для поддержания оптимального значения демпфирования или жесткости опоры, обеспечивающих приемлемые значения коэффициента передачи усилия на резонансной и рабочей частотах вращения ротора.

В случае использования в упругодемпферной опоре гидродинамического демпфера управление жесткостью и демпфированием может быть осуществлено с помощью давления подачи.

#### 6.3.1. Длинный ГДД

Уравнение для безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической силы с учетом кавитации смазки для длинного ГДД было получено в разд. 2.3 в следующем виде:

$$\bar{F}_r^k = A_0 \frac{\pi \varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}, \quad (6.1)$$

$$\text{где } A_0 = 1 + 4 \cdot 10^{-5} (1 - \varepsilon)^{-6,12} \bar{P}_N^{0,9} \exp[2,9(1 - \varepsilon)] \text{ для } 0 < \varepsilon < 0,5; \quad (6.2)$$

$$A_0 = 1 + (2,76 - 2,45\varepsilon) \bar{P}_N^{0,75} \quad \text{для } 0,5 \leq \varepsilon < 0,9,$$

где  $\bar{P}_N = \bar{P}_\Pi - \bar{P}_H$  - безразмерное давление питания;

$\bar{P}_\Pi = P_\Pi \delta^2 / 12\mu R^2 \Omega$  - безразмерное давление подачи смазки;

$\bar{P}_H = P_H \delta^2 / 12\mu R^2 \Omega$  - безразмерное давление насыщенных паров;

$P_H$  - давление насыщенных паров;  $P_\Pi$  - давление подачи.

Параметр  $A_0$  изменяется в интервале от 1 до 2. Предельные значения соответствуют половинному и полному охвату вибратора смазкой.

Графики зависимости (6.1) для различных значений  $\bar{P}_N$  представлены на рис. 6.5. Видно, что регулирование силы демпфирования за счет давления подачи возможно лишь в области между кривыми 1 и 2, соответствующими полному и половинному охвату демпфера. Управление демпфирующими свойствами в зависимости

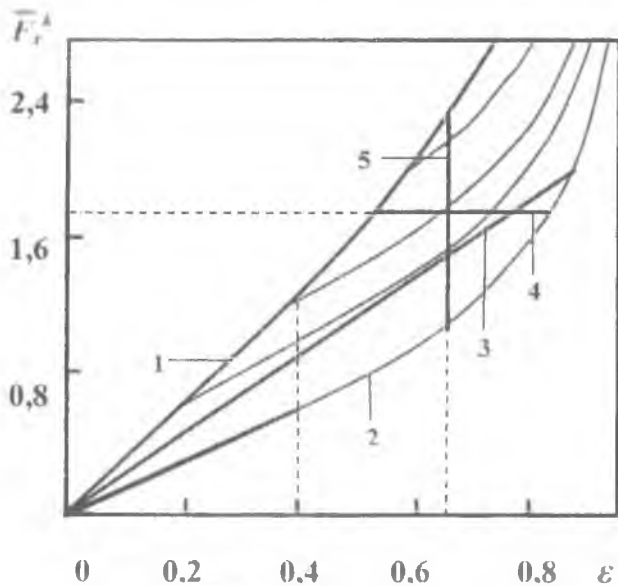


Рис.6.5. Зависимости  $\bar{F}_r^k$  от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$

от целевой функции может осуществляться по различным законам (см.рис.6.3).

Наиболее предпочтительными являются линейный и релейный законы управления. Для обеспечения линейного закона изменения демпфирующей силы от эксцентриситета, в виде  $\bar{F}_r^k = \kappa_1 \varepsilon$ , необходимо знать, по какому закону должно изменяться давление питания  $\bar{P}_N = f(\varepsilon)$ . Этот закон для области регулирования определяется из равенства

$$\kappa_1 \varepsilon = A_0 \frac{\pi \varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}$$

откуда, учитывая зависимости (6.2), находим

$$\bar{P}_N = \left\{ \frac{\kappa_1 (2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5} - \pi}{4 \cdot 10^{-5} \pi (1 - \varepsilon)^{-6,12} \exp[12,9(1 - \varepsilon)]} \right\}^{1,11} \quad \text{для } 0 < \varepsilon < 0,5; \quad (6.3)$$

$$\bar{P}_N = \left[ \frac{\kappa_1 (2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5} - \pi}{\pi(2,76 - 2,45\varepsilon)} \right]^{1,33} \quad \text{для } 0,5 \leq \varepsilon < 0,9. \quad (6.4)$$

Коэффициент пропорциональности  $\kappa_1$  выбирается из условий роста демпфирующей силы. Чем больше значение  $\kappa_1$ , тем круче зависимость тангенциальной составляющей силы от эксцентриситета.

Область существования коэффициента  $\kappa_1$  находится в пределах  $\kappa_{1\min} < \kappa_1 < \kappa_{1\max}$ , что соответствует тангенсу угла наклона касательных, соответственно к кривым 2 и 1 на рис.6.5.

Зависимость демпфирующей силы от относительного эксцентриситета при полном охвате (кривая 1 на рис.6.5) для  $0 < \varepsilon < 0,4$  практически линейна. В этой области можно пользоваться зависимостью  $\bar{P}_N = 1,07\varepsilon$ , обеспечивающей работу демпфера с полным охватом, однако при  $\varepsilon > 0,4$  кривая 1 отличается от линейной зависимости, поэтому здесь необходимо регулирование давления питания, согласно уравнениям (6.3) и (6.4).

Из уравнения (6.1) для  $A_0=2$  при  $\varepsilon=0,4$  определим  $\bar{F}_r^k = 1,27$ , откуда  $\kappa_{1\max} = \bar{F}_r^k / \varepsilon = 3,17$ . При  $\kappa_1 = \kappa_{1\max}$  наиболее широк диапазон применения линейного закона управления по эксцентриситету. Верхней границей области его применения является точка пересечения касательной к кривой 1 с кривой 2 (рис.6.5). Эта точка находится из равенства

$\kappa_{1\max} \varepsilon = \frac{2\pi\varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}$ , которое сводится к кубическому уравнению  $\lambda^3 + 3\lambda^2 + 2\lambda - D = 0$ , где  $\lambda = \varepsilon^2$ , а  $D = 4 - (\pi / \kappa_{1\max})^2$ .

Так как область работы гидродинамического демпфера находится в диапазоне  $0 < \varepsilon < 0,9$ , а интересующий нас корень кубического уравнения  $\varepsilon = 0,93$ , то можно считать, что область применения коэффициента  $\kappa_{1\max}$  включает в себя весь диапазон работы демпфера.

Значение  $\kappa_{1\min}$  определяется кривой 2 на рис.6.5. Она описывается линейной зависимостью в диапазоне  $0 < \varepsilon < 0,4$ , т.е.  $\bar{F}_r^k = \kappa_{1\min} \varepsilon$ .

Из уравнения (6.1) при  $A_0=1$  для  $\varepsilon=0,4$  находим  $\bar{F}_r^k = 0,73$ , откуда  $\kappa_{1\min} = \bar{F}_r^k / \varepsilon = 1,59$ . Диапазон применения линейного закона  $\bar{F}_r^k = \kappa_{1\min} \varepsilon$  будет  $0 < \varepsilon < 0,4$ . При возрастании коэффициента пропорциональности от  $\kappa_{1\min}$  до  $\kappa_{1\max}$  диапазон применения линейного закона регулирования расширяется от  $0 < \varepsilon < 0,4$  до  $0 < \varepsilon < 0,9$  (прямая 3 на рис.6.5).

Полови́нный охват вибратора смазкой обеспечивается при давлении питания  $\bar{P}_N = 0$ . Таким образом, можно добиться линейной зависимости в диапазоне  $0 < \varepsilon < 0,4$ .

Если при изменении частоты прецессии и эксцентриситета необходимо поддерживать постоянной демпфирующую составляющую гидродинамической силы в демпфере, то необходимо обеспечивать закон управления в виде  $\bar{F}_r^k = K = \text{const}$  (прямая 4 на рис.6.4).

Для этого случая из уравнения (6.1) получаем  $\bar{K} = A_0 \frac{\pi \varepsilon}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}}$ , откуда, учитывая зависимости (6.2), находим

$$\bar{P}_N = \left\{ \frac{K(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5} - \pi \varepsilon}{4 \cdot 10^{-5} \pi \varepsilon (1 - \varepsilon)^{-6,12} \exp[12,9(1 - \varepsilon)]} \right\}^{1,11} \quad \text{для } 0 < \varepsilon < 0,5; \quad (6.5)$$

$$\bar{P}_N = \left[ \frac{K(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5} - \pi \varepsilon}{\varepsilon \pi (2,76 - 2,45 \varepsilon)} \right]^{1,33} \quad \text{для } 0,5 \leq \varepsilon < 0,9. \quad (6.6)$$

Поддерживая давление питания в соответствии с зависимостями (6.5) и (6.6), можно обеспечить постоянство демпфирующей составляющей гидродинамической силы. Очевидно, что задаваемое демпфирование должно быть не нулевым. Из рис. 6.5 видно, что зависимость  $\bar{F}_r^k = K = \text{const}$  (прямая 4) может быть реализована на отрезке, ограниченном слева кривой 1, а справа кривой 2.

Еще один закон управления, представляющий интерес при анализе динамики ротора на упруго-демпферных опорах, - это релейная зависимость демпфирующей составляющей от эксцентриситета:  $\bar{F}_r^k = \text{var}$  при  $\varepsilon = \text{const}$  (прямая 5 на рис.6.5). Такой закон используется, когда необходимо резкое увеличение или снижение демпфирования.

Из зависимостей (6.1) и (6.2) при  $\varepsilon = \text{const}$  получим зависимость демпфирующей составляющей от давления питания

$$\bar{F}_r^k = \begin{cases} K_1 \bar{P}_N^{0,9} + K_3 & \text{для } 0 < \varepsilon < 0,5; \\ K_2 \bar{P}_N^{0,9} + K_3 & \text{для } 0,5 \leq \varepsilon < 0,9, \end{cases} \quad (6.7)$$

где  $K_1 = \pi \varepsilon (2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)^{0,5}$ ;  $K_2 = 4 \cdot 10^{-5} (1 - \varepsilon)^{-6,12} K_1 \exp[12,9(1 - \varepsilon)]$ ;  $K_3 = (2,76 - 2,45 \varepsilon) K_1$

При больших возбуждающих нагрузках в роторной системе возможны неустановившиеся режимы, характеризующиеся повышенными уровнями вибрации, что обусловлено нелинейной жесткостью смазочного слоя ГДД (см. рис.4.3). Безразмерная радиальная составляющая гидродинамической силы, которая является аналогом жесткости, для ламинарного режима течения с учетом кавитации смазки может быть представлена согласно (2.71) в виде

$$\bar{F}_R^k = B_0 \frac{2\varepsilon^2}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)},$$

где  $B_0 = 1 \cdot 5 \cdot 10^{-8} (1 - \varepsilon)^{-10} \bar{P}_N^{1,61} \exp[21,7(1 - \varepsilon)]$  для  $0 < \varepsilon < 0,5$ ,

$B_0 = 1 - 1,05 (1 - \varepsilon)^{0,61} \bar{P}_N^{1,3} \exp[2,25(1 - \varepsilon)]$  для  $0,5 \leq \varepsilon < 0,9$ .

Для обеспечения линейной зависимости  $\bar{F}_R^k = \kappa_2 \varepsilon$  необходимо регулирование давления питания по закону

$$\bar{P}_N = \left[ \frac{2\varepsilon - \kappa_2 (2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)}{2\varepsilon B_1} \right]^m,$$

где  $B_1 = 5 \cdot 10^{-8} (1 - \varepsilon)^{-10} \exp[21,7(1 - \varepsilon)]$  и  $m = 0,62$  для  $0 < \varepsilon < 0,5$ ;

$B_1 = 1,05 (1 - \varepsilon)^{0,61} \exp[2,25(1 - \varepsilon)]$  и  $m = 0,77$  для  $0,5 \leq \varepsilon < 0,9$ .

При половинном охвате втулки-вибратора смазкой, чему соответствует  $B_0 = 1$ , зависимость  $\bar{F}_R^k$  линейна до значения  $\varepsilon = 0,2$  (см. рис.2.18). Вычислив для случая половинного охвата  $\bar{F}_R^k = 0,04$  при  $\varepsilon = 0,2$ , получим значение  $\kappa_2 = 0,2$ , обеспечивающее линейное изменение радиальной составляющей гидродинамической силы.

Необходимо отметить, что все выводы даны для безразмерного давления питания, которое является функцией еще и скорости прецессии.

### 6.3.2. Короткий непроточный ГДД

Зависимость безразмерной тангенциальной составляющей от критериев подобия для короткого непроточного ГДД при наличии кавитации смазки была получена в разд. 2.3 в следующем виде:

$$\bar{F}_\tau^k = A_k \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{24(1 - \varepsilon^2)^{1,5}},$$

где  $A_k = 1 + \{3,76 (1 - \varepsilon)^{1,51} \bar{P}_k \exp[2,89 (1 - \varepsilon)]\}$ ;  $\bar{P}_k = \bar{P}_N / \lambda^2$ .

Для регулирования тангенциальной составляющей гидродинамической силы по линейному закону безразмерное давление питания должно изменяться по зависимости

$$\bar{P}_N = \frac{\kappa_3 24(1-\varepsilon^2)^{1,5} - \pi\lambda^2}{\pi A_1},$$

где  $A_1 = 3,76(1-\varepsilon)^{1,51} \exp[2,89(1-\varepsilon)]$ .

Принимая при полном охвате вибратора смазкой ( $A_k=2$ ) зависимость функции  $G_r^k = \bar{F}_r^k / \lambda^2 = \kappa_4 \varepsilon$  линейной до  $\varepsilon = 0,3$ , дальнейшее изменение тангенциальной составляющей по этому же закону возможно реализовать за счет регулирования давления питания, согласно уравнению при  $\kappa_4 = 0,3$ , до достижения половинного охвата вибратора смазкой.

Значение относительного эксцентриситета  $\varepsilon = 0,65$ , при котором реализуется половинный охват, находим из решения квадратного уравнения  $\varepsilon^2 - 1 - (\pi / 24\kappa_4)^{2/3}$ . Если аппроксимировать линейной зависимостью выражение для  $G_r^k$  в интервале до  $\varepsilon = 0,4$ , то получаем  $\kappa_4 = 0,34$ , а область регулирования расширяется до  $\varepsilon = 0,7$ . Выражение для коэффициента  $\kappa_3$  в нашем случае имеет вид  $\kappa_3 = \kappa_4 / \lambda^2$ .

Более актуальным является регулирование радиальной составляющей гидродинамической силы по линейному закону в виде

$$\bar{F}_R^k = B_k \frac{\varepsilon^2}{6(1-\varepsilon^2)^2} = \kappa_5 \varepsilon,$$

где  $B_k = 1 - \{10,2(1-\varepsilon)^{2,24} \exp[1,88(1-\varepsilon)]\} \bar{P}_k$ .

Для этого давление питания должно изменяться по зависимости

$$\bar{P}_N = \frac{\varepsilon\lambda^2 - \kappa_5 6(1-\varepsilon^2)^2}{\varepsilon\lambda^2 B_1},$$

где  $B_1 = 10,2(1-\varepsilon)^{2,24} \exp[1,88(1-\varepsilon)]$ ;  $\kappa_5 = 0,06\lambda^2$ .

Это необходимо в случае, когда давление подачи обеспечивает полный охват вибратора смазкой, а в системе наблюдаются срывные режимы работы из-за нелинейной зависимости радиальной составляющей

от эксцентриситета. Тогда давление подачи не обеспечивает полного охвата вибратора смазкой, а в системе наблюдаются срывные режимы работы из-за нелинейной зависимости радиальной составляющей

## 6.4. Расчетные линейные модели многокамерных упругодемпферных опор роторов

При решении задач динамики роторов используется совокупность уравнений динамики движения подвижной массы, неразрывности и сохранения энергии для рабочего тела в трактах опоры. Для определения расходных характеристик дросселирующих элементов опор использованы зависимости, приведенные в работах [138,167].

Опорные узлы могут выполняться по многокамерной замкнутой схеме, когда перетекание рабочей среды организуется по внутренним магистралям, включающим демпферные объемы и дросселирующие элементы. Схемы исследуемых опор показаны на рис.6.4. Особенность таких устройств обусловлена наличием двух и более дополнительных (кроме рабочей с давлением  $P_K$ ) камер, соединенных параллельно (рис.6.4,а) или последовательно (рис.6.4,б) относительно рабочей камеры.

В качестве расчетной прием обобщенную схему опоры, изображенную на рис.6.4,а, которая позволяет наглядно представить процессы в системе, оценить влияние демпферных объемов на динамические характеристики.

Уравнение неразрывности потока газа через входной, межкамерные, выходной дроссели

$$M_{вх}(l, P_K) - M_1(P_1, P_K) - M_2(P_2, P_K) - M_{вых}(l, P_K) = \frac{d}{dt}(\rho_K V_K) \quad (6.9)$$

определяет давление и силы, действующие на подвижную массу со стороны рабочего объема. Суммирование этих сил с инерционными и нагрузкой на опору дает уравнение равновесия сил, действующих на подвижную массу,

$$m \frac{d^2 l}{dt^2} + \int_F P_K(l, P_i) dF - mg - N = 0, \quad (6.10)$$

где  $m$ - масса подвижного элемента;  $N$ - внешняя нагрузка на опору.

Выражение (6.9) представляет собой нелинейное уравнение, связывающее перемещение  $l$  подвижной массы с давлением в рабочей камере  $P_K$ . Исследуем линеаризованное уравнение (6.9) при малых перемещениях  $\delta l$ .

Для исследования характеристик проточных опорных систем определяется динамическая реакция проточного объема

$$C_{\text{дин}}(S) = \frac{\delta W}{\delta l} = F_K \frac{\delta P_K}{\delta l}, \quad (6.11)$$

где  $W$  – несущая способность объема;  $F_K$  – площадь камеры.

Динамическая реакция слоя может быть получена из уравнения неразрывности течения рабочего тела (6.9)

$$\delta M_{\text{ex}} - \delta M_1 - \delta M_2 - \delta M_{\text{вых}} = \frac{d}{dt}(\rho_K V_K) \quad (6.12)$$

и массовых расходов через межкамерные дроссели

$$\delta M_1 = \frac{d}{dt}(\rho_1 V_1); \quad \delta M_2 = \frac{d}{dt}(\rho_2 V_2). \quad (6.13)$$

С учетом того, что  $\delta V_K = -F_K \delta l$ , уравнения (6.12) и (6.13) запишутся в виде

$$\begin{aligned} \delta M_{\text{ex}} - \delta M_1 - \delta M_2 - \delta M_{\text{вых}} &= \rho_K V_K S \delta P_K - \rho_K F_K S \delta l; \\ \delta M_1 &= \rho_1 V_1 S \delta P_1; \quad \delta M_2 = \rho_2 V_2 S \delta P_2, \end{aligned} \quad (6.14)$$

где  $S = d/dt$  – оператор дифференцирования.

Массовые расходы через дросселирующие элементы опоры зависят от перемещения массы и давления жидкости в камерах

$$\begin{aligned} \delta M_{\text{ex}} &= \frac{\partial M_{\text{ex}}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_{\text{ex}}}{\partial P_K} \delta P_K; \quad \delta M_{\text{вых}} = \frac{\partial M_{\text{вых}}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_{\text{вых}}}{\partial P_K} \delta P_K; \\ \delta M_1 &= \frac{\partial M_1}{\partial P_1} \delta l + \frac{\partial M_1}{\partial P_K} \delta P_K; \quad \delta M_2 = \frac{\partial M_2}{\partial P_2} \delta l + \frac{\partial M_2}{\partial P_K} \delta P_K. \end{aligned}$$

При введении обозначений

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\partial M_{\text{ex}}}{\partial l}; \quad a_2 = \frac{\partial M_{\text{вых}}}{\partial l}; \quad b_1 = \frac{\partial M_{\text{ex}}}{\partial P_K}; \quad b_2 = \frac{\partial M_{\text{вых}}}{\partial P_K}; \\ b_3 &= \frac{\partial M_1}{\partial P_K}; \quad b_4 = \frac{\partial M_2}{\partial P_K}; \quad b_5 = \frac{\partial M_1}{\partial P_1}; \quad b_6 = \frac{\partial M_2}{\partial P_2} \end{aligned} \quad (6.15)$$

вместо уравнений (6.14) можно записать

$$(a_1 - a_2 + \rho_K F_K S) \delta l = (b_2 - b_1 - \frac{b_5 b_3}{\rho_1 V_1 S - b_5} - \frac{b_4 b_6}{\rho_2 V_2 S - b_6} + \rho_K V_K S + b_3 + b_4) \delta P_K,$$

откуда динамическая реакция слоя жидкости

$$C_{\text{дин}}(S) = C_{\text{ст}} \frac{T_1 T_3 T_4 S^3 + (T_3 T_4 - T_1 T_3 - T_1 T_4) S^2 + (T_1 - T_3 - T_4) S + 1}{T_1 T_3 T_4 S^3 + (T_3 T_4 - T_2 T_3 - T_2 T_4 - T_3 T_4 k_3) S^2 + (T_2 - T_3 - T_4 + T_4 k_1 + T_3 k_2 - T_3 k_3 - T_4 k_2) S + 1}$$

где  $C_{cm} = F_K \frac{a_1 - a_2}{b_1 - b_2}$  - статическая жесткость опоры;

$$T_1 = \frac{\rho_K F_K}{a_1 - a_2}; T_2 = \frac{\rho_K V_K}{b_2 - b_1}; T_3 = \frac{\rho_1 V_1}{b_3}; T_4 = \frac{\rho_2 V_2}{b_4} \text{ - параметры опоры; (6.16)}$$

$$k_1 = \frac{b_3}{b_2 - b_1}; k_2 = \frac{b_4}{b_2 - b_1}; k_3 = \frac{b_3 + b_4}{b_2 - b_1} \text{ - коэффициенты влияния.}$$

Параметры  $T_1 \dots T_4$  характеризуют динамические процессы в камерах опоры при течении рабочего тела через дросселирующие элементы. Безразмерные параметры  $k_1, k_2, k_3$  характеризуют чувствительность расходных характеристик дросселей на изменение давления жидкости в разных камерах.

Динамическую реакцию можно записать в обобщенном виде

$$C_{дин}(S) = C_{cm} \frac{A^3 S^3 + B^2 S^2 + CS + 1}{E^3 S^3 + F^2 S^2 + KS + 1}. \quad (6.17)$$

Диапазоны численных значений комплексов в уравнении (6.17) в безразмерном виде ( $\bar{A} = A\omega_0; \bar{B} = B\omega_0$  и т.д.) определим по зависимостям (6.12) для любых возможных вариантов изменения параметров  $T_i$  и  $k_i$  [138]:

$$\begin{aligned} \bar{A} &= 0,05 \div 400; & \bar{B} &= 0,2 \div 800; & \bar{C} &= 2,3 \div 1000; \\ \bar{E} &= 0,04 \div 250; & \bar{F} &= 0,14 \div 600; & \bar{K} &= 0,7 \div 230. \end{aligned}$$

Опыт проектирования и эксплуатации опор с жидкостной смазкой показывает, что в реальных конструкциях реализуются значения этих комплексов, близкие к нижним границам указанных диапазонов [135].

Частотную характеристику динамической реакции УДО получаем после подстановок  $S = i\omega$  и  $\omega = \eta\omega_0$  в уравнение (6.17):

$$C_{дин}(i\eta) = C_{cm} \frac{(1 - \bar{B}^2 \eta^2) + i(\bar{C}\eta - \bar{A}^3 \eta^3)}{(1 - \bar{F}^2 \eta^2) + i(\bar{K}\eta - \bar{F}^3 \eta^3)}. \quad (6.18)$$

Уравнение (6.18) можно представить в виде

$$C_{дин}(i\eta) = C_{упр}(\eta) + iD(\eta),$$

где упругая и демпфирующая составляющие динамической реакции, характеризующие жесткостные и диссипативные свойства УДО, соответственно равны

$$C_{\text{нр}}(\eta) = \frac{C_{\text{нр}}(\eta)}{C_{\text{см}}} = \frac{\overline{A^3 F^3} \eta^6 - (\overline{E^3 C} + \overline{A^3 K} - \overline{B^2 F^2}) \eta^4 + (\overline{CK} - \overline{F^2} - \overline{B^2}) \eta^2 + 1}{(\overline{K} \eta - \overline{E^3} \eta^3)^2 + (1 - \overline{F^2} \eta^2)^2} \quad (6.19)$$

$$\overline{D}(\eta) = \frac{D(\eta)}{C_{\text{см}}} = \eta \frac{(\overline{A^3 F^3} - \overline{E^3 B^2}) \eta^4 - (\overline{F^2 C} - \overline{A^3} + \overline{E^3} + \overline{B^2 K}) \eta^2 + (\overline{C} - \overline{K})}{(\overline{K} \eta - \overline{E^3} \eta^3)^2 + (1 - \overline{F^2} \eta^2)^2}$$

В соответствии с выражением (6.17) в структурной схеме УДО (рис.6.6) входным воздействием является приращение внешней нагрузки на опору  $\delta N$  или смещение подвижной массы опоры  $x_2$ , и выходным – динамическая реакция рабочего объема, т.е. приращение давления  $\delta P_K$  и несущей способности  $\delta W = F_K \delta P_K$ .

Опорный узел представляет собой замкнутую систему регулирования и его передаточная функция определяется на основании линеаризации уравнения равновесия (6.6) при силовом возмущении:

$$mS^2 x_2 + \delta W = \delta N, \quad (6.20)$$

где  $\delta W = C_{\text{дин}}(S)(x_2 - x_1)$  - приращение несущей способности опоры;  $x_1$  и  $x_2$  - координаты подвижной массы.

Согласно последнему уравнению для опоры может быть получена передаточная функция системы, например, коэффициент передачи усилий  $I(S) = \delta W / \delta N$

$$I(S) = \frac{C_{\text{дин}}(S)}{mS^2 + C_{\text{дин}}(S)} \quad (6.21)$$

Частотная характеристика функции (6.21)

$$I(i\eta) = \frac{(1 - \overline{B^2} \eta^2) + i(\overline{C} \eta - \overline{A^3} \eta^3)}{(1 - \overline{B^2} \eta^2 + \overline{F^2} \eta^4 - \eta^2) + i(\overline{C} \eta - \overline{A^3} \eta^3 + \overline{E^3} \eta^5 - \overline{K} \eta^3)}$$

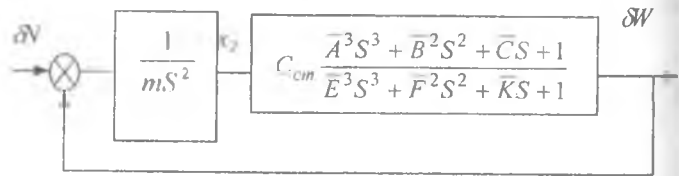


Рис.6.6 Структурная схема трехкамерной УДО при силовом возбуждении

определяет АЧХ и ФЧХ опоры:

$$\mu(\eta) = \sqrt{\frac{(1 - \bar{B}^2 \eta^2)^2 + (\bar{C} \eta - \bar{A}^3 \eta^3)^2}{(1 - \bar{B}^2 \eta^2 + \bar{F}^2 \eta^4 - \eta^2)^2 + (\bar{C} \eta - \bar{A}^3 \eta^3 + \bar{E}^3 \eta^5 - \bar{K} \eta^3)^2}}; \quad (6.22)$$

$$\varphi = \arctan \frac{(\bar{C} \eta - \bar{A}^3 \eta^3)(1 - \bar{B}^2 \eta^2 + \bar{F}^2 \eta^4 - \eta^2) - (1 - \bar{B}^2 \eta^2)(\bar{C} \eta - \bar{A}^3 \eta^3 + \bar{E}^3 \eta^5 - \bar{K} \eta^3)}{(1 - \bar{B}^2 \eta^2)(1 - \bar{B}^2 \eta^2 + \bar{F}^2 \eta^4 - \eta^2) + (\bar{C} \eta - \bar{A}^3 \eta^3)(\bar{C} \eta - \bar{A}^3 \eta^3 + \bar{E}^3 \eta^5 - \bar{K} \eta^3)}; \quad (6.23)$$

В работе [258] в качестве определяющих приняты параметры  $\omega_0$ ,  $T_1$  и отношение  $T_2 / T_1$ . Однако по мере усложнения конструкции количество определяющих параметров возрастает. Поэтому, исходя из анализа выражений (6.22) и (6.23), в дальнейшем при расчете характеристик опоры предлагается использовать безразмерные комплексы  $\bar{A}$ ,  $\bar{B}$ ,  $\bar{C}$ ,  $\bar{E}$ ,  $\bar{F}$ ,  $\bar{K}$  и их отношения  $\bar{A}^3 / \bar{E}^3$ ,  $\bar{B}^2 / \bar{F}^2$ ,  $\bar{C} / \bar{K}$ . По величине этих отношений можно определять предельные жесткостные характеристики опоры и коэффициенты передачи на резонансе.

На основании анализа зависимостей (6.16), (6.19) построена динамическая модель трехкамерной УДО (рис.6.7). Она представляет собой совокупность моделей Зенера ( $C_1$ ,  $C_2$ ,  $d_1$ ) и Максвелла ( $C_3$ ,  $d_2$  и  $C_4$ ,  $d_3$ ), которые характеризуют динамические процессы в жидкостном слое, при выдавливании в рабочей и демпферной камерах. Количество звеньев Максвелла соответствуют числу демпферных камер. Полученные зависимости могут быть использованы для определения влияния параметров устройств на их динамические характеристики.

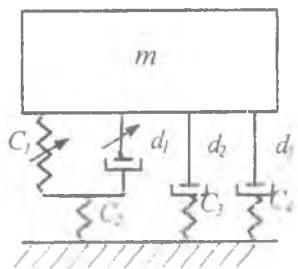


Рис.6.7. Упруговязкая модель трехкамерной УДО

## 6.5. Управляемое демпфирование в линейных релаксационных моделях

Анализ структурных схем, передаточных функций и характеристик УДО показывает, что исследуемые устройства относятся к классу активных динамических систем благодаря наличию в структуре обратной связи и внешнего источника энергии. В систему вво-

дятся дополнительные активные связи, определяющие новые качества таких опор. При использовании жидкости в них могут быть реализованы высокая статическая жесткость, малая динамическая жесткость, независимость работы системы от изменения величины массы объекта, возможность выбора формы жесткостной и амплитудно-частотных характеристик [138].

Удобным способом создания управляемой системы на базе многокамерной УДО является использование дросселирующих элементов активного типа вместо используемых пассивных ограничителей расхода рабочего тела. На рис. 6.8 показана обобщенная схема активной УДО.

В отличие от пассивных систем динамика таких опор описывается уравнениями движения подвижной массы, регулятора и протекания гермодинамических процессов в трактах всей системы.

В уравнении неразрывности (6.9) массовые расходы через дроссели для активной системы в линеаризованной форме запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \delta M_{ax} &= \frac{\partial M_{ax}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_{ax}}{\partial P_K} \delta P_K + \frac{\partial M_{ax}}{\partial u_{1X}} \frac{\partial u_{1X}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_{ax}}{\partial u_{1П}} \frac{\partial u_{1П}}{\partial P_K} \delta P_K; \\ \delta M_{вых} &= \frac{\partial M_{вых}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_{вых}}{\partial P_K} \delta P_K + \frac{\partial M_{вых}}{\partial u_{4X}} \frac{\partial u_{4X}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_{вых}}{\partial u_{4П}} \frac{\partial u_{4П}}{\partial P_K} \delta P_K; \\ \delta M_1 &= \frac{\partial M_1}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_1}{\partial P_K} \delta P_K + \frac{\partial M_1}{\partial u_{2X}} \frac{\partial u_{2X}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_1}{\partial u_{2П}} \frac{\partial u_{2П}}{\partial P_K} \delta P_K; \\ \delta M_2 &= \frac{\partial M_2}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_2}{\partial P_K} \delta P_K + \frac{\partial M_2}{\partial u_{3X}} \frac{\partial u_{3X}}{\partial l} \delta l + \frac{\partial M_2}{\partial u_{3П}} \frac{\partial u_{3П}}{\partial P_K} \delta P_K. \end{aligned} \quad (6.24)$$

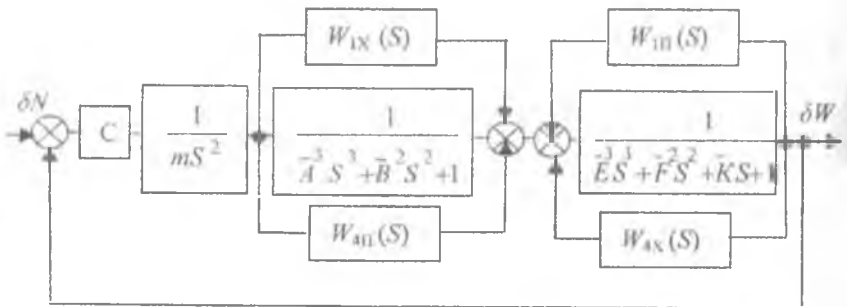


Рис.6.8. Обобщенная схема активной УДО

Параметры регулирования  $u_{1П}..u_{4П}$ ,  $u_{1X}..u_{4X}$  определяют конструктивные особенности активных дросселей, их гидравличе-

ское сопротивление, изменяющееся при перемещении управляющего элемента регулятора. Эти перемещения связаны с вибратором опоры механически или гидравлически (индексы  $X$  и  $П$  соответственно). Обозначим в (6.24)

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial M_{ex}}{\partial u_{1X}} &= \gamma_{1X}; & \frac{\partial M_{ex}}{\partial u_{1П}} &= \gamma_{1П}; & \frac{\partial M_1}{\partial u_{2X}} &= \gamma_{2X}; & \frac{\partial M_1}{\partial u_{2П}} &= \gamma_{2П}; \\
 \frac{\partial M_2}{\partial u_{3X}} &= \gamma_{3X}; & \frac{\partial M_2}{\partial u_{3П}} &= \gamma_{3П}; & \frac{\partial M_{ввх}}{\partial u_{4X}} &= \gamma_{4X}; & \frac{\partial M_{ввх}}{\partial u_{4П}} &= \gamma_{4П}; \\
 \frac{\partial u_{1X}}{\partial l} &= \bar{W}_{1X}; & \frac{\partial u_{1П}}{\partial P_K} &= \bar{W}_{1П}; & \frac{\partial u_{2X}}{\partial l} &= \bar{W}_{2X}; & \frac{\partial u_{2П}}{\partial P_K} &= \bar{W}_{2П}; \\
 \frac{\partial u_{3X}}{\partial l} &= \bar{W}_{3X}; & \frac{\partial u_{3П}}{\partial P_K} &= \bar{W}_{3П}; & \frac{\partial u_{4X}}{\partial l} &= \bar{W}_{4X}; & \frac{\partial u_{4П}}{\partial P_K} &= \bar{W}_{4П}.
 \end{aligned} \tag{6.25}$$

Использование регуляторов расхода вместо дросселей постоянного сопротивления приводит к появлению в зависимостях (6.25) передаточных функций дополнительных связей по давлению рабочей среды в рабочей камере или перемещению массы относительно неподвижного корпуса. Каждая из них реализуется устройством, преобразующим перемещение вибратора или изменение давления в перемещение подвижного элемента регулятора расхода (характеризуется передаточными функциями  $\bar{W}$ ). Далее это перемещение преобразуется в изменение расхода через регулятор (характеризуется функцией  $\gamma = \partial M / \partial u$ ). Устройство преобразования сигнала может быть механическим (осуществляется жесткая связь вибратора с регулятором расхода) или гидравлическим, когда эта связь осуществляется через промежуточный элемент гидравлического типа. Описание регуляторов расхода приведено в разд.6.6.

Уравнение неразрывности (6.9) для активной многокамерной опоры с учетом уравнений (6.15) и обозначений (6.25)

$$\begin{aligned}
 (a_1 - a_2 - \bar{W}_{1X} - \bar{W}_{4X} - \frac{b_3 \bar{W}_{2X}}{\rho_1 V_1 S - b_3} - \bar{W}_{2X} - \frac{b_4 \bar{W}_{3X}}{\rho_2 V_2 S - b_4} + \bar{W}_{3X} + \rho_K F_K S) \delta l = & (P_2 - P_1 - \bar{W}_{1П} + \\
 + \bar{W}_{4П} + \frac{b_5 - b_3 + b_5 \bar{W}_{2П}}{\rho_1 V_1 S - b_5} + b_3 + \bar{W}_{2П} + \frac{b_6 b_4 + b_6 \bar{W}_{3П}}{\rho_2 V_2 S - b_6} + \bar{W}_{3П} + \rho_K V_K S) \delta P_K,
 \end{aligned}$$

откуда получаем динамическую реакцию слоя жидкости активного многокамерного устройства

$$C_{дин}(S) = C_{cm} \frac{(T_1 S + 1 + W_{1X} - W_{2X} - W_{3X} - W_{4X})(T_3 S - 1)(T_4 S - 1) -}{(T_2 S + 1 - W_{1П} + W_{2П} + W_{3П} + W_{4П})(T_3 S - 1)(T_4 S - 1) T_4 S - 1} \times$$

$$\rightarrow \frac{- (T_4 S - 1) W_{2X} - (T_3 S - 1) W_{3X}}{\times (k_1 + W_{2П}) + (T_3 S + 1)(k_2 + W_{3П}) + (T_3 S - 1)(T_4 S - 1) k_3}, \quad (6.26)$$

где

$$W_{1X} = \frac{\gamma_{1X} \bar{W}_{1X}}{a_1 - a_2}; \quad W_{2X} = \frac{\gamma_{2X} \bar{W}_{2X}}{a_1 - a_2}; \quad W_{3X} = \frac{\gamma_{3X} \bar{W}_{3X}}{a_1 - a_2}; \quad W_{4X} = \frac{\gamma_{4X} \bar{W}_{4X}}{a_1 - a_2}$$

$$W_{1П} = \frac{\gamma_{1П} \bar{W}_{1П}}{b_2 - b_1}; \quad W_{2П} = \frac{\gamma_{2П} \bar{W}_{2П}}{b_2 - b_1}; \quad W_{3П} = \frac{\gamma_{3П} \bar{W}_{3П}}{b_2 - b_1}; \quad W_{4П} = \frac{\gamma_{4П} \bar{W}_{4П}}{b_2 - b_1}$$

Для удобства анализа характеристик опоры запишем уравнение (6.26) через параметрические комплексы

$$C_{дин}(S) = C_{cm} \frac{\bar{A}^3 S^3 + \bar{B}^2 S^2 + \bar{C} S - T_3 T_4 a S^2 - T_3 (W_{1X} - W_{2X} - W_{4X}) S -}{\bar{E}^3 S^3 + \bar{F}^2 S^2 + \bar{K} S - T_3 T_4 P S^2 - T_3 (W_{1П} - W_{2П} - W_{4П}) S_{4П} -}$$

$$\rightarrow \frac{- T_4 (W_{1X} - W_{3X} - W_{4X}) S + 1 + W_{1X} - W_{4X}}{- T_4 (W_{1П} - W_{3П} - W_{4П}) S + 1 - W_{1П} + W_{4П}}. \quad (6.27)$$

Здесь  $\bar{A}^3 = T_1 T_3 T_4$ ;  $\bar{B}^2 = T_3 T_4 - T_1 T_3 - T_1 T_4$ ;  $\bar{C} = T_1 - T_3 - T_4$ ;  $\bar{E}^3 = T_2 T_3 T_4$ ;

$$\bar{F}^2 = T_3 T_4 - T_2 T_3 - T_2 T_4 + T_3 T_4 k_3; \quad \bar{K} = T_2 - T_3 - T_4 + T_4 (k_1 - k_3) + T_3 (k_2 - k_3)$$

$$a = W_{1X} - W_{2X} - W_{3X} - W_{4X}; \quad P = W_{1П} + W_{2П} + W_{3П} + W_{4П}.$$

После подстановки  $S = i\omega$  в уравнение (6.27) получаем частотную характеристику динамической реакции объема жидкости:

$$C_{дин}(i\eta) = C_{cm} \frac{(-\bar{B}^2 + T_3 T_4 a) \eta^2 + 1 + W_{1X} - W_{4X} - i [\bar{A}^3 \eta^3 - \bar{C} \eta + T_3 (W_{1X} - W_{2X} - W_{4X}) \eta + T_3 (W_{1X} - W_{3X} - W_{4X})]}{(-\bar{F}^2 + T_3 T_4 \bar{P}) \eta^2 + 1 - W_{1П} + W_{4П} - i [\bar{E}^3 \eta^3 - \bar{K} \eta + T_3 (\bar{W}_{1П} - W_{2П} - W_{4П}) \eta + T_3 (W_{1П} - W_{3П} - W_{4П})]}$$

Отсюда следуют зависимости для упругой  $C_{упр}(\eta)$  и демпфирующей  $D(\eta)$  составляющих  $C_{дин}(i\eta)$ , записанные в безразмерном виде:

$$\bar{C}_{\text{ynp}}(\eta) = \frac{\alpha\gamma + \beta\sigma}{\gamma^2 + \sigma^2}; \quad \bar{D}(\eta) = \frac{\alpha\sigma - \beta\gamma}{\gamma^2 + \sigma^2}, \quad (6.28)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \alpha &= (-\bar{B}^2 + T_3 T_4) \eta^2 + 1 + W_{1X} - W_{4X}; \\ \beta &= \bar{A}^3 \eta^3 - \bar{C} \eta + T_3 (W_{1X} - W_{2X} - W_{4X}) \eta + T_4 (W_{1X} - W_{3X} - W_{4X}) \eta; \\ \gamma &= (-\bar{F}^2 + T_3 T_4 \bar{P}) \eta^2 + 1 - W_{1II} + W_{4II}; \\ \sigma &= \bar{E}^3 \eta^3 - \bar{K} \eta + T_3 (W_{1II} - W_{2II} - W_{4II}) \eta + T_4 (W_{1II} - W_{3II} - W_{4II}) \eta. \end{aligned} \quad (6.29)$$

Зависимости (6.29) позволяют проанализировать влияние конструктивных параметров опоры на упругодемпфирующие характеристики опорных узлов при различных законах управления  $W(S)$ .

Передаточная функция активной многокамерной опоры в частотной области запишется следующим образом:

$$I(i\eta) = \frac{\alpha - \beta i}{(\alpha - \gamma \eta)^2 - (\beta - \sigma \eta^2) i}. \quad (6.30)$$

Модуль и аргумент этой функции равны

$$\begin{aligned} \mu(\eta) &= \sqrt{\frac{\alpha^2 + \beta^2}{(\alpha - \gamma \eta^2)^2 + (\beta - \sigma \eta^2)^2}}; \\ \psi(\eta) &= -\arctg \frac{\alpha(\beta - \sigma \eta^2) - \beta(\alpha - \gamma \eta^2)}{\alpha(\alpha - \gamma \eta^2) + \beta(\beta - \sigma \eta^2)}. \end{aligned} \quad (6.31)$$

Представление характеристик активных многокамерных упругодемпферных опор в виде общих зависимостей (6.27)...(6.31) позволяет исследовать влияние любых регуляторов расхода и законов управления на динамику роторной системы.

Если питающие отверстия в ГДД упругодемпферных опор не являются дроселирующими, как показано в разд. 3.1.1, а демпферные объемы соединены напрямую с рабочей камерой, то такая опора описывается одной моделью Зенера, и уравнение (6.26) значительно упрощается:

$$C_{\text{om}}(S) = C_{\text{cm}} \frac{T_1 S + 1 + W_{1X} - W_{2X} - W_{3X} - W_{4X}}{T_2 S + 1 - W_{1II} + W_{2II} + W_{3II} + W_{4II}}$$

В этом случае выражения для постоянных времени будут

$T_1 = d_1(1 + C_2/C_1)/C_2$  и  $T_2 = d_1/C_2$ , где коэффициенты жесткости  $C$  и демпфирования  $d$  находятся, как показано в разд. 4.4.

## 6.6. Виды регуляторов расхода для опор роторов ГТД

В качестве управляющих элементов в активных опорах с регулируемыми гидродинамическими демпферами могут быть использованы регуляторы расхода различных типов (см. рис.6.9). Регулятор расхода в таких устройствах в общем случае представляет собой гидравлическое сопротивление, величина которого изменяется в зависимости от давления на входе  $P_{вх}$  и в питающем канале  $P_K$ . Они достаточно просто komponуются в опоры и обеспечивают существенное изменение их динамических характеристик. Регуляторы устанавливаются на входе в опоры и имеют активные связи гидравлического или механического типа. Однако применение того или иного регулятора обуславливается необходимостью обеспечения заданного закона регулирования. Таким образом, в процессе проектирования активных опор для выбора типа и параметров регуляторов расхода необходимо выбрать их законы регулирования. Активные связи в опорных узлах формируют дополнительные усилия, воздействующие на подвижную массу и зависящие от значений входных и выходных координат.

На основе положений теории релаксационного демпфирования [167] получена динамическая реакция опорной системы в виде [137]

$$C_{дин}(S) = C \frac{T_1 S + 1 + W_2(S) - W_4(S)}{T_2 S + 1 - W_1(S) + W_3(S)},$$

$$\text{где } W_1(S) = \frac{\gamma_1 W_{1л}}{b_2 - b_1}; W_2(S) = \frac{\gamma_1 W_{1к}}{a_1 - a_2}; W_3(S) = \frac{\gamma_2 W_{2л}}{b_2 - b_1}; W_4(S) = \frac{\gamma_2 W_{2к}}{a_1 - a_2}.$$

передаточные функции дополнительных каналов взаимодействия между входной координатой и давлением в рабочей камере опоры.

В каждом из каналов осуществляется преобразование координаты перемещения подвижной массы в ход элемента исполнительного устройства регулятора, которое далее преобразуется в изменение расхода рабочего тела. Преобразовательное устройство может быть механическим с передаточными функциями  $W_{1к}(S)$ ,  $W_{2к}(S)$  или гидравлическим  $W_{1л}(S)$ ,  $W_{2л}(S)$ .

В зависимости от формы гидравлического тракта регулятора величины  $\gamma$  могут быть как постоянными величинами (для золотника и регулятора сопло-заслонка) или функциями от  $S$ .

Введение дополнительных связей в опоры оказывает влияние на динамическую реакцию смазочного слоя и на резонансные характеристики системы. Закономерности этого влияния могут быть выявлены после определения передаточных функций элементов

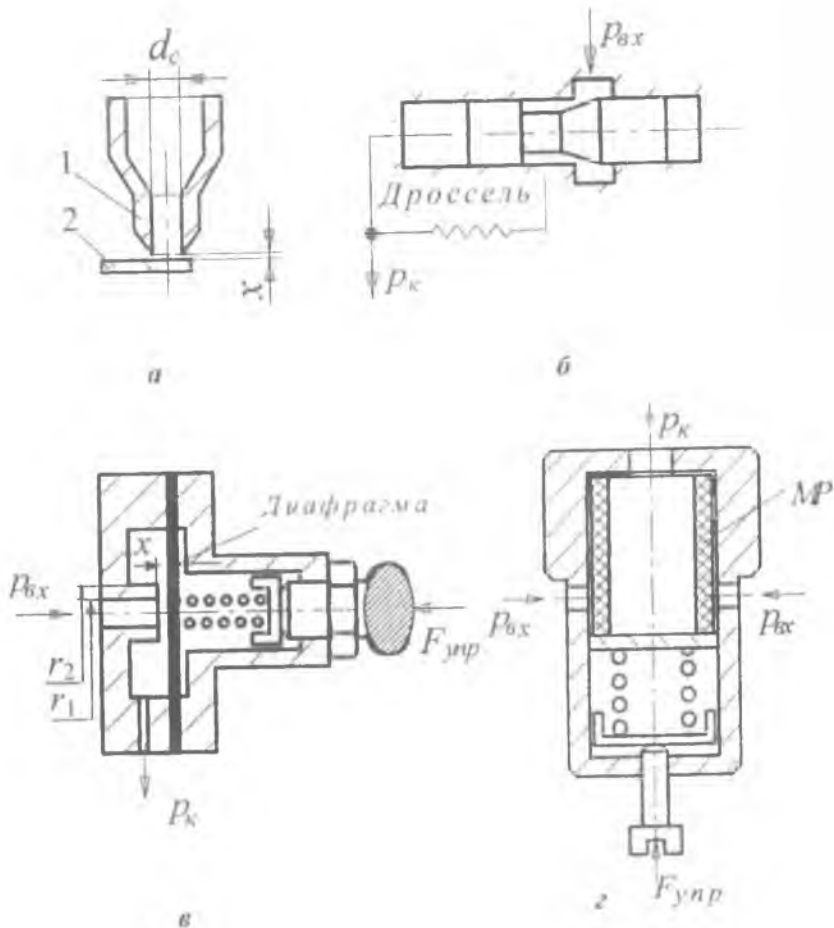


Рис.6.9. Типы и схемы регуляторов расхода для УДО роторов:  
 а- регулятор сопло-заслонка; б-золотниковый регулятор ;  
 в- мембранный регулятор; г -регулятор расхода из МР

активных устройств и при учете их взаимодействия с другими структурными составляющими опорных узлов.

### 6.6.1. Сопло с дроссельной заслонкой

Регулятор расхода сопло-заслонка, имеющее сравнительно простую конструкцию (см. рис.6.9,а), широко используется в устройствах гидроавтоматики. Оно состоит из сопла 1 и заслонки 2. Параметром регулирования является зазор  $x$  между соплом и заслонкой, изменяющейся при перемещении заслонки. Эффективное регулирование сопротивления регулятора сопло-заслонки возможно лишь при малых зазорах  $x$  между заслонкой и торцом сопла [53]. Обычно величина  $x$  не превышает  $0,25 d_c$ , так как при  $x=0,25 d_c$  площадь сопла становится равной площади щелевого дросселя  $\pi d_c x$ . На практике заслонка оказывает дросселирующее действие при значениях  $x=(0,35...0,4)d_c$  [69].

Расчет дросселя состоит в определении его расходной характеристики. Для жидкости расход через дроссель рассматривают в виде

$$M = \alpha F_{др} \sqrt{2(P_{вх} - P_{к})\rho},$$

где  $\alpha$  - коэффициент расхода через питающее отверстие находится экспериментально (обычно  $\alpha = 0,62...0,82$ );  $F_{др}$  - площадь дросселя, равная минимальной из площадей  $\pi d_c x$  и  $\pi d_c^2/4$  [94];  $\rho$  - плотность жидкости.

Сопло-заслонка является усилителем с коэффициентом усиления для жидкости  $k = \frac{\partial M}{\partial x} = \alpha \pi d_c \sqrt{2(P_{вх} - P_{к})\rho}$ .

В активных опорах заслонка регулятора связана с перемещениями подвижного элемента опоры механически или гидравлически. В общем случае связь механического типа (рис.6.9, г) имеет передаточную функцию вида

$$W_2 = \frac{\delta x}{\delta l} = \frac{C_1 + dS}{m_1 S^2 + dS + C_1 + C_2},$$

где  $m_1$  - масса заслонки (подвижного органа регулятора);  $C_1, C_2$  - жесткости, а  $d$  - демпфирование элементов связи.

Массой заслонки обычно можно пренебречь и в результате получаем передаточную функцию дополнительной активной связи механического типа, вносимой регулятором сопло-заслонка,

$$W_2(S) = k_p \frac{1 + T_{1p}S}{1 + T_{2p}S}$$

где  $k_p = \frac{kC_1}{(a_1 - a_2)(C_1 + C_2)}$  - коэффициент усиления;

$T_{1p} = \frac{d}{C_1}$  и  $T_{2p} = \frac{d}{C_1 + C_2}$  - постоянные времени регулятора.

В случае гидравлической связи между опорой и регулятором его подвижный элемент снабжается упругим элементом с жесткостью  $C_{II}$ . При этом передаточная функция  $W_{II}$  отыскивается из уравнения равновесия всех сил, действующих на заслонку,

$$m_1 S^2 \delta x - \delta F + C_{II} \delta x = 0. \quad (6.32)$$

Сила, действующая на заслонку со стороны сопла, равна  $F = F_1 + F_2$ , где  $F_1$  - реактивная сила, возникающая при попадании потока на заслонку и растекании его по поверхности заслонки при повороте на угол  $\pi/2$ ;  $F_2$  - сила статического давления, действующая на торце сопла и заслонку. Она определяется по формуле [69]

$$F = \frac{4M^2}{\pi d_C^2 \rho_C} + \pi \frac{d_C^2}{4} (P_1 - P_2) + \left[ 2\pi \int_0^{\frac{d_H}{2}} P_r r dr - \pi P_2 \left( \frac{d_H^2 - d_C^2}{4} \right) \right],$$

где  $\rho_C$  - плотность рабочей среды на срезе сопла,  $d_H$  - диаметр торца,  $P_r$  - текущее значение давления между торцом сопла и заслонкой,  $r$  - текущий радиус.

Сила давления на торце сопла  $\int P_r r dr$  определяется с помощью экспериментальных данных.

Если величина  $\frac{d_H - d_C}{2}$  мала, то силовую характеристику дросселя типа сопло - заслонка (зависимость силы  $F$  от зазора  $x$ ) с достаточной точностью можно определить по приближенным зависимостям [53].

Подставляя в уравнение (6.32) приращение силы  $F$  в виде  $\delta F = \frac{\partial F}{\partial F_1} \delta F_1$ , получаем передаточную функцию регулятора типа сопло - заслонка

$$W_{1П} = \frac{\delta x}{\delta F_1} = \frac{\partial F / \partial F_1}{(b_2 - b_1)C_{П}}$$

где  $C_{П}$  - жесткость упругого элемента заслонки.

Массой  $m_1$  заслонки можно пренебречь и тогда передаточная функция гидравлической активной связи, вносимой соплом - заслонкой, имеет вид

$$W_1 = k_p = k \frac{\partial F / \partial F_1}{(b_2 - b_1)C_{П}}$$

Следует заметить, что для регулятора расхода этого типа передаточная функция  $W_1(S)$ , вследствие наличия диссипативных сил в зазоре и упругом элементе, в действительности близка к передаточной функции аperiodического звена  $W_1(S) = \frac{k_p}{T_p S + 1}$ .

### 6.6.2. Золотниковый регулятор расхода

Золотниковые регуляторы (рис.6.9,б) значительно чаще, чем сопло - заслонка используются в гидравлических устройствах. Они выполняются с малыми зазорами между втулкой и золотником и при работе на недостаточно очищенной смазке имеют пониженную чувствительность, нестабильны, возможны отказы в работе. Золотники могут иметь коническую или цилиндрическую дросселирующую щель и реализуют закон управления вида

$$W_1(S) = \frac{k_p}{T_p S + 1}$$

### 6.6.3. Мембранный регулятор

В работе [94] предложено для повышения жесткости гидростатических опор использовать мембранный регулятор расхода (рис.6.9,в), представляющий собой щелевое сопротивление, величина которого изменяется при перемещении мембраны. Передаточная

функция  $W_1(S)$  этого регулятора при наличии потока несжимаемой жидкости в трактах получена в виде

$$W_1(S) = \frac{T_{1P}S + 1}{T_{4P}S^2 + T_{2P}S + 1} k_P.$$

Использование его в опорах турбонасосных агрегатов с криогенными рабочими жидкостями требует уточнения вида  $W_1(S)$ . Это связано со сжимаемостью. Учет динамических эффектов сдавливания в рабочей щели оказывает существенное влияние на динамическую реакцию слоя, и, следовательно, на закон управления регулятора  $W_1(S)$ .

Уравнение равновесия сил, действующих на мембрану  $m_1$ , в приращениях имеет вид

$$m_1 S^2 \delta x + C_M \delta x + \delta W = f_1 \delta P_K, \quad (6.33)$$

где  $\delta W = C_{оин}(S) \delta x$  - приращение динамической реакции сдавливаемой пленки в зазоре,  $C_M$  - жесткость мембраны,  $f_1 = \pi r_1^2$ ;  $r_1$  - внутренний радиус щели.

Для отыскания  $W_{1П} = \delta x / \delta P_K$  необходимо найти величину  $\delta W$ . Для этого примем следующие допущения.

1. Величина зазора  $x$  много меньше линейных размеров пластины и мембраны;
2. Поток в рабочей щели считается ламинарным, что предполагает малые числа  $Re$  и параболический профиль скоростей в зазоре;
3. В любой точке потока выполняется соотношение  $P / \rho^n = const$ ;
4. Приращения  $\delta x$  и  $\delta P_K$  малы по сравнению со статическими  $x_0$  и  $P_{K0}$  соответственно.

Воспользуемся результатами работы [67], где решено уравнение Рейнольдса для кольцевого упорного подпятника. Сила, действующая на сжимаемые пластины, равна

$$\delta W(t) = \pi (r_2^2 - r_1^2) \int_0^1 \delta P(t, r) dr, \quad (6.34)$$

где  $\bar{r}_1 = r_1 / r_2$ ;  $\bar{r} = r / r_2$ ;  $r_2$  - наружный радиус щели.

Применяя к (6.34) преобразование Лапласа временной функции  $\delta W(S) = \int_0^t \delta W(t) e^{-St} dt$ , получаем выражение для динамической реакции пленки в виде суммы бесконечного ряда

$$C_{дин}(S) = -\frac{\delta W(S)}{\delta x(S)} = \frac{48\pi\mu r_2^4}{x_0^3} \sum_{K=1}^{\infty} \frac{S}{\eta^4(1+S)}$$

Проведенные в [67] исследования показывают его быструю сходимость ряда. Поэтому возможно приближенное равенство

$$C_{дин}(S) \approx \frac{b_S}{1 + S/\omega_C}, \quad (6.35)$$

$$\text{где } b = \frac{48\mu r_2^4(1+\beta)(1-\bar{r})^2}{\pi x_0^3}; \quad \omega_C = \frac{\pi^2 n x_0^2 P_{K0}}{12\mu r_2^2(1-\bar{r})^2}$$

Подставляя выражение (6.35) в уравнение равновесия (6.33), получаем передаточную функцию гидравлической связи

$$W_{II} = \frac{\delta x}{\delta P_K} = \frac{f_1 \eta_1}{m_1 S^2 \eta_1 + C_M \eta_1 + b_3},$$

где  $\eta_1 = 1 + S/\omega_C$

Для отыскивания закона управления регулятора

$W_1(S) = \frac{\gamma_1}{b_2 - b_1} W_{II}$  - найдем величину  $\gamma_1(S)$ . Расход газа в сече-

нии радиусом  $r_2$  для рабочей щели определяется в динамике как

$$M = M_{ex} - S(\rho\nu), \quad (6.36)$$

где  $\nu = \pi(r_1^2 - r_2^2)x$ . Из выражения (6.36) получаем, что

$$\gamma_1(S) = \frac{\partial M}{\partial u} = \frac{\partial M}{\partial x} = \xi_1 + \xi_2 S, \quad (6.37)$$

где  $\xi_1 = \partial M_{ex}/\partial x$ ;  $\xi_2 = -\rho\pi(r_1^2 - r_2^2)$ .

Это позволяет отыскать функцию  $W_1(S)$  в виде

$$W_1(S) = k_P \frac{T_{3P} S^2 + T_{1P} S + 1}{T_{6P} S^3 + T_{4P} S^2 + T_{2P} S + 1},$$

где  $k_P = f_1 \xi_1 / (b_2 - b_1) C_M$  - коэффициент усиления регулятора;

$$T_{1P} = \frac{1}{\omega_i} + \frac{b}{\epsilon_M} \cdot T_{2P} = \frac{1}{\omega_i} + \frac{\xi_2}{\xi_1} \cdot T_{3P} = \frac{\xi_1}{\xi_1 \omega_i} \cdot T_{4P} = \frac{m}{C_M} \cdot T_{6P} = \frac{m}{C_M \omega_i}$$

- постоянные времени регулятора.

Видно, что передаточная функция дополнительной связи, обеспечиваемая мембранным регулятором, имеет высокий порядок, что затрудняет ее исследование. Однако, в области низких частот, характерных для работы опорных узлов, можно пренебречь членами высших порядков. В этом случае закон управления мембранного регулятора имеет вид

$$W_r(S) = k_F \frac{T_{1P} S + 1}{T_{2P} S - 1}$$

Необходимо добавить, что это упрощение не распространяется на устойчивость опоры.

#### 6.6.4. Регулятор расхода из МР

Пористый материал МР может быть использован в качестве упругого и дросселирующего элемента регуляторов расхода, изменяющего свою пористость при изменении давления в камере или нагрузки, приложенной к элементу из МР. Конструкция упругого дросселя из МР показана на рис.6.9,з. Параметр регулирования - перемещение основания  $x$ . Течение газа только радиальное. Одним торцом упругая втулка крепится к основанию, другой - заглушен. По дросселирующим характеристикам регулятор расхода с МР может быть подобен мембранному регулятору, т.е. щели и заслонке с зазором  $h$ . Для последнего получено выражение для динамической реакции пленки (6.35), которое может быть использовано для расчета динамической реакции в МР. Для этого необходимо отыскать зазор  $h$ , щелевого дросселя - аналога МР, величина которого определяется из условия равенства гидродинамических сопротивлений МР и дросселирующей щели, т.е.  $R_{MP}(x) = R_{щ}(h_s)$ . При этом должны выполняться равенства

$$R_{MP}(x_0) = R_{щ}(h_{s0}) \quad \text{и} \quad \left( \frac{\partial R_{щ}}{\partial h_s} \right)_0 \delta h_s = \left( \frac{\partial R_{MP}}{\partial x} \right)_0 \delta x_0. \quad \text{Отсюда}$$

$$\delta h_s = \left( \frac{\partial R_{MP} / \partial x}{\partial R / \partial h_s} \right)_0 \delta x. \quad (6.38)$$

И учитывая формулы (6.35) и (6.38) получаем выражения для динамической реакции

$$C_{дин}(S) = \left( \frac{\partial R_{MP}}{\partial x} / \frac{\partial R_{ш}}{\partial h_3} \right)_0 \frac{bS}{1+S/\omega_c}, \quad (6.39)$$

$$W_{II}(S) = \frac{\delta x}{\delta P_K} = \frac{f_1 \left( 1 + \frac{S}{\omega_c} \right)}{\left( mS^2 + C_{MP} \right) \left( 1 + \frac{S}{\omega_c} \right) + bS}$$

где  $C_{MP}$  - жесткость втулки из МР

С учетом выражений (6.37)...(6.39) получаем передаточную функцию дополнительной активной связи, обеспечиваемой регулятором расхода с МР, в виде

$$W_I(S) = k_P \frac{T_{3P}S^2 + T_{1P}S + 1}{T_{6P}S^3 + T_{4P}S^2 + T_{2P}S + 1}$$

где  $k_P = \left( \frac{\partial R_{MP}}{\partial x} / \frac{\partial R_{ш}}{\partial h_3} \right)_0 \frac{f_1 \xi_1}{C_{MP}(b_2 - b_1)}$ ;  $T_{1P} = \frac{1}{\omega_c} \frac{\xi_2}{\xi_1}$ ;  $T_{2P} = \left( \frac{\partial R_{MP}}{\partial x} / \frac{\partial R_{ш}}{\partial h_3} \right)_0 \frac{b}{C_{MP}} + \frac{1}{\omega_c}$ ;

$$T_{3P} = \frac{\xi_2}{\xi_1 \omega_c}; T_{4P} = \frac{m}{C_{MP}}; T_{6P} = \frac{m}{\omega_c C_{MP}}$$

Для определения гидродинамического сопротивления втулки из МР воспользуемся зависимостями, полученными в работе [84]. Для ламинарного потока через материал МР расход равен

$$M = 4\pi r_1 L \frac{\Pi^3 d_{np}^2 \Delta P \rho}{153\mu(1-\Pi)^2 \frac{r_1}{\Delta r} \ln \frac{r_2}{r_1} \Delta r}$$

где  $\Delta P = P_{вх} - P_{К}$ ;  $\Delta r = r_2 - r_1$ ;  $d_{np}$  - диаметр проволоки,  $\Pi$  - пористость материала.

Для турбулентного режима течения через втулку из МР

$$\frac{\Delta P}{\Delta r} = \frac{153(1-\Pi)^2}{4\pi L r_1 \Pi^3 d_{np} \rho} \mu \frac{r_1}{\Delta r} \ln \frac{r_2}{r_1} M + \frac{1,42(1-\Pi) r}{8\pi^2 L^2 r_1^2 \Pi^3 d_{np} r_2 \rho} M^2$$

Приведенные зависимости экспериментально подтверждены для различных условий эксплуатации [46], а найденные передаточные функции регуляторов расхода использованы при расчете характеристик УДО.

### 6.6.5. Анализ результатов расчета АЧХ опор с различными регуляторами

Результаты расчетов амплитудно-частотных характеристик УДО при различных значениях параметров регуляторов расхода  $k_p, T_{1p}, \xi$  показаны на рис.6.10. Анализ графиков (рис. 6.10, а,б) позволяет заключить, что при использовании в качестве регуляторов золотников или дросселей типа "сопло-заслонка" с коэффициентом усиления  $k_p > 0$  увеличение постоянной времени  $T_{1p}$  увеличивает, а при  $k_p < 0$  уменьшает с резонансную частоту.

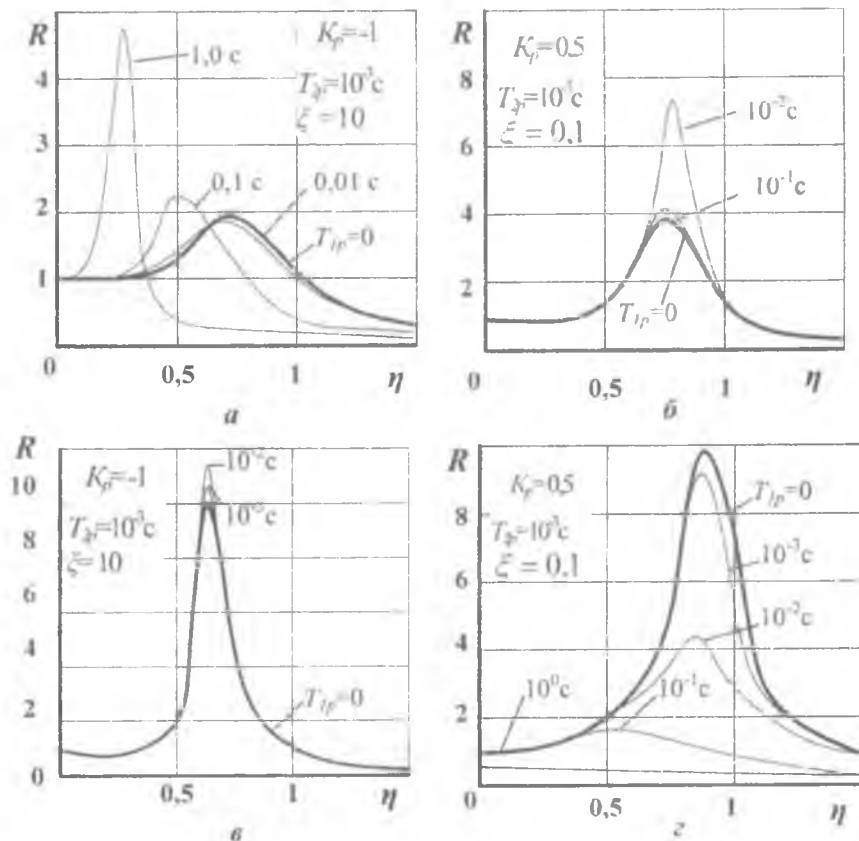


Рис.6.10. АЧХ упругодемпферных опор с регуляторами золотникового типа и сопло-заслонка (а,б) и регулятором мембранного типа и из МР (в,г)

лятора на величину коэффициента усиления  
вибрации на резонансе зависит от значений параметра  $\xi = T_1 \omega_0$ .

Результаты расчетов амплитудно-частотных характеристик опор с мембранным регулятором расхода и из материала МР приведены на рис. 6.10, в и г. Влияние параметров  $k_P, T_{1P}$  на АЧХ опоры аналогично результатам, полученным для сопла с дроссельной заслонкой и золотника. Увеличение постоянной времени  $T_{1P}$  с отрицательным коэффициентом усиления снижает резонансную частоту опоры при  $\xi > 10$ . При этом уменьшается коэффициент усиления на резонансе. Для опоры с  $\xi < 1$  изменение  $T_{1P}$  в пределах, соответствующих устойчивым режимам работы, или практически не влияет на АЧХ системы, или приводит к незначительному увеличению резонансного пика. Использование регуляторов расхода с  $k_P > 0$  приводит к обратным результатам.

### 6.6.6. Выбор оптимального регулятора

Повышение качества работы активных систем невозможно без выбора схемы и структуры регулятора и определения его оптимальных параметров. Для синтеза опоры, оптимальной по динамическим характеристикам, используется метод оптимальной фильтрации Винера [110]. Процедура оптимизации заключается в отыскании передаточной функции  $K_{opt}(S)$  оптимальной опорной системы, а по ней - передаточной функции регулятора расхода. Знание законов управления, реализуемых регуляторами, позволяет преодолеть трудности, связанные с реализацией передаточных функций в конкретную физическую систему.

Для составления интегрального уравнения Винера-Хопфа и получения  $K_{opt}(S)$  воспользуемся критериальными функциями, включающими квадратичные значения (среднеквадратичные - для случайных процессов; интегральные квадратичные - для детерминированных) относительного перемещения  $\bar{x}$  и ускорения  $S^2 \bar{x}_2$  на выходе,

$$F = E[\bar{x}^2] + \rho E[(S^2 \bar{x}_2)^2] \quad \text{или} \quad F = E[(S^2 \bar{x}_2)^2] + \rho E[\bar{x}^2] \quad (6.40)$$

для случайных процессов;

$$F = J\bar{x} + \rho JS^2 \bar{x}_2 \quad \text{или} \quad F = JS^2 \bar{x}_2 + \rho \bar{x} \quad (6.41)$$

для детерминированных процессов,

где  $\rho$  - неопределенный множитель Лагранжа.

Критерии (6.40), (6.41) удобны для аналитических расчетов и применяются для выбора структуры и параметров опорной системы.

Решение для оптимальной синтезированной функции  $K_{opt}(S)$  получено вариационными методами в работе [110] и имеет вид

$$K_{opt}(S) = \frac{[\Gamma(S) / \Delta(S)]}{\Delta^+(S)},$$

где  $\Gamma(S) = 2\pi\Phi(S) / S^4$  - преобразование Фурье для взаимно-корреляционной функции входа и выхода;

$\Delta(S) = \Delta^+(S) \cdot \Delta^-(S) = 2\pi \left( \frac{1}{S^4} + \rho \right) \Phi(S)$  - преобразование Фурье для

корреляционной функции входа;  $\Phi(S) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-St} R(\tau) dt$  - спектральная

плотность входного сигнала в операторной форме;  $R(\tau)$  - корреляционная функция входа.

Индексы "+" и "-" показывают, что полюса и нули функции находятся соответственно в левой и в правой полуплоскостях. Функция  $K_{opt}(S)$  и соответствующая структура оптимального регулятора зависят от характера входного возмущения.

Для узкополосного спектра с корреляционной функцией

$R(\tau) = D_1 e^{-\alpha|\tau|}$  и плотностью  $\Phi(S) = \frac{D_1}{\pi} \frac{\alpha}{d^2 - S^2}$ , где  $D_1$  - дисперсия

возбуждения;  $\alpha$  - коэффициент затухания корреляционной функции, функция  $K_{opt}(S)$  имеет вид

$$K_{opt}(S) = \frac{C_2 S^2 + C_1 S + C_0}{S^2 + 2b\alpha + 2b^2} \quad (6.42)$$

Здесь коэффициенты  $C_0 = 2b^2$ ;  $C_1 = 2b$ ;  $C_2 = \frac{2b(\alpha + b)}{\alpha^2 + 2bS + 2b^2}$ ;  $b = \sqrt{\frac{\rho}{4}}$  уточнены по сравнению с полученными в работе [54].

Структуру и параметры оптимального регулятора расхода найдем после преобразований частотной передаточной функции опорного узла из выражения (6.42). В первом приближении в частотной характеристике передаточной функции можно пренебречь

членом  $T_2 S^3$ , слабо влияющим на АЧХ опорного узла в области низких частот, и записать

$$K(S) = \frac{\omega_0^2 (T_1 S + 1)}{S^2 [1 - W_1(S)] + \omega_0^2 (T_1 S + 1)}. \quad (6.43)$$

Приравняв числители и знаменатели выражений (6.42) и (6.43), получим, что оптимальная передаточная функция может быть реализована с регулятором, осуществляющим закон управления  $W(S) = k_p / (1 + T_p S)$ . Коэффициенты  $k_p$  и  $T_p$  определяются через известные параметры вибрации и собственную частоту опоры

$$k_p = 1 - \frac{\omega_0^2 \alpha^2}{2b^2 (\alpha^2 + 2\alpha b + 2b^2)}; T_p \left( \frac{1}{b} - T_p \right) = \frac{\alpha + b}{b(\alpha^2 + 2\alpha b + 2b^2)}$$

Таким образом, эффективная работа управляемой упругодемпферной опоры, направленная на оптимальное гашение вибрации ротора, может быть осуществлена с помощью регуляторов расхода смазки типа "сопло-заслонка" или золотникового типа.

## 6.7. Регулирование динамических характеристик ГДД изменением сопротивления на выходе из демпферного зазора

Одним из способов повышения демпфирования в ГДД является увеличение сопротивления на выходе из демпферного зазора, что обеспечивает перетекание смазки в окружном направлении. Для этого по торцам демпферного зазора ставят уплотнения контактного или бесконтактного типа.

При использовании расходных уплотнений необходимо рассматривать демпфер конечной длины, в этом случае теоретическая модель строится на основании обобщенного безразмерного уравнения Рейнольдса [151]

$$\lambda_j^2 \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( h_j^3 \frac{\partial \bar{P}_j}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h_j^3 \frac{\partial \bar{P}_j}{\partial z} \right) = -8 \bar{A}_j \varepsilon_j \sin \varphi. \quad (6.44)$$

Здесь  $\bar{A}_j = \bar{P}^* \lambda^2 / 4\psi^2$  - параметр сдвливания,  $\bar{P}^* = 6\mu\Omega / P_a$  - безразмерный параметр давления.

Далее в уравнениях используется индекс  $j=s$  - для уплотнений,  $j=c$  - для демпферного зазора,  $j=g$  - для питающей канавки.

### 6.7.1. Использование контактных уплотнений

В демпферный зазор  $\delta_c$  ГДД (рис.6.11), образованный между вибратором 1 и втулкой статора 2, через питающие отверстия 3 подается смазка, регулирование давления подачи которой может осуществляться с помощью регулятора установленного на выходе из зазора. В качестве регулятора расхода, сопротивление которого зависит от амплитуды колебаний ротора, используем упругую втулку 4 длиной  $L_s$  с выступами 5 на наружной и внутренней образующей, смещенными на половину шага (кольцо Аллисона). Высота выступов определяет величину зазора  $\delta_s$  в уплотнении. Установка двух таких колец по внутренней поверхности втулки статора и в проточках на концах вибратора при колебаниях приводит к изменению сопротивления на выходе из демпферного зазора за счет упругих деформаций уплотнительного кольца 4. В осевом направлении упругие втулки фиксируются стопорными кольцами 6. На наружных выступах упругого кольца выполняются проточки 7 глубиной равной  $\delta_s$  для обеспечения окружного перетекания смазки в зазоре уплотнения.

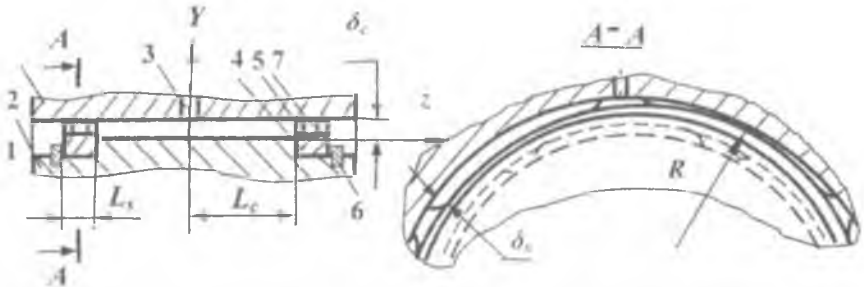


Рис. 6.11. Схема регулируемого ГДД с контактными уплотнениями

Регулируемый демпфер тем эффективней, чем шире область его регулирования, т.е. чем выше будет демпфирование при больших амплитудах прецессии на резонансе и ниже при малых амплитудах на рабочем режиме. Регулирование демпфирования можно обеспечить за счет варьирования параметра  $\bar{\delta}_s = \delta_s / \delta_c$ , от которого зависит диапазон регулирования. В связи с этим, параметр  $\bar{\delta}_s$  принимается в качестве критерия оптимизации конструкции демпфера.

Разработана теоретическая модель и методика расчета гидродинамического демпфера с контактными уплотнениями, в котором

демфирование регулируется с помощью изменения сопротивления на выходе из демпфера в зависимости от амплитуды колебаний втулки вибратора [45].

На практике, в рассматриваемой конструкции ГДД, критерий  $\varepsilon_c$  изменяется в интервале  $0 < \varepsilon_c < \bar{\delta}_s$ . Значения критерия  $\varepsilon_c = \bar{\delta}_s$  могут не реализоваться из-за технологических допусков на изготовление уплотнительных колец, так как возможна посадка на выступы как на ограничитель колебаний, что приведет к трансформированию упругодемпферной опоры в жесткую стойку. При колебаниях втулки вибратора с амплитудой прецессии  $e_c$ , за счет упругой деформации форма внутренней поверхности зазора в уплотнении становится отличной от окружности. Для упрощения решения задачи сделаем допущение, заменив зазор сложной формы в уплотнении окружностью радиусом  $R$ , смещенной на величину

$$e_s = \bar{\delta}_s \varepsilon_c.$$

Это позволяет уменьшить число безразмерных определяющих параметров и упростить задачу анализа, так как в этом случае

$$\varepsilon_s = e_s / \bar{\delta}_s = \varepsilon_c$$

Граничные условия в демпферном зазоре с полным охватом смазкой имеют вид

$$\bar{P}_c(\varphi, 0) = \bar{P}_c(\varphi, 1) = 1; \quad \bar{P}_c(0, \bar{z}) = \bar{P}_c(2\pi, \bar{z}) = f_1(\bar{z}). \quad (6.45)$$

Функция  $f_1(\bar{z})$  находится из условия равенства давления на торцах демпфера атмосферному давлению  $P_a$  и из определенности давления  $P_i$  на выходе из питающего отверстия, определяемого выражением (3.8):

$$f_1(\bar{z}) = (\bar{P}_i - 1)\bar{z}^2 + 1, \text{ где } \bar{P}_i = P_i / P_a.$$

В силу симметричности задачи относительно оси  $Y$  граничные условия для демпферного зазора в области, где есть отверстия, имеют вид

$$\bar{P}_c(\varphi, 0) = \bar{P}_i. \quad (6.46)$$

В области, где отсутствуют отверстия,

$$\bar{P}_c(\varphi, 0) = -\frac{\bar{P}^* \sin \varphi L_c^2 \varepsilon}{4\delta_c^2 h_c^3} + \bar{P}_s^*. \quad (6.47)$$

где  $\bar{P}_s^*$  - давление на стыке демпферного зазора и уплотнения.

Давление на стыке уплотнения и демпферного зазора находим из условия равенства расходов смазки:

$$q_{c\text{вых}} = q_{s\text{вх}}$$

Используя для расхода выражения в безразмерном виде, получаем

$$\bar{\delta}_c^3 h_c^3 \frac{\partial \bar{P}_c}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}=1} = \frac{1}{\bar{\delta}_s^3} h_s^3 \frac{\partial \bar{P}_s}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}=0} \quad (6.48)$$

Решая уравнение (6.48), в сечениях по углу  $\varphi$ , где отсутствуют отверстия подачи смазки, получаем

$$\bar{P}_s^* = \frac{\bar{P}^* \sin \varphi}{1} \left| \frac{\varepsilon_s M_s K_s^2}{\Pi_s h_c^2} \right| \quad (6.49)$$

где  $\Pi_s = \frac{h_c^3 \dot{\varepsilon}}{h_c^3 \dot{c}}$

$$M_c = L_c^2 / \delta_c^2; \quad M_s = L_s^2 / \delta_s^2.$$

Для сечений п

$$\bar{P}_c^* = \frac{\bar{P}^*}{1 + \dots}$$

отверстия подачи смазки, получаем

$$\frac{M_c \varepsilon / h_c^3 + M_s \varepsilon_s \Pi_s K_s / h_s^3}{1 + \Pi_s / K_s} \quad (6.50)$$

Давление приравнивая к стий и на то определять ра

Распределе шения уравне (6.48) конечно

В расчети ча смазки че смазки опреде пленке с давл яющие гидрс

итающего отверстия  $\bar{P}_s$  получаем, а смазки на входе питающих отвер айденные значения  $\bar{P}_s$  позволяют цие отверстия.

демпферном зазоре находится из ре- ем граничных условий (6.45), (6.46), дом см. (3.4), (3.5).

ем суперпозиции учитывается пода- верствия. Границы области разрыва авнения динамического давления в их паров рабочей жидкости. Состав- ны  $F$  определяются в виде

$$F_R = -2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\bar{z}, \varphi) \cos \varphi d\varphi, \quad F_T = -2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\bar{z}, \varphi) \sin \varphi d\varphi.$$

Гидродинамическая сила находится численным интегрирова- нием давления методом Симпсона. При интегрировании в области

разрыва давление принимается равным давлению насыщенных паров смазки.

Достоверность используемого численного метода решения и теоретической модели оценивалась сравнением результатов расчета для демпфера малой длины без уплотнений с аналитическим решением по теории короткого ГДД (см. табл.1.3). Рассматривался демпфер без питающей канавки, а влиянием подводящих отверстий пренебрегали. Оптимизация формы и размеров элементов конечно-разностной модели позволила снизить погрешность вычислений до 1% по сравнению с аналитическим решением.

Проведено сравнение численного решения с результатами аналитического расчета для демпферов различной длины. Для удобства анализа введены относительные параметры

$$K_r = F_R / F_{R\text{кор}}, \quad K_\tau = F_\tau / F_{\tau\text{кор}},$$

где  $F_R, F_\tau$  – составляющие гидродинамической силы, рассчитанные численным методом;  $F_{R\text{кор}}, F_{\tau\text{кор}}$  – силы, вычисленные по аналитическим зависимостям теории короткого демпфера из табл.1.3.

На рис. 6.12 приведены графики зависимостей параметров  $K_r, K_\tau$  от относительной длины  $\lambda$ .

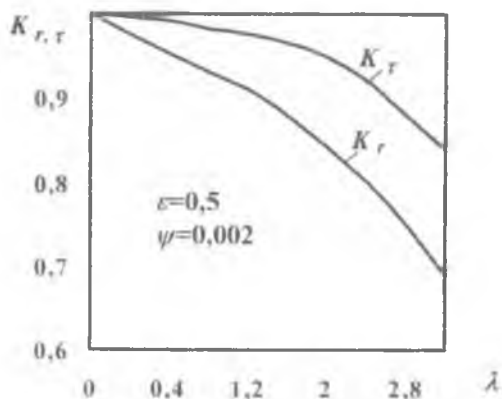


Рис.6.12. Зависимости параметров  $K_r$  и  $K_\tau$  от критерия  $\lambda$

Из графиков следует, что с ростом критерия  $\lambda$  увеличивается

погрешность определения гидродинамических сил, вычисленных по аналитическим зависимостям для короткого демпфера.

Полученные зависимости позволяют оценить область применения теории короткого демпфера. Погрешность экспериментального определения гидродинамической силы в ГДД составляет приблизительно 11% (см. разд. 2.6), поэтому выберем эту величину за критерий оценки достоверности теории.

Относительный параметр  $K_r$  в демпфере без питающей канавки с неуплотненным зазором принимает значения  $K_r < 0,89$  при  $\lambda > 1,2$ .

Следовательно, область применения теории короткого демпфера ограничена значениями критерия  $\lambda \leq 1,2$ . Для больших значений критерия  $\lambda$  рекомендуется использовать методику расчета по теоретической модели демпфера конечной длины.

В методике расчета ГДД с регулируемым уплотнением демпферного зазора использовалась теоретическая модель демпфера конечной длины, учитывающая подвод смазки в демпфер через питающие отверстия. Эффективность регулируемого гидродинамического демпфера с контактными уплотнениями в виде колец Аллисона оценивалась сравнением его динамических характеристик с характеристиками короткого и длинного ГДД, рассчитанными по методике, учитывающей питающие отверстия.

На рис. 6.13, *а* и *б* приведены зависимости тангенциальной  $\overline{F}_T$  и радиальной  $\overline{F}_R$  составляющих безразмерной гидродинамической силы в функции относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  при величине безразмерного демпферного зазора  $\psi = 0,002$  для трех типов гидродинамических демпферов.

Из графиков видно, что регулируемый ГДД с контактными уплотнениями демпферного зазора в виде колец Аллисона наиболее эффективен, так как на рабочем режиме при малых относительных эксцентриситетах ( $\varepsilon \cong 0,1$ ) его демпфирование (тангенциальная составляющая гидродинамической силы) соответствует короткому демпферу, а на резонансе при больших значениях критерия  $\varepsilon$  ( $\varepsilon \cong 0,7$ ) - приближается к значениям демпфирования длинного ГДД.

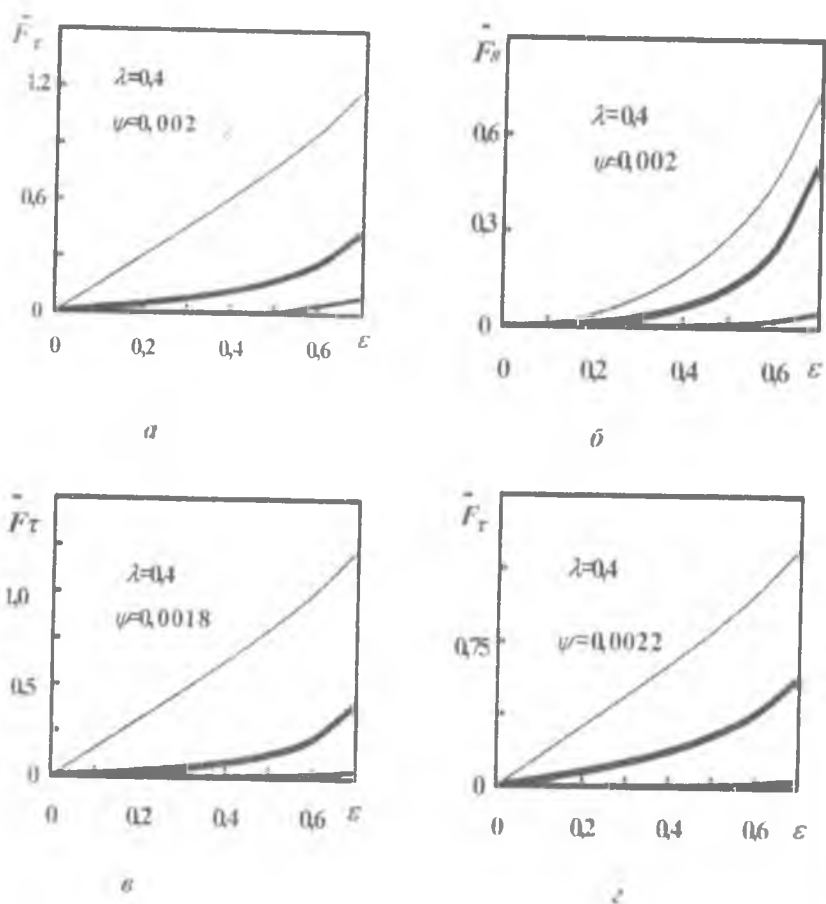


Рис. 6. 13. Зависимости безразмерных составляющих  $\bar{F}_T$  и  $\bar{F}_R$  гидродинамической силы от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  для различных типов демпферов:  
 ——— - длинный; ——— - короткий; - - - - регулируемый

При этом необходимо отметить, что радиальная составляющая (см.рис.6.13, б), характеризующая жесткость слоя смазки, будет иметь более широкий диапазон варьирования в рассматриваемом интервале изменения критерия  $\varepsilon$  ( $0,1 < \varepsilon < 0,7$ ).

Из рис. 6.13,в и г видно, что с уменьшением безразмерного демпферного зазора  $\psi$  растет тангенциальная составляющая гидродинамической силы в демпферах любого типа, а диапазон регулирования в предлагаемой конструкции увеличивается.

Для оценки эффективности работы регулируемого ГДД введем безразмерные параметры  $f_r$  и  $f_t$ , равные, соответственно, отношению тангенциальной и радиальной составляющих гидродинамической силы в предлагаемом демпфере к аналогичным силам в длинном ГДД.

На рис.6.14 приведены зависимости параметров  $f_r$  и  $f_t$  от относительного эксцентриситета для различных значений параметров  $\bar{\delta}_s$  и безразмерного демпферного зазора  $\psi$ . Видно, что демпфирование в регулируемом ГДД при малых значениях критерия  $\varepsilon < 0,4$  значительно меньше, а для больших эксцентриситетов приближается к значениям, полученным по аналитическим зависимостям (табл.1.3) для длинного демпфера. Причем самая крутая характеристика изменения демпфирования (параметра  $f_t$ ) при варьировании по относительному эксцентриситету  $\varepsilon$  имеет место для  $\psi=0,0018$  при значении параметра  $\bar{\delta}_s = 0,6$ . Однако при уменьшении параметра  $\bar{\delta}_s$  сужается диапазон варьирования по относительному эксцентриситету  $\varepsilon$  (амплитуде колебаний ротора в опоре), так как он ограничен значением  $\bar{\delta}_s$ .

Следовательно, при выборе параметров регулируемого ГДД необходимо решать оптимизационную задачу определения диапазона регулирования совместно с задачей динамики ротора.

С целью исключения при прохождении резонансов посадки втулки вибратора на выступы упругого кольца как на ограничитель колебаний необходимо определять амплитуду колебаний втулки вибратора на критических оборотах. Только после этого можно окончательно принимать решение о выборе значений

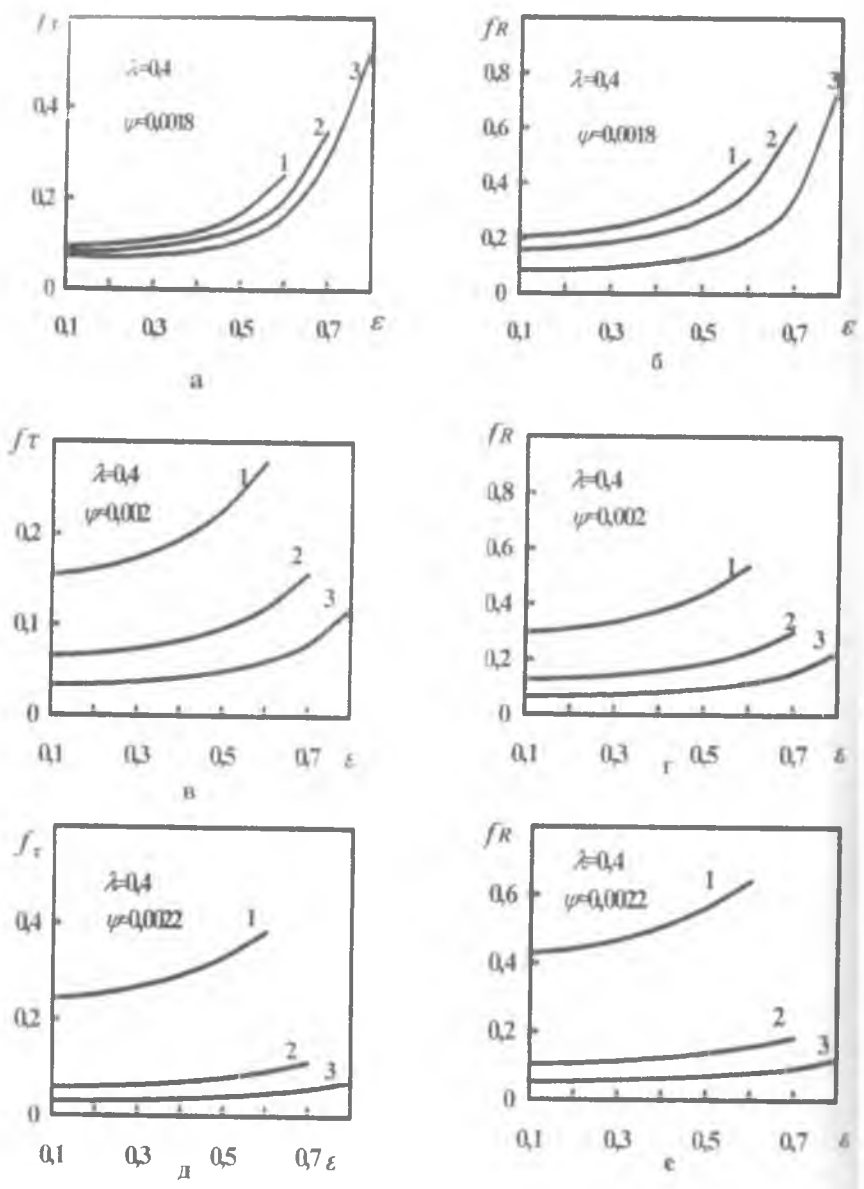


Рис. 6.14 Зависимости относительных составляющих  $f_\tau$  и  $f_R$  от  $\epsilon$   
 1 -  $\bar{\delta}_s = 0,6$ ; 2 -  $\bar{\delta}_s = 0,7$ ; 3 -  $\bar{\delta}_s = 0,8$



однако при значениях параметра  $\Pi > 5 \cdot 10^2$  демпфирование достигнет устойчивого максимума, а при  $\Pi < 5 \cdot 10^2$  устойчивого минимума (см. рис. 3.11, б). Таким образом, эффективное регулирование в ГДД с торцовыми щелями обеспечивается в области  $5 \cdot 10^{-2} < \Pi < 5 \cdot 10^2$ .

Угол наклона торцевой щели  $\alpha$  является параметром, от которого зависит область регулирования демпфирования, поэтому он выбран в качестве критерия оптимизации конструкции демпфера. В реальных конструкциях  $L_s/R = 0,02 \dots 0,4$ , следовательно, на рабочем режиме ( $\varepsilon \approx 0,1$ ) при  $\alpha > 60^\circ$  согласно уравнению (6.51) реализуются значения  $\Pi < 5 \cdot 10^2$ , а на резонансе ( $\varepsilon \approx 0,8$ ) при  $\alpha < 35^\circ$  величины  $\Pi > 5 \cdot 10^2$ , поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением интервала углов  $35^\circ < \alpha < 60^\circ$ .

В методике расчета ГДД с наклонными торцовыми щелями используется теоретическая модель демпфера конечной длины, учитывающая подвод смазки через питающие отверстия и канавку. Решая уравнение (6.44) с учетом граничных условий (6.45), (6.46), (6.48) численно с помощью метода конечных разностей, получаем распределение давления в демпферном зазоре. Составляющие гидродинамической силы определяются согласно методике, описанной выше.

На рис. 6.16. а и б приведены зависимости составляющих гидродинамической силы от относительного эксцентриситета при различных углах наклона торцевой щели и отсутствии питающей канавки.

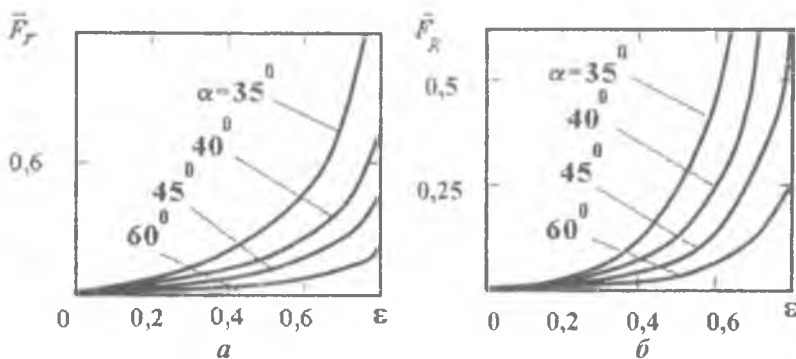


Рис. 6.16. Зависимости безразмерных сил от критерия  $\varepsilon$

Видно, что с уменьшением угла  $\alpha$  составляющие гидродинамической силы возрастают.

На рис. 6.17, а...е показаны зависимости составляющих гидродинамической силы от относительного эксцентриситета для трех типов демпферов. Эффективность регулируемого демпфера

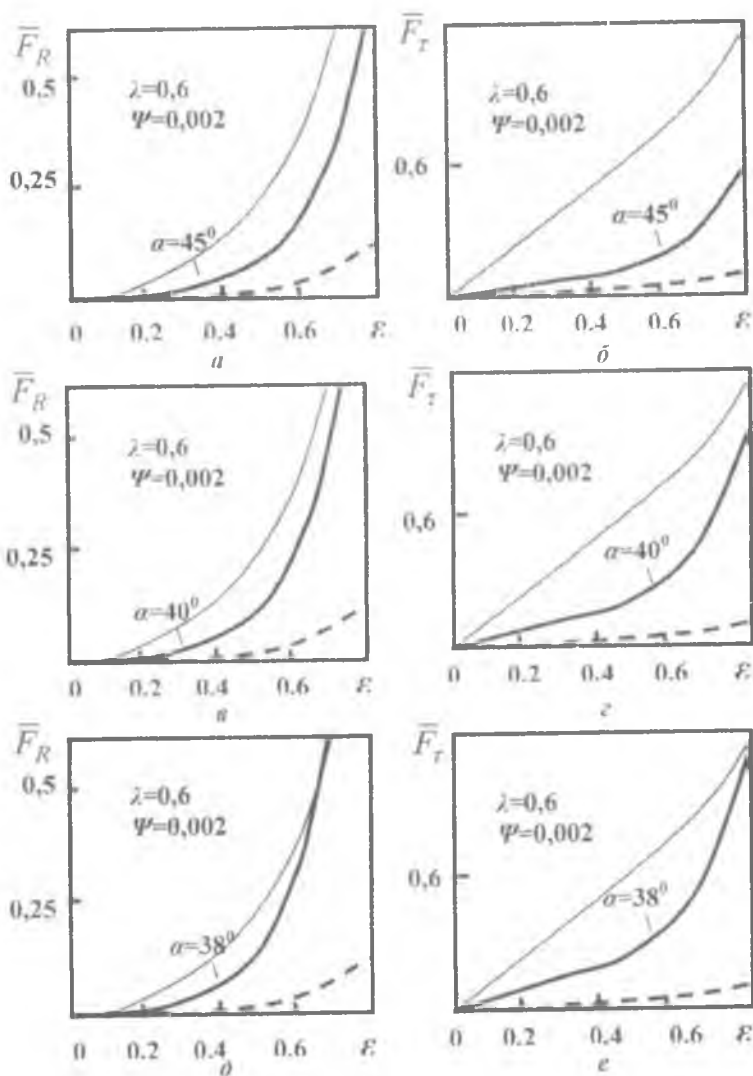


Рис.6. 17. Зависимости безразмерных составляющих  $\bar{F}_R$  и  $\bar{F}_\tau$  гидродинамической силы от относительного эксцентриситета  $\varepsilon$  для различных типов демпферов:

— — — — — длинный; - - - - - короткий; — — — — — регулируемый

с наклонными торцовыми щелями и подводом смазки через питающие отверстия, оценивалась сравнением его динамических характеристик с характеристиками короткого и длинного ГДД. Из графиков видно, что регулируемый ГДД с торцовыми щелями наиболее эффективен при значениях угла  $\alpha \cong 38^\circ$ , так как при малых эксцентриситетах ( $\varepsilon \cong 0,1$ ) его демпфирование (тангенциальная составляющая гидродинамической силы) соответствует короткому демпферу, а при больших значениях ( $\varepsilon \cong 0,7 \dots 0,8$ ) приближается к значениям длинного ГДД.

На основании проведенных теоретических исследований и конструкторских проработок была показана возможность активного регулирования демпфирующих и жесткостных характеристик ГДД с помощью различных регуляторов расхода с обратной связью гидравлического и механического типов. Также показана возможность пассивного регулирования демпфирования в гидродинамическом демпфере с внутренним управлением по относительному смещению и обратной связью механического типа. Такой метод регулирования значительно проще реализуется на практике в реальных конструкциях.

Результаты, приведенные в настоящей главе, позволят обоснованно выбрать тип и параметры регулируемого ГДД для опор роторов авиационных ГТД и ТНА ЖРД.

При конструировании и расчетах ГДД возникают вопросы, связанные с выбором конструкционных материалов, их свойствами, а также характеристиками рабочих жидкостей. Сведения о наиболее часто употребляемых материалах и смазках приведены в следующей главе.

## 7. Материалы и смазки, применяемые в ГДД

Материалы для деталей ГДД выбираются в зависимости от условий работы. Гидродинамическая сила, возникающая в ГДД, может достигать десятков килоньютонов. При этом втулка вибратора 1 (см. рис. 1.3,б) в процессе работы испытывает значительные напряжения смятия в месте контакта с деталями 4, фиксирующими ее от проворота. Поэтому втулка вибратора изготавливается из высокопрочной стали. В зависимости от требований по твердости поверхности, антикоррозийности, жаропрочности применяют следующие типы сталей — улучшаемую 38ХА, азотируемую 38Х2МЮА, цементируемую 13Х8НВМ2Ф (ВКС-4), жаропрочную 15Х16Н2АМ (ЭП-479). Необходимо исключить влияние температуры на величину демпферного зазора в процессе работы. Поэтому втулка вибратора 1 и втулка статора 2 обычно выполняются из одинаковой стали или из материала с близкими коэффициентами линейного расширения.

Необходимо также учитывать, что, как правило, корпус демпфера (стакан 3 на рис. В. 1) запрессовывается в корпус опоры 4, и в процессе работы посадка не должна нарушаться. Корпус опоры 4 компрессора изготавливается из литейных алюминиевых сплавов АЛ-4 или АЛ-5. Если температура не превышает 200°С, то можно применять магниевый сплав МЛ-9. Для корпуса опоры турбины применяют стали 12Х18Н9Т или 12Х18Н10Т.

Фиксирующие элементы в демпфере (шпонки, штифты (позиция 4 на рис. 1.3,б), крышки) могут быть выполнены из стали 15Х16Н2АМ (ЭП-479). Упругие элементы демпферов типа “беличье колесо” (например, деталь 3 на рис. 1.6,а), кольцо с выступами типа Аллисона (деталь 2 на рис. 1.6,и) испытывают большие знакопеременные напряжения, поэтому для их изготовления применяют стали 30Х13, 95Х18.

Из этих же материалов делают уплотнительные металлические разрезные кольца типа «поршневых» (детали 6 на рис. 1.3,г и д). Уплотнительные кольца (деталь 1 на рис.1.8,а) могут быть выполнены из маслостермостойкой резины ИРП-1287, ИРП-1316.

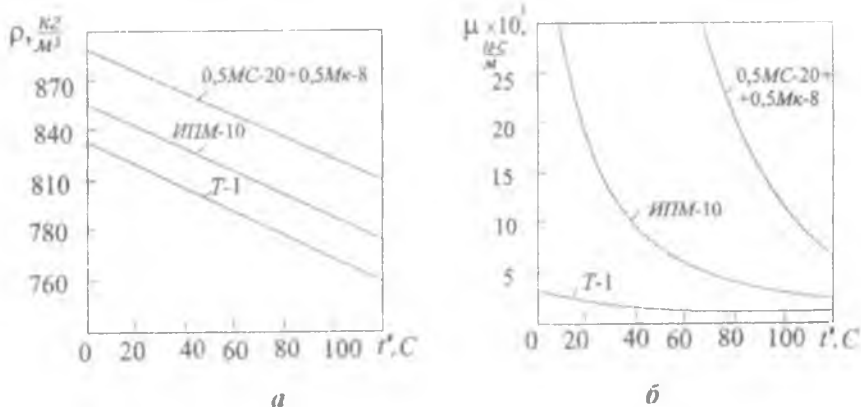
Данные о физических и механических свойствах сталей и сплавов приведены в табл.7.1

Физико-механические свойства материалов деталей ГДД Таблица 7.1

Материал	t, °С	$\sigma_b$ , МПа	$\sigma_{0.2}$ , МПа	$\delta_5$ , %	$\psi$ , %	$\sigma_s$ , МПа	E·10 <sup>5</sup> , МПа	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\alpha$ ·10 <sup>6</sup> , (20÷100)°С	Термообработка
13ХЗНВМ2Ф (ВКС-4)	20	1450	1210	14	60	940	2	7970	12,1	Цементация при 1030°С с закалкой в масле. Отпуск 5-кратный при 530°С. НRC=58
38ХА	20	1050	950	13	—	500	2	7800	12,7	Закалка с 860°С в масле, Отпуск при 120°С. Охлаждение в воде
38Х2М10А	20	980	870	19	50	520	2	7650	11,0	Закалка с 940°С. Азотирование при 500...560°С
15Х16Н2АМ (ЭП-479)	20	1100	850	12	50	520	1,94	7740	10,5	Закалка с 1040°С в масле или на воздухе.
95Х18	20	2000	1900	2	10	600	1,94	7750	11,8	Отпуск при 560...600°С
30Х13	20	1750	1550	8	—	520	2			Закалка с 1050°С в масле. Отпуск при 150...370°С. НRC=55...60
12Х18Н9Т	20	620	280	41	63	—	1,88	7900	16,1	Закалка с 1050°С и отпуск при 150...370°С. НRC=48...53
АЛ-4	20	240	—	30	—	—	0,70	2650	21,7	Закалка с 1050°С на воздухе
МЛ-9	20	250	120	6	8	6	0,43	1760	27,7	Закалка с 535°С 2...6 ч, охлаждение в воде. Старение при 175°С на воздухе 10...15 ч
										Закалка с 540°С в течение 8...12 ч на воздухе. Старение при 200°С в течение 6...12 ч

В качестве рабочей жидкости для ГДД, как правило, используется масло, применяемое в газотурбинных двигателях для смазки подшипниковых узлов. Для авиационных ГДД — смесь ИПМ-10, для двигателей газоперекачивающих установок — смесь масел 50% МС-20 и 50% МК-8. В ТНА ЖРД в качестве рабочей жидкости используются компоненты топлива (например, керосин Т-1).

Для расчета гидродинамической силы в демпфере необходимо знать плотность жидкости и ее вязкость. Плотность  $\rho$  [кг/м<sup>3</sup>] — это масса жидкости в единице объема. В большинстве случаев жидкость практически несжимаема, поэтому будем считать плотность не зависящей от давления. Графики зависимости плотности рабочих жидкостей ГДД от температуры приведены на рис. 7.1,а.



7.1. Зависимости параметров рабочих жидкостей от температуры

Вязкость характеризует способность жидкости сопротивляться сдвигу или скольжению ее слоев. Согласно гипотезе Ньютона касательные напряжения в жидкости при ламинарном течении прямо пропорциональны поперечному градиенту скорости  $\tau = \mu_0 (dV/dy)$ , где  $\mu_0$  [(Н·с)/м<sup>2</sup>] — динамический коэффициент вязкости;  $dV/dy$  — поперечный градиент скорости. Наряду с коэффициентом динамической вязкости  $\mu_0$  еще применяют и так называемый коэффициент вязкости

$$\nu = \mu_0 / \rho \quad [\text{м}^2/\text{с}]$$

единицы измерения кинематической вязкости  $\text{ст} = 1 \text{ см}^2/\text{с}$  или его сотую долю — сантистокс (сст).

$\approx 1 \text{ см}^2/\text{с}$ ) или его сотую долю – сантистокс (сст).

Вязкость жидкости зависит слабо от давления, но значительно от температуры.

Зависимости динамического коэффициента вязкости некоторых рабочих жидкостей от температуры представлены на рис.7.1,б. Физические свойства рабочих сред содержатся в [59]. Для смеси ИПМ-10, которая широко используется в качестве рабочей жидкости для гидродинамических демпферов опор роторов авиационных ГТД теплофизические свойства приведены на рис.7.2.

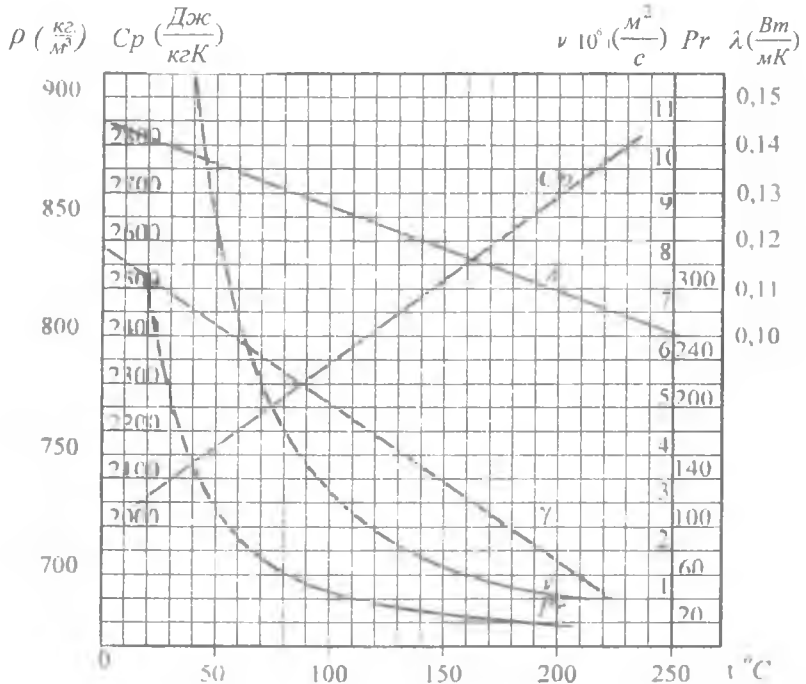


Рис. 7.2. Зависимости теплофизических свойств смеси ИПМ-10 от температуры

Приведенные в данной главе сведения, помогут конструкторам выбрать необходимые для ГДД материалы и смазки, а также использовать теплофизические свойства смазок и механические свойства материалов для расчетов при проектировании демпферов опор роторов турбомашин авиационных и ракетных двигателей.

## Список литературы

1. А.с. 1590758 СССР. Двусторонняя радиально-осевая демпфирующая опора / В.Б.Балякин, М.В.Кийкова, Д.Е.Чегодаев (СССР). - № 4621903/25-28; Заявлено 17.12.88; Оpubл.07.09.90.
2. А.с. 1000625 СССР. Демпфер / А.И.Белоусов, И.Д.Эскин, Д.К.Новиков (СССР). - № 2575869/25-28; Заявлено 01.02.78; Оpubл. 28.02.83.
3. А.с. 1236222 СССР. Демпфер опор роторов / В.П.Стукалов, Д.К.Новиков, В.Б.Балякин (СССР). - № 3522471/25-28; Заявлено 15.12.82; Оpubл.07.06.86.
4. А.с. 1455817 СССР. Демпфер опор / В.Б.Балякин, А.И.Белоусов, М.А.Караблин, Д.К.Новиков (СССР). - № 4275892/25-28; Заявлено 12.05.87; Оpubл. 01.10.88.
5. А.с. 1567816 СССР. Демпфер опор роторов / В.Б.Балякин, Д.К.Новиков, И.Н.Рыжинский, В.П.Стукалов, А.И.Белоусов (СССР). - № 4453503/25-28; Заявлено 04.07.88; Оpubл.30.05.90.
6. А.с. 187454 СССР. Демпфер / А.С.Красников и др (СССР). Заявлено 1.09.65. Оpubл. 19. 03.66.
7. А.с. 207585 СССР. Демпферный подшипник скольжения / Я.И.Куфман (СССР). Заявлено 1.07.66. Оpubл. 21.04.68.
8. А.с. 369312 СССР. Гидравлический демпфер изгибных колебаний вала / В.И.Воропаев и др (СССР). Заявлено 11.01.71. Оpubл. 06.08.73.
9. А.с. 443214 СССР. Гидростатическая упруго-демперная опора / А.И.Белоусов и др (СССР).- Заявлено 29.05.72; Оpubл. 15.09.74.
10. А.с. 565550 СССР. Гидравлический демпфер / Р.И.Исаев и др (СССР).- Заявлено 12.04. 75; Оpubл. 03. 06. 77.
11. А.с. 775470 СССР. Демпфирующее устройство опор роторов турбомашин / А.И.Белоусов, И.Д.Эскин, Д.К.Новиков (СССР). - № 2553542/25-28; Заявлено 09.12.77; Оpubл.30.10.80.
12. А.с. 860566 СССР. Гидродинамический демпфер / И.Д.Эскин, А.И.Белоусов, Д.К.Новиков, П.Д.Вильнер, М.А.Емельянов, В.Н.Снигирев (СССР). - № 2792110; Заявлено 09.07.79; Оpubл. 04.05.81.
13. А.с. 92235 СССР. Демпфер / И.Д.Эскин, Д.К.Новиков (СССР). - № 2488472/25-28; Заявлено 23.05.77; Оpubл. 23.04.82.

14. А.с. 983340 СССР. Упруго-демпферная опора / И.Д.Эскин, Д.К.Новиков, В.В.Сатосов (СССР). - № 3009924/25-28; Заявлено 24.11.80; Опубл.23.12.82.

15. А.с. 983341 СССР. Гидродинамический демпфер опор роторов / Д.К.Новиков, М.А.Емельянов, И.Д.Эскин, В.Н.Снигирев (СССР). - № 2890288/25-28; Заявлено 05.03.80; Опубл. 23.12.82.

16. А.с. 464132 СССР. Опора высокооборотного вала / Байяр Г. (Франция). - Заявлено 30.05.69; Опубл.14.07.75.

17. А.с.1161734 СССР. Гидродинамический демпфер / А.И.Белоусов, Д.К.Новиков, В.Б.Балякин, С.В.Фалалеев (СССР). - № 3669611; Заявлено 24.10.83; Опубл. 15.06.85.

18. А.с. 1821587 СССР. Гидродинамический демпфер / А.И.Белоусов, Д.К.Новиков, И.П.Сидько (СССР). - № 4849134/28; Заявлено 09.07.90; Опубл.15.06.93.

19. А.с. 754141 СССР. Гидродинамический демпфер опор / А.И.Белоусов, И.Д.Эскин, Д.К.Новиков (СССР). - № 2599847/25-28; Заявлено 03.04.78; Опубл. 07.08.80.

20. А.с. 969076 СССР. Гидродинамический демпфер / Д.Е.Чегодаев, Д.К.Новиков, В.Б.Балякин (СССР). - № 3280006/25-28; Заявлено 28.04.81; Опубл. 22.06.82.

21. А.с. 1295081 СССР. Гидродинамический демпфер опор роторов / Д.Е.Чегодаев, В.Б.Балякин, С.В.Фалалеев, М.В.Кийкова (СССР). - № 389721/25-28; Заявлено 20.05.85; Опубл. 07. 03.87.

22. А.с. 1539423 СССР. Демпфер опор роторов турбин/ Д.Е.Чегодаев, В.Б.Балякин, С.В.Фалалеев, М.В.Кийкова (СССР).- № 4251541/25-28; Заявлено 17.03.87; Опубл. 30. 01.90.

23. А.с. 1661497 СССР. Гидродинамическая опора / В.Б.Балякин, М.Е.Проданов, Д.Е.Чегодаев, С.М.Штейнберг (СССР). - № 4600712/27; Заявлено 01.11.88; Опубл. 07.07.91.

24. А.с. 1567815 СССР. Гидродинамический демпфер/ В.Б.Балякин, А.И.Белоусов, С.В.Фалалеев (СССР).- № 4343911/25-28; Заявлено 15.12.87; Опубл. 30.05.90.

25. А.с. 1488572 СССР. Опорный узел насоса / В.Б.Балякин, Д.Е. Чегодаев, М.В.Кийкова, С.В.Фалалеев (СССР). - № 4326137/25-29; Заявлено 09.11.87; Опубл. 23.06.89.

26. А.с. 1683379 СССР. Способ гидромеханического демпфирования и гидромеханический демпфер / В.Б.Балякин, М.Е.Проданов, С.Н.Мелентьев, Д.Е.Чегодаев (СССР).- № 4463260/28; Заявлено 19.07.88; Опубл. 08.06.91.

27. А.с. 1778431 СССР. Радиально – упорная упругодемпферная опора / В.Б.Балякин, С.В.Карпов, Д.Е.Чегодаев (СССР). - № 4802939/28; Заявлено 16.03.90; Опубл. 01.08.92.

28. Айрапетов Э.Л., Косарев О.И. Зубчатые муфты. - М.: Наука, 1982. – 128с.

29. Акц. заявка 60-20604. Япония. МКИ F16F 27/00. Подшипниковая опора. Опубл. 12.06.85.

30. Акц. заявка. 57-17022. Япония. МКИ F16F 27/00. Упругий демпфирующий подшипник. Опубл. 17.03.82.

31. Алабужев П.М., Минкевич Л.М.. Основы теории подобия и моделирования.- Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1966.-83с.

32. Анализ работы гидродинамического демпфера свободной турбины изделия НК-12СТ в условиях эксплуатации: Отчёт о НИР (промежуточный) / Куйбышев. авиац. ин-т; Рук. Белоусов А.И. Тема 188-1; инв. № 9013. - Куйбышев, 1990. - 16с.

33. Андрейченко И.Л., Пыхтин Ю.А. Выбор структуры расчетной модели при исследовании изгибных колебаний системы роторов и корпусов газотурбинного двигателя. // Тез. докл. XXII Всесоюзного научного совещания по проблемам прочности двигателей. – М., 1988. - С.8.

34. Андрейченко К.П. К теории демпферов с тонкими слоями жидкости // Машиноведение. - 1978. - №1. - С.69-75.

35. Артеменко Н.П. Приближенная оценка влияния конвективных членов инерции на несущую способность высокоскоростных гидростатических опор // Исследование и проектирование гидростатических опор и уплотнений быстроходных машин: Сб. науч. тр. - Харьков, 1976. - Вып.3. - С.10-17.

36. Бавыкин В.И., Вильнер П.Д., Курушин М.И. Определение изгибающего момента в шлицевом соединении при перекосе // Авиационная промышленность. - 1966. - №9. - С.57- 66.

37. Балякин В. Б., Новиков Д.К., Россеев Н. И., Медведев С. Д. Оценка эффективности эксплуатации НК-12СТ // Газовая промышленность. - 2001. -№ 5.- С.54-55.

38. Балякин В.Б., Белоусов А.И., Чегодаев Д.Е. Принципы управления регулируемых гидродинамических демпферов // Авиационная промышленность.- 1988.- №4.- С.28-29.

39. Балякин В.Б. Экспериментальное исследование границ применения методик расчета гидродинамических демпферов // Изв. вузов. Авиационная техника. - 2001.- № 1.- С.34-38.

40. Балякин В.Б., Белоусов А.И., Люлев А.И. Исследование сложной динамической системы ротор – опора - корпус газотурбинного двигателя с помощью многомассовых реологических моделей // Изв. Самарского центра Российской академии наук. - 2002. - № 2. - С.90-98.

41. Балякин В.Б., Зырянов А.А., Новиков Д.К. Создание методик расчёта гидродинамических демпферов, учитывающих разрыв смазочного слоя рабочей жидкости / Куйбышев. авиац. ин-т.- Самара, 1995. - Деп. в ВИНТИ 18.07.95, №2183-В95.

42. Балякин В.Б., Новиков Д.К., Рыжинский И.Н., Стукалов В.П. Вибрационная доводка двигателя НК-12СТ // Авиационная промышленность. – 1990. -№8. – С.15-17.

43. Бейзельман Р.Д., Цыпкин Б.В., Перель Л.Я. Подшипники качения. Справочник. - М.: Машиностроение, 1967. - 563с.

44. Бейзельман Р.Д., Цыпкин Б.В., Перель Л.Я. Подшипники качения. Справочник. - М.: Машиностроение, 1975. - 575с.

45. Белоусов А.И, Балякин В.Б, Новиков Д.К. Особенности проектирования гидродинамических демпферов роторов водородных насосов // «СИНТ-01»: Сб. трудов / I Международная научно-техническая конференция.- Воронеж, 2001. - С.311–319.

46. Белоусов А.И. Гидродинамика втулочных неоднородных дросселей из материала МР// Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. - Куйбышев, 1983. - С.19-24.

47. Белоусов А.И., Балякин В.Б., Новиков Д.К. Экспериментальное исследование распределения давления в слое смазки “короткого” гидродинамического демпфера // Трение и износ. - 1985. - Т.6. - №4. - С.648-652.

48. Белоусов А.И., Балякин В.Б., Равикович Ю.А. Исследование характеристик коротких гидродинамических демпферов опор роторов авиационных двигателей с учетом турбулизации рабочей жидкости в демпферном зазоре // Изв. вузов. Авиационная техника. - 1983.- №1. - С.20-23.

49. Белоусов А.И., Новиков Д.К. Выбор типа гидродинамического демпфера для опор роторов ГТД // Изв. вузов. Авиационная техника. - 1986. - №3. - С.7-11.

50. Белоусов А.И., Новиков Д.К., Балякин В.Б. Гидродинамические демпферы опор роторов турбомашин: Учеб. пособие / Куйбышевский авиац. ин-т. Куйбышев.- 1991.- 94с.

51. Белоусов А.И., Новиков Д.К., Эскин И.Д. Теория гидродинамических демпферов с цилиндрической и торцовыми щелями // Изв. вузов. Авиационная техника. - 1981. - №3. - С.16-22.
52. Биргер И.А. Расчет на прочность деталей машин. - М.: Машиностроение, 1993.- 639с.
53. Богачева А.В. Пневматические элементы систем автоматического управления. - М.: Машиностроение, 1966.-340с.
54. Богомолов А.И., Степанов П.А. Определение оптимальных передаточных функций систем амортизации // Изв. Вузов. Машиностроение. -1979. -№7. -С. 55-59.
55. Ботмен, Шарма. Экспериментальное исследование переходных процессов в демпферах с масляной пленкой // Энергетические машины и установки. - 1978. - №1. - С.34-49.
56. Ботмэн. Экспериментальное исследование демпферов с масляной пленкой для турбомашин // Энергетические машины и установки. – 1976.- №3. - С.107-115.
57. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов.- М.: Наука, 1980. - 975с.
58. Бургвиц А.Г., Завьялов Г.А. К интегрированию уравнений Прандтля для случая неустановившегося движения вязкой жидкости в слое смазки // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. – 1964.- №1.- С.155-158.
59. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. - М.: Наука, 1972.-720с.
60. Вибрации в технике. Колебания машин, конструкций и их элементов. Т. 3. - М.: Машиностроение, 1980. - 544с.
61. Веденякин Г.В. Общая методика экспериментального исследования и обработки опытных данных.-М.: Колос,1973.- с.196.
62. Гаврилов А.М. О расчете дискретных систем компенсации изгибных колебаний пластины // Борьба с шумом и звуковой вибрацией: Кн. - М.:Наука,1977.-С.41-47.
63. Гантер. Влияние упругих опор качения на реакции, вызванные дисбалансом ротора. Часть 1. Анализ линейной задачи // Проблемы трения и смазки. - 1970. - №1. - С.69-86.
64. Гантер, Баррет, Аллэр. Проектирование демпферов со сдвливаемой пленкой для авиационных двигателей // Проблемы трения и смазки. - 1977. - №1. - С.69-71.
65. Генкин М.Д., Елезов В.Г., Яблонский В.В. Методы управляемой виброзащиты машин. - М.: Наука,1985. - 240 с.

66. Генкин М.Д., Яблонский В.В. Активные виброзащитные системы // Виброизолирующие системы в машинах и механизмах: Кн.- М.: Наука, 1978.- С.3-11 .
67. Гриффин, Ричардсон, Яманами Исследование демпфирующего эффекта сжатой жидкостной пленки / Проблемы трения и смазки. - 1965. - №3.-С.23-32
68. Гродко Л.Н., Семина В.Ф., Стародубец И.Н. К расчету гидравлической демпферной опоры быстроходного вала // Вестник машиностроения. - 1978.-№2. - С.35-37.
69. Дмитриев В.Н., Градецкий В.Г. Основы пневмоавтоматики. - М.: Машиностроение, 1973.-158с.
70. Езикашвили О.С., Хачидзе Н.А., Цирекидзе А.Д. Сдавливание пленки несжимаемой смазки волнистостью шипа в многоклиновом гидродинамическом подшипнике скольжения // Сообщения АН ГССР. Машиноведение. - Т.75. - 1974.-№3. - С.669-672.
71. Жильников Е. П., Балякин В. Б. Влияние осевой силы на жесткость и долговечность радиально-упорного подшипника // Ракетно-космическая техника. Серия XII: Сб. науч. тр.- Самара, 2000.- Вып.1.- С. 132-141.
72. Зезин Н.Л. Динамика ротора на опорах качения с зазорами, заполненными маслом// Сб. трудов МАИ.- М., 1972. - Вып. 245. - С.54-65.
73. Иванова Н.Г. Влияние сил инерции смазки на характеристики подшипников скольжения / Развитие гидродинамической теории смазки подшипников быстроходных машин: Кн. - Издательство АН СССР - М.,1962. - С.174-206.
74. Ивович В.А. Переходные матрицы в динамике упругих систем. Справочник. - М.: Машиностроение, 1981. - 183с.
75. Изделие М21. Результаты испытаний двухопорного внутреннего вала с демпферами на двигателе ДТ-59: Технический отчет / Предприятие ЮТЗ "Заря". ОТ 255.102.207-83. - Николаев,1983.-57с.
76. Каннингхем. Вызванные дисбалансом установившиеся колебания гибкого ротора с тремя дисками, установленного на податливых демпфированных опорах // Конструирование и технология машиностроения. - 1978. - Т.100. - №3. - С.98-110.
77. Каннингхэм, Флеминг, Гантер. Расчет демпфера со сдавливаемой пленкой для многомассового ротора // Конструирование и технология машиностроения. - 1975. - №4. - С.246-253.

78. Капица П.Л. Устойчивость и переход через критические числа оборотов быстровращающихся роторов при наличии трения // Журнал технической физики. - 1939. - Т.9, Вып. 2. - С.1-37.

79. Кельзон А.С., Журавлев Ю.Н., Январев Н.В. Расчет и конструирование роторных машин. - Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1977. - 287с.

80. Коднир Д.С. Расчет грузоподъемности подшипников скольжения // Тр. ЦНИИТМАШ. - Т.13.-М.: Машгиз, 1948. - С.216-263.

81. Коловский М.З. Об управлении колебаниями механических систем// Машиноведение. - 1974. - №6. - С.12-17.

82. Константинеску В.Н. Анализ работы подшипников в турбулентном режиме // Техническая механика. - 1962. - №1. - С.168-176.

83. Константинеску В.Н. О влиянии инерционных сил в турбулентных и ламинарных самогенерирующихся пленках // Проблемы трения и смазки. - 1970. - №3. - С.101-111.

84. Колтыгин Е.В., Чегодаев Д.Е., Мулюкин О.П. Конструирование рабочих органов машин и оборудования из упругопористого материала МР. Ч.1: Учеб.- справ. пособие.- Самара: НПЦ "Авиатор", 1994. - 156с.

85. Колтыгин Е.В., Чегодаев Д.Е., Мулюкин О.П. Конструирование рабочих органов машин и оборудования из упругопористого материала МР. Ч.2: Учеб.- справ. пособие.- Самара: НПЦ "Авиатор", 1994. - 99с.

86. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. - М.: Наука, 1973. -832с.

87. Коровчинский М.В. Теоретические основы работы подшипников скольжения. - М.: Машгиз, 1959.- 403с.

88. Кристенсен, Тондер. Гидродинамическая смазка радиальных подшипников с шероховатыми поверхностями // Проблемы трения и смазки. 1973. -№2.- С. 53-62.

89. Кузано, Фанк. Исследование коэффициента передачи упругой опоры качения в демпфере со сдавливаемой пленкой и пористой обоймой // Проблемы трения и смазки. - 1977. - №1. - С.54-61.

90. Кузнецов Н.Д. Обеспечение надежности современных авиадвигателей // Проблемы надежности и ресурса в машиностроении: Сб. науч. тр.-М.: Наука, 1986. - С.51-68.

91. Кунин И.А. Гидродинамическая теория смазки упорных подшипников. - М.: Изд-во АН СССР (Сиб. Отд.), 1960.- 130 с.

92. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. - М.: Атомиздат, 1979. - 415с.
93. Лозидкий Л.П. и др. Авиационный двигатель Д-30 II серии. - М.: Машиностроение, 1980. - 423с.
94. Лончих П.А., Елисеев С.В. К динамике элементов активной цепи пневматической виброзащитной системы // Вибрационная защита и надежность приборов, машин и механизмов: Сб. науч. тр. -Иркутск. - 1973.- С.23-34.
95. Майоров Г.П. Вынужденные колебания роторных систем из-за несовершенств изготовления и сборки: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. - Москва, 1982.-22с.
96. Майрик мл., Райландер. Анализ вихревого движения и масляного биения гибкого ротора с использованием реалистической модели гидродинамических радиальных подшипников // Конструирование и технология машиностроения. - 1974. - №3. - С.160-168.
97. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на Фортране. - М.: Мир, 1977. - 584с.
98. Мармол, Вэнс. Характеристики демпфера со сдавливанием пленки для газотурбинных двигателей // Конструирование и технология машиностроения. - 1978. - Т.100. - №1. - С.141-149.
99. Марцинковский В.А. Гидродинамические характеристики цилиндрических целевых демпферов // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. - Куйбышев, 1976. - Вып. 3. - С.117-122.
100. Моухэн, Хан. Расчет демпфирующих опор со сдавливаемой пленкой для жестких роторов // Конструирование и технология машиностроения. - 1974. - №3. - С.160-168.
101. Нг, Пэн. Линеаризованная теория турбулентного течения смазки // Теоретические основы инженерных расчетов. - 1965. - №3. - С.157-173.
102. Некрасов Б.В. Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. - М.: Машиностроение, 1967.- 367с.
103. Новиков Д.К. Влияние конструкторско-технологических факторов на характеристики гидродинамических демпферов // Изв. вузов. Авиационная техника. - 2000. - №3. - С.72-73.
104. Новиков Д.К. Разработка динамических моделей роторов авиационных ГТД // Изв. вузов. Авиационная техника. - 1999. - №3. - С.79-82.

105. Новиков Д.К. Сравнение динамических характеристик коротких и длинных гидродинамических демпферов // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. - Куйбышев, 1979. - Вып. 6. - С.69-75.

106. Новиков Д.К., Балякин В.Б. Динамика ротора газотурбинного двигателя с гидродинамическими демпферами в опорах // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 1999. - №2. - С.28-34.

107.Новиков Д.К., Балякин В.Б., Клячин Ю.А., Кулагин С.И., Медведев С.Д. Снижение вибрации двигателя НК-12СТ при эксплуатации // Газовая промышленность. -1998. - №12 - С.36-37.

108. Новиков Д.К., Канунников П.И. Разработка модели гидродинамического демпфера (ГДД), учитывающей условия подачи смазки // Славянотрибо-5. Наземная и аэрокосмическая трибология – 2000. Проблемы и достижения: Доклад / Международный научно-практический симпозиум. - Рыбинск, 2000. - С.53-57.

109. Новиков Д.К., Канунников П.И. Влияние условий подачи смазки на характеристики ГДД // Труды 9 Международной научно-технической конференции.- Сумы,1999. - С.27-34.

110. Ньютон Д.К., Гулд Л.А., Кайзер Д.Ф. Теория линейных следящих систем. - М.: Физматгиз, 1961. - 342с.

111. Орлов П.И. Основы конструирования: Справочно-методическое пособие, ч.2. - М.: Машиностроение, 1988.- 543с.

112. ОСТ 1 10778-78. Упругие кольца с выступами (кольца Аллисона).-М.: Изд-во стандартов, 1978.

113. Пановко Я.Г. Введение в теорию механических колебаний. – М.: Наука, 1976. - 239с.

114. Пат. 1821586 СССР. Гидродинамический демпфер / М.А.Караблин, Д.К.Новиков, Д.И.Пильдес (СССР). - № 4848661/28; Заявлено 09.07.90; Опубл. 15.06.93.

115. Пат. 2111137 Великобритания. ГДД с упругими элементами в виде стержней. Подшипниковый узел.- Заявлено 22.10.80; Опубл. 05.07.81.

116. Пат. 1575568 ФРГ. Vorrichtung zur weichen bzw elastiken Lagerung der hochtourig Umlaufenden Wellen / К.Лечнер (ФРГ).- Заявлено 12.04.72; Опубл. 05.04.73.

117. Пат. 2154179 Россия. Свободная турбина газоперекачивающего агрегата/ В.Б.Балякин, С.Н.Кулагин, С.Д.Медведев, Д.К.Новиков, Н.И.Россеев, И.Н.Рыжинский.- № 99117817/ 06; Заявлено 18.08.99; Опубл. 10.08.00.

118. Пат. 2179666 Россия. Гидродинамический демпфер / В.В. Балайкин. - № 2000102428/ 28; Заявлено 31.01.00; Опубл. 20.02.02.
119. Пат. 4509804 США. Опора подшипника с амортизирующей прокладкой, работающей на сжатие / А. Клузман. - Заявлено 01.12.83; Опубл. 04.09.85.
120. Патир, Чжен. Модель усредненного течения для определения влияния трехмерной шероховатости на частичную гидродинамическую смазку // Проблемы трения и смазки. - 1978.- № 1.- С. 10-15.
121. Перель Л.Я. Подшипники качения. Справочник. - М.: Машиностроение, 1983. - 543с.
122. Планетарные передачи. Справочник / Под ред. В.Н. Кудрявцева и Ю.М. Кирдяшева. - М.: Машиностроение, 1977. - 536с.
123. Поддубный А.И. О совместном влиянии сдвиговых и напорных течений на характеристики несущего слоя смазки гидростатического подшипника // Исследование и проектирование гидростатических опор и уплотнений быстроходных машин: Сб. науч. тр. - Харьков, 1976. - вып.3. - С.35-46.
124. Подольский М.Е. Упорные подшипники скольжения. - Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1981.- 261 с.
125. Подшипники качения. Справочное пособие / Под ред. Н.А. Спицына и А.И. Спришевского. - М.: Машгиз, 1961. - 828с.
126. Подшипники с газовой смазкой / Под редакцией Грессема Н.С. и Пауэлла Д.И. - М.: Мир, 1966. - 423с.
127. Позняк Э.Л. Влияние масляного слоя в подшипниках скольжения на устойчивость и критические скорости высокооборотных роторов // Колебания валов па масляной пленке: Сб. науч. тр.- М., 1968. - С.10-38.
128. Позняк Э.Л. Исследование устойчивости движения роторов на подшипниках скольжения // Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение. - 1963. - №2. - С.102 - 119.
129. Пономарев Ю.К., Проничев Ю.Н., Чегодаев Д.Е., Вершигоров В.М., Кирилин А.Н. Многослойные демпферы двигателей летательных аппаратов. - Самара: Изд-во СГАУ, 1998. -234с.
130. Применение упруго-демпферных элементов в опорах роторов предприятия: Технический отчет / Предприятие п/я А1459; ОТ 255.102.017-88. - Николаев, 1988.-68с.
131. Пэн, Тоннесен. Эксцентричный режим работы демпфера со сдавливаемой пленкой // Проблемы трения и смазки. - 1978. - Т.100. - №3. - С.61-71.

132. Рабинович, Хан. Установившиеся характеристики вибрации гибких роторов, опирающихся на демпферы со сдвигаемой пленкой // Энергетические машины и установки. - 1977. - №4. - С.61-69.

133. Рабинович, Хан. Устойчивость гибких роторов, опирающихся на демпферы со сдвигаемой пленкой // Энергетические машины и установки. - 1977. - №4. - С.54-61.

134. Рой, Элрод. Влияние двусторонних поверхностных неровностей типа полос на несущую способность подшипников // Проблемы трения и смазки. - 1974. - №4. - С. 31-37.

135. Самсонов В.Н. Исследование влияния сил вязкого трения в поршневой опоре и свойств рабочего тела на динамические характеристики опор с внешним наддувом // Проектирование и доводка авиационных газотурбинных двигателей: Сб. науч. тр. - Куйбышев, 1983. - С. 155-160.

136. Самсонов В.Н., Ткаченко С.И., Черевань А.А. Опыт создания, проектирования и эксплуатации вспомогательного оборудования для вибрационных испытаний изделий РКТ // Сб. научно-технических статей по ракетно-космической тематике. Под ред. Козлова Д.И. - Самара, 2001. - С.227-233.

137. Самсонов В.Н., Токарев И.П. Выбор разгрузочного устройства для испытаний летательных аппаратов и двигателей // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр.- Куйбышев, 1979. - вып. 6. - С.80-85.

138. Самсонов В.Н., Чегодаев Д.Е. Исследование динамических характеристик некоторых типов опор с внешним наддувом// Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч.тр.- Куйбышев,1980.- вып. 7. - С.131-137.

139. Сергеев С.И. Демпфирование механических колебаний. - М.: Физматгиз, 1959. - 408 с.

140. Сергеев С.И. Динамика криогенных турбомашин с подшипниками скольжения. - М.: Машиностроение, 1973. - 303с.

141. Сидоренко А.В., Эскин И.Д. Теоретическое определение силы сопротивления короткого гидродинамического демпфера с уплотненными торцами с учетом инерции и турбулизации жидкости / Куйбыш. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1984.- 23с.- Деп. в ВИНТИ 1984, № 6356.

142. Силаев Б.М. О расчете прокачки жидкости для смазки и охлаждения подшипника // Вестник машиностроения. - 1981. - №9. - С.27-30.

143. Симандири, Хан. Влияние давления подачи смазки на виброизолирующую способность подшипников со сдавливаемой пленкой // Конструирование и технология машиностроения. - 1976. - №1. - С.86-97.
144. Скубачевский Г.С. Авиационные газотурбинные двигатели. - М.: Машиностроение, 1974. - 519с.
145. Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. - М.: ГИТЛ, 1955.- 519с.
146. Слезкин Н.А., Тарг С.М. Обобщенные уравнения Рейнольдса // ДАН СССР. - Том 54. - 1946. - С.205-208.
147. Соловьев П.А., Ризанский Ф.И., Пыхтин Ю.А. Виброизоляция корпуса двигателя Д-30 при помощи упругодемпферных опор // Авиационная промышленность. - 1967. - №10. - С.59-62.
148. Спришевский А.И. Подшипники качения. Справочник. - М.: Машиностроение, 1969. - 748с.
149. Сравнение эффективности различных демпферов на работающем изделии: Отчет о НИР / Предприятие п/я Р-6639; № 001.3544.- Куйбышев, 1976.- 85с.
150. Степанянц Л.Г. Учет инерционных членов в гидродинамической теории смазки // Груды Ленинградского политехнического института. - 1958.- № 198.
151. Стиффлер. Демпферы со сдавливаемой пленкой нагнетания смазки // Проблемы трения и смазки. - 1980. - Т.102, №1. - С.47-54.
152. Стрелков С. П. Введение в теорию колебаний. - М.: Наука. 1964. - 437 с.
153. Сун, Чжен. Первичные эффекты стоковской шероховатости в процессе гидродинамической смазки // Проблемы трения и смазки. -1977.- № 1.- С. 1-10.
154. Теория систем с переменной структурой/ Под ред. С. В. Емельянова. - М.: Наука, 1970. -592с.
155. Техническое описание двигателя Д-36.
156. Тондл А. Динамика роторов турбогенераторов. - Л.: Энергия, 1971, 387с.
157. Точность производства в машиностроении и приборостроении / под ред. Гаврилова - М.: Машиностроение, 1973. - 567с.
158. ТРДДФ RB 199 фирм Ролс-Ройс и Гурбоюнйон: Обзор ЦИАМ, 1976.- № 96.

159. Труды ЦИАМ им. П.И. Баранова, №206. - М.: Оборонгиз, 1952г. – 152с.

160. Феодосьев В.И. Сопротивление материалов. - М.: Наука, 1972.- 544с.

161. Францев В.К., Шерлыгин Н.А. Силовые установки самолетов ЯК-40 и М-15. - М.: Транспорт, 1981. - 231с.

162. Хан. Устойчивость и реакция на дисбаланс ротора, центрированного с помощью предварительного нагружения и опирающегося на гидродинамические радиальные подшипники со сдвигаемой пленкой // Проблемы трения и смазки. - 1979. - №2. - С.5-16.

163. Хронин Д.В. Теория и расчет колебаний в двигателях летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1970, 412с.

164. Хронин Д.В., Леонтьев М.К., Борздыко Е.В. Конструкция и проектирование упруго-демпферных опор роторов ВРД: Учеб. пособие / Московский авиац. ин-т. - Москва. - 1988. - 37с.

165. Хюбнер, Кирк, Буоно. Аналитическое и экспериментальное исследование устойчивости промежуточных демпферов на сдвигаемой пленке. Часть 1. Демонстрация неустойчивости // Энергетические машины и установки. - 1977. - №1. - С.53-60.

166. Цырлин А.Л. Динамика роторов двойкой жесткости // Динамика гибких роторов: Сб. науч. тр. - М.: Наука, 1972. - С.27-42.

167. Чегодаев Д.Е., Белоусов А.И. Общие свойства пневматических и гидравлических устройств управления как систем релаксационного демпфирования // Пневматические гидравлические устройства и системы управления: Доклад / X Междунар. Конф. «Яблona-86». - М.: Энергоиздат, 1986. - С.285-288.

168. Чегодаев Д.Е., Проданов М.Е., Штейнберг С.М. О выборе закона управления динамическими параметрами роторной системы // Динамические процессы в силовых и энергетических установках летательных аппаратов: Сб. науч. тр.- Куйбышев, 1988. - С.53-58.

169. Чернавский С.А. Подшипники скольжения. – М.: Машгиз, 1959. - 243с.

170. Чжоу, Сейбл. О влиянии шероховатости при гидродинамической смазке // Проблемы трения и смазки. - 1978. - № 2. - С.34-38.

171. Шакиров Ф.М., Балякин В.Б. Исследование динамики опоры ротора как многоуровневой системы с использованием реологических моделей // Ракетно-космическая техника. Серия XII: Сб. науч. тр.- Самара, 2001.- Вып.1.- С.117-132.

172. Шарма, Ботмен. Экспериментальное исследование стационарных характеристик демпферов с масляной пленкой // Конструирование и технология машиностроения. - 1978. - Т.100, №2. - С.9-14.
173. Шварц . Фрикционный нагрев шарикоподшипников с осевой нагрузкой // Проблемы трения и смазки. - 1970. - № 1. - С.121-130.
174. Эскин И.Д. Конструкция демпферов и контактных уплотнений опор роторов авиационных ГТД: Учеб. пособие / Под ред. А.И. Белоусова; Куйбышев. авиац. ин-т. - Куйбышев. - 1984. - 45с.
175. Эскин И.Д., Новиков Д.К. Определение характеристик гидродинамического демпфера с цилиндрической и торцовыми щелями / Куйбышев. авиац. ин-т. – Куйбышев, 1983. - 29с. Деп. в ВИНТИ 29.04.83, № 2268-83.
176. Эскин И.Д., Новиков Д.К. Приближенная теория длинных гидродинамических демпферов с учетом конвективных членов инерции и турбулизации жидкости / Куйбышев. авиац. ин-т. – Куйбышев, 1982. - 35с. Деп. в ВИНТИ 7.09.82, № 4777-82.
177. Эскин И.Д., Новиков Д.К. Уточненная теория гидродинамических демпферов / Куйбышев. авиац. ин-т. – Куйбышев, 1982. - 37 с. Деп. в ВИНТИ 22.04.1982, № 1962-82.
178. Эскин И.Д., Новиков Д.К., Балякин В.Б. Динамические характеристики длинных гидродинамических демпферов с учетом посадки на ограничитель колебаний // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. - Куйбышев, 1980. - Вып. 7. - С.155-160.
179. Эскин И.Д., Павлов Г.В. Вынужденные колебания жесткого несбалансированного ротора на упругодемпферных опорах с длинным гидродинамическим демпфером / Куйбышев. авиац. ин-т., Куйбышев, 1984.- 53с.- Деп. в ВИНТИ 25.05.84, № 3707-84.
180. Arauz G.L., Luis San Andres. Effect of a Circumferential Feeding Groove on the Dynamic Force Response of a Short Squeeze Film Damper // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1994. - V.116, April. - P.369-377.
181. Aviation Week and Space Technology, 1981. - 28 Sept. - P.29.
182. Aviation Week and Space Technology, 1967. - 6 Feb.- P.39.
183. Bhattacharyya K., Dutt J.K. Unbalance Response and Stability Analysis of Horizontal Rotor Systems Mounted on Nonlinear Rolling Element Bearing With Viscoelastic Supports // Transactions of the ASME. Journal of Vibration and Acoustics. - 1997. - V.119, October. - P.539-544.

184. Black H.F. Empirical Treatment of Hydrodynamic journal bearing performance in the superlaminar regime // Journal of Mechanical Engineering Science. - 1970. - V.12. №12. - P.116-122.

185. Brown P.F. Bearing and damper for advanced jet engines // SAE Preprints. - s.a. №700318. - P.12.

186. Chen P.Y.P., Hahn E.J. Pressure Distribution in Squeeze Film Dampers with oil hole feed // Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers. Part J. Journal of Engineering Tribology. - 1994. - V.208, №J2. - P.105-113.

187. Chiao-Ping Ku, Tichy J. A. Application of the  $k-\epsilon$  Turbulence Model to the Squeeze Film Damper // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1987. - V.109, January. - P.164-168.

188. Cookson R.A., Kossa S.S. The effectiveness of Squeeze film damper bearings supporting flexible rotors without a centralising spring // Journal of Mechanical Engineering Science. - 1980. -V.22, №5. - P.313-324.

189. Cookson R.A., Kossa S.S. Theoretical and experimental investigation into the effectiveness of squeeze-film damper bearings without a centralizing springs // Vibr. Rotating Mach. 2-nd Int. Conf., Cambridge. London, 1980. - P.359-366.

190. Cooper S. Preliminary investigation of oil film for the control of vibration // Institution of Mechanical Engineers (England). Lubrication and Convection. - 1963.- Paper 28.- P.123-131.

191. Ellis J., Roberts J.B., Ramli M.D. The Experimental Determination of Squeeze Film Dynamic Coefficients Using the State Variable Filter Method of Parametric Identification // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1989. - V.111, April. - P.252-259.

192. Ellis J., Roberts J.B., Hosseini Sianaki A. The Complete Determination of Squeeze Film Linear Dynamic Coefficients From Experimental Data // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1990. - V.112, October. - P.712-724.

193. Feng N.S, Hahn E.J. Effects of Gas Entrainment on Squeeze Film Damper Performance // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1987. - V.109, January. - P.149-154.

194. Goggin D., Scharrer J., Beatty R. Hydrostatic Damper for the Space Shuttl Main Engine High Pressure Oxidizer Turbopump // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1990.- V.112, № 1.- P.141-146.

195. Gumbel L., Everling E. Moughsblatten Berliner Bezisver // VDI. - 1917. - Vol.5. - P.87-104.

196. Hahn E.J., Mc. Lean L. The transient response of a balanced rigid rotor running in squeeze-film supported journal bearings // Topics Fluid Film bear. and Rotor Bear. Syst. Des. and Optimiz. Dez. Eng. Conf. III, Chicago, 1978. - P.203-229.
197. Hahn E.J. Squeeze-film bearings as vibration isolators for unbalanced rigid rotors // ASLE Tribology Transaction. - 1981. - V.24, №2. - P.239-245.
198. Hahn E.J., Chen P.Y. Harmonic Balance Analysis of General Squeeze Film Damped Multidegree of Freedom Rotor Bearing Systems // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1994. -V.116, July. - P.499-507.
199. Harnoy A. Squeeze Film Flow of Elastic Fluids at Steady Motion and Dynamic Loads // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1987. - V.109, October. - P.691-695.
200. Hashimoto H. Viscoelastic Squeeze Film Characteristics With Inertia Effects Between Two Parallel Circular Plates Under Sinusoidal Motion // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1994, January. - V.116. - P.161-166.
201. Hashimoto H. Squeeze Film Characteristics Between Parallel Circular Plates Containing a Single Central Air Bubble in the Inertial Flow Regime // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1995. - V.117, July. - P.513-518.
202. Hibner D.H. Dynamic Response of Viscous-Damped Multi-Shaft Jet Engines // J. Aircraft.-1975. - Vol. 12, № 4. - P.305-312.
203. Holmes R. Research note: the non-linear performance of Squeeze-film Bearings // Journal Mechanical Engineering Science. - 1972. - V.14, №1. - P.74-77.
204. Holmes R., Dede H. Dynamic pressure determinations in a squeeze-film damper // Vibr. Rotating Mach. 2-nd Int. Conf., Cambridge, London, 1980. - P.71-75.
205. Jongmin Kang, Zhaoshun Xu, Adnan Akay. Inertia Effects on Compressible Squeeze Films // Transactions of the ASME. Journal of Vibration and Acoustics. - 1995. - V.117, January. - P.94-103.
206. Li-Tang Van, Oi-Hand Li. Experiments on the Vibration characteristics of a rotor with flexible, damped support // Transaction of the ASME. Journal of Engineering Power - 1981. - V.103, №1. - P.174-179.
207. Luis A. San Andres. Analysis of Short Squeeze Film Dampers With a Central Groove // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1992. - V.114, October. - P.659-665.

208. Lund J. V. A Theoretical Analysis of Whirl Instability and Pneumatic Hammer for a Rigid Rotor in Pressurized Gas Journal Bearings // Transaction of the ASME. Journal of Lubrication Technology. - 1967. - Vol. 87, № 2. - P.154-166.
209. Magge N. Philosophy, Design and Evolution of Soft- Mounted Engine Rotor Systems // Aircraft. - 1975. - Vol.12, №4. - P.318-324.
210. Moore D.F. A Review of squeeze film // Wear. - 1965. - Vol.8. - P.245- 252.
211. Marui E., Kato S., Matsubayashi T., Kobayashi A., Senda S., Ozawa H. On the Squeeze Effect of Lubricant Between Two Rough Surfaces // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1987. - V.109, October. - P.696-703.
212. Matthew G.E. Solving Subsynchronous whirl in the high pressure hydrogen turbomachinery of SSME // Journal Spacecraft. - 1980. - Vol. 17, №3. - P.208-218.
213. Nelson C.C. The effect of turbulence and fluid inertia on a squeeze film bearing damper. - AIAA /ASME 16th Joint Prop. Conf., 1980.- P.1262-1269.
214. Pat. 1284602 GBR, F2A. Improvements in bearing assemblies / Snell L. (GBR). - Заявлено 08.05.70; Опубли. 09.08.72.
215. Pat. 1130296 GBR. F2A. Vibration damping device / Goss A., Bill A. (GBR) - Заявлено 07.03.67; Опубли. 16.10.68.
216. Pat. 2171153 GBR. F16 c27/04. Bearing for rotary machines / Ishikawajama, Harimajukodye, Kabushiki, Kaisha (Japan). - Заявлено 20.08. 86; Опубли. 21.10.87.
217. Pat. 3158413 USA. U.S.Cl. 308-35. Bearing assembly / Tomas S. (USA). - Опубли.22.06.62.
218. Pat. 3332726 USA. Bearing assembly / Cooper S. (USA). - Заявлено 24.03.65; Опубли. 25.07.67.
219. Pat. 3357757 USA. НКИ 308-26. Turbine bearing assembly / Walton M., Castic D., Cooper S. (USA). - Заявлено 11.01.65; Опубли. 12.12.67.
220. Pat. 3456992 USA. U.S.Cl. 308/9. Vibration damping device / Kylina M. (USA). - Заявлено 07.04.67; Опубли. 22.07.69.
221. Pat. 3495885 USA. Hydrodynamic sliding bearing / Muifderman E. - Заявлено 31.05.67; Опубли. 14.11.69.
222. Pat. 3652139 USA. U.S.Cl. 308/187. Vibration damping apparatus / James M. (USA). - Заявлено 27.05.70; Опубли. 28.03.72.

221. Pat. 456672 USA. U.S.Cl. 308-26. Shaft damping arrangement / Hibner D., Comeau R. (USA). - Заявлено 24.05.72; Опубл. 01.09.74

224. Pat. 3784267 USA. U.S.Cl. 308/174. Squeeze film bearing support movement limiting apparatus / Davis L. (USA). - Заявлено 15.12.72; Опубл. 08.01.74.

225. Pat. 4046430 USA. Int. Cl. F16C 35/08. Damped intershaft bearing and stabilizer / Buono. (USA). - Заявлено 12.03.76; Опубл. 06.09.77.

226. Pat. 4097094 USA. F16C 17/02. Journal bearing assembly with flexible support and viscous damping / Gardner W. (USA). - Заявлено 31.10.80; Опубл. 07.10.77.13.09.78.

227. Pat. 4214796 USA. F16C 35/12, 39/04. Bearing assembly with multiple squeeze film damper apparatus / Monzel F., Bobo M. (USA). General Electric Company. - Заявлено 11.12.78; Опубл. 10.07.80.

228. Pat. 4336968 USA. F16C 27/04. Viscous friction damper / Hibner D. (USA). United Technologies Corporation, Hartford. - 1982.

229. Pat. 4337983 USA. F16C 27/04. Viscous Damper / Hibner D. (USA). United Technologies Corporation. Заявлено 11.12.80; Опубл. 06.07.82.

230. Pat. 4366994 USA. F16C 27/02. Damping bearing device / Masahiro, Yoshioka (Japan). - Заявлено 31.10.80; Опубл. 06.09.77.

231. Pat. 4392751 USA. F16C 27/02, 32/06. Damped bearing device / Ida; Michiaki, Hagivara; Noriaki, Yamago; Masahiro, Kikchi; Katsuaki (Japan). - Заявлено 21.05.82; Опубл. 24.08.83.

232. Pat. 4460283 USA. F16 27/02. Damped bearing device / Yoshioka, Masahiro, Takeda, Kazuo (Japan).- Заявлено 16.07.83; Опубл. 18.09.84.

233. Pat. 4496252 USA. Int. Cl. F16C 27/04. Resilient support arrangement for shaft bearings of highspeed rotors, in particular rotors of turbomachines / Houler H., Koller R. (Швейцария). - Заявлено 26.05.1982; Опубл. 29.01.1985.

234. Pat. 4657410 USA. F16C 27/00, 3/00, F16F 15/16. Nutation damper / Hibner D. (USA). - United Technologies Corporation. - Заявлено 01.10.86; Опубл. 06.09.87.

235. Pat. 4775248 USA. Int. Cl. F16C 19/06. Multiple Feed Oil Supply System For Fluid Damper / Harbic J., Nichol K. (USA).- Заявлено 16.12.87; Опубл. 04.10.88.

236. Pat. 4781077 USA. Int. Cl. F16F 15/10; G05G 1/00. Stable intershaft squeeze film damper / El – Sahfei A. - Заявлено 19.12.86; Опубли. 01.11.88.

237. Pat. 4838028 USA. F02C 7/12. Cooling and damping arrangement for gas turbine bearings / Witt A (FRG).- Kloeckner-Humboldt-Deutz AG Oberursel. - Заявлено 25.04.88; Опубли. 13. 06.89.

238. Pat. 4867655 USA. F04B 17/00, F16C 39/04. Variable stiffness oil film damper / Burbic J., Nichol K., Hibner D., Szafir D. (USA). - United Technologies Corporation. - Заявлено 14.03.88; Опубли. 19.09.89.

239. Pat. 5056935 USA. Int. Cl. F16C 39/04. Oil film damper seal ring / Singh A. (USA). - Заявлено 05.11.90; Опубли. 15.10.91.

240. Pat. 5058452 USA. Int. Cl. G05G1/00. Hybrid squeeze film damper for active control of rotors / El-Shafei A. - Заявлено 08.09.90; Опубли. 22.10. 91.

241. Pat. 5071262 USA. F16C 27/00. Squeeze film damper fluid control / Monzel F., Stallone M. (USA). - Заявлено 05.11.90; Опубли. 10.12.91.

242. Pat. 5228784 USA. Int. Cl. F16C 27/00. Squeeze film damper composite ring seal / Bobo M. (USA). - Заявлено 16.03.91; Опубли. 20.07.93.

243. Pat. 5380100 USA. Int. Cl. F16C 27/00. Squeeze film damper covered by torus shells / Yu Han J. (USA) - Chatsworth. - Заявлено 31.10.80; Опубли. 10.01.95.

244. Pat. 5613781 USA. F16C 39/40. Hanging spring supported film damping system for shaft bearing / Kuzdzal M., Miller H. (USA). - Dresser-Rand Company. - Заявлено 30.08.96; Опубли. 25.03.97.

245. Peters J., Vanherc P. Theory and practice of fluid damper in machine tools // Adv. Mach. Tool Des. and Res. - 1969. - P.57-70.

246. Ramli M.D., Roberts J.D., Ellis J. Determination of Squeeze Film Dynamic Coefficients from Experimental Transient Data // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1987. - V.109, January. - P.155-163.

247. Roberts J.B., Ellis J., Hosseini Sianaki A. The Determination of Squeeze Film Dynamic Coefficients From Transient Two-Dimensional Experimental Data // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. -1990. - V.112, April.-P.288-298.

248. Si Joung Yung, Vance J. Effects of Vapor Cavitation and Fluid Inertia on the Force Coefficients of a Squeeze Film Damper .

- Part 1. Analysis of a Long SLD // Tribology transaction. - 1993. - V36, №1. - P.597-601.
219. Si Joung Yung., Vance J. Effects of Vapor Cavitation and Fluid Inertia on the Force Coefficients of a Squeeze Film Damper . Part 2. Experimental Comparisons // Tribology transaction. - 1993.- V.36, №4. - P.700-706.
250. Simandiry S., Hahn E.J. The design of centrally preloaded squeeze-film bearings to support rigid rotors // Mech. Eng. Trans. Inst. Eng. Austral. – 1980. - № 5. - P.18-27.
251. Sommer F.A. Squeeze film damping // Machine Design.- 1966.- May 26. - P.163-167.
252. Tan Qingchang, Chang Ying, Wang Lyjiang. Effect of a Circumferential Feeding Groove on Fluid Force in Short Squeeze Film Damper // Tribology International. - 1997. - V.30, №6. - P.409-416.
253. Tichy J.A. Effects of fluid inertia and viscoelasticity on squeeze film bearing forces at large vibration amplitudes // Wear. - 1982. - №1. - P.69-89.
254. Tichy J.A. A study of the Effect of Fluid Inertia and Leakage in the Finite Squeeze Film Damper // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1987. - V.109, January. - P.54-59.
255. Tichy J.A., Bou-said B. Hydrodynamic lubrication and bearing behavior with impulsive loads// ASLE Tribology Transaction. -1991.- V.34, №4,- P.505-512.
256. Trampler P.R. Design of Film bearings // Macmillan. New York. - 1966. - P.103-106.
257. Walton J.F., Walowit J.A., Zorzi E.S., Schrand J. Experimental Observation of Covitating Squeeze Film Dampers // Transaction of the ASME, Journal of Tribology. - 1987. - V.109, April. - P.290-295.
258. Wang J., Hahn E.J. Effect of Squeeze Film Damper Land Geometry on Damper Performance // Tribology transaction. – 1994. - V.37, №2. - P.347-357.
259. Wang J., Hahn E.J. Transient Analysis of Squeeze Film Dampers with Oil Hole Feed // Tribology transaction. - 1995. - V.38. - P.837-844.
260. Weck M., Teipel K. Maßnahmen zur Verbesserung des dynamischen Verhaltens spanender Werkzeugmaschinen // VDI - Berichte № 320. – 1978. - P. 233-240.
261. Yamada U. Resistance of a Flow through an Annulus with an Inner Rotating Cylinder // Bulletin of JSME. - 1962. - V.5, №18. - P.302-310.

262. Yingke Han, Rogers R. Squeeze Film Force Modeling for Large Amplitude Motion Using an Elliptical Velocity Profile // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1997. - V.118, July. - P. 687-692.
263. Yong Lu, Roberts J. Rogers H. A Nonlinear Model for Short, Length Cylindrical Squeeze Films With Large Planar Motions // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1992. - V.114, January. - P.192-198.
264. Yu Wang. Prediction of Periodic Response of Rotor Dynamic Systems With Nonlinear Supports // Transactions of the ASME. Journal of Vibration and Acoustics. – 1997. - V.119, July. - P.346-353.
265. Yuichi Sato, Fujino H., Sakakida H., Hisa S. Stability Characteristics of a Journal Bearing Mounted in an Uncentrized Squeeze Film Damper // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1991. - V.113, January. - P.584-589.
266. Zeidan F.Y., Vance J.V. Cavitation and Air Entrainment Effect on the Response of Squeeze Film Supported Rotors // Transaction of the ASME, Journal of Tribology. - 1990. - V.112, April. - P.347-353.
267. Zeidan F.Y., Vance J.V. Cavitation Leading to a Two Phase Fluid in a Squeeze Film Damper // Tribology transaction. – 1989. - V.32, №1. - P.100-104.
268. Zeidan F.Y., Vance J.V. Cavitation Regimes in Squeeze Film Dampers and Their Effect on the Pressure Distribution // Tribology transaction. – 1990. - V33, №3. - P.447-453.
269. Zhang J.X., Ellis J., Roberts J.B. Observations on the Nonlinear Fluid Forces in Short Cylindrical Squeeze Film Dampers // Transaction of the ASME, Journal of Tribology. - 1993, October. - V115. - P.692-698.
270. Zhang J.X., Roberts J.B. Solutions for the Combined Motion of Finite Length Squeeze Film Dampers Around the Bearing Centre // Transaction of the ASME, Journal of Tribology. - 1997. - V.118, July. - P.617-622.
271. Zhang J.X. Fluid Inertia Effect the Performance of Short and Long Squeeze Film Dampers Executing Periodic Vibration // Transaction of the ASME, Journal of Tribology. - 1997. - V.119, April. - P.306-314.
272. Zhang J.X. Study of Static Fluid Forces in a Squeeze Film Damper with a Circumferential Groove // Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers, Part J. Journal of Engineering Tribology. – 1995. - V.209, № 4. - P.263-274.
273. Zhang J.X., Roberts J.B. Force Coefficients for a Centrally Grooved Short Squeeze Film Damper // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1996. - V.118, July. - P.608-616.

274. Zhang J.X., Roberts J.B. Identification of Non - linear Force Coefficients for the Radial Motion of a Squeeze Film Damper // Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers, Part J. Journal of Engineering Tribology. – 1997. -V.208. - P.235-245.

275. Zhao J.Y., Hahn E.J. Eccentric Operation and Blade-Loss Simulation of a Rigid Rotor Supported by an Improved Squeeze Film Damper // Transaction of the ASME. Journal of Tribology. - 1995. - V.117, July. - P.490-497.

276. Zhao J.Y., Linnett I.W., McLean L.S. Stability and Bifurcation of Unbalanced Response of a Squeeze Film Damped Flexible Rotor.-Transaction of the ASME. Journal of Tribology.- 1994.-V.116, April.- P.361-368.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	
1. Анализ конструктивных схем и состояния теории гидродинамических демпферов опор роторов.....	
1.1. Анализ и классификация конструктивных схем ГДД	
1.1.1. Радиальные, осевые и радиально-осевые ГДД	
1.1.2. Демпферы с упругими элементами.....	
1.1.3. Демпферы с разгрузочными устройствами компенсационными элементами.....	
1.1.4. ГДД с уплотнениями.....	
1.1.5. ГДД со сложным демпферным зазором....	
1.1.6. Регулируемые ГДД.....	
1.2. Применение ГДД в конструкциях опор ДЛА.....	
1.2.1. Анализ конструкций ГДД.....	
1.2.2. Анализ условий работы ГДД.....	
1.2.3. Эффективность используемых демпферов	
1.3. Анализ современного состояния теории ГДД.....	
1.3.1. Расчетные модели ГДД.....	
1.3.2. Критерии подобия в ГДД и пределы их изменения.....	
1.3.3. Определение характеристик ГДД.....	
1.3.4. Изучение влияния ГДД на динамику ротора..	
2. Разработка теоретических основ расчета ГДД с учетом сил инерции, турбулизации и кавитации смазки.....	
2.1. Учет конвективных членов инерции.....	
2.1.1. Длинный ГДД.....	
2.1.2. Короткий ГДД.....	
2.1.3. Анализ теоретических результатов и сравнение их с экспериментальными данными.....	
2.2. Разработка расчетной модели длинного ГДД при турбулентном режиме течения.....	
2.2.1. Определение турбулентных напряжений в смазочном слое.....	
2.2.2. Расчет демпфера при полном охвате вибратора смазкой.....	
2.2.3. Расчет при половинном охвате.....	
2.2.4. Анализ теоретических результатов и сравнение их с экспериментальными данными.....	

2.3. Учет кавитации в потоке рабочей жидкости ГДД.....	86
2.3.1. Короткий демпфер.....	86
2.3.2. Длинный демпфер.....	92
2.4. Обобщенный метод расчета короткого ГДД.....	97
2.4.1. Определение составляющих гидродинамической силы.....	103
2.4.2. Анализ влияния турбулизации, локальных и конвективных сил инерции на характеристики короткого ГДД.....	106
2.5. Обобщенный метод расчета длинного ГДД.....	110
2.5.1. Влияние турбулизации и кавитации смазки на динамические характеристики.....	110
2.5.2. Влияние сил инерции на динамические характеристики длинного ГДД при смешанном режиме течения.....	114
2.6. Экспериментальная оценка достоверности теоретических моделей .....	122
2.7. Области использования различных методов расчета ГДД....	129
3. Влияние конструктивных, технологических и эксплуатационных факторов на характеристики ГДД.....	136
3.1. Условия подвода-отвода смазки.....	136
3.1.1. Питающие отверстия.....	136
3.1.2. Питающая канавка.....	140
3.1.3. Торцовые уплотнения.....	142
3.2. Демпфер с цилиндрической и торцовыми щелями.....	146
3.2.1. Выбор расчетной модели ДТЩ.....	147
3.2.2. Определение гидродинамических сил и коэффициента торцовых утечек.....	148
3.2.3. Анализ теоретических результатов и сравнение их с экспериментальными данными.....	151
3.3. Учет отклонения формы поверхностей зазора.....	153
3.3.1. Предварительные замечания и обсуждение известных результатов.....	153
3.3.2. Аналитическое описание профиля поперечного сечения вибратора и корпуса... ..	155
3.3.3. Исходные уравнения и граничные условия.....	157
3.3.4. Вывод уравнений течения жидкости в зазоре и определение реакции масляной пленки.....	158
3.3.5. Анализ теоретических результатов.....	161

3.4. Влияние перекоса и нецилиндричности втулки вибратора на динамические характеристики короткого ГДД.....	163
3.5. Учет технологических допусков при изготовлении демпферного зазора.....	167
3.6. Учет запрессовки статорной втулки ГДД в корпус.....	169
3.7. Учет шероховатости рабочих поверхностей демпферного зазора.....	171
3.8. Оценка влияния температуры на параметры ГДД.....	176
3.8.1. Влияние температуры на величину демпферного зазора.....	176
3.8.2. Влияние температуры на параметры рабочей жидкости.....	177
3.8.3. Тепловыделение в демпферном зазоре ГДД.....	178
3.8.4. Тепловыделение в подшипниках качения.....	183
3.8.5. Влияние тепловыделения в подшипнике качения на параметры ГДД.....	186
3.9. Влияние деформации поверхности демпферного зазора на динамические характеристики ГДД.....	193
4. Динамика ротора на ГДД.....	201
4.1. Жесткий ротор.....	201
4.1.1. Уравнения движения жесткого ротора на упругодемпферных опорах.....	202
4.1.2. Теоретический анализ динамики ротора с учетом его веса.....	206
4.1.3. Учет влияния сил инерции слоя смазки на стационарные колебания.....	207
4.1.4. Анализ теоретических результатов.....	210
4.2. Разработка модели ротора авиационного ГТД для оценки влияния демпферов на его динамику.....	213
4.2.1. Составление расчетной модели ротора.....	214
4.2.2. Учет разветвлений ротора.....	215
4.2.3. Шлицевое соединение ротора.....	217
4.2.4. Определение жесткости опор качения и эквивалентной жесткости редуктора.....	218
4.3. Учет нелинейности характеристик ГДД при больших динамических нагрузках.....	222
4.3.1. Метод линеаризации гидродинамических сил.....	223
4.3.2. Решение задачи методом последовательных приближений.....	225

4.4. Анализ динамики системы ротор-опора-корпус ГТД с помощью моделей релаксационного демпфирования	228
5. Методология проектирования и принципы конструирования ГДД.....	240
5.1. Определение необходимого регулирования.....	240
5.2. Выбор типа и определение фера.....	241
5.3. Принципы конструирования.....	244
5.3.1. Принцип окружения мазки.....	247
5.3.2. ГДД с уменьшением и токами и турбулизатор.....	250
5.3.3. Демпферы компенсации.....	251
5.3.4. Регулируемые.....	253
6. Реализация принципа регулирования при проектировании упругих.....	256
6.1. Общие положения и классификация регулируемых упругодемпферных опор.....	256
6.2. Принципы регулирования ГДД.....	261
6.3. Регулирование ГДД давлением подачи.....	265
6.3.1. Длинный ГДД.....	265
6.3.2. Короткий непроточный ГДД.....	269
6.4. Расчетные линейные модели многокамерных упругодемпферных опор роторов.....	271
6.5. Управляемое демпфирование в линейных релаксационных моделях.....	275
6.6. Виды регуляторов расхода для опор роторов ГТД.....	280
6.6.1. Сопло с дроссельной заслонкой.....	282
6.6.2. Золотниковый регулятор расхода.....	284
6.6.3. Мембранный регулятор.....	284
6.6.4. Регулятор расхода из МР.....	287
6.6.5. Анализ результатов расчета АЧХ опор с регуляторами различного вида.....	289
6.6.6. Выбор оптимального регулятора.....	290
6.7. Регулирование динамических характеристик ГДД изменением сопротивления на выходе из демпферного зазора.....	292
6.7.1. Использование контактных уплотнений.....	293
6.7.2. Применение бесконтактных уплотнений.....	301
7. Материалы и смазки, применяемые в ГДД.....	305
Список литературы.....	309

Научное издание

Анатолий Иванович Белоусов  
Валерий Борисович Балякин  
Дмитрий Константинович Новиков

# **ТЕОРИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ДЕМПФЕРОВ ОПОР РОТОРОВ**

Монография

*Утверждено к печати  
Самарским научным центром  
Российской академии наук*

Редактор А.И. Белоусов  
Корректор Л.Немцев  
Компьютерная верстка В.Б. Балякин

Издано Самарского научным центром РАН  
Лицензия ЛР №0490910 от 10 августа 1998г.

Отпечатано в типографии АНО «Издательство СНИЦ РАН»  
443001. Самара, Студенческий пер., №3а

эчать с оригинал – макета 20.11.2002г.  
д.л. Печать оперативная. Гарнитура Times.  
л.печ.л. 21. Тираж 300 экз.