

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Уфимский государственный авиационный технический университет»**

К. В. Найгерт, В. А. Целищев

**ПРИКЛАДНЫЕ СВОЙСТВА
МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ**



Уфа 2021

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Уфимский государственный авиационный технический университет»

К. В. Найгерт, В. А. Целищев

ПРИКЛАДНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

*Допущено Редакционно-издательским советом УГАТУ
в качестве учебного пособия для студентов очной и заочной форм обучения,
обучающихся по направлению подготовки бакалавров/магистров
13.03.03/13.04.03 Энергетическое машиностроение*

Учебное электронное издание сетевого доступа

© УГАТУ
ISBN 978-5-4221-1485-6

Уфа 2021

Рецензенты:

*доцент кафедры реактивных двигателей и энергетических установок
КНИТУ-КАИ им. А. Н. Туполева канд. физ.-мат. наук С. И. Харчук;
начальник сектора разработки фильтров и агрегатов
АО «УАП «Гидравлика» А. А. Гарипов*

Найгерт К. В., Целищев В. А.

Прикладные свойства магнитореологических жидкостей : учебное пособие [Электронный ресурс] / Уфимск. гос. авиац. техн. ун-т. – Уфа : УГАТУ, 2021. – URL: https://www.ugatu.su/media/uploads/MainSite/Ob%20universitete/Izdateli/El_izd/2021-81

Изложены основные термины и понятия магнитореологических жидкостей, их основные физико-химические свойства. Приведены примеры использования магнитореологических эффектов в технике. Рассмотрены конструктивно-компоновочные схемы устройств магнитоакустических систем. Приведены перспективы развития магнитореологических систем и особенности их проектирования.

Предназначено для студентов, изучающих дисциплину «Гидромеханические системы», и исследователей, интересующихся вопросами механики неньютоновских систем.

При подготовке электронного издания использовались следующие программные средства:

- Adobe Acrobat – текстовый редактор;
- Microsoft Word – текстовый редактор.

Авторы: *Найгерт Катарина Валерьевна*
Целищев Владимир Александрович

Редактирование и верстка: *А. А. Шарипова*
Программирование и компьютерный дизайн: *А. П. Меркулова*

Подписано к использованию: 15.06.2021
Объем 3,22 Мб

ФГБОУ ВО «Уфимский государственный авиационный технический университет»
450008, Уфа, ул. К. Маркса, 12.
Тел.: +7-908-35-05-007
e-mail: rik@ugatu.su

Все права на размножение, распространение в любой форме остаются за разработчиком.
Нелегальное копирование, использование данного продукта запрещено.

ВВЕДЕНИЕ

Современные промышленные объекты представляют собой совокупность сложных технологических систем, включающих в себя технологические машины, производственное оборудование и трубопроводные системы, которые нуждаются в защите от механических нагрузок. Существенные различия в режимах нагружения объясняют целесообразность разделения реализуемых мероприятий на виброзащиту и виброизоляцию. Виброзащита машин, оборудования и трубопроводов связана прежде всего с осцилляциями конструкций, вызванными рабочими процессами агрегатов и высокоскоростным течением транспортируемой жидкой среды. В случае внешних механических воздействий применяется виброизоляция, выполнение которой крайне актуально для технологических линий, производящих микроэлектронику, микропроцессорную технику и т.д., а также на предприятиях в зонах сейсмической активности. Очевидно, что конструкции, аппаратная и программная реализация управления зависят от назначения систем вибрационной защиты. При защите от собственной вибрации возможно использование систем с предварительной настройкой, но для виброизоляции объектов необходимо обеспечение управления опорами в реальном времени, следовательно, требуется применение адаптивных систем.

Наиболее перспективными на сегодняшний день являются магнитореологические (МР) системы демпфирования, позиционирования и виброзащиты, позволяющие исключить из своих конструкций подвижные механические регулирующие элементы. В МР системах в качестве кинематического звена выступает МР жидкость, являющаяся коллоидным раствором частиц магнетика, стабилизированных в жидкости-носителе. В зависимости от размеров частиц магнетика и физико-химических свойств жидкости-носителя рабочие среды разделяются на МР и феррожидкостные (ФЖ). Применение МР сред позволяет производить управление характеристиками приводных систем и генерировать в потоке рабочей среды различные физические эффекты посредством внешних магнитных и электромагнитных полей. Расходные характеристики в МР системах регулируются МР дросселирующими устройствами, а источниками давления являются магнитодинамические (МД) насосы

и насосные модули. Также перспективно совершенствование классических гидравлических систем путем внедрения в их конструкции гибридных гидравлических (ГГ) аппаратов, имеющих ФЖ регулирующие элементы, что качественно улучшает контроль статических и расходных характеристик.

Существующие МР системы виброзащиты в силу своих конструктивных особенностей обладают нестабильностью рабочих характеристик, что негативно сказывается на их динамике и точности. Рабочие камеры, предусматривающие дросселирование рабочей среды посредством изменения гидравлического сопротивления во внешних управляющих полях, и/или обладающие регулирующими контурами, имеют ограничения в рабочих давлениях вследствие непроизводительных утечек среды через рабочие сечения с ростом давления, что ограничивает грузоподъемность МР систем виброзащиты. Также известен малый коэффициент полезного действия у регулирующих МР и МД аппаратов, используемых в приводах МР систем виброзащиты, и применяющих для управления расходными характеристиками только изменения вязкости рабочих сред во внешних полях или реализующие линейное ускорение рабочих сред, обладающих магнитными свойствами. Поэтому качественное и количественное повышение технических характеристик и обеспечение стабильности их значений на всем протяжении рабочего цикла являются значимой проблемой для МР систем виброзащиты. Во многом данную проблему можно обозначить как следствие особенностей рабочих процессов МР приводов.

ГЛАВА 1. ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ТЕХНИКЕ

1.1. Физико-химические свойства магнитореологических жидкостей

В магнитореологических системах управление рабочими характеристиками осуществляется посредством внешних управляющих магнитных или электромагнитных полей. Прежде всего это реализуется за счет регулирования гидродинамического сопротивления потока путем изменения вязкости магнитореологической жидкости во внешних электромагнитных полях. Данный эффект возможен благодаря особому составу магнитореологической жидкости. Поэтому рассмотрим основные физические и химические свойства магнитореологических сред, формирующие рабочие процессы магнитореологических систем.

1.1.1. Химмотология магнитореологической среды. По сути, магнитореологические жидкости это – коллоидные растворы. Качественно-количественный состав магнитореологических сред варьируется в зависимости от их назначения, но неизменным остается наличие в них частиц магнетика, стабилизированных в жидкостиносителе за счет введения в раствор поверхностно-активных веществ (ПАВ).

В качестве магнетика могут выступать различные химические соединения металлов и композитные материалы, обладающие выраженными магнитными свойствами.

Размеры частиц магнетика ограничены предельными размерами, при которых наступает слипание частиц вследствие их большого магнитного момента или по причине нарушения условия однодоменности. Размер частиц не превышает нескольких десятков нанометров. Как правило, размер магнитных частиц достигает 10 нм. Достаточно малый размер способствует равномерному распределению их по объему несущей жидкости за счет эффекта теплового движения. Очевидно, что размер частиц магнетика определяет магнитную восприимчивость магнитореологической среды. Значения магнитной восприимчивости магнитореологической жидкости на несколько порядков больше, чем у однородных

парамагнитных жидкостей. Магнитная восприимчивость магнитореологической среды также зависит от объемной концентрации частиц магнетика и может достигать 25%.

Зачастую для изготовления магнитных частиц применяются: магнетит ($\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), ферриты-шпинели (MFe_2O_4), ферриты-гранаты ($\text{MFe}_5\text{O}_{12}$), гематит (Fe_2O_3), высокодисперсное железо или другие материалы, содержащие железо, а также никель, кобальт и переходные металлы.

Так как магнитные частицы находятся в постоянном броуновском движении, для устойчивости коллоидных растворов с магнитными частицами необходимо обеспечить условия, при которых сближение частиц вызывает появление сил отталкивания между ними, что достигается путем введения ПАВ. Адсорбционный поверхностный слой создает структурно-механический барьер, препятствующий слипанию частиц магнетика. ПАВ являются полярными органическими молекулами, поверхностно-активные свойства которых обусловлены наличием у них функциональных групп, щелочных или кислотных, и углеродной структуры, именно хвостовой цепочки, углеводородной, фторуглеродной и др. В магнитореологических жидкостях применимы следующие ПАВ: олеиновая кислота, соевый лецитин, гидроксид тетраметиламмония, полиакрилат натрия, полиакриловая кислота, лимонная кислота. Механизм работы ПАВ основан на наличии у молекулы ПАВ полярного и неполярного конца углеродной структуры, один из которых адсорбируется к частице, а другой прикрепляется к молекулам жидкости-носителя, образуя обычную или обратную мицеллу вокруг частицы магнетика.

При использовании жидкости-носителя на водной основе целесообразны ПАВ с иной функциональностью, например, полиакриловая, лимонная кислоты и их соли. Подобные ПАВ формируют на поверхности частиц двойной электрический слой за счет адсорбции полианионов, приводя к возникновению кулоновских сил отталкивания между частицами. При использовании ПАВ необходимо понимать, что это уменьшает плотность упаковки магнитных частиц в активированном состоянии жидкости, приводя к понижению вязкости магнитореологической жидкости во внешних полях.

Жидкости-носители углеводородного состава позволяют не только моделировать реологические свойства рабочей среды, но и повышать коррозионную стойкость металлических частиц. Также возможна стабилизация частиц магнетика в минеральных и кремнийорганических маслах [1, 2].

1.1.2. Намагниченность магнитореологической среды.

Помещение магнитореологической жидкости во внешние поля сопровождается приобретением частицами магнетика магнитного момента (процессом намагничивания).

При рассмотрении однородного намагничивания вещества на единицу объема целесообразно ввести понятие интенсивности намагничивания, а ее численное значение выразить в виде векторной суммы моментов частиц, составляющих данный объем:

$$M = \sum_{i=1}^n m_i,$$

где m_i – сумма моментов частиц.

Допустив равенство численных значений магнитных моментов частиц, справедливо следующее:

$$I = NM,$$

где N – количество частиц.

Так как физический смысл намагниченности можно сформулировать как «Намагниченность – это количество магнитных зарядов, перенесенных через единичную площадку поперечного сечения, перпендикулярную смещению этих зарядов», очевидна следующая запись:

$$M = \rho_m l = \mu_0 n l,$$

где ρ_m – плотность магнитных зарядов, l – расстояние.

Принимая малые размеры частиц магнетика порядка 10^2 \AA (1 н), что соответствует размерам воды и других жидкостей, допустимо рассмотрение магнитореологической среды как псевдооднородной.

Намагничивание частиц магнетика до насыщения наступает в случае уменьшения их размера до критического (однодоменного состояния). Устойчивость подобных коллоидных растворов обусловлена броуновскими движениями частиц и наличием ПАВ (рис. 1.1).

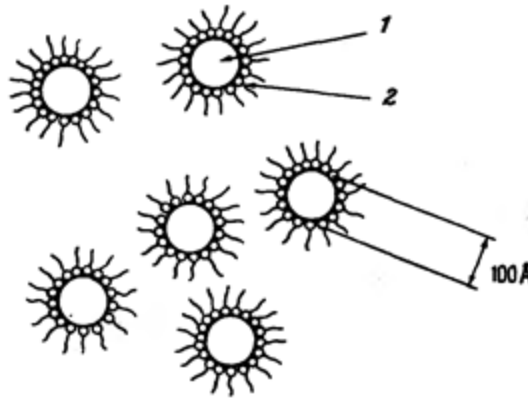


Рис. 1.1. Магнитная жидкость:
1 – магнитная коллоидная частица, 2 – молекула ПАВ

Для квазистатического состояния (медленного течения) объема магнитореологической жидкости уравнение Бернулли допустимо записать без учета вязкого трения, в виде:

$$\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g h + p - \int_0^{H_0} M dH = \text{const},$$

где ρ – плотность среды, v – скорость, h – высота от поверхности, p – давление, H – напряженность магнитного поля, g – ускорение силы тяжести.

Гидродинамические процессы в магнитореологических средах описываются уравнением Навье – Стокса:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \eta \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} v_i - M_j \frac{\partial H_j}{\partial x_i} + K_i,$$

где v_i – проекция вектора скорости v магнитной жидкости на ось x_i ,
 η – сдвиговая вязкость, K_i – проекция внешней силы K на ось x_i [2]:

$$K_i = (0, 0 - \rho g).$$

1.1.3. Термические свойства магнитореологической среды.

При эксплуатации магнитореологических систем немаловажно соблюдение рационального температурного режима рабочей среды, так как магнитореологические жидкости утрачивают магнитные свойства, достигая температуры Кюри, значение которой индивидуально и зависит от материала ферромагнитных частиц, а процессы сверх проводимости наблюдаются только в условиях реализации оптимального охлаждения индукторов и рабочих сред.

В магнитореологических приводных системах, прежде всего, требуется обеспечить равномерное охлаждение рабочей среды по всему ее объему. Это обусловлено еще одним интересным эффектом, наблюдаемым в магнитореологических жидкостях. Воздействие электромагнитного поля на магнитореологическую жидкость с наличием температурного градиента приводит к разной магнитной восприимчивости, в результате чего возникает неоднородная магнитная объемная сила. Это порождает эффект термомагнитной конвекции. При этом термомагнитная конвекция применима как форма теплопередачи в микроэлектронике и в условиях пониженной или нулевой гравитации.

Реализация термомагнитной конвекции в магнитореологических жидкостях базируется на парамагнитных свойствах и на законе Кюри–Вейса. Поэтому в управляющих электромагнитных полях в объеме магнитореологической среды, в слоях жидкости, расположенных рядом с электромагнитом, тепловыделение протекает более интенсивно по сравнению с отдаленными от электромагнита участками, в результате чего по рабочему объему магнитореологической среды создается градиент магнитной восприимчивости. Следовательно, холодный объем магнитореологической жидкости притягивается сильнее, чем горячий объем, занимая его место рядом с электромагнитом и приводя к самоциркуляции рабочей среды.

1.2. Реологические эффекты в магнитореологических средах

Реологические эффекты оказывают существенное влияние на расходные характеристики регулирующих устройств в магнитореологических системах, например, таких устройств, как магнитореологические дроссели и магнитодинамические насосы. Также особенности реологии магнитореологических сред и характер отклика на сдвиговые напряжения определяют упруго-магнитные свойства магнитореологических жидкостей.

1.2.1. Неньютоновские свойства магнитореологических жидкостей. Основным реологическим эффектом, наблюдаемым в магнитореологических жидкостях, является их неньютоновское поведение во внешних механических полях. Как правило,

магнитореологические среды имеют псевдопластичные свойства, но при их помещении во внешние магнитные или электромагнитные поля достаточной силы магнитореологические среды начинают проявлять вязкопластичные свойства. Псевдопластичные свойства характерны для растворов полимеров, иных жидких сред, молекулы которых имеют большие молекулярные массы и вытянутые структурные цепи, для обычных и коллоидных суспензий, содержащих твердые асимметричные частицы. У псевдопластичных систем при малых скоростях сдвига молекулы переплетены друг с другом, а при достаточно больших скоростях сдвига молекулы разъединяются, уменьшая вязкость системы.

Исходя из общепринятой классификации, к вязкопластичным жидкостям относятся растворы высокомолекулярных углеводов и растворы частиц, обладающих магнитными моментами. В подобных реологических системах энергия межмолекулярных связей достаточно высока, и для разрушения образовавшейся структуры требуется приложение значительного напряжения сдвига.

В вязкопластичных жидкостях для инициации течения требуется приложить некоторое конечное напряжение, превышающее начальное сдвиговое напряжение. Вязкопластичные и псевдопластичные свойства среды принято описывать математическими зависимостями, приведенными ниже.

Для описания течения вязкопластичной жидкости запишем уравнение в виде:

$$\tau_{sh} - \tau_{sh0} = -\eta \frac{dv}{dz},$$

где τ_{sh0} – напряжение, необходимое для начала течения жидкости, η – пластическая вязкость.

Для расчета псевдопластичных и дилатантных жидкостей можно воспользоваться степенным законом, так как они не имеют предельного динамического напряжения сдвига. Численные зависимости напряжений от скоростей сдвига для псевдопластичных жидкостей нелинейны, но при высоких скоростях сдвига приближаются к линейным зависимостям. Степенной закон можно записать как:

$$\tau_{sh} = K \left(\frac{dv}{dz} \right)^n,$$

где K , n – константы, характеризующие поведение движущейся неньютоновской жидкости: K – показатель консистенция–усилие сдвига–вязкость при скорости сдвига 1 с^{-1} , n – показатель неньютоновской жидкости – величина отклонения от ньютоновского поведения.

Более уточненное выражение, описывающее степенной закон:

$$\tau_{sh} = K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1} \cdot \frac{dv}{dz}.$$

Очевидно, что кажущаяся вязкость зависит не только от градиента скорости, но и от численного значения показателя n . Псевдопластичная среда образуется при $n < 1$ $K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1}$.

Эффективная вязкость псевдопластичной среды снижается с увеличением скорости сдвига. Дилатантная среда образовывается при $n > 1$ $K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1}$.

Для псевдопластичных жидкостей чем меньше n , тем более псевдопластичная среда, чем больше значение K , тем больше несущая способность раствора, а для дилатантных жидкостей чем больше n , тем более дилатантная среда. Для описания реологических аномалий, возникающих в вязкопластичных, псевдопластичных и дилатантных рабочих средах магнитореологических приводных систем, необходимо учитывать специфику рабочего процесса и динамику силовых полей [3].

1.2.2. Вязкость магнитореологических жидкостей во внешних магнитных полях. Вязкость магнитореологических сред во внешних магнитных полях претерпевает существенный рост, поэтому справедливо описать данный магнитореологический эффект в виде добавочного члена, выражающего степень изменения начальной вязкости магнитореологической среды после ее помещения во внешние магнитные поля:

$$\eta = \eta_c + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J},$$

где J – суммарный момент инерции частиц, $\tau \tau_s$ – времена релаксации (немагнитных и магнитных частиц), H – напряженность магнитного

поля, η_c – коэффициент сдвиговой вязкости, $\dot{\gamma}$ – градиент скорости, нормален к направлению движения [2].

1.2.3. Упруго-магнитные свойства магнитореологических жидкостей. При проектировании магнитореологических систем виброзащиты особый интерес представляют упругие свойства магнитореологических жидкостей во внешних магнитных и электромагнитных полях.

Упругость цилиндрического объема магнитореологической жидкости определяется пондеромоторными силами взаимодействия намагниченного вещества с неоднородным магнитным полем:

$$K_p = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_z,$$

где μ_0 – магнитная постоянная, M_x – намагниченность в основании цилиндрического объема, $\frac{\partial H_x}{\partial z}$ – градиент напряженности магнитного поля в основании цилиндрического объема, d – диаметр цилиндрического объема.

Сила, действующая на колеблющуюся поверхность цилиндрического объема магнитореологической среды, противодействующая источнику колебаний (колебательной скорости u):

$$f_z = -\sqrt{\omega \rho \eta} u_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

где ω – частота, t – время, φ – фаза.

Амплитуда колебательной скорости:

$$u_0 = \omega \Delta z_0.$$

Колебательная скорость:

$$u = u_0 \cos \omega t.$$

Среднее значение диссипации энергии можно рассчитать по формуле:

$$-E = \frac{u_0^2}{2} \sqrt{\frac{\omega \eta \rho}{2}}.$$

Потери на трение:

$$-E_s = \frac{\pi \Delta z_0^2 b d}{2} \sqrt{\frac{\omega^5 \eta \rho}{2}},$$

где b – длина трубки, в которой находится цилиндрический объем.

Динамический коэффициент пондеромоторной упругости учитывает течение магнитореологической среды [4]:

$$K_d = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_z - \frac{\pi^2}{2\sqrt{2}} b d \sqrt{\omega^3 \eta \rho}.$$

1.3. Акустические эффекты в магнитореологических средах

Акустические эффекты в магнитореологических средах имеют широкое применение в системах вибрационной защиты, так как способствуют оптимизации процессов вязкостной диссипации и трансформации механической энергии.

1.3.1. Акустические эффекты в намагниченных магнитореологических средах без воздействия внешних магнитных полей. Выделим три акустически активных механизма в магнитореологических средах: вязкие потери, рассеяние на дисперсной фазе и внутренний теплообмен.

Принимая во внимание присутствие в жидкой фазе твердых сферических частиц, выразим вязкость дисперсной системы в виде:

$$\frac{\eta_{ds} - \eta_{cl}}{\varphi \eta_{ds}} = 2.5 \left(1 + \frac{\delta}{R} \right)^3 - \left(\frac{2.5 \varphi_{cr} - 1}{\varphi_{cr}^2} \right) \left(1 + \frac{\delta}{R} \right)^6 \varphi,$$

где η_{ds} – вязкость дисперсной системы, η_{cl} – вязкость жидкостного носителя, φ – объемная концентрация дисперсной твердой фазы, R – радиус частицы магнетика, δ – величина разности гидродинамического радиуса частицы и действительного радиуса.

Гидродинамический радиус рассчитывается из выражения диффузии:

$$D = \frac{kT^0}{6\pi\eta R_h},$$

где k – постоянная Больцмана, T^0 – температура в кельвинах, R_h – гидродинамический радиус частицы магнетика.

Поглощение одной длины волны на единицу концентрации частиц магнетика:

$$\frac{\Delta\alpha_1 \lambda}{\varphi} = 2\pi^2 \nu (\eta_{ds} - \eta_{cl}) / \varphi \rho_{ds} c^2,$$

где ρ_{ds} – плотность дисперсной системы, λ – длина волны, c – скорость звука, ν – частота.

Степень поглощения звука из-за запаздывания передачи импульса частицами относительно распространению звуковой волны рассчитывается как:

$$\frac{\Delta\alpha_2\lambda}{\varphi} = \frac{4\pi(\gamma - 1)^2\xi(1 + \sqrt{\xi})}{9(1 + \sqrt{\xi})^2 + \xi(1 + b\sqrt{\xi})},$$

$$\gamma = \frac{\rho_{mp}}{\rho_{cl}},$$

$$\xi = \pi R^2 \rho_{cl} \nu \eta_{ds},$$

где ρ_{mp} – плотность частиц, ρ_{cl} – плотность жидкости-носителя.

Поглощение звука, связанное с рассеиванием звука на частицах:

$$\frac{\Delta\alpha_3\lambda}{\varphi} = 8\pi^4(\nu R/c_{cl})^3(\rho_{mp}c_{mp}^2 - \rho_{cl}c_{cl}^2)^2/3\rho_{mp}^2c_{mp}^4.$$

Термическое поглощение звука в жидкости-носителе вследствие запаздывания теплообмена между слоями:

$$\frac{\Delta\alpha_4\lambda}{\varphi} = \frac{2\pi^2 T^0 c_{cl}^2 \rho_{ds} \rho_{mp}^2 C_{pmp}^2 R^2 \nu}{3\chi_{mp}} \left(\frac{\chi_{mp}}{\chi_{cl}} + \frac{1}{5} \right) \left(\frac{\alpha'_{mp}}{\rho_{mp} C_{pmp}} - \frac{\alpha'_{cl}}{\rho_{cl} C_{pcl}} \right)^2,$$

где C_{pcl} – изобарная теплоемкость жидкости-носителя, C_{pmp} – изобарная теплоемкость дисперсной фазы, α'_{mp} – коэффициент теплового расширения частиц магнетика, α'_{cl} – коэффициент теплового расширения жидкости-носителя, χ_{mp} – коэффициент теплопроводности частиц магнетика, χ_{cl} – коэффициент теплопроводности жидкости-носителя.

Поглощение акустических волн всеми рассматриваемыми акустически активными механизмами:

$$\left(\frac{\Delta\alpha\lambda}{\varphi} \right)_{tot} = \frac{\Delta\alpha_1\lambda}{\varphi} + \frac{\Delta\alpha_2\lambda}{\varphi} + \frac{\Delta\alpha_3\lambda}{\varphi} + \frac{\Delta\alpha_4\lambda}{\varphi}.$$

1.3.2. Акустические эффекты в магнито-реологических средах, помещенных во внешние магнитные и электромагнитные поля. Приращение коэффициента поглощения акустических волн магнито-реологической жидкостью во внешних магнитных полях:

$$\Delta\alpha_{em} = \frac{1}{l} \ln \frac{U_{max}}{U_i},$$

где l – расстояние, U_{max} – максимальная амплитуда, U_i – амплитуда в момент времени t_i .

Влияние акустических волн на значения намагниченности магнитореологической среды:

$$\Delta M = \Delta M_m \cos kz,$$

где k – волновое число, M_m – амплитуда намагниченности.

Приращение намагниченности:

$$dM = -\frac{kd}{2} \Delta M_m \sin \frac{kPd}{2} dP,$$

где d – диаметр объема магнитореологической среды, P – параметр формы:

$$P = \frac{\lambda}{2d}.$$

Размагничивающий фактор:

$$N_d = \frac{kd}{2} \int_0^{\frac{\lambda}{2d}} N_c \sin \frac{kPd}{2} dP,$$

где N_c – размагничивающий фактор для магнетика правильной формы:

$$N_c = 0,5(1 - e^{-aP}),$$

где a – коэффициент, зависящий от формы частицы. Для цилиндрических частиц $a = 0,72$. Для эллипсоидов вращения $a = 1,2$.

Неоднородность намагниченности по объему магнитореологической жидкости в размагничивающем поле с напряженностью H_{din} создает зоны повышенной вязкости (плотности), чередующиеся с зонами меньшей вязкости (плотности), то есть фактически зоны компрессии и декомпрессии, следовательно, моделирует распространение акустической волны [5].

$$\Delta H_{din} = \frac{kd}{2} \Delta M_m \int_0^{\frac{\lambda}{2d}} N_c \sin \frac{kPd}{2} dP.$$

1.4. Магнитореологические трансформаторы энергии

Изменение вязкости магнитореологической средой во внешних магнитных полях имеет применение в системах виброзащиты различных типов, так как магнитореологические эффекты позволяют реализовывать системы в достаточно простых конструкциях с высокими показателями надежности, регулируемые в реальном времени.

Как правило, конструкции подобных систем виброзащиты представляют собой жидкостные рабочие камеры, заполненные магнитореологической средой и управляемыми дросселирующими каналами (каналами, имеющими электромагниты).

Кроме наличия ряда преимуществ по сравнению с гидравлическими системами, магнитореологические системы также сохраняют все преимущества гидравлических систем, а именно:

- простоту и вариативность компоновки элементов систем;
- плавность и простоту реализации поступательных и вращательных движений исполнительных элементов;
- возможность реализации большого коэффициента усиления при малых габаритах и мощностях;
- осуществление смазки пар трения и отвода тепла от мест контакта рабочей средой и т.д.

Это делает магнитореологические системы конкурентоспособными и привлекательными для потребителей. Рассмотрим наиболее распространенные конструктивные решения исполнительных элементов систем виброзащиты [6].

Прежде всего необходимо обратить внимание на конструктивные особенности магнитореологических амортизаторов. Типовая конструкция магнитореологического амортизатора [7] приведена на рис. 1.2. В корпусе 1 размещены шток 2 с интегрированными в него проводами 3, и направляющая втулка 4. Поршень 5 разделяет на две части гидравлическую полость амортизатора 6, заполненную магнитореологической жидкостью. В корпусе выполнен разделитель 8, отделяющий газовую полость 7 от гидравлической полости. Канал 9 соединяет обе части гидравлической полости, проходя через сердечник 10 магнита, силовые линии которого внутри канала параллельны его оси. Датчик давления двухстороннего действия, выполненный из двух пьезоэлектрических пластин 11 и металлического диска 12, интегрирован в поршень. Диск предназначен для повышения прочности пластин 11, а также является для них общим проводом. Пьезоэлектрические пластины, включенные в электрическую цепь управления током в обмотке 13 магнита, преобразуют скорость перемещения поршня, которая пропорциональна давлению магнитореологической жидкости в электрический сигнал.

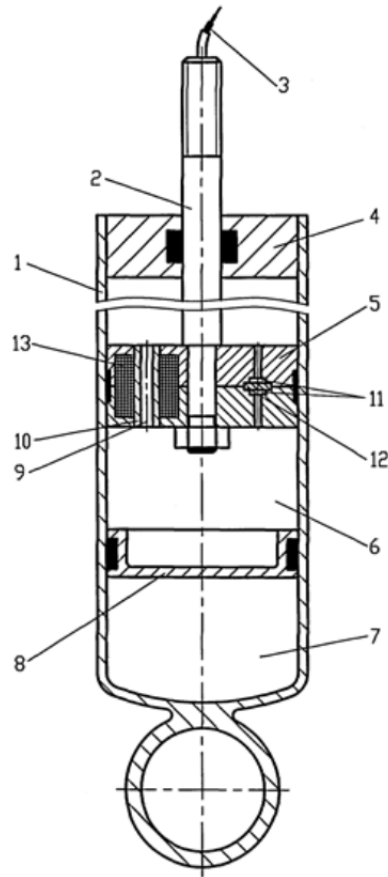


Рис. 1.2. Магнитореологический амортизатор

Электрическая схема управления током в обмотке электромагнита магнитореологического амортизатора, характеризующая работу амортизатора на рис. 1.2, представлена на рис. 1.3.

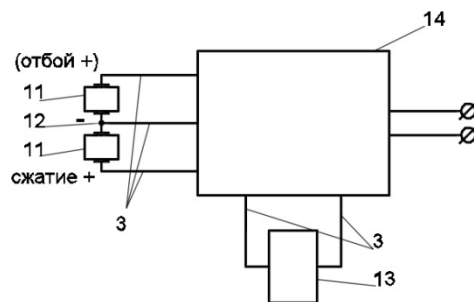


Рис. 1.3. Электрическая схема управления током в обмотке магнита

Принцип работы амортизатора заключается в том, что при сжатии поршень начинает перемещаться вниз, создавая разницу давлений рабочей жидкости в полостях. В нижней части гидравлической полости давление становится больше, чем в верхней части гидравлической полости. Датчик давления посылает

электрический сигнал, образуя на нижней пьезоэлектрической пластине датчика положительный потенциал, величина которого пропорциональна давлению рабочей жидкости в нижней части гидравлической полости, следовательно, и скорости перемещения поршня. Электрический сигнал поступает в управляющее устройство 14, которое расценивает положительный потенциал нижней пластины как команду к изменению тока в обмотке электромагнита, в соответствии с программой сжатия на оптимальной характеристике сопротивления устанавливается заложенная в программе величина тока, в результате чего создается заданная сила сопротивления сжатию. В режиме отбоя поршень перемещается вверх, при этом давление рабочей жидкости в верхней части гидравлической полости становится больше, чем в нижней части гидравлической полости. Датчик давления посылает электрический сигнал, образуя на верхней пьезоэлектрической пластине датчика положительный потенциал, величина которого пропорциональна давлению рабочей жидкости в верхней части гидравлической полости и скорости перемещения поршня. Электрический сигнал поступает в управляющее устройство 14, которое расценивает положительный потенциал нижней пластины как команду к изменению тока в обмотке электромагнита. В соответствии с программой отбоя на оптимальной характеристике сопротивления устанавливается заложенная в программе величина тока, в результате чего создается заданная сила сопротивления.

Еще одной конструкцией устройства, работающего на принципе управления реологическими свойствами магнитоэологической жидкости посредством магнитного поля, является магнитоэологический виброгаситель [8], представленный на рис. 1.4 в разрезе вдоль продольной оси.

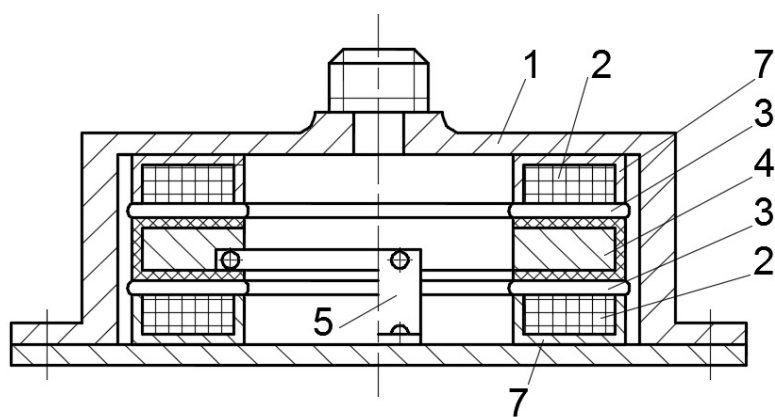


Рис. 1.4. Магнитоэологический виброгаситель

Конструкция магнитореологического виброгасителя состоит из корпуса из магнитомягкого материала 1, который является одновременно магнитопроводом, катушки 2, магнитореологической жидкости 3, подвижной массы 4, пружины 5, покрытия из резины 6 и полюсных наконечников 7. В герметичном корпусе магнитореологического виброгасителя на пружине подвешена кольцеобразная подвижная масса, изготовленная из магнитомягкого материала и покрытая тонким слоем резины, сверху и снизу которой размещены катушки с полюсными наконечниками. Катушки управления интегрированы в полюсные наконечники, выполненные из магнитомягкого материала, что исключает остаточное намагничивание полюсных наконечников. Из магнитного материала выполнен также корпус магнитореологического виброгасителя, способный шунтировать потоки рассеивания и защищать виброгаситель от внешних магнитных потоков.

Частотные характеристики магнитореологического виброгасителя управляются за счет изменения вязкожесткостных свойств магнитореологической среды, которая помещается в зазоре между подвижной массой магнитореологического виброгасителя и катушками. Подача сигнала управления приводит к возникновению магнитного поля вокруг магнитопровода, что и способствует изменению вязкожесткостных свойств магнитореологической среды. Колебания подвижной массы магнитореологического виброгасителя, выполненного из магнитомягкого материала, и магнитный поток катушек управления, взаимодействуя, изменяют диссипативно-жесткостные свойства магнитореологической среды, что и приводит к изменению частотных характеристик магнитореологического виброгасителя, а для предотвращения ударов и залипания подвижная масса магнитореологического виброгасителя покрывается слоем резины.

Высокая эффективность магнитореологического виброгасителя достигается за счет расширения диапазона рабочих частот виброгашения и достаточно быстрой адаптивности системы к внешним воздействиям.

Интерес представляет следующая конструкция динамического гасителя (рис. 1.5) [9], состоящего из корпуса 1 с интегрированной в него вставкой 2 с системой каналов 3 и мембран 4, разделяющих корпус на три камеры. Верхняя и нижняя гидравлические камеры 5, 6

заполнены магнитореологической жидкостью, а средняя камера 7 является газовой полостью. Система каналов внутри вставки служит для гидравлического преобразования движения. К выносному штоку 8 корпуса вставки подключен датчик виброускорения 9. Катушка 11, охватывающая корпус гасителя, управляется контроллером 10. Инерционные свойства системы каналов обусловлены достаточно большими размерами их длины и диаметра. Извилистая система каналов значительно лучше осуществляет гашения момента, возникающего при прохождении по ним жидкости. Камеры 5 и 7 оснащены клапанами 12, через которые осуществляется заправка полостей рабочими средами. Принцип гашения динамических колебаний объекта 13 осуществляется следующим образом. Динамический гаситель настроен на диапазон частот колебаний объекта. Вибрация воздействует на вставку с системой каналов, заставляя ее совершать колебательные движения. Гашение колебаний происходит при дросселировании магнитореологической жидкости через систему каналов из одной гидравлической камеры в другую. Датчик виброускорения предназначен для контроля изменения частот диапазона гашения, который посылает сигналы на контроллер, управляющий катушкой. Контроллер изменяет потенциал катушки, что приводит к изменению физических свойств магнитореологической жидкости, следовательно, и рабочих характеристик динамического гасителя.

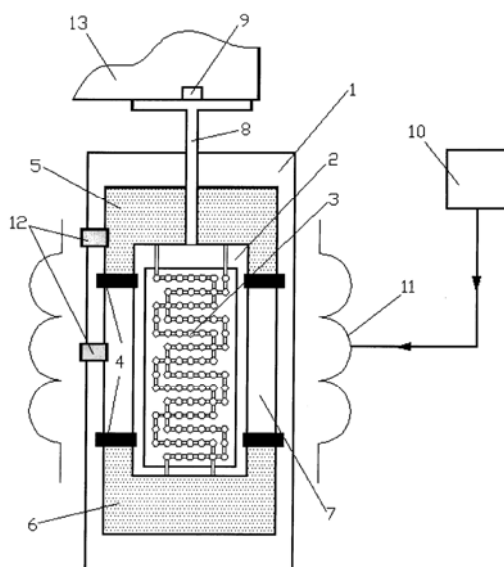


Рис. 1.5. Динамический гаситель

Еще один тип распространенных конструкций виброопор представлен на рис. 1.6. Конструкция состоит из рабочей камеры 1, заполненной магнитореологической жидкостью, созданной пространством между эластичной обечайкой 2 и опорной платой 3. Рабочая камера сообщается с компенсационной камерой 8 посредством дроссельных каналов 4а, 4б, 5а, 5б, расположенных в разделительной перегородке 6, которая установлена в корпусе 7. Компенсационная камера ограничена снизу эластичной мембраной 9, отделяющей рабочую жидкость от газовой полости 10, уплотненная в корпусе посредством поддона 11, предохраняющего мембрану от механических повреждений. В перегородке выполнена кольцевая полость 12. В разделительной перегородке также выполнена перемычка с капиллярами 13, соединяющими рабочую и компенсационную камеры, и промежуточная камера 14 с эллиптическим сечением. Промежуточная камера соединена с кольцевой полостью каналами 15а и 15б. Компенсационная камера состоит из центральной 8а и периферийной 8б частей. В металлической перегородке размещены два соленоида 16, соединенные через усилитель мощности 20 последовательно с фазовращателем 19, согласующим усилителем 18 и акселерометром 17. Согласующий усилитель подключен к осциллографу 23 и блоку управления 24, соединенным с фазовращателем и источником питания 21.

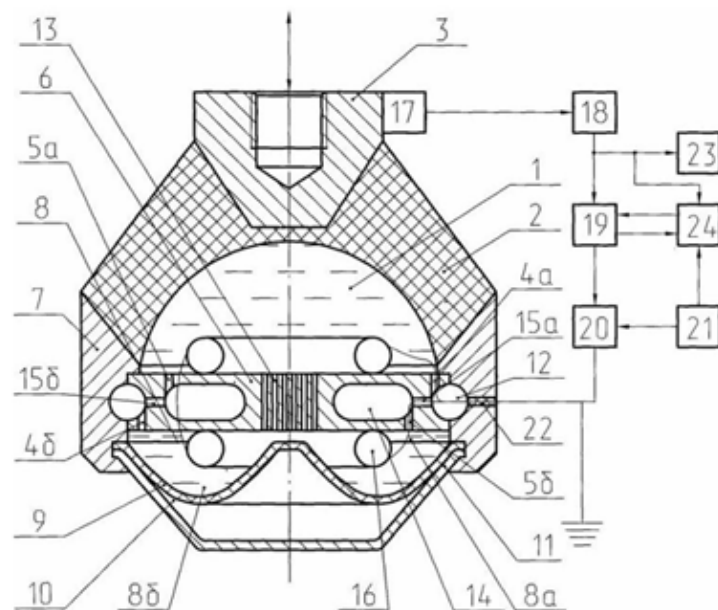


Рис. 1.6. Магнитореологическая опора

Принцип действия опоры в случае приложения внешней нагрузки заключается в растяжении гибкой мембраны в результате роста давления в рабочей и компенсационной камерах. Под действием возникшего перепада давления жидкость движется из рабочей камеры через дроссельные каналы в кольцевую и промежуточную камеры, где потоки приобретают тангенциальную составляющую скорости и осуществляют вращательное движение, возбуждая движение всех слоев в данных полостях.

В промежуточной камере поток магнитореологической жидкости попадает в магнитное поле управляющих соленоидов, что позволяет производить торможение или ускорение потока магнитореологической среды в зависимости от соотношения фаз между управляющим током и внешней вибрационной нагрузкой.

При снятии внешнего нагружения давление понижается в рабочей и компенсационной камерах и жидкость через дроссельные каналы из кольцевой и промежуточной полостей перетекает обратно в камеры. Потоки также приобретают тангенциальную составляющую скорости и осуществляют вращательное движение, возбуждая движение всех слоев в камерах [10].

Рассмотренные конструкции магнитореологических опор позволяют эффективно осуществлять демпфирование и гашение вибрации. При этом подобные системы имеют ряд преимуществ над классическими гидравлическими аналогами:

- являются адаптивными при достаточной простоте и компактности конструкции;
- имеют более высокую скорость отклика системы на управляющий сигнал за счет отсутствия механических преобразователей электрического управляющего сигнала, которым присуща инерционность, поэтому осуществление прямого электромагнитного управления рабочей средой позволяет их устанавливать в прецизионных измерительных приборах, требующих демпфирования и вибрационной защиты;
- применяют достаточно простое и эффективное управление рабочими характеристиками посредством регулирования реологических свойств рабочей среды за счет изменения параметров управляющего магнитного поля;
- сохраняют в себе все преимущества классических гидравлических систем демпфирования и виброзащиты: гашение

колебаний жидкой средой, компактность, способность эффективно гасить колебания высокой частоты и значительной нагрузки, износостойкость.

Для расчета рабочих процессов в магнитореологических опорах применимо волновое уравнение для звукового давления в рабочей полости при ударной и вибрационной нагрузке:

$$\nabla^2 P = \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2},$$

где C_0^2 – скорость распространения акустической волны.

В рабочих камерах магнитореологических опор преобладает ламинарный характер течения, поэтому основным реологическим параметром целесообразно принять кинематическую вязкость:

$$\vartheta = \frac{\eta}{\rho} = \frac{dF_\eta}{dS \frac{du}{dz} \rho},$$

где dF_η – элементарная величина силы вязкого трения, dS – площадь соприкосновения слоев, $\frac{du}{dz}$ – градиент скорости.

$$\eta = \tau_{sh0} / (du/dz) + \eta_r,$$

где η_r – реологическая вязкость.

Несущую силу магнитореологической опоры можно записать в виде [11]:

$$F_{MRS} = \mu_0 M H_{\max} S,$$

где H_{\max} – максимальная напряженность магнитного поля, S – площадь.

Скорость течения магнитореологической среды между поршнем и корпусом [12]:

$$v = -v_p \frac{\ln \frac{r}{R_2}}{\ln \frac{R_1}{R_2}} + \frac{1}{4\eta} \frac{dp}{dz} \left(r^2 - \frac{R_1^2 \ln \frac{r}{R_2} - R_2^2 \ln \frac{r}{R_1}}{\ln \frac{R_1}{R_2}} \right),$$

где v_p – скорость движения поршня относительно корпуса, R_1 – радиус поршня, R_2 – радиус корпуса, r, z – координаты.

Градиент давления при течении в кольцевом зазоре постоянен и находится из выражения:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{-4\eta v_p}{(R_1^2 + R_2^2) \ln \frac{R_1}{R_2} - (R_1^2 - R_2^2)}.$$

1.4.1. Силы сопротивления движению цилиндрического поршня в магнитоологической среде. По цилиндрической поверхности с учетом неньютоновских свойств магнитоологической среды силы сопротивления записываются в виде:

$$F_c = 2\pi\eta v_p h \tau_{\text{din}} + 2\pi\eta v_p h \frac{R_2^2 - R_1^2}{(R_2^2 + R_1^2) \ln \frac{R_1}{R_2} + (R_2^2 - R_1^2)},$$

где h – высота поршня, τ_{din} – начальное динамическое касательное напряжение.

$$\tau_{\text{din}} = KB^{1,5},$$

где K – коэффициент, зависящий от свойств магнитоологической среды, значения которого находятся в диапазоне 2–15.

По фронтальной поверхности силы сопротивления записываются в виде:

$$F_{fr} = \frac{3}{2} \pi \eta v_p \frac{R_1^4}{L^3} + 4\pi\eta v_p R_1^2 h \frac{1}{(R_2^2 + R_1^2) \ln \frac{R_1}{R_2} + (R_2^2 - R_1^2)},$$

где L – расстояние от дна корпуса до торца поршня.

Индукция магнитного поля в дроссельном канале демпфера, заполненном магнитоологической средой [13]:

$$B = \frac{r^2 \Delta p}{L_c} \mu_a \left(\frac{\gamma_e}{\vartheta \rho} \right)^{1/2} B_0,$$

где L_c – длина канала, μ_a – магнитная проницаемость магнитоологической среды, B_0 – магнитная индукция материала амортизатора, γ_e – проводимость магнитоологической среды.

Плотность тока, возникающая при движении магнитоологической жидкости вдоль канала:

$$j = \gamma_e [vB].$$

Как известно, магнитная проницаемость сред зависит от частоты внешнего поля.

Зададим напряженности магнитного и электрического поля:

$$H = H_a e^{-kz} \sin(\omega t - kz - \varphi_a),$$

$$E = H_a \sqrt{\frac{\omega \mu_a}{\gamma_e}} e^{-kz} \times \sin(\omega t - kz - \varphi_a + 45^\circ).$$

Статические характеристики дросселирующих каналов в магнитореологических опорах можно описать следующими зависимостями:

$$\begin{aligned}\Delta p &= \Delta p_{\eta} + \Delta p_{\tau} = \frac{12\eta QL_c}{2\pi R} + \frac{c_{pr}\tau_y L_c}{h} = \\ &= \frac{12\eta QL_c}{2\pi R} + \frac{c_{pr}(k_1 B_f + k_2 H^2)L_c}{h},\end{aligned}$$

где Q – расход магнитореологической жидкости, L_c , R , h – геометрические параметры дросселя, k_1 , k_2 – коэффициенты, зависящие от физико-химических свойств магнитореологической среды, c_{pr} – коэффициент отношения давлений:

$$c_{pr} = \frac{\Delta p_{\tau}}{\Delta p_{\eta}}.$$

Сила на штоке при сжатии и отбое:

$$F_{sht} = pS_p,$$

где S_p – площадь вытеснения, p – давление рабочей среды при сжатии и отбое.

$$Q = k_l S_p v_p = \mu_Q S_c \sqrt{\frac{2p}{\rho}},$$

где k_l – коэффициент утечек, v_p – скорость перемещения поршня, S_c – площадь рабочего сечения отверстия в поршне, μ_Q – коэффициент расхода.

$$\mu_Q = c_{pr} \sqrt{\frac{vd}{\vartheta_{tot}}} = c_{pr} \sqrt{\frac{2Q}{3\pi d \vartheta_{tot}}},$$

где d – диаметр рабочего сечения, ϑ_{tot} – кинематическая вязкость магнитореологической жидкости во внешних полях.

$$\vartheta_{tot} = \frac{\tau_{sh0} e^{kH}}{\dot{\gamma}} + \vartheta,$$

где k – коэффициент нелинейности $\tau_{sh0} = f(H)$.

Следовательно, силу сопротивления на штоке можно представить в виде:

$$F_{sht} = \frac{Q^2 \rho}{2\mu_Q S_c} S_p = \frac{Q^2 \rho}{0,1 S_c \sqrt{\frac{vd}{\frac{\tau_{sh0} e^{kH}}{v} + \vartheta}}} S_p.$$

1.5. Конструктивное исполнение магнитореологической регулирующей аппаратуры

1.5.1. Магнитореологические дроссели. Самыми распространенными магнитореологическими аппаратами стали магнитореологические дроссели. На данный момент уже существует множество различных конструкций магнитореологических дросселей, которые обеспечивают контроль расхода при помощи изменения вязкости магнитореологической жидкости во внешнем электромагнитном поле. Эти конструкции различаются как особенностями геометрии проточной части дросселя, так и особенностями конструкции управляющих электромагнитов. В большинстве подобных конструкций удалось избавиться от подвижных механических элементов, но в ряде исключений конструкции магнитореологических дросселей включают в себя и элементы механики, хотя включение механики в конструкции магнитореологических аппаратов является нецелесообразным, так как это во многом сводит на нет основные достоинства магнитореологических систем: быстроедействие, прецизионность, надежность.

Еще одним достоинством магнитореологических регуляторов расхода является то, что при перекрытии тока жидкости не возникает явного скачка давления, так называемого явления гидроудара. Это достигается за счет демпфирующих свойств магнитореологической заслонки, образующейся в магистрали на участке, находящемся во внешнем магнитном поле.

подавляющее большинство магнитореологических дросселей, применяемых сегодня, интегрировано в конструкции адаптивных магнитореологических опор, являющиеся аналогом гидродинамических опор. Рассмотрим некоторые из существующих на данный момент конструкций устройств, позволяющих регулировать вязкость магнитореологической жидкости за счет внешнего магнитного или электромагнитного поля, следовательно, при необходимости и ее расход через сечение.

Наибольший интерес вызывает конструкция системы, предназначенной для магнитореологического прецизионного позиционирования и виброизоляции [14] (рис. 1.7).

Конструкция системы магнитореологического прецизионного позиционирования и виброизоляции состоит из каретки 1, сильфонных гидроцилиндров 2, гидравлической насосной станции 3, узла упругой пневмоподвески 4, объекта перемещения 5, трубопровода для подачи сжатого воздуха 6, рычагов 7 и основания 8. Движение каретки посредством рычагов передается на объект, который закреплен на упругой мембране узла пневмоподвески так, что его центр тяжести совпадает с геометрическим центром упругой мембраны. При сборке необходимо обеспечивать соосность каретки по оси z , узла пневмоподвески и объекта. Объект обладает тремя степенями свободы относительно узла пневмоподвески, две из которых угловые, вокруг горизонтальных осей x и y , и одна линейная, вдоль вертикальной оси z . Перемещения каретки обеспечивают сильфонные гидроцилиндры, установленные навстречу друг к другу, по два для каждой из координат. Насосная станция подает магнитореологическую жидкость в рабочие полости сильфонных гидроцилиндров. Узел упругой пневмоподвески позволяет объекту совершать перемещения по трем координатам: двум угловым и одной осевой, а также принимает на себя часть веса объекта. Сжатый воздух к пневмоподвеске подводится через трубопровод.

Сильфонный гидроцилиндр, представленный на рис. 1.8, состоит из корпуса гидроцилиндра 13, в котором при помощи сильфона 10 установлен шток 9. Входной магнитореологический дроссель 11 и выходной магнитореологический дроссель 12 размещены внутри штока 9.

Конструкция магнитореологической позиционирующей и виброизолирующей системы (рис. 1.9) содержит блок электромагнитного управления, состоящий из магнитопровода и электромагнитной катушки 14. Магнитопровод выполнен из кольца 15, втулки 16 и штока 17, в который встроены постоянные магниты 21, обеспечивающие самоторможение устройства при отсутствии управляющего сигнала. На одной из стенок рабочего зазора дросселя 18 выточены концентраторы напряженности магнитного поля в виде окружных зубьев, полости между которыми заполнены немагнитным материалом 22 (вид А). Все элементы дросселя фиксируются при помощи двух колец из немагнитного материала 19, а стыки деталей уплотнены резиновыми кольцами круглого сечения 20.

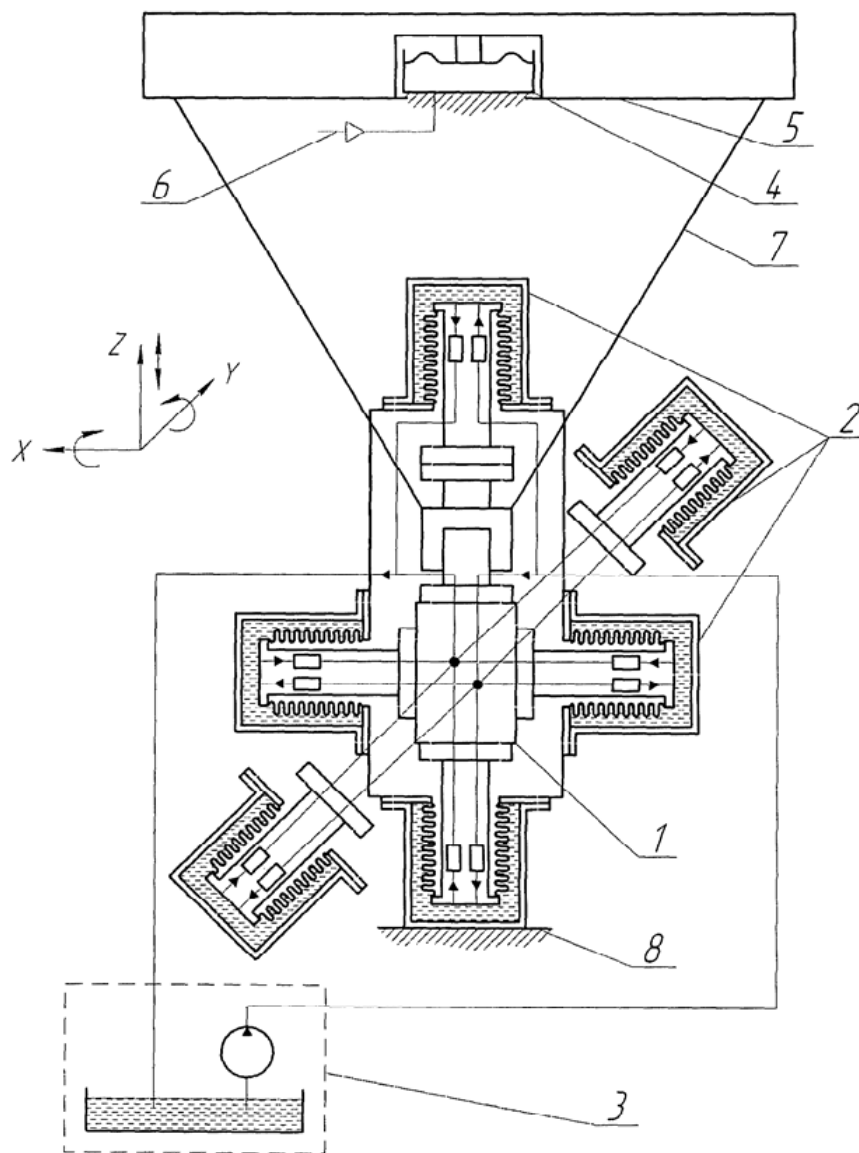


Рис. 1.7. Конструкция системы магнито-реологического прецизионного позиционирования и виброизоляции

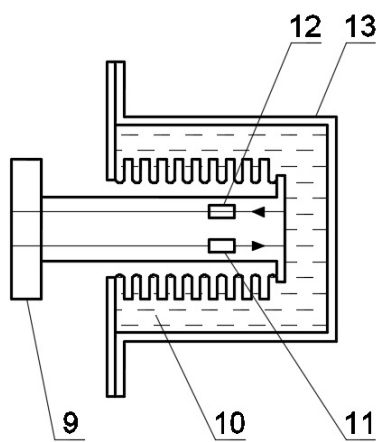


Рис. 1.8. Сильфонный гидроцилиндр

Магнитореологическая позиционирующая и виброизолирующая система может работать с автономной системой автоматического управления, которая должна содержать датчик положения объекта перемещения и контроллер. Данная система способна обеспечить высокое качество перемещения объекта в автоматическом режиме и время переходных процессов 50–100 мс, при этом предоставляя возможность в определенных пределах активного демпфирования и виброгашения.

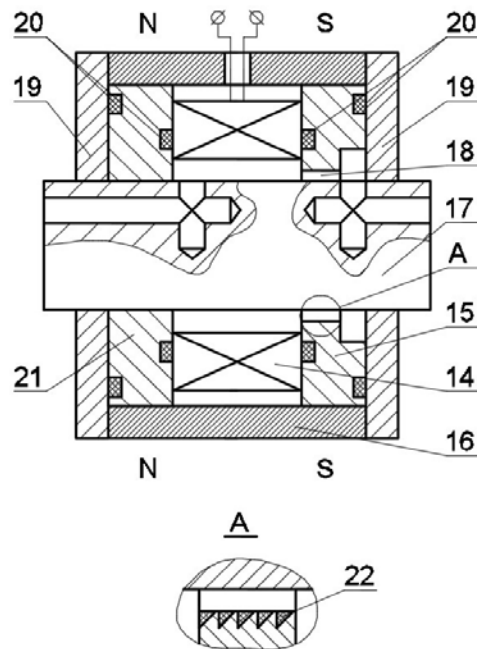


Рис. 1.9. Блок электромагнитного управления магнитореологической позиционирующей и виброизолирующей системами

Приведенные конструкции систем, содержащих магнитореологические регуляторы расхода (средства виброзащиты и системы позиционирования), доказывают высокую эффективность магнитореологических регуляторов расхода и возможность их применения для управления прецизионными перемещениями исполнительных элементов, а также подтверждают ряд значимых преимуществ магнитореологических регуляторов расхода перед их классическими гидравлическими аналогами.

1.5.2. Магнитожидкостные запорные элементы. Еще одним перспективным направлением в машиностроительной гидравлике является использование жидкостей, обладающих магнитными свойствами, в качестве адаптивных запорных элементов.

Существуют довольно простые конструкции запорных элементов, в которых можно применять магнитные жидкости для регулирования расхода или полного перекрытия тока жидкости в канале. Рассмотрим конструкцию магнитожидкостного предохранительного клапана (рис. 1.10), способного контролировать расход немагнитной жидкости посредством удержания адаптивного запорного элемента из магнитной жидкости на заданном участке магистрали за счет внешнего магнитного поля в варианте для вертикального монтажа. Пропускная способность клапана регулируется изменением характеристик управляющего магнитного поля. Открытие данного магнитожидкостного клапана возможно как при достижении системой заданного рабочего давления, так и при скоплении заданного объема рабочей среды над магнитожидкостным запорным элементом клапана, в результате чего происходит пробой магнитожидкостного запорного элемента под действием избыточного давления в системе или силы тяжести скопившегося избыточного объема рабочей среды. При этом после пробоя через магнитожидкостный запорный элемент проходят только объемы рабочей среды, вызывающие избыточное давление на магнитожидкостный запорный элемент по сравнению с заданным давлением настройки, которое легко регулируется в процессе эксплуатации системы [2, 6].

Основным недостатком данной конструкции является необходимость строго вертикального или строго горизонтального монтажа для обеспечения равномерного давления рабочей среды на магнитожидкостный запорный элемент, что ограничивает возможности ее применения на мобильной технике. Также конструкции, в которых регуляция расхода через магнитожидкостный клапан осуществляется посредством силы тяжести объема рабочей среды, не применимы в условиях невесомости.

Сомнительна возможность применения подобной конструкции предохранительного клапана при условиях воздействия на магнитожидкостный запорный элемент значительных динамических нагрузок со стороны рабочей среды и в системах, работающих при высоких давлениях.

Конструктивное исполнение возможного применения магнитных и магнитореологических жидкостей для изменения направления тока жидкости в магистрали приведено на рис. 1.11.

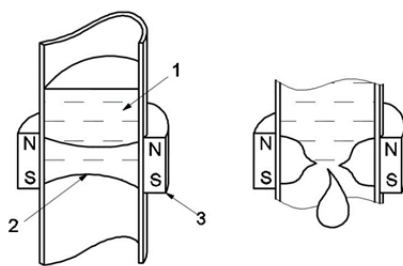


Рис. 1.10. Конструкция магнитожидкостного предохранительного клапана:
 1 – немагнитная рабочая среда, 2 – магнитная жидкость, 3 – магнит

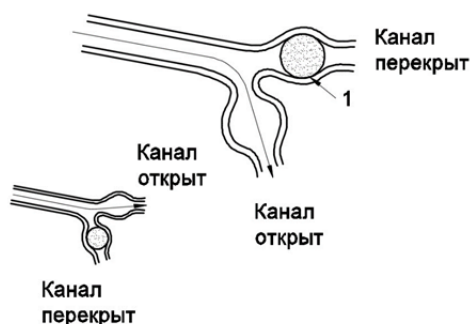


Рис. 1.11. Конструкция перепускного клапана с магнитожидкостным запорным элементом 1

Данная конструкция перепускного клапана применима для перекрытия потока немагнитной рабочей среды, который в варианте с магнитожидкостными элементами в обоих магистральных ответвлениях может выполнять роль гидравлического распределителя. Магнитожидкостный запорный элемент, находящийся в клапанах, выполненных в виде расширений магистрального ответвления, удерживается в них посредством внешнего магнитного поля, перекрывая при этом один из каналов. При необходимости перекрытия второго канала и открытия первого клапана магнитожидкостный запорный элемент перемещается внешним магнитным полем в нужный канал [2, 6].

Несмотря на то, что подобная конструкция, как правило, требует подвижного механического элемента для реализации перемещения магнитной жидкости из одного канала в другой, что приводит к низкой скорости переключения линий, она имеет преимущество перед классическими гидравлическими перепускными клапанами за счет отсутствия в конструкции механического клапана запорного элемента, обладающего устойчивыми геометрическими формами и размерами, которые способны изменяться под действием эрозии проточной части. Поэтому данная конструкция отличается довольно высоким ресурсом.

1.5.3. Фундаментальные основы расчета магнитоэластических управляющих элементов. Сферический объем магнитной жидкости, помещенный во внешние магнитные поля трансформируется и приобретает эллиптическую форму (рис. 1.12), при этом происходит вытягивание объема в направлении действия напряженности магнитного поля и сжатие в направлении, перпендикулярном направлению действия магнитного поля [2].

Параметры получающегося эллипсоида:

длинная полуось:

$$b = R + db,$$

короткая полуось:

$$a = R - da.$$

Так как объем магнитной среды постоянен, справедливо следующее выражение:

$$(4\pi/3)R^3 = (4\pi/3)(R + db)(R - da)^2 = V,$$

где R – радиус сферического объема, V – объем магнитоэластической жидкости:

$$V = 4\pi ab^2/3.$$

Напряженность размагничивающего магнитного поля внутри сферического объема магнитной жидкости (противоположного по направлению к внешнему магнитному полю):

$$H = H_0 - \left(\frac{N}{\mu_0}\right)M(H),$$

где M – намагниченность, H_0 – внешнее магнитное поле, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

N – размагничивающий фактор:

$$N = \frac{1}{n^2 - 1} \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \ln \left(n + \sqrt{n^2 - 1} \right) - 1 \right],$$

$$n = b/a .$$

Суммарная магнитная энергия магнитной жидкости выражается как:

$$u_{mag} = -V \int_0^H M(H') dH' .$$

Магнитная сила, возникшая в результате деформации объема:

$$F = -\frac{du_{mag}}{db} = V \frac{d}{db} \int_0^H M(H') dH' .$$

Уравнение Бернулли для магнитной жидкости:

$$(1/2)\rho v^2 + \rho g z + p \int_0^H M(H') dH' = \text{const},$$

где p – давление в магнитной жидкости, ρ – плотность, g – ускорение свободного падения, v – скорость, z – высота по нормали.

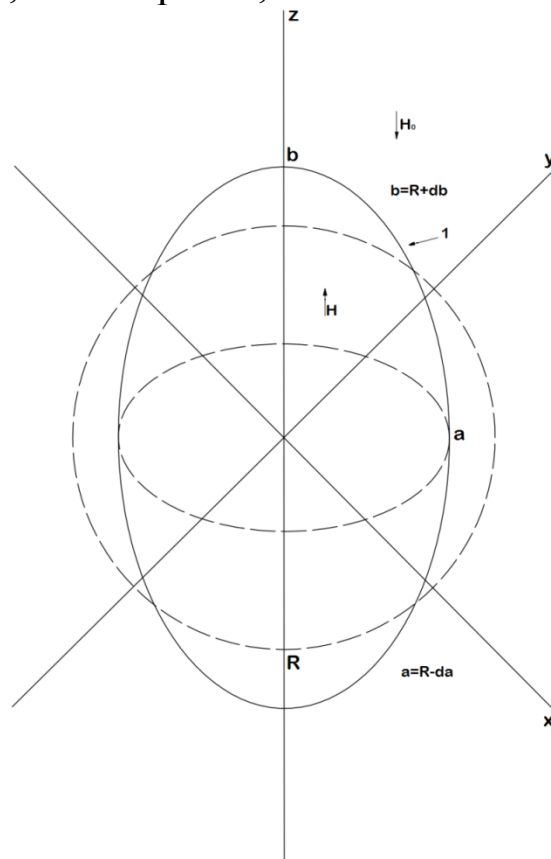


Рис. 1.12. Трансформация сферического объема магнитной жидкости в эллипсоид вращения: 1 – объем магнитной жидкости

1.5.4. Прикладной расчет магнитожидкостных управляющих элементов. Описание рабочего процесса магнитожидкостного управляющего элемента требует рассмотрения характера воздействия на стенки упругого элемента, заполненного магнитной жидкостью, магнитной и немагнитной сред.

Сделаем допущение, что наличием тонкой стенки упругого элемента можно пренебречь.

Поэтому равновесное давление на границе раздела (на стенке упругого элемента, заполненного магнитной жидкостью) со сторон магнитной и немагнитной сред выражается как:

$$p_b = p_a + \int_0^{H_a} M_a(H) dH + \frac{1}{2\mu_0} M_{an}^2,$$

где p_b – давление со стороны немагнитной жидкости, p_a – давление со стороны магнитной жидкости, M_{an} – нормальная компонента намагниченности:

$$M_{an} = M_a \cdot n.$$

Физические величины с индексом a относятся к магнитной среде.

Для осей симметрии эллиптического объема магнитной жидкости равновесные давления на стенку примут следующие значения:

ось симметрии, длинная полуось при $M_{an} = M_a$:

$$p_b(OB) = p_a(OB) + \int_0^{H_a} M_a(H) dH + \frac{1}{2\mu_0} M_a^2,$$

ось симметрии, короткая полуось при $M_{an} = 0$:

$$p_b(OA) = p_a(OA) + \int_0^{H_a} M_a(H) dH.$$

Сферическая форма небольшого объема магнитной жидкости физически более предпочтительна и связана с капиллярными эффектами. В случае попадания объема магнитной жидкости в направленное внешнее магнитное поле создается разность давлений на осях симметрии сферического объема, в результате чего происходит трансформация формы объема, приобретение эллиптической формы, компенсация неоднородности давления внутри объема магнитной жидкости вследствие нарастания кривизны поверхности и роста капиллярного скачка давления.

Форму объема магнитной жидкости во внешнем магнитном поле можно выразить из условия минимума суммы магнитной энергии:

$$E = u_{mag} + E_S,$$

где E_S – поверхностная энергия:

$$E_S = 2\pi\gamma ab[1/k + (1/e)\arcsin],$$

где γ – коэффициент поверхностного натяжения, e – эксцентриситет эллипсоида:

$$e = \sqrt{(a^2 - b^2)/a}.$$

Плотность потока энергии (вектор Пойнтинга):

$$\vec{P} = \frac{c}{4\pi} [EH],$$

где E – напряженность электрического поля:

$$E = \frac{F_q}{q},$$

где F_q – сила, действующая на заряд, q – заряд, c – скорость распространения электромагнитных взаимодействий в вакууме:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}.$$

Справедливо следующее выражение:

$$\frac{c}{4\pi} [EH] = \frac{E}{St},$$

где t – время, S – площадь сечения переноса энергии.

Электромагнитная сила:

$$F_{el} = Bil,$$

где i – сила тока, l – длина проводника, B – магнитная индукция поля:

$$B = \mu_0(H + M).$$

Электромагнитная сила с учетом характеристик индуктора:

$$F_{el} = (N_n \cdot i)^2 \cdot \mu_0 \cdot S_m / (2 \cdot l_m^2),$$

где l_m – длина зазора между индуктором и объемом магнитной жидкости, S_m – площадь сечения электромагнита, N_n – количество витков.

Оптимальных режимов работы магнитожидкостных элементов можно достичь при их эксплуатации на малых значениях сечений радиальных зазоров, поэтому расход жидкости на магнитожидкостном элементе:

$$Q = \frac{\Delta p \pi d_o \delta_o^3}{2\mu l \cdot 10^5},$$

где δ_o – радиальный зазор, Δp – перепад давления в зазоре, d_o – средний диаметр магнитожидкостного элемента, μ – вязкость среды, l – длина магнитожидкостного элемента.

1.5.5. Расчет рабочей камеры с магнитожидкостным управлением. В случае исполнения магнитожидкостного управляющего элемента в виде камеры, для расчета рабочих параметров применимы следующие зависимости [15].

Уравнения Бернулли для неподвижной магнитной жидкости в рабочей камере:

$$p = \text{const} - \rho g z + \int_0^H M(H') dH'.$$

Быстродействие подобных систем оценивается из следующих выражений.

Время отклика магнитореологической системы эквивалентно времени нарастания магнитного потока:

$$T_m = 0,54 \cdot 10^4 \frac{l_m d_m^2}{\rho_{el} \delta_m},$$

где d_m – диаметр магнитопровода, ρ_{el} – удельное электрическое сопротивление в магнитореологической среде, l_m – длина магнитопровода, δ_m – эквивалентный зазор магнитопровода:

$$\delta_m = \frac{l_m}{\mu_m} + \frac{2h}{\mu_{MRF}},$$

где h – рабочий зазор, μ_m , μ_{MRF} – магнитные проницаемости материала магнитопровода и магнитной среды.

Динамика управляющего электромагнита описывается уравнением:

$$T_m \frac{dI}{dt} + I = \frac{U}{R},$$

где I – сила тока, R – сопротивление обмотки, U – напряжение.

Напряженность индуктора:

$$H = IN,$$

где N – число витков.

Магнитореологические жидкости отличаются малой петлей гистерезиса, поэтому эффекты гистерезиса в магнитореологических средах можно описать, основываясь на уравнениях, описывающих природу процесса намагничивания [16]:

$$\dot{H} = |\dot{B}| [f(B) - H] + \dot{B} g(B),$$

где $f(B)$, $g(B)$ – функции, зависящие от кривой намагниченности и коэффициентов, определяемых материалом магнитопроводов.

Решения уравнения для верхней $H_U(B)$ и нижней $H_L(B)$ петель гистерезиса:

$$H_U(B) = \frac{B}{\mu_0 \mu_c} \frac{1}{1 - \left[\frac{B}{B_s} \right]^b} - H_c,$$

$$H_L(B) = \frac{B}{\mu_0 \mu_c} \frac{1}{1 - \left[\frac{B}{B_s} \right]^a} - H_c,$$

где B_s – магнитная индукция насыщения материала магнитопровода, H_c – коэрцитивная сила, μ_c – магнитная проницаемость остаточной намагниченности, a , b – коэффициенты, определяемые экспериментально.

С учетом эффектов размагничивания напряженность примет вид:

$$H = H_m - H_d,$$

где H_m – поле, создаваемое индуктором в магнитопровode, H_d – размагничивающее поле материала магнитопровода:

$$H_d = \mu_0^{-1} N_d M,$$

где N_d – размагничивающий фактор.

Напряженность также можно записать как:

$$H = H_m - \mu_0^{-2} N_d (B_s - \mu_0 H_m).$$

Магнитная индукция в зазоре магнитореологического дросселя:

$$B_f = \frac{\Phi}{S_s} = \frac{BS_f}{S_s},$$

где S_s – площадь поперечного сечения сердечника индуктора, S_f – площадь сечения рабочего зазора, Φ – магнитный поток.

1.6. Конструктивное исполнение магнитожидкостных уплотнений

Магнитожидкостные уплотнители, как правило, применяют для герметизации полостей между вращающимися элементами (валами) [2] (рис. 1.13), что позволяет игнорировать наличие сил трения. Подобное конструктивное решение применяется, например, в случаях наличия газовых или жидкостных полостей под высоким давлением и полостей с атмосферным или вакуумметрическим давлением.

Герметизация неподвижных и вращающихся валов при помощи магнитожидкостных уплотнителей сводит на нет утечки смазочных материалов. Принципиальная конструкция магнитожидкостного герметизатора состоит из двух блоков магнитных полюсов, изготовленных в виде дисков из магнитного материала, между которыми установлен постоянный кольцевой магнит, намагниченный в осевом направлении. Для образования магнитной цепи и замыкания магнитного потока вал также изготавливают из магнитного материала. Заостренная форма одного из магнитных полюсов приводит к росту напряженности магнитного поля в зазоре между

валом и конической поверхностью магнитного полюса. В образованный зазор помещается магнитная жидкость.

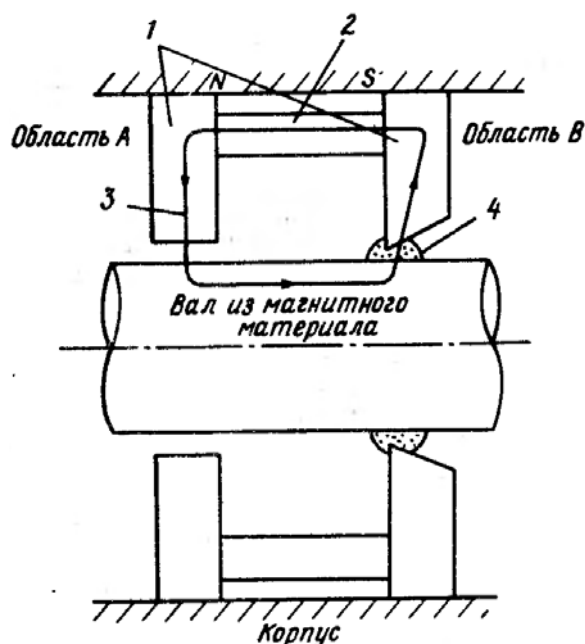


Рис. 1.13. Принципиальная конструкция магнитожидкостного герметизатора вала: 1 – полюсные наконечники; 2 – постоянный магнит; 3 – магнитный поток; 4 – магнитная жидкость

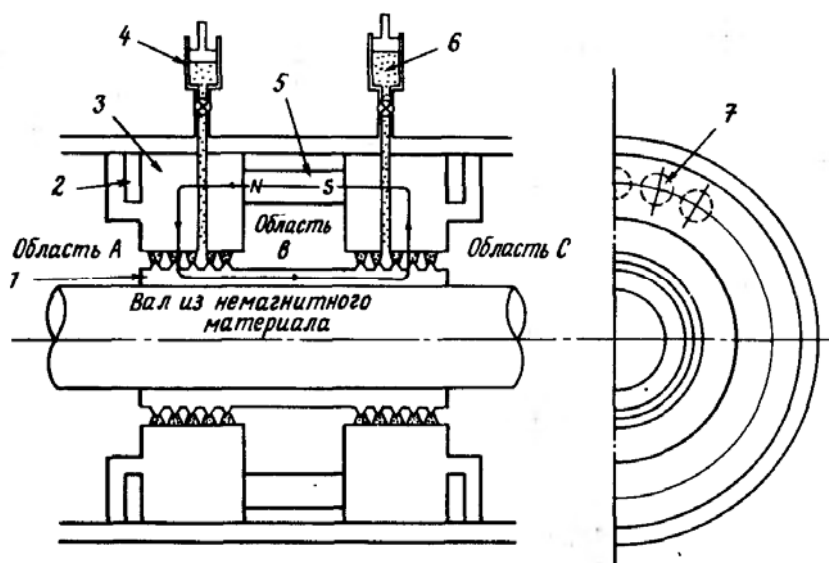


Рис. 1.14. Конструкция промышленно применяемого магнитожидкостного герметизатора вала: 1 – магнитная насадка на вал; 2 – канал для охлаждающей жидкости; 3 – магнитные полюса (наконечники); 4 – устройство для подачи магнитной жидкости; 5 – постоянный магнит; 6 – магнитная жидкость; 7 – постоянный магнит

Для случая, когда вал изготовлен из немагнитного материала, для замыкания магнитного потока на вал надевается насадка из

магнитного материала. Более подробная конструкция магнитожидкостного уплотнителя приведена на рис. 1.14. Так как магнитная насадка на вал имеет ряд выступов, магнитная жидкость образует несколько уплотнительных колец.

Для валов больших диаметров целесообразно использование цилиндрических магнитов, расположенных по окружности ввиду проблематичности изготовления кольцевых магнитов больших диаметров. Также для валов больших диаметров и высоких скоростей вращения требуется организация системы охлаждения, так как сама магнитная жидкость в данном случае является источником тепловыделений в результате гидродинамического трения и не способна обеспечить отвод тепла от зон контакта.

Для снижения габаритов применимы герметизаторы торцевого типа (рис. 1.15).

В целях сохранения требуемой герметичности и на высоких оборотах возможно дополнение конструкций герметизаторами другого типа (рис. 1.16). В представленной конструкции при низкой частоте вращения герметизация осуществляется магнитной жидкостью.

Как уже было отмечено, при больших диаметрах валов и на высоких оборотах требуется отвод тепла от рабочих зон, еще один из вариантов подобных конструкций приведен на рис. 1.17.

При герметизации валов, работающих на осевое перемещение по вертикали, применяются магнитные наконечники, создающие градиент магнитного поля, который направлен вертикально вверх. Для этого полюсные наконечники выполняют со скосом относительно поверхности вала (рис. 1.18).

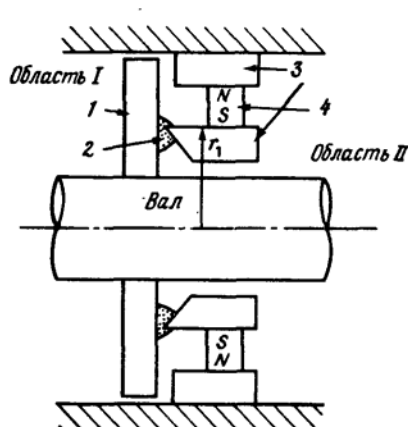


Рис. 1.15. Магнитожидкостный герметизатор торцевого типа: 1 – насадка на вал; 2 – магнитная жидкость; 3 – полюсные наконечники; 4 – постоянный магнит

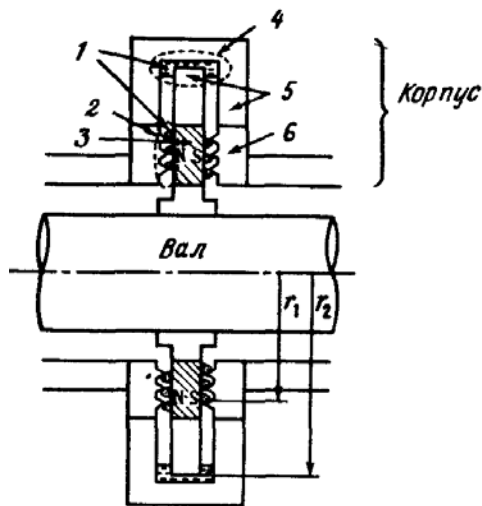


Рис. 1.16. Магнитожидкостный герметизатор вала, совмещенный с центробежным герметизатором: 1 – магнитная жидкость; 2 – магнитожидкостный герметизатор А; 3 – магнит; 4 – центробежный герметизатор В; 5 – немагнитный материал; 6 – полюсные наконечники

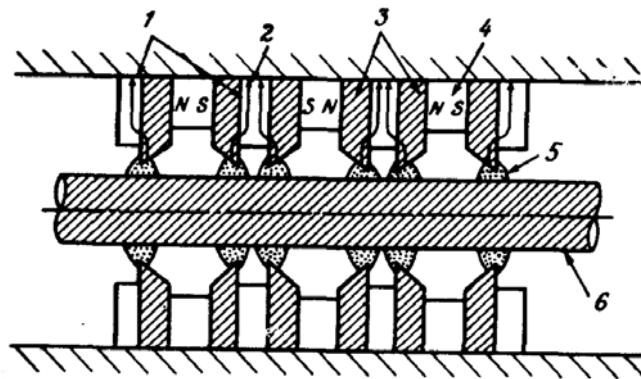


Рис. 1.17. Магнитожидкостный герметизатор вала с системой для отвода тепла: 1 – пластины для отвода тепла; 2 – тепловой поток; 3 – полюсные наконечники; 4 – магнит из редкоземельных металлов; 5 – магнитная жидкость; 6 – вал

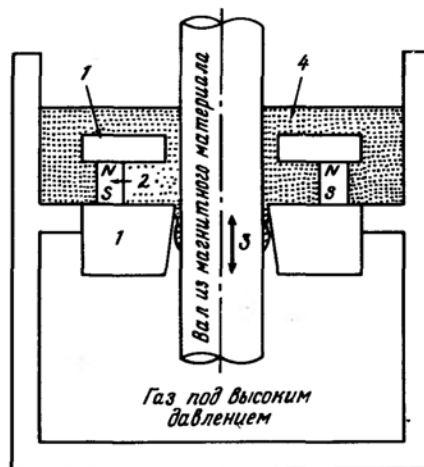


Рис. 1.18. Магнитожидкостный герметизатор: 1 – полюсный наконечник; 2 – постоянный магнит; 3 – направление возвратно-поступательного движения; 4 – магнитная жидкость

Преимущества магнитожидкостных герметизаторов:

- малые зазоры между объемом герметизирующей жидкости и поверхностями агрегата (порядок зазоров равен размеру молекул магнитной жидкости);
- значительный перепад давления на торцах объема герметизирующей жидкости при обеспечении вакуума до 10⁻⁶ Па;
- высокая износостойкость уплотнителя ввиду жидкого агрегатного состояния;
- обеспечение надежной противопылевой защиты;
- отсутствие зон контакта твердых тел;
- нет требований к высокой точности геометрии поверхностей агрегата;
- отсутствует выраженный рост температуры на поверхности контакта;
- отсутствие выраженной вибрации самого уплотнителя и наличие некоторого эффекта демпфирования;
- возможна установка на электродвигатели с целью защиты от капельной и мелкодисперсной влаги.

Недостатки магнитожидкостных герметизаторов:

- возможное гидродинамическое смещение магнитной жидкости с герметизируемой средой;
- малое допустимое рабочее давление в полостях (в несколько атмосфер).

1.6.1. Расчет параметров магнитожидкостного уплотнения.

Для описания рабочего процесса магнитожидкостного уплотнения зададим цилиндрические координаты (рис. 1.19, 1.20) и запишем формулу, из которой возможно выразить рабочее давление:

$$p - \int_0^H M dH = \text{const.}$$

При герметизации параллельных поверхностей давление, действующее со стороны магнитожидкостного уплотнения, выражается в виде:

$$p(A) - \int_0^{H(A)} M dH = p(B) - \int_0^{H(B)} M dH,$$

где $p(A)$, $p(B)$ – давление магнитной жидкости в точках A , B , $H(A)$, $H(B)$ – напряженность магнитного поля в точках A , B .

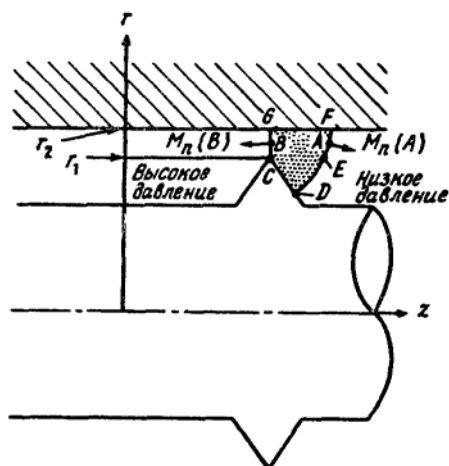


Рис. 1.19. Цилиндрическая система координат при герметизации параллельных поверхностей

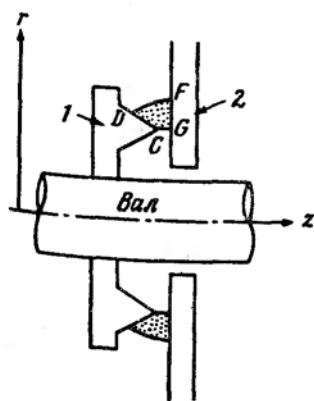


Рис. 1.20. Цилиндрическая система координат для торцевого герметизатора:
1 – насадка на вал; 2 – полюсный наконечник

Давление на межфазной границе задается соотношениями:

$$p(A) + \frac{1}{2\mu_0} M_n^2(A) = p_0(A),$$

$$p(B) + \frac{1}{2\mu_0} M_n^0(B) = p_0(B),$$

где $M_n(A), M_n(B)$ – нормальные к поверхности составляющие намагниченности.

То есть для максимально удерживаемого давления справедливо следующее:

$$p_0(B) - p_0(A) = \int_{H(B)}^{H(A)} M dH + \frac{1}{2\mu_0} (M_n^2(B) - M_n^2(A)).$$

Для стационарного, симметричного относительно вала, ламинарного течения магнитной жидкости с отличным от нуля

значением только окружной компоненты скорости, действующая в магнитной жидкости магнитная сила примет вид:

$$K_r = M_r \frac{\partial H_r}{\partial r} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial r},$$

$$K_\varphi = 0,$$

$$K_z = M_r \frac{\partial H_r}{\partial z} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z}.$$

Уравнение Навье–Стокса для магнитожидкостного уплотнителя:

$$-\frac{v^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left(M_r \frac{\partial H_r}{\partial r} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial r} \right),$$

$$0 = \vartheta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right),$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left(M_r \frac{\partial H_r}{\partial z} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right).$$

Момент силы трения магнитожидкостного герметизатора в зоне контакта:

$$N_t = 4\pi\eta\omega r_1^2 r_2^2 l_1 / (r_2^2 - r_1^2),$$

где l_1 – длина отрезка GF.

Теперь запишем градиент давлений как:

$$p(B) - p(A) = \int_A^B dp = \int_A^B \left[\frac{\partial p}{\partial r} dr + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right] =$$

$$= \int_{H_A}^{H_B} M dH + \int_A^B \frac{1}{r} \rho v^2 dr.$$

A – максимальный перепад давления:

$$\Delta p = p_0(B) - p_0(A) =$$

$$= \int_{H(A)}^{H(B)} M dH + \int_A^B \frac{\rho v^2}{r} dr + \frac{1}{2\mu_0} (M_n^2(B) - M_n^2(A)).$$

Контрольные вопросы

1. Назовите основные свойства магнито реологических жидкостей.
2. Как происходит намагничивание магнито реологической среды?
3. Какими термическими свойствами обладает магнито реологическая среда?

4. Как проявляются реологические эффекты в магнитореологических средах?
5. В чем особенность акустических эффектов в магнитореологических средах?
6. Что называют магнитореологическими трансформаторами энергии?
7. Поясните принцип работы магнитореологических дросселей.
8. Поясните принцип работы магнитожидкостных запорных элементов.
9. В чем особенность конструктивных исполнений магнитожидкостных уплотнений?
10. Назовите преимущества магнитожидкостных герметизаторов.

ГЛАВА 2. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ

2.1. Магнитожидкостные акустические преобразователи

Общеизвестно, что объемы магнитных жидкостей пригодны для создания преобразователей электромагнитных колебаний в механические колебания и отличаются плавной перестройкой резонансной частоты.

Конструкции подобных систем представляют собой объем магнитной жидкости, помещенный в немагнитную среду. Подобное взвешенное состояние передает объему магнитной жидкости дополнительные степени свободы, которые связаны с деформацией намагниченного объема магнитной жидкости.

При более сильной деформации объема магнитной жидкости (вытянутости), в сравнении с равновесным положением, увеличивается внутреннее поле, приводя к еще большей деформации, что связано с уменьшением размагничивающего фактора.

В случае когда объем магнитной жидкости деформирован меньше, чем в равновесном положении, внутреннее поле уменьшается вследствие увеличения размагничивающего поля, редуцируя деформацию объема магнитной жидкости.

В подобных системах капиллярные силы действуют на восстановление сферической формы, а пондеромоторные силы магнитного поля – на его деформацию вдоль направления магнитного поля.

Во внешних магнитных полях в деформации присутствует осевая симметрия, направленная вдоль магнитного поля. Частоты собственных колебаний объема магнитной жидкости:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_0|_{H=0} - \frac{\mu_0(\mu_{in} - \mu_{out})H^2l(l+1)}{R^2 \left[1 + \left(\frac{\mu_{in}}{\mu_{out}} - 1\right)N_x\right] [\rho(l+1) + \rho_{cl}l]}}$$

где N_x – размагничивающий фактор, μ_{in} , μ_{out} – магнитные проницаемости вещества внутри объема магнитной жидкости.

Упругость колебательной системы в отсутствие магнитного поля под действием сил поверхностного натяжения:

$$\omega_0|_{H=0} = \sqrt{\frac{\sigma_S l(l-1)(l+2)(l+1)}{R^3[\rho(l+1) + \rho_{nm}l]}}$$

где σ_S – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность магнитной жидкости, ρ_{nm} – плотность немагнитной жидкой среды.

Очевидно, что рост вязкости ведет к понижению резонансной частоты колебаний объема магнитной жидкости вследствие возрастания эффективной массы [4].

2.2. Магнитожидкостные резонаторы

В качестве магнитожидкостного резонатора рассмотрим колебательную систему с объемом магнитной жидкости, сформированным в виде мембраны, которая находится над газовой полостью за счет стабилизации межфазной границы неоднородным магнитным полем, а именно рассмотрим воздушный магнитожидкостный резонатор. Конструктивно его можно представить в виде экспериментальной установки, показанной на рис. 2.1 [17]. Воздушный магнитожидкостный резонатор позволяет производить настройку частоты за счет изменения объема воздушной полости и путем изменения упругости объема магнитной жидкости. Возбуждение колебаний осуществляется электродинамическим методом, индикация колебаний реализуется индукционным методом. В подобных системах колебания генерируются за счет принудительного разрыва магнитожидкостной перемычки путем изменения объема газовой смеси.

Коэффициент упругости колебательной системы:

$$k = k_g + k_p,$$

где k_g – коэффициент газовой упругости:

$$k_g = \rho_g c^2 S^2 / V_g,$$

где ρ_g – плотность воздуха, V_g – объем воздушной полости.

k_p – коэффициент пондеромоторной упругости:

$$k_p = 2\mu_0 S \left(M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z=-b/2}.$$

Частота колебаний:

$$\nu_m = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g c^2 S}{\rho b V_g} + \frac{2\mu_0 M_z}{\rho b} \frac{\partial H_z}{\partial z}}.$$

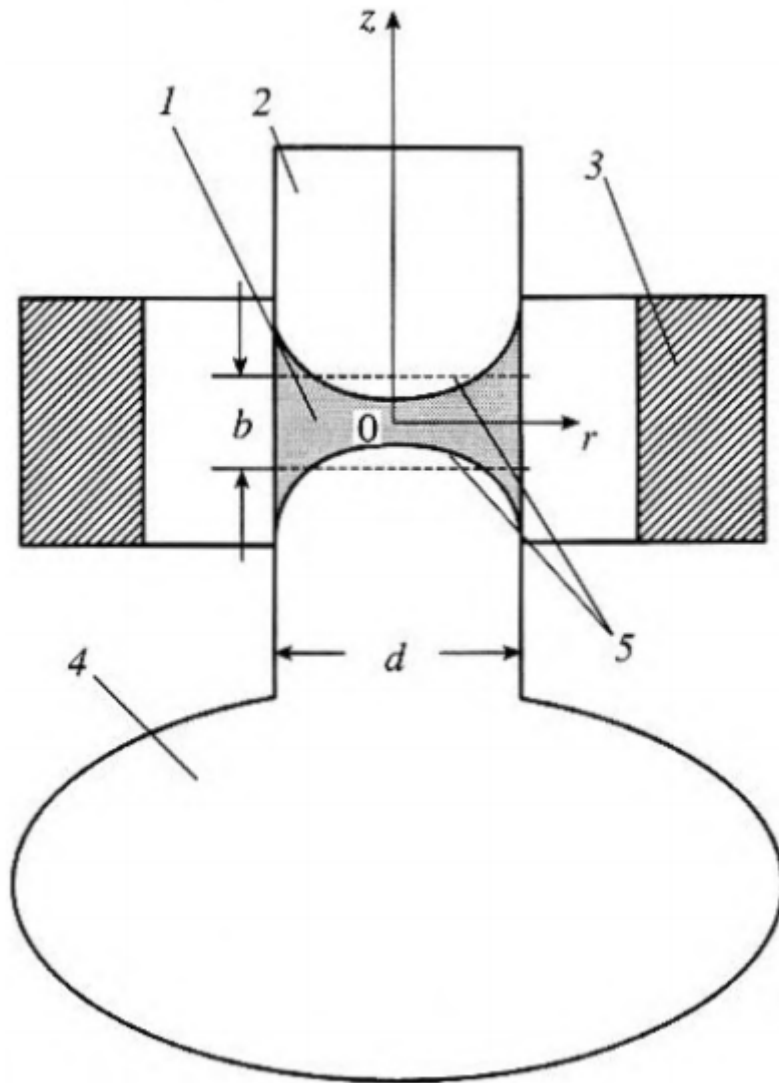


Рис. 2.1. Экспериментальная установка гидровоздушного резонатора: 1 – объем магнитной жидкости; 2 – цилиндрический корпус; 3 – кольцевой магнит; 4 – сосуд; 5 – свободные поверхности

При отсутствии магнитного поля:

$$v_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g S}{\rho V_g}}$$

Импеданс:

$$R' = db\sqrt{\pi^3 \rho \eta \nu} + i \frac{\pi^2 d^2 \rho \nu}{2} \left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\eta}{\pi \nu \rho}} \right).$$

Активное сопротивление:

$$r' = db\sqrt{\pi^3 \rho \eta \nu}.$$

Коэффициент затухания:

$$\beta = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi \nu \eta}{\rho}}.$$

Критическое давление магнитожидкостной мембраны:

$$\Delta P_K = \mu_0 M_s (H_{\max} - H_{\min}).$$

Частота, зависящая от пондеромоторной упругости:

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi b} \sqrt{\frac{2\Delta P_K}{\rho}}.$$

При условии, что управляющий кольцевой магнит имеет постоянную по объему намагниченность, направленную в осевом направлении, магнитная индукция примет вид [18]:

$$B = -grad\psi,$$

где ψ – скалярный потенциал:

$$\psi = -\frac{M}{2\pi} \left(\int_{R_1}^{R_2} K(k_1) \frac{k_1 q}{\sqrt{qr}} dq - \int_{R_1}^{R_2} K(k_2) \frac{k_2 q}{\sqrt{qr}} dq \right),$$

$$k_1 = 2\sqrt{qr / ((q+r)^2 + (z-l_m)^2)},$$

$$k_2 = 2\sqrt{qr / ((q+r)^2 + (z+l_m)^2)},$$

где R_1 – внутренний радиус магнита, R_2 – внешний радиус магнита, l_m – полутолщина магнита, $K(k)$ – эллиптический интеграл первого рода.

При генерировании колебаний в U-образных корпусах (рис. 2.2) упругим элементом также служит газовая полость [19].

Частота свободных незатухающих колебаний для несжимаемой жидкости и абсолютно жестких стенок цилиндрического U-образного корпуса описывается механизмом сдвиговой волны:

$$\nu_m = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho b h}}.$$

Скорость распространения:

$$c = \sqrt{\frac{2\omega\eta}{\rho}}.$$

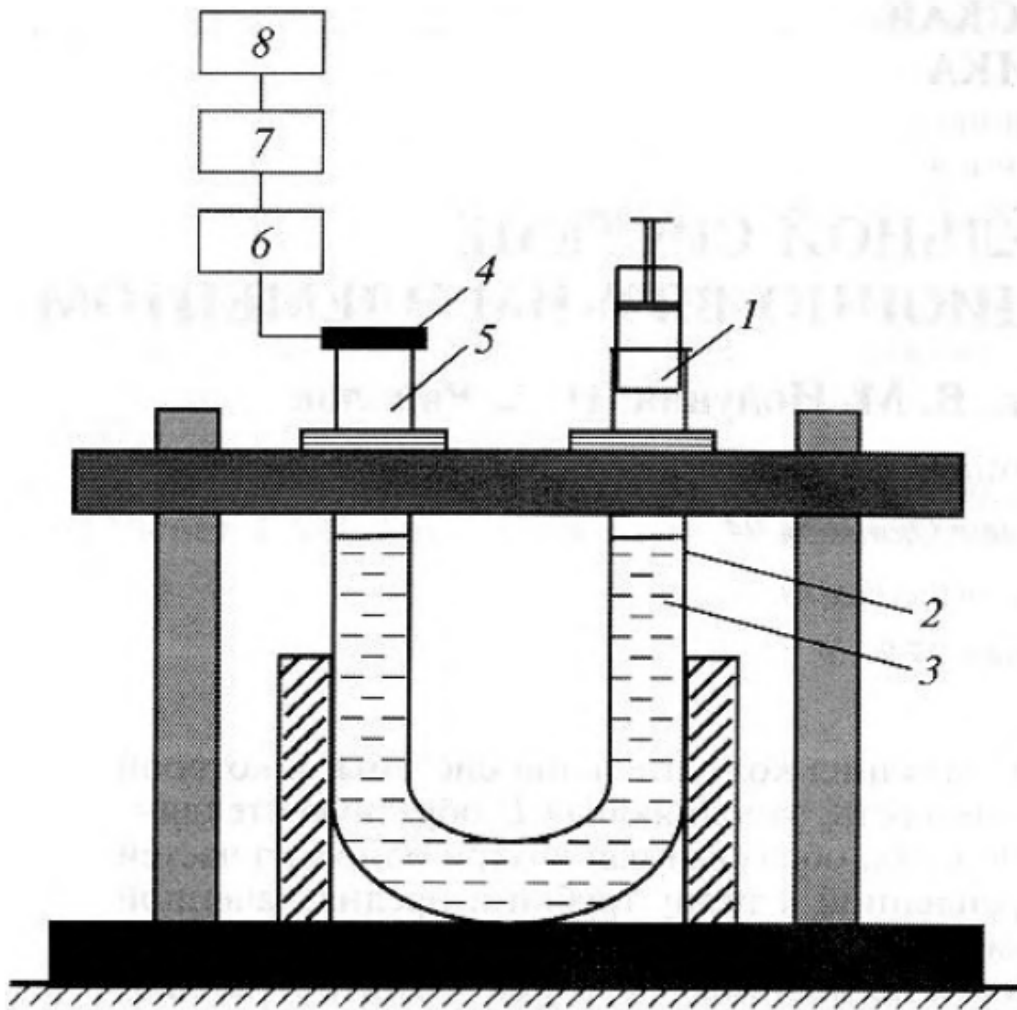


Рис. 2.2. Резонатор с U-образным корпусом: 1 – поршень; 2 – U-образный корпус; 3 – магнитная жидкость; 4 – вибродатчик; 5 – газовая полость

Коэффициент затухания:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}$$

Длина сдвиговой волны:

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{2\eta}{\rho\omega}}$$

Значение вязкости магнитной жидкости при заданной частоте:

$$\eta = \frac{\rho d^2 \beta^2}{4\pi\nu_m}$$

Формула смешения магнитной жидкости:

$$\rho = \rho_{mp}\varphi + \rho_{cl}(1 - \varphi) = \frac{m_{ml}}{V},$$

где m_{ml} – масса магнитной жидкости.

Объемная доля твердой фазы:

$$\varphi = \frac{\rho - \rho_{cl}}{\rho_{mp} - \rho_{cl}}.$$

Средние минимальные и максимальные значения диаметра частиц магнетика в соответствии с Ланжевеновской теорией:

$$d_{\min} = \sqrt[3]{\frac{6M_S kT^0}{\pi\mu_0 M_{S0} H(M_S - M)}},$$
$$d_{\max} = \sqrt[3]{\frac{18\chi kT^0}{\pi\mu_0 M_{S0} M_S}},$$

где M_{S0} – намагниченность однодоменной частицы магнетика, M_S – намагниченность насыщения, M – начальная намагниченность.

2.3. Совершенствование свойств магнитореологических рабочих сред

Реализация различных комбинированных методов управления расходом, базирующихся на реологических эффектах, наблюдаемых в неньютоновских средах, способна улучшить технические характеристики систем управления/охлаждения космических и летательных аппаратов и расширить диапазон их рабочих параметров.

В существующих методиках расчета, как правило, принято учитывать именно влияние магнитных полей на магнитореологическую жидкость, зачастую игнорируя возникновение в ней реологических (неньютоновских) аномалий, а также принято отдельно рассматривать влияние термодинамических параметров (таких как температура и давление) на реологические свойства исследуемой среды.

В общем случае неньютоновские жидкости, применяемые в качестве жидкости-носителя, можно классифицировать как вязкопластичные, псевдопластичные, дилатантные.

Воздействие внешнего магнитного поля позволяет создавать эффект появления псевдопластичных и даже вязкопластичных свойств магнитореологических сред. Изначально в слабых магнитных полях магнитореологическая жидкость обладает псевдопластичными свойствами, но при росте параметров магнитного поля в достаточно сильных магнитных полях свойства магнитореологической жидкости фактически переходят в вязкопластичные свойства. Поскольку вязкопластичным жидкостям характерны высокие начальные напряжения сдвига, если запас прочности на сдвиг достаточно большой, то динамическая вязкость гипотетически стремится к бесконечности.

В дилатантных средах есть жидкая фаза, количества которой достаточно для заполнения пустот между твердыми частицами только в состоянии покоя и при очень низких скоростях сдвига. При движении частиц твердой фазы с высокой скоростью относительно друг друга реологической системе требуется больший объем жидкой фазы. Поэтому в процессе движения частиц твердой фазы система в целом расширяется, увеличивая объем пространств между частицами твердой фазы. Объема жидкой фазы не хватает для увеличившегося объема пространства между частицами и ее недостаточно для смазки движущихся частиц твердой фазы, поэтому вязкость системы возрастает.

Дилатантными средами являются концентрированные суспензии твердых частиц.

Эффективная вязкость дилатантной среды повышается с увеличением скорости сдвига.

Также очевидна зависимость вязкостных характеристик жидкой среды от температуры, а применение температурного поля для регулирования реологических характеристик магнитореологической среды (моделирование вязкостных характеристик рабочей среды посредством задания требуемых температурных параметров) в сочетании с магнитным полем и модуляцией напряжения сдвига приводит к большей выраженности неньютоновских эффектов, генерируемых в среде.

С учетом сдвиговых напряжений уравнение, описывающее вязкость во внешнем магнитном поле:

$$\eta^* = \left(\frac{\tau_{sh}}{\dot{\gamma}} + \eta_{rh} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J} ,$$

где J – суммарный момент инерции частиц, τ_s – времена релаксации (немагнитных и магнитных частиц), H – напряженность магнитного поля, $\dot{\gamma}$ – градиент скорости, нормален к направлению движения, η_{rh} – реологическая вязкость без проявления неньютоновских свойств, до помещения в энергетические поля [15].

Очевидно, что значение слагаемого $\frac{\tau_{sh}}{\dot{\gamma}}$, характеризующего сдвиговые воздействия механических полей, по мере уменьшения значения τ_{sh} начинает стремиться к нулю, а при принятии τ_{sh} значения ноль слагаемое $\frac{\tau_{sh}}{\dot{\gamma}}$ обращается в ноль.

Намагниченность вещества под действием магнитного поля:

$$M = \left(\frac{B}{\mu_a} \right) - H ,$$

где B – магнитная индукция.

При расчете времени релаксации частиц жидкости-носителя берем значение времени релаксации немагнитной частицы с самой большой молекулярной цепью.

Магнитная проницаемость среды:

$$\mu_a = \frac{B}{H} .$$

Комплексная магнитная проницаемость среды:

$$\mu_{\text{комп}} = \mu_a(H) e^{-j\psi} ,$$

где ψ – фаза.

Принимая во внимание неоднородность частиц магнетика и частиц жидкости-носителя, примем форму частиц магнетика сферической, а форму частиц жидкости-носителя, как длинные молекулярные цепи.

Суммарный момент инерции частиц сферической формы:

$$J = \frac{2}{5} \rho r^2 V ,$$

где ρ – плотность, r – радиус, V – объем.

Суммарный момент инерции длинных молекулярных цепей:

$$J = \frac{1}{12} \rho l^2 V ,$$

где l – длина.

При расчете необходимо учитывать соотношение частиц магнетика и частиц жидкости носителя в рабочей среде:

$$J = \left(N_x \frac{2}{5} \rho r^2 V + N_y \frac{1}{12} \rho l^2 V \right) n N_A,$$

где N_x, N_y – доли частиц, N_A – число Авогадро, n – количество вещества.

Касательное напряжение, исходя из модели Шведова–Бингама [10]:

$$\tau_{sh} = \tau_{sh0} + \eta \frac{dv}{dz}.$$

Для расчета реологических аномалий в магнитореологической среде:

$$\eta^* = \left(\frac{\tau_{sh0} + \eta \frac{dv}{dz}}{\dot{\gamma}} + \eta_{rh} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J},$$

или

$$\eta^* = \left(\left(\frac{\tau_{sh0}}{\frac{dv}{dz}} + \eta \right) + \eta_{rh} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J}$$

Для магнитореологических жидкостей, проявляющих изначально псевдопластичные свойства, в которых значения напряжений возникают при высоких скоростях сдвига, в принципе справедливо полученное выше выражение, так как при экстраполяции до оси ординат очевидно проявление вязкопластичных свойств и наличие предельного динамического напряжения сдвига.

Слагаемое $\frac{\tau_{sh0}}{\frac{dv}{dz}}$ вносит ощутимый вклад в изменение вязкости только при достаточно высоких значениях τ_{sh0} – начальных сдвиговых напряжений.

Для степенного закона в общем виде:

$$\eta^* = \left(\frac{K \left(\frac{dv}{dz} \right)^n}{\dot{\gamma}} + \eta_{rh} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J}.$$

В уточненном виде для степенного закона:

$$\eta^* = \left(K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1} + \eta_{rh} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J}.$$

Как уже было отмечено, магнитореологическая среда в сильных внешних магнитных полях проявляет вязкопластичные свойства. В случае применения магнитореологической рабочей жидкости, обладающей дилатантными свойствами, необходимо учесть эффекты повышения вязкости с ростом значений механических напряжений. Значение коэффициента K зависит от физико-химических свойств среды и термодинамических параметров, поэтому его принято определять экспериментально. Для магнитореологических жидкостей, проявляющих неявные дилатантные свойства, значения коэффициента K невелики, следовательно, о существенном вкладе в изменения вязкости магнитореологической среды слагаемого $K \left(\frac{dv}{dz}\right)^{n-1}$ можно говорить только при условии появления в ней упорядоченной структуры, то есть в достаточно сильных внешних магнитных полях. Для учета реологических особенностей в достаточно сильных внешних магнитных полях магнитореологической жидкости, проявляющей изначально дилатантные свойства:

$$\eta^* = \left(\left(K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1} + \eta \right) + \eta_{rh} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J}$$

Описанное выше выражение целесообразно применять и для расчета реологических эффектов в достаточно сильных внешних магнитных полях магнитореологических сред, проявляющих изначально псевдопластичные свойства.

Принимая во внимание псевдопластичные и вязкопластичные свойства магнитореологической жидкости во внешних магнитных полях, учитывая, что их атомарная решетка при образовании структурированной молекулярной системы в магнитореологической системе не имеет кристаллической структуры, не обладает дальним порядком в расположении атомов и молекул, а также существование зависимости вязкости от температуры, опишем реологические свойства, введя понятие аморфная вязкость [20]:

$$\eta(T^0) = A^0 \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right),$$

где A^0 – коэффициент, Q – энергия активации, R – газовая постоянная, T^0 – температура.

Также справедливо следующее:

$$\eta_{rh} = \eta \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right),$$

$$\eta^* = \left(\left(\frac{\tau_{sh0}}{\frac{dv}{dz}} + \left(A^0 \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \right) \right) + \eta \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H)) / J},$$

$$\eta^* = \left(\frac{K \left(\frac{dv}{dz}\right)^n}{\dot{\gamma}} + A^0 \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}}.$$

При ярко выраженных дилатантных свойствах магнитореологической среды:

$$\eta^* = \left(\frac{K \left(\frac{dv}{dz}\right)^n}{\dot{\gamma}} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}},$$

$$\eta^* = \left(\left(K \left(\frac{dv}{dz}\right)^{n-1} + \left(A^0 \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \right) \right) + \eta \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}}.$$

Значения коэффициента A^0 зависят также от физико-химических свойств среды и термодинамических параметров, определяют его значения, как правило, экспериментально. Реальный вклад оказывает слагаемое $A^0 \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right)$ только в достаточно сильных внешних магнитных полях, когда магнитореологическая среда приобретает структуру и есть смысл вести речь об аморфной вязкости, а коэффициент A^0 принимает высокие значения. В случае четкого структурирования сред вязкость, описываемая слагаемым $A^0 \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right)$, будет иметь превалирующее значение. При умеренных внешних магнитных полях значения коэффициента A^0 невелики, а при снятии магнитного поля его значение стремится к нулю. Сам компонент слагаемого $\exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right)$ позволяет оценивать влияние температуры на вязкость и может применяться при оценке влияния на вязкость низких температур, близких к температурам фазового перехода.

Также в некоторых случаях при воздействии достаточно сильных внешних магнитных полей на магнитореологическую среду, в случаях когда происходит четкое структурирование объема магнитореологической жидкости и позиционирование его в пространстве, можно говорить о проявлении магнитореологической средой вязкоупругих свойств. Поэтому применимо следующее выражение:

$$\eta^* = \left(\frac{\tau_{sh0} + K \left(\frac{dv}{dz} \right)^n}{\dot{\gamma}} \cdot \exp \left(\frac{Q}{RT^0} \right) \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}}$$

Зависимость изменения вязкости от давления можно представить как:

$$\eta = \mu_k \cdot \frac{k_{cp} M}{N_A \sum \Delta V_i},$$

где ΔV_i – ван-дер-ваальсовый объем, M – молярная масса, μ_k – кинематическая вязкость.

Коэффициент упаковки молекулярных цепей:

$$k_{cp.} = \frac{N_A \sum \Delta V_i}{M/\rho}.$$

Поэтому выше приведенные расчетные зависимости для вязкопластичных, дилатантных, псевдопластичных и вязкоупругих сред запишем в виде:

$$\eta^* = \left(\left(\left(\frac{\tau_{sh0}}{\frac{dv}{dz}} + \eta_{\text{рел.ан.}} \right) + \mu_k \cdot \frac{k_{cp} M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}} \right)$$

$$\eta^* = \left(\frac{K \left(\frac{dv}{dz} \right)^n}{\dot{\gamma}} \cdot \frac{k_{cp} M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}},$$

$$\eta^* = \left(\left(K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1} + \eta_{\text{рел.ан.}} \right) + \mu_k \cdot \frac{k_{cp} M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))}{J}}$$

$$\eta^* = \left(\frac{\tau_{sh0} + K \left(\frac{dv}{dz} \right)^n}{\dot{\gamma}} \cdot \frac{k_{cp}M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))'}{J}}$$

Слагаемое $\mu_k \cdot \frac{k_{cp}M}{N_A \sum \Delta V_i}$ и компонент слагаемого $\frac{k_{cp}M}{N_A \sum \Delta V_i}$ позволяют оценивать влияние на вязкость нормальных механических полей, а именно давления, за счет оценки изменения значений ΔV_i – ван-дер-ваальсовых объемов молекулярных цепей [2].

Также в инженерной практике для решения общих задач возможно применение следующих выражений:

$$H^* = \left(\left(\frac{\tau_{sh0}}{\frac{dv}{dz}} + A^{\frac{0}{p}} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \right) + \mu_k \cdot \frac{k_{cp}M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))'}{J}}$$

$$\eta^* = \left(\left(K \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n-1} + A^{\frac{0}{p}} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \right) + \mu_k \cdot \frac{k_{cp}M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))'}{J}}$$

$$\eta^* = \left(\frac{\tau_{sh0} + K \left(\frac{dv}{dz} \right)^n}{\frac{dv}{dz}} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT^0}\right) \cdot \frac{k_{cp}M}{N_A \sum \Delta V_i} \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + \frac{(\tau \tau_s H M(H))'}{J}}$$

где $A^{0/p}$ – коэффициент с учетом давления в рассматриваемой среде.

Также необходимо учитывать законы изменения значений некоторых физических параметров, а именно наличие предельных значений вязкости, после достижения которых можно уже говорить о начале фазового перехода и прекращении процесса течения среды. Необходимо учитывать и магнитные свойства веществ, такие как

магнитная проницаемость среды, комплексная магнитная проницаемость, которым свойственно иметь эффекты насыщения [3].

2.4. Инновационные направления развития конструкций регулирующих аппаратов магнитореологических приводных систем

Исходя из численных зависимостей, описывающих изменения реологических свойств магнитореологической жидкости, возможен ряд направлений развития магнитореологических систем, из которого необходимо выделить несколько наиболее перспективных направлений развития:

- гибридные устройства, базирующиеся на магнитогеометрических эффектах;
- комбинированные методы управления расходными характеристиками;
- реализация распределенных реологических и диссипативно-жесткостных свойств в объемах магнитореологической среды.

Рассмотрим данные направления развития магнитореологических систем.

2.4.1. Моделирование геометрической формы магнитожидкостных управляющих элементов гибридных гидравлических систем. Гибридные гидравлические системы за счет высоких динамических характеристик способны стать хорошей альтернативой классическим гидравлическим системам. Рассмотрение рабочих характеристик гибридных гидравлических систем включает гидродинамический расчет и моделирование магнитожидкостных управляющих элементов. Именно параметры магнитожидкостных управляющих элементов определяют динамику гибридных гидравлических систем. В качестве регулирующих элементов в гибридных гидравлических системах применяются объемы магнитной жидкости, заполняющие упругие оболочки. Как правило, регулирующие магнитожидкостные элементы имеют сферический объем. Сферические регулирующие магнитожидкостные элементы, помещенные во внешние магнитные поля, трансформируются и приобретают эллиптическую форму.

Очевидно, что вытягивание объема происходит в направлении действия напряженности магнитного поля, а сжатие происходит в направлении, перпендикулярном направлению действия магнитного поля [2].

Параметры регулирующих магнитожидкостных элементов: длинная полуось – $b = r_m + db$, короткая полуось – $a = r_m - da$.

Объем магнитной среды, заполняющий регулирующий магнитожидкостный элемент:

$$V = (4\pi/3)r_m^3 = (4\pi/3)(r_m + db)(r_m - da)^2$$

или:

$$V = 4\pi ab^2/3,$$

где r_m – радиус регулирующего магнитожидкостного элемента.

Напряженность размагничивающего магнитного поля внутри сферического объема магнитной жидкости противоположна по направлению к внешнему магнитному полю. Поэтому справедливо следующее:

$$H = H_0 - \left(\frac{N}{\mu_0}\right)M(H),$$

где H_0 – внешнее магнитное поле, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, M – намагниченность, N – размагничивающий фактор:

$$N = \frac{1}{n^2 - 1} \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \ln \left(n + \sqrt{n^2 - 1} \right) - 1 \right],$$

$$n = b/a.$$

Магнитная энергия объема магнитной жидкости, находящейся внутри магнитожидкостного управляющего элемента:

$$u_{mag} = -V \int_0^H M(H') dH'.$$

Магнитная сила при деформации объема:

$$F = -\frac{du_{mag}}{db} = V \frac{d}{db} \int_0^H M(H') dH'.$$

Уравнение Бернулли с учетом внешних магнитных полей:

$$(1/2)\rho v^2 + \rho gz + p \int_0^H M(H') dH' = \text{const},$$

где g – ускорение свободного падения, v – скорость, p – давление в магнитной жидкости, z – высота по нормали, ρ – плотность.

2.4.2. Влияние электрических полей на магнитожидкостные управляющие элементы. Помимо магнитного поля на магнитожидкостные управляющие элементы воздействует электрическое поле, являющееся одной из двух компонент электромагнитного поля в виде векторного поля, существующего вокруг частиц с электрическим зарядом, или возникающее при изменении магнитного поля в электромагнитных волнах. Характер воздействия электрического поля на магнитную жидкость определяется ее электрическими свойствами. Принимая во внимание, что частицы магнетика стабилизированы в углеводородных составах (технических маслах), очевидно, что электрические свойства магнитной жидкости стремятся к свойствам идеальных диэлектриков. В целом электрические свойства у диэлектриков определяют способность подобных веществ поляризоваться во внешних электрических полях. Магнитожидкостные управляющие элементы при деформации во внешних электрических полях так же, как и в магнитных полях, вытягиваются и приобретают форму эллипсоида вращения. На изменения формы магнитожидкостных управляющих элементов существенно влияют характеристики внешних электрических полей.

В слабых электрических полях до 50 кВ/м характер деформации существенно зависит от частоты поля. То есть при низких частотах до 1 кГц магнитожидкостные управляющие элементы сжимаются, а при более высоких частотах электрических полей вытягиваются вдоль их силовых линий. В электрических полях более 100 кВ/м в магнитных жидкостях возникают вихревые течения.

Существенной особенностью поведения магнитожидкостных управляющих элементов в электрическом поле в сравнении с магнитным полем является наличие движения в магнитной жидкости, которое и определяет форму магнитожидкостных управляющих элементов. Движение в магнитной жидкости возникает как следствие действия касательных электрических напряжений на межфазных границах и накапливающихся свободных зарядов.

Следовательно, численное описание магнитожидкостных управляющих элементов в электрическом поле включает в себя уравнения и граничные условия электростатики, гидродинамики и закон сохранения заряда:

$$\operatorname{div}D = 0,$$

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot} E &= 0, \\
E &= -\nabla\varphi, \\
-\nabla p + \frac{\partial}{\partial x_k} \sigma_k + (\vec{p}\nabla)\vec{E} &= 0, \\
p &= \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E, \\
\sigma_{ik} &= \eta \left| \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right|,
\end{aligned}$$

где p – давление, E – напряженность электрического поля, D – электрическая индукция, φ – скалярный потенциал, v – скорость, η – вязкость, σ – поверхностное натяжение, ε – диэлектрическая проницаемость среды.

Граничные условия на поверхности зададим уравнениями электростатики и гидродинамики:

$$\begin{aligned}
\Phi_{MCE} &= \Phi_{TF}, \\
D_{TFn} - D_{MCEn} &= 2\pi\sigma v_{MCEn} = v_{TFn} = \frac{d\xi}{dt} v_{MCE\tau} = v_{TF\tau}, \\
\frac{2\sigma_0}{R_k} &= p_{MCE} - p_{TF} + \sigma_{nnTF} - \sigma_{nnMCE} + T_{nnTF} - T_{nnMCE}, \\
\sigma_{\tau nTF} - \sigma_{\tau nMCE} + T_{\tau nTF} - T_{\tau nMCE} &= \sigma_{\tau nTF} - \sigma_{\tau nMCE} + E_{\tau}\sigma,
\end{aligned}$$

где $\frac{1}{R_k}$ – средняя кривизна поверхности, R_k – радиус кривизны, T_{ik} – тензор электрических напряжений:

$$T_{ik} = \left| E_i D_k - \frac{1}{2} \sigma_0 E^2 \sigma_{ik} \right|.$$

Индекс МСЕ относится к величинам магнитожидкостных управляющих элементов, индекс TF относится к величинам транспортируемой среды.

Уравнение баланса поверхностного заряда:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\operatorname{div}_s(\sigma v_{\tau}) + j_{MCEn} - j_{TFn},$$

где $\operatorname{div}_s(\sigma v_{\tau})$ – поверхностная дивергенция конвективного тока.

Введены индексы компонентов тангенциальных τ и нормальных n к поверхности.

Плотность тока:

$$j = \gamma E,$$

где γ – удельная проводимость среды.

Установим допущения в рамках рассматриваемого случая:

- толщина стенки упругой оболочки магнитожидкостного управляющего элемента мала;
- пренебрежем конвективным переносом заряда в начальной области значений напряженности электрического поля, так как скорость индуцированного им движения мала;
- напряженность электрического поля внутри магнитожидкостных управляющих элементов равна напряженности внешнего поля, а начальная скорость движения транспортируемой среды равна нулю;
- сферический магнитожидкостный управляющий элемент сжимается вдоль вектора напряженности электрического поля до достижения частоты восстановления сферической формы;
- действия электрического и магнитного полей сонаправлены;
- сжатие магнитожидкостных управляющих элементов вдоль электрических полей может оказаться устойчивым в области достаточно слабых полей при условии наличия эффектов релаксации формы;
- характерное время поворота сферического объема магнитной среды в электрическом поле больше времени релаксации ее формы, поэтому сохраняется устойчивость формы магнитожидкостных управляющих элементов при сжатии их перпендикулярно электрическому полю;
- компенсация деформационных эффектов сжатия магнитожидкостных управляющих элементов в низкочастотных переменных электрических полях достигается путем дополнительного воздействия, сонаправленного с электрическим магнитным полем;
- введем сферическую систему координат.

Тогда численная модель для малых отклонений формы магнитожидкостных управляющих элементов от начальной сферической в условиях переменного однородного электрического поля примет следующий вид [1].

Равновесная форма магнитожидкостных управляющих элементов:

$$r = R[1 + \xi(\theta, \varphi)],$$

где θ – угол, R – кривизна нормального сечения.

Капиллярное волновое возмущение поверхности:

$$\xi = \xi_0(3 \cos^2 \theta - 1),$$

$$\xi_0 = \frac{3\varepsilon_0\varepsilon_{TF}E_0^2R}{16\sigma_0\left(2\gamma_{TF}/\gamma_{MCE} + 1\right)^2 [1 + (\omega\tau_m)^2]} \times$$

$$\times \left[1 + \left(\frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right)^2 - 2\frac{\varepsilon_{MCE}}{\varepsilon_{TF}}\left(\frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right)^2 + \right.$$

$$+ \frac{3}{5} \cdot \frac{3 + 2\eta_{TF}/\eta_{MCE}}{1 + \eta_{TF}/\eta_{MCE}} \frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{TF}} \frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right) +$$

$$\left. + \frac{(\omega\tau_m)^2 \left(2\gamma_{TF}/\gamma_{MCE} + 1\right)^2}{\left(2 + \varepsilon_{MCE}/\varepsilon_{TF}\right)^2} \left(\frac{\varepsilon_{TF}}{\varepsilon_{MCE}} - 1\right)^2 \right],$$

где τ_m – максвеловское время релаксации свободного заряда:

$$\tau_m = \frac{2\varepsilon_{TF} + \varepsilon_{MCE}}{2\gamma_{TF} + \gamma_{MCE}},$$

где ξ_0 – равновесное значение тензора анизотропии среды в электрическом поле.

Значение частоты восстановления сферической формы магнитожидкостных управляющих элементов вычисляется из соотношения:

$$(\omega\tau_m)^2 = \left| \left(\frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right)^2 \frac{\varepsilon_{MCE}}{\varepsilon_{TF}} \frac{19 + 16\eta_{TF}/\eta_{MCE}}{\left(1 + \eta_{TF}/\eta_{MCE}\right)} - \frac{3}{5} \times \right.$$

$$\times \left. \frac{3 + 2\eta_{TF}/\eta_{MCE}}{1 + \eta_{TF}/\eta_{MCE}} \left(\frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right)^2 - 1 \right| \times$$

$$\times \frac{\left(2 + \varepsilon_{MCE}/\varepsilon_{TF}\right)^2}{\left(2\gamma_{TF}/\gamma_{MCE} + 1\right)^2 \left(\varepsilon_{MCE}/\varepsilon_{TF} - 1\right)^2}.$$

В целях оценки изменения формы сферических магнитожидкостных управляющих элементов, основываясь на соотношении значений физических величин, применимы следующие неравенства:

– снижение степени вытягивания магнитожидкостных управляющих элементов в направлении вектора напряженности поля при росте частоты:

$$\frac{\varepsilon_{MCE}}{\varepsilon_{TF}} < \frac{\gamma_{MCE}}{\gamma_{TF}},$$

– увеличение степени вытягивания магнитожидкостных управляющих элементов в направлении вектора напряженности поля при росте частоты:

$$\frac{\varepsilon_{MCE}}{\varepsilon_{TF}} > \frac{\gamma_{MCE}}{\gamma_{TF}}.$$

Уравнение для тензора анизотропии:

$$T_{an} = \frac{d\xi_{ik}}{dt} - e_{ipr}\Omega_p\xi_{rk} - e_{kpr}\Omega_p\xi_{ri} - \frac{1}{\tau_{an}}(\xi_{ik} - \xi_{ik}^0),$$

где τ_{an} – время релаксации анизотропии формы:

$$\tau_{an} = \frac{R(16\eta_{TF} + 19\eta_{MCE})(3\eta_{TF} + 2\eta_{MCE})}{40\sigma_0(\eta_{MCE} + \eta_{TF})}.$$

Время поворота сферического объема магнитной среды:

$$\tau_{rot} = \delta' / R^3 E^2,$$

где δ' – коэффициент вращательного трения.

Явление анизотропии опишем как:

$$\chi_{ik} = \chi_0 \delta_{ik} + (\chi_{\parallel}^e - \chi_{\perp}^e) \left(e_i e_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) + (\chi_{\parallel}^h - \chi_{\perp}^h) \left(h_i h_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right),$$

где h – единичный вектор вдоль направления постоянного магнитного поля, e – эксцентриситет деформированного магнитожидкостного управляющего элемента выражается в виде:

$$e = \frac{3E_0}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{R}{\sigma}},$$

или:

$$e^2 = \frac{9\mu_0\mu_{TF}H^2R \left(\mu_{MCE}/\mu_{TF} - 1 \right)^2}{4\sigma_0 \left(2 + \mu_{MCE}/\mu_{TF} \right)}.$$

Для достижения отсутствия результирующей анизотропии требуется напряженность магнитного поля, являющегося сонаправленным электрическому полю, значение которой можно выразить как:

$$H^2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{TF} \left(2 + \mu_{MCE} / \mu_{TF}\right)^2 E}{2 \mu_0 \mu_{TF} \left(\mu_{MCE} / \mu_{TF} - 1\right)^2 \left(2 \gamma_{TF} / \gamma_{MCE} + 1\right)^2 (1 + (\omega \tau_m)^2)} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right)^2 \frac{\varepsilon_{MCE}}{\varepsilon_{TF}} \frac{19 + 16 \eta_{TF} / \eta_{MCE}}{5 \left(1 + \eta_{TF} / \eta_{MCE}\right)} - \frac{3}{5} \cdot \frac{3 + 2 \eta_{TF} / \eta_{MCE}}{1 + \eta_{TF} / \eta_{MCE}} \frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}} - 1 \right.$$

$$\left. - \left(\frac{\gamma_{TF}}{\gamma_{MCE}}\right)^2 - \frac{(\omega \tau_m)^2 \left(2 \gamma_{TF} / \gamma_{MCE} + 1\right)^2 \left(\varepsilon_{MCE} / \varepsilon_{TF} - 1\right)^2}{\left(2 + \varepsilon_{MCE} / \varepsilon_{TF}\right)^2} \right].$$

Очевидно, что пропускная способность каналов, в которых установлены магнитожидкостные управляющие элементы, рассчитывается исходя из степени деформации объемов магнитной жидкости во внешних электромагнитных полях, базируясь на определении величины изменения площади рабочих зазоров.

Площадь рабочего сечения:

$$S_G = S_C - S_{MCE},$$

где S_C – площадь сечения канала, S_{MCE} – площадь сечения магнитожидкостных управляющих элементов.

Или:

$$S_G = \pi R_C^2 - \pi r^2,$$

где R_C – радиус сечения канала.

Для вычисления оптимального значения напряженности магнитного поля, необходимой для достижения магнитожидкостным управляющим элементом требуемых параметров формы, немаловажно рассмотрение величины давления внутри и снаружи упругого элемента. Равновесное давление на стенке упругого элемента, заполненного магнитной жидкостью, со сторон магнитной и немагнитной сред [1]:

$$p_b = p_a + \int_0^{H_a} M_a(H) dH + \frac{1}{2\mu_0} M_{an}^2,$$

где p_a – давление со стороны магнитной жидкости, p_b – давление со стороны немагнитной жидкости, M_{an} – нормальная компонента намагниченности:

$$M_{an} = M_a \cdot n.$$

На осях симметрии эллиптического объема магнитной жидкости равновесные давления на стенку:

при $M_{an} = M_a$ длинная полуось, на оси симметрии:

$$p_b(OB) = p_a(OB) + \int_0^{H_a} M_a(H) dH + \frac{1}{2\mu_0} M_a^2;$$

при $M_{an} = 0$ короткая полуось, на оси симметрии:

$$p_b(OA) = p_a(OA) + \int_0^{H_a} M_a(H) dH.$$

Величины с индексом a относятся к магнитной среде, величины с индексом b относятся к немагнитной среде.

Расход на магнитожидкостных управляющих элементах:

$$dQ = v \cdot dS_G.$$

2.4.3. Применение магнитожидкостных управляющих элементов в конструкциях гибридных гидравлических устройств и их конструктивное исполнение. Рассмотренные магнитогеометрические эффекты позволяют создавать гидравлические устройства гибридного характера, способные существенно упростить регулирование расходных характеристик сред и повысить производительность гидравлических систем.

Приведенная выше модель применима для описания рабочих процессов гибридных гидравлических устройств, базирующихся на магнитожидкостных управляющих элементах. Дополним базовую систему уравнений расчетными зависимостями, требуемыми для определения характеристик гибридного гидравлического устройства, а именно смесителя-дозатора с магнитожидкостными управляющими элементами [1].

Полное давление в рабочей камере во внешнем электромагнитном поле:

$$p_t = p_f + p_{emc},$$

где p_f – начальное давление смеси в рабочей камере, p_{emc} – давление в магнитожидкостной кольцевой полости во внешнем электромагнитном поле.

Исходя из малых размеров рабочего сечения расход жидкости на магнитожидкостном управляющем элементе:

$$Q = \frac{\Delta p \pi d_0 \delta_0^3}{2 \mu l \cdot 10^5},$$

где δ_0 – радиальный зазор, Δp – перепад давления в зазоре, d_0 – средний диаметр магнитожидкостного элемента, μ – вязкость среды, l – длина магнитожидкостного элемента.

Вариант гибридного гидравлического устройства с магнитожидкостными управляющими элементами представлен на рис. 2.3.

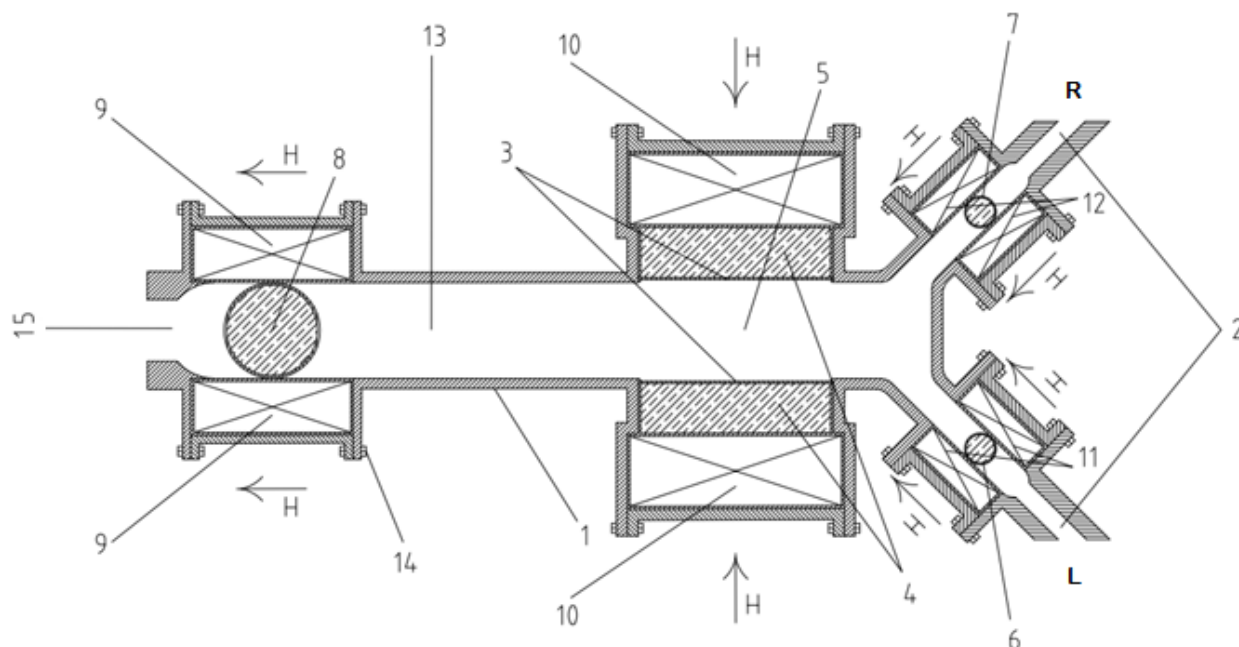


Рис. 2.3. Смеситель-дозатор с магнитожидкостными управляющими элементами: 1 – корпус; 2 – подводящий канал, заполненный компонентом смеси; 3 – мембрана; 4 – кольцевая полость, заполненная магнитной жидкостью; 5 – рабочая камера; 6, 7, – магнитожидкостные клапаны, 8 – упругая сферическая капсула, заполненная магнитной жидкостью; 9, 10, 11, 12 – кольцевой электромагнит; 13 – напорный канал, заполненный смесью; 14 – крепежный элемент; 15 – канал подачи готовой смеси; H – направленное электромагнитное поле

В конструкции смесителя-дозатора контроль подачи компонентов и готовой смеси осуществляется посредством магнитожидкостных управляющих элементов. Смешение компонентов и создание необходимого перепада давлений в рабочей

камере происходит за счет изменения электромагнитной составляющей давления магнитной жидкости, заполняющей кольцевую полость, что приводит к росту полного давления в кольцевой полости, также заполненной магнитной жидкостью. Рабочий процесс протекает путем синхронизации (рассинхронизации) включения управляющих электромагнитов.

2.5. Физические процессы в магнито реологических устройствах комбинированного типа

Использование различных физических эффектов и их рациональная комбинация позволяют создавать устройства с принципиально новым функционалом, расширяют диапазон рабочих параметров, повышают ресурс и эффективность процессов.

В качестве базовых физических эффектов применимы следующие эффекты:

- магнитодинамические;
- гидродинамические;
- реологические.

2.5.1. Гидродинамические (вихревые) эффекты. Вихревые гидродинамические эффекты широко используются в классической гидравлической аппаратуре. Вихревые трубки и камеры применимы для регулирования расходных характеристик и создания перепадов давления. Само по себе генерирование вихря позволяет достичь перепада давления в несколько десятков раз, а комбинация с магнито реологическими эффектами потенциально способна создать перепады давления в несколько порядков.

В целом при рассмотрении вихревых процессов, диффузии, локализованных завихренностей в вязкой жидкости необходимо учитывать наличие эффекта ее выравнивания, выраженность которого определяет значение кинематической вязкости среды, а эволюция завихренности описывается как [1]:

$$\frac{\partial \omega_{vor}}{\partial t} = rot(v\omega) + \vartheta_v \nabla^2 \omega .$$

Также справедливо:

$$\frac{d\omega_{vor}}{dt} = (\omega \nabla)v + \vartheta_v \nabla^2 \omega ,$$

где ϑ_v – кинематический коэффициент вязкости.

Очевидно, что чем выше вязкость магнитореологической среды, тем менее выражены завихренности в потоке и ниже вклад гидродинамического вихревого эффекта в осуществление комбинированного управления:

$$\omega_{vor} = rot v.$$

Принимая во внимание то, что магнитореологическая среда в рабочей полости магнитореологического аппарата движется единым потоком, а вихревой эффект повторяет контуры проточной части, рассмотрим вихревую трубку, образованную рабочей полостью магнитореологического аппарата, где поток вектора вихря через рабочее сечение:

$$\Gamma = \int_C v dl \Delta,$$

где C – контур сечения, l – длина рабочей зоны.

Угловая скорость:

$$\omega_{vor} = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2}.$$

Компоненты угловой скорости движения магнитореологической среды:

$$\omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{vu_z}{vy} - \frac{vu_y}{vz} \right), \omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{vu_x}{vz} - \frac{vu_z}{vx} \right), \omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{vu_y}{vx} - \frac{vu_x}{vy} \right).$$

Вихревая линия, образующая вихревую трубку, описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{vx}{\omega_x(x, y, z, t)} = \frac{vy}{\omega_y(x, y, z, t)} = \frac{vz}{\omega_z(x, y, z, t)}.$$

2.5.2. Магнитодинамические (магнитореологические) эффекты. Магнитореологические жидкости, помещенные во внешние электромагнитные или магнитные поля, способны изменять свои вязкостные свойства, это дает возможность реализации регулирования изменения гидродинамического сопротивления потока магнитореологической жидкости путем задания параметров управляющих электромагнитных полей. Также генерирование динамических управляющих электромагнитных полей способно изменять внутреннюю энергию частиц магнетика, регулировать значения радиальных и осевых компонентов скорости частиц и задавать их траектории движения.

Уравнение Навье–Стокса:

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v \right) = -grad p + \eta^* \cdot \Delta v + F,$$

$$\rho \left(\frac{\partial \omega_{vor}}{\partial t} - rot [v \times \omega_{vor}] \right) = -\eta^* \cdot (grad div \omega_{vor} - \nabla^2 \omega_{vor}) + F_\omega,$$

$$F_\omega = rot F.$$

Сила Лоренца:

$$F = [j \times H] = \frac{1}{4\pi} [rot H \times H].$$

Уравнение неразрывности:

$$\nabla \cdot (\rho v) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

Уравнение Пуассона:

$$\Delta p = -\rho \left(\frac{1}{2} \Delta v^2 - div [v \times \omega_{vor}] \right) + div F.$$

Вязкость во внешнем магнитном поле:

$$\eta^* = \eta + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau M(H)}{1 + (\tau \tau_s H M(H))},$$

J

где J – суммарный момент инерции частиц, $\tau \tau_s$ – времена релаксации (немагнитных и магнитных частиц), H – напряженность магнитного поля, η – коэффициент сдвиговой вязкости, $\dot{\gamma}_v$ – градиент скорости, нормален к направлению движения.

Теперь рассмотрим варианты конструктивной реализации описанных выше физических эффектов.

2.5.3. Магнитореологический дроссель. Методика управления расходом магнитореологической жидкости комбинированного типа базируется на совместной реализации изменения вязкости в динамических вращающихся электромагнитных полях, гидродинамического вихревого запирания потока и генерировании реологических эффектов под действием сдвиговых напряжений. Управляющие электромагнитные поля индуцируются дифференциальным электромагнитом, представляющим собой сборку индукторов, образующих кольцевой электромагнит. Рост вязкости магнитореологической среды и, следовательно, гидродинамического сопротивления потока способствует трансформации кинетической энергии в потенциальную. Гидродинамическое запираение потока

приводит к падению давления в вихре. Появление неньютоновских вязкопластичных или псевдопластичных эффектов усиливает рост вязкости под действием сдвиговых напряжений.

Использование описанного метода управления расходом магнитореологической жидкости допускает достижение требуемого изменения расхода (перепада давления) при значительно меньших вольт-амперных характеристиках электромагнитов в сравнении с управлением потоком только за счет изменения вязкости магнитореологической жидкости в электромагнитных полях. Также позволяет получать значения изменения расхода (перепада давления) при применении магнитореологических сред с низким содержанием частиц магнетика.

Для магнитореологического дросселя с трехфазной конструкцией блоков электромагнитного управления опишем систему уравнений [1]:

$$\begin{cases} i_1 = I_m \sin \omega_m t \\ i_2 = I_m \sin(\omega_m t - 120^\circ), \\ i_3 = I_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_1 = B_m \sin \omega_m t \\ B_2 = B_m \sin(\omega_m t - 120^\circ), \\ B_3 = B_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \end{cases}$$

$$\omega_m = \frac{d\theta_m}{dt},$$

где $i_1; i_2; i_3$ – плотность тока, I_m – вектор амплитуды силы тока, B_m – вектор амплитуды индукции, направленный в плоскость, перпендикулярную направлению индукции магнитного поля, θ_m – угол поворота.

Примем:

$$\omega_m = \omega_{vor} .$$

Конструкция магнитореологического дросселя изображена на рис. 2.4.

2.5.4. Магнитодинамический насос. Генерирование динамических винтовых электромагнитных полей с допустимо малыми вольт-амперными характеристиками и оптимально высокой частотой переключения управляющего сигнала на индукторах

каскада дифференциальных электромагнитов дает возможность задавать частицам магнетика радиальную составляющую скорости и формировать спиральную траекторию движения, повторяющую контуры винтового электромагнитного поля и направляющего аппарата. При этом наблюдается повышение кинетической энергии частиц магнетика, но не происходит выраженного роста вязкости магнитореологической среды и резкого увеличения гидродинамического трения. Конструкция вихревого магнитодинамического насоса показана на рис. 2.5.

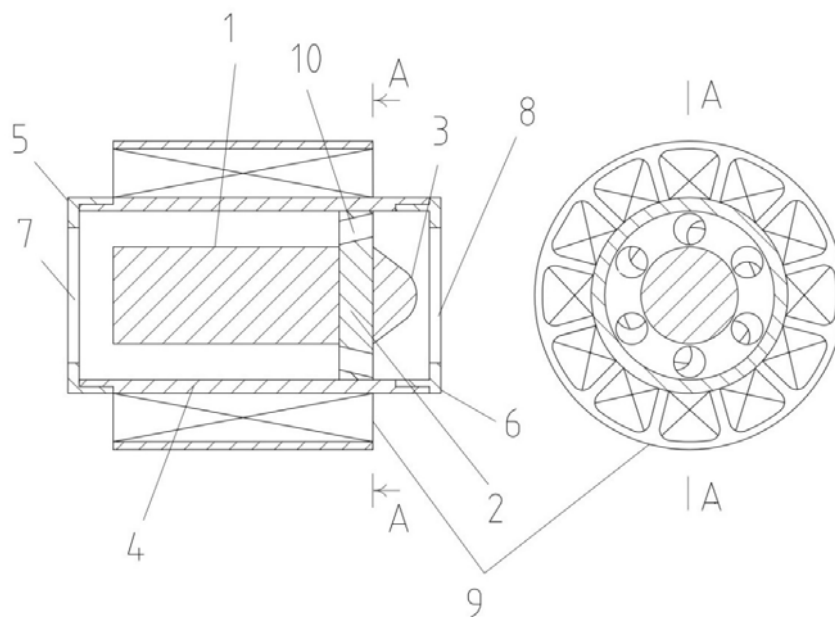


Рис. 2.4. Магнитореологический дроссель: 1 – внутренний элемент; 2 – струевыпрямитель; 3 – обтекатель; 4 – корпус; 5, 6 – крышки; 7, 8 – отверстия под патрубки; 9 – блок электромагнитного управления потоком; 10 – отверстие струевыпрямителя

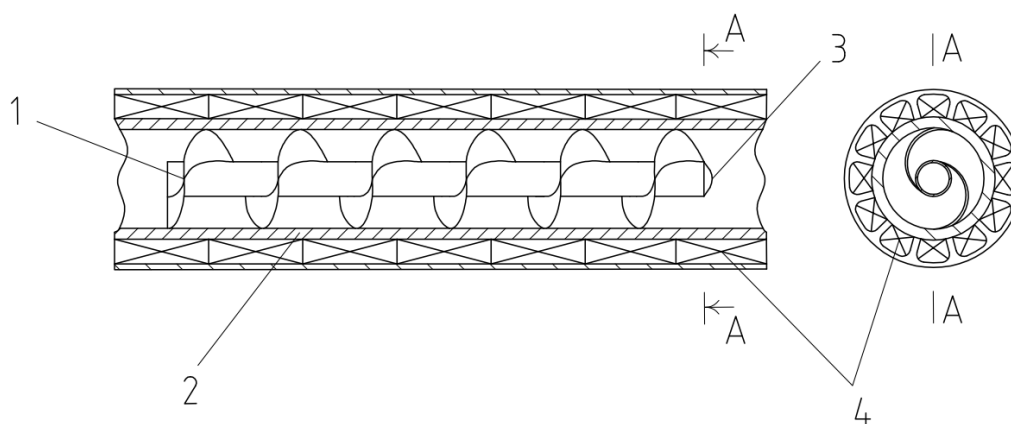


Рис. 2.5. Магнитодинамический насос: 1 – шнек; 2 – корпус; 3 – обтекатель; 4 – каскад блоков электромагнитного управления потоком

Для трехфазной системы, состоящей из сборки, включающей в себя три дифференциальных электромагнита, запишем системы уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1 = I_m \sin \omega_m t \\ i_2 = I_m \sin(\omega_m t - 120^\circ) \\ i_3 = I_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \\ i_4 = I_m \sin(\omega_m t - 120^\circ) \\ i_5 = I_m \sin(\omega_m t + 120^\circ), \\ i_6 = I_m \sin \omega_m t \\ i_7 = I_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \\ i_8 = I_m \sin \omega_m t \\ i_9 = I_m \sin(\omega_m t - 120^\circ) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1 = B_m \sin \omega_m t \\ B_2 = B_m \sin(\omega_m t - 120^\circ) \\ B_3 = B_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \\ B_4 = B_m \sin(\omega_m t - 120^\circ) \\ B_5 = B_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \\ B_6 = B_m \sin \omega_m t \\ B_7 = B_m \sin(\omega_m t + 120^\circ) \\ B_8 = B_m \sin \omega_m t \\ B_9 = B_m \sin(\omega_m t - 120^\circ) \end{array} \right.$$

2.5.5. Магнитореологическая опора. Как уже было отмечено, основными преимуществами магнитореологических опор являются адаптивность жесткостных характеристик и возможность их регулирования в реальном времени. При этом магнитореологическим системам свойственна нестабильность рабочих характеристик в результате нагрева магнитореологической среды во внешних электромагнитных полях, что приводит к снижению вязкости магнитореологической жидкости. Эффективным способом редуцировать степень выраженности нестабильности рабочих характеристик магнитореологических систем амортизирования и демпфирования является выполнение их комбинированного типа.

Комбинированность метода демпфирования ударных нагрузок и гашения вибраций заключается в применении рабочей камеры,

разделенной на полости: полость, заполненную магнитореологической жидкостью, и полость, заполненную иной демпфирующей средой, в данном случае дилатантной жидкостью. Полости разделены подвижной перегородкой, а полость, заполненная магнитореологической жидкостью, может содержать субполости, образованные подвижными перегородками, снабженными системой спиральных каналов, что способствует понижению инерционности рабочей среды в магнитореологической полости. Субполости, заполненные магнитореологической жидкостью, обладают индивидуальными управляющими электромагнитами, выполненными в виде кольцевых индукторов. Это создает субполости с различными (распределенными) диссипативно-жесткостными свойствами магнитореологической среды.

Полость, заполненная дилатантной жидкостью, реализована как рессорно-реологическая система. Данная конструкция реологического амортизатора показывает высокую устойчивость рабочих характеристик. Положительный эффект достигается за счет наличия комбинации магнитореологической и дилатантной рабочих полостей, рессорно-реологической системы и системы спиральных каналов, что гасит импульсные нагрузки посредством изменения диссипативно-жесткостных и реологических свойств магнитореологической среды, поглощает энергию дилатантной средой, амортизирует рессорно-реологической системой и снижает инерционность жидкости в спиральных каналах [1].

Конструкция адаптивного комбинированного реологического амортизатора представлена на рис. 2.6.

Наиболее предпочтительные варианты конструктивной реализации распределения диссипативно-жесткостных свойств по объему магнитореологической камеры представлены на рис. 2.7, 2.8.

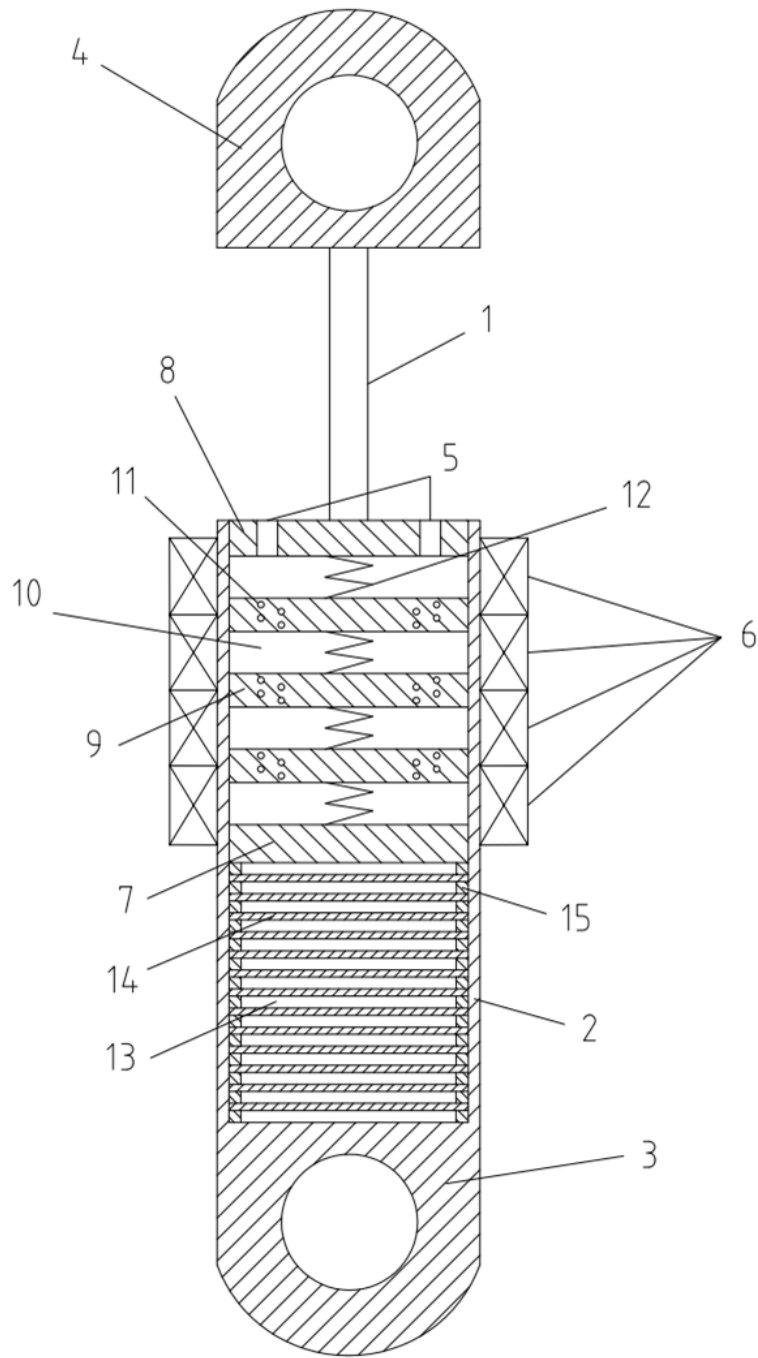


Рис. 2.6. Адаптивный комбинированный реологический амортизатор: 1 – шток; 2 – корпус; 3, 4 – узлы для посадки на объект демпфирования; 5 – отверстия для включения сливной и напорной линий; 6 – серия управляющих электромагнитов; 7 – подвижная межполостная перегородка; 8 – плунжер; 9 – цилиндрическая перегородка из немагнитного материала; 10 – субполость; 11 – спиральный канал; 12 – пружина; 13 – дилатантная жидкость; 14 – упругий жесткий диск; 15 – кольцо из упругого полимерного материала

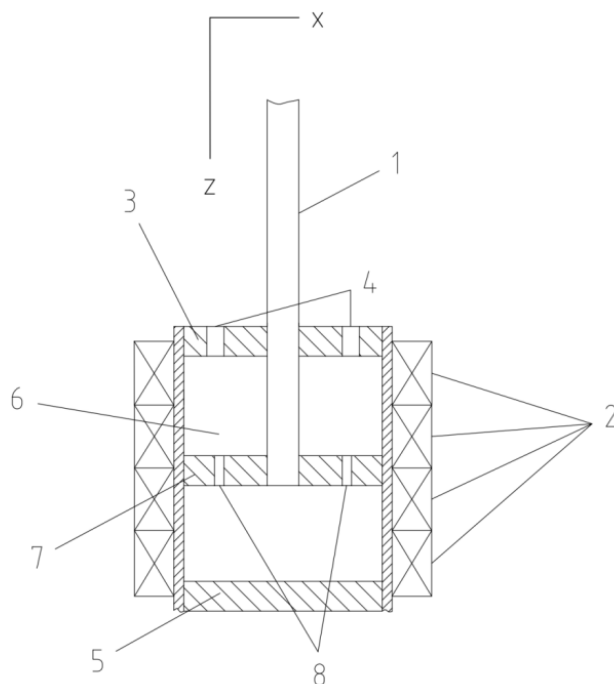


Рис. 2.7. Магнитореологическая камера с распределенными диссипативно-жесткостными свойствами: 1 – шток; 2 – серия управляющих электромагнитов; 3 – крышка; 4 – отверстия для включения сливной и напорной линий; 5 – подвижная межполостная перегородка; 6 – рабочая полость; 7 – плунжер; 8 – дросселирующие отверстия

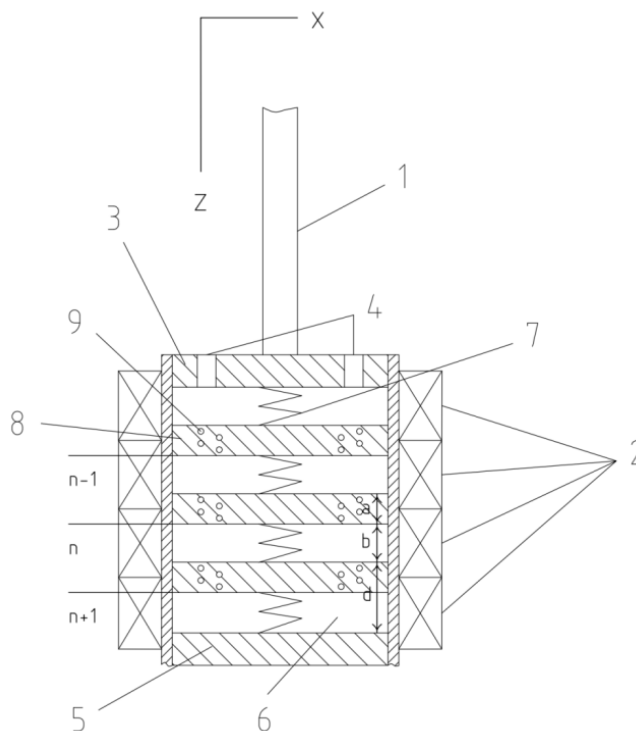


Рис. 2.8. Магнитореологическая камера с распределенными диссипативно-жесткостными свойствами, разделенная на субполости: 1 – шток; 2 – серия управляющих электромагнитов; 3 – крышка; 4 – отверстия для включения сливной и напорной линий; 5 – подвижная межполостная перегородка; 6 – рабочая субполость; 7 – пружина; 8 – подвижная межполостная перегородка; 9 – спиральный канал

В случае интенсивных ударных нагрузок неравномерность диссипативно-жесткостных свойств по направлению распространения ударных волн компенсируется за счет установки на корпус сборки управляющих электромагнитов, создающих бегущее неоднородное электромагнитное поле посредством последовательной подачи электрического сигнала с индивидуально заданной вольт-амперной характеристикой на кольцевые индукторы, установленные каскадом.

Это позволяет моделировать диссипативно-жесткостные свойства в направлении распространения ударной волны как при режиме сжатия амортизатора, так и в режиме отбоя, а также влиять на скорость истечения магнитореологической среды через клапаны, что дает возможность поглощать динамические нагрузки и регулировать скорость перемещения поршня. Конструкция магнитореологической камеры для управления расходными характеристиками клапанов не требует обязательной интеграции запорно-регулирующих аппаратов в поршень, так как скорость истечения рабочей среды может изменяться за счет задания объему магнитореологической рабочей среды, находящемуся на пути перемещения поршня, требуемых реологических свойств. Поэтому в данной конструкции возможно вместо клапанов ограничиться выполнением в поршне отверстий нужного диаметра. При выраженных вибрационных воздействиях рационально применять магнитореологическую камеру с распределенными диссипативно-жесткостными свойствами, разделенную на субполости. Установка подвижных перегородок с системой спиральных каналов и пружин, обладающих квазинулевой жесткостью, обеспечивает более эффективную диссипацию вибрационной нагрузки и незначительные перемещения поршня под нагрузкой.

Численная модель и принцип работы устройств базируется на акустических эффектах, протекающих в объемах магнитореологической жидкости, помещенных в бегущие магнитные поля [5].

С целью упрощения расчетов объемы в полостях и субполостях считаем постоянными и перетечкой жидкости пренебрегаем. Для начала рассмотрим влияние ударных волн на магнитные свойства магнитореологической среды. Исходя из утверждения об ортогональности направлений ударной акустической волны, вектора

напряженности и индукции магнитного поля, запишем следующие выражения, описывающие намагниченность магнитореологической среды в рабочей камере устройства:

$$M = M_0 + \delta M$$

$$i\omega\tau_l \partial M = M_e - M - i\omega\tau_l M \frac{\partial u}{\partial z},$$

где:

$$\begin{aligned} M_e &= M_0 + M_n \cdot \delta\vartheta + M_T \cdot \delta T, \\ \tau_l &= \frac{d(\ln L(\xi))}{d(\ln \xi)}, \quad L(\xi) = cth\xi - \xi^{-1}, \\ \xi &= \mu_0 m_* H / k_0 T, \quad \delta T = qTc^2 C_p^{-1} \rho^{-1} \cdot \delta\rho, \\ \frac{\delta\vartheta}{\vartheta} &= -\frac{\partial u}{\partial z}; \quad q = -\rho^{-1} \frac{\partial \rho}{\partial T} \end{aligned}$$

То есть:

$$\begin{aligned} \frac{\delta M}{M_0} &= - \left[\left(\vartheta \frac{M_n}{M_0} + \gamma_* \frac{M_T}{M_0} + \omega^2 \tau^2 \right) (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} \right. \\ &\left. + i\omega\tau \left(1 - \vartheta \frac{M_n}{M_0} - \gamma_* \frac{M_T}{M_0} \right) (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} \right] \frac{\partial u}{\partial z}, \end{aligned}$$

где $\gamma_* = qTc^2 C_p^{-1}$, ω – круговая частота колебаний, T – абсолютная температура, τ – время релаксации, τ_l – время продольной релаксации, ρ – плотность, u – смещение из положения равновесия, M_0 – намагниченность в отсутствии ударных волн, M_T – температурный коэффициент намагниченности, M_n – концентрационный коэффициент намагниченности, ϑ – концентрация частиц магнетика, c – скорость распространения волны, q – температурный коэффициент расширения, C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, $L(\xi)$ – функция Ланжевена, k_0 – постоянная Больцмана, H – напряженность, μ_0 – магнитная постоянная, m_* – магнитный момент частицы.

Система акустических уравнений для магнитореологической среды примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho v &= 0, \\ \rho T \frac{d}{dt} \left(S + \mu_0 \rho^{-1} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{\rho, H} dH \right) &= \tau_{i,k} \frac{\partial v_i}{\partial z_k} + \operatorname{div}(\chi \nabla T), \end{aligned}$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} - \nabla(p - M_0 H) + \eta_s \Delta v + \left(\eta_v + \frac{\eta_s}{3} \right) \nabla \operatorname{div} v ,$$

$$\operatorname{div} B = 0, \quad \operatorname{rot} H = 0 .$$

С учетом уравнения теплопроводности:

$$T \delta \left(S + \mu_0 \rho^{-1} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{\rho, H} dH \right) = \frac{i \omega \chi}{\rho c^2} \delta T .$$

Уравнение сохранения энергии:

$$i \omega \chi c^{-2} \rho^{-1} \delta T - T \delta \left[\mu_0 \rho^{-1} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{\rho, H} dH \right] = C_V \delta T - q T c^2 \rho^{-1} \gamma^{-1} \delta \rho ,$$

где t – время, $\tau_{i,k}$ – тензор вязких напряжений, v – скорость, χ – магнитная восприимчивость, p – давление, η_s – сдвиговая вязкость, η_v – объемная вязкость, B – магнитная индукция, S – энтропия, C_V – удельная теплоемкость при постоянном объеме, γ – отношение удельных теплоемкостей.

Для рабочей камеры с распределенными диссипативно-жесткостными свойствами опишем следующие численные зависимости. Влияние бегущего управляющего поля на скорость распространения ударной волны представим в виде:

$$H^2 = H^{*2} + 2H^* H_a c h k x \sin(kz - \omega t) + H_a^2 [sh^2 kx + \sin^2(kz - \omega t)] ,$$

$$v_z = \frac{\left(\frac{A_H}{\rho} \right) \omega / k}{\left(\frac{\omega}{k} \right)^2 - c_f^2} \cos 2(kz - \omega t) - \frac{4A_H H^* k}{\rho H_a \omega} c h k x \sin(kz - \omega t) ,$$

$$v_x = \frac{4A_H H^* k}{\rho H_a \omega} c h k x \cos(kz - \omega t) ,$$

$$H_a = \frac{B_0}{\mu_0 (1 + \chi) shkl} , \quad A_H = \mu_0 \chi H_a^2 / 4 .$$

Для случая без постоянной составляющей напряженности по оси x , то есть если напряженность выражена как:

$$H^2 = H_a^2 [sh^2 kx + \sin^2(kz - \omega t)] ,$$

справедливо следующее:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -c_f^2 \nabla \rho' + \frac{1}{2} \mu_0 \chi \nabla H^2 + \nabla \eta \Delta v + \nabla \left(\eta_v + \frac{\eta_s}{3} \right) \nabla (\nabla v) ,$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho \operatorname{div} v = 0 ,$$

$$v_z = v_{za} \cos[2(kz - \omega t) + \varphi_{vz}], v_{za} = \frac{A_m}{\rho} \cdot \frac{\omega}{k}$$

$$= \frac{1}{\left(\left[c_f^2 - \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 \right]^2 + 4\omega^2 b_m^2 \right)^{1/2}},$$

$$A_m = \frac{\mu_0 \chi H_a^2}{4}, \quad b_m = \frac{\left[\eta_v + \left(\frac{4}{3} \right) \eta_s \right]}{\rho}, \quad \operatorname{tg} \varphi_{vz} = \frac{2b_m \omega}{c_f^2 - \left(\frac{\omega}{k} \right)^2},$$

$$\eta_s(H) = \left(\frac{\tau_{sh}}{\dot{\gamma}_v} + \eta_v \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{\tau_n M(H)}{(1 + (\tau_n \tau_s H M(H)) / J)},$$

где H^* – постоянная составляющая напряженности, k – волновой вектор, c_f – скорость звука в магнитоэологической среде, l – высота объема магнитоэологической среды в рабочей камере, φ_{vz} – разность фаз, τ_{sh} – сдвиговое напряжение, J – суммарный момент инерции частиц, τ_n, τ_s – времена релаксации немагнитных и магнитных частиц, $\dot{\gamma}_v$ – градиент скорости, нормален к направлению движения.

При рассмотрении камеры с распределенными диссипативно-жесткостными свойствами, разделенной на субполости, справедливы следующие выражения. Давление в сегменте:

$$\Delta p_n = \delta p_n - \delta p_{n+1}, \quad F_n = S_c \Delta p_n.$$

С учетом процесса ударного сжатия немагнитных перегородок:

$$A_w = p \Delta V, \quad p = \frac{A_w}{\Delta V}, \quad p = \frac{A_w}{\Delta(S_c a)}.$$

Принимая во внимание крайне малые значения деформации немагнитных перегородок при рабочих давлениях, примем значение работы постоянной:

$$A_w = \text{const}, \quad \delta p = -\frac{p_0}{a} \cdot \delta a,$$

$$\delta p_n = -\frac{p_0}{a} (U_n - U_{n-1}), \quad \delta p_{n+1} = -\frac{p_0}{a} (U_{n+1} - U_n).$$

Давление в рассматриваемом сегменте:

$$\Delta p_n = -\frac{p_0}{a} (U_n - U_{n-1} - U_{n+1} + U_n) = \frac{p_0}{a} (U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n),$$

$$F_n = K_e(U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n), \rho_f S_c b \frac{d^2 U_n}{dt^2} = K_e(U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n),$$

$$K_e = \frac{p_0 S_c}{a}, \quad U = U_0 \cos(\omega t - k_w z).$$

Смещение из положения равновесия рассматриваемого сегмента:

$$U_n = U_0 \cos(\omega t - nq).$$

С учетом внешних управляющих полей перепишем:

$$\rho_f S_c b \frac{d^2 U_n}{dt^2} = S_c \frac{p_0}{a} (U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n) - 2\mu_0 S_c M_z \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} + \frac{\partial M_z}{\partial z} \right) U_n.$$

Или перепишем как:

$$\frac{d^2 U_n}{dt^2} + \omega_m^2 U_n = \chi' (U_{n-1} + U_{n+1} - 2U_n),$$

$$\omega_m = \sqrt{\frac{2\mu_0 M_z}{\rho_f b} \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} + \frac{\partial M_z}{\partial z} \right)}, \quad \chi' = \rho_b c^2 / \frac{\eta}{\nu} ab.$$

Для бегущей волны:

$$U_n = A \exp i(\omega t - nk_w d), \quad \omega^2 = \omega_m^2 + 4\chi' \sin^2 \frac{k_w d}{2},$$

где K_e – коэффициент упругости, p_0 – давление перегородки, S_c – площадь сечения, b – высота магнитореологической субкамеры, d – период идентичности, F_n – действующая на субполость сила, a – высота перегородки, U_{n-1} , U_{n+1} , U_n , U – смещения сегментов, ρ_b – плотность перегородки, ρ_f – плотность магнитореологической среды, A – амплитуда, k_w – волновое число, n – номер сегмента, ν – кинематическая вязкость.

Теперь найдем значение магнитной силы в рабочих объемах магнитореологической жидкости. Осевая составляющая магнитной силы:

$$f_z = 2\pi\mu_0 \int_{z_1+\Delta z}^{z_2+\Delta z} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} r dr dz,$$

$$f_z = \mu_0 S_c \int_{z_1}^{z_2} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} dz + \mu_0 S_c \int_{z_2}^{z_1+\Delta z} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} dz - \mu_0 S_c \int_{z_1}^{z_2} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} dz.$$

Поэтому сила, возвращающая объем магнитореологической жидкости, находящейся в субполости:

$$\Delta f_z = \mu_0 S_c \left(\int_{z_2}^{z_2+\Delta z} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} dz - \int_{z_1}^{z_1+\Delta z} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} dz \right).$$

Принимая симметричность $H_z(z)$, $M_z(z)$ относительно $z = 0$:

$$M \frac{\partial H}{\partial z} \Big|_{z_1} = -M \frac{\partial H}{\partial z} \Big|_{z_2} - 2 \left[M \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial M}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial z} \right] \Big|_{z_2} \delta z,$$

$$\Delta f_z = 2\mu_0 S_c \left\{ M \frac{\partial H}{\partial z} + \left[M \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial M}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial z} \right] \delta z \right\}_{z_2} \Delta z.$$

Магнитная сила:

$$\Delta f_m = 2\mu_0 S_c \left\{ \begin{aligned} &M \left(\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial M}{\partial z} \right) + \\ &+ \left[M \left(\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{\partial M}{\partial z} \left(\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial M}{\partial z} \right) \right] \delta z \end{aligned} \right\}_{z_2} \Delta z.$$

Коэффициент пондеромоторной упругости:

$$k_p = 2\mu_0 S_c \left\{ \begin{aligned} &M \left(\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial M}{\partial z} \right) + \\ &+ \left[M \left(\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{\partial M}{\partial z} \left(\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial M}{\partial z} \right) \right] \delta z \end{aligned} \right\}_{z_2}.$$

Принимая во внимание преобладание значения диаметра магнитореологической субполости над ее высотой справедливо следующее:

$$\Delta f_z = k_p^{(0)} \Delta z + K(\Delta z)^2.$$

Уравнение колебаний:

$$\frac{\eta}{\nu} V \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial u}{\partial t} + k_p^{(0)} u + K u^2 = 0.$$

Уравнение колебаний с учетом затухания:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \omega_0^2 u + b_u u^2 + 2\beta \frac{\partial u}{\partial t} = 0,$$

где:

$$b_u = -\frac{2\mu_0 S_c}{\frac{\eta}{\nu} V} \left[M \left(\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{\partial M}{\partial z} \left(\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial M}{\partial z} \right) \right]_{z_2},$$

$$k_p^{(0)} = k_p / \left(1 + \left[\frac{\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial z^2}}{\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial M}{\partial z}} + \frac{2}{M} \frac{\partial M}{\partial z} \right]_{z_2} \delta z \right),$$

$$K = 2\mu_0 S_c \left[M_z \left(\frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 M_z}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{\partial M_z}{\partial z} \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} + \frac{\partial M_z}{\partial z} \right) \right]_{z_2}.$$

Приведенные системы уравнений позволяют описывать процессы распространения ударных и вибрационных нагрузок в магнитоологических рабочих камерах представленных конструкций [20].

Контрольные вопросы

1. Опишите принцип работы магнитоожидкостных акустических преобразователей.
2. Что называют магнитоожидкостными резонаторами?
3. Укажите направления совершенствования свойств магнитоологических рабочих сред.
4. Какие инновационные направления развития конструкций регулирующих аппаратов магнитоологических приводных систем Вы знаете?
5. Приведите примеры применения магнитоожидкостных управляющих элементов в конструкциях гибридных гидравлических устройств.
6. Какие базовые физические эффекты используются при описании физических процессов в магнитоологических устройствах комбинированного типа?
7. Укажите особенности работы магнитоологического дресселя.
8. Поясните принцип работы магнитоологического насоса.
9. Какие магнитоологические опоры Вы знаете?
10. Как работает адаптивный комбинированный реологический амортизатор?

ГЛАВА 3. ОСОБЕННОСТИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ПРИВОДНЫХ СИСТЕМ

3.1. Расчет расходных характеристик

Методы проектирования магнитореологических систем прежде всего основаны на гидравлическом и тепловом расчетах и во многом схожи с принципами расчета классических гидравлических систем.

Существенные различия методов проектирования имеют место быть только в зонах регулирования, в проточных полостях магнитореологических и магнитодинамических аппаратов, так как в магнитореологических системах площадь рабочего сечения проточной части остается неизменной, а варьируется вязкость рабочей среды, что требует моделирования гидравлического сопротивления потока.

Следовательно, в магистралях магнитореологических систем, принимая во внимание дисперсность и многофазность рабочей среды, желательно учитывать их неньютоновские свойства, вызываемые наличием сдвиговых напряжений слоев потока по объему.

Так как геометрия проточной части в магнитореологических системах однородна, уравнения балансов расходов рабочей среды в управляющих линиях целесообразно представлять в виде мгновенных массовых расходов. Рассмотрим расчет магнитореологической приводной системы на примере демпфирующей камеры, приведенной на рис. 3.1. Используем обозначения: G_{e1} – мгновенный массовый расход рабочей среды через эквивалентный дроссель с пропускной способностью $(\mu A)_{e1}$ (линия от насосной установки до слива, включая местное сопротивление на магнитореологическом дросселе); G_{e2} – мгновенный массовый расход рабочей среды через эквивалентный дроссель с пропускной способностью $(\mu A)_{e2}$ (управляющая линия от точки разветвления линии до слива, включая местное сопротивление на магнитореологическом дросселе); G_{e3} – мгновенный массовый расход рабочей среды через эквивалентный дроссель с пропускной способностью $(\mu A)_{e3}$ (управляющая линия от точки разветвления линии до рабочей камеры демпфера, включая местное сопротивление рабочей камеры).

$$\begin{cases} G_{e1} - G_{e2} - G_{e3} = 0 \\ G_{e2} - G_2 - G_{MRT} = 0 \\ G_{e3} - G_3 - G_d = 0 \end{cases}$$

Пропускную способность магнитореологического дросселя можно определить из выражений:

$$\begin{aligned} 1/(\mu A)_{e1}^2 &= 1/(\mu A)_1^2 + 1/(\mu A)_2^2 + 1/(\mu A)_{MRT}^2, \\ 1/(\mu A)_{e2}^2 &= 1/(\mu A)_2^2 + 1/(\mu A)_{MRT}^2, \\ 1/(\mu A)_{e3}^2 &= 1/(\mu A)_3^2 + 1/(\mu A)_d^2. \end{aligned}$$

Система привода магнитореологической камеры содержит магнитореологический дроссель и магнитодинамический насос, в конструкциях которых реализовано комбинированное управление потоком магнитореологической среды (рис. 3.1). Использование подобных конструкций магнитореологического дросселя и магнитодинамического насоса существенно расширяет диапазон рабочих температур и давлений магнитореологических систем демпфирования, так как магнитореологические и магнитодинамические системы комбинированного типа не имеют выраженной зависимости стабильности расходных характеристик от температуры рабочей среды и позволяют производить моделирование вязкостных характеристик магнитореологической жидкости за счет генерирования неньютоновских эффектов. Поэтому применение вращающихся и винтовых управляющих электромагнитных полей в магнитодинамических и магнитореологических устройствах позволяет предупреждать нежелательные (непроизводительные) утечки рабочей среды через проточную полость устройств при резких скачках давления и расширяет диапазон рабочих давлений для магнитореологической запорно-регулирующей аппаратуры.

При комбинированном управлении потоком магнитореологической среды систему уравнений балансов расходов можно представить в виде:

$$\begin{cases} G_{e1} = (\mu A)_{e2} v_{e2} \rho_m + (\mu A)_{e3} v_{e3} \rho_m \\ G_{e2} = (\mu A)_2 v_2 \rho + (\mu A)_{MRT} v_{MRT} \frac{d\eta}{d\vartheta} \\ G_{e3} = (\mu A)_3 v_3 \rho + (\mu A)_d v_d \left(V \frac{d\rho}{dV} + \frac{d\eta}{d\vartheta} \right) \end{cases}$$

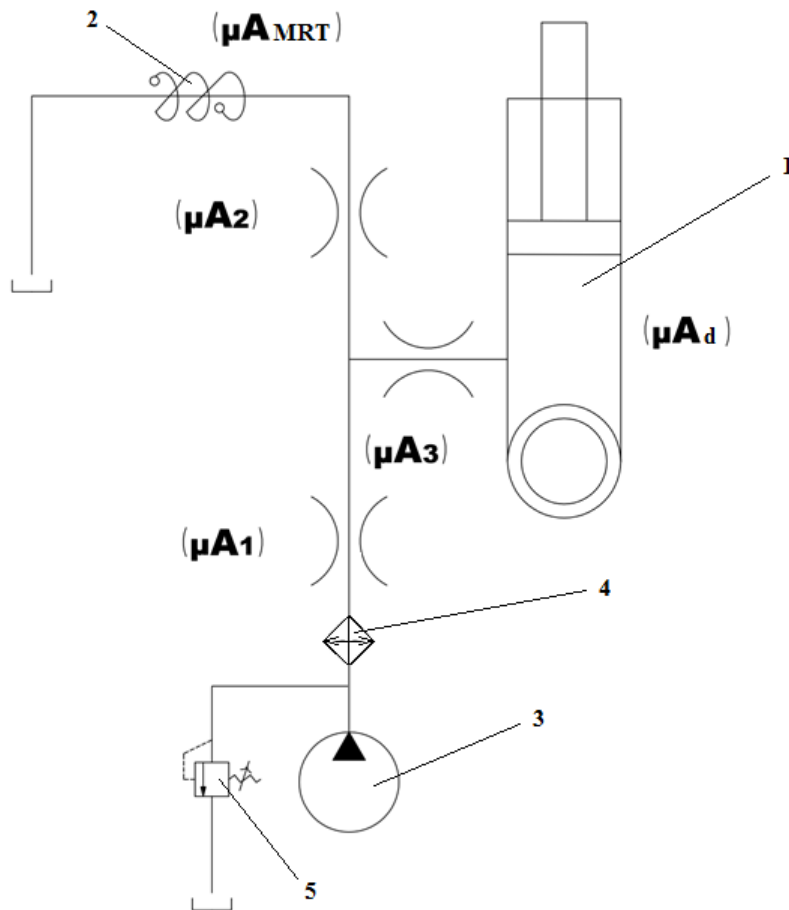


Рис. 3.1. Магнитореологическая система демпфирования

Для случая комбинированного управления (изменение параметров магнитного поля и сдвигового напряжения):

$$\begin{cases} G_{e1} = (\mu A)_{e2} v_{e2} \rho_m + (\mu A)_{e3} v_{e3} \rho_m \\ G_{e2} = (\mu A)_2 v_2 \rho + (\mu A)_{MRT} v_{MRT} \frac{d\eta(H, \tau_{sh})}{d\vartheta(H)} \\ G_{e3} = (\mu A)_3 v_3 \rho + (\mu A)_d v_d \left(V \frac{d\rho}{dV} + \frac{d\eta(H, \tau_{sh})}{d\vartheta(H)} \right) \end{cases}$$

Для случая комбинированного управления (изменение параметров магнитного поля, сдвигового напряжения и температуры):

$$\begin{cases} G_{e1} = (\mu A)_{e2} v_{e2} \rho_m + (\mu A)_{e3} v_{e3} \rho_m \\ G_{e2} = (\mu A)_2 v_2 \rho + (\mu A)_{MRT} v_{MRT} \frac{d\eta(H, \tau_{sh}, T^0)}{d\vartheta(H, T^0)} \\ G_{e3} = (\mu A)_3 v_3 \rho + (\mu A)_d v_d \left(V \frac{d\rho}{dV} + \frac{d\eta(H, \tau_{sh}, T^0)}{d\vartheta(H, T^0)} \right) \end{cases},$$

где ρ_m – среднее значение плотности, τ_{sh} – напряжение сдвига.

Расход в управляющей демпфером линии определяется уравнением:

$$Q_{CL} = (\mu A)_{e3} \cdot \frac{dx_d}{dt}.$$

Закон изменения значений перемещения демпфирующего механизма имеет выраженную нелинейность силовой характеристики и представляет зависимость перемещения штока от давления магнитореологической жидкости в рабочей камере:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = f(x) \frac{dp}{dt} \\ f(x) = m \frac{d^2x(t)}{dt^2} + K_1^* \frac{dx(t)}{dt} + K_2x(t) \\ p = \frac{F}{S_p} \end{array} \right. ,$$

где S_p – площадь поршня.

Также справедливо:

$$V \frac{d\rho}{dV} + \rho = \frac{dm}{dV},$$

$$V = S_p \cdot l_{MRC} \pm \frac{dx}{dt},$$

где l_{MRC} – длина магнитореологической камеры.

Требуемый мгновенный массовый расход магнитодинамического насоса:

$$G_{MRP} = G_{e1},$$

$$G_{MRP} = Qg\rho_{MRP},$$

$$G_{MRP} = Qg \frac{d\eta}{d\vartheta}.$$

Расход насоса:

$$Q = S_{MRP} \cdot v.$$

Для описания рабочего процесса привода адаптивной комбинированной реологической системы амортизации необходимо произвести совместное решение системы уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = f(x) \frac{dp}{dt} \\ f(x) = m \frac{d^2x(t)}{dt^2} + K_1^* \frac{dx(t)}{dt} + K_2x(t) \\ G_{e1} = (\mu A)_{e2} v_{e2} \rho_m + (\mu A)_{e3} v_{e3} \rho_m \\ G_{e2} = (\mu A)_2 v_2 \rho + (\mu A)_{MRT} v_{MRT} \frac{d\eta}{d\vartheta} \\ G_{e3} = (\mu A)_3 v_3 \rho + (\mu A)_d v_d \left(V \frac{d\rho}{dV} + \frac{d\eta}{d\vartheta} \right) \\ G_{e1} = G_{MRP} \end{array} \right. ,$$

где $x(t)$ – место положения поршня, K_1^* – коэффициент демпфирования комбинированной магнитореологической камеры, K_2 – коэффициент рессорно-реологической системы [21].

3.2. Тепловой расчет магнитореологических приводных систем

Температурные характеристики во многом определяют рабочие параметры аппаратов и систем. Особенно чувствительны к изменению температурных факторов системы, применяющие различные рабочие среды, вязкость которых прямо пропорциональна их температуре.

Поэтому очевидно, что ответственными элементами конструкций магнитореологических приводов являются теплообменники и системы охлаждения в целом. Существующие способы конструктивной реализации охлаждения во многих магнитореологических системах в неполной мере используют преимущества, которые им предоставляют магнитореологические рабочие среды. Это является следствием отсутствия теоретической базы и методологических основ разработки принципиально новых систем охлаждения для магнитореологических систем.

3.2.1. Термозффекты в магнитореологических системах и физические основы их численного описания. При помещении объема магнитореологической жидкости во внешние магнитные поля наблюдается изменение его температуры. Поэтому при проектировании магнитореологических систем очевидна необходимость численного описания наблюдающихся в рабочей среде термических эфффектов.

Одним из эффектов, имеющих прикладное значение в охлаждающих системах, является магнитокалорический эффект.

Принято считать, что магнитокалорический эффект имеет место быть в адиабатических условиях, но в нестационарных динамических управляющих полях допускается рассмотрение рабочего процесса как адиабатического, так как он возможен при быстром включении и выключении магнитного поля, а теплопередачей в этом случае можно пренебречь.

Как известно, к магнитокалорическому эффекту не относят необратимые тепловые эффекты магнитного гистерезиса, магнитной релаксации и токов Фуко.

Выраженность магнитокалорического эффекта для различных магнетиков варьируется в широком диапазоне значений температур. Самые выраженные магнитокалорические эффекты протекают у ферромагнетиков и антиферромагнетиков при температурах, стремящихся к температурам магнитных фазовых переходов. В области низких температур у парамагнетиков и слабых антиферромагнетиков наблюдаются пики значений величины магнитокалорического эффекта.

Преимущественно магнитокалорические эффекты являются положительными, то есть с ростом температуры намагниченность веществ уменьшается, но имеют место и отрицательные магнитокалорические эффекты с обратной корреляцией намагниченности и температуры.

Необходимо отметить, что некоторые редкоземельные магнетики обладают большими значениями магнитокалорического эффекта и некоторые из сплавов железа и редкоземельных металлов отличаются огромными отрицательными значениями магнитокалорического эффекта.

Например, у сплава Fe-Rh намагниченность возрастает в точке температурного перехода антиферромагнетизм-ферромагнетизм. Подобные аномалии магнитокалорического эффекта возможны и в сплавах с другими металлами платиновой группы, схожими физико-химическими свойствами с Rh.

В сплавах металлов платиновой группы, подобных Fe-Rh, возможен гигантский магнитокалорический эффект, что объясняется дополнительным изменением намагниченности вследствие упругих напряжений в области магнитного фазового перехода. Подобное

сочетание магнитного и структурного переходов в ферромагнетиках в случае магнитоупругих взаимодействий принято обозначать как магнитоструктурный переход, при этом под действием магнитного поля в интервале магнитоструктурного перехода происходит существенный резкий рост энтропии, что объясняет природу возникновения гигантского магнитокалорического эффекта.

Результаты ряда исследований указывают на высокие значения магнитокалорического эффекта для редкоземельных магнетиков, сплавов $MnAs$, $Gd_5(Si_2Ge_2)$, RCo_2 , $La(Fe,Si)_{13}$, сплавов Гейслера, в особенности их семейства $Ni-Mn-Ga$. Очевидна возможность применения вышеперечисленных сплавов в качестве рабочих термодинамических машин. Также очевидно, что в целом эффективность охлаждения зависит не только от величины магнитокалорического эффекта, но и от теплоемкости, и от изменения магнитной части энтропии во внешних магнитных полях [22].

Следовательно, можно не только создавать высокоэффективные холодильные установки, основанные на магнитокалорическом эффекте, но и путем добавления в магнитореологическую жидкость частиц сплава железа с редкоземельными металлами оптимизировать термодинамические процессы, протекающие в рабочей среде магнитореологических приводных систем.

При рассмотрении магнитокалорического эффекта рационально произвести оценку энтропии, так как магнитокалорический эффект является следствием непосредственного изменения упорядоченности системы и связан с увеличением во внешних магнитных полях или с уменьшением при снятии магнитного поля числа одинаково ориентированных магнитных моментов частиц магнетика.

Зададим энтропию в виде функции температуры, давления и напряженности:

$$S = S(T, P, H),$$

где T – температура, P – давление, H – напряженность.

Температура магнетика:

$$\Delta T = -T \frac{\frac{\partial M}{\partial T_{P,H}}}{C_{P,H}} \Delta H,$$

где M – намагниченность, $C_{P,H}$ – теплоемкость:

$$C_{P,H}(T, H) = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_H.$$

Максимальные значения магнитокалорического эффекта парапроцесса имеют место быть при температуре Кюри T_c , вследствие повышения температуры и магнитного фазового перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное, что приводит к уменьшению намагниченности для ферромагнетиков. Магнитокалорический эффект для ферромагнетиков при парапроцессе всегда положителен при положительных значениях намагниченности. Но у ферромагнетиков при парапроцессе может проявляться как положительный, так и отрицательный магнитокалорический эффект.

В случаях магнитных фазовых переходов, вызванных изменением магнитного поля и переходом «ферромагнитное – антиферромагнитное состояние» также появляется магнитокалорический эффект. Изменение температуры при переходе «ферромагнитное – антиферромагнитное состояние» (фазовом переходе первого рода):

$$\Delta T = -\frac{T}{C_{P,H}} S_f - S_{af},$$

где S_f – энтропия ферромагнитного состояния, S_{af} – энтропия антиферромагнитного состояния, $S_f - S_{af}$ – изменение энтропии при переходе «ферромагнитное – антиферромагнитное состояние».

В достаточно сильных внешних магнитных полях магнетики изотермически намагничиваются, что приводит к возникновению магнитокалорического эффекта, а при снятии магнитного поля размагничиваются, температура магнетика снижается.

Принципиальная конструкция системы охлаждения, базирующейся на магнитокалорическом эффекте, приведена на рис. 3.2. Принудительная циркуляция среды осуществляется при помощи насосов, в охлаждающем контуре выполнены теплообменники.

Подобные изменения температур, которые сопровождают магнитокалорический эффект, целесообразно использовать для реализации охлаждения магнитореологических систем по принципу магнитотеплового насоса, это позволяет оптимизировать нагрев и охлаждение рабочих сред.

Описанные выше эффекты протекают в области фазовых переходов второго рода, поэтому рассмотрим специфику данного переходного процесса [22].

В целях классификации фазового перехода целесообразно использование численного критерия, для определения которого требуется произвести решение следующего равенства:

$$\eta_f = 40 \frac{N}{V_0} k_B k_c T_0 \beta^2 \frac{[J(J+1)]^2}{(2J+1)^4 - 1},$$

где β – параметр, характеризующий силу спин-решеточной связи, T_0 – температура Кюри при рабочем объеме среды, V_0 – рабочий объем при температуре 0; K , N – число частиц в единице объема, k_B – постоянная Больцмана, J – угловой момент, k_c – сжимаемость.

Фазовый переход первого рода:

$$\eta_f > 1.$$

Фазовый переход второго рода:

$$\eta_f \leq 1.$$

Внутренняя энергия:

$$dU = \delta W + \delta Q,$$

где δQ – количество теплоты.

Работа во внешних магнитных полях:

$$\delta W = \mu_0 H dM,$$

где μ_0 – магнитная проницаемость среды.

Выраженность изменения внутренней энергии системы можно определить за счет оценки энергии Гиббса:

$$G = U - ST - \mu_0 MH.$$

Или:

$$dG = U - SdT - \mu_0 M dH.$$

Намагниченность с учетом энергии Гиббса:

$$M = -\mu_0 \left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_T.$$

Энтропия:

$$S = - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_H.$$

Справедливо равенство:

$$\mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T.$$

Перепишем изменение энтропии:

$$\Delta S(T, \Delta H) = \mu_0 \int_{H_i}^{H_f} \left(\frac{\partial M(T, H)}{\partial T} \right)_H dH,$$

где H_i – нижний предел напряженности магнитного поля, H_f – верхний предел напряженности магнитного поля.

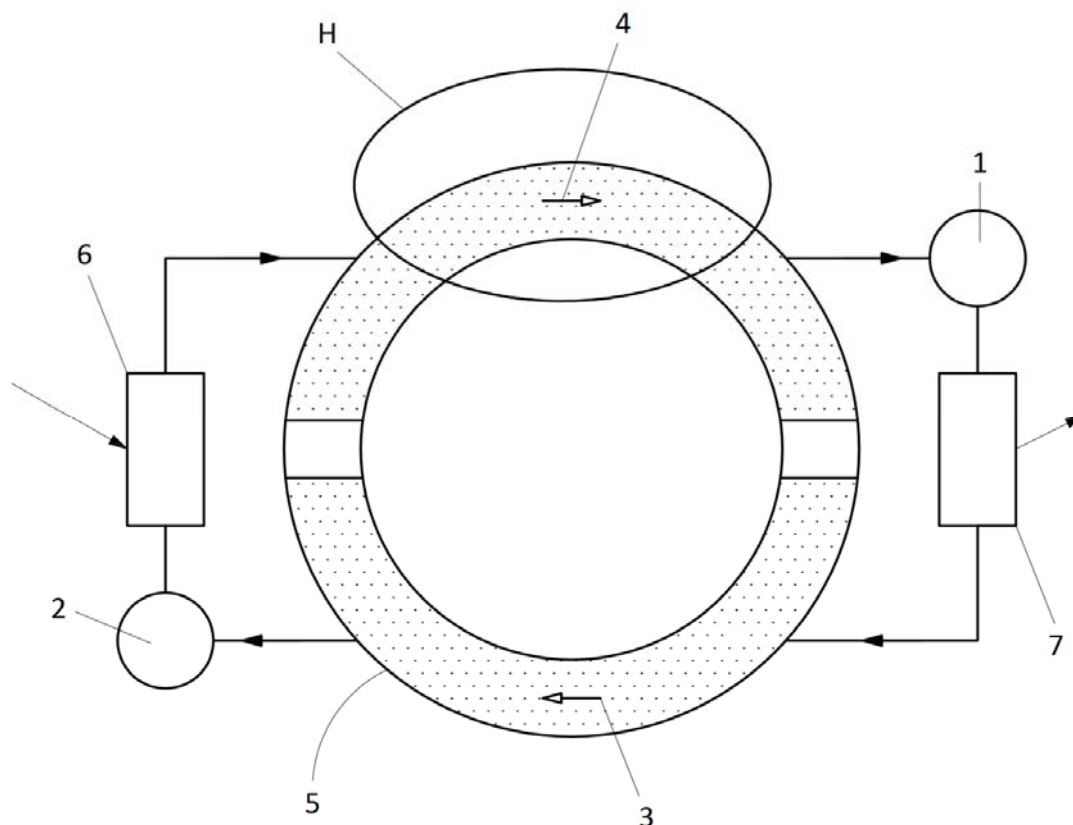


Рис. 3.2. Принципиальная схема варианта охладительного контура: 1, 2 – насос; 3, 4 – полукольцевая полость резервуара; 5 – резервуар, 6, 7 – теплообменник; H – зона действия внешнего магнитного поля

Для описания нестационарного процесса энтропию представим в дифференциальном виде:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_H dT + \mu_0 \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH$$

Связь между магнитным моментом и внешним магнитным полем, основываясь на законе Кюри–Вейса, можно выразить через магнитную восприимчивость ферромагнетика и записать как [22]:

$$\chi(T) = \frac{\rho_s g^2 \mu_B^2 [J(J + 1)]}{k_B (T - T_c)},$$

где T_c – температура Кюри, ρ_s – спиновая плотность, g – множитель Ланде, μ_B – магнетон Бора:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e},$$

где m_e – масса частицы, \hbar – постоянная Дирака.

Элементарный электрический заряд:

$$e = \frac{F}{N_A},$$

где F – постоянная Фарадея, N_A – число Авогадро.

Зависимость намагниченности частиц магнетика от внешнего поля:

$$M(T, H) = \frac{N}{V} g\mu_B J B_J(x),$$

где V – рабочий объем, $B_J(x)$ – функция Бриллюэна:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}x\right),$$

где x – отношение Зеемановской энергии магнитного момента во внешнем поле к тепловой энергии, имеет вид:

$$x = \frac{g\mu_0\mu_B(H + \lambda M(T, H))J}{k_B T},$$

где λ – коэффициент:

$$\lambda = \frac{3T_c k_B}{g^2 \mu_0 \mu_B^2 J(J+1)} \frac{V}{N}.$$

Или:

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 + \beta \left(\frac{V - V_0}{V_0} \right) \right],$$

где λ_0 – коэффициент при температуре ноль градусов по Кельвину:

$$\lambda_0 = \frac{3T_0 k_B}{g^2 \mu_0 \mu_B^2 J(J+1)} \frac{V}{N}.$$

Температура Кюри для магнетика:

$$T_c = T_0 \left[1 + \beta \left(\frac{V - V_0}{V_0} \right) \right].$$

Изменение внутренней энергии системы оценим при помощи энергии Гиббса:

$$G = G_{mag} + G_{el} + G_p,$$

где G_{mag} – магнитная составляющая энергии Гиббса, G_p – энергия Гиббса, зависящая от давления, G_{el} – энергия Гиббса, зависящая от сжимаемости.

Справедливо следующее уточненное уравнение, описывающее энергию Гиббса:

$$G(T, P, H, M, V) = -TS_{mag} - \mu_0 MH - \frac{1}{2} \lambda \mu_0 M^2 + \frac{1}{2k_c} \frac{(V - V_0)^2}{V_0^2} + P \frac{V - V_0}{V_0},$$

где P – давление, S_{mag} – магнитная составляющая энтропии:

$$S_{mag} = k_B \frac{N}{V} \left[\ln \frac{\text{sh} \left(\frac{2J+1}{2J} x \right)}{\text{sh} \left(\frac{1}{2J} x \right)} - x B_J(x) \right].$$

Одним из членов уточненного уравнения, описывающего энергию Гиббса, является равновесный объем системы:

$$\frac{V - V_0}{V_0} = \frac{1}{2} \lambda_0 \beta k_c \mu_0 M^2 - P k_c.$$

Также запишем уточненное уравнение теплоемкости:

$$C_{P,H}(T, H) = C_{Deb}(T) + C_{Som}(T) + C_{mag}(T, H),$$

где $C_{Som}(T)$ – составляющая теплоемкости Зоммерфельда:

$$C_{Som}(T) = \gamma_e T,$$

где:

$$\gamma_e = \frac{\pi^2 (3\pi^2)^{-2/3} m_e k_B^2}{\hbar^2} \left(\frac{N_e}{V} \right)^{1/3},$$

где N_e – число электронов, $C_{Deb}(T)$ – составляющая теплоемкости Дебая:

$$C_{Deb}(T) = 9 \frac{N_{at}}{V} k_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{y^4 e^y}{(e^y - 1)^2} dy,$$

где N_{at} – число атомов, θ_D – Температура Дебая, $C_{mag}(T, H)$ – магнитная составляющая теплоемкости:

$$C_{mag}(T, H) = -\mu_0 H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) - \mu_0 \lambda \left(\frac{\partial M^2}{\partial T} \right).$$

Применение термоэлектрических эффектов позволяет создавать предельно компактные конструкции охлаждающих элементов, отличающихся высокой скоростью достижения рабочих температур, точностью обработки сигнала, отсутствием промежуточной трансформации электрического сигнала, способностью создания значительных отрицательных температур при малых потребляемых мощностях.

С целью достижения равномерного распределения магнитных свойств в объеме магнитогеологической жидкости требуется обеспечить охлаждение рабочей среды по всему ее объему. Конструкция с термоэлектрическими элементами позволяет реализовать охлаждение с оптимальной скоростью.

Широко известным из термоэлектрических эффектов является эффект Пельтье, создаваемый переносом энергии в месте контакта двух разнородных проводников при прохождении электрического тока в цепи. Данный эффект базируется на контактной разности потенциалов материалов термопары, приводя к возникновению внутреннего контактного поля. Электрический ток, протекающий в термопаре, в случае противоположного направления тока к контактному полю испытывает сопротивление и тепловые потери, что приводит к нагреву спая. Течение электрического тока в направлении контактного поля приводит к тому, что контактное поле совершает работу по перемещению зарядов, охлаждая место контакта термопары [22].

Схема полупроводниковой термоэлектрической пары приведена на рис. 3.3.

Для рассмотрения термоэлектрического процесса запишем следующие численные зависимости.

ТермоЭДС:

$$\alpha = \frac{\partial A}{\partial T_h},$$

где T_h – температура горячего спая, A – интегральная термоЭДС.

Тепло, выделяемое в единицу времени при эффекте Пельтье:

$$q_{\text{Па/б}} = \text{Па/б} \cdot i,$$

где i – сила тока, Па/б – коэффициент Пельтье для границы проводников a и b :

$$\text{Па/б} = \text{П}_b - \text{П}_a,$$

$$\text{П} = \alpha T.$$

Плотность потока тепла:

$$Q_{\text{п}} = \text{Пе}j,$$

где j – плотность тока, e – заряд носителя, П – дифференциальный коэффициент Пельтье.

Тепло, выделяемое при эффекте Пельтье:

$$q_{\text{п}} = -\text{div} Q_{\text{п}}.$$

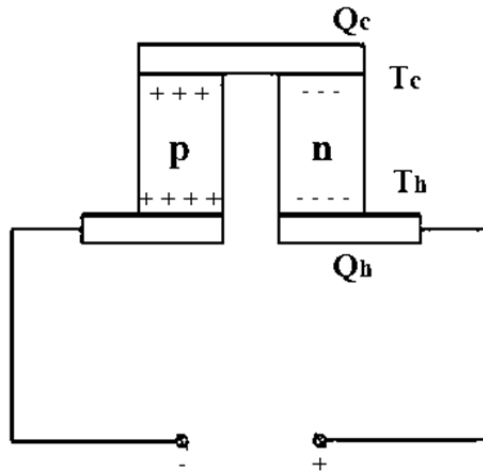


Рис. 3.3. Схема полупроводниковой термоэлектрической пары

В термоэлектрических элементах имеет место быть не только разнородность материалов, но и температурный градиент, за счет которого возрастает тепловыделение.

Причины этого эффекта, эффекта Томсона, заключаются в неоднородности распределения носителей тока и добавочной работе на преодоление термоэлектрического поля.

Выделяемое тепло при эффекте Томсона:

$$q_T = -\tau e(j\nabla T),$$

где τ – коэффициент Томсона:

$$\tau = T \frac{\partial \alpha}{\partial T}.$$

Сборка единичных элементов-термопар, состоящих из одного проводника p -типа и одного проводника n -типа, образуют полупроводниковый термоэлектрический элемент Пельтье (рис. 3.4).

Термопары соединены между собой последовательно по току и параллельно по потоку тепла, в результате чего поглощаемая на контакте типа n - p теплота Q_c выделяется на контакте типа p - n Q_h . Последовательная сборка термопар размещается на медных подложках между двух пластин из алюминиевого сплава или оксида алюминиевой керамики.

Теплоемкость среды можно переписать в виде:

$$C_{p,H} = \left(\frac{\delta Q}{\delta T} \right) = \left(\frac{\delta Q / \delta t}{\delta T / \delta t} \right) = \left(\frac{\dot{Q}}{\dot{T}} \right),$$

где \dot{Q} – тепловой поток:

$$\dot{Q} = -A_c k \frac{\partial T}{\partial x},$$

где k – коэффициент теплопроводности термоэлектрического элемента, A_c – площадь контакта.

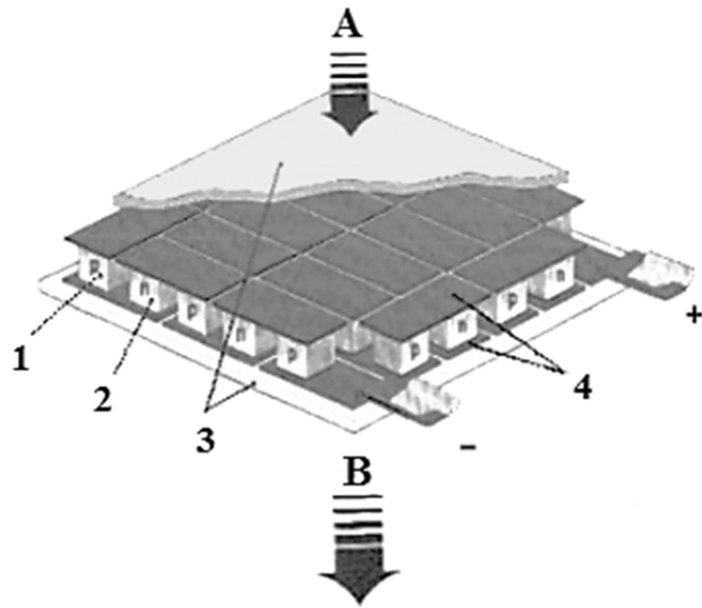


Рис. 3.4. Термоэлектрический элемент Пельтье: A – холодная сторона; B – горячая сторона; 1 – полупроводник р-типа; 2 – полупроводник п-типа; 3 – керамический изолятор; 4 – проводящая медная подложка

Линейный температурный градиент:

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{m_s} = -A_c k \frac{\Delta T}{m_s L},$$

где L – длина термоэлектрического элемента, m_s – масса.

Функцию теплоемкости среды от температуры и напряженности магнитного поля выразим как:

$$C(T, H)_{p, H} = \frac{A_c k U_p(T, H)}{LS m_s T},$$

где U_p – разность электрического потенциала:

$$U_p = -S_{see} \Delta T,$$

где S_{see} – коэффициент Зеебека:

$$S_{see} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \frac{\partial}{\partial E} \ln \sigma_{con} \Big|_{E_F} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \frac{\sigma'_{con}}{\sigma_{con}} \Big|_{E_F},$$

где σ_{con} – проводимость, σ'_{con} – производная проводимости по энергии, E – напряженность электрического поля:

$$E = -\nabla V_U = S_{see} \nabla T,$$

где V_U – напряжение:

$$V_U = - \int_{T_0}^{T_1} (S_{seeA} - S_{seeB}) dT ,$$

или:

$$V_U = -S_{TC} \Delta T ,$$

где $\Delta T = T_1 - T_0$, S_{TC} – коэффициент Зеебека термопары:

$$S_{TC} \equiv S_{seeB} - S_{seeA} .$$

Термодинамическая модель термопары в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} j \\ q_{hcd} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \sigma_{con} & \sigma_{con} S_{see} \\ \sigma_{con} \Pi_{S_{see}} & k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla V \\ \nabla T \end{pmatrix} .$$

С учетом коэффициента Зеебека коэффициент Пельтье примет вид:

$$\Pi = S_{see} T .$$

Не менее известным термомагнитным эффектом, протекающим в термоэлектрических элементах, которые возможно интегрировать в магнитореологические системы, является эффект Нернста–Эттингсгаузена. Эффект Нернста–Эттингсгаузена заключается в возникновении электрического поля, которое перпендикулярно векторам градиента температур и магнитной индукции [22].

Значение электрического поля эффекта Нернста–Эттингсгаузена:

$$E_{NE} = N_{NE} \mu_0 H \nabla T ,$$

где N_{NE} – коэффициент Нернста.

Для случая аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена:

$$E_{ANE} = N_{ANE} M_{red} \nabla T ,$$

где M_{red} – редуцированная намагниченность:

$$M_{red} = \frac{M}{|M|} .$$

Изменение энтропии системы:

$$\Delta S(T) = -\Delta M \mu_0 \frac{dH}{dT_t} .$$

В интегральной форме:

$$\Delta S(T, H_i, H_f) = \mu_0 \int_{H_i}^{H_f} \left(\frac{\partial M(T)}{\partial T} \right)_H dH .$$

С учетом необратимости процесса уравнения термодинамики примут вид:

$$\frac{Q(d)}{dt} = \frac{dE}{dt} + \frac{A(d)}{dt} - \int \mu_{ch} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV ,$$

$$\frac{dS}{dt} = \int \frac{1}{T} \frac{Q'(d)}{dt} dV,$$

$$E = \int \varepsilon dV,$$

$$S = \int s dV,$$

где s – объемная плотность энтропии, ε – объемные плотности энергии, μ_{ch} – химический потенциал, $\frac{Q'(d)}{dt} dV$ – количество тепла на элемент объема в единицу времени, $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ – изменение количества частиц.

Примем объем фиксированным:

$$\frac{Q(d)}{dt} = \frac{dE}{dt},$$

или:

$$\frac{Q(d)}{dt} = \frac{dE}{dt} - \oint (Q_f n) do = - \int \text{div } Q_f dV,$$

где do – элемент поверхности объема.

Для учета площади соприкосновения выразим энтропию как:

$$\frac{dS}{dt} = - \oint \frac{1}{T} (Q_f n) do + \int \left(Q_f \nabla \frac{1}{T} \right) dV,$$

где $(Q_f n) do$ – количество тепла через элемент поверхности, Q_f – плотность потока тепла:

$$Q_f = -q_{con} \nabla T,$$

где q_{con} – коэффициент теплопроводности.

Изменение энтропии с учетом коэффициента теплопроводности:

$$\frac{dS}{dt} = \oint \frac{q(d)}{T} + \int q_{con} \left(\frac{\nabla T}{T} \right)^2 d\tau.$$

Существует еще ряд термомагнитных эффектов в термоэлектрических элементах во внешнем магнитном поле [22].

Термомагнитный поперечный эффект Нернста–Эттингсгаузена присутствует при помещении полупроводника, имеющего градиент температуры, во внешнее магнитное поле:

$$Q^\perp = \frac{E_y}{\frac{\partial T}{\partial x} H_z}.$$

Термомагнитный поперечный эффект Риги–Ледюка наблюдается при помещении проводника с градиентом температур в постоянное магнитное поле, которое перпендикулярно тепловому потоку, приводя к вторичной разности температур, перпендикулярной магнитному полю и тепловому потоку:

$$S_{\perp} = \frac{\frac{\partial T}{\partial y}}{\frac{\partial T}{\partial x} H_z}.$$

Термомагнитный продольный эффект Нернста–Эттингсгаузена:

$$Q^{\parallel} = \frac{E_x}{\frac{\partial T}{\partial x}}.$$

Эффект изменения теплопроводности в магнитном поле:

$$\epsilon^{\parallel} = -\frac{q_x}{\frac{\partial T}{\partial x}}.$$

Как уже было отмечено, некоторый градиент температур в объеме магнитореологической жидкости приводит к неоднородности ее магнитных свойств. Поэтому воздействие электромагнитного поля на объем магнитореологической жидкости, в котором имеется температурный градиент и распределенная разность магнитной восприимчивости, приводит к неоднородности магнитной объемной силы. Вследствие наличия неоднородности магнитной объемной силы возникает эффект термомагнитной конвекции.

Для описания конвекции магнитореологической жидкости применим систему уравнений феррогидродинамики Розенцвайга–Нойрингера [22]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(v_1 T)}{\partial x} + \frac{\partial(v_2 T)}{\partial y} &= \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} &= -\varphi \left(v_1 = \frac{\partial \psi}{\partial y}, v_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial(v_1 \varphi)}{\partial x} + \frac{\partial(v_2 \varphi)}{\partial y} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \\ &+ Gr \frac{\partial T}{\partial x} + Gr_m \left(\frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} \right), \end{aligned}$$

где v_1, v_2 – компоненты скорости, ψ – функция тока, φ – завихренность потока, Pr – критерий Прандля:

$$Pr = \frac{\nu}{a},$$

где ν – кинематическая вязкость. Gr – критерий Грасгофа:

$$Gr = \beta_V g d^3 \frac{(T_1 - T_0)}{\nu^2},$$

где β_V – коэффициент объемного расширения, d – ширина слоя, g – ускорение свободного падения.

Или:

$$Gr_m = \mu_0 \lambda d^3 \frac{(T_1 - T_0)[\nabla H]}{\nu^2 \rho_0},$$

где $\lambda = k_{pm} + \beta_V M_{r0}$, k_{pm} – пирромагнитный коэффициент, M_{r0} – равновесное значение магнитного момента единицы объема жидкости.

$$[\nabla H] = \frac{2i}{\pi l^2},$$

где l – высота слоя.

Намагниченность можно описать функцией [22]:

$$M = nm_* L(\xi).$$

Функция Ланжевена:

$$L(\xi) = \text{cth } \xi - \frac{1}{\xi},$$

где ξ – Ланжевенский аргумент, который определяет тепловые флуктуации частиц магнетика, порождающие стохастические повороты магнитного момента относительно направления напряженности магнитного поля:

$$\xi = \frac{\mu_m m_* H}{k_B T},$$

$$D(\xi) = \frac{1}{\xi} - \xi \cdot \text{sh}^{-2}(\xi),$$

где μ_m – магнитный момент:

$$\mu_m = MV.$$

Введем намагниченность насыщения среды:

$$M_s = nm_*,$$

где m_* – магнитный момент частицы, n – концентрация частиц.

Для достаточно сильных магнитных полей:

$$M = M_s - \frac{3k_B M_s T}{4\pi \mu_m M_{0s} H R^3},$$

где R – радиус частиц магнетика, M_{0s} – намагниченность насыщения диспергированной среды.

Количество поглощаемого тепла:

$$Q(d) = dU + A(d) - \mu_{ch} dN_n,$$

где μ_{ch} – химический потенциал, dN_n – изменение числа частиц, $A(d)$ – работа, производимая системой.

В общем виде процессы термомагнитных и гальваномагнитных явлений можно описать следующими уравнениями:

$$\begin{cases} E_x = \rho e j_x + \rho_{[xy]} e j_y + a \frac{\partial T}{\partial x} + a_{[xy]} \frac{\partial T}{\partial y} \\ E_y = -\rho_{[xy]} e j_x + \rho e j_y - a_{[xy]} \frac{\partial T}{\partial x} + a \frac{\partial T}{\partial y} \\ q_x = \Pi e j_x + \Pi_{[xy]} e j_y - \chi \frac{\partial T}{\partial x} - \chi_{[xy]} \frac{\partial T}{\partial y} \\ q_y = -\Pi_{[xy]} e j_x + \Pi e j_y + \chi_{[xy]} \frac{\partial T}{\partial x} - \chi \frac{\partial T}{\partial y} \end{cases}$$

При учете термомагнитных явлений в электромагнитных полях необходимо рассмотреть также и анизотропный магниторезистивный эффект. Суть данного эффекта заключается в различии значений электрического сопротивления в зависимости от угла, образованного векторами намагниченности частиц ферромагнетика и внешним магнитным полем. Данный эффект представляет особый интерес для систем с комбинацией магнитореологических и электрореологических рабочих сред.

Магнитная анизотропия основывается на спин-орбитальном взаимодействии электронов и спин-зависимом рассеянии электронов:

$$\rho_m(\theta) = \rho_{m\perp} + \Delta\rho_{\max} \cos^2 \theta,$$

где $\Delta\rho_{\max}$ – максимальный градиент удельного сопротивления:

$$\Delta\rho_{\max} \equiv \rho_{m\parallel} - \rho_{m\perp},$$

где $\rho_{m\parallel}$ – удельное сопротивление при ориентации вектора намагниченности параллельно полю, $\rho_{m\perp}$ – удельное сопротивление при ориентации вектора намагниченности перпендикулярно полю.

3.2.2. Конструктивная реализация способов охлаждения в магнитореологических системах, базирующихся на комбинации термоэффектов. Немалые перспективы развития имеет реализация комбинации различных физических эффектов в конструкциях систем

охлаждения и термостатирования. Рассмотрим примеры конструктивного исполнения систем термостатирования, базирующихся на термоэлектрических и термомагнитных эффектах.

В целях снижения массогабаритных характеристик систем охлаждения целесообразно применение в их конструкциях термоэлектрических элементов. Полупроводниковые термоэлектрические элементы значительно снижают габариты готовых изделий, их энергопотребление и могут быть использованы для автономных и мобильных систем.

В магнитогеологических приводах предпочтительней устанавливать системы локального проточного охлаждения. Это связано с тем, что разные элементы системы предъявляют различные требования к температуре рабочей среды. Например, понижение температуры рабочей среды на входе в проточную часть дросселя дает возможность значительно снизить энергетические затраты на создание перепада давления на магнитогеологическом устройстве, а повышение температуры среды перед ее попаданием в рабочую полость магнитодинамического насоса способствует росту кинетической энергии жидкой среды. Поэтому разработка устройств, осуществляющих отвод тепла на отдельных участках гидролиний, имеет важное прикладное значение.

Конструкция подобного автономного устройства, геологического дросселя-термостата, использующего для отвода тепла от рабочей среды термоэлектрические элементы, представлена на рис. 3.5–3.7. Рабочая полость геологического дросселя-термостата, имеющая в радиальном сечении форму многоугольника, образована термоэлектрическими элементами, интегрированными в гидролинию и закрепленными с соблюдением их полярности в двух токопроводящих пластинах, повторяющих контуры многоугольной сборки термоэлектрических элементов. Фиксация многоугольной сборки термоэлектрических элементов в проточной части гидролинии осуществляется за счет перфорированных пластин, соединенных с каждым ребром многоугольной конструкции. Охлаждающий контур геологического дросселя-термостата отделен от рабочей магнитогеологической среды и герметизирован пластинами.

Процесс охлаждения основан на принципе термоэлектрического эффекта Пельтье. Напряжение тока на термоэлектрических элементах создает разность температур на их противоположных сторонах.

Отвод тепла от горячих сторон термоэлектрических элементов организован при помощи жидкостного охлаждения и принудительной циркуляции хладагента. Температура хладагента в охлаждающем контуре регулируется холодильной установкой.

В полупроводниковых термоэлектрических элементах температура охлаждения холодной стороны спая пропорциональна величине тока управляющего сигнала, что позволяет легко осуществлять регулировку температуры рабочей среды с высокой точностью.

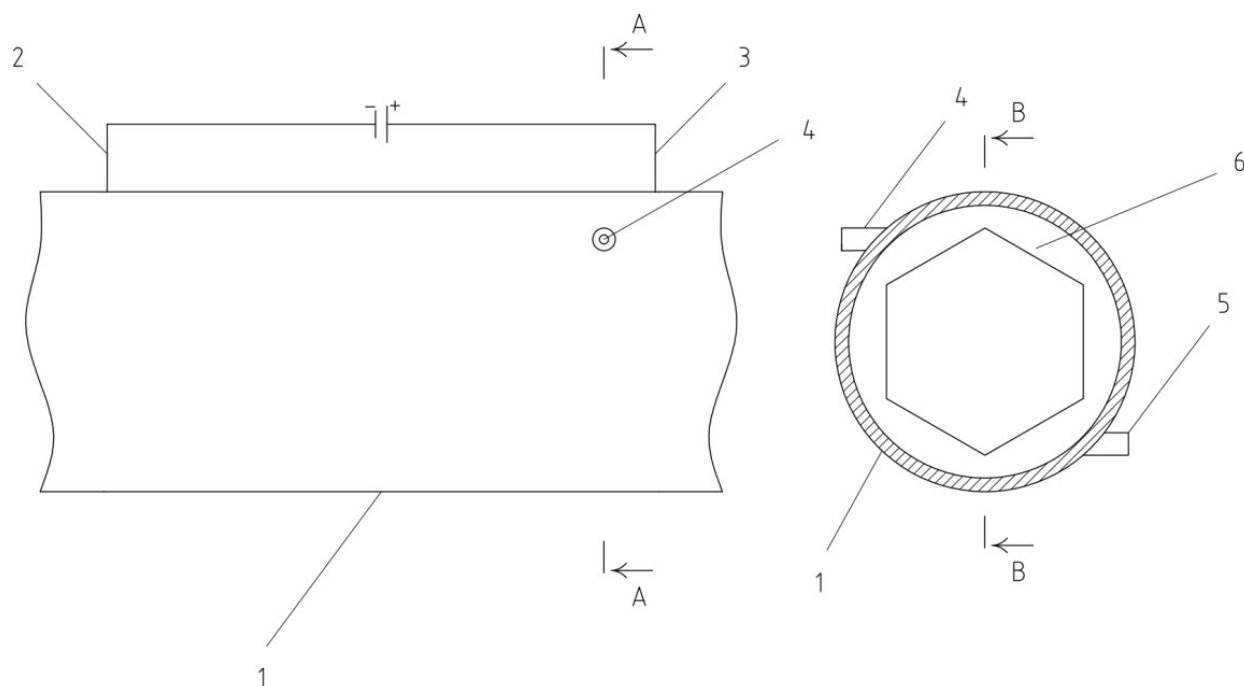


Рис. 3.5. Реологический дроссель-термостат: 1 – гидролиния; 2, 3 – тоководы; 4, 5 – патрубки; 6 – герметизирующая пластина

Комбинация термоэлектрических элементов с эффектом термомагнитной конвекции позволяет создавать системы, способные работать не только в пространстве без гравитационных полей, но и в условиях гравитации. Они дают возможность осуществлять циркуляцию магнитной и магнитореологической среды без применения дополнительных активных устройств, снижая энергетические затраты. В качестве источника магнитного поля возможно использование постоянных магнитов и электромагнитов.

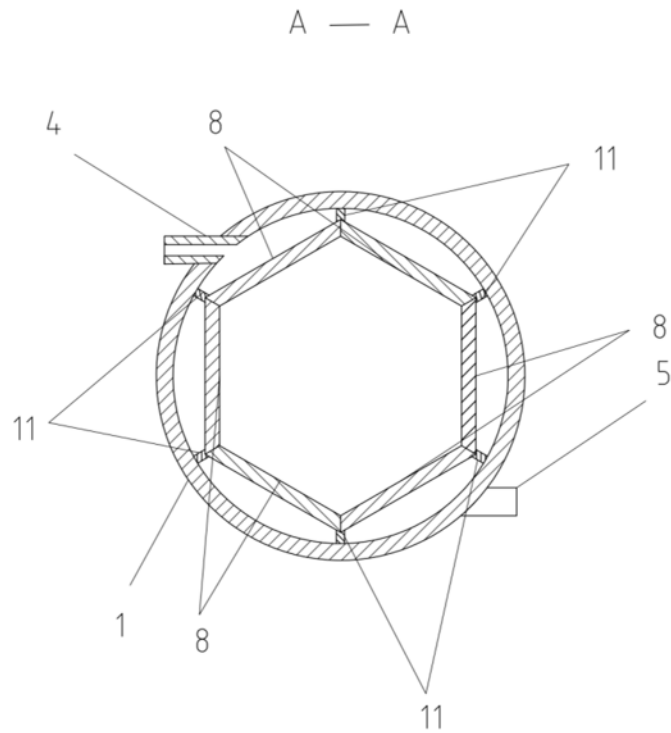


Рис. 3.6. Реологический дроссель-термостат (вид А): 1 – гидролиния; 4, 5 – патрубки; 8 – полупроводниковые термоэлектрические элементы; 11 – перфорированная пластина

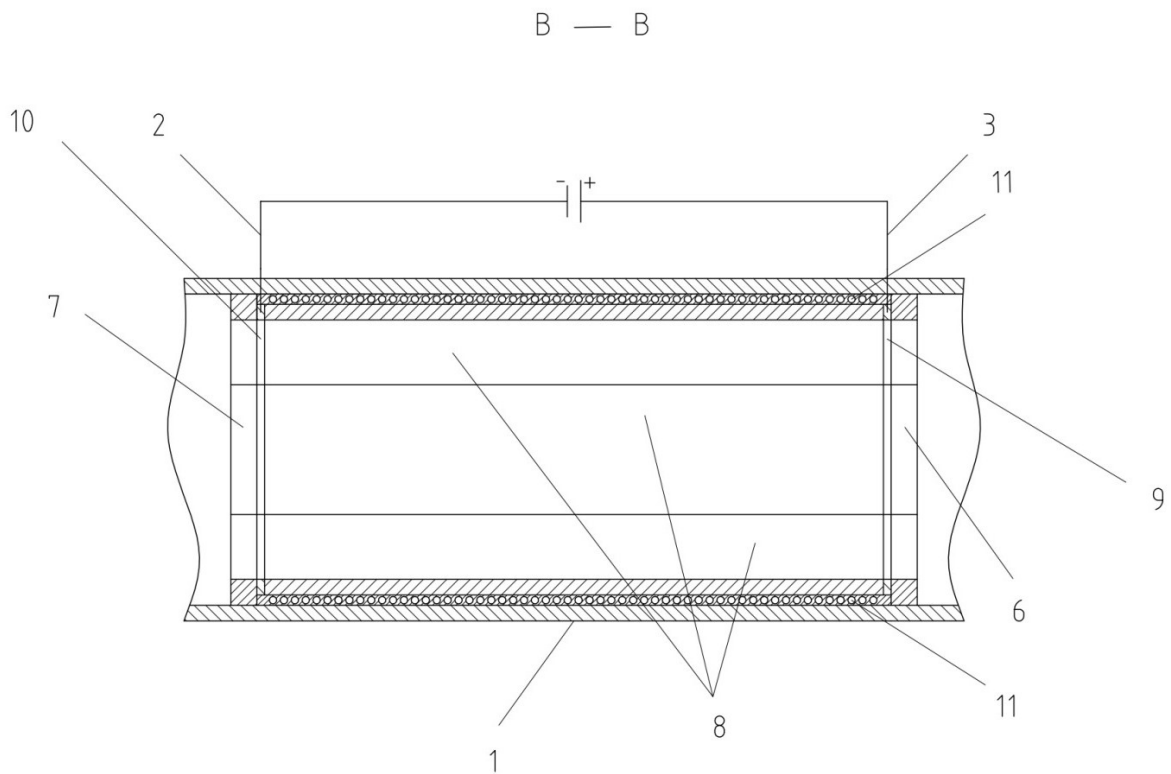


Рис. 3.7. Реологический дроссель-термостат (вид В): 1 – гидролиния; 2, 3 – тоководы; 6, 7 – герметизирующая пластина; 9, 10 – токопроводящая пластина; 8 – полупроводниковые термоэлектрические элементы; 11 – перфорированная пластина

Применение постоянных магнитов не требует потребления энергии и является надежным источником магнитного поля, но в некоторых случаях необходима управляемость параметров внешнего поля, что приводит к выбору электромагнитов в качестве источника магнитного поля. Реализация охлаждения в системах за счет эффекта термомагнитной конвекции целесообразна как в случаях, когда требуется охлаждение рабочей среды в целом, так и когда в отдельно взятых замкнутых полостях необходимо осуществить термостатирование рабочей среды, обладающей магнитными свойствами.

Для общего или предварительного охлаждения выполняется установка источников магнитного поля и полупроводниковых термоэлектрических элементов в баки (рис. 3.8).

Известно, что магнитные частицы после выхода из зон регулирования магнитореологических и магнитодинамических устройств обладают некоторой остаточной намагниченностью. Установка электромагнитов в баках в качестве источников магнитного поля дополнительно позволяет производить снятие остаточной намагниченности частиц магнетика путем их размагничивания в полях противоположного направления.

Создаваемый температурный градиент порождает распределенность магнитной восприимчивости и неоднородность магнитной объемной силы, приводя к самоциркуляции магнитореологической жидкости в объеме, вызывая потоки частиц магнетика от стенок, которые охлаждаются термоэлектрическими элементами в направлении электромагнита.

Магнитореологическая жидкость, помещенная во внешние нестационарные электромагнитные поля, подвержена выраженному нагреву, который приводит к снижению вязкости жидкости-носителя и изменению ее магнитной восприимчивости, что ведет к нестабильности рабочих процессов и ухудшает характеристики устройств и систем в целом.

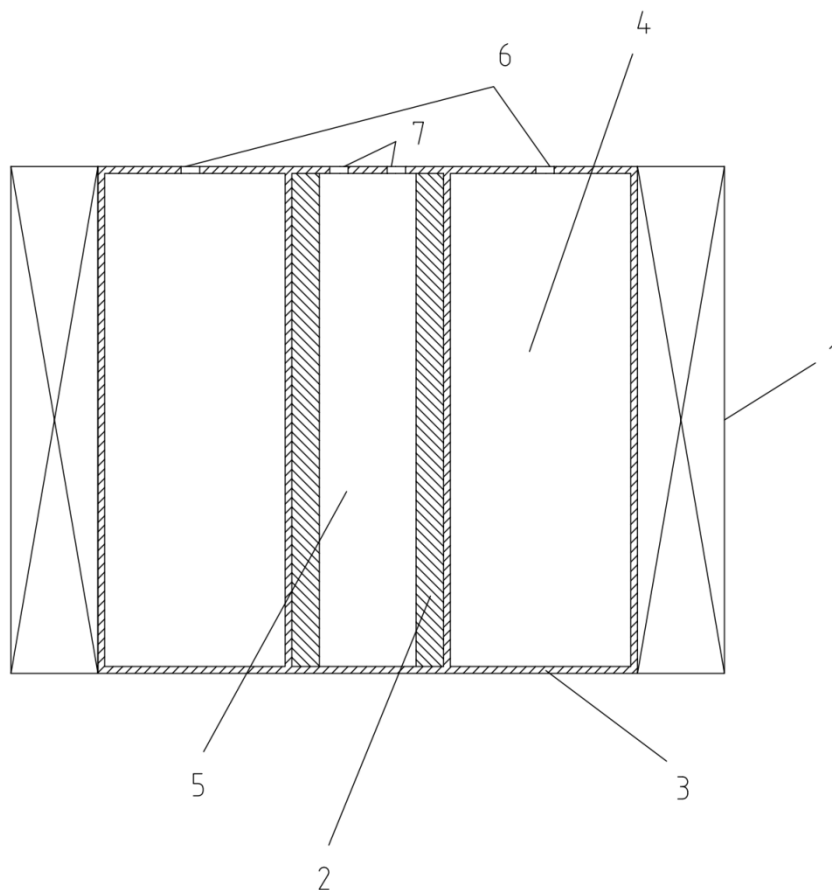


Рис. 3.8. Принципиальная схема конструктивной реализации термостатирования жидкости, обладающей магнитными свойствами за счет эффекта термомагнитной конвекции: 1 – источник магнитного поля; 2 – полупроводниковый термоэлектрический элемент; 3 – бак; 4 – жидкость, обладающая магнитными свойствами; 5 – хладагент; 6 – отверстия для включения сливной и напорной линий рабочего контура; 7 – отверстия для включения сливной и напорной линий охлаждающего контура

Очевидная простота компоновки единичных термопар дает возможность создавать монолитные термоэлектрические элементы разных пространственно-геометрических форм, что способствует их легкой интеграции в различные конструктивные полости. Это позволяет реализовывать охлаждение и термостатирование замкнутых объемов магнитных сред.

Термоэлектрические элементы применимы для охлаждения, например, рабочей камеры магнитореологического демпфера. Помещенный термоэлектрический элемент внутрь штока, при осуществлении отвода тепла от его горячей стороны спая, предоставляет возможность термостатирования объема внутри рабочей магнитореологической полости (рис. 3.9).

Установка термоэлектрических элементов и применение эффекта термомагнитной конвекции позволяют значительно повысить устойчивость рабочих характеристик демпфирующих устройств, содержащих магнитореологические камеры. Циркуляция хладагента в поршне позволяет получать значительные перепады температур на холодной и горячей сторонах сая.

Поддержание температуры горячей стороны термоэлектрического элемента, равной температуре окружающей среды, приводит к падению температуры холодной стороны сая на десятки градусов, поэтому в некоторых конструкциях достаточна организация воздушного охлаждения горячей стороны посредством организации принудительной циркуляции воздуха в полости, в которую интегрирован термоэлектрический элемент.

Подобный вариант принудительного воздушного охлаждения применен в конструкции реологической опоры, на корпус которой установлен термоэлектрический элемент (рис. 3.10).

Как и в предыдущей конструкции демпфирующего устройства, в конструкции реологической опоры рабочие процессы существенно зависят от вязкости рабочей среды – ферромагнитной жидкости. Поэтому охлаждение рабочей среды вязкоупругого демпфера сохраняет стабильность его характеристик и позволяет более эффективно бороться с воздействием ударных нагрузок.

Очевидно, что представленные конструкции способны решить одну из основных проблем эксплуатации магнитореологических систем, а именно сохранение стабильности их характеристик, нестабильность которых, прежде всего, заключается в том, что под действием внешних магнитных или электромагнитных полей на частицы магнетика происходит выделение тепла по всему объему жидкости, обладающей магнитными свойствами. При этом, как правило, отвод тепла осуществляется по поверхности объема жидкой среды. Но конструктивные исполнения устройств, позволяющие применять эффект термомагнитной конвекции, обеспечивают равномерность охлаждения рабочей среды по объему и улучшают отвод выделяемого в среде тепла.

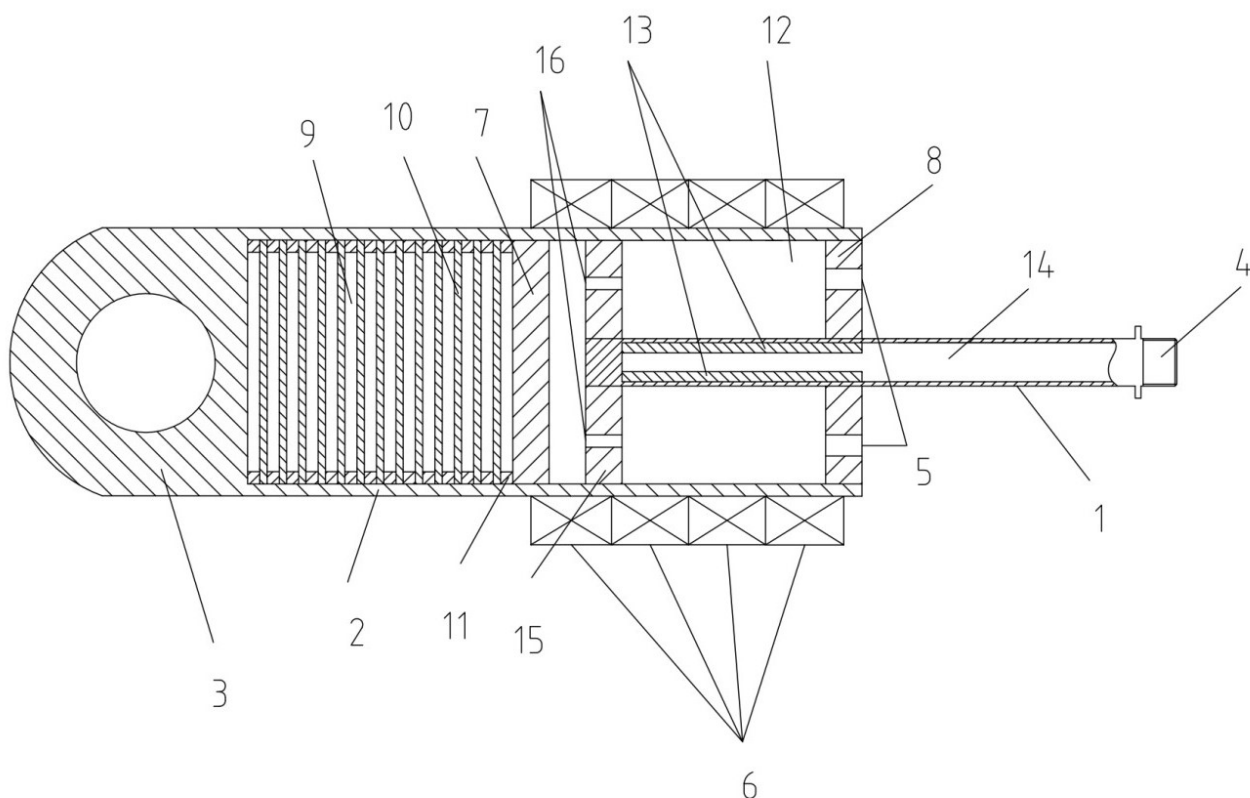


Рис. 3.9. Магнитореологический демпфер: 1 – шток; 2 – корпус; 3, 4 – узлы для посадки на объект демпфирования; 5 – отверстия для включения сливной и напорной линий; 6 – серия управляющих электромагнитов; 7 – межполостная перегородка; 8 – крышка; 9 – дилатантная жидкость; 10 – упругий жесткий диск; 11 – кольцо из упругого полимерного материала; 12 – магнитореологическая жидкость; 13 – полупроводниковый термоэлектрический элемент; 14 – хладагент; 15 – плунжер; 16 – клапаны

Очевидно, что представленные конструкции способны решить одну из основных проблем эксплуатации магнитореологических систем, а именно сохранение стабильности их характеристик, нестабильность которых, прежде всего, заключается в том, что под действием внешних магнитных или электромагнитных полей на частицы магнетика происходит выделение тепла по всему объему жидкости, обладающей магнитными свойствами. При этом, как правило, отвод тепла осуществляется по поверхности объема жидкой среды. Но конструктивные исполнения устройств, позволяющие применять эффект термомагнитной конвекции, обеспечивают равномерность охлаждения рабочей среды по объему и улучшают отвод выделяемого в среде тепла.

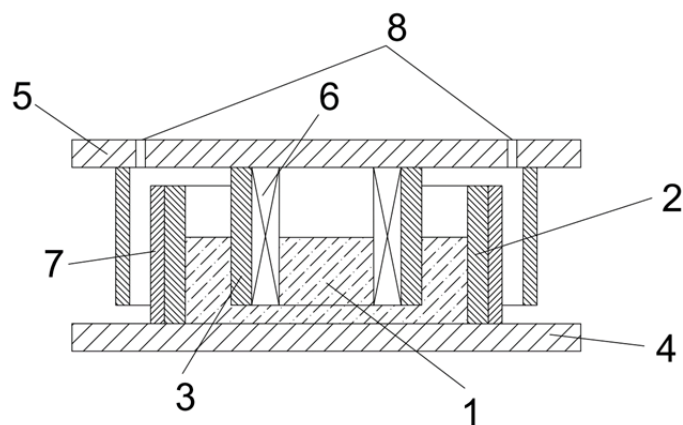


Рис. 3.10. Реологическая опора: 1 – объем ферромагнитной жидкости; 2 – цилиндрический корпус; 3 – поршень; 4 – нижняя присоединительная плита; 5 – верхняя присоединительная плита; 6 – герметизированная тороидальная катушка индуктивности; 7 – полупроводниковый термоэлектрический элемент; 8 – вентиляционные отверстия

3.2.3. Рекомендации по проектированию и эксплуатации магнитореологических приводных систем, применяющих термоэлектрические и термомагнитные способы охлаждения.

В условиях эксплуатации полупроводниковых термоэлектрических элементов во внешних магнитных и электромагнитных полях, при расчете параметров управляющего электрического сигнала, требуется учет ряда магнитных явлений, а именно поперечных и продольных эффектов Нернста–Эттингсхаузена, поперечных эффектов Риги–Ледюка, эффектов изменения теплопроводности в магнитном поле.

Описание тепловых процессов для полупроводниковых термоэлектрических элементов во внешних магнитных и электромагнитных полях целесообразно производить путем совместного решения термомагнитных и гальваномагнитных уравнений, описывающих рассматриваемый процесс.

Выбор жидкостного или воздушного охлаждения горячей стороны спая термоэлектрических элементов производится, прежде всего, из конструктивных особенностей устройства, так как в отдельных случаях установка жидкостного охлаждения не оправдана сложностью ее реализации.

Теоретически при нулевой разности температур, то есть при малых управляющих токах, холодильный коэффициент термоэлектрического элемента в пределе стремится к бесконечности. Для повышения энергоэффективности охлаждения следует

использовать большее количество модулей с предельно допустимо малыми значениями параметров управляющего сигнала.

В случае наличия в рабочей магнитореологической камере устройства малых отверстий или зазоров, разгрузочных канавок и в целом сложной геометрии рабочей камеры, с целью предотвращения скопления частиц магнетика, в данных областях рабочей камеры целесообразна организация в замкнутом объеме ферромагнитной и магнитореологической жидкости эффекта термомагнитной конвекции.

При проектировании магнитожидкостных охлаждающих контуров оправдано применение частиц сплавов, в которых наблюдаются выраженные отрицательный магнитокалорический и гигантский магнитокалорический эффекты.

Добавление в магнитореологическую жидкость частиц сплава железа с редкоземельными металлами, проявляющими отрицательный магнитокалорический эффект, способно повысить устойчивость магнитных характеристик рабочей среды к росту температуры.

Использование термоэлектрических элементов возможно в режиме термоциклирования: чередования режима охлаждения с режимом нагрева. При смене полярности постоянного тока, подаваемого на элемент, происходит реверс горячей и холодной сторон спая. Это позволяет при необходимости производить предварительный подогрев рабочей среды и избегать холодного пуска систем.

Принимая во внимание, что в магнитореологической среде выраженность некоторых гидродинамических эффектов с ростом вязкости жидкости-носителя снижается, требуется соблюдение минимально допустимых рабочих температур, установленных из расчета оптимальных значений вязкости.

Во избежание образования слоя льда на холодной стороне полупроводниковых термоэлектрических элементов, не следует в процессе эксплуатации задавать критически низкие температуры.

Достижение некоторых технических результатов или решение ряда эксплуатационных проблем эффективней и экономически целесообразней производить путем моделирования физико-химических свойств частиц магнетика и жидкости-носителя, а не конструктивным способом.

Термоэлектрические элементы могут быть задействованы в комбинированном управлении реологическими характеристиками рабочих камер амортизаторов и опор, позволяя снижать параметры электромагнитного поля, требуемого для полноценного демпфирования и виброгашения динамических нагрузок [22].

Контрольные вопросы

1. Особенность методов проектирования магнитореологических систем.
2. В чем заключается тепловой расчет магнитореологических приводных систем?
3. Какие термоэффекты в магнитореологических системах Вы знаете?
4. В чем состоят физические основы численного описания термоэффекта в магнитореологических системах?
5. Расскажите о термоэлектрическом элементе Пельтье.
6. Назовите способы охлаждения в магнитореологических системах.
7. В чем состоит принцип работы реологического дроссель-термостата?
8. Что обычно достигается комбинацией термоэлектрических элементов с эффектом термомагнитной конвекции?
9. Приведите пример реализации термостатирования жидкости.
10. Укажите проблемы эксплуатации магнитореологических приводных систем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены проблемы применения магнитореологических эффектов в технике. На основании подхода к совершенствованию магнитореологических систем представлены дифференциальные электромагнитные блоки управления, которые обладают хорошими динамическими характеристиками (скорость отработки сигнала на уровне нескольких миллисекунд) и большой глубиной регулирования. Приведенные методы расчета параметров дифференциальных электромагнитных блоков управления обладают высокой точностью за счет простоты алгоритма реализации управления, применимы в инженерной практике и не требуют больших вычислительных мощностей.

Представлены методы проектирования и расчета МР приводов систем виброзащиты комбинированного типа, доведенные до алгоритмов и программной реализации. В целом методология основана на применении комплекса разработанных методов, позволяющих определять вклад ряда способов трансформации механической энергии, входящих в комбинированные методы, и производить оценку динамики системы виброзащиты в совокупности с динамикой регулирующей аппаратуры.

На основе анализа рабочего процесса МР систем виброзащиты комбинированного типа установлены закономерности, позволяющие определить пути повышения их эффективности. Выявлены закономерности, определяющие допустимый градиент распределения диссипативно-жесткостных характеристик в неоднородных магнитореологических камерах, численно зависящие от соотношения значений гидравлического сопротивления каналов, выполненных в перегородках, и вязкости рабочих сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Найгерт К. В., Целищев В. А. и др. Итоги науки. Выпуск 35. Глава 3. Физические основы проектирования магнитореологических систем нового поколения // Избранные труды Всероссийской конференции по проблемам науки и технологий. М.: РАН, 2018. 90 с.
2. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости. М.: Мир, 1993. 272 с.
3. Найгерт К. В., Целищев В. А. Численное описание неньютоновских эффектов в рабочих средах магнитореологических приводных систем высокого давления комбинированного типа управления // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника. 2018. № 53. С. 30–42.
4. Полуниин В. М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей. М.: Физматлит, 2012. 383 с.
5. Полуниин В. М. Микронеоднородность магнитной жидкости и распространение звука в ней // Акустический журнал. 1985. Т. XXXI. Вып. 2. С. 234–238.
6. Найгерт К. В. Моделирование и расчет рабочих процессов магнитореологического дросселя: дисс. ... канд. техн. наук. Челябинск: ЮУрГУ, 2016. 147 с.
7. Гусев Е. П., Плотников А. М., Воеводов С. Ю. Пат. RU № 2232316. МКИ F16F9/53. Магнитореологический амортизатор.
8. Кудряков Ю. Б., Крылов Н. И., Шурыгин М. Н., Щелькалов Ю. Я. Пат. RU № 2106551. МКИ F16F15/03. Магнитореологический виброгаситель.
9. Макаров В. М., Яманина Н. С., Ерехинская А. Г. и др. Пат. RU № 2354867. МКИ F16F9/53, F16F9/504, F16F9/504. Динамический гаситель.
10. Гордеев Б. А. и др. К вопросу измерения перемещений магнитореологического трансформатора ударных нагрузок волновыми методами // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2017. № 1. С. 88–92.
11. Полуниин В. М. Об одном методе резонансного возбуждения ультразвуковых колебаний в ферромагнитной жидкости // Акустический журнал. 1978. Т. XXIV. Вып. 1. С. 100–103.
12. Казаков Ю. Б., Морозов Н. А., Нестеров С. А. Магнитореологический демпфер с поршневой магнитной системой // Вестник ИГЭУ. 2012. Вып. 6. С. 1–6.

13. Гордеев А. Б. Моделирование остаточной магнитной индукции в ферритовых элементах магнитореологических трансформаторов гидравлических виброопор // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Математическое моделирование. Оптимальное управление. 2008. № 2. С. 147–151.

14. Михайлов В. П., Акимов И. Ю., Борин Д. Ю., Базиненков А. М. Пат. RU № 2443911. МКИ F15B21/06, F15B11/12. Магнитореологическая позиционирующая и виброизолирующая система.

15. Найгерт К. В., Целищев В. А. Особенности расчета рабочих параметров гибридных гидравлических систем с магнитожидкостными управляющими элементами // Вестник ЮУрГУ. Серия «Машиностроение». 2018. Т. 18, № 4. С. 38–47.

16. Борин Д. Ю., Михайлов В. П., Базиненков А. М. Моделирование магнитореологического дросселя модуля линейных сверхточных перемещений // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия «Машиностроение». 2007. № 4. С. 58–71.

17. Карпова Г. В. и др. Экспериментальное исследование воздушно-магнитожидкостного резонатора // Акустический журнал. 2002. Т. 48. № 3. С. 354–357.

18. Каменева Ю. Ю. и др. Исследование свойств магнитожидкостной мембраны // Акустический журнал. 2005. Т. 51. № 6. С. 778–786.

19. Карпова Г. В. и др. Об одной колебательной системе с магнитожидкостным инерционно-вязким элементом // Акустический журнал. 2010. Т. 56. № 2. С. 197–203.

20. Найгерт К. В., Целищев В. А. Расчет и проектирование магнитореологических камер гидравлического оборудования // Вестник ЮУрГУ. Серия «Машиностроение». 2019. Т. 19, № 2. С. 55–65.

21. Найгерт К. В., Целищев В. А. Реологические системы демпфирования, применяющие комбинированные и ротационные магнитореологические технологии // Вестник ЮУрГУ. Серия «Машиностроение». 2019. Т. 19, № 1. С. 26–36.

22. Найгерт К. В., Целищев В. А. и др. Итоги науки. Выпуск 37. Гл. 2. Термоэффекты и новые устройства охлаждения в магнитореологических приводных системах // Избранные труды Международного симпозиума по фундаментальным и прикладным проблемам науки. М.: РАН, 2018. 151 с.