

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра ЮНЕСКО
«Энергосбережение и возобновляемые источники энергии»

В. Г. Баштовой
А. Г. Рекс

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности
1-43 01 06 «Энергоэффективные технологии
и энергетический менеджмент»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением по образованию
в области энергетики и энергетического оборудования*

Минск
БНТУ
2020

УДК 532 (075.8)
ББК 22.253.3я7
Б33

Рецензенты:

В. А. Коротинский, А. С. Дмитриченко

Баштовой, В. Г.

Б33 Специальные течения жидкостей и газов : учебно-методическое пособие для студентов специальности 1-43 01 06 «Энергоэффективные технологии и энергетический менеджмент» / В. Г. Баштовой, А. Г. Рекс. – Минск : БНТУ, 2020. – 45 с.
ISBN 978-985-583-566-1.

Учебно-методическое пособие включает в себя материалы о течениях широкого класса жидкостей и газов и позволяет получить углубленные знания раздела «Механики и жидкости и газа».

Данное издание составлено в соответствии с учебным планом специальности и программой дисциплины.

УДК 532 (075.8)
ББК 22.253.3я7

ISBN 978-985-583-566-1

© Баштовой В. Г., Рекс А. Г., 2020
© Белорусский национальный
технический университет, 2020

СОДЕРЖАНИЕ

1. КЛАССИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ НЬЮТОНОВСКИХ ЖИДКОСТЕЙ.....	4
1.1. Течение Пуазейля в круглой трубе.....	4
1.1.1. Течение жидкости на начальном участке трубы.....	8
1.2. Плоскопараллельное течение Куэтта.....	9
1.3. Пленочное течение жидкости по наклонной плоскости.....	11
2. НЕНЬЮТОНОВСКИЕ ЖИДКОСТИ.....	14
2.1. Основные реологические законы неньютоновских жидкостей.....	14
2.1.1. Степенные неньютоновские жидкости.....	15
2.1.2. Течение Пуазейля степенных жидкостей в круглой трубе.....	18
2.2. Вязкопластичные жидкости.....	20
2.3. Электро- и магнитореологические суспензии.....	22
3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫЕ ЖИДКОСТИ.....	26
3.1. Основные положения магнитной гидродинамики.....	26
3.2. Практическое использование течений электропроводных жидкостей и газов.....	29
3.3. Особенности статики электропроводных жидкостей.....	34
3.3.1. Распределение давления в электропроводной жидкости в однородном магнитном поле.....	34
3.3.2. Пинч-эффект.....	36
3.4. Особенности течений электропроводных жидкостей в магнитном поле (течение Гартмана).....	38
4. МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ.....	40
4.1. Основные механизмы взаимодействия магнитных жидкостей с магнитным полем.....	40
4.2. Особенности статики магнитных жидкостей.....	42
4.3. Перспективные направления применения магнитных жидкостей.....	43
ЛИТЕРАТУРА.....	45

1. КЛАССИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ НЬЮТОНОВСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Несмотря на то, что в настоящее время большинство закономерностей, касающихся течений жидкостей и газов, базируются на совокупности данных, полученных взаимодополняемыми теоретическими и экспериментальными методами, (так называемыми полуэмпирическими методами), существуют некоторые течения, которые описываются достаточно простыми аналитическими выражениями, основанными на точных решениях общих дифференциальных уравнений механики жидкости газа. В силу уникальности такого рода течений многие из них носят имена впервые исследовавших их ученых.

Под понятием эксперимент понимается также численное моделирование этих процессов с помощью компьютерной техники, часто называемое *численным экспериментом*.

1.1. Течение Пуазейля в круглой трубе

Одним из самых распространенных течений реальных (вязких) несжимаемых жидкостей является их ламинарное течение в круглой трубе с твердой стенкой под действием продольного перепада давления.

Как известно, ламинарный режим течения в трубе имеет место при значениях числа Рейнольдса $Re = v_{cp}d/\nu$ меньше критического значения 2300. Число Рейнольдса в данном случае определяется как произведение средней скорости течения v_{cp} на диаметр трубы d , деленное на кинематический коэффициент вязкости ν .

Течение жидкости, при котором его характер не меняется вдоль трубы, будем называть *стабилизированным*. Такое течение носит название *течение Пуазейля* и подробно будет рассмотрено ниже.

Рассмотрим участок стабилизированного ламинарного течения несжимаемой жидкости в круглой трубе радиуса R и длины l , на котором имеется перепад давления Δp , под действием которого происходит движение жидкости, как изображено на рис. 1.1.

В этом случае движение жидкости будет осуществляться только вдоль трубы и ее скорость \vec{v} в цилиндрической системе координат будет иметь только одну ненулевую проекцию на ось координат z , направленную по оси трубы, и зависеть только от одной радиальной

координаты r . В силу осесимметричности задачи скорость жидкости не будет зависеть от азимутальной координаты, а в силу стабилизированного характера течения она не будет зависеть от координаты z . В то же время давление в жидкости будет изменяться (уменьшаться) вдоль трубы и зависеть от z .

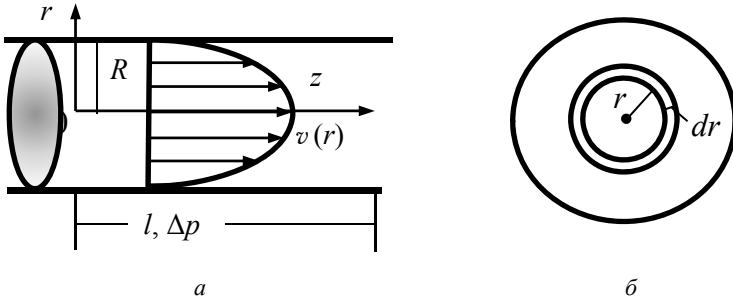


Рис. 1.1. Геометрия течения Пуазейля в круглой трубе (а) и ее поперечное сечение с элементарной кольцевой площадкой dr (б)

Таким образом, для данного течения: $\vec{v} = [0, 0, v(r)]$ и $p = p(z)$.

Граничные условия для данной задачи будут заключаться в условии прилипания жидкости и равенстве нулю ее скорости на твердой стенке трубы при $r = R, v = 0$.

Точное решение уравнений механики вязкой жидкости, называемых *уравнениями Навье-Стокса*, для рассматриваемого течения дает следующие выражения для распределения скорости и давления в трубе:

$$v = \frac{\Delta p}{4\eta l} (R^2 - r^2), \quad \frac{dp}{dz} = \frac{\Delta p}{l} = \text{Const}, \quad (1.1)$$

где η – динамический коэффициент вязкости жидкости.

Из формулы для скорости следует, что она увеличивается от нуля на стенке трубы до максимального значения на ее оси пропорционально квадрату радиальной координаты r и имеет в плоскости (r, z) форму параболы. Таким образом, профиль скорости пуазейлевского течения является параболическим, а максимальное значение

ние скорости $v_{\text{макс}}$ на оси трубы определяется следующим выражением:

$$v_{\text{макс}} = v(r=0) = \frac{\Delta p R^2}{4\eta l}, \quad (1.2)$$

из которого видно, что оно прямо пропорционально квадрату радиуса трубы R и перепаду давления, приходящемуся на единицу длины трубы $\Delta p/l$, и обратно пропорционально динамическому коэффициенту вязкости η .

Как следует из выражения для давления (1.1), оно линейно уменьшается вдоль трубы.

Зная распределение скорости в поперечном сечении трубы, можно вычислить существующий объемный расход жидкости Q_V .

Как известно, объемный расход жидкости через площадку, перпендикулярную скорости потока, определяется произведением скорости жидкости на величину ее площади S , если скорость в пределах площадки имеет постоянную величину.

Принимая во внимание зависимость скорости от радиальной координаты, в данном случае для вычисления расхода, необходимо поступить следующим образом.

В поперечном сечении трубы на расстоянии r от оси трубы, вырежем кольцо радиуса r и малой ширины dr , в пределах которого скорость жидкости можно было бы считать постоянной и равной $v(r)$, как изображено на рис. 1.1, б. Тогда элементарный расход жидкости dQ_V через это кольцо будет равен $dQ_V = v(r)dS$, где dS – площадь кольца, которая определяется следующим образом: $dS = 2\pi r dr$.

Полный расход жидкости будет равен сумме элементарных расходов через такие кольцевые площадки, радиусы которых изменяются от 0 до R :

$$\begin{aligned} Q_V &= \int_0^R dQ_V = 2\pi \int_0^R v(r)r dr = 2\pi \frac{\Delta p}{4\eta l} \int_0^R (R^2 - r^2)r dr = \\ &= 2\pi \frac{\Delta p}{4\eta l} \left[R^2 \frac{r^2}{2} - \frac{r^4}{4} \right]_0^R. \end{aligned}$$

Окончательно,

$$Q_V = \frac{\Delta p \pi R^4}{8 \eta l}. \quad (1.3)$$

Обращает на себя внимание то, что объемный расход жидкости пропорционален четвертой степени радиуса трубы.

Определим среднюю скорость течения жидкости v_{cp} как отношение полного объемного расхода Q_V к площади сечения трубы $S = \pi R^2$.

Тогда

$$v_{\text{cp}} = \frac{\Delta p R^2}{8 \eta l} = \frac{1}{2} v_{\text{макс}}. \quad (1.4)$$

Средняя скорость пуазейлевского течения равна половине ее максимального значения.

Полученные формулы позволяют установить закон сопротивления, то есть зависимость гидравлического коэффициента трения от числа Рейнольдса в данном случае.

Из формулы (1.4) для средней скорости имеем

$$\Delta p = \frac{8 \eta l v_{\text{cp}}}{R^2}.$$

С другой стороны, для потерь давления в трубе имеется формула Дарси

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{d} \frac{\rho v_{\text{cp}}^2}{2}.$$

Сравнивая последние две формулы, и имея ввиду, что $\eta/\rho = \nu$, а $2R = d$, можно видеть, что для рассматриваемого течения $\lambda = \frac{64\nu}{v_{\text{cp}} d}$.

Вспоминая определение числа Рейнольдса, получаем закон сопротивления при ламинарном стабилизированном течении жидкости в круглой трубе в виде

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (1.5)$$

Полученные формулы (1.1–1.5) дают полную информацию о характеристиках течения Пуазейля в круглой трубе.

1.1.1. Течение жидкости на начальном участке трубы

Преыдуший раздел рассматривали в предположении о стабилизированном характере течения жидкости с пуазейлевским параболическим профилем скорости.

Однако, прежде чем такой профиль скорости установится, при входе в трубу он должен определенным образом сформироваться. Действительно, как правило, жидкость входит в трубу из какого-либо резервуара с некоторой постоянной по сечению скоростью. И только после входа в трубу начинает сказываться существование стенки трубы, на которой, как уже говорилось, вследствие прилипания жидкости ее скорость становится равной нулю.

Таким образом, при попадании в трубу, скорость жидкости на стенке становится равной нулю, а в центральной части сохраняет прежнее постоянное значение, как изображено на рис. 1.2, *а*. По мере продвижения жидкости по трубе, тормозящее влияние стенки распространяется вглубь жидкости, а область постоянного значения скорости сужается до тех пор, пока не исчезнет вообще и профиль скорости не приобретет вид параболы.

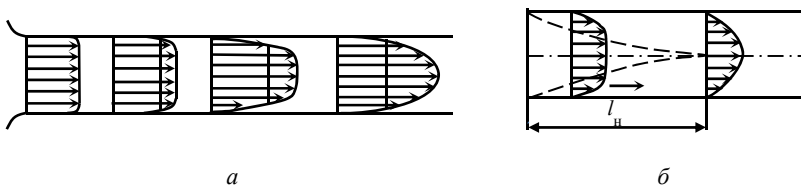


Рис. 1.2. Формирование профиля скорости на начальном участке трубы (*а*) и длина начального участка (*б*)

Участок трубы от входа в нее, на котором происходит переход от прямолинейного профиля скорости к параболическому, называется *начальным участком* трубы, а его протяженность – *длиной начального участка* l_n , (см. рис. 1.2, *б*).

Длина начального участка зависит от числа Рейнольдса и, по разным источникам, может варьироваться в следующем диапазоне:

$$\frac{l_H}{d} \approx (0,04 - 0,05)Re. \quad (1.6)$$

В силу изменяющегося профиля скорости на начальном участке трубы потери давления на нем Δp_H будут иметь свои особенности. В частности, для их вычисления по формуле Дарси

$$\Delta p_H = \lambda_H \frac{l_H}{d} \frac{\rho v_{cp}^2}{2}.$$

Для зависимости коэффициента гидравлического трения от числа Рейнольдса рекомендуется использовать следующее выражение

$$\lambda_H = \frac{64}{Re} + 2,1 \frac{d}{l_H}, \quad (1.7)$$

которое с учетом (1.6) дает закон сопротивления в виде

$$\lambda_H \approx \frac{110}{Re}. \quad (1.8)$$

1.2. Плоскопараллельное течение Куэтта

Течением Куэтта называется течение жидкости, вызванное относительным движением твердых границ канала, заполненного жидкостью.

Классическим примером течения Куэтта является течение в слое между двумя плоскопараллельными пластинами с расстоянием между ними h , одна из которых движется в своей плоскости со скоростью v_0 относительно другой, как изображено на рис. 1.3.

Направление движения определим координатой x .

В силу прилипания скорость жидкости на пластинах будет равна скорости самих пластин и ее движение будет осуществляться в направлении движения пластин.

Нижнюю пластину будем считать неподвижной и скорость жидкости на ней равной нулю, а на верхней пластине скорость жидкости будет равна v_0 .

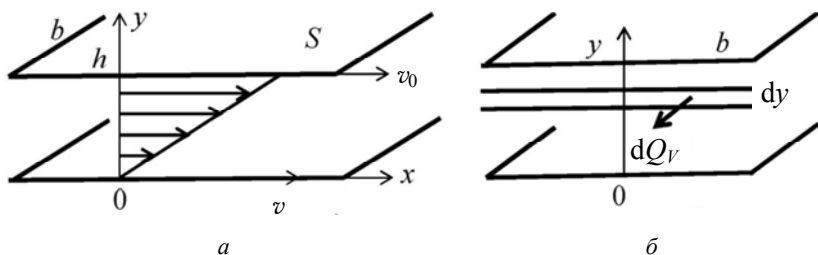


Рис. 1.3. Геометрия течения Куэтта (а)
и поперечное сечение канала с элементарной площадкой $dS = b \cdot dy$ (б)

Таким образом, на границах слоя жидкости должны выполняться следующие граничные условия для скорости.

При $y = 0, v = 0$, при $y = h, v = v_0$.

Как показывает теория, между пластинами установится линейный профиль скорости, описываемый следующей формулой:

$$v = \frac{v_0}{h} y. \quad (1.9)$$

Объемный расход жидкости определим так же, как и в предыдущей задаче, вырезав в поперечном сечении потока элементарную площадку толщиной dy на расстоянии y от начала координат. При ширине пластин b , площадь этой площадки будет равна $dS = b \cdot dy$, как показано на рис. 1.3, б.

Объемный расход жидкости через эту площадку будет равен $dQ_V = v(y)dS$, а полный расход Q_V через все сечение канала определится следующим образом:

$$Q_V = \int_0^h dQ_V = \int_0^h v(y)dS = b \frac{v_0}{h} \int_0^h y dy.$$

Или окончательно

$$Q_V = \frac{bhv_0}{2}. \quad (1.10)$$

Средняя скорость определится как $v_{\text{cp}} = Q_V / S = Q_V / bh$ и будет равна половине скорости движения верхней пластины

$$v_{\text{cp}} = \frac{v_0}{2}. \quad (1.11)$$

Зная профиль скорости можно вычислить касательные напряжения вязкого трения τ на верхней пластине:

$$\tau = \eta \frac{dv}{dy} = \eta \frac{v_0}{h}, \quad (1.12)$$

и силу, которую необходимо приложить к верхней пластине, имеющей площадь $S_{\text{пл}}$, чтобы обеспечить ее движение с заданной скоростью:

$$F = \tau S_{\text{пл}} = \frac{\eta v_0}{h} S_{\text{пл}}. \quad (1.13)$$

Отметим, что размещение жидкости между движущимися твердыми поверхностями является часто используемым в технических устройствах приемом для снижения трения между ними. В этом случае сухое трение между движущимися твердыми поверхностями заменяется на гораздо меньшее вязкое трение в жидкости. Используемая при этом жидкость называется *смазкой*, а зазор между твердыми поверхностями – *смазочным слоем*. Полученные выше формулы дают возможность вычислить основные характеристики смазочного слоя.

1.3. Пленочное течение жидкости по наклонной плоскости

Пленочным течением будем называть такое движение жидкости по твердой поверхности, при котором она имеет также значительную свободную поверхность, а толщина слоя жидкости между твердой подложкой и ее свободной поверхностью много меньше его остальных размеров.

Такого рода течения часто реализуются в различных гидромеханических, тепло- и массообменных устройствах.

Часто движущей силой пленочных течений жидкости является сила тяжести.

В связи с этим рассмотрим течение пленки жидкости, толщиной h по наклонной плоскости под действием силы тяжести, характеризующейся соответствующей проекцией ускорения силы тяжести g_x , как изображено на рис. 1.4.

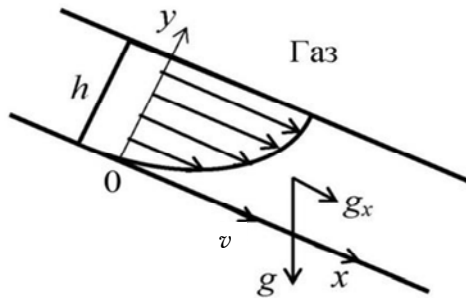


Рис. 1.4. Геометрия пленочного течения жидкости по наклонной плоскости

Направление движения жидкости определим координатой x , а перпендикулярное плоскости пластины направление – координатой y .

В этом случае скорость v жидкости будет иметь только одну проекцию на ось x и зависеть только от координаты y : $v = v(y)$.

Главной отличительной чертой пленочных течений является то, что на свободной поверхности жидкости, граничащей с газом, касательные напряжения вязкого трения $\tau = \eta(dv/dy)$ можно считать равными нулю в силу незначительной вязкости газа.

Давление во всем объеме пленки будет постоянным и равным давлению окружающего ее газа.

В итоге, граничные условия для скорости в рассматриваемой задаче будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} &\text{при } y = 0, v = 0; \\ &\text{при } y = h \left[\frac{dv}{dy} \right]_h = 0. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Теоретическое рассмотрение этой задачи дает следующее распределение скорости в таком пленочном течении, которое также является точным решением уравнений Навье-Стокса:

$$v = \frac{\rho g_x}{2\eta} y \left(h - \frac{y}{2} \right). \quad (1.15)$$

В плоскости x, y это уравнение описывает половину параболы, с вершиной на свободной поверхности жидкости.

Максимальное значение скорость будет иметь на поверхности пленки, равное:

$$v_{\text{макс}} = v(h) = \frac{\rho g_x h^2}{4\eta}. \quad (1.16)$$

При ширине пленки b , так же как и в предыдущей задаче, объемный расход жидкости в ней будет равен:

$$Q_V = \int_0^h v(y) dS = b \int_0^h v(y) dy = b \frac{\rho g_x}{2\eta} \int_0^h \left(hy - \frac{y^2}{2} \right) dy$$

или

$$Q_V = \frac{\rho g_x h^3 b}{6\eta}. \quad (1.17)$$

Средняя скорость течения жидкости $v_{\text{ср}} = Q/S = Q/bh$ будет равна:

$$v_{\text{ср}} = \frac{\rho g_x h^2}{6\eta} = \frac{2}{3} v_{\text{макс}}. \quad (1.18)$$

Часто в качестве задаваемого параметра пленочного течения принимается не толщина пленки, а объемный расход жидкости в ней. Тогда толщина пленки определяется из полученной формулы для расхода следующим образом:

$$h = \sqrt[3]{\frac{6\eta}{\rho g_x b} Q_V}. \quad (1.19)$$

2. НЕНЬЮТОНОВСКИЕ ЖИДКОСТИ

2.1. Основные реологические законы неньютоновских жидкостей

Одним из основных свойств, отличающих жидкости и газы друг от друга, является их вязкость. Несмотря на то, что общим их свойством является текучесть, скорость их течения в одних и тех же условиях разная. Это обуславливается тем, что жидкости и газы способны оказывать определенное сопротивление тем силам, которые вызывают их течение, при котором разные слои жидкости движутся с разными скоростями. Это сопротивление определяется внутренней молекулярной структурой жидкостей и газов и является их индивидуальным свойством. Результатом этого сопротивления является то, что в предоставленных самим себе движущихся жидкости или газе скорости движения их слоев стремятся выровняться, а объем жидкости или газа – остановиться или продолжать движение как целое. Это эквивалентно тому, что между параллельно движущимися с разными скоростями слоями жидкости и газа действуют силы трения, тормозящие быстрые слои и ускоряющие медленные до тех пор пока их скорости не станут равными. Эти силы называются *силами вязкого трения*.

Количественной характеристикой вязких свойств жидкостей и газов являются коэффициенты вязкости, которые определяются соответствующими феноменологическими законами.

Наука, устанавливающая законы течения вязких жидкостей, называется *реологией* (от греч. слов «рео» – течь и «логос» – наука).

Основными характеристиками таких течений являются *касательные напряжения вязкого трения* τ , возникающие между параллельными слоями жидкости или газа, движущимися с разными скоростями, и измеряемые в Паскалях (Па), а также *градиент скорости*, который направлен, перпендикулярно слоям dv/dn . Последний часто обозначается буквой $\dot{\gamma} = dv/dn$, называется *скоростью сдвига* и измеряется в с^{-1} . Это название связано с тем, что, как известно, если параллельные слои любого тела движутся в продольном направлении с разными скоростями, то тело испытывает деформацию сдвига, а градиент скорости определяет скорость этой деформации.

В общем случае касательные напряжения вязкого трения τ и скорость сдвига $\dot{\gamma}$ связаны между собой $\tau = f(\dot{\gamma})$. Такого рода соотношения называются *реологическими уравнениями* или *реологическими законами*.

Наиболее распространенное реологическое уравнение устанавливается законом вязкого трения Ньютона, который гласит, что напряжения вязкого трения τ , возникающие между плоскопараллельно движущимися слоями жидкости, прямо пропорциональны разности скоростей слоев dv , приходящейся на единицу расстояния dn между ними по нормали к направлению движения $\tau \sim dv/dn$.

Таким образом, закон вязкого трения Ньютона устанавливает прямо пропорциональную зависимость между напряжениями вязкого трения и скоростью сдвига в жидкости: $\tau = \eta \dot{\gamma}$, а коэффициент пропорциональности η называется *динамическим коэффициентом вязкости* и измеряется в Па·с.

Этому закону удовлетворяют все обычные жидкости, состоящие из простых молекул, а коэффициент вязкости является постоянной физической величиной, характеризующей их свойства. В связи с этим, такие жидкости называются *ньютоновскими*.

Однако, в природе существуют среды, обладающие текучестью, но не подчиняющиеся закону вязкого трения Ньютона. Как правило, такого рода жидкости состоят из сложных молекул, например, полимеры, или являются многокомпонентными (суспензии – смесь жидкости и твердых частиц, эмульсии – смесь жидкости с каплями другой, не растворимой в ней, жидкости).

2.1.1. Степенные неньютоновские жидкости

Наиболее распространенным обобщением линейного реологического закона Ньютона является нелинейная степенная зависимость:

$$\tau = K |\dot{\gamma}|^{n-1} \dot{\gamma}. \quad (2.1)$$

Она носит название *модель Оствальда де Вале*. А удовлетворяющие этому уравнению жидкости часто называют *степенными жидкостями*.

При $n = 1$ уравнение (2.1) описывает закон вязкого трения Ньютона, а коэффициент K , называемый *коэффициентом консистенции*, переходит в динамический коэффициент вязкости.

Степенные жидкости характеризуются так называемой кажущейся или эффективной вязкостью, которая оказывается зависящей от скорости сдвига.

$$\eta_{\text{эф}} = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = K |\dot{\gamma}|^{n-1}. \quad (2.2)$$

При разных значениях n эта зависимость может быть как возрастающей, так и убывающей.

В соответствии с этим, реологически сложные жидкости, с возрастающей при увеличении скорости сдвига эффективной вязкостью, при $n > 1$ носят название *дилатантные жидкости*, а с убывающей эффективной вязкостью, при $n < 1$ – *псевдопластичные жидкости*.

Наиболее наглядно реологические законы представляются на графиках в координатных осях $(\tau, \dot{\gamma})$, качественно изображенных на рис. 2.1.

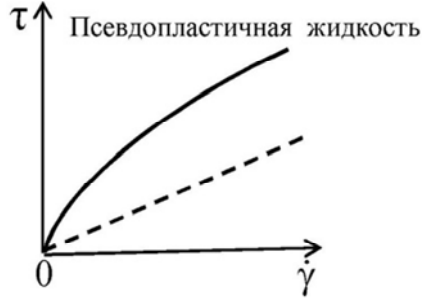
Для ньютоновской жидкости коэффициент вязкости равен постоянному тангенсу угла наклона ϕ реологической прямой к оси $\dot{\gamma}$. У жидкостей со степенным реологическим законом тангенс угла наклона реологических кривых является величиной непостоянной и может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Наиболее широко псевдопластичные жидкости представлены концентрированными растворами и расплавами полимеров с молекулами в виде длинных цепочек. Вообще псевдопластичными жидкостями являются суспензии любых асимметричных частиц, например, суспензии волокнистых материалов. В состоянии покоя молекулярные цепочки беспорядочно спутаны, а частицы суспензии ориентированы хаотически.

Когда же полимерный раствор или суспензия приходят в движение, молекулы под действием гидродинамических сил начинают разматываться и, также как и частицы суспензии, выстраиваются параллельно направлению течения, как изображено на рис. 2.2, а, что приводит к снижению вязкости, причем эта тенденция усиливается с повышением скорости сдвига.



a



б

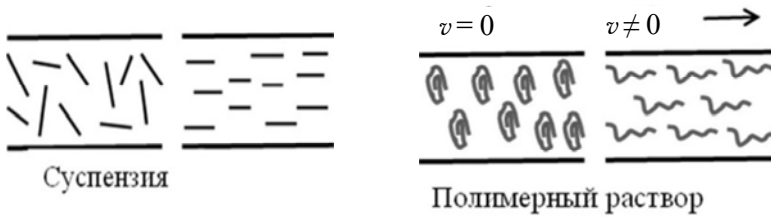


в



г

Рис. 2.1. Качественное изображение реологических кривых для различных жидкостей



a

б

Рис. 2.2. Течение полимеров (*a*) и суспензий асимметричных частиц (*б*)

Свойство псевдопластичности проявляет себя также в сложных веществах, таких как лава вулканов, кетчуп, кровь, краски.

С рассматриваемой точки зрения, кровь представляет собой суспензию эритроцитов (красных кровяных телец), которые находятся во взвешенном состоянии в истинной жидкости – плазме крови.

Псевдопластичность кетчупа проявляется в том, что под давлением он достаточно легко вытекает из отверстия, но в то же время в покое его свободный объем, проявляя большую вязкость, способен долгое время сохранять свою форму, находясь на твердой поверхности. Это свойство придается ему специально путем добавления в него таких высокомолекулярных веществ, как пищевые полисахариды.

Псевдопластичными жидкостями также являются грязевые потоки, имеющие $0,1 < n < 0,4$, и нефть, у которой $n = 0,8$.

Дилатантный эффект ($n > 1$) наблюдается в суспензиях с большим содержанием твердой дисперсной фазы. Жидкость в таких суспензиях при низких скоростях сдвига слоев относительно друг друга действует как смазка и способна легко перетекать. Однако при высоких скоростях жидкая фаза суспензий не успевает заполнить свободные пространства, образующиеся между движущимися частичками, и поэтому трение между частичками сильно возрастает, что приводит к увеличению вязкости. Такой эффект можно легко наблюдать, например, в крахмальном клейстере. Смесь извести с водой имеет $n = 1,47$, а у засахарившегося меда $n = 2,5$. Дилатантные свойства проявляет также увлажненный песок.

2.1.2. Течение Пуазейля степенных жидкостей в круглой трубе

Так же, как и для рассмотренного в разделе 1.1 течения Пуазейля ньютоновской жидкости, для данного течения степенной жидкости тоже имеется точное решение уравнений Навье-Стокса, дающее следующее распределение скорости жидкости по сечению трубы

$$v(r) = \frac{n}{n+1} \left(\frac{dp}{dz} \frac{1}{2K} \right)^{\frac{1}{n}} \left(R^{\frac{n+1}{n}} - r^{\frac{n+1}{n}} \right). \quad (2.3)$$

При этом максимальное и среднее значения скорости определяются следующими выражениями

$$v_{\text{макс}} = v(r=0) = \frac{n}{n+1} \left(\frac{dp}{dz} \frac{1}{2K} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\frac{n+1}{n}}, \quad (2.4)$$

$$v_{\text{ср}} = \frac{n}{3n+1} \left(\frac{dp}{dz} \frac{1}{2K} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\frac{n+1}{n}} = \frac{n+1}{3n+1} v_{\text{макс}}.$$

Естественно, что при $n = 1$ эти выражения совпадают с формулами (1.2), (1.4) для соответствующих величин ньютоновской жидкости.

На рис. 2.3 изображены профили скорости ньютоновской ($n = 1$), псевдопластичной ($n < 1$) и дилатантной ($n > 1$) жидкостей, описываемые формулой (2.3).

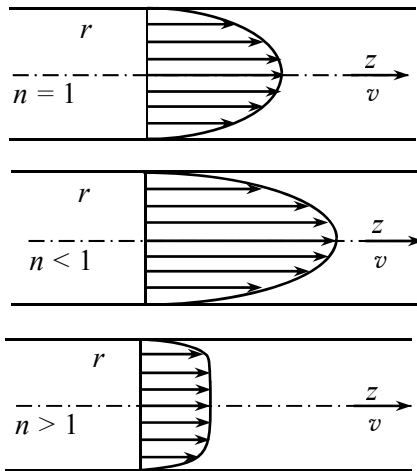


Рис. 2.3. Профили скорости степенных жидкостей в круглой трубе при разных значениях n и одинаковых значениях остальных параметров

При одних и тех же радиусе трубы R и градиенте давления dp/dx вдоль нее, одинаковых коэффициентах консистенции K псевдопла-

стичные жидкости имеют более вытянутый профиль скорости и имеют больший расход, среднюю и максимальную скорости по сравнению с ньютоновской жидкостью. Тогда как в этом же сравнении профиль скорости дилатантной жидкости более широкий, а расход, средняя и максимальная скорости меньше.

2.2. Вязкопластичные жидкости

Существуют суспензии, частицы которых в состоянии достаточно сильно взаимодействовать друг с другом, самопроизвольно образуя в жидкости пространственную жесткую внутреннюю структуру, сопротивляющуюся любым внутренним напряжениям. Движение такой жидкости возможно только после разрушения этих структур, для чего требуется приложить конечные напряжения. После разрушения структур жидкость начинает течь, как ньютоновская. Этот факт иллюстрируется рис. 2.4.

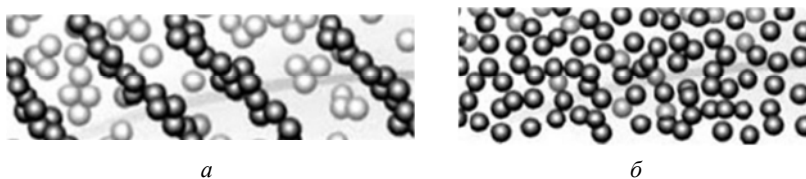


Рис. 2.4. Структуры (а) и их разрушение в сдвиговом потоке (б) вязкопластичной жидкости

Таким образом, течение такой жидкости начинается только после приложения конечного напряжения, которое называется *пределом текучести* и обычно обозначается как τ_0 . Такие жидкости называются *вязкопластичными* или *бингамовскими* – по имени исследовавшего их американского ученого Ю. Бингама. При снижении напряжения структура суспензии восстанавливается.

Соответствующий реологический закон Бингама для таких жидкостей выглядит следующим образом:

$$\tau = \tau_0 + \eta \dot{\gamma}, \quad (2.5)$$

а реологическая кривая представляет собой прямую, пересекающую ось τ в точке τ_0 (кривые течения на рис. 2.1, з).

К вязкопластичным жидкостям относятся густые суспензии: масляные краски, некоторые смолы, лаки, буровые растворы. Так, у масляных красок при уменьшении толщины наносимого слоя происходит скачок вязкости из-за изменения скорости течения, благодаря чему краски легко наносятся на окрашиваемую поверхность, но становятся более вязкими на ней. При этом они способны образовывать неподвижные слои на вертикальных поверхностях, в то время как любые обычные жидкости стекают вниз.

Эффект Вайссенберга

Весьма необычным проявлением свойств неньютоновских высоковязких жидкостей (растворов каучука, целлюлозы, крахмала, муки и некоторых других пищевых продуктов) является эффект Вайссенберга, иллюстрируемый рис. 2.5. Он заключается в том, что при частичном погружении вращающегося вала в сосуд с такой жидкостью вместо воронки в обычной жидкости (слева), последняя «собирается» к валу и начинает подниматься по нему (справа), причем тем интенсивнее, чем выше скорость вращения.

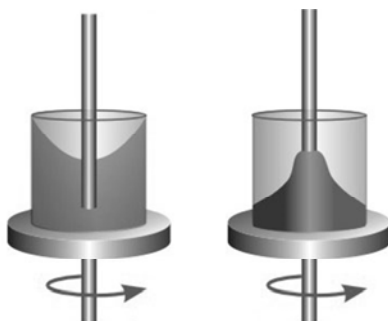


Рис. 2.5. Поднятие неньютоновской жидкости по вращающемуся валу

Снижение гидравлического сопротивления

Не менее интересен, в том числе и с практической точки зрения, тот факт, что при течении обычной жидкости по трубопроводу или при внешнем обтекании тел, гидравлическое сопротивление можно снизить, если в жидкость добавить небольшое количество растворимого полимера.

Опыт показывает, что можно достигнуть четырехкратного снижения гидравлического сопротивления воды в трубе, добавляя не-

сколько миллионных долей (по весу) подходящего высокомолекулярного вещества. Этот эффект используется в некоторых нефтепроводах, пожарных шлангах и т. п.

Аналогичным образом достигается снижение лобового сопротивления тел, движущихся в жидкости, например, плавательных аппаратов, при впрыске с их поверхности в окружающую жидкость полимерных растворов.

2.3. Электро- и магнитореологические суспензии

Как было сказано выше, реологические свойства суспензий во многом определяются размерами и формой входящих в них твердых частиц, а также их способностью в результате межчастичного взаимодействия организовываться в различного рода упорядоченные структуры типа цепочек и т. п. Возможность целенаправленного управления процессами структурообразования в суспензиях открывает перспективы управления их течениями и, соответственно, создания управляемых технических устройств, использующих эти течения. Особое значение при этом имеет создание такой возможности путем бесконтактного внешнего воздействия на них с помощью, например, магнитных или электрических полей.

В настоящее время жидкости, способные изменять свои реологические и другие свойства под действием электрических и магнитных полей, находят все большее применение в технических устройствах и получили название *смарт-жидкостей* или *«умных жидкостей»*.

Наиболее очевидным решением этой задачи является создание суспензии, в состав которой введены твердые частицы, способные электрически поляризоваться в электрическом поле или намагничиваться в магнитном, и за счет этого активно взаимодействовать друг с другом.

При отсутствии поля такие суспензии текут в канале как суспензии обычных частиц, с равномерным хаотическим их распределением по объему жидкости, как показано ниже на рис. 2.6, а).

В поле эти частицы электрически или магнито поляризуются, их дипольные моменты ориентируются вдоль поля и, благодаря дипольному взаимодействию, частицы притягиваются друг к другу разноименными полюсами и выстраиваются в цепочки, расположенные вдоль вектора напряженности электрического поля \vec{E} при

их электрической поляризации (рис. 2.6, б), или вдоль направления индукции магнитного поля \vec{B} при их намагничивании (рис. 2.6, в).

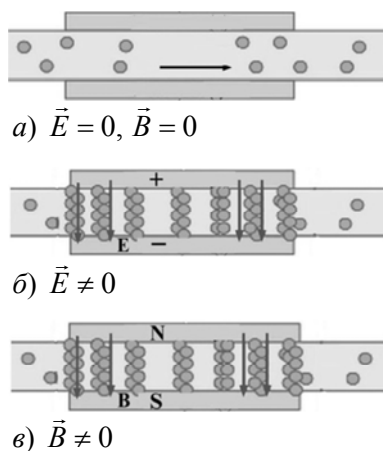


Рис. 2.6. Течение электро- и магнитореологических жидкостей

Образовавшиеся в суспензии структуры из твердых частиц создают значительное сопротивление их течению. При этом прочность таких структур (цепочек) и их концентрация, кроме всего прочего, зависят от величины приложенного поля. В результате реологические характеристики таких суспензий, в частности кажущаяся или эффективная вязкость, становятся зависимыми от величины приложенного к ним электрического, $\eta_{\text{эф}} = \eta_{\text{эф}}(E)$ или магнитного, $\eta_{\text{эф}} = \eta_{\text{эф}}(B)$ поля.

Соответственно, суспензии с электрически поляризуемыми частицами получили название *электрореологические жидкости*, а с намагничивающимися частицами – *магнитореологические жидкости*.

Поскольку для изменения реологических свойств важным является формирование в суспензии значительных достаточно жестких агрегатов (цепочек), постольку взаимодействие частиц должно быть достаточно сильным, чтобы они не разрушались под действием малых напряжений, а тем более под действием теплового движения молекул жидкости-носителя. Для этого частицы должны иметь достаточно большие дипольные моменты и, соответственно, достаточно большие размеры.

Таким образом, основными компонентами электро- и магнито-реологических жидкостей являются жидкость-носитель, слабо подверженный действию электрического и магнитного поля, и твердая фаза в виде электрополяризующихся или намагничивающихся твердых частиц, с размерами от одного до нескольких десятков микрон.

Такие относительно большие размеры частиц приводят к их осаждению в жидкости в поле силы тяжести. Для предотвращения этого в суспензию вводятся дополнительно специальные поверхностно-активные вещества.

В качестве основы (жидкости-носителя) для магнито-реологических жидкостей чаще всего используются разного рода масла (нефтяные, минеральные, силиконовые и т. п.), а также вода и многие другие жидкости. Наиболее широко используемые для магнито-реологических жидкостей намагничивающиеся частицы представляют собой выпускаемые промышленностью порошки карбонильного железа, сплавов железа, окислов железа, например, магнетита и другие порошкообразные ферромагнитные материалы.

Для электро-реологических жидкостей наиболее распространенной основой служат слабополярные органические жидкости с высоким электрическим сопротивлением, например, светлые масла (вазелиновое, трансформаторное, растительные масла, дизфиры, керосин, и др.). В качестве дисперсной фазы широко применяется кремнезем и многие другие вещества с большим значением диэлектрической восприимчивости.

Необходимо отметить, что для проявления значительного электро-реологического эффекта, приемлемого для использования в технических устройствах, необходимо приложение достаточно сильных электрических полей, с напряженностью в несколько киловольт на миллиметр.

Благодаря возможности изменения под действием внешнего магнитного поля их эффективной вязкости магнито- и электро-реологические жидкости нашли широкое применение в различных демпфирующих устройствах, в устройствах космической техники, биомеханики и биомедицины, которые благодаря этому приобретают свойства адаптивности, то есть возможности в процессе работы подстраиваться под изменяющиеся условия эксплуатации.

Магнитореологический демпфер

Рассмотрим принцип действия магнитореологического демпфера, нашедшего широкое использование в автомобильных подвесках известных мировых производителей автомобилей.

Предназначением любых демпфирующих устройств является гашение внешних силовых воздействий за счет преобразования их механической энергии в тепло, рассеиваемое в окружающую среду. В жидкостных демпфирующих устройствах такое преобразование осуществляется при организации их течения под воздействием и диссипацией механической энергии течения в результате вязкого трения. Чаще всего это внешнее воздействие вызывает движение поршня в заполненном жидкостью или газом цилиндре, которое в свою очередь приводит к перетеканию жидкости из одной части цилиндра в другую через систему специально организованных каналов. Например, на демпфере (рис. 2.7) возвратно-поступательное движение поршня вызывает течение жидкости через каналы в поршне. Естественно, диссипация энергии при этом во многом определяется вязкостью жидкости.

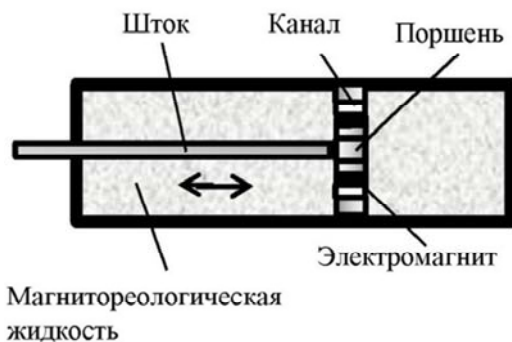


Рис. 2.7. Адаптивный демпфер с магнитореологической жидкостью

Главным достоинством магнитореологических жидкостей является то, что их вязкость можно изменять с помощью магнитного поля, регулируя таким образом демпфирующие характеристики устройства. Это придает демпферу, использующему магнитореологическую жидкость, свойство адаптивности и повышает эффективность его работы.

3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫЕ ЖИДКОСТИ

3.1. Основные положения магнитной гидродинамики

В природе и в технических устройствах достаточно широкое распространение имеют жидкости и газы, способные проводить электрический ток, то есть обладающие электропроводностью.

Известно, что на движение электропроводной среды может оказывать воздействие внешнее магнитное поле. Таким образом, с его помощью появляется возможность осуществлять управление этим движением.

Область механики жидкости и газа, изучающая движение электропроводных текучих сред в магнитных полях, носит название *магнитная гидродинамика* (МГД).

Как известно, наилучшей электропроводностью обладают металлы, имеющие электронную проводимость.

Классическим примером металла в жидком состоянии при комнатных температурах является ртуть. Остальные металлы переходят в жидкое состояние при гораздо более высоких температурах, но тем не менее, с ними приходится иметь дело в таких значительных отраслях промышленности, как металлургия и литейное производство.

Кроме того, объектами магнитной гидродинамики являются электролиты, обладающие ионной проводимостью, а также плазма различной степени ионизации.

Важную роль МГД процессы играют в космических масштабах, во многом определяя поведение космической плазмы, заполняющей межзвездное пространство и находящейся в магнитном поле космических тел.

Два основных явления обуславливают особенности движения электропроводных сред в магнитном поле:

- 1) сила Ампера;
- 2) явление электромагнитной индукции.

Первое связано с тем, что на элемент проводника $d\vec{l}$, по которому течет электрический ток силой I , в магнитном поле с индукцией \vec{B} действует сила $d\vec{F}_A$, называемая *силой Ампера*. Величина этой силы определяется следующим выражением:

$$d\vec{F}_A = I [d\vec{l} \times \vec{B}], \quad (3.1)$$

а направление устанавливается по правилу левой руки.

Согласно этому правилу, если расположить левую руку так, чтобы силовые линии магнитного поля входили в ладонь, а пальцы были вытянуты вдоль направления проводника с током, то отогнутый большой палец покажет направление действия силы Ампера, как показано на рис. 3.1.

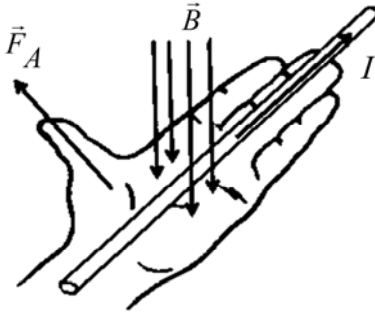


Рис. 3.1. Определение направления силы Ампера

С использованием силы Ампера работают электродвигатели и многие другие электротехнические устройства.

Сила Ампера является массовой силой, действующей на каждый элемент объема электропроводной среды.

Для дальнейшего рассмотрения будем использовать понятие вектора плотности тока \vec{j} , который является локальной характеристикой распределения электрического тока в среде. Этим вектором сила тока dI , протекающего в данной точке через элементарную площадку dS с единичным вектором нормали к ней \vec{n} , определяется как $dI = (\vec{j}\vec{n})dS$.

По модулю вектор плотности тока определяет силу тока dI , протекающего в данной точке через единичную площадку, расположенную перпендикулярно его направлению: $j = dI/dS$, и имеет размерность A/m^2 .

Определим действие силы Ампера в электропроводной жидкости, находящейся в магнитном поле с индукцией \vec{B} , при протека-

нии в ней тока с плотностью \vec{j} , как изображено на рис. 3.2. Выделим в жидкости элементарный цилиндрический объем длиной dl и площадью сечения dS , расположенный вдоль направления тока. Протекающий через этот объем ток будет равен по величине $j dS$, а действующая на него сила Ампера определится выражением (3.1) и будет равна $d\vec{F}_A = dS dl [\vec{j} \times \vec{B}]$. Имея в виду, что масса dm рассматриваемого объема жидкости равна: $dm = \rho dV = \rho dS dl$, напряжение силы Ампера $\vec{f}_A = d\vec{F}_A / dm$, определяющее в данной точке действие этой силы на единицу массы среды будет иметь следующее выражение:

$$\vec{f}_A = \frac{1}{\rho} [\vec{j} \times \vec{B}]. \quad (3.1)$$

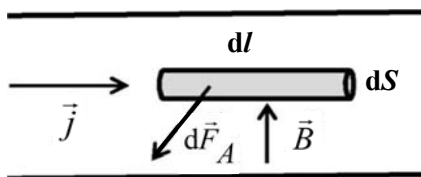


Рис. 3.2. Определение напряжения силы Ампера

Таким образом, наряду с известными массовыми силами – силой тяжести и силой инерции в электропроводной жидкости в магнитном поле возникает новая массовая сила – сила Ампера.

Явление электромагнитной индукции заключается в том, что при движении проводника в магнитном поле в нем возникает ЭДС или электрическое поле, которые в случае замыкания цепи вызывают течение тока в проводнике. С использованием этого явления работают генераторы электрической энергии.

При этом направление ЭДС индукции или напряженности электрического поля определяется по правилу правой руки, как представлено на рис. 3.3.

Согласно этому правилу, если расположить правую руку так, чтобы силовые линии магнитного поля входили в ладонь, а отогнутый большой палец показывал направление движения проводника,

то вытянутые остальные пальцы покажут направление ЭДС и течения тока.

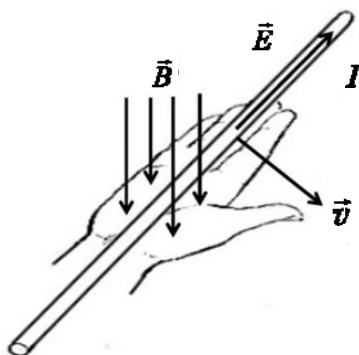


Рис. 3.3. Определение направления ЭДС индукции в электропроводной жидкости

3.2. Практическое использование течений электропроводных жидкостей и газов

МГД-генератор предназначен для выработки электрической энергии, то есть является электрогенератором.

Принцип действия МГД-генератора основан на возникновении электродвижущей силы в электропроводных жидкости или газе (плазме) за счет явления электромагнитной индукции при их движении во внешнем магнитном поле.

Если, например, электропроводная жидкость движется вдоль некоторого канала, как изображено на рис. 3.4, а перпендикулярно скорости ее движения приложено магнитное поле с индукцией \vec{B} , то в другом перпендикулярном скорости направлении, согласно правилу левой руки, в жидкости возникнет разность электрических потенциалов, или ЭДС. Если на стенках канала, перпендикулярных этому направлению разместить электроды, то, при замыкании их внешней электрической цепью, в этой цепи потечет электрический ток I , величина которого кроме всего прочего будет пропорциональна площади этих электродов, контактирующих с движущейся жидкостью.

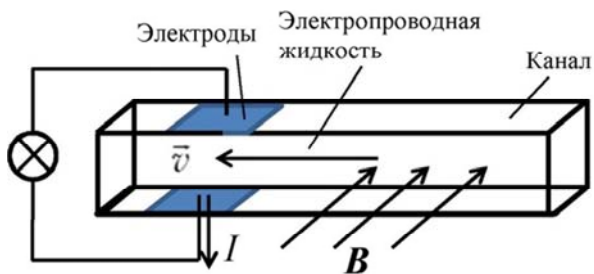


Рис. 3.4. Принципиальная схема МГД-генератора

Плотность тока \vec{j} , индуцируемого в электропроводной жидкости, движущейся со скоростью \vec{v} в магнитном поле с индукцией \vec{B} , определяется выражением $\vec{j} = \sigma[\vec{v} \times \vec{B}]$, где σ – электропроводность жидкости. Таким образом, чем больше электропроводность жидкости, скорость ее течения и индукция магнитного поля, тем больший ток данный генератор может вырабатывать.

Привлекательной особенностью МГД-генерации электрической энергии является то, что движущаяся в магнитном поле рабочая среда является текучей (жидкостью или газом) в отличие от громоздких твердотельных обмоток роторов обычных генераторов.

Однако, большие проблемы заключаются в подборе рабочей текучей среды, обладающей высокой электропроводностью в приемлемом диапазоне температур, и в создании магнитного поля с высоким значением индукции в большом объеме для обеспечения мощности генератора в промышленных масштабах.

В качестве рабочего тела в опытных образцах МГД-генераторов использовалась низкотемпературная плазма (около 3000 градусов Цельсия), образующаяся при сгорании органического топлива. Для получения плазмы с высокой электрической проводимостью в продукты сгорания вводят вещества с возможно более низким потенциалом ионизации, так называемые ионизирующие присадки, которыми, в частности, служат соли калия или цезия.

Для создания магнитного поля первоначально использовались сверхпроводящие электромагниты с системой охлаждения жидким гелием с температурой кипения 4,2 К. После создания высокотемпературных сверхпроводников стало возможным в системах охла-

ждения магнитов использовать более дешевый жидкий азот с температурой кипения 77К.

Первый работающий МГД-генератор был построен в США в 1959 году. Источником плазмы с температурой 3000 К в нем служил плазмотрон, работавший на аргоне с присадкой щелочного металла. Мощность первого генератора составляла 11,5 кВт, и в последующих генераторах была доведена до 32 МВт.

В СССР первая лабораторная установка «У-02», работавшая на природном топливе, была создана в 1965 году. В 1971 году была запущена опытно-промышленная энергетическая установка «У-25», имевшая расчетную мощность 20–25 МВт и работавшая на продуктах сгорания природного газа с добавкой K_2CO_3 в качестве ионизирующей присадки.

МГД-насос предназначен для приведения в движение электропроводной жидкости за счет силы Ампера при наложении на нее магнитного поля и пропускания через нее электрического тока.

Особое значение это имеет при транспортировке расплавов металлов с высокой температурой в металлургическом и литейном производстве, когда применение обычных насосов становится невозможным.

Принцип действия МГД-насоса представлен на рис. 3.5 и заключается в следующем. Если электропроводная жидкость находится в канале, то при пропускании через нее тока и наложении магнитного поля в направлениях, перпендикулярных оси канала, на жидкость начнет действовать сила Ампера вдоль канала, вызывая соответствующее течение жидкости вдоль него.

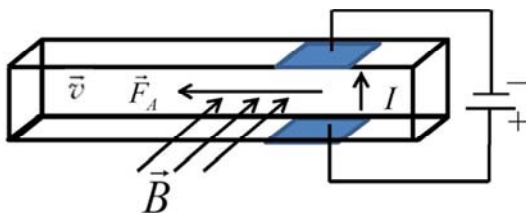


Рис. 3.5. Принципиальная схема МГД-насоса

МГД-перемешивание. Токи индукции возникают в электропроводной жидкости не только при ее движении в магнитном поле, но

и когда магнитное поле изменяется во времени, например, является вращающимся. Взаимодействие этих токов с внешним магнитным полем также приводит жидкость в движение, в частности вызывает в объеме жидкости замкнутые вихреобразные течения.

Это явление широко используется в металлургическом производстве для перемешивания расплавов металлов с примесями при производстве, например, легированных сталей, с целью более равномерного их распределения, что показано на рис. 3.6.

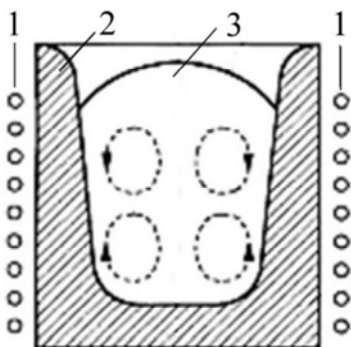


Рис. 3.6. Индукционное МГД перемешивание:

1 – обмотки электромагнита, создающего вращающееся магнитное поле;
2 – тигель; 3 – расплав металла

МГД-расходомер. Расходомер – это устройство, предназначенное для измерения расхода жидкости.

Имея в виду тот факт, что многие жидкости, включая водопроводную воду, обладают электропроводностью, как правило, ионной, за счет наличия в них ионов растворенных солей, возникает привлекательная идея создания на принципах магнитной гидродинамики устройств для измерения их расхода без использования механических частей.

Принцип действия МГД-расходомера, так же как МГД-генератора, основан на возникновении ЭДС индукции при движении электропроводной жидкости в магнитном поле. Эта ЭДС пропорциональна скорости движения жидкости. Поэтому, наложив на поток жидкости, например, в трубе, в определенном месте с помощью внешнего источника, магнитное поле и измеряя с помощью вольтметра воз-

никающую в этом месте ЭДС индукции, можно получить информацию о скорости течения жидкости и ее расходе (рис. 3.7).

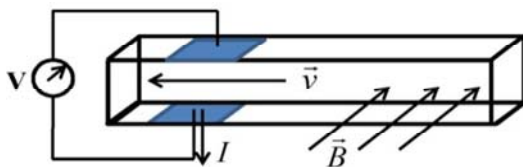


Рис. 3.7. Принципиальная схема МГД-расходомера

МГД-динамо. Эффект МГД-динамо заключается в том, что при определенных условиях движущаяся проводящая среда может самопроизвольно генерировать и поддерживать магнитное поле.

В настоящее время теория МГД-динамо является одной из самых распространенных, объясняющих природу магнитного поля небесных тел, включая Землю и наше Солнце, и предполагает, что конвективные или турбулентные движения проводящей жидкости в жидком электропроводном ядре этих тел обеспечивают самовозбуждение и поддержание поля в стационарном состоянии, как показано на рис. 3.8.

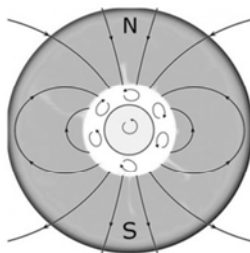


Рис. 3.8. Эффект МГД-динамо

Магнитное поле Земли играет очень важную роль в обеспечении существования жизни на ней, защищая ее от губительного воздействия космических частиц. К таким частицам относятся, например, ионизированные (заряженные) частицы солнечного ветра. Магнитное поле, изменяя траекторию их движения, отклоняет частицы и исключает их попадание на поверхность Земли.

3.3. Особенности статики электропроводных жидкостей

Статика электропроводных жидкостей в магнитном поле отличается тем, что действующая в них объемная сила Ампера может вызывать перераспределение давления в жидкости.

При действии силы тяжести с напряжением $\vec{f}_g = \vec{g}$ и силы Ампера напряжение результирующей массовой силы \vec{f} будет равно сумме их напряжений: $\vec{f} = \vec{f}_g + \vec{f}_A = \vec{g} + (1/\rho)[\vec{j} \times \vec{B}]$. В этом случае основное дифференциальное уравнение статики жидкостей $\text{grad}p = \rho\vec{f}$ будет иметь вид:

$$\text{grad}p = \rho\vec{g} + [\vec{j} \times \vec{B}]. \quad (3.2)$$

Таким образом, сила Ампера может приводить к гораздо более сложным распределениям давления в жидкости, чем только сила тяжести.

3.3.1. Распределение давления в электропроводной жидкости в однородном магнитном поле

Рассмотрим распределение давления в несжимаемой жидкости в том случае, когда сила тяжести и сила Ампера лежат на одной прямой.

Это может быть реализовано, когда вектора индукции магнитного поля \vec{B} и плотности тока \vec{j} перпендикулярны ускорению силы тяжести \vec{g} , как изображено на рис. 3.9. В этой ситуации и сила тяжести, и сила Ампера имеют только положительные проекции на ось z , и их сумма равна $\rho g + jB$.

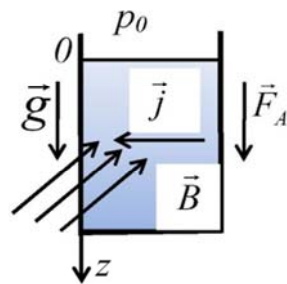


Рис. 3.9. Силы, действующие в электропроводной жидкости в гравитационном и магнитном полях

По аналогии с решением основного дифференциального уравнения в тяжелой несжимаемой жидкости, в данном случае его решение дает следующее распределение давления:

$$p = p_0 + (\rho g + jB)z. \quad (3.3)$$

Это выражение можно также записать в виде

$$p = p_0 + \rho_{\text{эф}} g z,$$

где $\rho_{\text{эф}} = \rho + \frac{jB}{g}$ – эффективная плотность жидкости.

Формально это выражение совпадает с тем, которое имеет место в случае только силы тяжести, но вместо плотности жидкости ρ содержит некоторую эффективную плотность $\rho_{\text{эф}}$, отличающуюся от ρ . В рассматриваемом случае эффективная плотность больше плотности жидкости.

Если изменить направление тока или индукции магнитного поля, направление силы Ампера может измениться на противоположное и тогда

$$\rho_{\text{эф}} = \rho - \frac{jB}{g},$$

и будет иметь меньшее значение, чем плотность жидкости.

Если вспомнить, что соотношение между плотностью жидкости ρ и плотностью погруженного в нее тела ρ_T определяет условия плавания тел, приходим к выводу, что в данном случае такие тела будут всплывать, если их плотность меньше ее эффективного значения для жидкости $\rho_T < \rho_{\text{эф}} = \rho + \frac{jB}{g}$, но может быть больше плотности жидкости.

В то же время эти тела будут тонуть, если их плотность больше ее эффективного значения для жидкости, $\rho_T > \rho_{\text{эф}} = \rho - \frac{jB}{g}$, но может быть меньше плотности жидкости.

Таким образом, в рассматриваемой ситуации появляется возможность регулирования процесса всплывания и погружения тел в

жидкости в широком диапазоне их плотностей, что с успехом используется при разделении по фракциям смеси материалов с разной плотностью в технологии МГД-сепарации.

3.3.2. Пинч-эффект

Еще один интересный эффект статики, называемый *пинч-эффектом*, имеет место в электропроводной жидкости при протекании по ней электрического тока. Он заключается в том, что под действием магнитного поля, создаваемого этим током, возможно всестороннее самосжатие объема жидкости.

Пусть объем электропроводной жидкости имеет форму цилиндра и по его оси течет ток с плотностью j_z , как изображено на рис. 3.10.

При площади основания цилиндра S величина протекающего по нему тока I будет равна $I = j_z S$.

Этот ток создаст вокруг цилиндра и внутри него азимутальное магнитное поле. Снаружи оно будет описываться формулой

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r},$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума.

Внутри цилиндра магнитное поле будет описываться выражением $B_\varphi = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r = \frac{\mu_0 j}{2} r$ и линейно возрастать от оси цилиндра к периферии.

Это магнитное поле будет воздействовать на протекающий внутри цилиндра ток с силой Ампера, направленной к оси цилиндра. Проекция напряжения этой силы на ось r будет равна $f_{Ar} = -\frac{1}{\rho} j_z B_\varphi = -\frac{\mu_0 j^2}{2\rho} r$. Знак минус здесь указывает на то, что эта сила противоположно направлена координатной оси r , то есть к оси цилиндра.

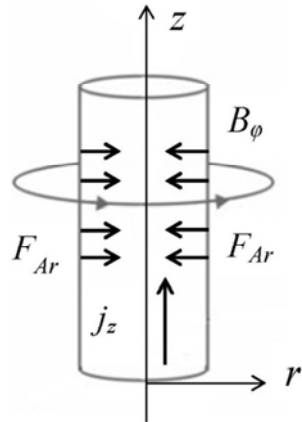


Рис. 3.10. Пинч-эффект

Основное дифференциальное уравнение гидростатики определит в этой ситуации распределение давления в жидкости следующим образом:

$$\frac{dp}{dr} = \rho f_{Ar} = -\frac{\mu_0 J^2}{2} r \quad \text{или} \quad p = p_0 + \frac{\mu_0 J^2}{4} (R^2 - r^2),$$

где p_0 – давление на поверхности цилиндра;

R – его радиус.

Из этого выражения видно, что давление в жидкости увеличивается к оси цилиндра под действием всесторонне сжимающей его силы Ампера.

Пинч-эффект примечателен тем, что представляет собой почти единственный перспективный способ реализации управляемой реакции термоядерного синтеза как практически неисчерпаемого источника энергии. Как известно, такие реакции имеют место на нашем Солнце, благодаря чему Земля обеспечивается необходимой энергией для существования на ней жизни.

Эти реакции идут при очень высоких температурах, больше чем 10^7 – 10^8 К, при которых участвующее в них вещество находится в состоянии плазмы.

Проблема осуществления такой реакции в управляемом режиме в земных условиях заключается в том, чтобы обеспечить устойчивое ее протекание в ограниченном объеме плазмы, создать который с помощью стенок из какого-либо материала при таких температурах очевидно невозможно.

С точки зрения механики, плазма может рассматриваться как электропроводный газ, к которому применимы законы магнитной гидродинамики.

Поэтому рассмотренный выше пинч-эффект с успехом может решить поставленную проблему и обеспечить удержание плазмы в ограниченном объеме без твердых стенок за счет ее сжатия в собственном магнитном поле при пропускании через нее электрического тока, что иллюстрируется рис. 3.11.

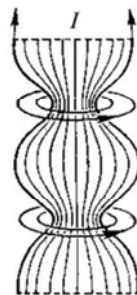


Рис. 3.11. Пинч-эффект в плазме

3.4. Особенности течений электропроводных жидкостей в магнитном поле (течение Гартмана)

При течении электропроводной жидкости в каналах, возникающие в ней токи взаимодействуют с приложенным магнитным полем так, что действующая на эти токи сила Ампера препятствует течению жидкости.

Классическим примером такой ситуации является, названное по имени первого описавшего его ученого, течение Гартмана.

Это течение представляет собой движение электропроводной жидкости в плоскопараллельном канале шириной $2h$ под действием продольного перепада давления в присутствии поперечного магнитного поля \vec{B}_0 , как это имеет место, например, в канале МГД-генератора и как изображено на рис. 3.12.

Одним из основных параметров, характеризующих течение электропроводной жидкости в магнитном поле, наряду с числом Рейнольдса, является число Гартмана, определяемое следующим образом:

$$Ha = B_0 h \sqrt{\frac{\sigma_R}{\eta}},$$

где B_0 – индукция магнитного поля;

h – характерный размер;

σ_R – удельная электропроводность (удельная проводимость), $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$;

η – динамический коэффициент вязкости среды.

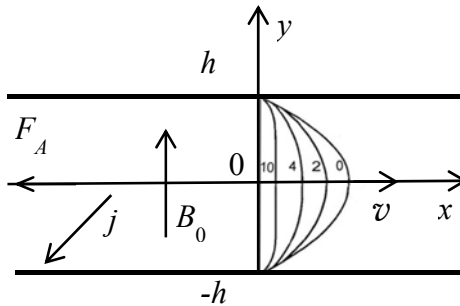


Рис. 3.12. Течение Гартмана

Число Гартмана характеризует отношение магнитных сил к вязким.

Теоретическое рассмотрение этой задачи дает следующее распределение скорости в этом течении:

$$v = v_{\text{макс}} \frac{\text{chNa} - \text{chNa}(y/h)}{\text{chNa} - 1}, \quad \frac{dp}{dx} = \text{Const.} \quad (3.4)$$

При малых числах Гартмана это выражение переходит в формулу, описывающую плоскопараллельное течение Пуазейля:

$$v = v_{\text{макс}} \left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right),$$

профиль скорости которого представлен на рис. 3.12 и отмечен цифрой 0, соответствующей нулевому значению числа Гартмана.

Остальные профили скорости на этом рисунке соответствуют значениям числа Гартмана, которыми они отмечены (2, 4, 10), и одинаковому перепаду давления вдоль канала. Как видно из этого рисунка, с увеличением числа Гартмана, то есть с увеличением индукции магнитного поля, при одном и том же перепаде давления скорость течения уменьшается из-за увеличивающегося магнито-гидродинамического противодействия (силы Ампера), а профиль скорости становится все более плоским в центральной части канала.

Понятно, что в магнитном поле расход жидкости через канал при одинаковом перепаде давления будет меньше, чем при течении Пуазейля. В силу того, что в магнитном поле у стенок канала градиент скорости возрастает, сопротивления течению жидкости из-за вязкого трения увеличивается.

Таким образом, в целом магнитное поле оказывает тормозящее действие на поток электропроводной жидкости.

4. МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ

4.1. Основные механизмы взаимодействия магнитных жидкостей с магнитным полем

Еще одним примером текучей среды, способной к взаимодействию с магнитным полем, являются, так называемые магнитные жидкости. Это взаимодействие обеспечивается другим механизмом по сравнению с электропроводными жидкостями, а именно, за счет того, что эти жидкости обладают магнитными свойствами и способны намагничиваться в магнитном поле, как это имеет место, например, с твердыми ферромагнитными и другими магнитными материалами.

В естественном состоянии текучие среды, обладающие сколько-нибудь заметной намагниченностью, не существуют. Поэтому магнитные жидкости являются искусственно приготовляемыми системами. А именно, они представляют собой суспензию наноразмерных, порядка 10 нм, частиц твердого ферромагнетика в жидкости-носителе, в качестве которого может выступать практически любая обычная жидкость.

В отличие от рассмотренных ранее магнитореологических суспензий основной целью создания магнитных жидкостей является обеспечение их равномерной по объему намагниченностью M , вызывающей в первую очередь силовое взаимодействие с внешним магнитным полем, и проявляющееся, например, в притяжении объема жидкости к постоянному магниту, в изменении распределения давления внутри жидкости. Поэтому принципиальным моментом, в отличие от магнитореологических суспензий, является как можно более полное исключение их структурирования и образования в них цепочечных агрегатов, а также, по-возможности, сохранение у них ньютоновских вязкостных характеристик.

Для предотвращения слипания частиц, с целью повышения устойчивости системы, они покрываются молекулярным слоем поверхностно-активного вещества, которое нейтрализует их взаимодействие между собой.

Особенностью подобных нанодисперсных систем является то, что при таких размерах твердые частицы находятся в интенсивном хаотическом броуновском движении вследствие активных соударений с молекулами жидкости, то есть практически ведут себя как молекулы жидкости, обмениваясь с ними импульсом движения.

Фактически магнитную жидкость можно рассматривать как жидкость, состоящую из двух типов молекул, один из которых обладает магнитными свойствами, а другой – нет. Этот тип молекул способен взаимодействовать с внешним магнитным полем, получать от него импульс и передавать его остальным молекулам жидкости. Таким образом, вся жидкость в среднем оказывается способной реагировать на внешнее магнитное поле, в частности, притягиваться к постоянным магнитам.

Одной из основных характеристик магнитных материалов является их намагниченность \vec{M} , равная магнитному моменту единицы объема вещества и измеряемая в А/м. Зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля \vec{H} называется *законом намагничивания*. В простейшем случае этот закон имеет линейный вид $\vec{M} = \chi \vec{H}$, а χ называется *магнитной восприимчивостью вещества* и является величиной безразмерной. Соответственно, индукция магнитного поля \vec{B} в намагничивающейся среде определяется суммой напряженности магнитного поля и намагниченности среды $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \mu \vec{H}$, где μ_0 – определенная ранее магнитная проницаемость вакуума, а $\mu = 1 + \chi$ – безразмерная относительная магнитная проницаемость вещества.

Благодаря собственному магнитному моменту, намагничивающиеся вещества способны взаимодействовать с внешним магнитным полем, в частности, притягиваться к постоянным магнитам, то есть перемещаться в направлении от меньшей к большей напряженности магнитного поля, то есть в направлении градиента напряженности модуля поля $\text{grad}H$. При этом сила $d\vec{F}_M$, с которой магнитное поле притягивает объем намагниченной среды dV будет равна $d\vec{F}_M = (\mu_0 M \text{grad}H) dV$.

Таким образом, в магнитной жидкости будет действовать массовая сила $d\vec{F}_M$, напряжение которой $\vec{f}_M = \frac{d\vec{F}_M}{dm} = \frac{d\vec{F}_M}{\rho dV}$ равно

$$\vec{f}_M = \frac{1}{\rho} \mu_0 M \text{grad}H. \quad (4.1)$$

4.2. Особенности статики магнитных жидкостей

Статика магнитных жидкостей в магнитном поле, также как и статика электропроводных жидкостей, отличается тем, что действующая в них объемная магнитная сила может вызывать перераспределение давления.

Основное дифференциальное уравнение статики жидкостей $\text{grad}p = \rho \vec{f}$ при действии силы тяжести и магнитной силы будет иметь вид:

$$\text{grad}p = \rho \vec{g} + \mu_0 M \text{grad}H. \quad (4.2)$$

Таким образом, магнитная сила тоже может приводить к более сложным распределениям давления в жидкости, чем только сила тяжести.

Как и раньше рассмотрим распределение давления в жидкости в том случае, когда сила тяжести и магнитная сила лежат на одной прямой, а $|\text{grad}H| = G = \text{Const}$ и $M = \text{Const}$, как изображено на рис. 4.1.

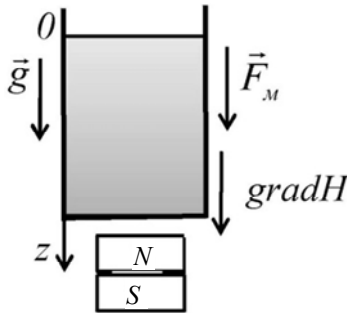


Рис. 4.1. Силы, действующие в магнитной жидкости в гравитационном и магнитном полях

Решение основного дифференциального уравнения в данном случае дает следующее распределение давления:

$$p = p_0 + (\rho g + \mu_0 M G)z. \quad (4.3)$$

Это выражение опять можно записать в виде $p = p_0 + \rho_{\text{эф}}gz$, введя понятие эффективной плотности жидкости $\rho_{\text{эф}} = \rho + \frac{\mu_0 MG}{g}$, которая в данном случае будет больше, чем плотность жидкости.

Если изменить направление градиента напряженности магнитного поля на противоположное, то направление магнитной силы тоже изменится на противоположное и тогда $\rho_{\text{эф}}$ будет равна:

$$\rho_{\text{эф}} = \rho - \frac{\mu_0 MG}{g},$$

и иметь значение, меньшее, чем плотность жидкости.

Таким образом, в магнитной жидкости будут всплывать тела, если их плотность ρ_T меньше ее эффективного значения $\rho_T < \rho_{\text{эф}} = \rho + \frac{\mu_0 MG}{g}$, но может быть больше плотности жидкости.

В то же время тела будут тонуть, если их плотность больше ее эффективного значения для жидкости, $\rho_T > \rho_{\text{эф}} = \rho - \frac{\mu_0 MG}{g}$, но может быть меньше плотности жидкости.

В результате и в магнитной жидкости появляется возможность регулирования процесса всплывания и погружения тел в жидкости в широком диапазоне их плотностей, что также может быть использовано для разделения по фракциям смеси материалов с разной плотностью в технологии магнитожидкостной сепарации.

4.3. Перспективные направления применения магнитных жидкостей

Магнитожидкостные уплотнения. Наиболее разработанными и широко распространенными являются магнитожидкостные уплотнения вращающихся валов – герметизаторы, использующие в качестве уплотняющего элемента магнитную жидкость. В данных технических устройствах используется способность магнитной

жидкости втягиваться в область наиболее сильного магнитного поля, сохраняя при этом текучесть. Идея устройств состоит в том, что магнитная жидкость, заполняющая кольцевой зазор между вращающимся валом и корпусом, удерживается в этом положении магнитным полем.

Основными преимуществами таких уплотнителей, по сравнению с твердотельными, являются высокая уплотняющая способность и низкий момент трения, а в сравнении с гидродинамическими – простота конструкции и независимость работоспособности от состояния движения вала, значительным ресурсом эксплуатации. Кроме того, магнитожидкостные уплотнения обладают важным преимуществом перед распространенными контактными и бесконтактными уплотнениями, поскольку способны работать в широком диапазоне скоростей вращения вала, при этом отсутствует износ поверхности вала.

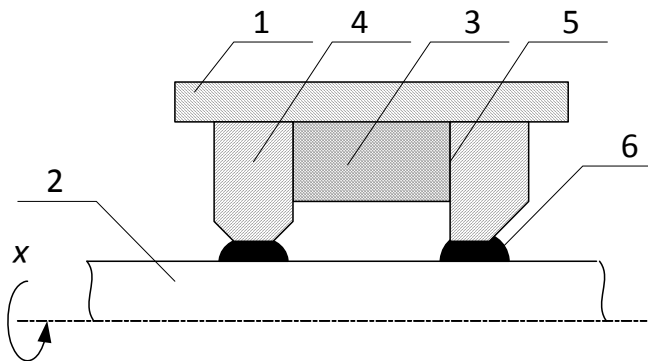


Рис. 4.2. Принципиальная схема магнитожидкостного уплотнения:
1 – корпус; 2 – герметизируемый вал; 3 – кольцевой магнит;
4, 5 – полюса; 6 – магнитная жидкость в уплотняемом рабочем зазоре

ЛИТЕРАТУРА

1. Повх, И. Л. Техническая гидромеханика / И. Л. Повх. – М.: Машиностроение, 1976. – 504 с.
2. Емцев, Б. Т. Техническая гидромеханика / Б. Т. Емцев. – М.: Машиностроение, 1987. – 440 с.
3. Дейч, М. Е. Газодинамика / М. Е. Дейч, А. Е. Зарянкин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 384 с.
4. Самойлович, Г. Е. Газодинамика / Г. Е. Самойлович. – М.: Машиностроение, 1980. – 384 с.
5. Уилкинсон, У. Неньютоновские жидкости / У. Уилкинсон; под ред. А. В. Лыкова. – М.: Мир, 1964. – 216 с.
6. Шульман, З. П. Пограничный слой неньютоновских жидкостей / З. П. Шульман, Б. М. Берковский. – Минск: Наука и техника, 1966. – 239 с.
7. Лыков, А. В. Электрореологический эффект / А. В. Лыков, З. П. Шульман. – Минск: Наука и техника, 1972. – 210 с.
8. Куликовский, А. Г. Магнитная гидродинамика: учебник / А. Г. Куликовский, Г. А. Любимов. – 2-ое изд., испр. и доп. – М.: Логос, 2005. – 328 с.
9. Шерклиф, Дж. Курс магнитной гидродинамики, пер с англ. – М.: Мир, 1967. – 320 с.
10. Баштовой, В. Г. Введение в термомеханику магнитных жидкостей / В. Г. Баштовой, Б. М. Берковский, А. Н. Вислович. – М.: ИВТАН СССР, 1985. – 188 с.
11. Берковский, Б. М. Магнитные жидкости / Б. М. Берковский, В. Ф. Медведев, М. С. Краков. – М.: Химия, 1989. – 240 с.

Учебное издание

БАШТОВОЙ Виктор Григорьевич
РЕКС Александр Георгиевич

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ
ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности
1-43 01 06 «Энергоэффективные технологии
и энергетический менеджмент»

Редактор *Е. О. Германович*
Компьютерная верстка *Е. А. Беспанской*

Подписано в печать 23.11.2020. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 2,67. Уч.-изд. л. 2,09. Тираж 100. Заказ 622.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.