

**Д. Н. Цивинский**

**РАСЧЁТ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ  
ЖИДКОСТИ И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО  
СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ  
СПУСКОПОДЪЁМНЫХ ОПЕРАЦИЙ В  
СКВАЖИНЕ**

Учебное пособие

Самара 2015

МИНОБРНАУКИ РОССИИ



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО  
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра «Бурение нефтяных и газовых скважин»

**Д.Н. Цивинский**

**РАСЧЁТ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ  
ЖИДКОСТИ И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО  
СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ  
СПУСКОПОДЪЁМНЫХ ОПЕРАЦИЙ В  
СКВАЖИНЕ**

Учебное пособие

Самара 2015

УДК 622.24 {519.22:681.3(076.5)}

**Цивинский Д.Н.**

Расчёт динамики течения жидкости и гидравлического сопротивления при проведении спускоподъёмных операций в скважине: Учеб. пособ./Д.Н.Цивинский. - Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2015. - 216 с., с илл.

ISBN 978-5-7964-1773-7

Описаны основные закономерности течения ньютоновских и неньютоновских жидкостей. Рассмотрены решения уравнений течения для каналов круглого и кольцевого сечений. Описаны основные закономерности течения жидкости в скважине при проведении спускоподъёмных операций. Приведён пример расчёта.

Рассмотрены общенаучные понятия и специальные термины, понятия реологии и гидродинамики промывочных жидкостей. Определение многозначных понятий даны в контексте явлений переноса импульса и энергии. Для всех терминов и понятий приведено их этимологическое происхождение. Произведено цитирование ряда статей словаря В.И.Даля. Всего в учебном пособии более 170 словарных статей.

Предназначено для самостоятельной работы студентов, обучающихся по направлению 131000, 131000-3 "Нефтегазовое дело", специальности 131504 очной, очно-заочной и заочной форм обучения.

УДК 622.24 {519.22:681.3(076.5)}

Рецензент: директор института нефтегазовых и химических технологий СамГТУ,  
д.т.н., профессор, Л.Г.Григорян.

ISBN 978-5-7964-1773-7

@ Самарский государственный  
технический университет, 2015.

Печатается по решению редакционно-издательского совета СамГТУ.

"Верно определяйте слова, и вы освободите мир от половины недоразумений" (*Рене Декарт; 1596-1650*).

Прежде чем приступить к описанию особенностей течения технологических жидкостей, используемых в строительстве скважин, необходимо уточнить значения терминов и понятий, которых в литературе достаточно много.

Одной из главных особенностей неньютоновских жидкостей является тот факт, что эффективная (наблюдаемая) вязкость жидкости не является константой вещества в отличие от динамической вязкости ньютоновских жидкостей. Динамическая вязкость неньютоновских жидкостей является сложной функцией скорости деформации и напряжения сдвига, т.е. является локальной характеристикой. В этой связи в литературе используются различные термины и понятия для конкретизации этой вязкости: кажущаяся, локальная, наблюдаемая, реальная, эффективная. В данном учебном пособии принято понятие русского языка - "наблюдаемая".

Реологическая классификация тел (как и любая другая классификация) содержит в себе неточности. В частности, нет единого мнения о том какие конкретные типы жидкостей исследовали в 1889 г. Ф.Н.Шведов (1840-1905), в 1916 г. Ю.Бингам (*E.Bingham; 1878-1945*), в 1926 г. В.Оствальд (*W.Ostwald; 1853-1932*)... Соответственно, и названия жидкостей: бингамовские жидкости (тела Бингама), вязкопластичные (тела Шведова), бингамовские вязкопластичные, Шведова-Бингама тела, псевдопластичные жидкости (тела Оствальда), дилатантные и др. Более того, огорчает тот факт, что в англо-американской литературе тела Шведова вообще не упоминаются.

Используя физико-химический подход и литературные данные [8, 13, 14, 23, 24, 31, 34, 38], автор предлагает телами Шведова называть вязкопластичные жидкости, содержащие природные или синтетические полимеры, а телами Бингама - пластичные жидкости, содержащие твёрдые частицы. Основанием для такого предложения является тот факт, что при деформации вязкопластичные жидкости (тела Шведова) после преодоления предела упругости (СНС) имеют нелинейный участок "расплетения" и выравнивания длинных молекул полимера вдоль линий тока (Ф.Н.Шведов описал "несовершенные" жидкости, исследуя поведение при нагружении системы "желатина-зола", и назвал такие жидкости вязкопластичными (желатина - природный полимер)). Жидкости, содержащие твёрдые частицы (тела Бингама), после разрушения структуры сразу же в дальнейшем деформируются по линейному закону. Другими словами, структура бингамовских жидкостей разрушается сразу после достижения предела упругости.

Определения терминов и понятий расположены в алфавитном порядке в разделе 8. Термины и понятия имеют отдельные статьи с этимологическим происхождением, толкованием и достаточно подробным описанием. При первом употреблении их в тексте любой статьи они выделены курсивом.



УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Условное обозначение	Единица измерения	Величина (физическая величина)
$a$	$\text{м/с}^2$	Ускорение
$b_0$		Свободный член в уравнении торможения
$b_1$		Параметр уравнения $y=b_0+b_1x$
$C$		Параметрическая концентрация
$\bar{c}$	$\text{кг/м}^3$	Концентрация объёмная массовая
$D$	$\text{м}$	Диаметр скважины
$D_1$	$\text{м}^2/\text{с}$	Коэффициент продольного перемешивания
$D_r$	$\text{м}^2/\text{с}$	Коэффициент поперечного перемешивания
$d_H$	$\text{м}$	Диаметр бурильной колонны наружный
$d_э$	$\text{м}$	Диаметр эквивалентный
$F$	$\text{Н}$	Сила, нагрузка
$F$	$\text{Дж}$	Энергия Гельмгольца, свободная энергия
$G$	$\text{Па}$	Модуль сдвига
$G$	$\text{Дж}$	Энергия Гиббса, свободная энтальпия
$g$	$\text{м/с}^2$	Ускорение силы тяжести
$H$	$\text{Дж/кг}$	Энтальпия, теплосодержание
$He$		Хедстрема критерий
$K$	$\text{кг/м} \cdot \text{с}$	Показатель пластичности неньютоновской жидкости (мера консистенции)
$L$	$\text{м}$	Определяющий линейный размер
$l$	$\text{м}$	Координата длины, линейный размер
$l_{wc}$	$\text{м}$	Путь проходимый БК при $w=const$
$n$		Размерность массива данных, степень
$P$	$\text{Н}$	Вес тела, сила тяжести
$P_x, P_y, P_z$	$\text{м/с}^2$	Проекции ускорения частиц жидкости, вызванного массовой силой, на оси $x, y, z$ , соответственно
$P$	$\text{кг} \cdot \text{м/с}$	Импульс, количество движения
$p$	$\text{Па}$	Давление
$p_{гр}$	$\text{Па}$	Давление гидроразрыва пласта (min)
$p_{пл}$	$\text{Па}$	Давление флюида в пласте (max)

Условное обозначение	Единицы измерения	Величина (Физическая величина)
$\Delta p$	Па	Гидравлическое сопротивление
$R, r$	м	Радиус
$Re$		Рейнольдса критерий
$r_{яп}$	м	Радиус ядра потока
$S$		Параметр Сен-Венана
$S$	$m^2$	Площадь поперечного сечения
$S$	Дж/К	Энтропия
$T, t$	К, °С	Температура
$U$	Дж	Внутренняя энергия
$V$	$m^3$	Объём
$\nu$	$m^3/c$	Объёмный расход
$\nu_i$		Объёмная доля $i$ -того компонента
$w$	м/с	Линейная скорость
$w^*$	м/с	Скорость критическая
$w_{яп}$	м/с	Скорость ядра потока
$w_{вс}$	м/с	Скорость движения БК на участке движения с постоянной скоростью
$\beta$		Параметр
$\gamma$		Деформация
$\gamma$	$N/m^3$	Удельный вес
$\delta$		Соотношение диаметров, $d_n/D$
$\delta_{пс}$	м	Толщина пограничного слоя
$\epsilon_{дв}$	$Дж/m^3 \cdot c$	Энергия диссипации
$\eta$	Па·с	Коэффициент пластической вязкости
$\vartheta$	Па	Предельное напряжение сдвига, истинный предел текучести
$\zeta$		Коэффициент местного сопротивления
$\lambda$		Коэффициент гидравлического сопротивления
$\lambda$	с	Время релаксации
$\theta$		Параметрическое время

Условное обозначение	Единицы измерения	Величина (Физическая величина)
$\mu$	Па·с	Динамический коэффициент вязкости
$\mu_n$	Па·с	Наблюдаемая динамическая вязкость
$\nu$	м <sup>2</sup> /с	Кинематический коэффициент вязкости
$\xi$		Коэффициент местного сопротивления
П	м	Периметр
$\rho$	кг/м <sup>3</sup>	Плотность
$\tau$	Па	Касательное напряжение
$\tau_d$	Па	Динамическое напряжение сдвига
$\tau_0$	Па	Статическое напряжение сдвига
$\tau$	с	Время
$\tau_{wc}$	с	Время движения БК при $w=const$
$\tau_0$	с	Общее время движения БК на длину свечи
$\omega_x, \omega_y, \omega_z$	с <sup>-1</sup>	Угловые скорости вращения жидкости в произвольной точке $O$ плоскостей $yOz, xOz, xOy$ (компоненты вихря)

### подстрочные индексы

Подстрочные индексы	Обозначение
БК	Бурильная колонна
БТ	Бурильная труба
ГПС	Гидродинамический пограничный слой
ГР	Гидроразрыв
ГСТ	Гидростатическая составляющая
ДИН	Динамическая составляющая
ДУ	Энергия диссипации, отнесённая к единице объёма
И	Инерционная составляющая
КР	Критическое значение
ЛС	Ламинарный слой (подслой)
М	Муфты (замки)
МС	Местные сопротивления
Н	Наблюдаемая
НТ	Начало торможения

Подстрочные индексы	Обозначение
о	Общий
пл	Пласт
пс	Переходный слой
р	Разгон
с	Струя
св	Свеча
скв	Скважина
т	Торможение
тс	Турбулентный слой
тр	Трение
э	Эквивалентный
яп	Ядро потока
ws	Постоянная скорость движения, $w=const$

## ВВЕДЕНИЕ

Проводка скважины неразрывно связана с заменой породоразрушающего инструмента, изменением компоновки низа бурильной колонны, осложнениями и авариями в процессе проходки. Эти процедуры сопровождаются подъёмом (спуском) бурильной колонны и разборкой (сборкой) её на свечи. Подъём бурильной колонны на длину одной свечи происходит в нестационарном режиме - разгон, короткий промежуток времени движения с относительно постоянной скоростью или без него, торможение. Буровой раствор при этом течёт с соответствующей динамикой, и в забойной зоне образуется пониженное давление в конце разгона и повышенное в конце торможения (относительно гидростатического давления).

Спуск бурильной колонны на длину одной свечи происходит также в нестационарном режиме - разгон, короткий промежуток времени движения с относительно постоянной скоростью или без него, торможение. Буровой раствор при этом течёт с соответствующей динамикой, и в забойной зоне образуется повышенное давление в конце разгона и пониженное в конце торможения (относительно гидростатического давления).

Неправильный выбор ускорений может привести к гидроразрыву пласта с минимальным давлением гидроразрыва и к проявлению пласта с максимальным давлением флюида. Особенностью расчёта динамики движения бурильной колонны при спускоподъёмных операциях является тот факт, что варьировать можно только ускорения, время разгона и время торможения. Изменять параметры бурового раствора нельзя, они определяются геологическим нарядом (да и изменять их практически невозможно - скважина заполнена). Второй особенностью расчёта спускоподъёмных операций является практическая невозможность аналитического расчёта спускоподъёмной операции - нельзя от давления гидроразрыва пласта и пластового давления перейти к ускорениям бурильной колонны в результате последовательных вычислительных процедур.

## 1. Основные закономерности течения ньютоновских жидкостей

### 1.1. Закон вязкого трения Ньютона

Ньютоновскими жидкостями являются все низкомолекулярные сплошные среды, структурные элементы которых не склонны к агрегации. Под структурными элементами подразумеваются ионы, атомы и молекулы с небольшой молекулярной массой. Другими словами, ньютоновскими жидкостями являются все низкомолекулярные жидкости, растворы низкомолекулярных веществ в низкомолекулярных растворителях, плавы солей и щелочей, расплавы металлов, их сплавы и все газы. Закон вязкого течения был установлен в 1687 г. И. Ньютоном (*Newton Isaac*; 1643-1727). Жидкости, которые подчиняются этому закону, называются ньютоновскими. Для этих жидкостей характерна вязкая диссипация энергии, обусловленная столкновением небольших молекул.

В движущейся жидкости взаимодействие молекул проявляется в виде внутреннего трения (сопротивления изменению формы). По этой причине для поддержания течения к жидкости необходимо подводить энергию. Следствием внутреннего трения является тот факт, что жидкость, текущая в канале под действием внешней силы, на разных расстояниях от стенок имеет разные скорости. Таким образом, трение в жидкости вызывает появление градиента скорости в направлении, перпендикулярном направлению потока [15].

Классическая форма записи закона вязкого трения Ньютона для одномерного ламинарного течения имеет вид [2, 11, 15, 18, 19, 24, 26, 35]:

$$\tau = - \mu \cdot \frac{dw}{dl} \quad (1.1)$$

где  $\tau$  - напряжение сдвига, Па,  $dw/dl$  - градиент скорости,  $s^{-1}$ ,  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости, Па·с. Динамическая вязкость - параметр, не зависящий от скорости деформации и являющийся функцией температуры и состава (и давления для газов). В случаях индивидуальных веществ динамический коэффициент вязкости является константой вещества.

Знак минус обусловлен отрицательным значением градиента скорости (скорость жидкости - убывающая функция, т.к. количество движения (импульс) передаётся от слоёв жидкости, движущихся с большей

скоростью, к слоям жидкости, движущимся с меньшей скоростью). Другими словами, знак минус означает, что поток энергии направлен в сторону уменьшения скорости течения сплошной среды. В этой связи в части современной литературы знак минус игнорируется или подразумевается (1.2):

$$\sigma_{\tau} = \mu \cdot \frac{dw}{dl}. \quad (1.2)$$

В зависимости от сущности задачи и метода решения он либо учитывается [2, 15], либо нет [7, 18, 19, 26, 39]; есть рекомендация брать модуль градиента скорости  $|dw/dl|$  [24], а в случае описания ламинарного течения тензорами вопрос о знаке не возникает в принципе [1, 10].

Геометрическое место точек, характеризующих связь градиента скорости и внутреннего трения в жидкости, представляет собой прямую линию, выходящую из начала координат; это, так называемая, *кривая течения* (рис. 1.1).

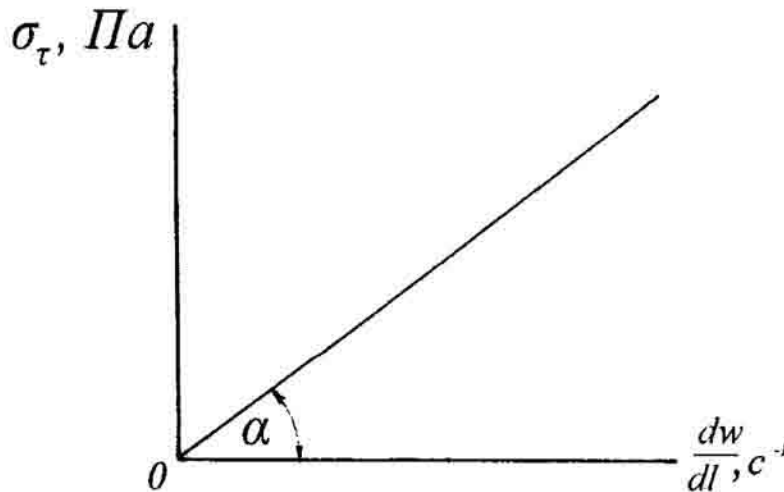


Рис.1.1. Линейная зависимость напряжения сдвига от градиента скорости для ньютоновских жидкостей;  $\operatorname{tg}\alpha = \mu$  - динамический коэффициент вязкости

Из закона вязкого трения Ньютона очевидно, что поток количества движения (импульс) направлен в сторону отрицательного градиента скорости. Это означает, что количество движения переносится в направлении уменьшения скорости. Другими словами, количество движения перемещается из области большей скорости в область меньшей скорости точно так же, как шарик скатывается по наклонной плоскости вниз, как теплота передаётся из области с большей температурой в область



с меньшей температурой или как активные компоненты мази, нанесённой на кожу, в процессе молекулярной диффузии с поверхности кожи, где их много, проникают, например, в суставную сумку, где их ещё нет.

В современном изложении закон вязкого трения Ньютона является частным случаем течения вязкой жидкости, являющейся изотропной сплошной средой, тензор напряжений в которой (в обозначениях авторов [1]) имеет вид:

$$\begin{vmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{vmatrix};$$

или  $p_{ik} = -p\delta_{ik} + \tau_{ik}$ , где  $p_{11}$  - нормальные напряжения,  $p_{ik}$  ( $i \neq k$ ) - касательные напряжения,  $\tau_{ik}$  - вязкие напряжения, которые зависят от скорости скашивания координатного угла  $\epsilon_{ik}$  в плоскости  $x_i O x_k$  ( $i \neq k$ ),  $\delta_{ik}$  - дельта Кронекера. При дополнительном условии, что зависимость между тензорами  $\tau_{ik}$  и  $\epsilon_{ik}$  **линейна**, вязкая жидкость называется ньютоновской вязкой жидкостью. Последнее означает, что каждый из девяти компонентов тензора вязких напряжений линейным образом зависит от всех девяти компонентов тензора скоростей деформаций. Рассматривая течение вида "простой сдвиг", получим уравнение:

$$p_{12} = \mu \cdot \frac{\partial v_1}{\partial x_2},$$

которое и является законом вязкого трения Ньютона [1, с.72].

### 1.2. Обсуждение закона Ньютона

Ввиду некоторых противоречий в трактовке напряжения сдвига, потока количества движения, градиента скорости и их знаков есть смысл обсудить эти физические величины подробнее [1, 2, 7, 10, 11, 15, 18, 19, 24, 26, 28, 30, 34, 72].

Рассмотрим ньютоновскую жидкость, помещённую между двумя достаточно большими параллельными пластинами с площадью  $S$ , расстояние  $\delta y$  между которыми весьма мало (рис. 1.2). Представим себе, что в момент времени  $\tau=0$  к нижней пластине прикладывается сила  $F$ , под действием которой она приводится в движение в направлении  $x$  с постоянной скоростью  $w$ . При этом жидкости, находящейся между пластинами, постепенно передаётся некоторое количество движения  $mw$ . При постоянстве силы  $F$  естественным результатом этого процесса будет устано-

вившийся стационарный профиль скоростей, приведённый на рис.1.2. При условии, что течение жидкости между пластинами ламинарное, сила  $F$  может быть найдена из соотношения:

$$\frac{F}{S} = \mu \cdot \frac{w}{\delta y}. \quad (1.3)$$

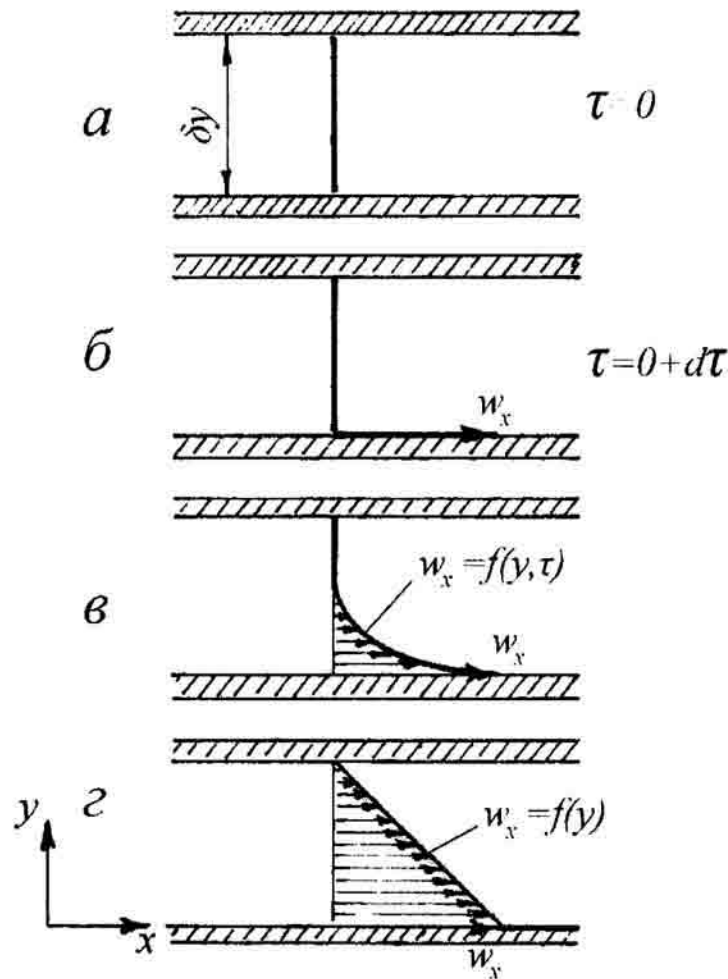


Рис.1.2. Формирование стационарного ламинарного профиля скоростей частиц жидкости, находящейся между параллельными пластинами:  
 а - первоначальное неподвижное состояние;  
 б - приведение нижней пластины в движение;  
 в - формирование профиля скоростей при нестационарном режиме течения жидкости (малые значения  $\tau$ );  
 г - завершение формирования профиля скоростей частиц жидкости при стационарном режиме течения жидкости

Соотношение (1.3) означает, что сила, приходящаяся на единицу площади, пропорциональна скорости и уменьшается с увеличением расстояния  $\delta y$  между пластинами. Коэффициентом пропорциональности является динамический коэффициент вязкости  $\mu$  [2].



Перепишем соотношение (1.3) в виде:

$$\frac{F}{S} = -\mu \cdot \frac{0-w}{\delta y-0}, \quad (1.4)$$

Касательное напряжение, прилагаемое в направлении  $x$  к поверхности слоя жидкости, расположенного на расстоянии  $y$  от нижней пластины, обозначим через  $\tau_{yx}$ , а компонент вектора скорости жидкости по координате  $x$  — через  $w_x$  (заметим, что  $w_x$  не равно  $dw/dx$ ). Переходя к бесконечно малым величинам, запишем:

$$\tau_{yx} = \mu \cdot \left( - \frac{dw_x}{dy} \right), \quad (1.5)$$

Соотношение (1.5) является ни чем иным, как законом вязкого трения Ньютона: касательная сила, приходящаяся на единицу площади, пропорциональна локальному градиенту скорости, взятому с отрицательным знаком [2].

Другая интерпретация уравнения (1.5): слой жидкости, соприкасающийся с движущейся поверхностью, при  $y=0$  получает от неё некоторое количество движения  $\tau w$  в направлении  $x$ . Этот слой жидкости толщиной  $dy$  в свою очередь передаёт некоторую долю своего количества движения соседнему слою, вынуждая и его двигаться в том же направлении  $x$ , но с меньшей скоростью. Тот — следующему и т. д. В результате многократной передачи компонента вектора количества движения по координате  $x$  от слоя к слою через жидкость в направлении  $y$  формируется стационарный профиль скоростей частиц жидкости, в котором  $w_x$  является линейной функцией  $y$  (рис. 1.2) [2]. Другими словами, сквозь текущую жидкость в нормальном направлении перемещается субстанция (импульс). Скорость перемещения и плотность субстанции могут изменяться в очень широких пределах. Под "поток" субстанции будем подразумевать скорость течения субстанции на единицу площади. Тогда поток количества движения будет выражать количество движения на единицу площади в единицу времени. Попробуем произвести анализ размерности:

$$\frac{\tau w}{S} = \left[ \text{кг} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot \frac{1}{\text{с}} \cdot \frac{1}{\text{м}^2} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2 \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = \text{Па} \right] = \tau_{yx}, \quad (1.6)$$

и наоборот:

$$\text{Па} \left[ \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2 \cdot \text{м}^2} = \text{кг} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot \frac{1}{\text{с}} \cdot \frac{1}{\text{м}^2} \right] = \frac{\tau w}{S}. \quad (1.7)$$

Таким образом, касательное напряжение (напряжение сдвига),  $\tau$ , можно истолковать как поток компонента количества движения вязкой жидкости в направлении  $y$ . Такой подход лучше увязывается с молекулярной природой процессов переноса количества движения и соответствует трактовке переноса энергии и массы. Кроме этого, общепринятое напряжение сдвига  $\tau$  можно представить себе в виде потока количества движения, а градиент скорости можно рассматривать как "движущую силу" процесса переноса количества движения [2].

Представляет интерес практический вопрос - есть ли предел скорости деформации ньютоновской жидкости? Вопрос интересный!

Рассмотрим цепочку процессов: перемешивание чая, кофе (порядок скоростей - сантиметры в секунду), приготовление майонеза в бытовом миксере при скорости вращения мешалки 10000-12000 об/мин, струя воды из брандспойта (порядок скоростей - метры в секунду), скорость струи бурового раствора при компоновке низа БК с гидромониторными насадками  $w_c=90+100$  м/с, скорость струи воды при раскрое стальных листов, резке бетона, рельсов и т.п. - порядок скоростей сотни м/с, скорость протуберанцев - десятки км/с. Не боясь преувеличения можно утверждать, что пока нет предела скорости деформации ньютоновской жидкости.

В заключение отметим тот факт, что функция  $f(\tau)$  нечётная:

$$f(\tau) = -f(-\tau),$$

т.е. при смене знака напряжения сдвига должен меняться и знак скорости сдвига [1, с.313].

### 1.3. Общие закономерности течения ньютоновских жидкостей

Законы течения ньютоновских жидкостей при ламинарном течении были установлены в разное время франц. учёным Л.Навье (*L. Navier*; 1785-1836) и англ. учёным Дж.Стоксом (*G. Stokes*; 1819-1903) (уравнения (Л-1), (С-20)). Законы турбулентного течения были описаны англ. учёным О.Рейнольдсом (*O. Reynolds*; 1842-1912)), (уравнения Рейнольдса (С-22), (Т-1), раздел 8).

Ламинарное течение идеальной жидкости описывается уравнениями Эйлера (*Leonhard Euler*; 1707-1783) (И-1), (С-17); вихревое течение идеальной жидкости описывается уравнениями И.С.Громеки (1851-1889), (И-2), (С-19), раздел 8.

Первые исследования закономерностей течения ньютоновских жидкостей, в частности, констатация трёх режимов течения - ламинарно-

го, переходного и турбулентного были осуществлены О. Рейнольдсом в период 1876-1883 гг. В результате экспериментальных исследований О. Рейнольдс определил критические значения комплексов  $wd, \rho/\mu$ , позже названных его именем. Так, возникновение первых турбулентных пульсаций (нарушение строго упорядоченного течения сплошной среды) происходит при значении критерия Рейнольдса  $Re \approx 2320$ , а полный хаос в распределении скоростей жидкости наступает при  $Re \approx 10000$ . Промежуточную область  $2320 < Re < 10000$  принято считать переходным режимом течения сплошной среды. В современной литературе выделяют также ещё одну реперную точку со значением критерия  $Re = 4000$ . На рис. 1.3 приведены экспериментально определённые эпюры скоростей воды при двух режимах течения по данным Никурадзе [19].

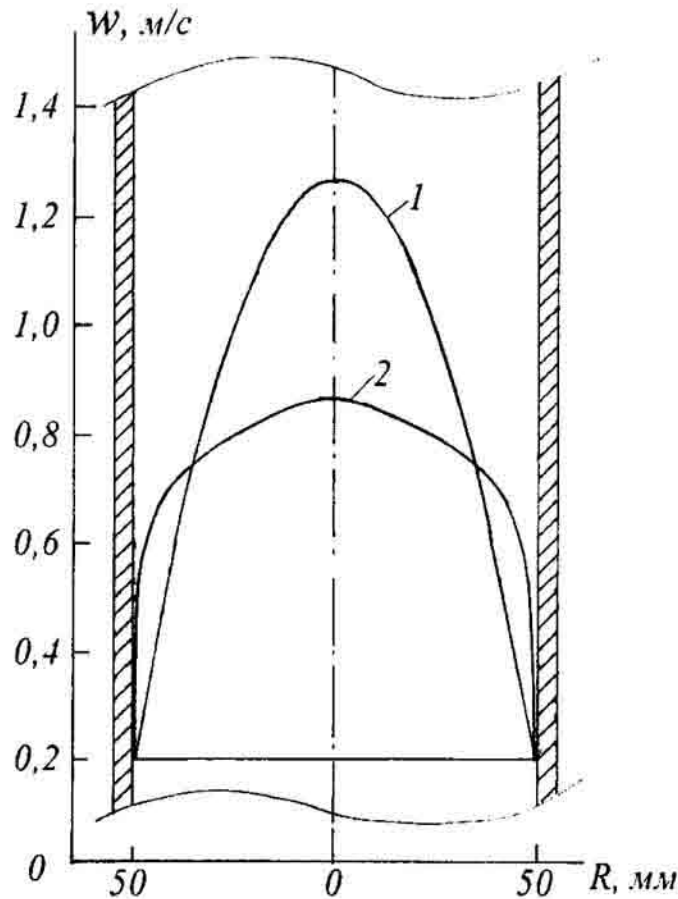


Рис. 1.3. Профили скоростей частиц воды в канале круглого сечения при (1) ламинарном течении ( $Re < 2320$ ) и (2) переходном течении ( $Re = 4000$ ).

Обобщённые эпюры скоростей ньютоновской жидкости в канале круглого сечения при трёх режимах течения представлены на рис. 1.4. Ламинарное течение имеет вид параболы, развитый турбулентный режим

характеризуется равномерным распределением по сечению средних скоростей (при том, что в действительности в распределении векторов скоростей частиц по сечению потока наблюдается хаос). Переходный режим характеризуется в общем случае произвольным промежуточным профилем.

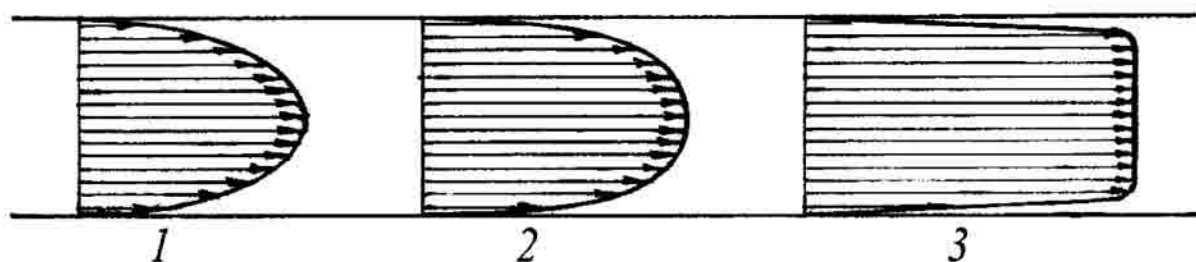


Рис.1.4. Эпюры скоростей ньютоновской жидкости в канале круглого сечения при трёх режимах течения

На рис.1.5 показаны этапы формирования параболического профиля скоростей частиц потока при ламинарном течении ньютоновской жидкости. Поскольку при ламинарном режиме течения в жидкости наблюдается параболический профиль скоростей (строго говоря, в канале круглого сечения - параболлоид), то, например, "помеченные" трассером в момент времени  $\tau_0=0$  частицы при времени  $\tau_1$  приобретут профиль  $S_1$ , при времени  $\tau_2$  - профиль  $S_2$  и т. д.

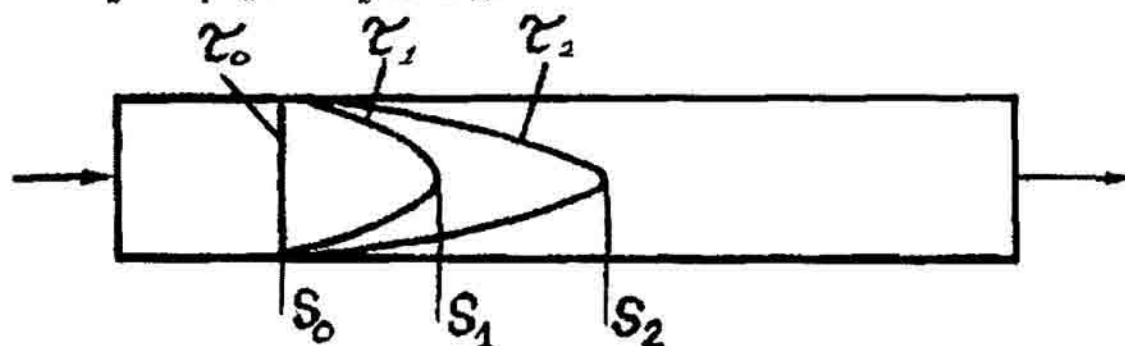


Рис.1.5. Формирование параболического профиля скоростей частиц потока и концентраций компонентов или трассера при ламинарном течении ньютоновской жидкости

На рис.1.6 показан один из вариантов представления турбулентного течения ньютоновской жидкости, так называемая диффузионная модель вытеснения с продольным и поперечным перемешиванием (см. Структура потока). На рисунке показаны векторы скоростей частиц (комков), направленные только параллельно и перпендикулярно основному течению потока (для такой модели разработаны экспериментально-статистические методы определения коэффициентов продольного и

поперечного перемешивания). В действительности мгновенные векторы скоростей образующихся и распадающихся комков жидкости направлены в самые разные стороны (см. раздел 8, Структура потока, (С-28)).

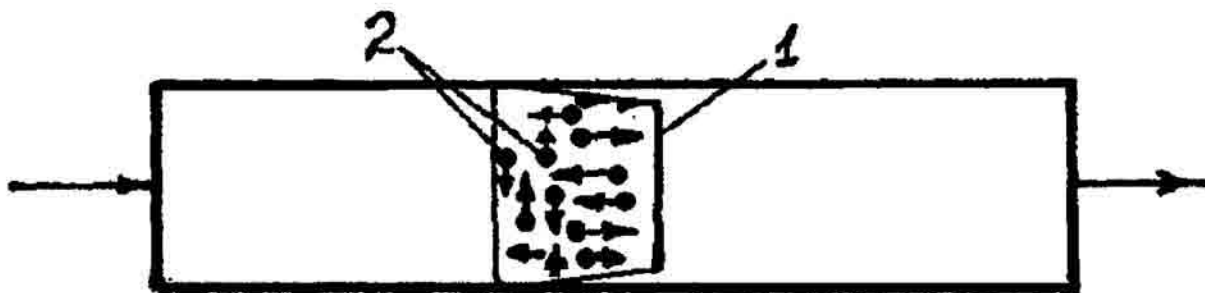


Рис.1.6. Диффузионная модель вытеснения с продольным и поперечным перемешиванием: 1 - интегральный профиль скоростей частиц; 2 - частицы, векторы скоростей которых направлены в поперечном направлении

Реально в каналах любого сечения и при любом режиме течения наблюдаются частицы жидкости, отстающие от основного потока и даже неподвижные на стенке канала. На рис. 1.7 показан результирующий профиль скоростей ньютоновской жидкости в канале круглого сечения при турбулентном режиме течения, показан также гидродинамический пограничный слой. Пограничный слой в турбулентном потоке ньютоновской жидкости имеет сложную структуру. Он состоит из вязкого подслоя, в котором жидкость движется практически ламинарно, турбулентного пограничного слоя и находящейся между ними переходной области. Толщина гидродинамического пограничного слоя зависит от реологических характеристик жидкости, шероховатости стенки и от скорости течения.

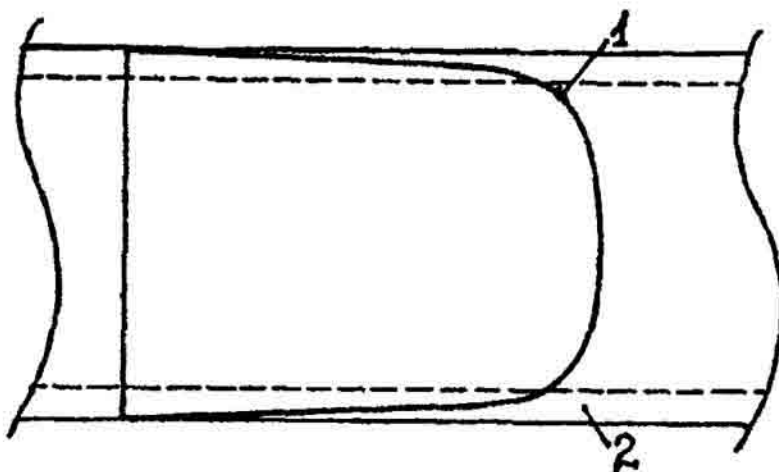


Рис.1.7. Примерный профиль скоростей частиц ньютоновской жидкости в канале круглого сечения при турбулентном режиме течения. 1 - эпюра скоростей потока; 2 - гидродинамический пограничный слой



Согласно одной из теорий пограничный слой в турбулентном потоке ньютоновской жидкости имеет сложную структуру. Он состоит из вязкого подслоя, в котором жидкость движется практически ламинарно толщиной  $\delta_{лс}$ , турбулентного пограничного слоя  $\delta_{тс}$  и находящейся между ними переходной области  $\delta_{пс}$  (рис.1.8). Толщина  $\delta_{гпс}$  гидродинамического пограничного слоя определяется как то расстояние от поверхности тела (или от границы раздела жидкостей), на котором скорость в пограничном слое можно практически считать равной скорости во внешнем потоке. На толщину гидродинамического пограничного слоя определяющее влияние оказывает вязкость жидкости. Значение  $\delta_{гпс}$  зависит главным образом от критерия Рейнольдса, причём при ламинарном режиме течения  $\delta_{гпс} \sim L \cdot Re^{-0.5}$ , а при турбулентном -  $\delta_{гпс} \sim L \cdot Re^{-0.2}$ , где  $L$  - определяющий размер тела или потока. В общем случае  $\delta_{лс} \neq \delta_{пс} \neq \delta_{тс}$ . В пределах вязкого подслоя скорость жидкости изменяется по линейному закону [15]. См. также рис. П-1, рис. П-2, рис. Т-2 в разделе 8.

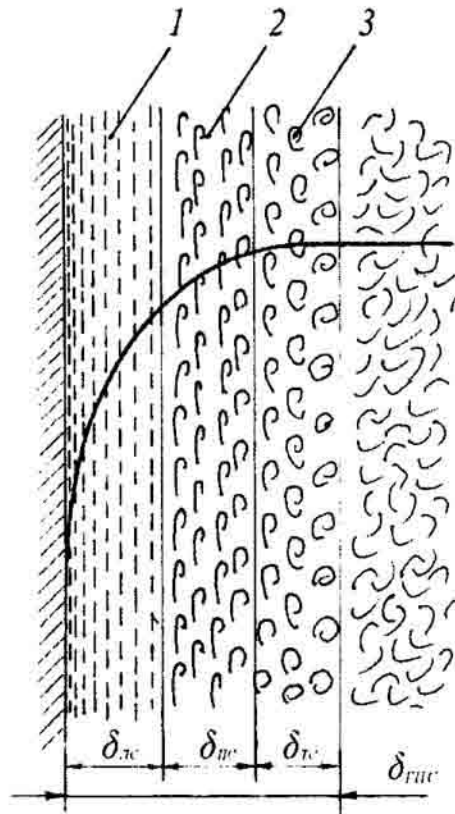


Рис.1.8. Примерный характер гидродинамического пограничного слоя. 1 - вязкий подслой, 2 - переходная область, 3 - турбулентный пограничный слой

См. также *Пограничный слой, Путь смешения, Сопротивление течению жидкостей, Стабилизации гидродинамической участок, Турбулентности теория Прандтля, Турбулентный пограничный слой.*

#### 1.4. Решения уравнений течения ньютоновских жидкостей

Решения уравнений течения ньютоновских жидкостей аналитически возможны для ламинарного течения на основе закона вязкого трения Ньютона. Приведём только исходные уравнения и результаты решения.

##### 1.4.1. Каналы круглого сечения

##### *Решение I уравнений течения ньютоновских жидкостей*

Рассмотрим ламинарное течение ньютоновской жидкости в канале круглого сечения с радиусом  $R$  и длиной  $l$ , достаточно большой, чтобы концевые эффекты можно было не учитывать [2, с.53] (см. также раздел 8, статья *Стабилизации гидродинамической участок*). Жидкость течёт сверху вниз. Уравнение баланса количества движения в цилиндрической системе координат:

$$\frac{d}{dr}(r\tau_{rz}) = \left(\frac{P_0 - P_1}{l}\right)r, \quad (1.8)$$

где  $P = p - \rho gz$  (сила давления и массовая сила действуют в одном направлении – сверху вниз),  $0 < r < R$ . Интегрирование уравнения (1.8) приводит к соотношению:

$$\tau_{rz} = \left(\frac{P_0 - P_1}{2l}\right)r + \frac{C_1}{r}. \quad (1.9)$$

Постоянная интегрирования  $C_1$  должна обращаться в нуль, если поток количества движения при  $r=0$  имеет конечное значение. В таком случае выражение для распределения потока количества движения будет иметь вид:

$$\tau_{rz} = \left(\frac{P_0 - P_1}{2l}\right)r. \quad (1.10)$$

Распределение потока количества движения (напряжения сдвига) по радиусу изображено на рис.1.9. Подставляя в уравнение (1.10) выражение закона вязкого трения Ньютона для рассматриваемого случая:

$$\tau_{rz} = -\mu \cdot \frac{dw_z}{dr}, \quad (1.11)$$

получим дифференциальное уравнение для скорости течения жидкости:

$$\frac{dw_z}{dr} = \left(\frac{P_0 - P_1}{2\mu l}\right)r, \quad (1.12)$$

Решение (1.12) позволяет получить выражение для распределения скорости жидкости по радиусу:

$$w_z = \frac{(P_0 - P_1)R^2}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right]. \quad (1.13)$$

Таким образом, подтверждается известный факт, что распределение скорости несжимаемой ньютоновской жидкости при ламинарном течении имеет форму параболы (рис. 1.9) [2]. В центре трубы скорость течения жидкости максимальна, а касательное напряжение равно нулю. На стенке скорость жидкости равна нулю, а скорость деформации и касательное напряжение максимальные.

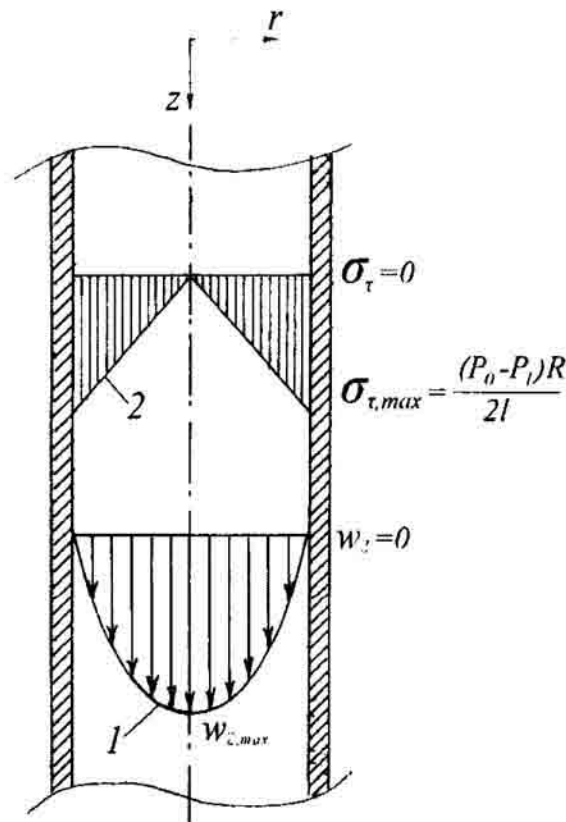


Рис.1.9. Параболический профиль скоростей частиц ньютоновской жидкости (1) в канале круглого сечения и линейная зависимость касательного напряжения от радиуса (2) в соответствии с законом вязкого трения Ньютона

### **Решение II уравнений течения ньютоновских жидкостей**

Рассмотрим течение вязкой (ньютоновской) жидкости в горизонтальной круглой трубе радиусом  $R$ , в которой на участке длиной  $l$  наблюдается перепад давления  $\Delta p$ . За исходную взята система уравнений в цилиндрической системе координат [18, с. 63]:



уравнение движения:

$$\rho w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} = \rho g + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r b_{\tau}}{\partial r}; \quad (1.14)$$

уравнение сохранения массы:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (1.15)$$

$$\text{уравнение состояния: } \rho = \text{const}; \quad (1.16)$$

реологическое уравнение состояния:

$$b_{\tau} = f \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right). \quad (1.17)$$

Для решения системы уравнений (1.14) - (1.17) целесообразно не учитывать действие сил инерции и сил тяжести в уравнении (1.14) и принять граничные условия [18]:

$$w=0 \text{ при } r=R; \quad (1.18)$$

$$p=p_1 \text{ при } z=0, \quad (1.19)$$

$$p=p_2 \text{ при } z=l. \quad (1.20)$$

Реологическое уравнение (1.17) при течении ньютоновской жидкости в трубах принято в виде:

$$b_{\tau} = \mu \cdot \frac{\partial w}{\partial r}; \quad (1.21)$$

где  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости [18, с.64]. Преобразование уравнения (1.14) с учётом (1.15) даёт:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r b_{\tau}}{\partial r}. \quad (1.22)$$

Из уравнения сохранения массы (1.15) следует, что при аксиальном, симметричном и установившемся течении вязкой жидкости скорость  $w$  является функцией только радиуса  $r$ . В этом случае из (1.21) следует, что  $b_{\tau}$  также является функцией только радиуса  $r$ . Таким образом, правая часть соотношения (1.22) зависит только от радиуса  $r$ , а левая часть от  $z$ , так как давление является функцией только  $z$ . Пренебрегая действием сил инерции и сил тяжести в уравнении (1.22), разделим уравнение (1.22):

$$\frac{\partial p}{\partial z} = A = \text{const} \quad (1.23)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r \tau}{\partial r} = A. \quad (1.24)$$

В результате интегрирования (1.23) с учётом (1.19) и (1.20) получается:

$$p = Az + B, \quad (1.25)$$

где

$$A = \frac{p_2 - p_1}{l}; \quad B = p_1. \quad (1.26)$$

При подстановке (1.21) в (1.24) и последующем интегрировании с учётом (2.57) и (2.58) получится распределение скоростей вязкой жидкости в канале кольцевого сечения:

$$w = \frac{A}{4\mu} \cdot \left[ r^2 - \left( \frac{d_2}{2} \right)^2 + \frac{d_2^2 - d_1^2}{4} \cdot \frac{\ln(2r/d_2)}{\ln(d_2/d_1)} \right], \quad (1.27)$$

где  $d_1$  - наружный диаметр внутренней трубы (или диаметр бурильной колонны),  $d_2$  - внутренний диаметр внешней трубы (или диаметр скважины). При  $d_1 \rightarrow 0$  из (1.27) получится уравнение распределения скоростей вязкой жидкости в канале круглого сечения [18, с. 64]:

$$w = \frac{A}{4\mu} \cdot \left( r^2 - \frac{d_2^2}{4} \right). \quad (1.28)$$

Очевидно, что в результате другого решения подтверждается факт параболического распределения скоростей несжимаемой ньютоновской жидкости при ламинарном течении в канале круглого сечения (рис. 1.10), (сравните с рис.1.9).

#### 1.4.2. Каналы кольцевого сечения

##### **Решение I уравнений течения ньютоновских жидкостей**

Рассмотрим ламинарное течение ньютоновской жидкости в канале кольцевого сечения с радиусами  $\alpha R$  и  $R$  [2, с.57]. Жидкость течёт снизу вверх. Уравнение баланса количества движения для тонкого цилиндрического слоя в цилиндрической системе координат аналогично (1.8):

$$\frac{d}{dr} (r \tau_{rz}) = \left( \frac{P_0 - P_1}{l} \right) r, \quad (1.29)$$

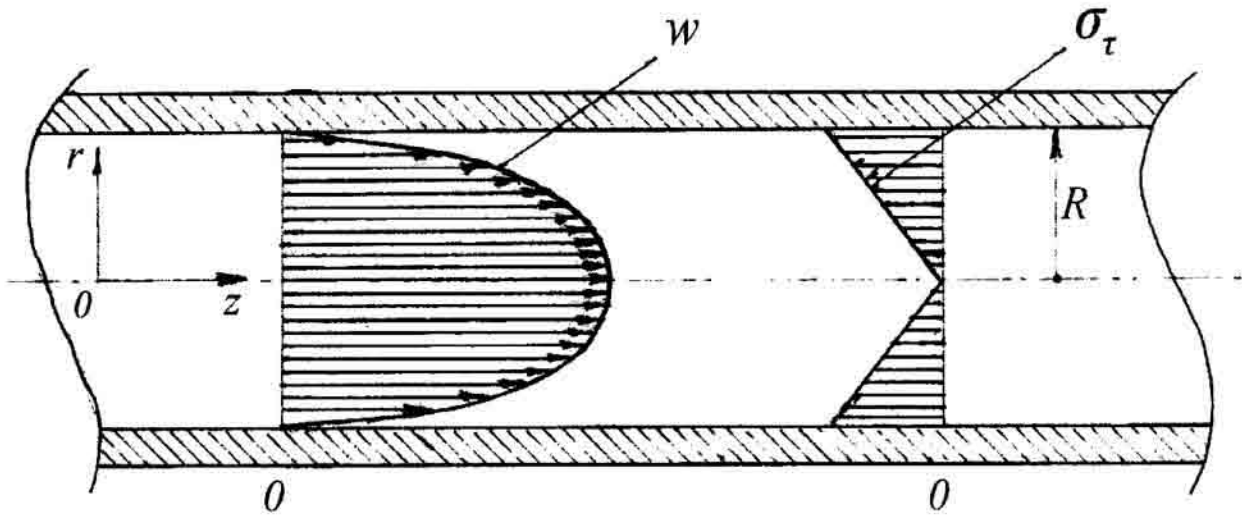


Рис.1.10. Параболический профиль скоростей частиц ньютоновской жидкости (1) в канале круглого сечения и линейная зависимость касательного напряжения от радиуса (2) в соответствии с законом вязкого трения Ньютона

где  $P=p+\rho gz$  (сила давления и массовая сила действуют в противоположных направлениях),  $\alpha R < r < R$ . Интегрирование уравнения (1.29) приводит к соотношению аналогичному (1.9):

$$\sigma_{\tau r z} = \left( \frac{P_0 - P_1}{2l} \right) r + \frac{C_1}{r}. \quad (1.30)$$

В данном случае постоянную  $C_1$  непосредственно определить невозможно, поскольку неизвестно значение потока количества движения на каждую из двух фиксированных поверхностей  $r = \alpha R$  и  $r = R$ . Но можно утверждать, что должен существовать максимум скорости жидкости на кривой профиля скоростей в некотором (пока неизвестном) сечении  $r = \lambda R$ , где поток количества движения равен нулю. Поскольку поток количества движения, по существу, напряжение сдвига, то  $\sigma_{\tau r z} = 0$ . Следствием такого предположения будет:  $C_1 = (P_0 - P_1) (\lambda R)^2 / 2l$ . Подставляя в (1.30), получим:

$$\sigma_{\tau r z} = \frac{(P_0 - P_1) R}{2l} \left[ \left( \frac{r}{R} \right) - \lambda^2 \left( \frac{R}{r} \right) \right], \quad (1.31)$$

где  $\lambda$  - новая неизвестная константа интегрирования, физический смысл которой, в отличие от  $C_1$ , достаточно ясен. Подставляя в уравнение (1.31) выражение закона вязкого трения Ньютона для рассматриваемого случая:

$$\sigma_{\tau r z} = -\mu \cdot \frac{dw_z}{dr}, \quad (1.32)$$

получим дифференциальное уравнение для скорости течения жидкости:

$$\frac{dw_z}{dr} = - \frac{(P_0 - P_1)R}{2\mu l} \left[ \left( \frac{r}{R} \right) - \lambda^2 \left( \frac{R}{r} \right) \right], \quad (1.33)$$

Решение (1.33) позволяет получить выражение для распределения потока количества движения по радиусу ( $\alpha R < r < R$ ):

$$b_{rz} = \frac{(P_0 - P_1)R}{2l} \left[ \left( \frac{r}{R} \right) - \left( \frac{1 - \alpha^2}{2 \cdot \ln(1/\alpha)} \right) \cdot \left( \frac{R}{r} \right) \right], \quad (1.34)$$

и выражение для распределения скорости для стационарного течения несжимаемой жидкости в кольцевом канале ( $\alpha R < r < R$ ):

$$w_z = \frac{(P_0 - P_1)R^2}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 + \left( \frac{1 - \alpha^2}{\ln(1/\alpha)} \right) \ln \left( \frac{r}{R} \right) \right], \quad (1.35)$$

На рис. 1.11 (см. стр. 24) приведены эпюры распределения потока количества движения по радиусу и распределения скоростей частиц несжимаемой ньютоновской жидкости для ламинарного стационарного течения в кольцевом канале.

Касательное напряжение изменяется по радиусу в соответствии с логарифмическим законом (1.34).

### **Решение II уравнений течения ньютоновских жидкостей**

Рассмотрим ещё один случай ламинарного течения ньютоновской жидкости в горизонтальном канале кольцевого сечения с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  [11, с.98]. Общее уравнение течения имеет вид:

$$- \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu \cdot \frac{\partial w}{\partial r} \cdot r \right) = \frac{p}{l} \cdot r, \quad (1.36)$$

Двукратное интегрирование общего уравнения течения позволяет найти уравнение для скорости в кольцевом пространстве в виде:

$$w_z = \frac{p}{4\mu l} \left[ R_2^2 - r^2 - \frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln(R_2/R_1)} \cdot \ln \left( \frac{R_2}{r} \right) \right], \quad (1.37)$$

Находя производную  $dw_z/dr$  и приравнивая её к нулю, можно найти значение радиуса, соответствующее максимальной скорости жидкости:

$$r_m = \sqrt{\frac{R_2^2 - R_1^2}{2 \ln(b/a)}} = R_2 \rho_m; \quad (1.38)$$

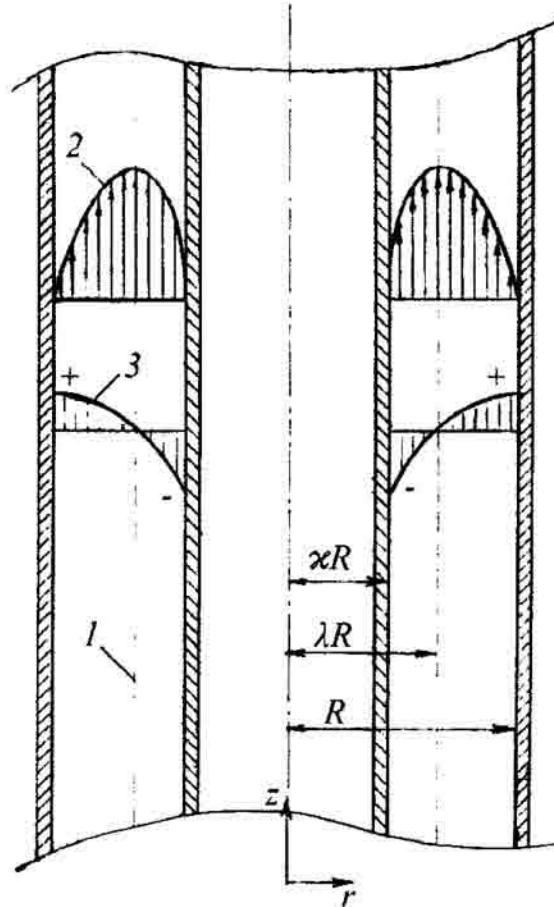


Рис.1.11. Восходящее ламинарное течение ньютоновской жидкости в кольцевом пространстве:  
 1 - поверхность с нулевым потоком количества движения и максимальной скоростью частиц жидкости;  
 2 - распределение скоростей частиц жидкости;  
 3 - распределение потока количества движения (касательного напряжения) по радиусу

где

$$\rho_m = \sqrt{\frac{1-\alpha^2}{2\ln(1/\alpha)}}; \quad \alpha = \frac{R_1}{R_2}. \quad (1.39)$$

Очевидно, что распределение скоростей частиц потока несжимаемой ньютоновской жидкости при ламинарном течении в кольцевом пространстве отличается от формы параболы (рис.1.12), (см. стр. 25). Расположение максимальной скорости в кольцевом пространстве зависит от соотношения диаметров труб и серединой не является. [11, с.99].

#### 1.4.3. Течение ньютоновской жидкости в плоском канале, образованном двумя параллельными пластинами

Рассмотрим расчёт профиля скоростей стационарного ламинарного течения ньютоновской жидкости в плоском канале с помощью уравнений Навье-Стокса (Л-1), (С-20) [15].

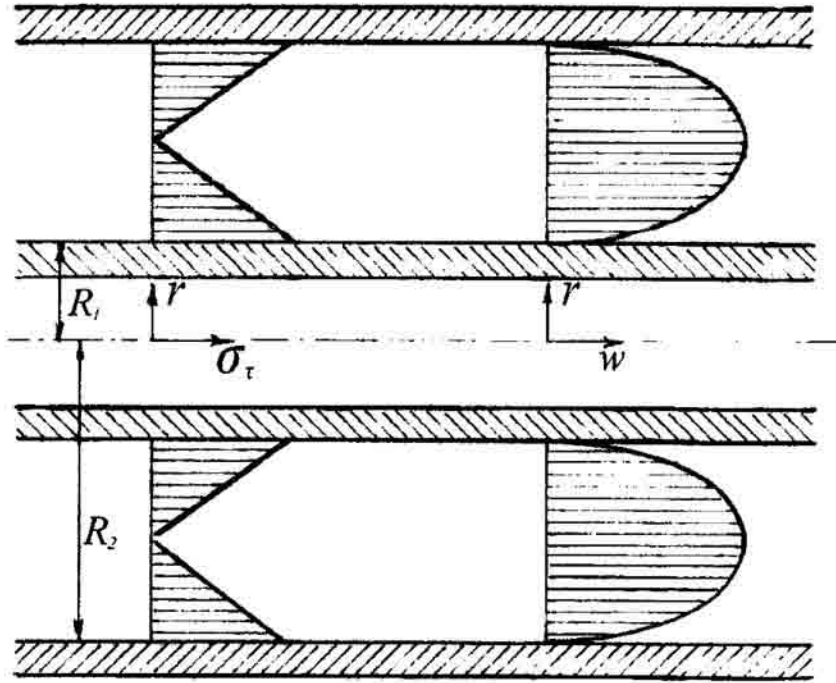


Рис.1.12. Ламинарное течение ньютоновской жидкости в кольцевом пространстве:

- 1 - поверхность с нулевым потоком количества движения и максимальной скоростью частиц жидкости;
- 2 - распределение скоростей частиц жидкости;
- 3 - распределение потока количества движения (касательного напряжения) по радиусу

Расположим ось  $x$  по оси канала в направлении течения жидкости. Ось  $y$  перпендикулярно плоскости пластин, а ширину пластин примем достаточную, чтобы скорость течения по ширине можно было бы считать постоянной, т.е.  $\partial w_x / \partial z = 0$ . В связи с тем, что поток плоский,  $w_y = w_z = 0$  и  $\partial w_y / \partial y = \partial w_z / \partial z = 0$ . Из уравнения неразрывности потока (Л-2) для несжимаемой жидкости следует, что  $\partial w_x / \partial x = 0$ , а следовательно, и  $\partial^2 w_x / \partial x^2 = 0$ . В результате тормозящего действия пластин скорость жидкости изменяется только по нормали к ним (вдоль оси  $y$ ), и  $\partial w_x / \partial y \neq 0$ . При этих условиях уравнения Навье-Стокса приобретают вид:

$$-\frac{dp}{dx} = \mu \frac{d^2 w_x}{dy^2}. \quad (1.40)$$

Если жидкость несжимаема ( $\rho = \text{const}$ ) и расстояние между пластинами тоже постоянно ( $H = 2h$ ), то величины  $dp/dx$  и  $\partial w_x / \partial y$  не зависят от  $x$ , т.е. постоянны по длине потока. В результате интегрирования уравнения (1.40) получим:

$$-\frac{dw_x}{dy} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot y + C_1. \quad (1.41)$$



Константа интегрирования  $C_1$  находится из условия симметрии потока:  $\partial w_x / \partial y = 0$  при  $y=0$ . Следовательно,  $C_1=0$ . Вторая процедура интегрирования приводит к следующему выражению:

$$w_x = - \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot y^2 + C_2. \quad (1.42)$$

Константа интегрирования  $C_2$  определяется исходя из того факта, что на границе жидкости со стенкой (т.е. при  $y=h$  и  $y=-h$ ) скорость равна нулю,  $w_x=0$ .

$$C_2 = - \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot h^2 \quad (1.43)$$

и

$$w_x = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot (h^2 - y^2). \quad (1.44)$$

Уравнение (1.44) описывает профиль скоростей при ламинарном течении ньютоновской жидкости между плоскими пластинами. Наибольшая скорость  $w_{max} = h^2 (dp/dx) / \mu$  наблюдается при  $h=0$ . Преобразуя (1.44), получим:

$$w_x = w_{max} \left[ 1 - \left( \frac{y}{h} \right)^2 \right]. \quad (1.45)$$

Уравнение (1.45) подтверждает характерное свойство ламинарных потоков ньютоновских жидкостей - при движении жидкости между параллельными пластинами наблюдается параболическое распределение скоростей в направлении, перпендикулярном направлению движения [15].

В заключение раздела об основных закономерностях течения ньютоновских жидкостей необходимо отметить достаточно важный факт: решения уравнений течения относительно просты для ламинарного течения и каналов геометрически простых форм - круглых, кольцевых, плоскопараллельных. Решения уравнений течения для турбулентного течения в каналах более сложных форм сопряжены математическими трудностями.

## 2. Основные закономерности течения неньютоновских жидкостей

Неньютоновские жидкости - подвижные среды, структурные элементы которых (атомы, молекулы, макромолекулы, ионы, молекулы с полярными группами, волокнистые материалы, твёрдые частицы) имеют размер более 1 нм и/или предрасположены к образованию агрегатов с функцио-

нальной дифференциацией. С точки зрения реологии, неньютоновские жидкости - это подвижные среды, у которых связь градиента скорости с вызывающим его касательным напряжением выражается более сложными, чем (В-2), (В-3), (В-6) зависимостями. Для неньютоновских жидкостей характерно изменение наблюдаемой вязкости с изменением скорости деформации (рис.Н-1; рис.2.2; рис.2.4; рис.В-2; рис.В-3; рис.П-4). Причиной сложных зависимостей градиента скорости и касательного напряжения является взаимодействие частиц среды, более сложное строение и наличие структурированности. Структура неньютоновских жидкостей определяется характером взаимодействия больших молекул в сплошной среде и частиц в дисперсиях. В дисперсиях это взаимодействие обуславливается контактом частиц или взаимным влиянием адсорбционных слоёв. В растворах полимеров и в дисперсиях волокнистых материалов структурирование происходит вследствие переплетения макромолекул, микро- или макрочастиц либо вследствие взаимодействия полярных функциональных групп.

Неньютоновские жидкости классифицируются на три обширные группы - реологически стационарные системы, реологически нестационарные системы и вязкоупругие жидкости. В этом разделе рассматриваются только реологически стационарные системы, в частности тела Шведова и тела Бингама.

Закономерности течения неньютоновских жидкостей могут быть описаны уравнениями движения в напряжениях (2.1), полученными без каких-либо условий относительно свойств жидкости. Они описывают общие закономерности механики сплошной среды и применимы к любым подвижным средам [15]:

$$\begin{cases} \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_x}{\partial \tau} \right) = \rho P_x + \left( \frac{\partial b_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial b_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial b_{zx}}{\partial z} \right); \\ \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_y}{\partial \tau} \right) = \rho P_y + \left( \frac{\partial b_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial b_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial b_{zy}}{\partial z} \right); \\ \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial \tau} \right) = \rho P_z + \left( \frac{\partial b_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial b_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial b_{zz}}{\partial z} \right). \end{cases} \quad (2.1)$$

где  $\rho P_x$ ,  $\rho P_y$ ,  $\rho P_z$  - проекции удельной массовой силы (Н/м<sup>3</sup>) на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно, ( $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$  - проекции ускорения, обусловленного массовой силой, имеющие размерность ускорения, м/с<sup>2</sup>, на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно); составляющие  $b_{xx}$ ,  $b_{yy}$  и  $b_{zz}$  являются



нормальными напряжениями, вызывающими растяжение или сжатие движущейся жидкости вдоль соответствующих осей: составляющие  $b_{yx}$  и  $b_{zx}$ ,  $b_{xy}$  и  $b_{zy}$ ,  $b_{xz}$  и  $b_{yz}$  являются соответствующими касательными напряжениями. Уравнения (2.1) являются, по существу, уравнениями баланса сил, действующих в текущей жидкости, отнесённых к единице объёма,  $H/m^3$ , и получены без каких-либо условий относительно свойств жидкости, описывают общие закономерности механики сплошной среды и применимы к любым подвижным средам (см. также (С-13), (С-23), раздел 8). Однако в уравнения (2.1) входят производные касательных и нормальных напряжений, которые невозможно определить экспериментально. Для перехода от уравнений течения в напряжениях к уравнениям, содержащим только составляющие скорости, необходимо учесть свойства жидкости и структуру потока [15].

Классификация неньютоновских жидкостей достаточно обширна и противоречива ввиду нечёткости используемых терминов, понятий и перевода на русский язык (см. "Уточнения значений терминов" и раздел 8). Промывка скважин осуществляется вязкопластичными и бингамовскими жидкостями. Для них характерно наличие предела упругости, линейного участка зависимости  $b_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  и возвращения в первоначальное состояние после того, как перестаёт действовать приложенное к ним касательное напряжение. В современных технологиях используются и другие промывочные жидкости (например, псевдопластичные жидкости), позволяющие существенно снизить затраты энергии на промывку скважин.

### 2.1. Градиент скорости и скорость деформации

Закон вязкого трения Ньютона (1.1) устанавливает наличие линейной зависимости между касательным напряжением и градиентом скорости для жидкости, текущей ламинарно и прямолинейно, (рис. В-1):

$$b_{\tau} = - \mu \cdot \frac{dw}{dl}, \quad (2.2)$$

где  $dw/dl$  - градиент скорости,  $c^{-1}$ ,  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости,  $Pa \cdot c$ . В общем случае пространственного течения для неньютоновской жидкости принято вместо градиента скорости записывать скорость деформации  $d\gamma/d\tau$  той же размерности. Для этого правую часть уравнения:

$$b_{\tau} = f\left(\frac{dw_x}{dy}\right), \quad (2.3)$$

записывают в форме, аналогичной закону упругости Гука (Hooke Robert; 1635-1703):

$$\frac{d\omega_x}{dy} = \frac{d}{dy} \left( \frac{dx}{d\tau} \right) = \frac{d}{d\tau} \left( \frac{dx}{dy} \right) = \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (2.4)$$

где  $\gamma = dx/dy$  - деформация в рассматриваемой точке,  $\tau$  - время,  $d\gamma/d\tau$  - скорость сдвига (скорость деформации) в рассматриваемой точке. Таким образом, скорость сдвига (деформации) одномерного течения равна градиенту скорости  $d\omega/dl$ . Величина  $\gamma$  определяет относительное смещение жидкости в направлении оси  $x$  при изменении координаты  $y$  на  $dy$ . Другими словами,  $d\gamma/d\tau$  - скорость деформации двумерного течения в плоскости  $x-y$ . С учётом (2.4) выражение (2.3) представляют в виде:

$$\frac{d\omega_x}{dy} = \frac{d\gamma}{d\tau} = f'(\sigma_\tau), \quad (2.5)$$

а зависимость напряжения сдвига от скорости деформации имеет вид:

$$\sigma_\tau = f \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right) = -\mu_n \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (2.6)$$

где  $\mu_n$  - наблюдаемая (локальная, эффективная) вязкость. Знак минус, так же как и в уравнении (1.1), указывает на направление потока энергии при течении жидкостей, в части литературы закон (1.1) соблюдается [2, 13, 14, 15, 17, 24], в части - нет [1, 11, 18, 19].

## 2.2. Вязкопластичные жидкости

Вязкопластичные жидкости (тела Шведова) - неньютоновские жидкости, имеющие предел текучести (начальное напряжение сдвига  $\sigma_{\tau 0} > 0$ ), имеющие в своём составе высокомолекулярные соединения и характеризующиеся уменьшением наблюдаемой (локальной, кажущейся, эффективной) вязкости с возрастанием скорости деформации (рис.2.1, рис.2.2, см. также раздел 8).

Для вязкопластичных жидкостей характерно наличие начального нелинейного участка зависимости  $\sigma_\tau = f(d\gamma/d\tau)$  с последующим спрямлением зависимости  $\sigma_\tau = f(d\gamma/d\tau)$ . При наличии ярковыраженного линейного участка зависимости напряжения сдвига от скорости деформации уравнение течения имеет вид:

$$\sigma_\tau - \sigma_{\tau д} = -\eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (2.7)$$

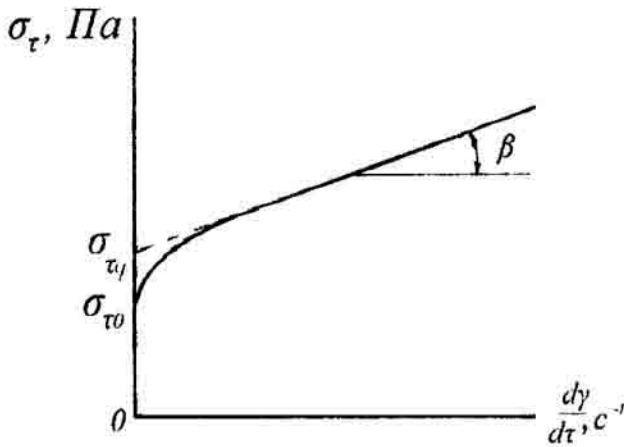


Рис.2.1. Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации для вязкопластичной жидкости;  $\tau_0 \beta = \eta$  - коэффициент пластической вязкости

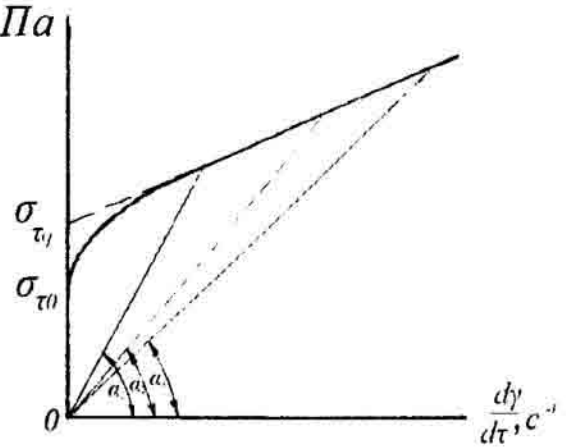


Рис.2.2. Уменьшение наблюдаемой (эффективной) вязкости,  $\mu_n$ , вязкопластичной жидкости с увеличением скорости деформации,  $d\gamma/d\tau$ ;  $\mu_{n1} > \mu_{n2} > \mu_{n3}$

ИЛИ

$$\sigma_\tau = \sigma_{\tau д} + \eta \cdot \left( - \frac{d\gamma}{d\tau} \right), \quad (2.8)$$

где  $\eta$  - коэффициент пластической вязкости,  $\sigma_{\tau д}$  - динамическое напряжение сдвига. Характерной чертой поведения вязкопластичных жидкостей является наличие предела упругости (начального напряжения сдвига  $\sigma_{\tau 0}$ ), после превышения которого структура жидкости разрушается. Нелинейный, математически не описываемый\* участок зависимости  $\sigma_\tau = f(d\gamma/d\tau)$  можно объяснить расплетением и выравниванием длинных молекул (например, карбоксиметилцеллюлозы, природных полимеров бентонита, желатины и др.) вдоль линий тока. Диссипация энергии при этом уменьшается. См. также раздел 2.4.

\*Примечание. Имеется в виду структурное, детерминистическое описание характера этой кривой как функции физических и химических характеристик сплошной среды. Экспериментально-статистическая модель течения вязкопластичной жидкости (т.е. формальное описание) была предложена в 1889 г. русским физиком, профессором Санкт-Петербургского университета Ф.Н.Шведовым (1840-1905):

$$\sigma_\tau = K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n + \vartheta, \quad (2.9)$$

где  $K$  - константа, являющаяся мерой консистенции неньютоновской жидкости,  $n$  - параметр, определяющий меру физико-химического взаимодействия компонентов неньютоновской жидкости и процесс выстраивания длинных молекул ВМС вдоль линий тока,  $\vartheta$  - предельное напряжение сдвига, истинный предел текучести. В нашем случае  $n < 1$ , т.е. наблюдаемая вязкость постепенно уменьшается с возрастанием скорости сдвига.

По достижении некоторого критического значения скорости деформации, зависимость  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  становится линейной, т.е. поведение вязкопластичной жидкости в дальнейшем похоже на поведение ньютоновской жидкости с предельным значением коэффициента вязкости  $\eta$ , называемым коэффициентом *пластической (структурной) вязкости* (если в процессе нагружения жидкости линейность зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  достижима)\*. Экстраполяция линейного участка зависимости (2.8) до пересечения с осью ординат отсекает на ней отрезок  $\sigma_{\tau d}$ , характеризующий так называемое *динамическое напряжение сдвига*, величину которого непосредственно экспериментально определить невозможно (рис. 2.1). Динамическое напряжение сдвига имеет больше математическую, чем физическую интерпретацию (см. с. 34). В отличие от динамического коэффициента вязкости  $\mu$  коэффициент *пластической (структурной) вязкости*  $\eta$  у большинства веществ константой не является.

Как и в случае ньютоновских жидкостей (1.1) знак минус обусловлен отрицательным значением *градиента скорости*, т.е. количество движения (*импульс*) передаётся от слоёв жидкости, движущихся с большей скоростью, к слоям жидкости, движущимся с меньшей скоростью. Аналогично, в части современной литературы знак минус подразумевается; в зависимости от сущности задачи и метода решения он либо учитывается, либо нет.

$$\sigma_{\tau} - \sigma_{\tau d} = \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (2.10)$$

К вязкопластичным жидкостям относятся глинистые растворы, "цементные растворы" с добавками ВМС, торфяная масса и т.п.

### 2.3. Бингамовские жидкости

Бингамовские жидкости (*Бингама тела*) – *неньютоновские жидкости*, имеющие предел текучести  $\sigma_{\tau 0}$  (*начальное напряжение сдвига*) и линейную зависимость  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ . Бингамовским жидкостям свойственно сохранение *структуры* (*неподвижность*) вплоть до достижения напряжения, равного начальному напряжению сдвига (*упругости пределу*).

---

\*Примечание. Строго говоря, поведение вязкопластичной жидкости не становится похожим на поведение ньютоновской жидкости, ибо начальное и динамическое напряжения сдвига не исчезают и после прекращения течения воспроизводятся. Более того, у ньютоновских жидкостей динамическая вязкость является константой вещества, а у неньютоновских жидкостей динамическая вязкость является локальной характеристикой среды при данном сочетании напряжения сдвига и скорости деформации и уменьшается с увеличением скорости деформации (кроме дилатантных жидкостей).



Под действием напряжений, превышающих предел текучести, структура резко разрушается и жидкость течёт до некоторой степени подобно ньютоновской жидкости (рис.2.3). Такое поведение тел Бингама можно объяснить тем, что их структурными элементами являются твёрдые частицы различной формы и им не нужно выстраиваться вдоль линий тока (строго говоря, бывают частицы похожие на спички, иглы, спицы и им будет естественно выстраиваться вдоль линий тока; диссипация энергии при этом уменьшится, жидкость станет анизотропной и на кривой течения может проявиться начальный нелинейный участок). С увеличением скорости деформации наблюдаемая (эффективная, локальная, кажущаяся, действующая) вязкость тел Бингама уменьшается (рис.2.4).

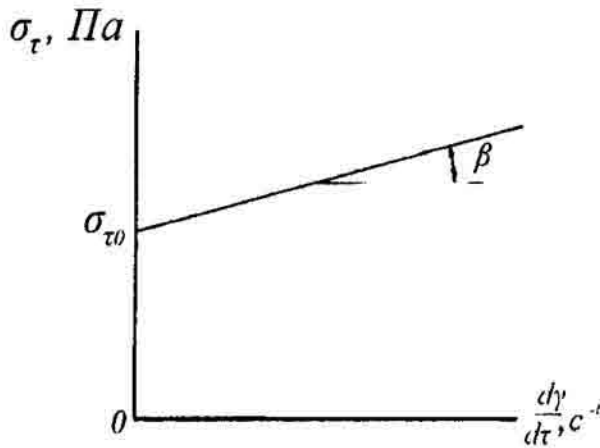


Рис.2.3. Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации для бингамовских жидкостей  $\operatorname{tg} \beta = \eta$  - коэффициент пластической вязкости

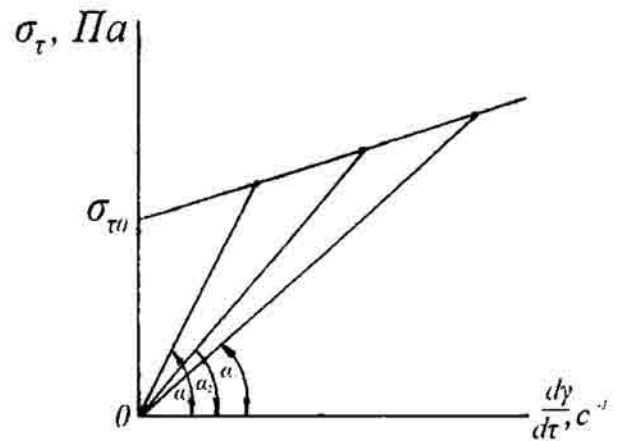


Рис.2.4. Уменьшение наблюдаемой (эффективной) вязкости,  $\mu_n$ , бингамовских жидкостей с увеличением скорости деформации,  $d\gamma/d\tau$ ;  $\mu_{n1} > \mu_{n2} > \mu_{n3}$

Соответствующая математическая модель течения в 1916 г. была предложена Ю.Бингамом (E. Bingham; 1878-1945) [34] и имеет вид:

$$\sigma_\tau - \sigma_{\tau 0} = -\eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (2.11)$$

или

$$\sigma_\tau = -\eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau} \pm \sigma_{\tau 0}, \quad (2.12)$$

где  $\eta$  - коэффициент пластической вязкости,  $\sigma_{\tau 0}$  - начальное или статическое напряжение сдвига. Поведение тел Бингама можно объяснить из предположения о наличии у покоящейся жидкости пространственной структуры, достаточно жёсткой, чтобы оказывать сопротивление любому напряжению, не превосходящему по величине  $\sigma_{\tau 0}$ . При превышении ста-

тического напряжения структура полностью разрушается и система ведёт себя как ньютоновская жидкость при напряжениях сдвига  $\tau > \tau_0^*$ . При снижении напряжения сдвига  $\tau < \tau_0$ , структура снова восстанавливается (например, поведение масляной краски с твёрдым пигментом).

Как и в случае ньютоновских жидкостей (1.1), знак минус обусловлен отрицательным значением градиента скорости, т.е. количество движения (импульс) передаётся от слоёв жидкости, движущихся с большей скоростью, к слоям жидкости, движущимся с меньшей скоростью. Аналогично, в части современной литературы знак минус подразумевается; в зависимости от сущности задачи и метода решения он либо учитывается, либо нет:

$$\tau - \tau_0 = \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau} \quad (2.13)$$

или

$$\tau = \tau_0 + \eta \cdot \left( - \frac{d\gamma}{d\tau} \right) \quad (2.14)$$

В литературе [18] приводится и другая форма уравнения течения тела Бингама:

$$\tau = \pm \tau_0 + \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau} \quad (2.15)$$

где знак плюс берётся при  $d\gamma/d\tau > 0$  и минус при  $d\gamma/d\tau < 0$ .

Примеры бингамовских жидкостей: буровые растворы, шламы, масляные краски, зубные пасты, сточные грязи и т.п.

Главной особенностью неньютоновских жидкостей является зависимость наблюдаемой (эффективной) вязкости от скорости деформации (скорости течения) (рис. 2.2, рис. 2.4 и рис. Н-2 - рис. Н-5), отличающаяся от линейной  $y = bx$  или  $y = b_0 + b_1x$ . Поэтому в потоке неньютоновской жидкости, в котором скорость меняется по сечению потока, меняется и наблюдаемая вязкость. В этом заключается своеобразие поведения неньютоновских жидкостей при ламинарном течении - изменение ка-

\*Примечание. Здесь рассматривается упрощённый вариант модели Бингама, в которой под  $\tau_0$  подразумевается отрезок на оси ординат (напряжений сдвига), отсекаемый при продолжении прямолинейного участка кривой течения до пересечения с осью ординат. Кривая течения проводится через экспериментальные точки  $\tau = f(d\gamma/d\tau)$ , используя графические и/или аналитические методы. Дело в том, что в диапазоне малых скоростей деформации зависимость  $\tau = f(d\gamma/d\tau)$  для реальных неньютоновских жидкостей отклоняется от прямой, что противоречит модели Бингама. Реальная неньютоновская жидкость не может выдержать какое-либо конкретное напряжение, не деформируясь в течение неопределённого времени, - медленно, но верно она начинает течь. Действительное напряжение сдвига, при котором начинается течение, меньше, чем  $\tau_0$  (при отсутствии проявлений тиксотропии) и называется предельным напряжением сдвига (истинным пределом текучести)  $\vartheta$ , (true yield value), имеющим физико-химическую интерпретацию [19].

сательного напряжения от нуля на оси потока до максимального значения на стенке вызывает изменение вязкости и, следовательно, локального значения критерия Рейнольдса (строго говоря, локальное значение критерия  $Re$  в радиальном направлении при ламинарном течении меняется и у ньютоновских жидкостей в результате изменения скорости, но на этот факт обычно внимание не обращают). В противоположность ньютоновским для неньютоновских жидкостей невозможно указать критическое значение критерия Рейнольдса,  $Re_{кр}$ , соответствующее переходу к турбулентному течению. Единого критического значения критерия Рейнольдса нет – оно различно для разных жидкостей. Более того, для высоковязких неньютоновских жидкостей турбулентный режим течения практически трудно достижим. В ядре потока неньютоновских жидкостей турбулентные напряжения не зависят от молекулярной вязкости [15].

#### 2.4. Общие закономерности течения тел Шведова и тел Бингама

Особенности состава и строения тел Шведова и тел Бингама являются причиной их поведения при деформировании существенно отличающегося от поведения ньютоновских жидкостей и некоторых неньютоновских. К особенностям состава относятся присутствие высокомолекулярных соединений (тела Шведова) и твёрдых частиц (тела Бингама). Особенностью строения является взаимодействие высокомолекулярных соединений и твёрдых частиц друг с другом и с молекулами растворителя, следствием которого является образование пространственной структуры, более или менее жёсткой. При попытке деформирования тела Шведова и тела Бингама сопротивляются сдвигу до преодоления предела упругости. После разрушения структуры деформирование тел Бингама происходит по линейному закону, а у тел Шведова вначале наблюдается нелинейный участок выравнивания длинных молекул полимера вдоль линий тока, после чего деформация также происходит по линейному закону. Другими словами, уравнения течения тел Шведова и тел Бингама при скоростях деформации в технологических процессах имеют одинаковый вид  $y = b_0 + b_1 x$ , где  $b_1$  – пластическая вязкость  $\eta$ , а  $b_0$  – динамическое ( $b_{\tau_d}$ ) и статическое ( $b_{\tau_0}$ ) напряжения сдвига, соответственно (в принятых автором обозначениях).

Не лишнее отметить, что при анализе течения интерес представляют не деформации (которые очень велики), а скорости деформации, т.е. скорости течения. Скорость деформации пропорциональна действующим напряжениям, а деформация увеличивается пропорционально времени и сохраняется после устранения напряжений [19, с.24].

Особенности состава и строения тел Шведова и Бингама приводят к особенностям их течения. В области структурного течения (т.е. при частичном сохранении первичной структуры) в центре потока наблюдается *ядро потока*, движущееся как твердое тело, и периферийная область, где скорости частиц жидкости уменьшаются от скорости движения ядра потока до нуля на стенке. Соотношение размеров ядра потока и периферийной области и характер изменения скоростей частиц в ней как раз и определяются законами течения тел Шведова и Бингама.

## 2.5. Решения уравнений течения неньютоновских жидкостей

### 2.5.1. Каналы круглого сечения

Ламинарное течение тел Шведова и тел Бингама в круглой трубе в общем случае характеризуется наличием ядра потока круглого сечения и периферийной области, в которой скорость жидкости уменьшается от скорости течения ядра потока до нуля на стенке. Для описания течения тел Шведова и Бингама используется цилиндрическая система координат  $z, r, \phi$ , где  $z$  - ось трубы,  $r$  - радиальная координата,  $\phi$  - угловая координата,  $R$  - радиус трубы.

#### **Решение уравнений течения для тел Шведова и Бингама**

Уравнение течения тел Шведова и тел Бингама в круглой трубе в цилиндрических координатах имеет вид [19, с.96]:

$$-P = \frac{\mu_H}{r} \cdot \frac{d}{dr} \cdot \left( r \frac{dw}{dr} \right) + \frac{dw}{dr} \cdot \frac{d\mu_H}{dr} \quad (2.16)$$

где  $P$  - градиент давления,  $\mu_H = f(r)$  - наблюдаемая вязкость,  $w = f(r)$  - скорость частиц жидкости, граничное условие  $w_{r=R} = 0$ . Реологические уравнения для цилиндрической системы координат имеют вид [19]:

$$\sigma_{rgr} = \sigma_{\phi\phi\phi} = \sigma_{zzz} = -p \quad (2.17)$$

$$\sigma_{zr} = \sigma_{rz} = \sigma_{\tau} = \mu_H \frac{dw}{dr} \quad (2.18)$$

Интегрирование уравнений (2.16) и (2.18) позволяет определить распределение скоростей частиц жидкости  $w$  и касательных напряжений  $\sigma_{\tau}$  по радиусу при известной зависимости  $\mu_H = f(r)$ . Для бингамовской жидкости:

$$\mu_H = \eta + \frac{\sigma_{\tau 0}}{\pm dw/dr} = \eta + s \cdot \frac{\sigma_{\tau 0}}{dw/dr}, \quad (2.19)$$

где  $s = \text{sign}(dw/dr)$ . Подставляя (2.19) в (2.16) и интегрируя, получим



уравнение распределения скоростей частиц жидкости по радиусу в области течения, где  $dw/dr \neq 0$  (рис. 2.5):

$$w = \frac{P}{4\eta} \cdot (R^2 - r^2) - \frac{\sigma_{\tau 0}}{\eta} \cdot (R - r). \quad (2.20)$$

Представляет интерес математическое описание области течения, где скорости частиц жидкости  $w = w_{яп} = \text{const}$  и  $dw/dr = 0$ . В этой области жидкость движется как твёрдое тело (твёрдый стержень, цилиндр) без внутренних сдвигов. Уравнение поверхности этого цилиндра  $\sigma_{\tau 0} = |\sigma_{\tau}|$ . Внутри этой области безсдвигового течения имеет место неравенство  $|\sigma_{\tau}| < \sigma_{\tau 0}$ . Из уравнений (2.18) и (2.19) при  $s = -1$  следует, что:

$$\sigma_{\tau} = \eta \cdot \frac{dw}{dr} - \sigma_{\tau 0}. \quad (2.21)$$

В котором зависимость для скорости сдвига  $dw/dr$  можно получить путём дифференцирования уравнения (2.17):

$$\frac{dw}{dr} = - \frac{Pr}{2\eta} + \frac{\sigma_{\tau 0}}{\eta}. \quad (2.22)$$

Подстановка выражения (2.22) в уравнение (2.21) позволяет получить зависимость напряжения сдвига от радиуса:

$$\sigma_{\tau} = - \frac{P}{2} \cdot r, \quad (2.23)$$

из которого следует, что  $\sigma_{\tau} < 0$  (поскольку  $P > 0$  и  $r \geq 0$ ), т.е. напряжения сдвига действуют параллельно оси трубы в направлении

противоположном течению жидкости, а их распределение по радиусу является линейным (рис. 2.5). Из (2.23) следует:

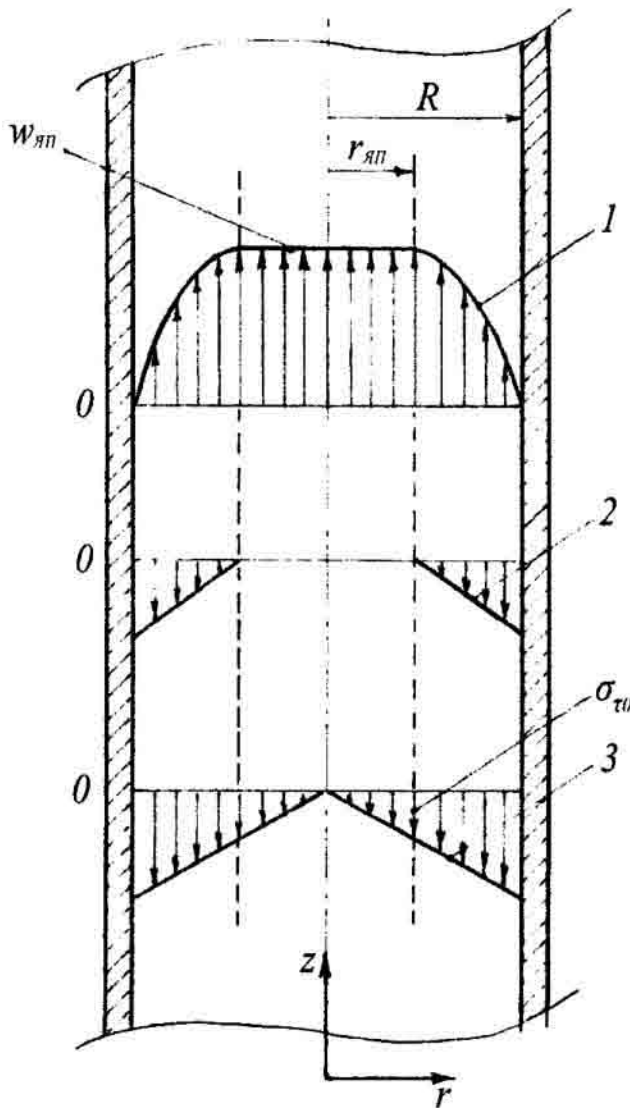


Рис. 2.5. Распределение скоростей частиц потока (1), скоростей сдвига (2) и напряжений сдвига (3) при ламинарном течении бингамовских жидкостей в канале круглого сечения

$$r_{яп} = - \frac{2\delta_{\tau 0}}{P}, \quad (2.24)$$

Таким образом, радиус ядра потока зависит от начального напряжения сдвига и градиента давления  $P$ ; ядро потока расположено аксиально в трубе, внутри него  $\delta_{\tau} < \delta_{\tau 0}$  и  $d\omega/dr=0$ . При  $P \rightarrow \infty$  радиус ядра потока  $r_{яп} \rightarrow 0$ . Это значит, что при некотором предельном значении  $P$  ламинарный режим течения сменится турбулентным и ядро потока разрушится [19]. На рис. 2.5 представлены эпюры скоростей частиц потока  $\omega$  (1), скоростей сдвига  $d\omega/dr$  (2) и напряжений сдвига  $\delta_{\tau}$  (3) при ламинарном течении бингамовских жидкостей в канале круглого сечения.

### **Решение уравнений течения для бингамовских жидкостей**

Рассмотрим течение бингамовской жидкости в вертикальной круглой трубе под действием градиента давления и/или ускорения свободного падения [2, с.55]. Уравнение (1.10) позволяет описать распределение потока количества движения для любого типа течения сквозь круглую трубу. Согласно уравнениям (2.11), (2.12) и рис. 2.3 для бингамовской жидкости градиент скорости равен нулю, пока поток количества движения меньше, чем  $\delta_{\tau 0}$ . Следствием этого является факт существования цилиндрической области, движущейся как твердый стержень. Вне этой области поток количества движения и градиент скорости связаны соотношением (2.12). Подставив это соотношение, записанное в цилиндрических координатах, в уравнение (1.10) получим:

$$\delta_{\tau 0} - \eta \cdot \frac{d\omega_z}{dr} = \left( \frac{P_0 - P_1}{2l} \right) r, \quad (2.25)$$

где величина  $P$  отражает совместное влияние статического давления и силы тяжести, в нашем случае  $P = p - \rho g z$  (см. уравнение (1.8)). В общем случае  $P = p \pm \rho g z$ ;  $P_0$  - в начале "очень длинной трубы" длиной  $l$ ,  $P_1$  - в конце (см. раздел 8, статья *Стабилизации гидродинамической участка*).

Интегрируя дифференциальное уравнение первого порядка (2.25), получим:

$$\omega_z = - \left( \frac{P_0 - P_1}{4\eta l} \right) r^2 + \frac{\delta_{\tau 0}}{\eta} r + C. \quad (2.26)$$

Постоянную интегрирования  $C$  можно вычислить при следующем граничном условии:  $\omega_z = 0$  при  $r = R$ , и распределение скорости по радиусу

приобретает вид [2, с.56]:

$$w_{z, \text{передн}} = \frac{(P_0 - P_1)R^2}{4\eta l} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] - \frac{\sigma_{\tau 0} R}{\eta} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right) \right]. \quad (2.27)$$

где  $r > r_{\text{яп}}$ ,  $r_{\text{яп}}$  - радиус ядра потока, который находится из соотношения  $\sigma_{\tau 0} = (P_0 - P_1)r_{\text{яп}}/2l$ . Подставляя  $r = r_{\text{яп}}$  в (2.27) после преобразований и упрощений, получим:

$$w_{\text{яп}} = \frac{(P_0 - P_1)R^2}{4\eta l} \cdot \left( 1 - \frac{r}{R} \right)^2 \quad (2.28)$$

Ядро потока, распределение скоростей частиц потока и напряжений сдвига в канале круглого сечения представлены на рис. 2.6.

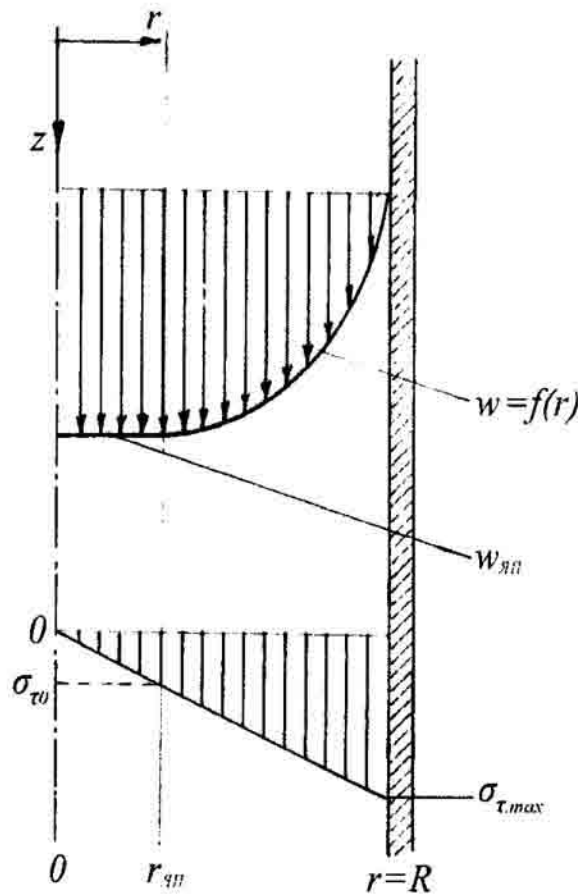


Рис.2.6. Распределение скоростей частиц потока и напряжений сдвига при ламинарном течении бингамовской жидкости в канале круглого сечения

Объемный расход жидкости определяется с помощью уравнения Бингама-Рейнера [2, с.56]:

$$\nu = \frac{\pi(P_0 - P_1)R^4}{8\eta l} \cdot \left[ 1 - \frac{4}{3} \left( \frac{\sigma_{\tau 0}}{\sigma_{\tau R}} \right) + \frac{1}{3} \left( \frac{\sigma_{\tau 0}}{\sigma_{\tau R}} \right)^4 \right], \quad (2.29)$$

**Решение уравнений течения для вязкопластичных жидкостей**

Для полноты описания течения промывочных жидкостей в каналах круглого сечения приведём рассмотрение течения вязкопластичной жидкости в горизонтальной круглой трубе радиусом  $R$ , в которой на участке длиной  $l$  наблюдается перепад давления  $\Delta p$  [18, с.70]. За исходную взята система уравнений:

уравнение движения:

$$\rho w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} = \rho g + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r \tau}{\partial r}; \quad (2.30)$$

уравнение сохранения массы:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (2.31)$$

уравнение состояния:  $\rho = \text{const}; \quad (2.32)$

реологическое уравнение состояния:

$$\tau = f \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right). \quad (2.33)$$

Для решения системы уравнений (2.30) – (2.33) в области между стенкой трубы и ядром потока ( $r \gg r_{яп}$ ) целесообразно не учитывать действие сил инерции и сил тяжести в уравнении (2.30) и принять граничные условия [18]:

$$w=0 \text{ при } r=R; \quad (2.34)$$

$$w=w_{яп}=\text{const} \text{ при } 0 < r < r_{яп}; \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial w}{\partial r} = 0 \text{ при } r=r_{яп}. \quad (2.36)$$

Реологическое уравнение (2.33) при течении вязкопластичной жидкости в трубах при  $\partial w / \partial r < 0$  принято в виде:

$$\tau = -\tau_d + \eta \cdot \frac{\partial w}{\partial r}; \quad \text{при } r \gg r_{яп}. \quad (2.37)$$

где  $\tau_d$  – динамическое напряжение сдвига (у авторов –  $\tau_0$  [18]; см. также раздел 2.4).

При подстановке (2.37) в соотношение:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r \tau}{\partial r} = \frac{p_2 - p_1}{l} \quad (2.38)$$

и интегрировании его, получается общее уравнение распределения скоростей частиц вязкопластичной жидкости по радиусу  $r$ :

$$w = \frac{A}{4\eta} \cdot r^2 + \frac{B}{\eta} \cdot \ln r + \frac{b_{\tau_d}}{\eta} \cdot r + C, \quad (2.39)$$

где  $A=(p_2-p_1)/l = -\Delta p/l$ ;  $B_1=p_1$ , причём  $p=Az+B_1$  [18, с.64].

В результате совместного рассмотрения (2.39), (2.36) и уравнения равновесия ядра потока ( $\pi r_{яп}^2 \Delta p = 2\pi r_{яп} l b_{\tau_d}$ ), параметр  $B=0$ . Исходя из условия (2.34) и факта  $B=0$ , постоянная интегрирования:

$$C = -\frac{A}{4\eta} \cdot R^2 - \frac{b_{\tau_d}}{\eta} \cdot R. \quad (2.40)$$

Результатом подстановки постоянной интегрирования (2.40) в уравнение скорости течения вязкопластичной жидкости (2.39) будет уравнение скоростей частиц жидкости в области ( $r \leq R$ ):

$$w = \frac{A}{4\eta} \cdot (R^2 - r^2) - \frac{b_{\tau_d}}{\eta} \cdot (R - r). \quad (2.41)$$

Уравнение (2.41) описывает распределение скоростей частиц вязкопластичной жидкости по радиусу. Центральная часть потока движется как твёрдое тело без внутренних сдвигов. В нём сохраняется первичная структура вязкопластичной жидкости. Радиус ядра потока зависит от начального напряжения сдвига и градиента давления  $P$ ; условие равновесия сил, действующих на ядро, имеет вид:

$$\pi r_{яп}^2 \Delta p = 2\pi r_{яп} l b_{\tau_d}. \quad (2.42)$$

Из (2.42) радиус ядра потока:

$$r_{яп} = 2l b_{\tau_d} / \Delta p. \quad (2.43)$$

Из (2.41) при условии (2.34) получается скорость движения ядра потока:

$$w_{яп} = -\frac{A}{4\eta} \cdot (R^2 - r_{яп}^2) - \frac{b_{\tau_d}}{\eta} \cdot (R - r_{яп}). \quad (2.44)$$

На рис. 2.7. представлено распределение скоростей частиц потока и напряжений сдвига при ламинарном течении вязкопластичной жидкости в канале круглого сечения.



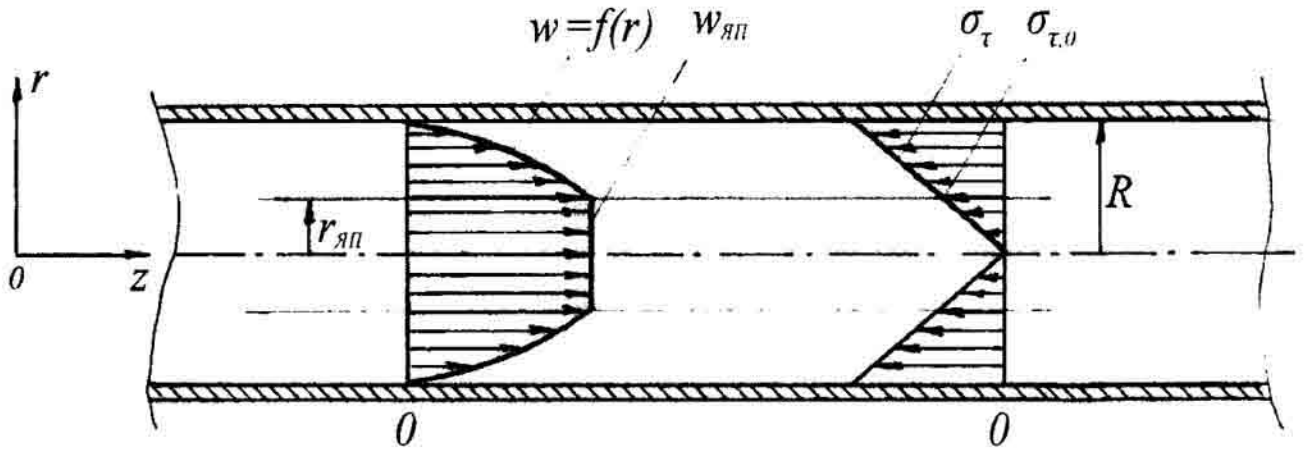


Рис.2.7. Распределение скоростей частиц потока и напряжений сдвига при ламинарном течении вязкопластичной жидкости в канале круглого сечения

Расход жидкости выражается формулой Букингама:

$$\nu = \frac{\pi \Delta p R^4}{8 \eta l} \cdot \left[ 1 - \frac{4}{3} \left( \frac{2 \sigma_{\tau d} l}{R \Delta p} \right) + \frac{1}{3} \left( \frac{2 \sigma_{\tau d} l}{R \Delta p} \right)^4 \right]. \quad (2.45)$$

Формулу Букингама можно привести к параметрическому виду:

$$S = \frac{8\beta}{\left[ 1 - \frac{4}{3} \cdot \beta + \frac{1}{3} \cdot \beta^4 \right]}, \quad (2.46)$$

где  $S$  - параметр Сен-Венана,

$$S = \frac{\sigma_{\tau d} d F}{\eta \nu}; \quad (2.47)$$

а параметр  $\beta$

$$\beta = \frac{2 \sigma_{\tau d} l}{R \Delta p}; \quad (2.48)$$

Зависимость  $\beta=f(S)$  в полулогарифмических координатах (автор *Grodde K. H.*) позволяет вычислять гидравлические сопротивления не-ньютоновских жидкостей при их течении в каналах с эквивалентным диаметром  $d_э$  (рис. 2.8):

$$\Delta p_{тп} = \frac{4 \sigma_{\tau d} l}{\beta d_э}. \quad (2.49)$$

В общем случае, ламинарное течение тел Шведова и тел Бингама характеризуется наличием ядра потока, геометрически подобного сечению канала, и периферийной области, в которой скорость жидкости уменьшается от скорости течения ядра потока до нуля на стенке. С увеличением скорости течения ядро потока уменьшается вплоть до ис-

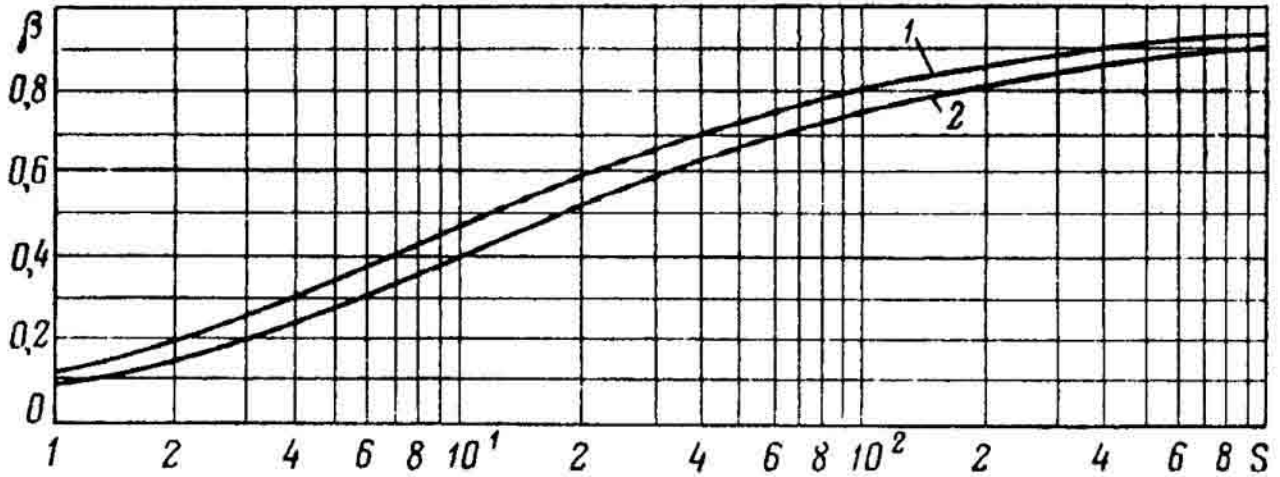


Рис.2.8. Зависимости  $\beta=f(S)$  в полулогарифмических координатах течения ньютоновских жидкостей в каналах круглого (1) и кольцевого (2) сечений. (Автор Grodde K.H.)

чезновения и эпюра скоростей становится похожей на параболу. Степень крутизны (островершинности) определяется реологическими характеристиками тел Шведова и тел Бингама. На рис. 2.9 приведены приблизительные эпюры распределения скоростей частиц потока по радиусу в канале круглого сечения (сравните с рис.1.3).

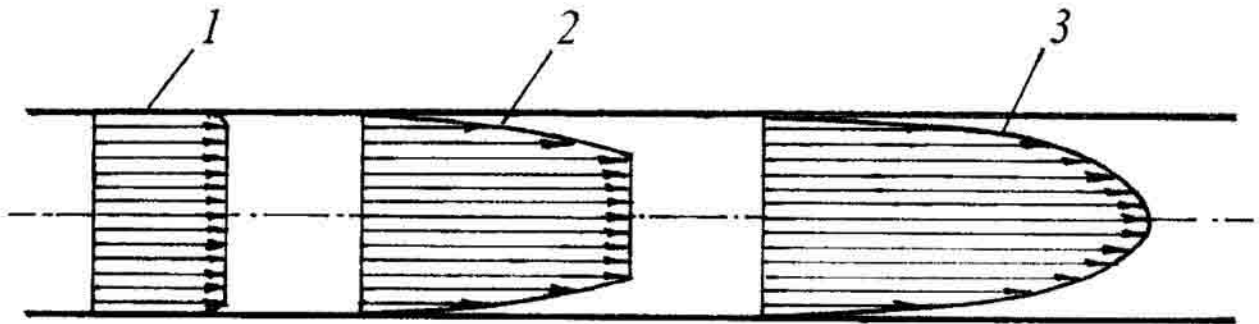


Рис.2.9. Эпюры скоростей ньютоновской жидкости в канале круглого сечения при трёх режимах течения 1 - структурный режим; 2 - ламинарное течение с ядром потока в центре; 3 - турбулентный режим

### 2.5.2. Каналы кольцевого сечения

#### **Решение уравнений течения для бингамовских жидкостей**

Рассмотрим случай ламинарного установившегося течения бингамовской жидкости в кольцевом канале [19, с.118]. Координаты цилиндрические  $z$ ,  $r$  и  $\phi$ . Скорость - функция только радиуса  $w=f(r)$ . Распределение скоростей частиц жидкости определяется из уравнения (2.16), напряжение сдвига - из уравнения (2.18), граничные условия:

$$w=0 \text{ при } r=R_1, \quad (2.50)$$

$$w=0 \text{ при } r=R_2, \quad (2.51)$$

на поверхности ядра потока, движущегося как твёрдое кольцо:

$$dw/dr=0. \quad (2.52)$$

Подстановка (2.19) в (2.16) и интегрирование при граничных условиях (2.50) (2.51) позволяют получить выражения для скоростей в периферийных областях:

при  $R_1 \leq r \leq r_1$

$$w_1 = \frac{P}{4\eta} \cdot (R_1^2 - r^2) + \frac{\sigma_{\tau 0}}{\eta} \cdot (R_1 - r) - \frac{A_1}{\eta} \cdot \ln \frac{R_1}{r}; \quad (2.53)$$

при  $r_2 \leq r \leq R_2$

$$w_2 = \frac{P}{4\eta} \cdot (R_2^2 - r^2) - \frac{\sigma_{\tau 0}}{\eta} \cdot (R_2 - r) - \frac{A_2}{\eta} \cdot \ln \frac{R_2}{r}; \quad (2.54)$$

Присутствие в уравнениях (2.53) и (2.54) логарифмов позволяет объяснить нелинейность зависимостей напряжений сдвига по радиусу (рис. 2.10). Пропустим достаточно громоздкие математические преобразования (2.53) и (2.54) выражений для скоростей сдвига и касательных напряжений [19, с.120] и рассмотрим эпюры скоростей частиц потока  $w$  (1), скоростей сдвига  $dw/dr$  (2) и напряжений сдвига  $\sigma_{\tau}$  (3) при ламинарном течении бингамовских жидкостей в канале кольцевого сечения (рис. 2.10).

В цилиндрической системе координат скорости частиц потока вначале возрастают от нуля до скорости ядра потока, движущегося как твёрдое кольцо, а затем уменьшаются от скорости ядра потока до нуля на стенке. Непрерывность распределения скоростей сдвига по радиусу вызывает предположение о переходе от  $dw/dr > 1$  к  $dw/dr < 1$  через  $dw/dr = 0$ . Однако этот факт предполагает не наличие максимума, как в случае ньютоновских жидкостей, а существование безсдвиговой зоны, которая движется как жёсткое кольцо между двумя кольцевыми областями вязкопластичного течения [19, с.119]. При этом наблюдается смена знака скоростей сдвига и касательных напряжений по радиусу (рис. 2.10).

Отметим также, что  $r_{ср} = (R_1 + R_2)/2$  не равно  $r_{яп} = (r_1 + r_2)/2$ .

### **Решение уравнений течения для вязкопластичных жидкостей**

Рассмотрим также случай течения вязкопластичной жидкости в кольцевом канале [18]. При этом образуется ядро потока, которое имеет форму кольца и перемещается как твёрдое тело (рис. 2.11). Раз-

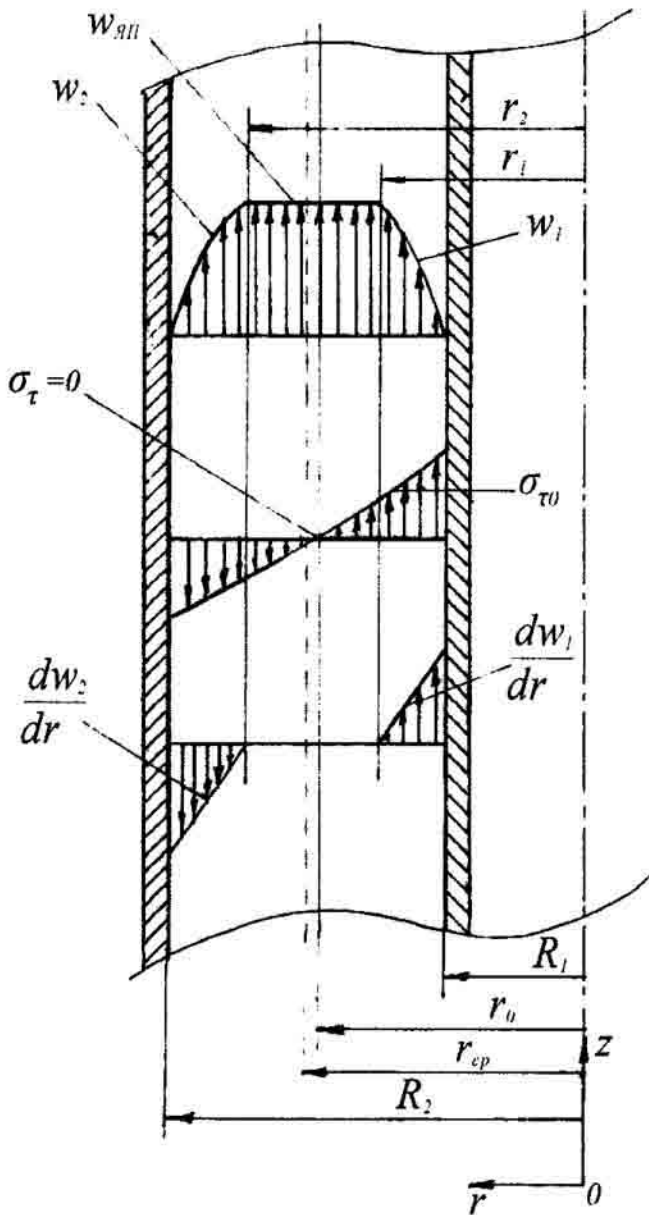


Рис.2.10. Распределение скоростей частиц потока (1), скоростей сдвига (2) и напряжений сдвига (3) при ламинарном течении бингамовских жидкостей в канале кольцевого сечения

меры кольца: площадь поперечного сечения  $\pi(r_2^2 - r_1^2)/4$ , площадь боковой поверхности  $2\pi(r_1 + r_2)l$ , скорость движения  $w_{яп}$ . Ядро потока разделяет всё течение на два градиентных слоя: I, где производная  $\partial w / \partial r < 0$ , и II, где производная  $\partial w / \partial r > 0$ . Для нахождения профиля скоростей  $w$  систему уравнений (2.30) - (2.33) необходимо решать персонально для каждого слоя, так как реологическое уравнение (2.33) для каждого слоя имеет свой вид: для I слоя:

$$\tau = -\tau_d + \eta \cdot \frac{dw}{dr}, \quad (2.55)$$

для II слоя:

$$\tau = +\tau_d + \eta \cdot \frac{dw}{dr}, \quad (2.56)$$

где  $\tau_d$  - динамическое напряжение сдвига (у авторов -  $\tau_0$  [18]; см. также раздел 2.4). Сравните с (2.15). Аналогично (2.39) и граничным условиям:

$$w=0 \text{ при } r=R_1; \quad (2.57)$$

$$w=0 \text{ при } r=R_2; \quad (2.58)$$

$$w=w_{яп} \text{ при } r_1 < r < r_2; \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial w}{\partial r} = 0 \text{ при } r=r_1 \text{ и } r=r_2, \quad (2.60)$$

распределение скоростей частиц жидкости в I слое ( $r_2 < r < R_2$ ):

$$w = \frac{A}{4\eta} \cdot r^2 + \frac{B}{\eta} \cdot \ln r + \frac{\tau_d}{\eta} \cdot r + C, \quad (2.61)$$

распределение скоростей частиц жидкости во II слое ( $R_1 < r < r_1$ ):

$$w = \frac{A}{4\eta} \cdot r^2 + \frac{B_1}{\eta} \cdot \ln r - \frac{\tau_d}{\eta} \cdot r + C_1, \quad (2.62)$$

Наличие в уравнениях (2.61) и (2.62) логарифмов указывает на нелинейный характер зависимости напряжений сдвига по радиусу в кольцевом пространстве. Постоянные интегрирования  $B$ ,  $C$ ,  $B_1$ ,  $C_1$ , размеры ядра потока  $r_1$ ,  $r_2$  и его скорость  $w_{яп}$  определяются из семи уравнений Воларовича-Гуткина [18, с.74]. Пропустим достаточно громоздкие математические преобразования (2.61) и (2.62), выражения для объёмного расхода жидкости и другие. Отметим, что параметр Сен-Венана,  $S$ , имеет вид:

$$S = \frac{b_{\tau д} (d_c - d_n) S}{\eta \nu} = \frac{b_{\tau д} d_э}{\eta w}, \quad (2.63)$$

(сравните с (2.47)), а параметр  $\beta$

$$\beta = \frac{4b_{\tau д} l}{d_э \Delta p}, \quad (2.64)$$

(сравните с (2.48)). Зависимость  $\beta = f(S)$  в полулогарифмических координатах (рис. 2.8, автор *Grodde K.H.*) позволяет вычислять гидравлические сопротивления неньютоновских жидкостей при их течении в каналах с эквивалентным диаметром  $d_э$ :

$$\Delta p_{тр} = \frac{4b_{\tau д} l}{\beta d_э}. \quad (2.65)$$

Выбор  $b_{\tau д}$  или  $b_{\tau о}$  определяется видом промывочной жидкости — для тел Бингама,  $b_{\tau о}$ , а для тел Шведова,  $b_{\tau д}$  (см. раздел 2.4, с. 34).

На рис. 2.11 представлены эпюры скоростей частиц потока  $w$  (1) и напряжений сдвига  $b_{\tau}$  (2) при течении вязкопластичной жидкости в канале кольцевого сечения [18, с.73].

Аналогично распределению скоростей комков бингамовской жидкости по радиусу в цилиндрической системе координат скорости частиц потока вначале возрастают от нуля до скорости ядра потока, движущегося как твёрдое кольцо, а затем уменьшаются от скорости ядра потока до нуля на стенке. В этом случае также наблюдается существование безсдвиговой зоны, которая движется как твёрдое тело между двумя кольцевыми областями вязкопластичного течения [18, с.73]. При этом также наблюдается смена знака скоростей сдвига и касательных напряжений по радиусу (рис. 2.11). Это совершенно естественно при интегрировании уравнений течения в цилиндрической системе координат, но в сознании человека плохо согласуется с природой явления (сравните



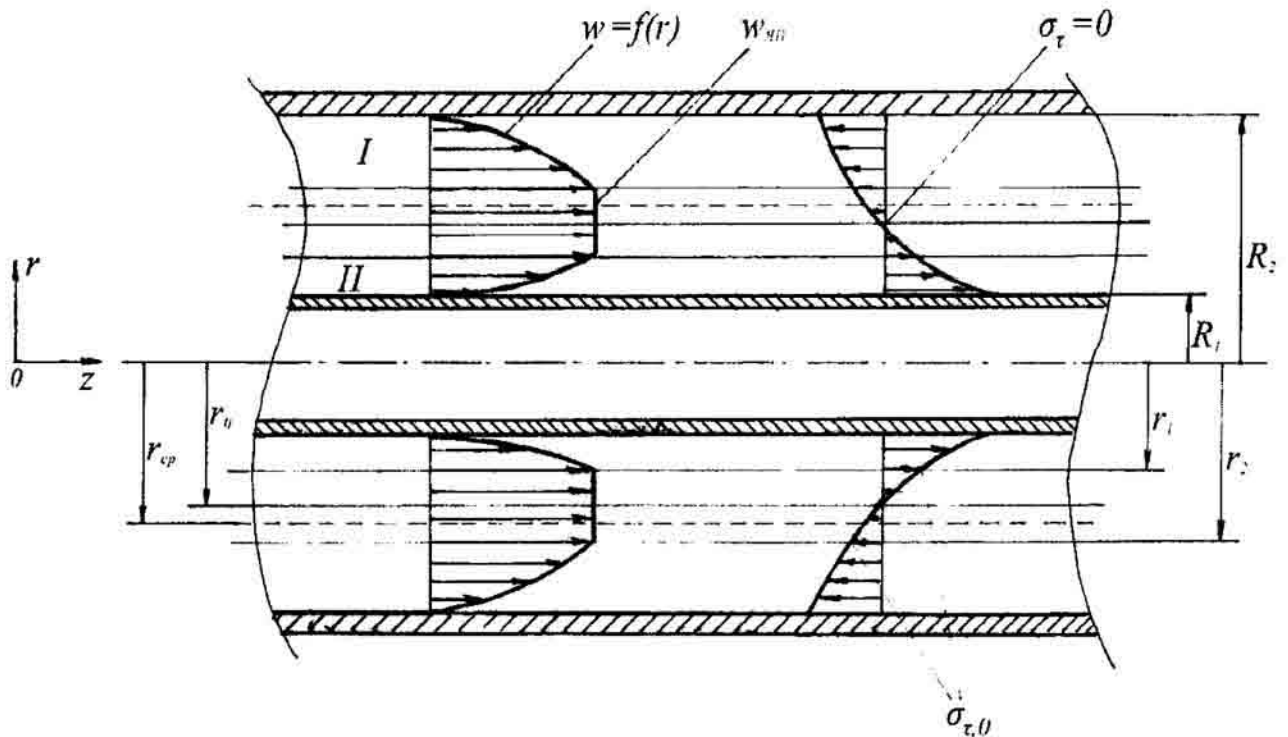


Рис.2.11. Распределение скоростей частиц потока (1) и напряжений сдвига (2) при течении вязкопластичных жидкостей в канале кольцевого сечения

с рис.1.12).

Отметим также, что  $r_{cp}=(R_1+R_2)/2$  не равно  $r_{яп}=(r_1+r_2)/2$ .

## 2.6. Каналы с эксцентричным кольцевым пространством

Практически все приведённые выше рассуждения относятся к аксиальному расположению бурильной или обсадной колонны в скважине. Практически это наблюдается в отдельных частях скважины, а в большей части скважины бурильные (обсадные) колонны либо касаются стенок скважины (рис.2.12) [11], либо находятся в непосредственной близости (рис.2.13, 2.14) [11, 19].

Соотношение области течения и застойной зоны, а также распределение скоростей частиц жидкости в области течения определяются величиной эксцентриситета, соотношением радиусов  $R$  и  $r$ , объёмным расходом и реологическими характеристиками технологической жидкости (рис.2.12). Зона заиливания располагается по окружности бурильной (обсадной) трубы на длину дуги, соответствующей углу  $2\phi$ , причём величина угла  $\phi$  для практически важных случаев находится в интервале  $70\div 90^\circ$  [11].

В дальнейшем было показано, что скорость ядра потока при эксцентричном расположении труб примерно в 1,7 раза больше, чем при аксиальном расположении бурильной колонны в скважине. Кроме этого,

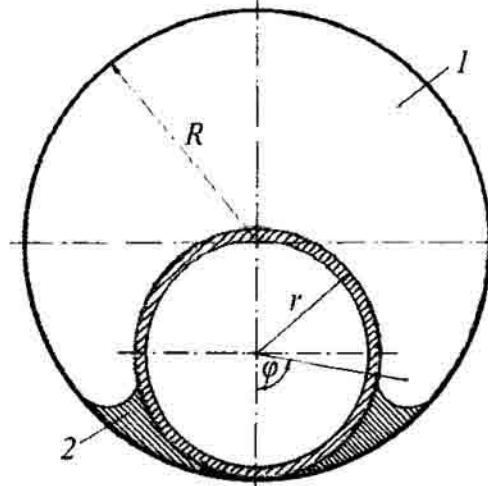


Рис.2.12. Образование застойных зон при эксцентричном расположении бурильной (обсадной) колонны в скважине (колонна касается стенки скважины)  
1 - область течения неньютоновской технологической жидкости; 2 - застойная зона

увеличение объёмного расхода жидкости  $v$  и пластической вязкости  $\eta$  приводит к уменьшению угла охвата застойной зоны  $\phi$ , причём с повышением динамического напряжения сдвига  $\sigma_{\tau 0}$  этот угол увеличивается [11].

Общий случай заилиения эксцентричного зазора показан на рис. 2.13. Процесс формирования потока определяется эксцентриситетом и той частью сечения кольцевого пространства, которой соответствует максимальное значение гидравлического радиуса [11].

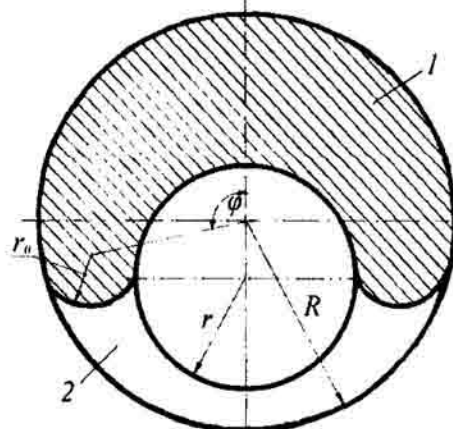


Рис.2.13. Общий случай формирования потока при эксцентричном расположении бурильной (обсадной) колонны в скважине  
1 - область течения неньютоновской технологической жидкости; 2 - зона с ограниченным участием в общем потоке жидкости

Представляет практический интерес влияние эксцентриситета на гидравлическое сопротивление заколонного пространства. Эксперимент показал, что при одинаковом расходе жидкости гидравлическое сопро-

тивление эксцентричного кольцевого пространства меньше, чем при аксиальном расположении трубы. Например, для скважины  $D=311,2$  мм и прилегающей к стенке обсадной колонны  $d=244,5$  мм при расходе цементного раствора  $\nu=0,03$  м<sup>3</sup>/с с характеристиками:  $\rho=1800$  кг/м<sup>3</sup>,  $\eta=0,04$  Па·с и  $\tau_0=10$  Па, гидравлическое сопротивление составляет 63,8% соответствующего значения при течении того же раствора при аксиальном расположении труб в скважине [19, с.141].

В эксцентричном кольцевом пространстве с эксцентриситетом, превышающим некоторое критическое значение, определяемое соотношением  $D/d$ , в суженной части канала образуется зона неподвижной жидкости, в которой напряжения сдвига будут меньше начального напряжения сдвига  $\tau_0$  (рис.2.14). Течение жидкости будет происходить только через серповидный канал, включающий в себя недеформируемое ядро потока, частицы которого перемещаются с одинаковой скоростью [19].

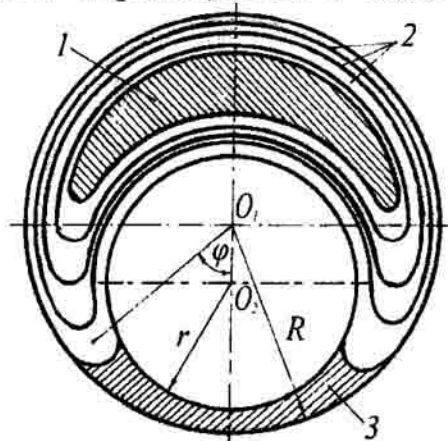


Рис.2.14. Распределение скоростей частиц потока при течении вязкопластичной жидкости в эксцентричном канале  
1 - ядро потока; 2 - линии постоянных скоростей; 3 - застойная зона

При анализе течения интерес представляют не деформации (которые очень велики), а скорости деформации, т.е. скорости течения. Скорость деформации пропорциональна действующим напряжениям, а деформация увеличивается пропорционально времени и сохраняется после устранения напряжений [19, с.24].

Анализ уравнений, описывающих течение неньютоновской жидкости в сечении 1 и 2 и неподвижное состояние жидкости в застойной зоне 3 [19, с. 142], позволил сделать следующие выводы:

- размеры застойной зоны уменьшаются с увеличением градиента давления  $P$ , радиуса  $R$  и соотношения  $r/R$  и увеличиваются с повышением статического напряжения сдвига технологической жидкости и эксцентриситета;

- если труба соприкасается со стенкой скважины, то застойная зона будет сохраняться при любом значении градиента давления;

- угол  $\varphi$  может достичь величины  $\pi$  (это означает прекращение течения), если градиент давления мал или велико гидравлическое сопротивление неньютоновской жидкости [19, с.142].

### 3. Динамика движения бурильной колонны при спускоподъёмных операциях

Динамика движения бурильной колонны при спускоподъёмных операциях включает в себя разгон бурильной колонны, более или менее выраженный короткий участок движения с относительно постоянной скоростью и торможение бурильной колонны. Реальная кривая движения бурильной колонны (тахограмма) в координатах  $w$ - $\tau$  имеет вид, изображённый на рис. 3.1.

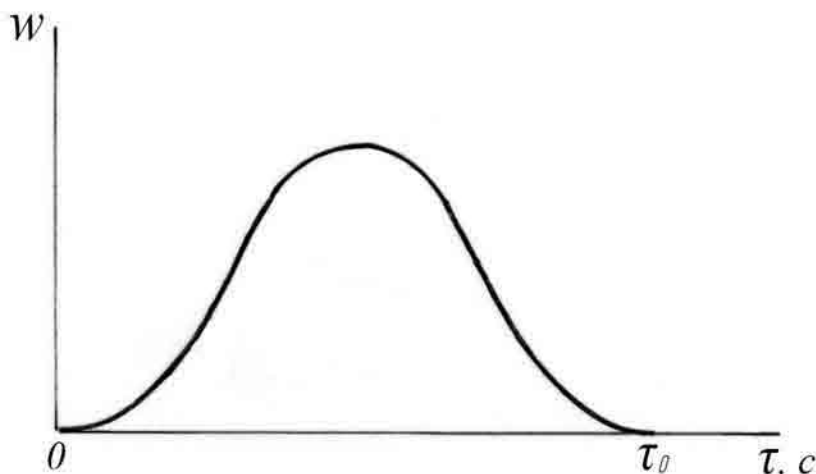


Рис.3.1. Реальная тахограмма движения бурильной колонны при проведении спускоподъёмных операций

В соответствии с законами классической механики И. Ньютона материальное тело невозможно мгновенно привести в движение или остановить. Поэтому ускорения бурильной колонны в начальный момент времени ( $\tau=0$ ) и в конце торможения ( $\tau=\tau_0$ ) равны нулю:

$$\left(\frac{dw}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0; \quad \left(\frac{dw}{d\tau}\right)_{\tau=\tau_0} = 0;$$

К сожалению, от этой реальной тахограммы пользы мало, поскольку её можно получить только постфактум, а описать её уравнением весьма непросто. Главное — расчёт динамики движения бурильной колонны необходимо произвести до начала проведения СПО. Задаваться реальной тахограммой проблематично и не имеет смысла, поскольку та-

хограмма неудобна для расчёта по интегральным уравнениям. По этой причине (и не только) её целесообразно упростить (рис.3.2):

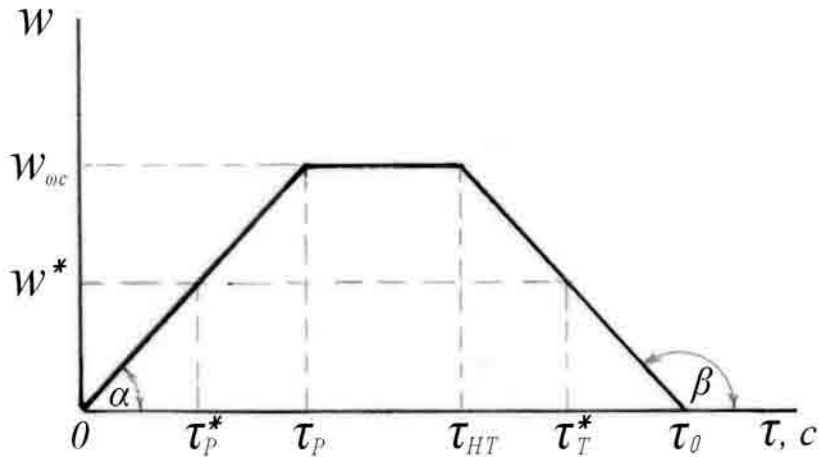


Рис.3.2. Упрощённая тахограмма движения бурильной колонны при проведении спускоподъёмных операций

Упрощённая тахограмма движения бурильной колонны при спуско-подъёмных операциях включает в себя разгон бурильной колонны в течение  $\tau_p$ , движение с постоянной скоростью  $w = \text{const}$  в течение  $\tau_{wc}$  и торможение в течение  $\tau_T$ . При этом предполагается, что бурильная колонна мгновенно начинает движение с постоянным ускорением  $a_p$ , мгновенно прекращает двигаться с ускорением и некоторое время движется с постоянной скоростью. Предполагается также, что бурильную колонну мгновенно начинают тормозить с постоянным ускорением  $a_T$  и по истечении общего времени движения  $\tau_0$  бурильная колонна также мгновенно останавливается.

При этом следует иметь в виду, что первые производные в начале и в конце движения бурильной колонны в первом и во втором случае принципиально различны, более того в упрощённой тахограмме они постоянны:

$$\left(\frac{dw}{d\tau}\right)_p = \text{const}_1, \quad \left(\frac{dw}{d\tau}\right)_{w=\text{const}} = 0; \quad \left(\frac{dw}{d\tau}\right)_T = \text{const}_2.$$

Упрощение реальной тахограммы приводит к тому, что гладкая функция  $w=f(\tau)$  (рис.3.1) превращается в ломаную линию (рис.3.2), т.е. происходит линейно-кусочная аппроксимация с потерей ценной информации о процессе движения бурильной колонны и, соответственно, бурового раствора в заколонном пространстве. Эти упрощения противоречат законам классической механики И.Ньютона, но появляется возможность задаваться тремя параметрами ( $a_p$ ,  $\tau_p$ ,  $a_T$  или  $\tau_T$ ) и много-



кратно производить расчёт, добиваясь выполнения условий  $p_{\max} < p_{гр}$  и  $p_{\min} > p_{пл}$ , даже без использования компьютеров. Следует также иметь в виду, что результаты расчётов динамических давлений в забое по упрощённой тахограмме являются более "жёсткими", чем реальные нагрузки на пласт.

#### 4. Алгоритм получения уравнений разгона и торможения

Для расчёта динамики движения бурильной колонны необходимо задаться ускорением,  $a_p$ , на участке разгона, временем движения на участке разгона,  $\tau_p$ , и временем торможения,  $\tau_T$  (или ускорением  $a_T$ ). Целью данного алгоритма является определение времени движения с постоянной скоростью и получение уравнений разгона и торможения.

Предварительно вспомним некоторые простые формулы классической механики.

Скорость тела при равномерном движении:

$$w = \frac{dl}{d\tau}. \quad (4.1)$$

Ускорение тела при равноускоренном движении:

$$a = \frac{dw}{d\tau} = \frac{d^2 l}{d\tau^2}. \quad (4.2)$$

Путь, проходимый телом при равноускоренном движении:

$$l = 0,5 a_p \tau_p^2. \quad (4.3)$$

С помощью этих формул можно записать:

1. Путь, проходимый бурильной колонной за время разгона  $\tau_p$ :

$$l_p = 0,5 a_p \tau_p^2, \text{ м.} \quad (4.4)$$

2. Скорость бурильной колонны на участке движения с постоянной скоростью:

$$w_{const} = a_p \tau_p, \text{ м/с.} \quad (4.5)$$

3. Скорость бурильной колонны, при которой начинается торможение:

$$w_{const} = a_T \tau_T, \text{ м/с.} \quad (4.6)$$

4. В соответствии с принятыми допущениями:

$$a_p \tau_p = a_T \tau_T, \text{ м/с.} \quad (4.7)$$

С помощью этого тождества можно определить ускорение на участке торможения:

$$a_T = \frac{a_p \tau_p}{\tau_T}, \text{ м/с}^2. \quad (4.8)$$

Если по условию задачи даны  $a_p$ ,  $\tau_p$  и  $a_T$ , то время торможения определяется также по этому тождеству:

$$\tau_T = \frac{a_p \tau_p}{a_T}, \text{ с.} \quad (4.9)$$

Примечание: в задаче расчёта динамики движения бурильной колонны и течения бурового раствора в заклонном пространстве скважины нельзя задать все четыре параметра  $a_p$ ,  $\tau_p$ ,  $a_T$  и  $\tau_T$ . Принять можно только три параметра, а четвёртый вычислять из условия (4.7).

5. Путь, проходимый бурильной колонной за время торможения  $\tau_T$ :

$$l_T = 0,5 a_T \tau_T^2, \text{ м.} \quad (4.10)$$

6. Если  $l_p + l_T > l_{св}$ , то ускорение и/или время движения с ускорениями  $a_p$  и  $a_T$  велики. Следует задаться меньшими значениями и повторить расчёт.

7. Если  $l_p + l_T < l_{св}$ , то:

8. Путь, проходимый бурильной колонной с  $w = \text{const}$ :

$$l_{wc} = l_{св} - l_p - l_T, \text{ м.} \quad (4.11)$$

9. Время движения бурильной колонны на участке движения с  $w = \text{const}$ :

$$\tau_{wc} = \frac{l_{св} - l_p - l_T}{w_{const}}, \text{ с.} \quad (4.12)$$

10. Общее время движения:

$$\tau_o = \tau_p + \tau_T + \tau_{wc}, \text{ с.} \quad (4.13)$$

11. Уравнение разгона - уравнение прямой, выходящей из начала координат вида  $y = bx$ , где  $b$  - тангенс угла наклона прямой относительно оси абсцисс, в нашем случае ускорение  $a_p$ :

$$w_p = a_p \tau, \quad (4.14)$$

где  $\tau$  - текущее время, с,  $w_p$  - скорость бурильной колонны на участке разгона в момент времени  $\tau$ . Уравнение разгона имеет физический смысл только в интервале времени  $0 \div \tau_p$ .

12. Уравнение торможения - уравнение прямой общего вида  $y = b_0 + b_1 x$ , отсекающей на оси ординат отрезок  $b_0$ :

$$w_T = b_0 - a_T \tau, \quad (4.15)$$

где  $\tau$  - текущее время, с;  $w_T$  - скорость бурильной колонны на участке торможения в момент времени  $\tau$ ,  $b_0$  - свободный член,  $b_0 = \tau_0 a_T$ , где  $\tau_0$  - общее время движения бурильной колонны на участках разгона, движения с постоянной скоростью и торможения,  $a_T$  - ускорение бурильной колонны на участке торможения (по существу  $a_T$  - величина отрицательная, но в данном случае знак "-" не учитывается; уравнение (4.15) можно записать и так:  $w_T = b_0 - |a_T| \tau$ ). Уравнение торможения имеет физический смысл только в интервале времени  $(\tau_p + \tau_{wc}) \div \tau_0$ .

Уравнения разгона и торможения необходимы для вычисления скорости движения бурильной колонны в различные моменты времени и для вычисления времени смены режима течения технологической жидкости. Особенность задачи заключается в том, что исходными величинами для безопасного проведения спускоподъёмных операций являются давление гидроразрыва,  $p_{гр}$ , и пластовое давление,  $p_{пл}$ . В этом интервале давлений допустимы динамические нагрузки на пласт, и эти давления определяют предельные ускорения бурильной колонны. А при расчёте ускорениями следует задаваться, вычислять гидравлические сопротивления при перемещении бурильной колонны на длину свечи и сравнивать с давлением гидроразрыва,  $p_{гр}$ , и пластовым давлением,  $p_{пл}$ .

### **5. Динамика течения бурового раствора в заколонном пространстве скважины при спускоподъёмных операциях**

Динамика течения бурового раствора в заколонном пространстве скважины при проведении спускоподъёмных операций определяется характером движения бурильной колонны и включает в себя течение с ускорением, более или менее выраженный короткий участок течения с относительно постоянной скоростью и течение с отрицательным ускорением.

При спуске бурильной колонны на длину свечи в конце разгона в забое будет наблюдаться максимальное давление,  $p_{max}$ . Если это давление превысит давление гидроразрыва пласта,  $p_{max} > p_{гр}$ , то возможен гидроразрыв пласта с минимальным давлением гидроразрыва. В конце торможения столб бурового раствора высотой  $l_{бк}$  по инерции стремится вверх и создаёт при этом разрежение в забое на величину  $\Delta p_{ин}$ . Если сумма динамических составляющих и гидростатического давления окажется при этом меньше пластового давления, возможно проявление пласта, в котором  $p_{min} < p_{пл}$ .

При подъёме бурильной колонны на длину свечи в конце разгона в забое будет наблюдаться минимальное давление,  $p_{min}$ . Если сумма динамических составляющих и гидростатического давления окажется при этом меньше пластового давления, возможно проявление пласта, в котором  $p_{min} < p_{пл}$ .

В конце торможения столб бурового раствора высотой  $l_{бк}$  по инерции стремится вниз и создаёт при этом повышенное давление в забое на величину  $\Delta p_{ин}$ . Если сумма динамических составляющих и гидростатического давления окажется при этом больше давления гидроразрыва, возможен гидроразрыв пласта, в котором  $p_{max} > p_{гр}$ .

Таким образом, условиями безопасного проведения спускоподъёмных операций являются недопущение превышения максимального давления в забое давления гидроразрыва,  $p_{гр}$ , и недопущение формирования давления меньшего пластового давления,  $p_{пл}$ . В этом интервале давлений допустимы динамические нагрузки на пласт, и эти давления определяют предельные ускорения бурильной колонны.

Расчёт динамики течения промывочных жидкостей в скважине реален при аксиальном расположении колонны. Практически бурильная колонна расположена в скважине случайным образом, т.е. какие-то участки касаются стенок скважины, какие-то расположены на разных расстояниях от стенок скважины. Особенности течения буровых растворов в скважине приводят к тому, что при аксиальном расположении бурильной колонны гидравлическое сопротивление будет максимальным.

Спуск колонны с закрытым нижним концом. Такие случаи наблюдаются при такой компоновке низа бурильной колонны, когда буровой раствор не может проходить внутрь бурильной колонны. Это варианты компоновки с турбобуром и гидромониторными насадками. Свободное перемещение бурового раствора внутри бурильной колонны возможно только в случае роторного бурения при установке породоразрушающего инструмента с центральным промывочным отверстием. Это случай спуска колонны с открытым нижним концом.

#### **Течение тел Шведова и Бингама в кольцевом пространстве скважины при подъёме и спуске бурильной колонны**

Спуск бурильной колонны с закрытым нижним концом сопровождается увлечением бурового раствора трубами в направлении их движения и течением вытесняемого бурового раствора вверх (рис. 5.1, рис. 5.2).

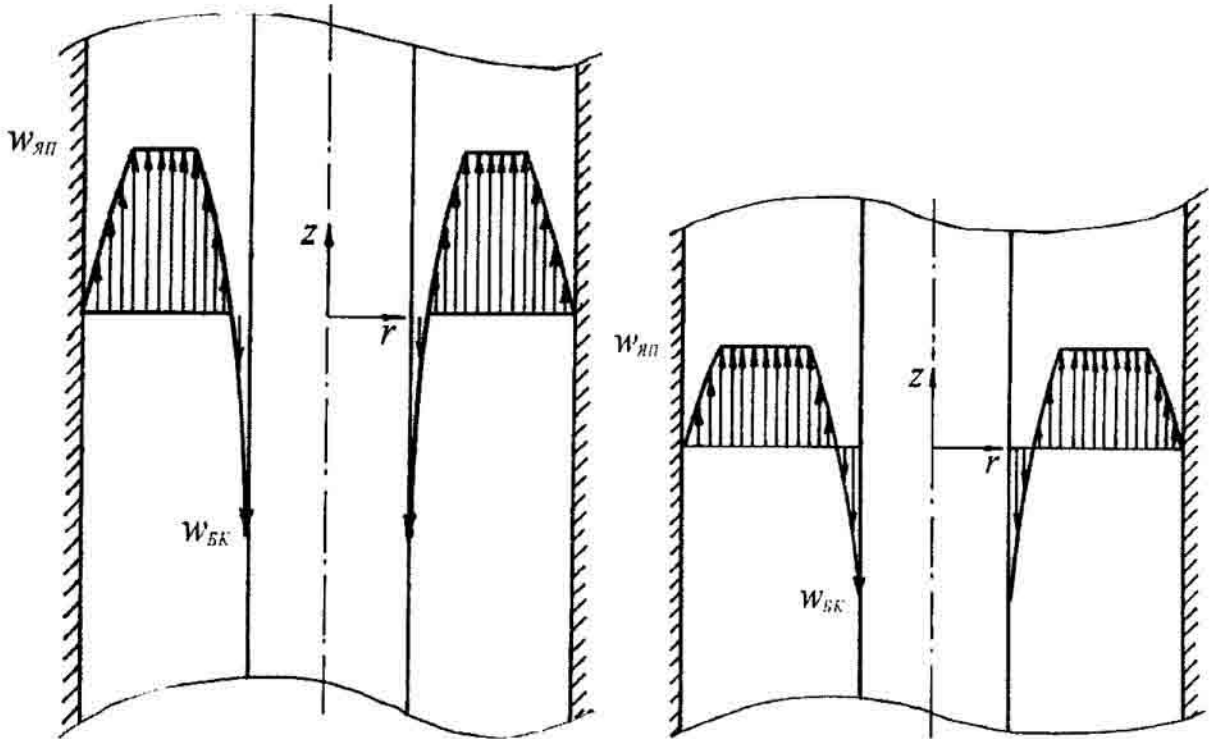


Рис.5.1. Общий случай распределения скоростей течения тел Шведова и тел Бингама при структурном режиме течения при спуске буровой колонны.

$W_{яп}$  - скорость ядра потока,  $W_{БК}$  - скорость спуска буровой колонны

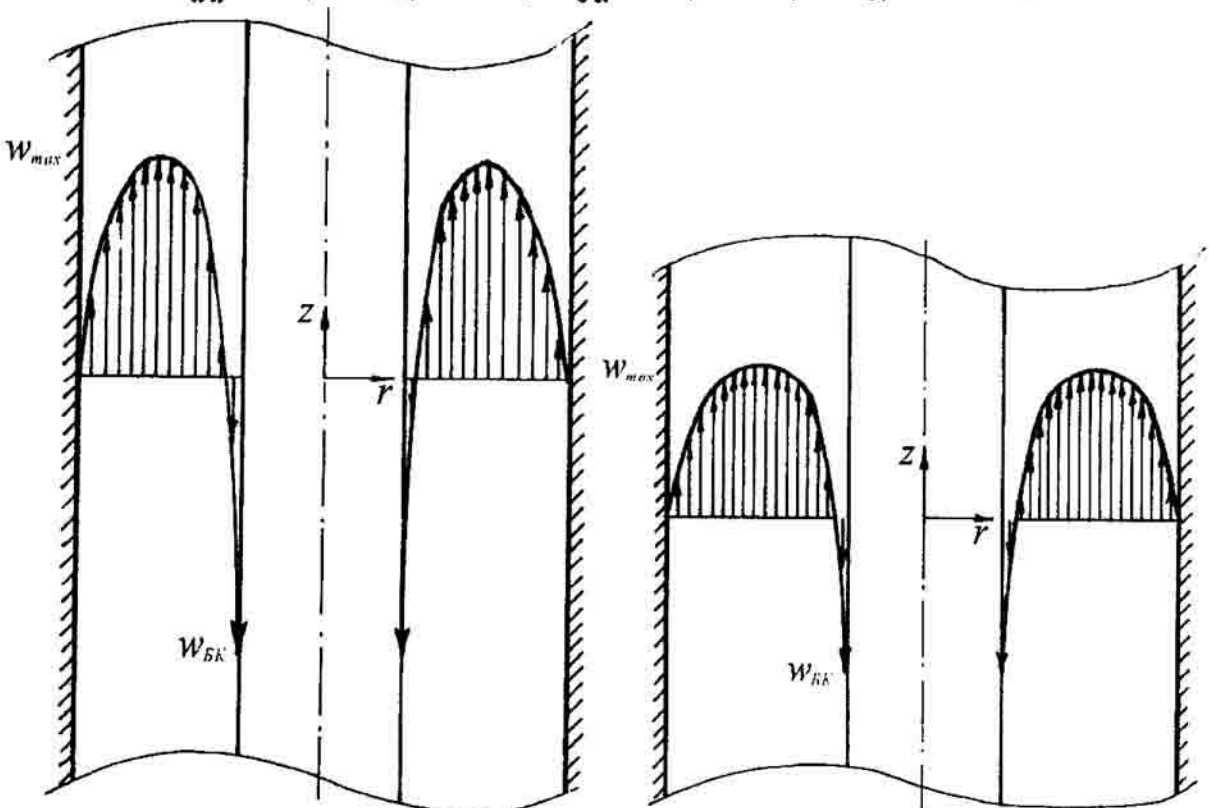


Рис.5.2. Общий случай распределения скоростей течения тел Шведова и тел Бингама при турбулентном режиме течения при спуске буровой колонны.

$W_{max}$  - максимальная скорость потока,  $W_{БК}$  - скорость спуска буровой колонны

Подъем буровой колонны с закрытым нижним концом сопровождается увлечением бурового раствора трубами в направлении их движения



и течением бурового раствора вниз вследствие некоторого разряжения формирующегося в области низа буровой колонны (рис. 5.3, рис. 5.4).

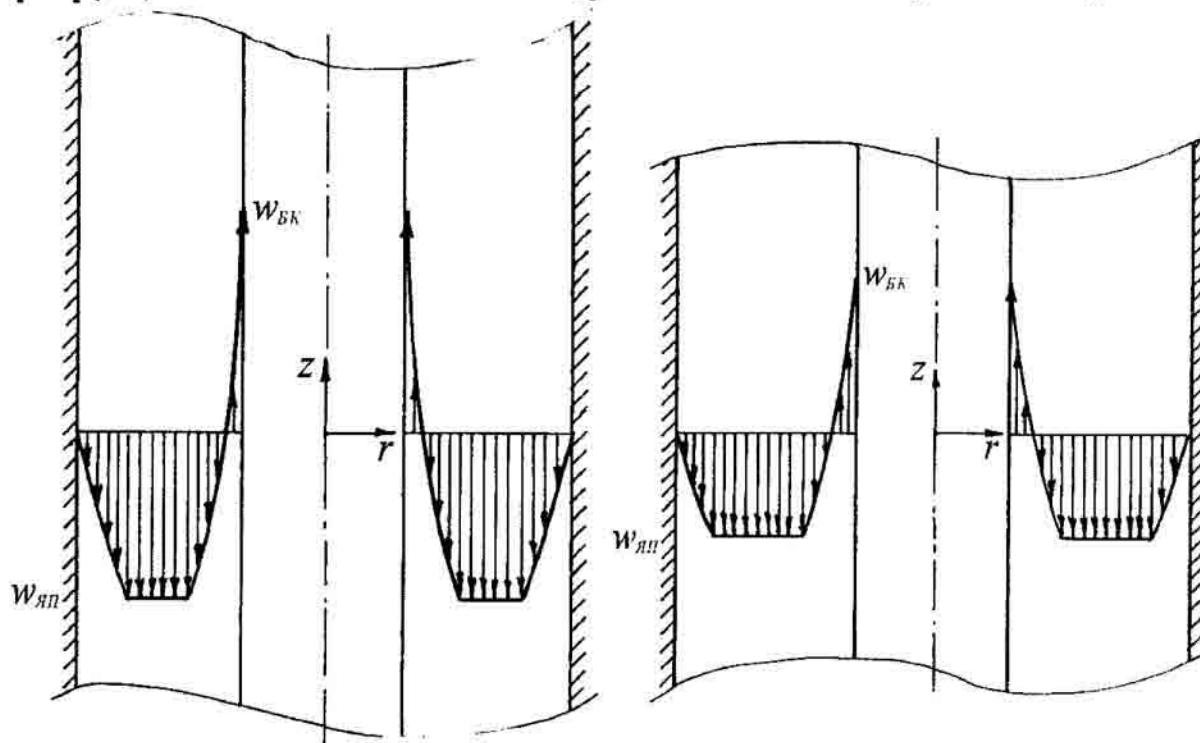


Рис.5.3. Общий случай распределения скоростей течения тел Шведова и тел Бингама при структурном режиме течения при подъеме буровой колонны.

$W_{яп}$  - скорость ядра потока,  $W_{БК}$  - скорость подъема буровой колонны

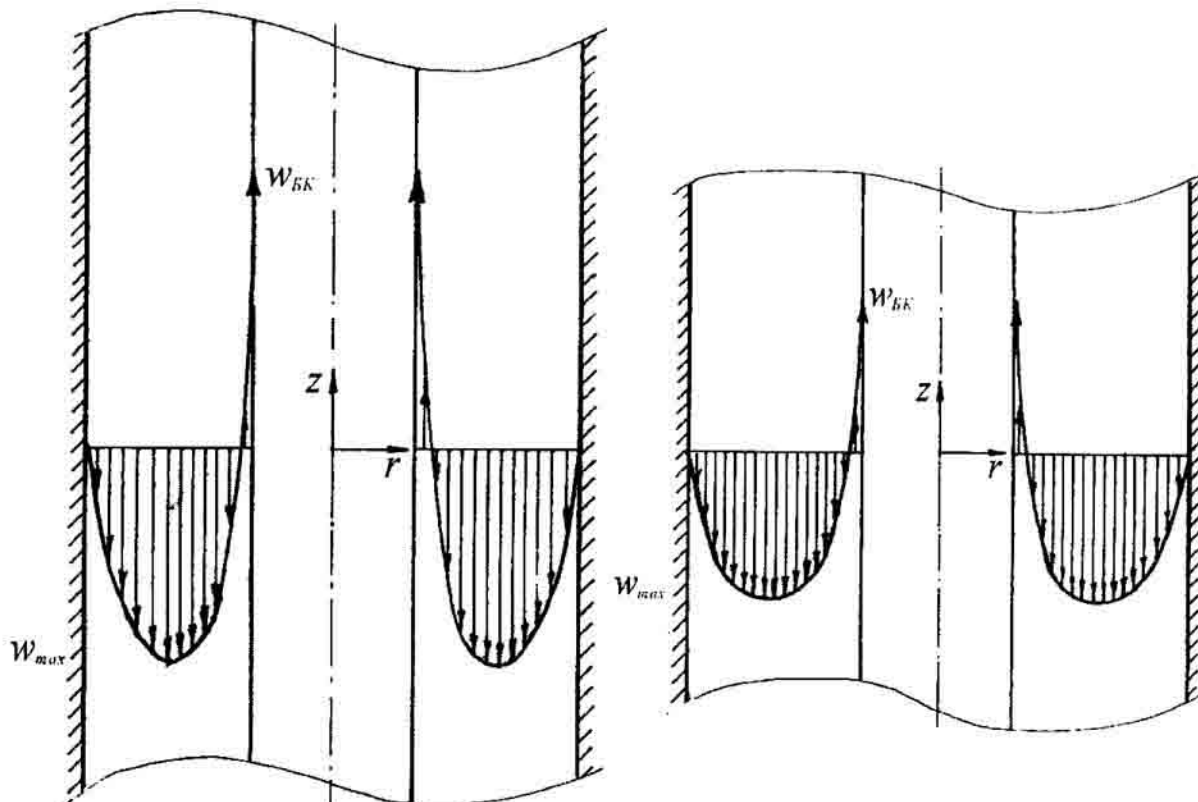


Рис.5.4. Общий случай распределения скоростей течения тел Шведова и тел Бингама при турбулентном режиме течения при подъеме буровой колонны.

$W_{мак}$  - максимальная скорость потока,  $W_{БК}$  - скорость подъема буровой колонны

Эпюры скоростей жидкостей на рисунках "а" и "б" отражают различие в физических характеристиках неньютоновских жидкостей: начального напряжения сдвига  $\sigma_{\tau 0}$ , динамического напряжения сдвига  $\sigma_{\tau д}$ , пластической вязкости  $\eta$ , плотности  $\rho$  и скорости течения.

Некоторая проблема определения скорости бурового раствора объясняется тем, что объём бурового раствора увлекаемого трубами рассчитать достаточно трудно. Обычно скорость увлечения бурового раствора трубами определяют произвольно от нуля до половины скорости движения труб [19].

## 6. Алгоритм расчёта динамических нагрузок на пласт

Целью расчёта является определение максимального и минимального давлений у нижнего конца колонны, а также в забое скважины.

### 6.1. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения вязкопластичной жидкости на участке разгона

#### *Начало движения бурильной колонны*

В начале движения ( $\tau=0+d\tau$ ) бурильная колонна создаёт некоторое давление в области низа БК, которое зависит от начального напряжения сдвига вязкопластичной жидкости  $\sigma_{\tau 0}$ , плотности бурового раствора и геометрических характеристик канала. Если структура вязкопластичной жидкости восстановилась, то  $\Delta p_{\tau p}$  определяется по известной формуле [4, 11, 18]:

$$\Delta p_{\tau p} = \frac{4\sigma_{\tau 0} l}{d_3}; \quad (6.1)$$

Если интервалы между перемещениями бурильной колонны меньше 10 минут, потери давления на трение определяют по формуле К.Х.Гродде (2.49):

$$\Delta p_{\tau p} = \frac{4\sigma_{\tau д} l}{\beta d_3}; \quad (6.2)$$

где параметр  $\beta=f(S, \delta)$ . Параметр Сен-Венана  $S$  и величина  $\delta$  вычисляются по формулам:

$$S = \frac{Ne}{Re} = \frac{\sigma_{\tau д} d_3}{\eta v_{6p}}; \quad (6.3) \quad \delta = \frac{d_H}{D}; \quad (6.4)$$

где  $Ne$  - Хедстрема критерий,  $Re$  - Рейнольдса критерий.

Функция  $\beta=f(S, \delta)$  графически представлена на рис.6.1.

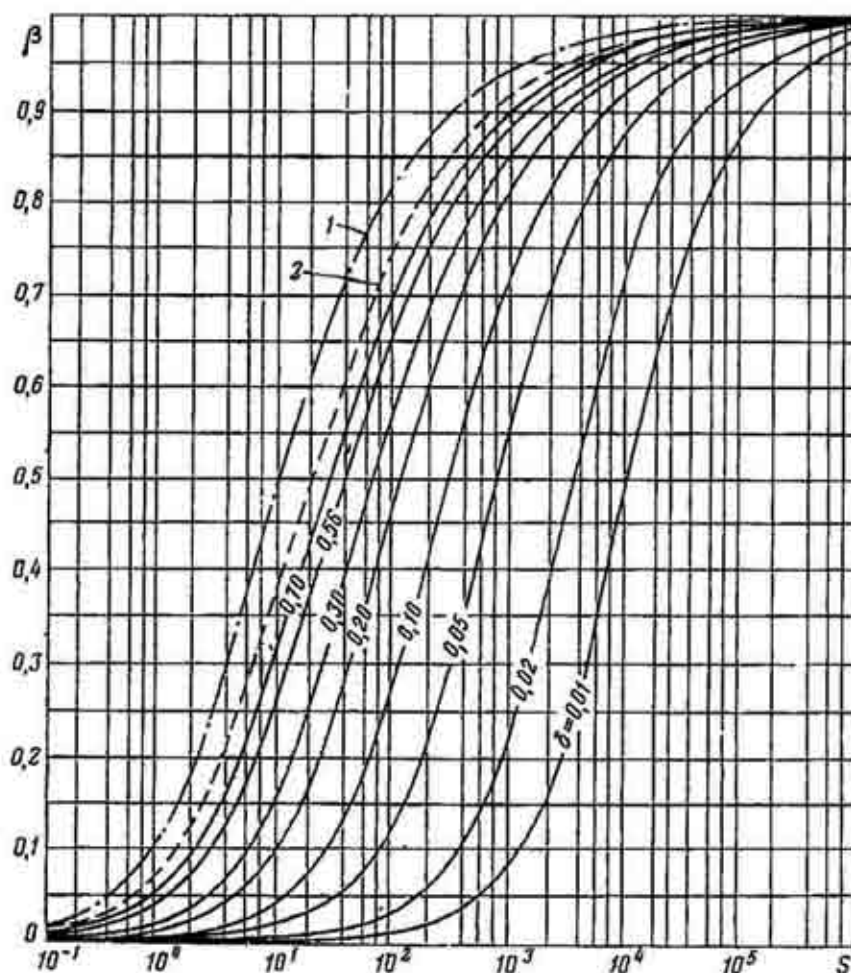


Рис.6.1. График функции  $\beta=f(S, \delta)$

В момент начала движения  $w_{\delta k}=0$ ,  $w_{\delta p}=0$ ,  $S \rightarrow \infty$  и из графика  $\beta=1$ . В процессе разгона бурильной колонны скорость жидкости будет иметь другие значения, и параметр Сен-Венана  $S$  будет принимать значения от 0,1 до  $10^6$ . (Примечание: по оси абсцисс масштаб логарифмический). Соответственно, параметр  $\beta$  будет принимать значения от 0 до 1,0. По прошествии некоторого времени скорость бурового раствора достигнет некоторого критического значения, в нём появятся турбулентные пульсации, режим течения из ламинарного перейдет в турбулентный и сопротивление течению бурового раствора нужно будет вычислять по формулам турбулентного режима течения. Поскольку уравнение разгона выведено для бурильной колонны, следует вначале определить критическую скорость течения бурового раствора, а затем определить время смены режима.

## 6.2. Определение времени смены режима течения вязкопластичной жидкости

Время смены режима течения вязкопластичной жидкости необходимо для выбора соответствующих формул расчёта гидравлического сопротив-

ления. Это время можно определить, вычислив критическую скорость течения вязкопластичной жидкости. Для сокращения рассуждений будем рассматривать только спуск бурильной колонны.

Последовательность расчёта.

Критерий Хедстрема вычисляется по формуле (П-11):

$$He = \frac{\sigma_{\tau d} d^2 \rho}{\eta^2} \quad (6.5)$$

Критическое значение критерия Рейнольдса определяется по формуле:

$$Re_{кр} = 2100 + 7,3 \cdot He^{0,58} \quad (6.6)$$

или по графику рис. 6.2.

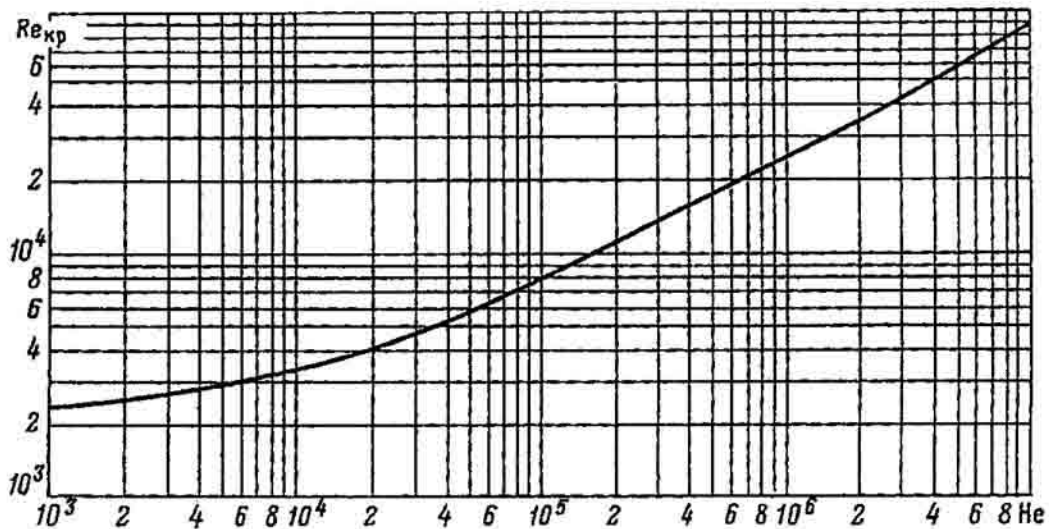


Рис. 6.2. График зависимости  $Re_{кр} = f(He)$

Пренебрегая различием выражений критерия Рейнольдса для ньютоновской жидкости и вязкопластичной (различие достаточно существенное, см. (П-6), (П-7) и (П-8), раздел 8):

$$Re = \frac{wL\rho}{\mu}; \quad (6.7)$$

$$Re = \frac{wL\rho}{\eta}, \quad (6.8)$$

критическую скорость жидкости в заколонном пространстве скважины с некоторой потерей точности можно определить по формуле:

$$w_{бр}^* = \frac{Re_{кр} \eta}{d_3 \rho} \quad (6.9)$$

Очевидно, что критическая скорость бурового раствора будет одинаковой для участков разгона и торможения.

Пренебрегая возможным демпфированием глубоких каверн и других дефектов стенок скважины, а также тем фактом, что некоторое количество бурового раствора увлекается бурильной колонной вниз (рис. 5.1, рис. 5.2), будем считать, что объём спускаемой бурильной колонны точно равен объёму вытесняемой жидкости.

Объёмная скорость спуска бурильной колонны:

$$v_{\text{бк}} = w_{\text{бк}} \cdot \frac{\pi d_{\text{н}}^2}{4}, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (6.10)$$

Объёмный расход вытесняемой жидкости:

$$v_{\text{бр}} = w_{\text{бр}} \cdot \frac{\pi(D^2 - d_{\text{н}}^2)}{4}, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (6.11)$$

При отсутствии поглощения бурового раствора и при отсутствии проявления эти расходы равны:

$$w_{\text{бк}} \cdot \frac{\pi d_{\text{н}}^2}{4} = w_{\text{бр}} \cdot \frac{\pi(D^2 - d_{\text{н}}^2)}{4}. \quad (6.12)$$

Примечание: формула (6.12) будет достаточно справедлива при проведении СПО в среде воды. В случае вязкопластичной жидкости значение скорости бурового раствора  $w_{\text{бр}}$  будет занижено, т.к. формула не учитывает часть жидкости увлекаемой бурильной колонной (рис. 5.1, рис. 5.2). Кроме этого, следует иметь в виду, что скорость течения бурового раствора относительно бурильной колонны существенно больше скорости течения относительно стенки скважины.

После алгебраических преобразований получим:

$$w_{\text{бр}} = w_{\text{бк}} \cdot \frac{(d_{\text{н}}/D)^2}{(1 - (d_{\text{н}}/D)^2)}. \quad (6.13)$$

Формула (6.13) позволяет производить пересчёт скорости жидкости в соответствующую скорость бурильной колонны и обратно. Для определения критической скорости движения бурильной колонны следует критическую скорость жидкости, полученную по формуле (6.9), подставить в формулу (6.13):

$$w_{\text{бк}}^* = w_{\text{бр}}^* \cdot \frac{(1 - (d_{\text{н}}/D)^2)}{(d_{\text{н}}/D)^2} = w_{\text{бр}}^* \cdot \frac{1 - \delta^2}{\delta^2}. \quad (6.14)$$

Критическое время смены режима течения вязкопластичной жидкости на участке разгона определяется с помощью уравнения разгона (4.14):

$$\tau_p^* = \frac{w_{6к}^*}{a_p}, \text{ с.} \quad (6.15)$$

Таким образом при  $\tau < \tau_p^*$  для расчёта гидравлического сопротивления следует пользоваться формулой (6.2), а при  $\tau > \tau_p^*$  следует пользоваться формулами для турбулентного режима.

### 6.3. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при турбулентном режиме течения вязкопластичной жидкости на участках разгона, движения с постоянной скоростью и торможения

Расчёт производится по формуле:

$$\Delta p_{тр} = f(\delta) \frac{(w_{6к})^{1.75} (\eta/\rho)^{0.25} \rho}{2(d_3)^{1.25}} \cdot l_{6к}; \quad (6.16)$$

где

$$f(\delta) = 0,0488 \left( \frac{1+\delta+\delta^2}{1-\delta^2} \right)^{1.75}; \quad (6.17)$$

$$d_3 = (D-d_n). \quad (6.18)$$

6.4. Критическое время смены режима течения вязкопластичной жидкости на участке торможения определяется с помощью уравнения торможения (4.15):

$$\tau_T^* = \frac{w_{6к}^* - |v_0|}{|a_T|}, \text{ с.} \quad (6.19)$$

По формуле (6.16) определяются значения  $\Delta p_{тр}$  при времени  $\tau_p^*$ ,  $\tau_p$ ,  $\tau_p + \tau_{wc}$  и  $\tau_T^*$ .

### 6.5. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения вязкопластичной жидкости на участке торможения

Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения определяется по формуле



(6.2), параметр Сен-Венана  $S$  и величина  $\delta$  вычисляются по формулам (6.3) и (6.4), параметр  $\beta=f(S, \delta)$  по графику (6-1). Расчёты производятся для времени  $\tau^*_T$  и  $\tau_0$ .

6.6. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения в замках (муфтах)

$$\Delta p_m = \xi \cdot \frac{w_{бр}^2 \rho}{2} \cdot n_m, \quad (6.20)$$

где

$$w_{бр} = w_{бк} \frac{\delta^2}{1 - \delta^2}, \quad (6.21)$$

$$\xi = 2 \left( \frac{D^2 - d_n^2}{D^2 - d_m^2} - 1 \right)^2, \quad (6.22)$$

$$n_m = \frac{l_{бк}}{l_{бт}}. \quad (6.23)$$

6.7. Определение инерционной составляющей:

$$\Delta p_n = \frac{\delta^2}{1 - \delta^2} \cdot \frac{dw_{бк}}{d\tau} \cdot \rho \cdot l_{бк}. \quad (6.24)$$

6.8. Определение суммы динамических составляющих давления в области нижнего конца буровой колонны:

$$\Delta p_{дин} = \Delta p_{тр} + \Delta p_m + \Delta p_n. \quad (6.25)$$

Сумма динамических составляющих давления развивающегося в области нижнего конца буровой колонны на этапах разгона, движения с постоянной скоростью и торможения вычисляется для каждого момента времени  $\tau=0$ ,  $\tau=\tau^*_p$ ,  $\tau=\tau_p$ ,  $\tau=\tau_p+\tau_{wc}$ ,  $\tau=\tau^*_T$ ,  $\tau=\tau_0$ , причём для моментов времени смены режима дважды – по формулам для ламинарного и по формулам для турбулентного режимов. Результаты расчётов используются для построения графика  $\Delta p_{дин}=f(\tau)$ .

6.9. Определение полного давления, развивающегося в области нижнего конца буровой колонны на этапах разгона, движения с постоянной скоростью и торможения.

Полное давление, развивающееся в области нижнего конца буровой колонны, вычисляется по формуле:

$$p_{низа} = \Delta p_{дин} + p_{гст}, \quad (6.26)$$

где  $p_{гст}$  - гидростатическое давление на глубине  $l_{БК}$ , вычисляется по известной формуле:

$$p_{гст} = \rho g l_{БК}. \quad (6.27)$$

Давление низа также можно вычислить для всех реперных моментов времени, но практический интерес представляют только два значения - максимальное давление, которое сравнивают с минимальным давлением гидроразрыва пласта,  $p_{ГР}$ , и минимальное давление, которое сравнивают с максимальным пластовым давлением,  $p_{Пл}$ . Если  $p_{низа} > p_{ГР}$ , то следует вернуться к началу расчёта и уменьшить ускорение на участке разгона. Если  $p_{низа} < p_{Пл}$ , то следует уменьшить ускорение на участке торможения. В обоих случаях необходимо выполнить повторный расчёт.

6.10. Определение полного давления, развивающегося в забое:

$$p_{заб} = \Delta p_{дин} + \rho g l_{СКВ}, \quad (6.28)$$

где  $\rho g l_{СКВ} = p_{гст}$  - гидростатическое давление в забое на глубине  $l_{СКВ}$ .

## 7. Пример расчёта

Ниже рассмотрен пример получения уравнений разгона и торможения движения бурильной колонны и расчёта динамики течения бурового раствора в заколонном пространстве скважины при проведении спуско-подъёмных операций.

Характеристика скважины

Диаметр скважины  $D=0,254$  м.

Характеристика бурильной колонны:  $d_{н}=0,168$  м;  $l=2375$  м;  $l_{св}=37,5$  м. Диаметр замков  $d_{з}=0,178$  м, длина трубы  $l_{т}=12,5$  м.

Соотношение диаметров  $\delta=d_{н}/D=0,168/0,254=0,6614$ . Эквивалентный диаметр кольцевого сечения  $d_{э}=0,086$  м.

Характеристика бурового раствора: пластическая вязкость  $\eta=0,0275$  Па·с, динамическое напряжение сдвига  $\tau_{д}=10,7$  Па, плотность  $1510$  кг/м<sup>3</sup>.

Ускорение бурильной колонны на участке разгона  $a_p=1,2$  м/с<sup>2</sup>.  
Время разгона - 5 с, время торможения - 5 с.

### 7.1. Получение уравнений разгона и торможения

7.1.1. Путь, проходимый бурильной колонной за время разгона  $\tau_p$ , определяем по формуле (4.4):

$$l_p = 0,5 a_p \tau_p^2 = 0,5 \times 1,2 \times 5^2 = 15,0 \text{ м.}$$

7.1.2. Скорость бурильной колонны на участке движения с постоянной скоростью определяем по формуле (4.5):

$$w_{wc} = a_p \tau_p = 1,2 \times 5 = 6,0 \text{ м/с.}$$

7.1.3. Скорость бурильной колонны, при которой начинается торможение, определяем по формуле (4.6):

$$w_{wc} = a_T \tau_T = 1,2 \times 5 = 6,0 \text{ м/с.}$$

7.1.4. В соответствии с принятыми допущениями (4.7):

$$a_p \tau_p = a_T \tau_T \text{ м/с.}$$

С помощью этого тождества можно определить ускорение на участке торможения по формуле (4.8):

$$a_T = \frac{a_p \tau_p}{\tau_T} = 1,2 \text{ м/с}^2.$$

Если по условию задачи даны  $a_p$ ,  $\tau_p$  и  $a_T$ , то время торможения определяется также по тождеству (4.7):

$$\tau_T = \frac{a_p \tau_p}{a_T} = 5 \text{ с.}$$

Примечание: в задаче расчёта динамики движения бурильной колонны и течения бурового раствора в заколонном пространстве скважины нельзя задать все четыре параметра  $a_p$ ,  $\tau_p$ ,  $a_T$  и  $\tau_T$ . Принять можно только три параметра, а четвёртый вычислять из условия (4.7):

$$a_p \tau_p = a_T \tau_T, \text{ м/с.}$$

7.1.5. Путь, проходимый бурильной колонной за время торможения  $\tau_T$ , определяем по формуле (4.10):

$$l_T = 0,5 a_T \tau_T^2 = 0,5 \times 1,2 \times 5^2 = 15,0 \text{ м.}$$

7.1.6. Если  $l_p + l_T > l_{св}$ , то ускорение и/или время движения с ускорениями  $a_p$  и  $a_T$  велики. Следует задаться меньшими значениями и повторить расчёт.

7.1.7. В нашем случае  $l_p + l_T = 30,0 < l_{св}$ .

7.1.8. Путь, проходимый бурильной колонной с  $w = \text{const}$  (4.11):

$$l_{wc} = l_{св} - l_p - l_T = 37,5 - 30,0 = 7,5 \text{ м.}$$

7.1.9. Время движения бурильной колонны на участке движения с  $w = \text{const}$  определяем по формуле (4.12):

$$\tau_{wc} = \frac{l_{св} - l_p - l_T}{w_{wc}} = 1,25 \text{ с.}$$

7.1.10. Общее время движения по формуле (4.13):

$$\tau_0 = \tau_p + \tau_T + \tau_{wc} = 11,25 \text{ с.}$$

7.1.11. Уравнение разгона - уравнение прямой, выходящей из начала координат вида  $y=bx$ , где  $b$  - тангенс угла наклона прямой относительно оси абсцисс, в нашем случае ускорение  $a_p$  (формула (4.14)):

$$w_p = a_p \tau = 1,2 \times \tau,$$

где  $\tau$  - текущее время, с,  $w_p$  - скорость бурильной колонны на участке разгона в момент времени  $\tau$ . Уравнение разгона имеет физический смысл только в интервале времени  $0 \div \tau_p$ .

7.1.12. Уравнение торможения - уравнение прямой общего вида  $y=b_0+b_1x$ , отсекающей на оси ординат отрезок  $b_0$  (формула (4.15)):

$$w_T = b_0 - a_T \tau,$$

где  $\tau$  - текущее время, с;  $w_T$  - скорость бурильной колонны на участке торможения в момент времени  $\tau$ ,  $b_0$  - свободный член:

$$b_0 = \tau_0 a_T = 11,25 \times 1,2 = 13,5 \text{ м/с,}$$

где 11,25 с - общее время движения бурильной колонны на участках разгона, движения с постоянной скоростью и торможения. Уравнение торможения имеет вид:

$$w_T = 13,5 - 1,2 \tau,$$

где  $\tau$  - текущее время. Уравнение торможения имеет физический смысл только в интервале времени  $6,25 \div 11,25$  с.

## 7.2. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения вязкопластичной жидкости на участке разгона

7.2.1. Начало движения бурильной колонны.

В начале движения бурильная колонна создаёт некоторое давление в области низа БК, которое зависит от начального напряжения сдвига вязкопластичной жидкости  $\delta_{t0}$ , плотности бурового раствора и геометрических характеристик канала.

Поскольку интервалы между перемещениями бурильной колонны меньше 10 минут,  $\Delta p_{Tp}$  в момент времени  $\tau=0+d\tau$  определяем по формуле (6.2):

$$\Delta p_{Tp} = \frac{4\delta_{td} l}{\beta d_3},$$

где параметр  $\beta = f(S, \delta)$ . При  $\tau=0$ ,  $w_{6k}=0$ ,  $w_{6p}=0$  и параметр Сен-Венана  $S \rightarrow \infty$ . Из графика на рис. 6.1 очевидно, что  $\beta=1$ .

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{4b_{\text{тд}} l}{\beta d_{\text{э}}} = \frac{4 \times 10,7 \times 2375}{1 \times 0,086} = 1181977 \text{ Па.}$$

Результат заносим в таблицу.

По мере разгона бурильной колонны скорость течения бурового раствора будет возрастать и наступит момент времени  $\tau_{\text{кр}}$ , когда в жидкости возникнут турбулентные пульсации. Определим это время.

### 7.2.2. Определение времени смены режима течения вязкопластичной жидкости на участке разгона

Определяем критерий Хедстрема по формуле (П-11) или (6.5):

$$He = \frac{b_{\text{тд}} d_{\text{э}}^2 \rho}{\eta^2} = \frac{10,7 \times 0,086 \times 1510}{0,0275^2} = 158013.$$

Определяем критическое значение критерия Рейнольдса по графику или по формуле (6.6):

$$Re_{\text{кр}} = 2100 + 7,3 \cdot He^{0,58} = 2100 + 7,3 \times 158013^{0,58} = 9661.$$

Критическую скорость жидкости в заколонном пространстве скважины определим по формуле (6.9):

$$w_{\text{бп}}^* = \frac{Re_{\text{кр}} \eta}{d_{\text{э}} \rho} = \frac{9661 \times 0,0275}{0,086 \times 1510} = 2,046 \text{ м/с.}$$

Скорость движения бурильной колонны, соответствующую критической скорости жидкости, определяем по формуле (6.14):

$$w_{\text{бк}}^* = w_{\text{бп}}^* \cdot \frac{1 - \delta^2}{\delta^2} = 2,046 \cdot \frac{1 - 0,6614^2}{0,6614^2} = 2,631 \text{ м/с.}$$

Критическое время смены режима течения вязкопластичной жидкости на участке разгона определяем с помощью уравнения (6.15):

$$\tau_{\text{кр.р}} = \frac{w_{\text{бк}}^*}{a_{\text{р}}} = \frac{2,631}{1,2} = 2,193 \text{ с.}$$

Результаты заносим в таблицу.

Таким образом, при  $\tau < 2,193$  с для расчёта гидравлического сопротивления заколонного пространства следует пользоваться формулой (6.2), а при  $\tau > 2,193$  с следует пользоваться формулами для турбулентного режима.

7.2.3. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения при критическом времени на участке разгона

Вычислим  $\Delta p_{\text{тр}}$  при времени  $\tau=2,193$  с. Критическая скорость жидкости была определена выше, 2,046 м/с. Параметр Сен-Венана  $S$  определяем по формуле (6.3):

$$S = \frac{\beta_{\text{тд}} d_3}{\eta w_{\text{бр}}} = \frac{10,7 \times 0,086}{0,0275 \times 2,046} = 16,35.$$

По графику (рис.6.1) находим  $\beta=0,37$  и вычисляем  $\Delta p_{\text{тр}}$  по формуле (6.2):

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{4\beta_{\text{тд}} l}{\beta d_3} = \frac{4 \times 10,7 \times 2375}{0,37 \times 0,086} = 3194532 \text{ Па.}$$

Результат заносим в таблицу.

**7.3. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при турбулентном режиме течения вязкопластичной жидкости**

Расчёт производим по формуле (6.16):

$$\Delta p_{\text{тр}} = f(\delta) \frac{(w_{\text{бк}})^{1,75} (\eta/\rho)^{0,25} \rho}{2(d_3)^{1,25}} \cdot l_{\text{бк}}.$$

Параметр  $f(\delta)$ , который в данном случае аналогичен коэффициенту трения, вычисляем по формуле (6.17):

$$f(\delta) = 0,0488 \left( \frac{1+\delta+\delta^2}{1-\delta^2} \right)^{1,75} = 0,4888.$$

7.3.1. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при турбулентном режиме течения при критическом времени на участке разгона

*Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора при критическом времени  $\tau_{\text{кр.р}}=2,193$  с*

$$\Delta p_{\text{тр}} = 0,4888 \times \frac{2,632^{1,75} \times (0,0275/1510)^{0,25} \times 1510}{2 \times 0,086^{1,25}} \times 2375 = 6686983 \text{ Па.}$$

Результат заносим в таблицу.



Очевидно, что расчёты  $\Delta p_{\text{тр}}$  при времени  $\tau_{\text{кр}, \text{р}}=2,193$  с по формулам для ламинарного режима течения ( $\Delta p_{\text{тр}}=3,195$  МПа) и по формулам для турбулентного режима течения ( $\Delta p_{\text{тр}}=6,687$  МПа) существенно различаются. Этот факт указывает на некоторое несовершенство методики расчёта. Причина заключена в особенностях строения неньютоновских жидкостей и в плохой воспроизводимости экспериментов (с. 131, 132).

7.3.2. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при турбулентном режиме течения вязкопластичной жидкости на участках разгона, движения с постоянной скоростью и торможения

*Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора при времени  $\tau=3,6$  с*

$$\Delta p_{\text{тр}}=0,4888 \times \frac{4,32^{1,75} \times (0,0275/1510)^{0,25} \times 1510}{2 \times 0,086^{1,25}} \times 2375 = 15916598 \text{ Па.}$$

*Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора в конце разгона при времени  $\tau=5,0$  с*

$$\Delta p_{\text{тр}}=0,4888 \times \frac{6,0^{1,75} \times (0,0275/1510)^{0,25} \times 1510}{2 \times 0,086^{1,25}} \times 2375 = 28279543 \text{ Па.}$$

Очевидно, что гидравлическое сопротивление течению бурового раствора в конце участка движения с постоянной скоростью при времени  $\tau=6,25$  с будет таким же.

*Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора на участке торможения при времени  $\tau=7,7$  с*

Скорость бурильной колонны определяем по уравнению торможения:

$$w_{\text{т}}=13,5-1,2\tau=13,5-1,2 \times 7,7=4,26 \text{ м/с.}$$

Скорость бурового раствора по формуле (6.13):

$$w_{\text{бр}}=w_{\text{бк}} \cdot \frac{(d_{\text{н}}/D)^2}{(1-(d_{\text{н}}/D)^2)}=4,26 \times \frac{\delta^2}{(1-\delta^2)}=3,313 \text{ м/с.}$$

Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора на участке торможения при времени  $\tau=7,7$  с по формуле (6.16):

$$\Delta p_{\text{тр}}=0,4888 \times \frac{4,26^{1,75} \times (0,0275/1510)^{0,25} \times 1510}{2 \times 0,086^{1,25}} \times 2375 = 15530109 \text{ Па;}$$

Результат заносим в таблицу.

7.3.3. Определение времени смены режима течения вязкопластичной жидкости на участке торможения

Критическое время смены режима течения вязкопластичной жидкости на участке торможения определяем с помощью уравнения торможения (4.15):

$$\tau_{кр.т} = \frac{w_{бк}^* - |b_0|}{a_T} = \frac{2,631 - 13,5}{-1,2} = 9,058 \text{ с.}$$

7.3.4. Гидравлическое сопротивление течению бурового раствора при критическом времени  $\tau_{кр.т} = 9,058$  с.

$$\Delta p_{тр} = 0,4888 \times \frac{2,631^{1,75} \times (0,0275/1510)^{0,25} \times 1510}{2 \times 0,086^{1,25}} \times 2375 = 6682195 \text{ Па.}$$

Результат заносим в таблицу.

**7.4. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения вязкопластичной жидкости на участке торможения**

7.4.1. Сопротивление течению бурового раствора за счёт сил трения при ламинарном режиме течения при критическом времени на участке торможения

Вычислим  $\Delta p_{тр}$  при критическом времени  $\tau_{кр.т} = 9,058$  с. Критическая скорость жидкости была определена выше, 2,046 м/с. Параметр Сен-Венана  $S$  определяем по формуле (6.3):

$$S = \frac{6t_d d_s}{\eta w_{бр}} = \frac{10,7 \times 0,086}{0,0275 \times 2,046} = 16,35.$$

По графику (рис. 6.1) находим  $\beta = 0,37$  и вычисляем  $\Delta p_{тр}$  по формуле (6.2):

$$\Delta p_{тр} = \frac{46t_d l}{\beta d_s} = \frac{4 \times 10,7 \times 2375}{0,37 \times 0,086} = 3194532 \text{ Па.}$$

Результат заносим в таблицу.

Очевидно, что как и в случае разгона буровой колонны, расчёты  $\Delta p_{тр}$  при времени  $\tau_{кр.т} = 9,058$  с по формулам для ламинарного режима течения ( $\Delta p_{тр} = 3,195$  МПа) и по формулам для турбулентного режима течения ( $\Delta p_{тр} = 6,687$  МПа) существенно различаются (см. с. 131, 132).

#### 7.4.2. Конец движения бурильной колонны

Течение бурового раствора по инерции в конце спуска бурильной колонны при времени  $\tau=11,25+d\tau$  является следствием демпфирования стенок скважины и наличия в буровом растворе некоторого количества воздуха. Гидравлическое сопротивление за счёт сил трения при ламинарном режиме течения определяется по формуле (6.2), параметр Сен-Венана  $S$  и величина  $\delta$  вычисляются по формулам (6.3) и (6.4), параметр  $\beta=f(S, \delta)$  по графику (6.1). Расчёт производится для времени  $\tau_0=11,25$  с.

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{46\tau_d l}{\beta d_3},$$

где параметр  $\beta=f(S, \delta)$ . При  $\tau=11,25$  с,  $w_{6к}=0$ ,  $w_{6р}=0$  и параметр Сен-Венана  $S \rightarrow \infty$ . Из графика на рис.6.1 очевидно, что  $\beta=1$ .

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{46\tau_d l}{\beta d_3} = \frac{4 \times 10,7 \times 2375}{1 \times 0,086} = 1181977 \text{ МПа.}$$

Результат заносим в таблицу.

#### 7.5. Определение сопротивления течению бурового раствора за счёт сил трения в замках (муфтах)

Расчёты производим по формулам (6.20), (6.21), (6.22) и (6.23).

$$\Delta p_{\text{м}} = \xi \cdot \frac{w_{6р}^2 \rho}{2} \cdot n_{\text{м}},$$

где

$$w_{6р} = w_{6к} \frac{\delta^2}{1-\delta^2} = w_{6к} \frac{0,6614^2}{1-0,6614^2} = w_{6к} \times 0,7776;$$

$$\xi = 2 \left( \frac{D^2 - d_{\text{н}}^2}{D^2 - d_{\text{м}}^2} - 1 \right)^2 = 0,02221;$$

$$n_{\text{м}} = \frac{l_{6к}}{l_{6т}} = 190.$$

Результаты заносим в таблицу.

#### 7.6. Определение инерционных составляющих

Определение инерционных составляющих производим по формуле (6.24).

На участке разгона:

$$\Delta p_{\text{и}} = \frac{\delta^2}{1-\delta^2} \cdot \frac{d\omega_{\text{бк}}}{d\tau} \cdot \rho \cdot l_{\text{бк}} = 0,7776 \times 1,2 \times 1510 \times 2375 = 3346402 \text{ Па.}$$

На участке торможения:

$$\Delta p_{\text{и}} = \frac{\delta^2}{1-\delta^2} \cdot \left( - \frac{d\omega_{\text{бк}}}{d\tau} \right) \cdot \rho \cdot l_{\text{бк}} = 0,7776 \times (-1,2) \times 1510 \times 2375 = -3346402 \text{ Па.}$$

Результаты заносим в таблицу.

### 7.7. Определение суммы динамических составляющих давления в области нижнего конца бурильной колонны

Сумма динамических составляющих давления в области нижнего конца бурильной колонны определяется по формуле (6.25):

$$\Delta p_{\text{дин}} = \Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{м}} + \Delta p_{\text{и}}.$$

Результаты расчётов заносятся в таблицу и используются для построения графика  $\Delta p_{\text{дин}} = f(\tau)$ .

### 7.8. Определение полного давления, развивающегося в области нижнего конца бурильной колонны

Полное давление, развивающееся в области нижнего конца бурильной колонны, вычисляется по формуле (6.26):

$$p_{\text{низа}} = \Delta p_{\text{дин}} + p_{\text{гст}},$$

где  $p_{\text{гст}}$  - гидростатическое давление на глубине  $l_{\text{бк}}$ , вычисляется по формуле (6.27):

$$p_{\text{гст}} = \rho g l_{\text{бк}} = 1510 \times 9,80665 \times 2375 = 35169099 \text{ Па,}$$

где  $g=9,80665$  - нормальное ускорение силы тяжести.

Давление низа также можно вычислить для всех реперных моментов времени, но практический интерес представляют только два значения - максимальное давление, которое сравнивают с минимальным давлением гидроразрыва пласта,  $p_{\text{гр}}$ , и минимальное давление, которое сравнивают с максимальным пластовым давлением,  $p_{\text{пл}}$ . Если  $p_{\text{низа}} > p_{\text{гр}}$ , то следует вернуться к началу расчёта и уменьшить ускорение на участке разгона. Если  $p_{\text{низа}} < p_{\text{пл}}$ , то следует уменьшить ускорение на участке торможения. В обоих случаях необходимо выполнить повторный расчёт.

Результаты расчёта динамики движения бурильной колонны, динамики течения бурового раствора и давлений, развивающихся в процессе разгона, движения с постоянной скоростью и торможения бурильной колонны

$\tau, c$	Режим движ. БК	Скор. движ. БК, м/с	Режим движ. БР	Скор. движ. БР, м/с	$\Delta p_{гр.}$ МПа	$\Delta p_{м.}$ МПа	$\Delta p_{и.}$ МПа	Сумма динам. сост.	Полное давление низа, МПа
0	Разг.	0	Лам.	0	1,182	0	+3,35	4,532	39,701
2,193	Разг.	2,631	Лам.	2,046	3,195	0,013	+3,35	6,558	41,727
2,193	Разг.	2,631	Турб.	2,046	6,687	0,013	+3,35	10,050	45,219
3,6	Разг.	4,32	Турб.	3,359	15,92	0,036	+3,35	19,306	54,475
5,00	Разг.	6,0	Турб.	4,666	28,28	0,069	+3,35	31,699	66,868
5,00	Const	6,0	Турб.	4,666	28,28	0,069	0,0	28,349	63,518
6,25	Const	6,0	Турб.	4,666	28,28	0,069	0,0	28,349	63,518
6,25	Торм.	6,0	Турб.	4,666	28,28	0,069	-3,35	24,999	60,168
7,7	Торм.	4,26	Турб.	3,313	15,53	0,035	-3,35	12,215	47,384
9,058	Торм.	2,631	Турб.	2,046	6,687	0,013	-3,35	3,350	38,514
9,058	Торм.	2,631	Лам.	2,046	3,195	0,013	-3,35	-0,142	35,027
11,25	Торм.	0	Лам.	0	1,182	0	-3,35	-2,168	33,001

На рисунке 7.1 представлен график изменения суммы динамических составляющих давлений, развивающихся у нижнего конца колонны,  $\Delta p_{дин}$ . Строго говоря, это весьма приближённая кусочно-линейная аппроксимация действительного развития давлений, но в отличие от реальной она интересна с методической точки зрения.

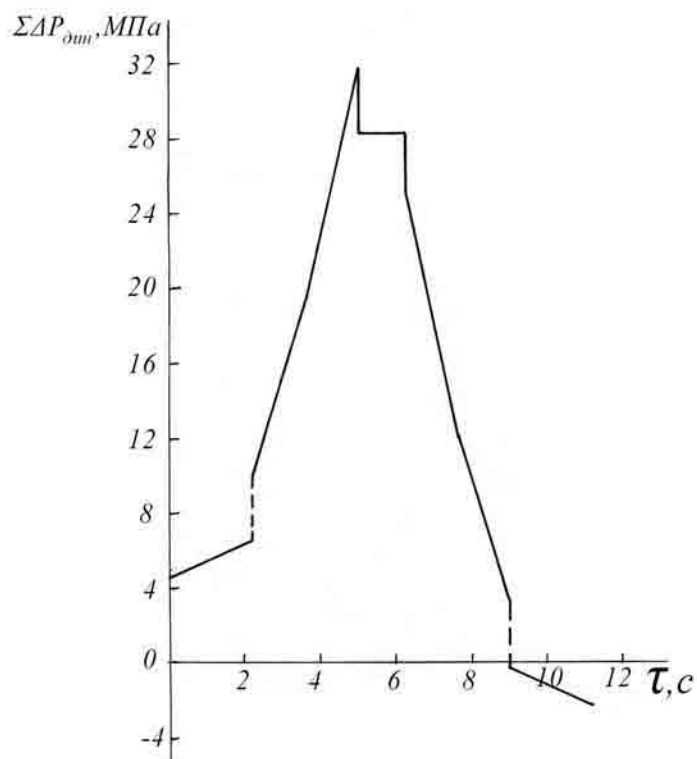


Рис.7.1. Изменение суммы динамических составляющих давления, развивающегося у нижнего конца бурильной колонны, во времени при спуске бурильной колонны



Начало движения сопровождается скачком давления (4,532 МПа) в результате проявления динамического напряжения сдвига бурового раствора и инерционных сил (преодоление инерции покоя). Скачок давления в 3,492 МПа при времени смены режима течения бурового раствора ( $\tau^* = 2,193$  с) в действительности происходить не будет. Причина этого скачка давлений заключается в несовершенстве методики и формул расчёта  $\Delta p_{тр}$  при ламинарном и турбулентном течении бурового раствора. В общем, в течение разгона сумма динамических составляющих изменяется от нуля до 31,699 МПа (не лишнее напомнить, что при течении ньютоновских жидкостей все динамические  $\Delta p$  пропорциональны  $w^2$  ( $\Delta p_{тр}$  - сопротивление трения,  $\Delta p_{мс}$  - местные сопротивления,  $\Delta p_{ск}$  - скоростной напор и др.)).

Максимальное давление у нижнего конца бурильной колонны (а значит и в забое скважины) развивается в конце разгона. При этом  $\Delta p_{тр}$  достигает максимального значения. После прекращения разгона исчезает инерционная составляющая ( $\Delta p_{ин} = 3,35$  МПа) и давление у низа колонны резко снижается. Следующие 1,25 с колонна движется с постоянной скоростью 6,0 м/с и динамические давления постоянны. При времени 6,25 с колонну начинают тормозить и давление у низа колонны резко снижается. Это объясняется появлением инерционной составляющей ( $\Delta p_{ин} = -3,35$  МПа). Другими словами, столб бурового раствора высотой  $l = 2375$  м стремится вверх по инерции и создаёт разрежение у нижнего конца бурильной колонны 3,35 МПа.

При времени  $\tau = 9,058$  с происходит смена режима течения бурового раствора с турбулентного на ламинарный. Строго говоря, время это достаточно расплывчато, как и понятие смены режима. По существу, никаких резких, скачкообразных явлений при течении жидкостей не бывает. Но фиксация временных промежутков при проведении спускоподъёмных операций позволяет как-то оценить динамику давлений у нижнего конца бурильной колонны и предотвратить осложнения и аварии.

Так вот, время  $\tau = 9,058$  с означает, что в интервале времени  $\tau = 6,25$  с и  $\tau = 9,058$  с при вычислении гидравлических сопротивлений нужно пользоваться формулами для турбулентного режима, а в интервале  $\tau = 9,058$  с + 11,25 с - формулами для ламинарного режима при всей условности и относительности этих понятий и переходов. Скачок давления от 3,35 МПа до -0,142 МПа при времени смены режима течения бурового раствора ( $\tau^* = 9,058$  с), как и на участке разгона, в действительности происходить не будет. Опять же, причина этого скачка



давлений заключается в несовершенстве методики и формул расчёта  $\Delta p_{\text{тр}}$  при ламинарном и турбулентном течении бурового раствора.

Причина несовершенства методики и формул расчёта  $\Delta p_{\text{тр}}$  при ламинарном и турбулентном течении технологических неньютоновских жидкостей заключается в том, что они не являются индивидуальными веществами и их физические свойства изменяются во времени, при многократном нагревании и охлаждении в процессах циркуляции, при неизбежных массообменных процессах со стенками скважин и со шламом. Сложный состав и нестабильность характеристик приводят к отсутствию воспроизводимости в научных экспериментальных исследованиях. Воспроизводимость результатов – одно из основных условий экспериментальных исследований. Поэтому своеобразная "нестыковка" значений  $\Delta p_{\text{тр}}$  для ламинарного и турбулентного режимов оправдана и неизбежна.

Определённый интерес представляет факт отрицательного значения суммы динамических составляющих давления, развивающегося у нижнего конца буровой колонны,  $\Sigma \Delta p_{\text{дин}} = -2,168$  МПа. При времени 11,25 с буровую колонну останавливают и в последние доли секунды инерционная составляющая ( $\Delta p_{\text{ин}} = -3,35$  МПа) проявляет себя создавая отрицательное значение суммы динамических составляющих у нижнего конца буровой колонны,  $\Sigma \Delta p_{\text{дин}} = -2,168$  МПа. Другими словами, столб бурового раствора высотой  $l = 2375$  м (строго говоря  $l = 2375 + 37,5$  м) стремится по инерции вверх и создаёт разрежение у нижнего конца буровой колонны 3,35 МПа.

Практический интерес из таблицы представляют только два значения давлений – максимальное давление,  $p_{\text{max}} = 66,868$  МПа и минимальное давление,  $p_{\text{min}} = 33,001$  МПа. Первое сравнивают с давлением гидроразрыва пласта имеющего минимальное значение  $p_{\text{гр}}$ , а второе – с пластовым давлением наиболее проявляющегося пласта,  $p_{\text{пл}}$ .

Если  $p_{\text{гр}} < p_{\text{max}} = 66,868$  МПа, то следует уменьшить ускорение на участке разгона буровой колонны и повторить расчёт.

Если  $p_{\text{пл}} > p_{\text{min}} = 33,001$  МПа, то следует уменьшить ускорение на участке торможения буровой колонны и повторить расчёт.

## 8. ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПОНЯТИЙ И ТЕРМИНОВ

### А

**Агрегация** (< лат. ag-grego - нагромождать, накапливать; лат. grego - собирать в стадо, в кучу, в стаю) - способность *структурных элементов* (атомов, молекул, макромолекул, ионов, молекул с полярными группами, волокнистых материалов, твёрдых частиц, частиц дисперсной фазы) образовывать частицы более сложного строения с функциональной дифференциацией или переходить в так называемое конденсированное состояние (твёрдое и жидкое состояния вещества).

См. также *Неньютоновские жидкости*.

**Аксиальный** (< лат. axis - ось повозки, вал, ворот, земная ось, полюс. - И.Х. Дворецкий; 1894-1979. [53]) - расположенный вдоль оси, по центру. Например, аксиальный кабель, труба в трубе, когда их центры совпадают и т.п.

**Анизотропия** (< греч. ανισοζ - неравный, несправедливый + τροπη - поворот, перемена, превращение, обращение; τροπω - поворачивать, обращать, изменять, переменять; τροποζ - поворот, оборот. А.Д. Вейсман; р. 1834 г. [132]) - зависимость *физических свойств* (механических, оптических, электрических, реологических и т.д.) вещества от направления. В частности, анизотропия наблюдается в *неньютоновских жидкостях*, содержащих молекулы высокомолекулярных соединений и/или волокнистые частицы или твёрдые частицы типа спичек или спиц после того, как они все выстроятся вдоль *линий тока*. См. также *Изотропия*.

**Архимеда закон** (по имени древнегреческого философа Архимеда; ('Αρχιμηδης; ок. 287 до Р.Х. - 212 до Р.Х.)) - закон гидро- и аэростатики. Согласно закону Архимеда на тело, помещённое в жидкость, действует выталкивающая сила в направлении, противоположном действию *силы тяжести*, численно равная весу жидкости в объёме погружённой части тела и приложенная в центре тяжести погружённой части тела.

В действительности Архимед этого закона не открывал. Он открыл косвенный метод определения *плотности* вещества [22].

**Архимеда критерий** (в процессах псевдооживления) - характеризует соотношение подъёмной (выталкивающей) силы Архимеда и сил вязкого трения:

$$Ar = \frac{d^3 (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}) \rho_{\text{ж}} g}{\mu^2} \quad (A-1)$$

Критерий назван в честь древнегреческого философа Архимеда ('Αρχιμήδης; ок. 287–212 до Р.Х.).

См. также Подобия критерий.

**Асимптота** (< греч. *αβυμπτωτοζ* – несовпадающий, некасающийся) кривой с бесконечной ветвью – прямая, к которой эта ветвь неограниченно приближается. Например, у гиперболы  $y=1/x$  асимптотами являются оси координат  $Ox$  и  $Oy$ . Термин "асимптота" (применительно к гиперболе) приписывают Аполлонию Пергскому (3 в. до Р.Х.) [21].

## Б

**Бингама тела** см. *Бингамовские жидкости*.

**Бингамовские жидкости** (тела Бингама) – *неньютоновские жидкости*, имеющие *предел упругости*  $b_{\tau 0}$  (начальное напряжение сдвига). Бингамовским жидкостям свойственно сохранение *структуры* (неподвижность) вплоть до достижения напряжения, равного начальному напряжению сдвига (*упругости пределу*). Под действием напряжений, превышающих предел текучести, структура разрушается и *течение жидкости* описывается линейной связью напряжения сдвига и *скорости деформации* вида  $y=b_0+b_1x$ , где  $b_0$  – начальное напряжение сдвига, а  $b_1$  – коэффициент *пластической вязкости* (Б-1). Проще, но некорректно: жидкость ведёт себя как *ньютоновская* (рис.Б-1). С увеличением *скорости деформации* наблюдаемая (*эффективная, локальная, кажущаяся, действующая*) вязкость тела Бингама уменьшается (рис.Б-2, рис.Н-1).

Соответствующая математическая модель *течения* была предложена в 1916 г. Ю.Бингамом (*E. Bingham*; 1878–1945) [34]:

$$b_{\tau} - b_{\tau 0} = - \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (\text{Б-1})$$

или

$$b_{\tau} = b_{\tau 0} + \eta \cdot \left( - \frac{d\gamma}{d\tau} \right).$$

где  $\eta$  – коэффициент *пластической вязкости*,  $b_{\tau 0}$  – начальное или *статическое* напряжение сдвига. Поведение тела Бингама можно объяснить из предположения о наличии у *покоящейся жидкости*, в которой распределены *твёрдые частицы*, *пространственной структуры*, достаточно жёсткой, чтобы оказывать *сопротивление* любому напряжению, не превосходящему по величине  $b_{\tau 0}$ . При превышении *статического* напряжения

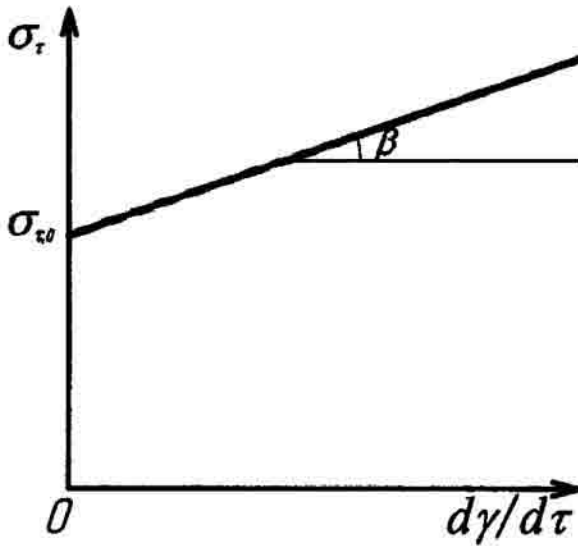


Рис.Б-1. Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации для бингамовской жидкости;  
 $\sigma_{\tau 0}$  - начальное напряжение сдвига.  
 $\operatorname{tg} \beta = \eta$  - пластическая вязкость

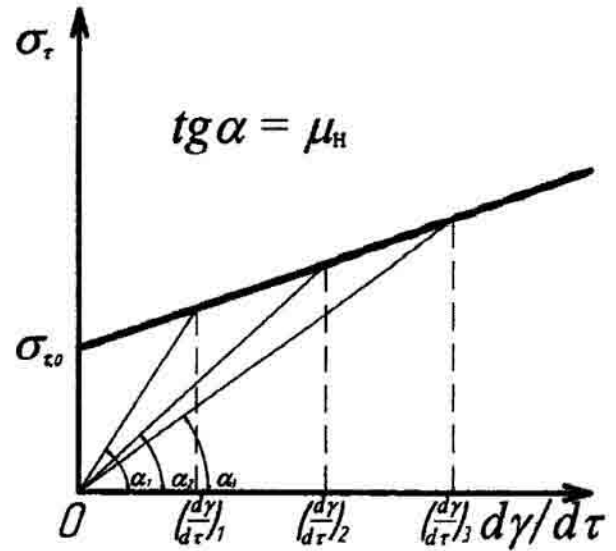


Рис.Б-2. Уменьшение наблюдаемой (эффективной) вязкости,  $\mu_n$ , бингамовской жидкости с увеличением скорости деформации,  $d\gamma/d\tau$ :  $\mu_{n1} > \mu_{n2} > \mu_{n3}$

структура полностью разрушается и система ведёт себя как ньютоновская жидкость при напряжениях сдвига  $\sigma_{\tau} - \sigma_{\tau 0}$ . При снижении напряжения сдвига  $\sigma_{\tau} < \sigma_{\tau 0}$ , структура снова восстанавливается.

В отличие от тел Шведова (вязкопластичных жидкостей) у бингамовских жидкостей нет начального нелинейного участка преобразования структуры, поскольку они в значительной степени представляют собой более или менее концентрированные суспензии, состоящие из твёрдых частиц (дисперсной фазы) и жидкости с небольшой молекулярной массой (дисперсионной среды). При небольших энергиях взаимодействия твёрдых частиц друг с другом и с молекулами жидкости при достижении предела упругости структура тела Бингама разрушается сразу и нелинейный участок зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  не наблюдается.

Если твёрдые частицы представляют собой элементы, похожие на спички, палочки, спицы и т.п., а жидкость имеет существенную молекулярную массу, то в зависимости от соотношений размеров и формы частиц дисперсной фазы, молекулярной массы жидкости (дисперсионной среды) и энергии взаимодействия твёрдых частиц друг с другом и с молекулами жидкости процесс усложняется. После достижения предела упругости и первичного разрушения структуры тела Бингама происходит преобразование структуры, состоящее в выравнивании длинных структурных элементов (как твёрдых частиц, так и длинных молекул) вдоль линий тока. Это проявляется в виде начального нелинейного участка зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ , более или менее выраженного. По этой при-



чине множество композиций твёрдых и жидких веществ по своему поведению занимают промежуточное положение между телами Бингама и телами Шведова, а параметры моделей их течения не являются константами вещества.

Некоторым бингамовским жидкостям типа псевдотело свойственна тиксотропия. Жидкости типа псевдотела в процессе деформации не теряют полностью статического напряжения сдвига и проявляют текучесть, даже когда её эффекты невелики [34].

По реологическим характеристикам к телам Бингама очень близки такие жидкости, как буровые растворы, шламы, масляные краски, зубные пасты, сточные грязи. В качестве бытового примера проявления предела упругости у бингамовской жидкости можно назвать зубную пасту – при выдавливании зубной пасты (на основе карбоната кальция) она выходит из тубы как твёрдый стержень – начальное напряжение сдвига преодолевается при этом только на стенке.

См. также *Вязкопластичные жидкости, Гели, Золи, Дисперсные системы, Коллоидные растворы, Коллоидные системы, Пластинность жидкости, Реологические модели течения, Сопротивление течению жидкостей*. См. также Примечание к статье *Вязкопластичные жидкости*.

## В

**Вектор** (лат. vector – носящий, несущий) – направленный отрезок прямой, у которого один конец, например, точка А, называется началом вектора, а другой конец, например, точка В, – концом вектора; вектор, начальная точка которых может быть выбрана свободно, называется **свободными** вектором; вектор характеризуется модулем (или длиной) и направлением: от А к В. Векторы, лежащие на одной прямой или на параллельных прямых, называются **коллинеарными**. Векторы, лежащие в одной плоскости или на параллельных плоскостях, называются **компланарными**. Два коллинеарных вектора называются **одинаково (противоположно) направленными**, если их концы лежат по одну сторону (по разные стороны) от прямой, соединяющей их начала или от общего начала. Два вектора называются **равными**, если они имеют равные модули и одинаково направлены.

Кроме свободных векторов в механике и физике рассматриваются векторы, которые характеризуются модулем, направлением и положением начальной точки – **точки приложения**.



Понятие "Вектор" возникло как математическая абстракция объектов, характеризующихся величиной и направлением, например, движение жидкостей, газов и твердых тел, скорость, напряжённость электрического и магнитного полей. Поле скоростей потока жидкости - векторное поле, в отличие от поля температур, скалярного поля, но градиент температуры - вектор.

Термин "Вектор" около 1845 г. ввёл ирландский математик и астроном У. Гамильтон (*Hamilton William Rowan*; 1805-1865).

**Входной участок** см. *Стабилизации гидродинамической участок*.

**"ВЯЗАТЬ, вязывать** что, завязывать, связывать; затягивать обнесённую вокруг чего веревку узломъ для соединенія или скрепы; || (...) || Связь, союз, соединеніе, крепость; || (...) **Вязить** стар. вязнуть, сидеть в оковах, въ заключеніи; ныне: || засаживать кого, что, ущемлять, заставить увязнуть, засадить. (...) **Вязать, вязнуть**, заседать, завязать, увязать, угодить въ топъ, въ грязь, въ тесноту, въ непроходимую чащу. (...) **Вязкій**, крепкій или упорный сцепленіемъ частицъ своих; липкій, клейкій, тягучій; нехрупкій, неломкій, гибкій, упругій. (...) **Вязкость** ж. свойство, качество это. (...)" (В. И. Даль; 1801-1872) [49].

**Вязкие жидкости** см. *Ньютоновские жидкости*.

**Вязкого трения закон Ньютона** - напряжение сдвига (касательное напряжение) при ламинарном течении прямо пропорционально скорости изменения скорости от слоя к слою:

$$F = \mu \frac{w_2 - w_1}{l_2 - l_1} S, \quad (B-1)$$

где  $F$  - касательная сила, вызывающая сдвиг слоёв жидкости или газа друг относительно друга,  $S$  - площадь слоя, по которому происходит сдвиг,  $(w_2 - w_1)/(l_2 - l_1)$  быстрота изменения скорости от слоя к слою, иначе - скорость сдвига, в пределе, градиент скорости течения,  $\mu$  - вязкости коэффициент динамический. Закон вязкого течения был установлен в 1687 г. И. Ньютоном (*Newton Isaac*; 1643-1727). Жидкости, которые подчиняются этому закону, называются ньютоновскими. Для этих жидкостей характерна вязкая диссипация энергии, обусловленная столкновением небольших молекул. Все газы, жидкости с небольшой молекулярной массой, растворы низкомолекулярных веществ в низкомолекулярных растворителях, а также расплавы солей и металлов являются ньютоновскими жидкостями. Другими словами, ньютоновскими жидкостями

являются все низкомолекулярные сплошные среды, структурные элементы которых не склонны к агрегации. Суспензии, эмульсии, коллоидные растворы, расплавы и растворы полимеров со значительными молекулярными массами, как правило, являются неньютоновскими жидкостями.

Классическая форма записи закона вязкого трения Ньютона для одномерного ламинарного течения имеет вид:

$$\sigma_{\tau} = - \mu \cdot \frac{d\omega}{dl}, \quad (B-2)$$

где  $d\omega/dl$  - градиент скорости,  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости, параметр, не зависящий от скорости деформации и являющийся функцией температуры, состава и давления (для газов) (рис. В-1).

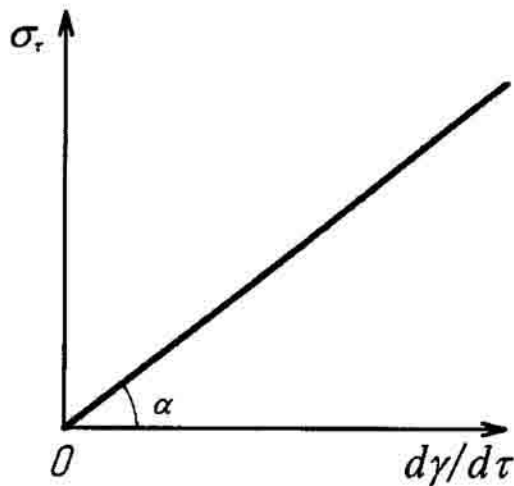


Рис.В-1. Линейная зависимость напряжения сдвига от градиента скорости для ньютоновских жидкостей;  $\operatorname{tg}\alpha = \mu$ ,  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости

В современном изложении закон вязкого трения Ньютона - частный случай течения вязкой жидкости, являющейся *изотропной* сплошной средой, тензор напряжений в которой (в обозначениях авторов [1]) имеет вид:

$$\begin{vmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{vmatrix}; \quad (B-3)$$

или  $p_{ik} = -p\delta_{ik} + \tau_{ik}$ , где  $p_{11}$  - нормальные напряжения,  $p_{ik}$  ( $i \neq k$ ) - касательные напряжения,  $\tau_{ik}$  - вязкие напряжения, которые зависят от скорости скашивания координатного угла  $\epsilon_{ik}$  в плоскости  $x_1 O x_k$  ( $i \neq k$ ),  $\delta_{ik}$  - дельта Кронекера. При дополнительном условии, что зависимость между тензорами  $\tau_{ik}$  и  $\epsilon_{ik}$  **линейна**, вязкая жидкость называется ньютоновской вязкой жидкостью. Последнее означает, что каж-

дая из девяти компонент тензора вязких напряжений линейным образом зависит от всех девяти компонент тензора скоростей деформаций. Рассматривая течение вида "простой сдвиг", получим уравнение:

$$p_{12} = \mu \cdot \frac{\partial v_1}{\partial x_2},$$

которое и является законом вязкого трения Ньютона [1, с.72].

Из закона вязкого трения Ньютона очевидно, что *поток* количества движения (*импульс*) направлен в сторону отрицательного градиента скорости. Это означает, что количество движения переносится в направлении уменьшения скорости. Другими словами, количество движения перемещается из области большей скорости в область меньшей скорости точно так же, как сани скатываются с горки вниз, как теплота передается из области с большей температурой в область с меньшей температурой или как активные компоненты мази, нанесенной на кожу, в процессе молекулярной диффузии с поверхности кожи, где их много, проникают, например, в суставную сумку, где их ещё нет.

У *идеальных* жидкостей вязкость равна нулю (рис.И-1). У *неньютоновских жидкостей* наблюдаются более сложные зависимости напряжения сдвига от скорости деформации (рис.В-2, В-3, Н-1, Н-2, Н-3, Н-4). [2, 7, 15, 18, 34].

См. также *ВЯЗАТЬ, Вязкость, Диссипация, Напряжение, ПЛАСТИКА, Пластичность жидкости, Реологические модели течения.*

**Вязкопластичные жидкости** (тела Шведова) – *неньютоновские жидкости, имеющие предел текучести (начальное напряжение сдвига  $\sigma_{\tau 0} > 0$ ), начальный нелинейный участок преобразования структуры и характеризующиеся уменьшением наблюдаемой (локальной, эффективной) вязкости с возрастанием скорости деформации* (рис.В-2, рис.В-3).

Для вязкопластичных жидкостей характерно возвращение в первоначальное состояние после того, как перестает действовать приложенное к ним касательное напряжение. При наличии ярковыраженного линейного участка зависимости напряжения сдвига от скорости деформации уравнение течения имеет вид:

$$\sigma_{\tau} - \sigma_{\tau d} = - \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (B-4)$$

или

$$\sigma_{\tau} = \sigma_{\tau d} + \eta \cdot \left( - \frac{d\gamma}{d\tau} \right).$$

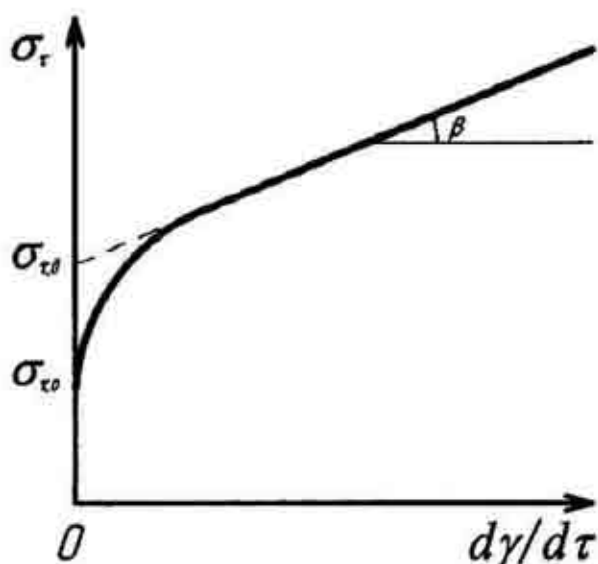


Рис.В-2. Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации для вязкопластичной жидкости;  
 $\sigma_{\tau d}$  - динамическое напряжение сдвига.  
 $\text{tg}\beta = \eta$  - пластическая вязкость

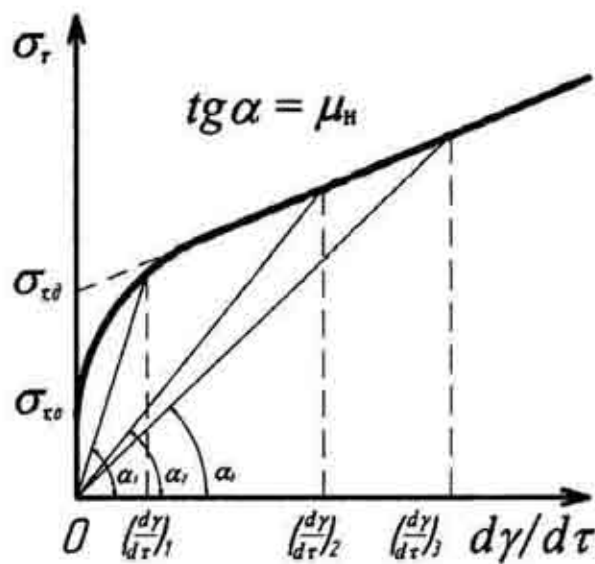


Рис.В-3. Уменьшение наблюдаемой (эффективной) вязкости,  $\mu_n$ , вязкопластичной жидкости с увеличением скорости деформации,  $d\gamma/d\tau$ :  $\mu_{n1} > \mu_{n2} > \mu_{n3}$

где  $\eta$  - коэффициент пластической вязкости,  $\sigma_{\tau d}$  - динамическое напряжение сдвига. Такое поведение жидкости при деформации исследовал русский физик, профессор Санкт-Петербургского университета Ф. И. Шведов (1840-1905). В качестве модельной системы он использовал смеси желатины и золы.\*

По своему поведению вязкопластичные жидкости занимают промежуточное положение между псевдопластичными жидкостями (но с пределом упругости) и бингамовскими жидкостями (но с начальным нелинейным участком зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ ). Характерной чертой поведения вязкопластичных жидкостей является наличие нелинейного участка зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ . Нелинейность начального участка зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  можно объяснить выстраиванием длинных молекул полимера (например, желатины, бентонита, карбоксиметилцеллюлозы и т. д.) вдоль линий тока. Скорость разрушения структуры уменьшается с ростом скорости деформации и, по достижении некоторого критического значения скорости деформации, вязкопластичная жидкость в дальнейшем ведёт себя как ньютоновская с предельным значением коэффициента вязкости  $\eta$ , называемым коэффициентом пластической (структурной) вязкости (если в процессе нагружения жидкости линейность зависимос-

Примечание. Желатина (желатин) - белок, полидисперсная смесь полипептидов (мол. м. 50000 - 70000) и их агрегатов (мол. м. до 300000). Получается при длительной щелочной обработке дермы, костей, хрящей, сухожилий с последующим экстрагированием водой при температуре 50 - 100°C. Желатин сохраняет способность к образованию трёхспиральной конформации, свойственной коллагену. [38].



ти  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  достижима\*). Экстраполяция линейного участка зависимости (уравнение (В-4), рис. В-2) до пересечения с осью ординат отсекает на ней отрезок  $\sigma_{\tau д}$ , характеризующий так называемое *динамическое напряжение сдвига*, величину которого непосредственно экспериментально (с помощью прибора) определить невозможно (рис. В-2). Динамическое напряжение сдвига можно вычислить в результате обработки статистическими методами линейного участка экспериментально полученной зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  (например, методом НК).

В случае бингамовских жидкостей нелинейного участка нет, поскольку они в значительной степени представляют собой концентрированные суспензии из твёрдых частиц (дисперсной фазы) и жидкости (дисперсионной среды). Если жидкость имеет небольшую молекулярную массу, то при достижении предела упругости структура тела Бингама разрушается сразу и нелинейного участка зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  нет.

Возможны случаи, когда в процессе нагружения жидкости линейность зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  не наблюдается. Причиной этого может быть прочность структурных связей и неспособность жидкости деформироваться с возрастающей скоростью. Жидкость теряет текучесть и сплошность среды. Всеу есть свои пределы.

Для вязкопластичных жидкостей характерно уменьшение наблюдаемой (эффективной, локальной) вязкости с ростом скорости деформации (рис. В-3); другими словами, с увеличением скорости течения или перемешивания жидкость **разжижается**.

Примером вязкопластичных жидкостей являются буровые растворы, для которых характерно большое разнообразие расхождений между  $\sigma_{\tau 0}$  и  $\sigma_{\tau д}$ , а также отсутствия, наличия и протяжённости линейного участка  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ . Наибольшее расхождение между  $\sigma_{\tau 0}$  и  $\sigma_{\tau д}$  наблюдается в коллоидных растворах слабо коагулированных, где наблюдается сильная тиксотропия [11]. К вязкопластичным жидкостям также относятся нефти с высоким содержанием парафинов [7]. См. стр. 135.

Вязкопластичность < русск. вязать (см.) и лат. plastica - пластика; plasticus - пластический, скульптурный; лепящий, формиру-

---

Примечание. Выражение: вязкопластичная (бингамовская) жидкость в дальнейшем ведёт себя как *ньютоновская*, по существу неверное. Строго говоря, после разрушения структуры течение жидкости описывается линейной связью напряжения сдвига и скорости деформации вида  $y = b_0 + b_1 x$ , где  $b_0$  - динамическое напряжение сдвига, а  $b_1$  - коэффициент пластической вязкости (см. раздел 2.4, с. 34).

ющий < греч. *πλαβτιχοζ* - лепной, удобный для лепной работы; *πλαβτιχη* - искусство лепное, ваение; *πλαβτοζ* - лепной, изваянный. [48, 49, 53].

См. также ВЯЗАТЬ, Гели, Золи, Коллоидные растворы, Коллоидные системы, ПЛАСТИКА, Пластинность жидкости, Реологические модели течения, Сопротивление течению жидкостей.

**Вязкости коэффициент динамический** - физическая величина, характеризующая отношение силы сдвига на единицу площади к градиенту скорости в любой точке движущейся жидкости:

$$\mu = - \frac{F}{S} \Big/ \frac{dw}{dl} = \delta_{\tau} \Big/ \frac{dw}{dl}, \quad (B-5)$$

где  $\delta_{\tau}$  - напряжение сдвига (рис. В-1). Очевидно, что вязкость является мерой сил внутреннего трения жидкости, которые стремятся оказать противодействие любому движению жидкости. Если трение между соседними слоями жидкости мало (небольшая вязкость), то приложенная сила сдвига будет приводить к большому градиенту скорости. С увеличением вязкости каждый слой жидкости оказывает на соседний слой большее тормозящее воздействие, обусловленное трением, и градиент скорости уменьшается. Таким образом, градиент скорости - функция напряжения сдвига. Здесь есть некоторое противоречие с общепринятой формой записи закона вязкого (жидкостного) трения Ньютона, но именно в координатах  $\delta_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  тангенс угла  $\alpha$  соответствует наблюдаемой (эффективной) вязкости жидкости (рис. 2.2, 2.4, В-2, В-3, Н-1, П-4). По существу, и градиент скорости, и напряжение сдвига являются функцией внешней силы  $F$ , принуждающей жидкость к течению. Коэффициент динамический вязкости не зависит от силы сдвига и скорости сдвига (в отличие от неньютоновских жидкостей), он является функцией состояния жидкости (например, температуры, давления) и состава. Динамический коэффициент вязкости связан с кинематическим коэффициентом вязкости соотношением:  $\nu = \mu/\rho$ , где  $\rho$  - плотность жидкости. Динамический коэффициент вязкости газов составляет величину от 1 до 100 мкПа·с, воды при 20°С - 1 мПа·с, низкомолекулярных жидкостей - до 10 Па·с, растворов и расплавов полимеров - до 0,1 МПа·с, каучуков, резиновых смесей, битумов и асфальтов - до 100 МПа·с. Переход вещества из жидкого в стеклообразное состояние обычно связывают с достижением вязкости порядка  $10^{11}$ - $10^{12}$  Па·с.

См. также ВЯЗАТЬ, Напряжение сдвига, ПЛАСТИКА, Пластинность жидкости.



**Вязкости коэффициент кинематический** – физическая величина, характеризующая вязкое трение в движущейся жидкости без учета влияния гравитационных сил. Кинематический коэффициент вязкости является одним из трёх параметров, характеризующих транспортные свойства среды, он является параметром дифференциальных уравнений ламинарного течения Навье–Стокса (С-20). Кинематический коэффициент вязкости связан с динамическим коэффициентом вязкости соотношением:  $\nu = \mu / \rho$ , где  $\rho$  – плотность жидкости.

См. также ВЯЗАТЬ, ПЛАСТИКА, Пластинность жидкости.

**Вязкости пластической коэффициент** см. Пластическая вязкость.

**Вязкости структурной коэффициент** см. Структурная вязкость.

**Вязкость** – динамическая характеристика твёрдых тел и сплошных сред, заключающаяся в их способности оказывать сопротивление сдвигу слоёв друг относительно друга. 1. Свойство твёрдых тел – необратимо поглощать энергию при их пластическом деформировании (более точное название – внутреннее трение). 2. Свойство жидкостей и газов – оказывать сопротивление перемещению одной их части относительно другой. Основной закон – закон вязкого течения – был установлен в 1687 году И. Ньютоном (Newton Isaac; 1643–1727), в классической форме записи для одномерного течения имеющий вид:

$$\tau = - \mu \cdot \frac{dw}{dl}, \quad (B-6)$$

где  $dw/dl$  – градиент скорости,  $\mu$  – вязкости коэффициент динамический (рис. В-1). Жидкости, которые подчиняются этому закону, называются ньютоновскими. Закон вязкого течения И. Ньютона справедлив для ламинарного течения жидкости. Для неньютоновских жидкостей зависимость касательного напряжения от скорости деформации имеет более сложный вид, чем (В-1), (В-2), (В-6). Для таких жидкостей характерно изменение вязкости с увеличением скорости деформации – динамическая вязкость становится локальной характеристикой жидкости, и вводятся понятия наблюдаемой (эффективной) вязкости (рис. В-2, рис. В-3) и пластической (структурной) вязкости (рис. В-1, рис. В-2).

См. также ВЯЗАТЬ, Вязкости коэффициент динамический, Диссипация, Напряжение, ПЛАСТИКА, Пластинность жидкости, Реологические модели течения, Сопротивление течению жидкостей.

При ламинарном течении жидкости вязкость обуславливается исключительно межмолекулярным взаимодействием. Механизм вязкого трения согласно молекулярно-кинетической теории заключается в следующем.

Скорость движения молекул в потоке жидкости можно рассматривать как сумму средней скорости движения молекул, зависящей от температуры и скорости потока в рассматриваемой точке. Следовательно, слои жидкости, движущиеся с большей скоростью, состоят из более "энергичных" молекул, чем слои жидкости, движущиеся с меньшей скоростью. Наличие градиента скорости приводит к тому, что столкновение "энергичных" молекул с относительно медленными молекулами вызывает перенос некоторого количества движения (импульса) от более "энергичных" молекул к менее "энергичным". Другими словами, происходит перенос импульса из слоя, движущегося с большей скоростью, в слой, движущийся с меньшей скоростью. В конечном итоге, этот процесс привёл бы к выравниваю средних скоростей всех молекул, т.е. к равновесию. Для поддержания градиента скорости, без которого невозможно течение жидкости, необходимо приложить внешнюю силу. В движущейся жидкости за счёт этой силы создаётся касательное напряжение, имеющее наибольшее значение на границе жидкости с твёрдой поверхностью и равное нулю в центре потока (если поток симметричен). Соответственно, градиент скорости максимален на стенке. Градиент скорости можно рассматривать как движущую силу переноса количества движения.

При турбулентном течении перенос количества движения и энергии происходит не отдельными молекулами, а главным образом на макроуровне, частицами ("комками") жидкости, перемещающимися из более быстрых слоёв потока в более медленные в результате турбулентных пульсаций. Молекулы переносят импульс (количество движения) со скоростью их теплового движения на длину свободного пробега, а комки (частицы) жидкости переносят количество движения (импульс) со скоростью турбулентных пульсаций на значительно большие расстояния, равные пути смешения. В этой связи диссипация энергии при турбулентном течении значительно превышает диссипацию энергии, обусловленной молекулярной вязкостью.

Вязкость является динамическим неравновесным свойством на макроуровне. На микроуровне она отражает влияние движений и взаимодействия молекул вещества. В результате происходит диссипация работы, затрачиваемой на смещение слоёв жидкости друг относительно друга, в конечном итоге, на перемещение жидкости. Вязкость низкомолекулярных жидкостей не зависит от напряжения сдвига  $\dot{\gamma}$ , при котором её измеряют. Для коллоидных систем, растворов и расплавов полимеров вязкость зависит от режима деформирования, поэтому необходимо учи-

тывать значение  $\sigma_c$ , к которому относятся результаты измерения коэффициента динамической вязкости  $\mu$ . Различают наибольшую (ньютоновскую) вязкость при предельно низких напряжениях сдвига  $\sigma_c$  (теоретически  $\sigma_c \rightarrow 0$ ); наблюдаемую (эффективную, локальную) вязкость у неньютоновских жидкостей, соответствующую значениям  $\sigma_c$ , превышающим статическое напряжение сдвига, и уменьшающуюся с увеличением  $\sigma_c$  (кроме дилатантных жидкостей); наименьшую вязкость, измеряемую при наиболее интенсивном режиме нагружения, когда вязкость перестаёт зависеть от напряжения сдвига  $\sigma_c$ . Для некоторых неньютоновских жидкостей определяется пластическая вязкость (рис. В-2).

Размерность динамической вязкости - Па·с, кинематического коэффициента вязкости - м<sup>2</sup>/с. Вязкость газов составляет величину от 1 до 100 мкПа·с, воды при 20°С - 0,001 Па·с, низкомолекулярных жидкостей - до 10 Па·с, растворов и расплавов полимеров - до 0,1 МПа·с, каучуков, резиновых смесей, битумов и асфальтов - до 100 МПа·с. Границей перехода состояния вещества "жидкое - стеклообразное" считают величину вязкости порядка  $10^{11} + 10^{12}$  Па·с [38].

См. также ВЯЗАТЬ, КОМЬ, Механика, Напряжение, ПЛАСТИКА, Пластичность жидкости, Сопротивление течению жидкостей.

**Вязкость динамическая** см. Вязкости коэффициент динамический.

**Вязкость кажущаяся** см. Кажущийся, Наблюдаемая вязкость.

См. также Вязкость, КАЗАТЬ, Кажущаяся вязкость, Локальная вязкость, Эффект, Эффективная вязкость.

**Вязкость кинематическая** см. Вязкости коэффициент кинематический, Вязкость, Кинематика.

**Вязкость локальная** см. Наблюдаемая вязкость.

См. также Вязкость, Кажущаяся вязкость, Локальная вязкость, Эффект, Эффективная вязкость.

**Вязкость молекулярная** - вязкость жидкостей, обусловленная исключительно межмолекулярным взаимодействием. Молекулярная вязкость может проявляться только при ламинарном течении жидкости, когда перенос количества движения (импульса) в направлении, перпендикулярном движению жидкости, осуществляется в результате соударения молекул соседних слоёв. Молекулярная вязкость отражает влияние движений и взаимодействия молекул вещества на микроуровне. Движущей силой переноса количества движения в этом случае является градиент скорости. Диссипация энергии при этом значительно меньше, чем при турбулентном течении. Подробнее см. Вязкость и [15].

См. также ВЯЗАТЬ, Вязкости коэффициент динамический, Вязкость турбулентная, Напряжение.



**Вязкость наблюдаемая** см. *Наблюдаемая вязкость*.

См. также *Вязкость, Кажущаяся вязкость, Кажущийся, Локальная вязкость, Эффект, Эффективная вязкость*.

**Вязкость пластическая** см. *Пластическая вязкость, Реологические модели течения, Структурная вязкость*.

См. также *Кажущийся, Неньютоновские жидкости, Пластинности параметр, Пластинность жидкости*.

**Вязкость реальная** см. *Наблюдаемая вязкость*.

См. также *Вязкость, Кажущаяся вязкость, Кажущийся, Локальная вязкость, Реологические модели течения, Эффект, Эффективная вязкость*.

**Вязкость структурная** см. *Структурная вязкость, Пластическая вязкость*.

См. также *Неньютоновские жидкости, Пластинности параметр, Пластинность жидкости, Реологические модели течения, Сопротивление течению жидкостей*.

**Вязкость турбулентная** - вязкость жидкостей при турбулентном течении, обусловленная внутренним трением на макроуровне. Перенос количества движения (импульса) в направлении, перпендикулярном основному течению жидкости, при этом происходит главным образом за счёт перемещения макроколичеств жидкости (комков) из более "быстрых" частей потока в более "медленные" и наоборот. В результате турбулентных пульсаций в жидкости возникает дополнительное трение. Аналогично тому, как при ламинарном течении внутреннее трение в жидкости обусловлено молекулярной вязкостью, при турбулентном течении внутреннее трение характеризуется турбулентной вязкостью. Формулу (В-6) можно переписать в виде:

$$\sigma_{\tau} = - (\mu + \mu_{\tau}) \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (B-7)$$

где  $d\gamma/d\tau$  - скорость деформации,  $\mu$  - коэффициент молекулярной вязкости,  $\mu_{\tau}$  - коэффициент турбулентной вязкости. Природа турбулентной вязкости заключается в переносе количества движения не отдельными молекулами, а комками жидкости на расстояние пути смещения, значительно превышающее длину свободного пробега молекулы. По этой причине диссипация энергии при турбулентном течении значительно превышает диссипацию энергии, обусловленную молекулярной вязкостью. В отличие от молекулярной вязкости, являющейся свойством жидкости, турбулентная вязкость - характеристика потока, так как она зависит от скорости жидкости и размеров канала [15].

Понятие турбулентной вязкости можно ввести аналогично (1.1):

$$\mathbf{b}_{yx}^T = -\rho \overline{w'_x w'_y} = -\mu_T \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\rho \nu_T \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y}. \quad (\text{B-8})$$

Турбулентная вязкость значительно больше молекулярной, так как турбулентные течения наблюдаются при больших значениях  $Re$ . Согласно (B-8), для определения турбулентной вязкости необходимо знать не только средние, но и пульсационные скорости. Оценка пульсационных скоростей основывается на моделях турбулентности.

Прандтль исходил из представления, что в пульсациях, имеющих место в турбулентном потоке, участвуют "комки" жидкости, которые проходят в поперечном направлении путь  $l$  (путь смещения), без потери своей индивидуальности, не передавая окружающей жидкости импульса. Если средние скорости в точках начала и конца пути обозначить через  $\bar{w}_H$  и  $\bar{w}_K$ , то по теории Прандтля:

$$\frac{\partial w_x}{\partial y} = \frac{\bar{w}_H - \bar{w}_K}{l}. \quad (\text{B-9})$$

По определению пути смещения  $\bar{w}_H - \bar{w}_K = w'_x$ . Следовательно,

$$|\partial w_x| = l \left| \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} \right|. \quad (\text{B-10})$$

В турбулентном потоке составляющие пульсационной скорости  $w'_x$  и  $w'_y$  взаимосвязаны и можно предположить, что величина  $w'_x$  пропорциональна  $w'_y$ . Если включить неизвестный коэффициент пропорциональности в искомую величину  $l$  и принять  $|w'_x| = |w'_y|$ , то:

$$|\overline{w'_x w'_y}| = l^2 \left( \frac{\partial w_x}{\partial y} \right)^2. \quad (\text{B-11})$$

Таким образом:

$$\mathbf{b}_{yx}^T = -\rho \overline{w'_x w'_y} = \rho l^2 \left( \frac{\partial w_x}{\partial y} \right)^2 \quad (\text{B-12})$$

и в соответствии с (B-8):

$$\nu_T = l^2 \left| \frac{\partial w_x}{\partial y} \right|. \quad (\text{B-13})$$



По физической сущности  $l$  - средняя характеристика турбулентного потока на определённом расстоянии от стенки. Прандтль не предложил метода её расчёта [15, с. 112]. Однако для случаев течения жидкости в каналах величину  $l$  можно оценить. Максимальное значение  $l$  ограничивается размером канала в направлении, перпендикулярном направлению движения, а значение  $l=0$  достигается у стенки. На основании опытных данных принимают  $l \approx 0,4y$ .

При определении длины пути смешения в турбулентном потоке Карман исходил из предположения, что поля пульсационных скоростей в различных точках потока подобны и различаются только масштабами длины и времени. на основании этого из анализа уравнения движения получено выражение:

$$l = \alpha \cdot \left| \frac{\partial \bar{w}_x / \partial y}{\partial^2 \bar{w}_x / \partial y^2} \right|. \quad (B-14)$$

где  $\alpha$  - константа, по опытным данным равная 0,36.

См. также Путь смешения, Стабилизации гидродинамической участок, Турбулентности теория Прандтля.

**Вязкость эффективная** см. Наблюдаемая вязкость.

См. также Вязкость, Кажущаяся вязкость, Кажущийся, Локальная вязкость, Эффект, Эффективная вязкость.

## Г

**Газ** (< нем., голл. Gas или франц. gas. Искусственное новообразование брюссельского химика И.Б. ван Гельмонта (1577-1644) на основании слова Chaos - "хаос", найденного им у Парацельса. - М. Фасмер; 1886-1962) - агрегатное состояние вещества, в котором молекулы (атомы) не связаны или слабо связаны между собой межмолекулярными силами притяжения и отталкивания и хаотически движутся, равномерно заполняя весь предоставленный им объём. Термин "газ" обычно применяют при температуре вещества выше критической, поскольку в этих условиях фазовые превращения не происходят. Все газы - ньютоновские жидкости. Природа вязкости в газах - молекулярно-кинетическая. С достаточной степенью точности реальные газы можно считать идеальными при состояниях, далёких от областей фазовых превращений. Частиц в газах нет. Вязкость газов зависит от температуры, состава и давления. С повышением температуры вязкость газов возрастает, влияние состава и давления имеет более сложный характер (см., например,

[3]). Для газов характерно отсутствие постоянства объема и формы.

**Гели** (< лат. *gelo* - замораживать, холодеть, цепенеть, мёрзнуть, замерзать, застывать. - И.Х.Дворецкий, 1894-1979) - коллоидные системы с жидкой дисперсионной средой, имеющие предел упругости (начальное напряжение сдвига). Структурные элементы дисперсной фазы (твёрдые частицы или макромолекулы) связаны между собой и образуют пространственный каркас, в ячейках которого расположена дисперсионная среда (жидкость или газ). Гели - гетерогенные системы. Пространственная ячеистая структура лишает гели текучести, и по своим некоторым характеристикам они подобны твёрдым телам. В частности, студни характеризуются большими обратимыми деформациями при полном отсутствии текучести. Примерами гелей являются: тесто, мармелад, желатиновый студень, различные желе, столярный клей. Значительная часть увлажнённых пористых тел (хлеб, сухари, печенье, уголь, торф, древесина, бумага, ткани, зерно, кожа, глина, почва, слабообожжённые керамические материалы и др.) по своим свойствам может быть отнесена к гелям. Студни, содержащие небольшое количество сухого вещества (менее 1%), называются лиогелями. Примером живого лиогеля является медуза - после её высыхания остаётся ничтожный остаток. Из пищевых продуктов к лиогелям относятся кисель, простокваша, мясные и рыбные студни. (По классификации Зимона А.Д.).

Подробнее см. **Явления переноса в нефтегазовом деле: Учебное пособие/Д.Н.Цивинский.** - 2-е изд., исправл. и доп. - Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2012.

**Гидравлика** (< греч. *υδωρ* - вода и греч. *αυλοζ* - трубка, дудочка; *αυλων* - место узкое, длинное, трубкообразное; канал, водопровод. - А.Д.Вейсман; 1834-1913) - наука о равновесии и движении жидкостей. В отличие от гидродинамики в гидравлике рассматривают в основном одномерное течение, ограничиваясь так называемой внутренней задачей, т.е. движением капельных (несжимаемых) жидкостей в твёрдых границах с относительно малыми скоростями (т.е. со скоростями несоизмеримо меньшими скорости звука). Гидравлика в основном рассматривает динамику течения идеальных жидкостей, не имеющих вязкого трения. Гидравлика почти не касается вопроса распределения силового воздействия на поверхность обтекаемых тел. Гидравлику обычно разделяют на два раздела: теорию равновесия и движения жидкостей и практическую гидравлику. Основные разделы практической гидравлики - течение жидкости по трубам, течение жидкости в каналах и реках, истечение жидкости из отверстий и через водосливы, движение в пористых средах [35]. Основные уравнения - уравнения Бернулли (*Daniel Bernoulli*; 1700-1782), (И-4), (И-5), (И-6), (И-7), (И-8), (И-9), уравнения сплошности (неразрывности) потока (Л-2), (С-12), (С-14), (С-16) и различные зависимости гидравлического сопротивления течению жидкостей (см., например, (С-1), (С-2), (С-3)).

См. также *Граничные условия, Давление, Диссипация, Изоморфизм математический, Ламинарное течение, Ньютоновские жидкости, Пограничный слой, Скорость, Структура потока.*

**Гидравлические сопротивления** см. *Сопротивление течению жидкостей*.

**Гидродинамика** (<греч. υδωρ - вода и греч. δυναμιχος - могущий, имеющий силу (позд.) < δυναμιξ - сила, способность, могущество < δυνασαι - мочь, быть в состоянии. - А. Д. Вейсман; 1834-1913) - наука о течении несжимаемых жидкостей в каналах различной формы (так называемая внутренняя задача гидродинамики) и их воздействии на обтекаемые ими твёрдые тела (внешняя задача гидродинамики). Гидродинамика подразделяется на гидродинамику ньютоновских и неньютоновских жидкостей и частично гидродинамику сжимаемых жидкостей.

См. также *Вязкого трения закон Ньютона, Вязкости коэффициент динамический, Вязкости коэффициент кинематический, Вязкость, Диссипация, Жидкость, Ламинарное течение, Пограничный слой, Сопротивление течению жидкостей, Турбулентное течение*. Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 25, 27, 30].

**Гидродинамический пограничный слой** см. *Пограничный слой, Турбулентности теория Прандтля*, раздел 1.3.

**Гидростатика** (<греч. υδωρ - вода и греч. βατιχοξ - относящийся к весам или равновесию; η βατιχη - учение о весах, о равновесии, статика; βατοξ - стоящий или стоячий. - А. Д. Вейсман; 1834-1913) - раздел гидромеханики, изучающий условия и закономерности равновесия жидкостей под действием внешних сил. Гидростатика изучает также действие жидкостей на погружённые в них тела и действие жидкостей, помещённых в полые тела. Гидростатика включает два важных закона - *Архимеда закон* и *Паскаля закон*. Нельзя не упомянуть также один из основных законов гидростатики - *давление столба жидкости высотой h*:

$$p_{гст} = \rho g h, \quad (\Gamma-1)$$

и менее известную в технологии барометрическую формулу:

$$p = p_0 \exp(-gh/RT), \quad (\Gamma-2)$$

где  $p_0$  - давление у поверхности планеты,  $p$  - давление на высоте  $h$ ,  $g$  - ускорение силы тяжести вблизи поверхности планеты,  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $T$  - температура по шкале Кельвина.

Влияние температуры на плотность среды в барометрической формуле (Г-2) очевидно, а в формуле (Г-1) давления столба жидкости высотой  $h$  - нет. Точнее, предполагается, что температура жидкости по всей высоте  $h$  постоянна. В случае скважины, заполненной водой, температура воды с глубиной будет повышаться в соответствии с геотермическим градиентом месторождения, а плотность будет уменьшаться.



Для вычисления фактического давления на забой следует глубину  $h$  либо разбить на интервалы, либо воспользоваться аппаратом дифференциального исчисления.

Если скважина заполнена буровым раствором, имеющим начальное напряжение сдвига  $b_{\tau 0}$ , то давление на забой вначале будет соответствовать формуле (Г-1), (конечно, с учётом влияния температуры на плотность бурового раствора). Если ничего не происходит, то по истечении некоторого времени (принятого равным 10 мин), произойдёт структурирование бурового раствора и далее давление на забой будет определяться возможными осложнениями. Вступает в силу закон вязкопластичного поведения тел Шведова. При фильтрации жидкости в пласт давление в забое будет уменьшаться на величину  $\Delta p_{\text{ТР}}$  в соответствии с формулой (6.1) без каких-либо изменений уровня на устье. И только после снижения давления на забое до величины  $p_z = p_{\text{ГСТ}} - \Delta p_{\text{ТР}}$  начнётся понижение уровня на устье.

При поступлении жидкости (флюида) из пласта в забой давление в забое будет увеличиваться на величину  $\Delta p_{\text{ТР}}$  в соответствии с формулой (6.1) без каких-либо изменений уровня на устье. И только после повышения давления на забое до величины  $p_z = p_{\text{ГСТ}} + \Delta p_{\text{ТР}}$  начнётся повышение уровня на устье.

**Гомохронности критерий** (греч. *ομοζ* - равный, одинаковый, тот же самый, общий и *χρονοζ* - время) - критерий характеризующий соотношение сил вызывающих ускорение жидкости и сил инерции:

$$No = \frac{\left( \begin{array}{c} \text{силы вызывающие} \\ \text{ускорение жидкости} \end{array} \right)}{\left( \text{силы инерции} \right)} = \frac{\rho w / \tau}{\rho w^2 / l} \quad (\text{Г-3})$$

Практически используется обратная величина:

$$No = \frac{w \tau}{L} \quad (\text{Г-3})$$

Критерий гомохронности характеризует нестационарность процесса, динамику его развития. См. Подобия критерий, Стационарность.

**Градиент** (< лат. *gradiens*, род. падеж *gradientis* - шагающий) - вектор, показывающий направление наибольшего роста скалярной функции. Градиент в некоторой точке направлен по нормали к поверхности (линии) постоянного уровня в этой точке.

Градиент физической величины имеет важное значение в процессах переноса количества движения, переноса теплоты, переноса массы,

фильтрации, диссипации энергии в потоке жидкости (Д-3), переноса электрической энергии. Это фундаментальные и простые законы природы: вязкого трения закон Ньютона, закон теплопроводности Фурье, закон диффузии Фика, закон фильтрации Дарси, закон диссипации в потоке жидкости, закон плотности тока Ома. Необходимость определения градиентов (направлений, по существу) скоростей среды, температуры, концентраций летучих и растворённых веществ в сплошных средах в природе привела к тому, что практически у всех летающих, бегающих, прыгающих, ползающих и плавающих живых существ по две ноздри и как минимум по два усика (вибриса; определение направлений источников излучений и звуков основано на их волновой природе).

Термин "градиент" ввёл Дж. Максвелл (*Maxwell James Clerk*; 1831–1879) в 1873 г.; ему же принадлежит обозначение "grad".

**Граничные условия** – режим на границе той среды, где протекает исследуемый процесс. Начальные и граничные условия образуют краевые условия, а дифференциальные уравнения вместе с соответствующими краевыми условиями – краевые задачи математической физики.

## Д

**Давление** – физическая величина, характеризующая интенсивность нормальных составляющих сил, действующих на поверхность тела.

**Деформации скорость** в рассматриваемой точке – относительное смещение жидкости в направлении оси  $x$  при изменении координаты  $y$  на  $dy$  в единицу времени:  $dy/dt$ . Скорость сдвига одномерного течения равна градиенту скорости  $dw/dt$ .

См. также Деформация, Напряжение, Неньютоновские жидкости, (Н-4), (Н-5), (Н-6), Реологические модели течения.

**Деформация** (лат. *de* – и лат. *forma* – форма, вид, образ, облик, устройство. – И. Х. Дворецкий; 1894–1979) – изменение конфигурации какого-либо объекта, возникающее в результате воздействия внешних сил или вследствие проявления внутренних сил. Деформацию могут испытывать физические поля, неорганические и органические вещества (твёрдые вещества, аморфные, жидкости и газы) и живые организмы. Механическая деформация представляет собой изменение взаимного расположения множества частиц среды (атомов, молекул, комков), которое приводит к изменению формы и размеров объекта и/или изменению расположения его частей. Следствием изменения конфигурации объекта является



ся изменение сил взаимодействия между частицами - так возникают напряжения. Различают деформации: упругую, пластическую, упруго-пластическую, вязкоупругую. [35].

См. *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкопластичные жидкости, Напряжение, Неньютоновские жидкости, Реологические модели течения, Скорость, Статическое напряжение сдвига.*

**Деформация жидкости** (лат. *de* - и лат. *forma* - форма, вид, образ, облик, устройство) - относительное смещение жидкости в направлении оси  $x$  при изменении координаты  $y$  на  $dy$ :  $\gamma = dx/dy$ . Скорость деформации в рассматриваемой точке равна  $d\gamma/dt$ . См. *Напряжение, Неньютоновские жидкости, (1.6), (1.7), (2.4), (Н-4), (Н-5), (Н-6).*

См. также *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкого трения закон Ньютона, Вязкопластичные жидкости, Вязкость, Вязкость турбулентная, Диссипация, Идеальная жидкость, Наблюдаемая вязкость, Ньютоновские жидкости, Пластичность жидкости, Реологические модели течения, Реология, Статическое напряжение сдвига.*

**Диаметр эквивалентный** (< греч. *δια-μετρος* - поперечник, диаметр, диагональ, ось. (А.Д. Вейсман; 1834-1913) и нем. *Aquivalent* - эквивалент < лат. *aequus* - ровный, равнинный, плоский, равный + лат. *valens* - сильный, крепкий, прочный, действенный, основательный. - И.Х. Дворецкий; 1894-1979) - определяющий геометрический размер некруглого сечения потока,  $d_э = 4S/\Pi$ , где  $S$  - площадь поперечного сечения потока,  $\Pi$  - полный периметр поперечного сечения потока. Для кольцевого сечения  $d_э = d_n - d_{вн}$ .

См. также *Радиус гидравлический, Определяющий размер, Периметр смоченный.*

**Дилатантная жидкость** см. *Неньютоновские жидкости.*

**Динамика** (< греч. *δυναμις* - могущий, имеющий силу (позд.) < *δυναμις* - сила, способность, могущество < *δυναμαι* - мочь, быть в состоянии. А.Д. Вейсман; 1834-1913) - 1. Раздел механики, изучающий закономерности движения тел под действием приложенных к ним сил. В основе классической динамики лежат три закона И. Ньютона (закон инерции, закон скорости изменения количества движения, закон равнодействия сил (Newton Isaac; 1643-1727)), закон сохранения количества движения и закон всемирного тяготения Ньютона. 2. Термин, означающий: движение тела или среды с переменной скоростью, скорость изменения во времени и в пространстве силы, приложенной к телу или системе тел, передача энергии или вещества с переменной скоростью, нестационарность развития какого-либо явления или процесса, изменение состояния какой-либо системы с переменной скоростью.

Необходимо обратить внимание на то, что греч. *δυναμις* - сила, способность, могущество, значение, в древнегреческой математике

имело также значение: квадрат, квадратный корень (А. Д. Вейсман; 1834-1913).

См. также *Динамичность, Стационарность, Стационарный процесс.*

**Динамическое напряжение сдвига** - гипотетическое значение напряжения сдвига, которое необходимо создать в вязкопластичной жидкости, чтобы её можно было рассматривать как тело Бингама (рис. В-2). Динамическое напряжение сдвига непосредственно, в результате эксперимента определить невозможно, его можно вычислить (например, методом наименьших квадратов), экстраполируя линейный участок экспериментально полученной зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  до пересечения с осью ординат. Единица измерения динамического напряжения сдвига - паскаль.

См. также *ВЯЗАТЬ, Вязкопластичные жидкости, Неньютоновские жидкости, ПЛАСТИКА, Пластинность жидкости, Реологические модели течения.*

**Динамичность** (франц. dynamikos - динамичный, нем. dynamisch - тж. [58] < греч. δυναμιχος - могущий, имеющий силу (позд.) < δυναμις - сила, способность, могущество < δυναμαι - мочь, быть в состоянии. А. Д. Вейсман; 1834-1913) - богатство движением, действием, внутренней силой; способность к развитию, видоизменению [58].

См. также *Динамика, Инерция, Стационарность, Стационарный процесс.*

**Дисперсии** см. *Дисперсные системы.*

**Дисперсионная среда** (< лат. disperse - рассеянно, разбросанно, там и сям; dispersio - рассеяние, разбросанность) - сплошная фаза дисперсной системы, в которой более или менее равномерно распределена одна или более фаз в виде мелких частиц - кристалликов, капель, пузырьков.

См. также *Дисперсная фаза, Дисперсность, Неньютоновские жидкости, Реологические модели течения.* Подробно см., например, [5, 6, 8, 12, 33, 36, 37, 40].

**Дисперсная фаза** (< лат. disperse - рассеянно, разбросанно, там и сям; dispersio - рассеяние, разбросанность) - фаза, более или менее равномерно распределённая в виде мелких частиц (кристалликов, капель, пузырьков) в сплошной фазе (дисперсионной среде).

См. также *Бингамовские жидкости, Вязкопластичные жидкости, Дисперсность, Дисперсные системы, Консистенция, Критическое состояние, Неньютоновские жидкости, Реологические модели течения.* Подробно см., например, [5, 6, 8, 34, 7, 12, 33, 36, 37, 40].

**Дисперсность** (< лат. dispersus - рассеяние, разбросанность; dispergo - рассыпать, рассеивать, разбрасывать) - характеристика размеров твёрдых частиц и капель жидкости в системе. Если размер частиц соответствует интервалу 1 нм-10 мкм, то они называются дис-

персными частицами, а системы называются *дисперсными системами*. Классификация дисперсных частиц по размерам осуществляется аналогично классификации дисперсных систем (см.). Классификация по *форме* основана на *соотношении* длины ( $l$ ), ширины ( $h$ ) и толщины ( $\delta$ ) частиц. Если все три размера приблизительно одинаковы и находятся в интервале 1 нм-10 мкм, то частицы называются трехмерными или объёмными (твёрдые частицы, капли, пузырьки; например, почва, аэрозольные частицы, мука, цемент, молоко, майонез, растворимый кофе). *Определяющий* геометрический размер (*эквивалентный диаметр*) можно вычислить по правилу среднего геометрического:

$$\bar{d}_ч = \sqrt[3]{l \times h \times \delta} . \quad (Д-1)$$

Двухмерные частицы (нити, волокна, капилляры) характеризуют двумя размерами сечения, которые определяют в двух взаимно перпендикулярных направлениях ( $h \times \delta$ ), третий размер - длина  $l$  - не является *определяющим*. Одномерные частицы (мембраны, плёнки) характеризуют толщиной  $\delta$ , два других  $l \times h$  характеризуют размеры тела.

См. также *Дисперсионная среда, Дисперсная фаза, Консистенция, Критическое состояние, Неньютоновские жидкости*. Подробно см., например, [5, 6, 7, 8, 12, 33, 34, 36, 37, 40].

**Дисперсные системы** (< лат. disperse - рассеянно, разбросанно, там и сям; dispersio - рассеяние, разбросанность. - И.Х.Дворецкий; 1894-1979) - гетерогенные системы из двух или более фаз с развитой поверхностью раздела между ними. Сплошная фаза называется *дисперсионной средой*. В объёме дисперсионной среды равномерно распределена *дисперсная фаза* - твёрдые частицы (Т), капли другой жидкости (Ж) или пузырьки газа (Г) с размерами от 1 нм до 100 мкм. Возможны сочетания, например Г+Ж. По размеру частиц дисперсной фазы дисперсные системы подразделяются на ультрадисперсные с размерами частиц 1÷10 нм (современные названия - наносистемы и наночастицы), высокодисперсные (размер частиц 10 нм - 0,1 мкм), среднедисперсные (размер частиц 0,1 мкм - 10 мкм), грубодисперсные (размер частиц 10÷100 мкм). Естественно, классификация дисперсных систем по размеру частиц дисперсной фазы достаточно условная. По фракционному составу подразделяются на монодисперсные и полидисперсные; в последнем случае следует говорить о распределении частиц по радиусу.

Системы с газовой дисперсионной средой подразделяются на аэрозоли - туманы (Ж/Г, - диспергированное топливо в двигателе внутрен-



него сгорания, бытовые и косметические средства в диспергированном состоянии, туманы в природе), дымы (Т/Г, размер частиц 0,1-5 мкм), пыли (Т/Г, размер частиц 1-10 мкм) и аэрогели.

Системы с жидкой дисперсионной средой - золи (Т/Ж, коллоидные растворы, в т.ч. буровые растворы); суспензии (в т.ч. так называемые "цементные растворы"), гели (Т/Ж, - акватории Земли, краски, пасты, студни, соусы, желе, золи металлов); эмульсии (Ж/Ж, - молоко, майонез, сметана, соусы, лаки, латексы); пены (Г/Ж, - пены ПАВ, растворы летучих веществ в стадии дегазации).

Системы с твёрдой дисперсионной средой - твёрдые золи (Т/Т, - рубиновые стёкла, опал), а также сплавы металлов, драгоценные камни, минералы; с жидкой дисперсной фазой (Ж/Т, - растительный и животный мир, твёрдые эмульсии, пористые тела); с газовой дисперсной фазой (Г/Т, - древесина, твёрдые пены, пеноматериалы).

Дисперсные системы исключительно важны и разнообразны; по существу взаимодействия *структурных элементов* дисперсные системы подразделяются на лиофильные и лиофобные.

Лиофильные дисперсные системы образуются вблизи *критического состояния*. Критическое состояние является *предельным* для двухфазной системы, при переходе через него межфазовое поверхностное натяжение становится равным нулю и система превращается в однофазную. В описываемом контексте представляют интерес *гетерогенные системы* вблизи критического состояния, когда межфазовое поверхностное натяжение достаточно мало, *гетерофазность* сохраняется и энергия Гиббса отрицательна, т.е.  $\Delta G < 0$ :

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \rightarrow \Delta H < T\Delta S. \quad (Д-2)$$

В таких случаях дисперсная система может приобретать лиофильные (гидрофильные) свойства и возникает возможность самопроизвольного (или вынужденного, как например, в миксере) диспергирования. Другими словами, к лиофильным системам относятся *термодинамически устойчивые дисперсные системы*, способные образовываться самопроизвольно путём диспергации монолитных тел. Термодинамическая устойчивость означает *динамическое равновесие процессов агрегатирования и диспергирования дисперсных частиц* [12].

В лиофобных (гидрофобных) дисперсных системах наблюдается избыток поверхностной энергии, энергия Гиббса положительна, т.е.  $\Delta G > 0$ , условие термодинамической устойчивости  $\Delta H < T\Delta S$  не выполняется. В таких системах наблюдаются значительные межмолекулярные взаимо-

действия между дисперсионной средой и дисперсной фазой. Термодинамическая неустойчивость означает отсутствие динамического равновесия процессов агрегатирования и диспергирования дисперсных частиц, избыток поверхностной энергии приводит систему в более выгодное энергетическое состояние, происходит частичная или полная коагуляция [12].

Очевидно, что дисперсные системы распространены исключительно широко. Почвенный слой, горные породы, недра, атмосфера, гидросфера, ткани растений, организмов насекомых, птиц, рыб, млекопитающих и других живых существ (практически вся природа) являются сложным совмещением разнообразных дисперсных систем. К дисперсным системам относятся также строительные материалы, краски, пищевые продукты и т. д.

См. также *Дисперсность, Консистенция, Неньютоновские жидкости, Реологические модели течения*. Подробно см., например, [5, 6, 7, 8, 12, 33, 34, 36, 37, 40].

**Диссипация** (лат. *dissipatio* - рассеяние, разрушение, распад) - явление перехода энергии упорядоченного движения в энергию неупорядоченного движения молекул, в конечном итоге - в тепловую энергию. Для несжимаемой жидкости поток диссипируемой энергии, отнесённый к единице объёма жидкости в 1 с, определяется выражением:

$$\epsilon_{dv} = - \beta_{\tau} \cdot \frac{d\omega}{dt}. \quad (Д-3)$$

Знак минус обусловлен отрицательным значением градиента скорости (скорость жидкости - убывающая функция, т.к. количество движения (импульс) передаётся от слоёв жидкости, движущихся с большей скоростью, к слоям жидкости, движущимся с меньшей скоростью). С учётом вязкого трения закона Ньютона (*Newton Isaac; 1643-1727*):

$$\epsilon_{dv} = \mu \cdot \left( \frac{d\omega}{dt} \right)^2. \quad (Д-4)$$

Количество диссипируемой энергии в значительной степени зависит от режима течения жидкости. При ламинарном течении действует механизм молекулярной вязкости и перенос количества движения осуществляется за счёт движения молекул. При турбулентном течении перенос количества движения осуществляется не отдельными молекулами, а частицами, комками жидкости, участвующими в турбулентных пульсациях. Молекулы переносят количество движения со скоростями переме-



щения молекул и на расстояния свободного пробега. Частицы жидкости переносят количество движения со скоростью турбулентных пульсаций на расстояние значительно большее, соизмеримое с размером канала, на длину *пути смешения*. По этой причине диссипация энергии в мелко-масштабных турбулентных пульсациях значительно превышает диссипацию энергии, обусловленную молекулярной вязкостью.

В результате диссипации энергии движущаяся жидкость нагревается. Обычно этот нагрев невелик (от нескольких тысячных до сотых долей градуса), но при больших значениях градиента скорости нагрев жидкости может быть весьма значительным. Диссипация энергии в двух-фазных потоках превышает диссипацию энергии в однородной жидкости, образующей *сплошную фазу*, вследствие того, что скорость *деформации* сплошной фазы вблизи частиц *дисперсной фазы* оказывается больше, чем вдали от неё.

См. также *Вязкость молекулярная, Вязкость турбулентная, Напряжение, Сопротивление течению жидкостей, Турбулентное течение*. Подробно см., например, [1, 2, 15].

## Е

**Есьмана параметр** см. *Подобия критерий*, (П-2).

## Ж

**Жидкости неньютоновские** см. *Неньютоновские жидкости*.

**Жидкость** – одно из трёх *агрегатных* состояний вещества, промежуточное между твёрдым и газообразным. Вещество находится в жидком состоянии при *давлениях*, *больших* давления в тройной точке и при температурах, заключённых в интервалах от температуры кристаллизации до температуры кипения. Граница раздела фаз между жидкостью и паром исчезает в *критическом* состоянии. Жидкости, подобно твёрдым телам, обладают малой сжимаемостью и *относительно* высокой *плотностью*; подобно газам не обладают *упругостью формы* и обладают текучестью. Средние расстояния между молекулами жидкостей такого же порядка, как и размеры самих молекул ( $\sim 0,1$  нм), и *силы* межмолекулярного взаимодействия весьма значительны. Этим объясняются особые свойства поверхностного слоя жидкостей.

По физической *сущности* жидкости подразделяются на нормальные жидкости (однокомпонентные, растворы и разного рода смеси), жидкие кристаллы с сильно выраженной *анизотропией* и квантовые жидкости.

Нормальные жидкости макроскопически однородны и изотропны при отсутствии внешних воздействий. По способности оказывать сопротивление сдвигу нормальные жидкости подразделяются на две группы: ньютоновские, для которых динамический коэффициент вязкости  $\mu$  не зависит от градиента скорости и является константой при данной температуре, и неньютоновские, для которых коэффициент динамической вязкости не является константой, касательное напряжение не является линейной функцией градиента скорости и выражается зависимостями более сложными, чем вязкого трения закон Ньютона. Природа вязкости в жидкостях определяется силами межмолекулярного притяжения.

Неньютоновские жидкости, в свою очередь, классифицируются на реологически стационарные жидкости (тела Бингама, вязкопластичные (тела Шведова), псевдопластичные и дилатантные жидкости), реологически нестационарные жидкости (тиксотропные и реопектические) и вязкоупругие жидкости (например, мучное тесто). К неньютоновским жидкостям относятся битумы, высокопарафинистые нефти, буровые растворы, высококонцентрированные суспензии, зубные пасты, клеи, крахмальные клейстеры, латексы, масляные краски, масляные лаки, многие пищевые продукты (например, майонез, сметана, соусы и т. д.), песок, смолы, сточные грязи, суспензии и растворы, содержащие несимметричные частицы и растворы полимеров, шламы и другие сложные подвижные системы (среды).

При нагревании свойства жидкостей (плотность, теплопроводность, вязкость, коэффициент диффузии и др.), как правило, изменяются в сторону сближения со свойствами газов. При охлаждении до температуры, близкой к температуре кристаллизации, большинство свойств нормальных жидкостей (плотность, теплоёмкость, сжимаемость и др.) приближаются к соответствующим свойствам твёрдых тел.

Наличие сильного межмолекулярного взаимодействия приводит к существованию поверхностного натяжения на границе жидкости с любой другой средой.

См. также Бингамовские жидкости, ВЯЗАТЬ, Вязкопластичные жидкости, ПЛАСТИКА, Пластичность жидкости. Подробно см., например, [1, 2, 7, 12, 15, 18, 28, 30].

### 3

"ЗАКОНЪ и. (чем дело закончено) пределъ, постановленный свободе воли или действій; неминуемое начало, основание; правило, постанов-

ление высшей власти. (...) **Законный**, къ закону относящійся, особ. согласный съ законом, с установленіями церкви и государства. (...)” (В. И. Даль; 1801–1872) [49].

**Закон** – естественная, всеобщая, необходимая и существенная связь и взаимозависимость процессов и явлений в природе, обществе и мышлении; перманентное, повторяющееся, достаточно редко меняющееся, идентичное в явлении. В науке прогресс неразрывно связан с открытием законов природы. Фундаментальные законы природы достаточно просты, они мало что объясняют и только констатируют факты. Например, в явлениях переноса импульса, энергии и массы фундаментальные законы: основополагающий закон равновесия (во множестве смыслов этого понятия), Авогадро закон, Архимеда закон, закон гидростатики Паскаля, законы состояний идеальных газов (законы Амага, Авогадро, Бойля–Мариотта, Гей–Люссака, Дальтона, Шарля), законы Ньютона (инерции, сохранения количества движения, равнодействия сил, закон всемирного тяготения), сохранения законы, закон причинности и многие другие. Недоказуемые фундаментальные законы называются также постулатами. Большинство законов формализуют факт или явление вне связи с пространством и временем, причём формализация достаточно краткая.

В явлениях переноса собственно **законы природы** можно классифицировать на (1) законы, констатирующие факт или явление без существенной формализации (например, закон Архимеда, первый и третий законы Ньютона), (2) законы, формализующие факт или явление в виде соотношения трёх-пяти физических величин (например, второй закон и закон всемирного тяготения Ньютона, закон Гука, законы состояний идеальных газов, закон термохимии Гесса, закон взаимосвязи массы и энергии  $E=mc^2$  (в состоянии покоя  $E_0=m_0c^2$ ), закон сохранения и превращения энергии (первое начало термодинамики), закон возрастания энтропии  $S$  (второе начало термодинамики), постулат о предельных значениях энтропии (третье начало термодинамики), закон сохранения массы Ломоносова, закон осаждения Стокса, законы растворимости Генри ( $p_1=E \cdot x_1$ ) и Рауля ( $p=p^0 \cdot x$ ) и др., (3) изоморфные линейные одномерные дифференциальные модели переноса субстанции – вязкого трения закон Ньютона  $b_{\tau}=-\mu \cdot (dw/dl)$ , закон теплопроводности Фурье  $q=-\lambda \cdot (dT/dl)$ , закон диффузии Фика  $g=-D \cdot (dc/dl)$ , закон диссипации энергии  $\epsilon_{dv}=-b_{\tau} \cdot (dw/dl)$ , закон фильтрации Дарси  $w=-k \cdot (dp/dl)$ , закон плотности тока Ома  $\delta=-g \cdot (dU/dl)$ , (4) статистические законы (например, закон нормального распределения и его проявления: закон рас-



пределения ошибок наблюдений и закон распределения молекул газа по скоростям и другие).

Достаточно часто бывает так, что простой закон при попытке практического применения значительно усложняется. Это происходит при наложении на него начальных и граничных условий, характеристик конкретного аппарата.

Математические модели большей размерности и модели, описывающие явление или процесс в пространстве и/или во времени, собственно законами называются редко. В большинстве своём это теории, уравнения математические, системы (алгебраических и/или дифференциальных) уравнений, математические модели разной степени сложности.

В заключение упомянем фундаментальные законы философии, истории, социологии, психологии, лингвистики, математики...

См. также *Подобия критерий, Структура потока.*

**Закономерность** (досл. **мера закона**) – проявления законов природы, социальных отношений, взаимоотношений в популяциях, выявляемые на количественном уровне в результате экспериментов и наблюдений. В отличие от фундаментальных законов, только констатирующих факты и мало что объясняющих, закономерности *формализуют математические, физические, химические, физиологические, психические, зоопсихологические и т.д. причинно-следственные связи* в виде математических уравнений, систем уравнений, графических зависимостей и различных теорий.

См. также *Неньютоновские жидкости, Процесс, Сплошная среда, Структура потока, Турбулентное течение.*

**Закон течения** см. *Течения закон.*

**Золи**, коллоидные растворы (возможно < лат. sol, solis – солнце, солнечное сияние, свет солнца, светило, светоч. – И.Х.Дворецкий [53]. Имеющееся в литературе (например, в [24]) утверждение, что "нем. sol – коллоидный раствор", кажется сомнительным, ибо в словаре А.А.Лепинга и Н.П.Страховой [55] слово "sol" отсутствует. Возможно, что термин "золь" предложил в 1861 г. М.Фарадей (*Faraday Michael*; 1791–1867), впервые синтезировавший золи золота. Он же разработал два метода их стабилизации. Полученные им золи золота сохранились до настоящего времени и демонстрируются в одном из музеев Великобритании) – дисперсные системы с жидкой дисперсионной средой и твёрдой дисперсной фазой; золи – гетерогенные системы.

Дисперсная фаза (мицеллы) характеризуется размерами частиц от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  мм. В результате естественного броуновского движения

частиц дисперсной фазы (мицелл) последние противостоят седиментации в гравитационном поле и сохраняют равномерное распределение по объёму дисперсионной среды. *Коллоидные системы*, в которых дисперсионной средой является вода, называются гидрозолями. Системы в которых дисперсионной средой являются органические соединения, называются органозолями. Расплавы, содержащие высокодисперсные частицы, называются пирозолями. В отличие от суспензий, которые поглощают свет, золи свет рассеивают. В отличие от *гелей* частицы дисперсной фазы в золях не связаны в пространственную структуру, а участвуют в броуновском движении.

Золи исключительно важны и разнообразны: по существу взаимодействия структурных элементов золи подразделяются на лиофильные и лиофобные.

В лиофильных системах частицы дисперсной фазы активно взаимодействуют с окружающей дисперсионной средой, и поверхностное натяжение на границе раздела фаз незначительно. Лиофильные системы способны к самопроизвольному диспергированию. Например, набухшие бентонитовые глины в водной среде самопроизвольно диспергируются. Это является следствием закона Дж.У.Гиббса (*Gibbs Josiah Willard, 1839-1903*), согласно которому изменение энергии Гиббса определяется соотношением  $G=U-TS+pV=H-TS=F+pV$  и в самопроизвольных процессах энергия Гиббса уменьшается, т.е.  $\Delta G < 0$ :

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \rightarrow \Delta H < T\Delta S.$$

Это означает, что при постоянной температуре изменение энтропии превышает тепловой эффект фазового перехода, связанный с увеличением свободной поверхности при переходе твёрдого тела из монолитного в высокодисперсное состояние (удельная поверхность частиц  $2000+3000 \text{ м}^2/\text{кг}$ ). Другими словами, диспергирование монолитного тела с тем или иным порядком расположения *структурных элементов* сопровождается увеличением беспорядка, т.е. ростом энтропии. Максимум беспорядка наблюдается в коллоидных системах, частицы которых подвержены броуновскому движению, т.е. в тех системах, где выполняется условие  $\Delta H < T\Delta S$ . В результате такие коллоидные системы термодинамически устойчивы, т.е. наблюдается постоянство концентрации твёрдых частиц и их размеров. Более того, лиофильные системы обратимы – сухой остаток, полученный в результате выпаривания, при затворении жидкостью набухает и вновь переходит в золь (*коллоидный раствор*).



К лиофильным агрегативно устойчивым золям относятся дисперсные системы содержащие мицеллы коллоидных поверхностно-активных веществ, буровые растворы на глинистой основе, красители, высокодисперсные частицы муки, белки, мякоть томатного сока.

В лиофобных коллоидных системах частицы дисперсной фазы слабо взаимодействуют с окружающей дисперсионной средой, поверхностное натяжение на границе раздела фаз достаточно велико. В результате такие коллоидные системы обладают значительным избытком свободной энергии и термодинамически неустойчивы. Частицы таких систем склонны к агрегатированию. Это объясняется тем, что тепловой эффект фазового перехода, связанный с уменьшением свободной поверхности, при переходе твёрдых частиц из дисперсного в монокристаллическое состояние превышает изменение энтропии,  $\Delta H > T\Delta S$ , т.е. изменение энергии Гиббса,  $\Delta G > 0$ . Другими словами, избыток свободной поверхностной энергии способствует процессу перехода в более энергетически выгодное состояние - уменьшению поверхности раздела фаз, т.е. уменьшению энтропии. Этот процесс называется коагуляцией.

Примером лиофобных агрегативно неустойчивых зольей являются гидрозоль платины, золота, серебра и сульфидов.

См. также *Дисперсность, Золи, Коллоидные растворы, Коллоидные системы, Консистенция, Неньютоновские жидкости.*

## И

**Идеальная жидкость** - гипотетическая жидкость, вязкость и теплопроводность которой равны нулю (рис.И-1). Похожее поведение мангышлакской нефти при малых скоростях деформации обнаружено В.Н. Дегтярёвым [7].

Действие сил вязкого трения в наибольшей степени проявляется вблизи твёрдых стенок, ограничивающих поток. Здесь скорость жидкости минимальна,  $w_{\text{ж}} = \min$ , а касательное напряжение максимально,  $\tau = \max$  (не следует путать со скоростью деформации жидкости - у стенки она максимальна,  $(d\gamma/dt)_{\text{ст}} = \max$ ), а в центре (в ядре потока) минимальна,  $(d\gamma/dt)_{\text{ц}} = \min$ ). По мере удаления от стенки скорость потока увеличивается, а касательное напряжение уменьшается (например, вплоть до нуля в центре трубы). В этой связи в ряде случаев силами вязкого трения газа можно пренебречь. Но бывают случаи, когда силами вязкого трения можно пренебречь и у жидкостей. Силы вязкого трения от-

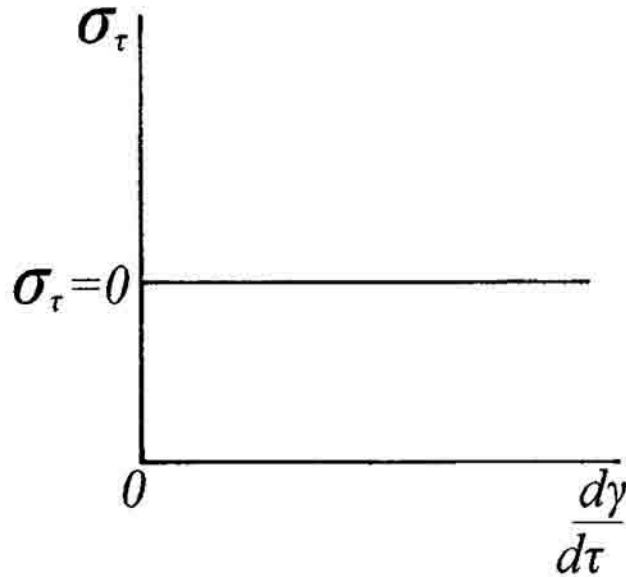


Рис. И-1. Отсутствие зависимости напряжения сдвига от скорости деформации для идеальной жидкости;  $\mu=0$

существуют и у межзвёздного газа в космосе с концентрацией 1 молекула/см<sup>3</sup>, его тоже можно рассматривать как идеальную жидкость.

Одно из уравнений течения идеальной жидкости можно получить из уравнений Навье-Стокса (Л-1) при вязкости  $\nu=0$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + g + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}. \end{cases} \quad (\text{И-1})$$

Уравнения (И-1) называются уравнениями Эйлера (*Leonhard Euler*; 1707-1783); они описывают ламинарное течение идеальной жидкости.

Вихревое течение идеальной жидкости описывается уравнениями И. С. Громеки (1851-1889), выведенными им в 1882 г.:

$$\begin{cases} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} = P_x - 2(w_z w_y + w_y w_z) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{w^2}{2} \right), \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = P_y - 2(w_x w_z + w_z w_x) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{w^2}{2} \right), \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = P_z + 2(w_y w_x + w_x w_y) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{w^2}{2} \right), \end{cases} \quad (\text{И-2})$$

где  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$  - проекции ускорения силы тяжести на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно,  $\text{м/с}^2$ ;  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$  - угловые скорости вращения жидкости в произвольной точке  $O$  плоскостей  $yOz$ ,  $xOz$ ,  $xOy$  соответственно (так называемые компоненты вихря); расположение элемента объема  $dV=dx dy dz$  в точке  $O$  произвольное (в отличие от уравнений (И-1)). Производные в левой части характеризуют нестационарность движения жидкости;  $w_x$ ,  $w_y$ ,  $w_z$  - проекции вектора скорости,  $w$ , на оси  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно, причём  $w^2=w_x^2+w_y^2+w_z^2$ .

При безвихревом течении идеальной жидкости  $\omega_x=\omega_y=\omega_z=0$ . При стационарном течении:

$$\frac{\partial w_x}{\partial \tau} = \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = 0, \quad (\text{И-3})$$

и уравнения (И-2) легко интегрируются. Если единственная массовая сила - сила тяжести, действующая в направлении оси  $z$ , то  $P_z=-g$ , и после интегрирования получается уравнение Д.Бернулли (Daniel Bernoulli; 1700-1782):

$$\frac{w^2}{2} + \frac{p}{\rho} + Zg = \text{const}, \quad (\text{И-4})$$

или в общепринятой форме записи:

$$\frac{w^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gh = \text{const}, \quad (\text{И-5})$$

где  $w^2/2$  - кинетическая энергия,  $Zg$  и  $gh$  - потенциальная энергия,  $p/\rho$  - внутренняя энергия (энергия движения и взаимодействия молекул жидкости), отнесённые к единице массы жидкости. Const является постоянной для каждой линии тока. Уравнение (И-4) выражает энергетический баланс потока идеальной жидкости. Оно является следствием первого начала термодинамики. Если его умножить на плотность  $\rho$ , то получим вторую форму уравнения Д.Бернулли для постоянства суммы давлений в потоке жидкости:

$$\frac{w^2 \rho}{2} + p + \rho gh = \text{const}. \quad (\text{И-6})$$

Все члены уравнения (И-6) имеют размерность давления и называются иногда, соответственно, динамическим, статическим и весовым давлениями.

Если уравнение (И-4) почленно разделить на ускорение силы тяжести  $g$ , то получим третью форму уравнения Д.Бернулли для полного

напора в потоке невязкой (идеальной) несжимаемой жидкости:

$$\frac{w^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + Z = \text{const.} \quad (\text{И-7})$$

или

$$\frac{w^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + h = \text{const.} \quad (\text{И-8})$$

где  $w^2/2g$  - скоростной (динамический), пьезометрический (статический) и  $Z$ ,  $h$  - геометрический (нивелирный) напоры соответственно. В уравнении (И-7) все слагаемые имеют размерность длины, поэтому их называют также скоростной (динамической), пьезометрической (статической) и геометрической (нивелирной) высотами.

Для вязкой (реальной) несжимаемой жидкости:

$$\frac{w_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + Z_1 - h_{\text{сопр.}} = \frac{w_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + Z_2, \quad (\text{И-9})$$

где  $h_{\text{сопр.}}$  - потери геометрического напора на гидравлическое сопротивление канала.

**Изотропия** (< греч. *ἰσότης* - равный и греч. *τροπή* - образ, склад, характер, манера, путь. А.Д.Вейсман; (1834-1913)), [132]) - одинаковость физических свойств тела (среды) по всем направлениям. Одно и то же тело одновременно может обладать изотропией относительно одних свойств и анизотропией относительно других. Изотропия характерна для газов, жидкостей (кроме жидких кристаллов) и аморфных тел. См. также Анизотропия.

**Ильюшина критерий** см. Подобия критерий, (П-3).

**Импульс** (< нем. *Impuls*, франц. *impulsion* < лат. *impulsio* - толчок, побуждение, повод, воздействие; лат. *impulsus* - толчок, удар, столкновение, падение, обвал, побуждение, инициатива < лат. *impellere* - приводить в движение, толкать. [53, 55, 58, 67]) - 1. Побудительный момент; возмущающее действие; кратковременная причина, вызывающая какое-либо следствие. 2. мех. Количество движения - мера механического движения, равная произведению массы материального объекта на его скорость, -  $P=mv$ . Импульс замкнутой системы в процессе её движения не изменяется (закон сохранения импульса). Масса, входящая в выражение второго закона Ньютона,  $d(mv)=Fdt$  (элементарное изменение количества движения (импульса) материальной точки равно элементарному импульсу действующей на неё силы). Кроме

этого различают импульс силы и импульс ударный. См. также *Инерция*.  
3. *акуст.* Краткое повышение давления или температуры в относительно малом объёме жидкой или газовой среды, приводящее к возникновению волны повышенного давления, распространяющейся от точки возмущения со скоростью звука. 4. *электр.* Импульс электрический – кратковременное увеличение напряжения и/или силы тока. 5. *физиол.* Нервный импульс, передающийся по нервному волокну. Волна возбуждения, распространяющаяся по нервной системе. Импульсивное действие – подсознательное действие, а также движение, вызванное рефлекторным образом.

**Инерция** (< лат. *inertia* – бездействие, лень, вялость, неспособность, негодность) – (*мех.*) Свойство материальных тел, проявляющееся в том, что тело сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения по отношению к инерциальной системе отсчёта при отсутствии внешних воздействий на тело или их взаимном уравновешивании (первый закон Ньютона (*Newton Isaac*; 1643–1727)). Если на тело действует неуравновешенная система сил, то инерция проявляется в том, что изменение состояния покоя или движения тела происходят не мгновенно, а постепенно, с ускорением  $a=F/m$  (второй закон Ньютона). Мерой инерции тела в поступательном движении является его масса, а при вращательном движении вокруг неподвижной оси – момент инерции тела относительно этой оси вращения.

## К

**Кажущаяся вязкость** (локальная вязкость, наблюдаемая вязкость, реальная вязкость, эффективная вязкость) – вязкость неньютоновской жидкости, фиксируемая визуально и инструментально при локальном сочетании напряжения сдвига  $\sigma_\tau$  и скорости деформации  $d\gamma/dt$  (рис.Н-1).

Необходимость введения в реологию мгновенного значения динамического коэффициента вязкости при течении неньютоновской жидкости вызвана тем, что с увеличением скорости деформации  $d\gamma/dt$  напряжение сдвига  $\sigma_\tau$  неньютоновской жидкости изменяется не пропорционально  $d\gamma/dt$ . Практически, ньютоновская динамическая вязкость является функцией скорости деформации,  $\mu=f(\sigma_\tau, d\gamma/dt)$ , см. рис.2.2, рис.2.4, рис.Б-2, рис.В-3, рис.Н-1, рис.П-4. В литературе (например, Коган В.Б. в [15]) принято понятие "кажущаяся вязкость". В этом издании принято понятие "наблюдаемая вязкость". В равной степени могут



быть использованы термины "локальная вязкость", "эффективная вязкость" или понятия "мгновенная вязкость", "действующая вязкость". Главное при этом, - понимание того факта, что при течении неньютоновских жидкостей численное значение локальной динамической вязкости, эквивалентное динамическому коэффициенту вязкости ньютоновских жидкостей при тех же значениях напряжения сдвига  $\sigma$  и скорости деформации  $d\gamma/dt$ , является переменной величиной. Другими словами, динамическая вязкость неньютоновских жидкостей зависит не только от средней скорости течения, но и изменяется от периферии к центру (или наоборот). В аналогичных условиях у ньютоновских жидкостей динамический коэффициент вязкости постоянен по сечению потока.

См. также *Кажущийся*, "КАЗАТЬ", *Локализация*.

**Кажущийся** - такой, который только представляется в воображении, нереальный [63].

"КАЗАТЬ, *казывать* что кому; показывать, предъявлять, давать видеть, являть. (...) *Казаться*, показываться, выказываться, появляться; || представляться, являться въ виде чего, принимать видъ обманчивый или сомнительный; || думаться, видеться; || нравиться, быть по нраву кому. (...) *Кажись* спв. и вост. кажется, думается, видится, мнится. (...)" (В.И. Даль; 1801-1872) [49].

**Касательное напряжение** см. *Напряжение*.

**Квази...** (< лат. *quasi* - как будто, наподобие, словно; почти, без малого. - И.Х. Дворецкий; 1894-1979) - приставка, означающая "якобы", "мнимый", "ненастоящий". Например, квазиламинарный, квазистатический, квазистационарный, квазиупругая сила, квазичастицы.

**Кинематика** (< греч. *κίνημα* - движение, возмущение. - А.Д. Вейсман; 1834-1913) - 1. (мех.) Раздел механики, изучающий характеристики движения тел в пространстве вне зависимости от действующих в системе сил. 2. (физ.) Частный случай гидродинамики, рассматривающий внутреннее трение жидкостей без учёта гравитационных сил.

См. также *Вязкости коэффициент кинематический*.

**Коллоидные растворы, золи** (< греч. *ζωλλα* - клей и греч. *εἶδαν, εἶδον* - воззреть или взирать на что. - А.Д. Вейсман; (1834-1913)), [48]; лат. *col-liquesco* - разжижаться, плавиться, растопляться. - И.Х. Дворецкий; (1894-1979), [53]) - гетерогенные системы, состоящие из двух и более фаз, причём сплошная фаза (дисперсионная среда) является жидкостью, в которой равномерно распределены частицы дисперсной фазы с размерами от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  мм. В результате естест-

венного броуновского движения частиц дисперсной фазы в дисперсионной среде частицы дисперсной фазы противостоят седиментации в гравитационном поле и сохраняют равномерное распределение по объёму дисперсионной среды.

Термин "коллоиды" предложил в 1861 г. английский химик Т.Грэм, который обнаружил, что некоторые водные растворы (например, оксида алюминия, кремниевой, оловянной и титановой кислот, желатина, агар-агара) при выпаривании не кристаллизуются, а образуют студенистые осадки (*гели*). Кроме того, их диффузия в растворе происходит значительно медленнее, чем диффузия электролитов (истинных растворов). Часть исследованных им *дисперсных систем* обладала клеящим эффектом. Группу некристаллизующихся и медленно диффундирующих веществ Т.Грэм назвал "коллоиды".

См. также *Дисперсность, Золи, Коллоидные системы, Неньютоновские жидкости*. Подробнее см. **Явления переноса в нефтегазовом деле: Учебное пособие/Д.Н.Цивинский.** - 2-е изд., исправл. и доп. - Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2012.

**Коллоидные системы** (< греч. *κολλα* - клей и греч. *ειδαν, ειδον* - воззреть или взирать на что. - А.Д.Вейсман; (1834-1913)), [48]; лат. *col-liquesco* - разжижаться, плавиться, растопляться. - И.Х.Дворецкий; (1894-1979), [53]; греч. *κολλω* - клеить, склеивать; *κολλωδης* - клейкий, липкий; коллоидный. - И.П.Хориков, М.Г.Малев [68]) - *дисперсные системы*, по структуре занимающие промежуточное положение между истинными растворами и грубодисперсными системами - суспензиями и эмульсиями. Размер частиц дисперсной фазы от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  мм. В результате естественного броуновского движения частиц дисперсной фазы в дисперсионной среде частицы дисперсной фазы противостоят седиментации в гравитационном поле и сохраняют равномерное распределение по объёму дисперсионной среды. Наиболее важны и разнообразны коллоидные системы с жидкой дисперсионной средой, которые по существу взаимодействия структурных элементов подразделяются на лиофильные и лиофобные.

В лиофильных системах частицы дисперсной фазы активно взаимодействуют с окружающей дисперсионной средой, и, как следствие, поверхностное натяжение на границе раздела фаз незначительно. В результате такие коллоидные системы термодинамически устойчивы.

В лиофобных коллоидных системах частицы дисперсной фазы слабо взаимодействуют с окружающей дисперсионной средой, поверхностное натяжение на границе раздела фаз достаточно велико. В результате такие коллоидные системы обладают значительным избытком свободной

энергии и термодинамически неустойчивы. Частицы таких систем склонны к агрегатированию. Внесение в коллоидную систему стабилизирующих веществ, адсорбирующихся на поверхности частиц дисперсной фазы, придает лиофобным системам устойчивость, т.к. молекулы стабилизирующего вещества препятствуют сближению коллоидных частиц и их соединению. Например, большинство так называемых "цементных растворов", применяемых для цементирования скважин, склонны к агрегатированию цементных частиц в процессе гидратации, седиментационно неустойчивы и непригодны для цементирования наклоннонаправленных и горизонтальных скважин. Методика внесения в цементный раствор специальных поверхностно-активных веществ, разработанная В.В.Живаевой, позволяет получить седиментационно устойчивые цементные растворы, пригодные для цементирования горизонтальных скважин.

Примерами лиофильных коллоидных систем являются мицеллярные растворы поверхностно-активных веществ, растворы некоторых высокомолекулярных веществ, органических пигментов и красителей. К лиофобным коллоидным системам относятся золи металлов, оксидов и сульфидов, латексы и гели, образующиеся при коагуляции и структурировании зольей [159].

Дисперсионной средой могут быть газы, вода, органические соединения и твёрдые вещества.

Системы, в которых дисперсионной средой являются газы, называются аэрозолями. Аэрозоли подразделяются на пыли и дымы (дисперсная фаза – мельчайшие твёрдые частицы) и туманы (дисперсная фаза – мельчайшие капли жидкости).

Текучие системы, в которых дисперсионной средой являются жидкости, называются коллоидными растворами, или золями, студенистые (нетекучие) – гелями. Твёрдыми золями иногда называют дисперсные системы с равномерно распределёнными в твёрдой фазе мельчайшими частицами другой твёрдой фазы (например, рубиновые стёкла, опал).

См. также *Дисперсность, Дисперсные системы, Коллоидные растворы, Консистенция, Неньютоновские жидкости*. Подробнее см. **Явления переноса в нефтегазовом деле: Учебное пособие/Д.Н.Цивинский.** - 2-е изд., исправл. и доп.- Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2012.

**Комок** (в гидродинамике) – часть твёрдой, жидкой или газовой фазы, которую в данный момент времени и в данной точке пространства можно рассматривать как единое целое. В гидродинамике понятие "комок" предложил В.Б.Коган [15], возможно, по причине многозначности понятия "частица". Комок – понятие относительное, величина комка



жидкости зависит от масштаба расстояний и размеров системы. Комок жидкости сохраняет свою индивидуальность ограниченное время. Путь, проходимый им от момента возникновения до исчезновения, называется путём смешения. Путь смешения является средней характеристикой амплитуды турбулентных пульсаций.

См. также *КОМЬ*, *Путь смешения*, *Турбулентное течение*.

"**КОМЬ** н., *комо́къ*, *комочекъ*; *комшкa*; *комшца*; что либо смятое въ кучку; рыхлый обломокъ, кусь, ломоть; жемокъ, мятушка. (...)" (В.И. Даль; 1801-1872) [49]. См. также *Комок*.

**Консистенция** (*позднелат.* *consistentia* – состав < *consistere* – состоять, заключаться < *con-* с-, вместе с и *sistere* – ставить, становиться < *stare* – стоять [42]; < *лат.* *con-sisto* – становиться; твёрдо стоять на ногах; застывать, замерзать; твердеть, густеть, уплотняться. – И.Х. Дворецкий; 1894-1979) – показатель густоты *неньютоновской жидкости*, *суспензии*, смеси; степень ослабления *текучести*, насыщенности, степень застывания, загустевания; степень гущины.

**Константа** (*нем.* *Konstante* – постоянная величина, константа (от *konstant* – постоянный), *фр.* *constante* – константа < *лат.* *constans*, род. п. *constantis* – постоянный, неизменный, от *constare* – стоять твёрдо, оставаться неизменным; быть определённым, твёрдым, решённым, от *con-* – с-, вместе и *stare* – стоять) – постоянная величина. Постоянство величины *x* записывают *x=const*. Константу обычно обозначают буквами *K*, *C* или *const*. Термин "константа" более значителен, фундаментальнее, чем термин *коэффициент*. Например, мировая константа, но не мировой коэффициент. Как правило, константа – независимая постоянная величина. Но бывают исключения. Например, константа скорости химической реакции константой, по существу, не является, т.к. зависит от температуры.

См. также *Коэффициент*, *Параметр*, *Реологические модели течения*.

**Концепция** (< *лат.* *conceptio* – соединение, сумма, совокупность, система; резервуар, хранилище; зачатие, принятие семени; словесное выражение. – И.Х. Дворецкий. [53]) – система *понятий* о состояниях, событиях, явлениях, процессах в природе, технологии, обществе и мышлении. Концепция является основополагающей идеей какой-либо теории; это единый, определяющий замысел, ведущая мысль художника, писателя, учёного, политика и т.д. Как правило, концепции формулируются выдающимися личностями и оказывают влияние на развитие науки, техники и общества в целом.

**Коэффициент** (<лат. со (cum) - с, вместе с, {совместно} и efficiens (efficientis) - производящий, выполняющий) - числовой множитель при буквенном выражении, известный множитель при той или иной степени неизвестного или постоянный множитель при переменной величине, множитель, обычно выражаемый цифрами. Если произведение содержит одну или несколько переменных (или неизвестных) величин, то произведение всех постоянных, в том числе и выраженных буквами, также называется коэффициентом. Многие коэффициенты имеют особые названия, например, коэффициент диффузии, коэффициент трения, коэффициент теплопроводности, коэффициент гидравлического сопротивления т. д. Как правило, коэффициенты - переменные величины, зависящие от многих факторов. Например, коэффициент трения зависит от режима течения жидкости, шероховатости стенки, формы стенки и др. Коэффициент молекулярной диффузии вещества зависит от состава среды, температуры, а для газов - и от давления.

См. также *Константа, Параметр, Реологические модели течения.*

"... "Я Кривая - воз молвы везу". И хотя я кривобока, криворука, кривоока - я, мол, выведу...". ("Кривая да нелёгкая", Владимир Высоцкий, (1938-1980), в записях М.Шемякина).

**Кривая** - (мат.) обычно линия вообще, не исключая и частного случая - прямой.

**Кривая течения** - геометрическое место точек, характеризующих связь скорости деформации и внутреннего трения в жидкости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ . Для ньютоновских жидкостей кривая течения представляет собой прямую линию, выходящую из начала координат (рис. В-1). Для бингамовских жидкостей кривая течения представляет собой прямую линию отсекающую на оси ординат отрезок, равный упругости пределу. Кривая течения тел Шведова представляет собой кривую линию, переходящую в прямую (рис. В-2).

Зависимость  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  может быть произвольной, иллюстративной (см. рис. 1.1, 2.1, 2.2, 2.3, 2.4, В-1, В-2, В-1, В-2, В-3, Н-1, Н-2, Н-3, Н-4, Н-5, П-3, П-4) и результатом экспериментального исследования реологических характеристик жидкости (корреляционным полем).

**Кривизна** - (мат.) величина, характеризующая отклонение кривой (поверхности) от прямой (плоскости). Степень кривизны можно охарактеризовать с помощью так называемой средней кривизны  $k_{ср} = \alpha/\Delta l$ , где



$\alpha$  – величина угла между касательными в двух точках  $a$  и  $b$ , а  $\Delta l$  – длина дуги  $ab$ .

**Критериальное уравнение** – уравнение зависимости определяемого критерия от определяющих. Как правило, критериальное уравнение представляет собой уравнение регрессии вида:

$$y = A \cdot x_1^b \cdot x_2^c \cdot \dots \cdot x_k^d \quad (K-1)$$

где  $y$  – определяемый критерий;  $x_1, x_2, \dots, x_k$  – критерии определяющие;  $A, b, c, d$  – формальные параметры, физический смысл которых достаточно ограничен. Для обработки результатов экспериментов уравнение приводят к линейному виду путём логарифмирования:

$$\ln y = \ln A + b \ln x_1 + c \ln x_2 + \dots + d \ln x_k, \quad (K-2)$$

и каким-либо методом (например, методом наименьших квадратов) определяют искомые параметры.

В общем случае, критериальное уравнение переноса количества движения (*импульса*) для зависимости критерия Эйлера от определяющих критериев подобия:  $Ho$  – гомохронности,  $Re$  – Рейнольдса,  $Fr$  – Фруда, имеет вид:

$$Eu = A \cdot Ho^a \cdot Re^b \cdot Fr^c \cdot \Gamma^d \quad (K-3)$$

где  $\Gamma$  – константа геометрического подобия,  $A, a, b, c, d$  – формальные параметры.

Равенство критериев в исследованной модели и в оригинале и подобие безразмерных краевых условий – два единственных количественных условия подобия процессов. Это положение – теоретическая основа физического моделирования.

См. также *Определяющий размер, Подобия константа, Подобия критерий, Условия однозначности*. Подробно см., например, [1, 2, 15, 11, 18, 23, 25, 26, 28, 30, 32].

**Критерий** (<греч. *κρίτηριο* – критерий, признак, по которому можно судить верно. А. Д. Вейсман; 1834–1913) – мерило для определения достоверности, соответствия человеческого знания объективной реальности, а также признак, на основании которого производится оценка, определение или классификация чего-либо, мерило оценки. Критерии являются частным случаем философской категории – *отношение*.

Физические критерии характеризуют соотношения сил, действующих в системе (движущейся жидкости или газе) или соотношения потоков массы, энергии, импульса и т. п. В теории подобия явления считаются

подобными в том случае, если они качественно одинаковы и *определяющие критерии* подобия (безразмерные комплексы, составленные из физических и геометрических величин, характеризующих эти явления) имеют равные значения. Другими словами, **определяющие критерии** состоят из физических величин определяющих развитие процесса. Определяющие критерии подобия являются основой постановки экспериментов и обработки результатов. **Определяемые критерии** состоят из физических величин определяющих развитие процесса и **неизвестной** (искомой) физической величины.

Статистические критерии, по существу, являются соотношениями параметров, характеризующих те или иные свойства совокупностей. В большинстве случаев статистические критерии являются предельными соотношениями параметров при принятии или отклонении статистической гипотезы.

См. также *Критериальные уравнения, Подобия константа, Подобия критерий.*

**Критическое значение** – численное значение какого-либо параметра системы или процесса, при котором происходят качественные изменения. Для систем характерно нарушение равновесия системы, например, явление изгибания сжатого упругого тела – стержня, пластины, – при превышении некоторого критического значения сжимающей силы, так называемой Эйлеровой силы. Для процессов свойственно резкое изменение каких-либо параметров, например, превышение некоторого критического значения скорости вращения вала приводит к резкому возрастанию амплитуды вибрации. Превышение некоторого критического значения температуры приводит к таянию льда (плавлению металлов и их солей), к процессу кипения и к исчезновению границы раздела фаз между жидкостью и паром. Статистические критерии, по существу, являются предельными соотношениями однородных дисперсий, оценок параметров и их стандартных отклонений и др.

## Л

**Ламинарное течение** (< лат. lamina – лист, пластинка, лента) – упорядоченное течение вязкой жидкости (или газа), характеризующееся отсутствием перемешивания между соседними слоями жидкости. В общем случае, эпюра скоростей частиц вязкой жидкости изменяется по закону параболы (рис. Л-1), (см. также (1.13), (1.28) и (1.44)).

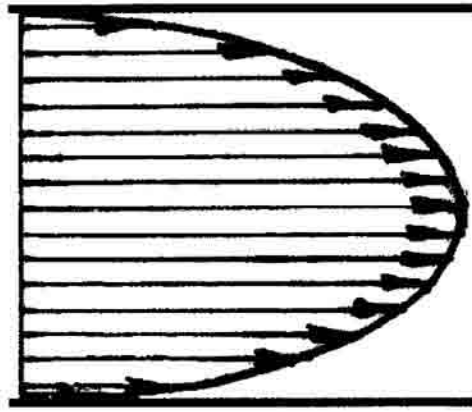


Рис.Л-1. Ламинарное течение вязкой жидкости

Траектория движения каждой частицы потока при ламинарном течении жидкости в некотором канале представляет собой непрерывную линию, форма которой подобна форме канала. Ламинарное течение жидкости описывается дифференциальными уравнениями Навье-Стокса (по имени франц. учёного Л.Навье (L.Navier; 1785-1836) и англ. учёного Дж.Стокса (G.Stokes; 1819-1903)):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) + \\ \quad + \nu \cdot \left( \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) + \\ \quad + \nu \cdot \left( \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + \\ \quad + \nu \cdot \left( \frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right) + \left( g + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (\text{Л-1})$$

и дифференциальным уравнением неразрывности (сплошности) потока:

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \rho \cdot \left( \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (\text{Л-2})$$

В уравнениях (Л-1) члены  $\partial w_x / \partial t$  характеризуют нестационарность течения жидкости, член  $(w_x (\partial w_x / \partial x) + w_y (\partial w_x / \partial y) + w_z (\partial w_x / \partial z))$  и подобные ему характеризуют силы инерции в движущейся жидкости, член  $\nu (\partial^2 w_x / \partial x^2 + \partial^2 w_x / \partial y^2 + \partial^2 w_x / \partial z^2)$  и подобные ему характеризуют силы вязкого трения,  $g$  - ускорение силы тяжести, а член  $(\partial p / \partial x) / \rho$  - внешнюю силу, силу давления, которая и вынуждает жидкость двигаться. Другими словами, правая часть уравнений характеризует совокупное влияние сил инерции, вязкого трения и внешних сил на течение жидкости.

Уравнение неразрывности потока (Л-2) констатирует факт непрерывности изменения плотности в процессе течения жидкости, а также отсутствие разрывов среды и флуктуаций плотности.

Поскольку уравнения (Л-1) разрешимы только в простейших случаях, их преобразуют методами теории подобия. Так, в частности, соотношение сил инерции и сил вязкого трения в потоке жидкости характеризуется безразмерным комплексом - критерием Рейнольдса  $Re = wL\rho/\mu$ , где  $w$  - средняя скорость потока, м/с,  $L$  - определяющий геометрический размер потока, м,  $\rho$  - плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>,  $\mu$  - вязкости коэффициент динамический, Па/с. Устойчивость ламинарного течения вязких жидкостей в круглых трубах была экспериментально исследована О. Рейнольдсом в период 1876-1883 гг. [2, 15, 18]. Им был установлен критерий перехода ламинарного течения в турбулентное впоследствии названный его именем:  $Re = wL\rho/\mu < Re_{кр}$ , где  $Re_{кр}$  - критическое число Рейнольдса. При  $Re > Re_{кр}$  ламинарное течение неустойчиво и под влиянием различного рода возмущений переходит в турбулентное течение. Ламинарное течение наблюдается в тонких (капиллярных) трубках, в слое смазки в подшипниках скольжения, в пограничном слое и т. д.

См. также *Вязать, Идеальная жидкость, Линия тока, Сопротивление течению жидкостей, Турбулентное течение*. Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 23, 25, 28, 30, 32].

**Ламинарное течение тел Шведова и Бингама** - такое течение жидкости в канале, при котором поток состоит из двух частей - центральной части потока, которая движется как твёрдое тело без внутренних сдвигов со скоростью  $w_{яп}$ , и периферийных областей, в которых скорость течения уменьшается от скорости  $w_{яп}$  до нуля на стенке канала. В центральной части потока сохраняется первичная структура вязкопластичной (бингамовской) жидкости.

Радиус ядра потока зависит от начального напряжения сдвига и градиента давления  $P$ ; ядро потока расположено аксиально в трубе,



внутри него  $\mathbf{b}_\tau < \mathbf{b}_{\tau 0}$  и  $d\omega/dr=0$ . При  $P \rightarrow \infty$  радиус ядра потока  $r_{яп} \rightarrow 0$ . Это значит, что при некотором предельном значении  $P$  ламинарный режим течения сменится *турбулентным* и ядро потока разрушится [19]. На рис. 2.5 представлены эпюры скоростей частиц потока  $w$  (1), скоростей сдвига  $d\omega/dr$  (2) и напряжений сдвига  $\mathbf{b}_\tau$  (3) при ламинарном течении бингамовских жидкостей в канале круглого сечения (см. также рис. 2.6 и рис. 2.7). На рис. 2.10 представлены эпюры скоростей частиц потока, скоростей сдвига  $d\omega/dr$  и напряжений сдвига  $\mathbf{b}_\tau$  при ламинарном течении бингамовских жидкостей в канале кольцевого сечения (см. также рис. 2.11).

Условие равновесия сил, действующих на ядро, имеет вид:

$$\pi r_{яп}^2 \Delta p = 2\pi r_{яп} l \mathbf{b}_{\tau д}. \quad (Л-3)$$

Откуда радиус ядра потока:

$$r_{яп} = 2l \mathbf{b}_{\tau д} / \Delta p. \quad (Л-4)$$

Потерю устойчивости ламинарного течения *вязкопластичных жидкостей* исследовал Б. Хедстрем и в 1951 г. охарактеризовал числами Рейнольдса и Сен-Венана [18].

**Линия тока** – непрерывная линия, касательная в каждой точке которой в данный момент времени  $\tau$  совпадает по направлению с вектором скорости жидкости в этой точке. В случае *стационарного течения* жидкости линии тока совпадают с траекториями частиц (комков) жидкости. Уравнение линий тока имеет вид:

$$\frac{dx}{w_x(x, y, z, \tau)} = \frac{dy}{w_y(x, y, z, \tau)} = \frac{dz}{w_z(x, y, z, \tau)}. \quad (Л-5)$$

где время  $\tau$  – фиксированный параметр (Яворский Б.М., Детлаф А.А.). См. также *Идеальная жидкость*.

**Логарифм** числа  $N$  по основанию  $a \neq 1$  (< греч.  $\lambda\omicron\gamma\omicron\zeta$  – слово [сказанное, не грамматическое], условие, учение, дело, счёт (число), соотношение, пропорция, разум, причина, мнение, понятие, смысл;  $\alpha\rho\iota\delta\mu\omicron\zeta$  – число, количество; мера или протяжение; счёт, счисление; счёт [как искусство или наука]; количество [как противоположность качеству]. А.Д. Вейсман; (1834–1913). [48]. См. также ... *Логия*) – показатель степени  $x$ , в которую нужно возвести  $a$ , чтобы получить число  $N$ . Обозначение:  $\log_a N = x$ . Запись  $\log_a N = x$  равнозначна записи  $a^x = N$ . Из определения логарифма вытекает следующее тождество:

$$a^{\log_a x} = x. \quad (Л-6)$$



Термин "логарифм" предложил Дж.Непер (*John Napier*; 1550-1617) на основе сочетания греческих слов  $\lambda\omicron\gamma\omicron\zeta$  (здесь - *отношение*) и  $\alpha\rho\iota\theta\mu\omicron\zeta$  (число). Дело в том, что в античной математике квадрат, куб и т.д. отношения  $a/b$  назывались "двойным", "тройным" и т.д. отношением. Возможно, по аналогии для Дж.Непера словосочетание  $\lambda\omicron\gamma\omicron\zeta \alpha\rho\iota\theta\mu\omicron\zeta$  означали "число (кратность) отношения", т.е. "логарифм" у Дж.Непера - вспомогательное число для измерения отношения двух чисел.

Открытие логарифма было связано с усовершенствованием астрономических наблюдений и усложнением астрономических расчётов. Настоятельная потребность в умножении, делении, возведении в степень и извлечении корня с использованием многозначных чисел явилась причиной поиска методов замены этих трудоёмких действий простыми - сложением и вычитанием. Авторы первых таблиц логарифмов исходили из зависимости между свойствами геометрической прогрессии и составленной из показателей степени её членов арифметической прогрессии. Частично эти зависимости были подмечены в 3 в. до Р.Х. ещё Архимедом (*Ἀρχιμήδης*; ок. 287-212 до Р.Х.). Первые таблицы логарифмов с основаниями, близкими к единице, были составлены почти одновременно швейцарцем Й.Бюрги (ок. 1590 г.,  $a=1,00001$ ) и шотландцем Дж.Непером ( $a=1-0,0000001$ ). Й.Бюрги (*Burgi Jobst*; 1552-1632) опубликовал "Таблицы арифметической и геометрической прогрессий" в 1620 г.; раньше (в 1614 г.) вышли в свет таблицы Дж.Непера.

Основные свойства логарифмов: (1) логарифм произведения равен сумме логарифмов сомножителей:  $\log(xy)=\log(x)+\log(y)$ ; (2) логарифм частного равен разности логарифмов делимого и делителя:  $\log(x/y)=\log(x)-\log(y)$ ; (3) логарифм степени равен произведению показателя степени на логарифм её основания:  $\log x^y=y\log(x)$ ; (4) логарифм корня равен частному от деления логарифма подкоренного числа на показатель корня:  $\log \sqrt[y]{x}=(\log x)/y$  (здесь и выше подразумевается одинаковое основание  $a$ ). (5) скорость изменения логарифмической функции обратно пропорциональна аргументу, т.е.  $(\ln x)'=1/x$ .

Некоторые **частные случаи** общих формул:

$$\log_a x = \log_b x \cdot \log_a b; \quad \log_a x = \log_b x / \log_b a; \quad \log_a b = 1 / \log_b a. \quad (Л-7)$$

Когда основание  $a$  фиксировано, говорят об определённой системе логарифмов. Наиболее употребительными стали десятичные логарифмы ( $a=10$ ). Идея составления десятичных логарифмов принадлежит Дж.Непе-

ру и английскому математику Генри Бригсу (*Briggs Henry*; 1561-1630). Они совместно начали работу по пересчёту таблиц Непера на новое основание 10. После смерти Дж.Непера в 1617 г. Г.Бригс продолжил эту работу и в 1617 г. опубликовал 8-значные таблицы для чисел первой тысячи, а в 1624 г. 14-значные от 1 до 20 000 и от 90 000 до 100000 (поэтому десятичные логарифмы ещё называют бригсовыми). При десятичной системе счисления логарифмы с основанием 10 имели определённые преимущества, суть которых в следующем. Для рациональных чисел, отличных от  $10^k$  с целым  $k$ , десятичные логарифмы – трансцендентные числа, которые приближённо выражают в десятичных дробях. Целую часть числа называют **характеристикой**, дробную – **мантиссой**. Так как  $\lg(10^k \cdot x) = k + \lg x$ , то десятичные логарифмы чисел, отличающихся множителем  $10^k$ , имеют одинаковые мантиссы и разные характеристики. Это свойство и лежит в основе таблиц логарифмов, которые содержат лишь мантиссы логарифмов целых чисел.

Если для практических расчётов наиболее удобны десятичные логарифмы, то в теоретических исследованиях исключительно важно другое основание, а именно иррациональное трансцендентное число  $e = 2,718281828459045\dots$ . Этот поразительный на первый взгляд факт полностью объясняется в высшей математике и подтверждается уравнениями химической кинетики, термодинамики и процессов переноса импульса, энергии (теплоты) и массы (экспонента описывает многие динамические процессы). Так вот, число  $e$  есть предел, к которому стремится выражение  $(1+1/n)^n$  при  $n \rightarrow \infty$ . Логарифмы, в которых основанием является число  $e$ , называются **натуральными** логарифмами, быть может потому, что экспонента описывает множество процессов в природе. Переход от натуральных логарифмов к десятичным логарифмам и обратно осуществляется по формулам:

$$\lg x = \ln x / \ln 10 = \ln x \cdot 0,43429; \quad (\text{Л-8})$$

$$\ln x = \lg x / \lg e = \lg x \cdot 2,30258. \quad (\text{Л-9})$$

Термин "натуральный логарифм" принадлежит П.Менголи (1625 – 7.06.1686) (1659) и Н.Меркатору (ок. 1620-1687) (1668), "характеристика" – Г.Бригсу (1561-26.01.1630) (1624), "мантисса" и "основание" логарифма в нашем смысле – Л.Эйлера (*Leonhard Euler*; 1707-1783), (1748), понятие о модуле перехода ввёл Н.Меркатор. Современное определение логарифма было дано в 1742 г. У.Гардинером (*Gardiner William*; 18 в.).

См. также *Логарифмирование, Мера*.

**Логарифмирование** - действие, заключающееся в нахождении логарифма числового, алгебраического или иного выражения. Логарифмирование - одно из двух действий, обратных возведению в степень: если  $y=x^n$ , то  $x=\sqrt[n]{y}$ ,  $n=\log_x y$ .

...**Логия** (< греч.  $\lambda\omicron\gamma\omicron\zeta$  - слово [сказанное, не грамматическое], определение [в философском смысле], учение, разум, разумное основание) - вторая составная часть сложных слов, соответствующая по значению словам "наука", "знание", например, биология, геология, антропология и др.

**Локализация** (< лат. *localis* - местный) - ограничение распространения или развития какого-либо процесса или явления какими-либо пределами. См. также *Локальный*.

**Локальная вязкость** (кажущаяся вязкость, наблюдаемая вязкость, реальная вязкость, эффективная вязкость) - вязкость неньютоновской жидкости, фиксируемая визуально и инструментально при **локальном** сочетании напряжения сдвига  $\sigma_\tau$  и скорости деформации  $d\gamma/dt$  (рис.Н-1).

Представляет интерес подходящее название мгновенного значения динамического коэффициента вязкости при течении неньютоновской жидкости как функции  $\mu=f(\sigma_\tau, d\gamma/dt)$ , см. рис.Б-2, рис.В-3, рис.Н-1 + рис.Н-5. В литературе (например, в [15]) принято понятие "кажущаяся вязкость". Но понятие "кажется" в русском языке употребляется при сомнении в чём-либо. В этом издании принято понятие "наблюдаемая вязкость". В равной степени могут быть использованы термины "локальная вязкость", "эффективная вязкость" или понятия "мгновенная вязкость", "действующая вязкость" и, конечно, "кажущаяся". Главное при этом - понимание того факта, что при течении неньютоновских жидкостей численное значение локальной динамической вязкости, эквивалентное коэффициенту динамической вязкости ньютоновских жидкостей при тех же значениях напряжения сдвига  $\sigma_\tau$  и скорости деформации  $d\gamma/dt$ , является переменной величиной. Другими словами, динамическая вязкость неньютоновских жидкостей зависит не только от средней скорости течения, но и изменяется от периферии к центру (или наоборот). В аналогичных условиях у ньютоновских жидкостей динамический коэффициент вязкости постоянен по сечению потока.

См. также *Анизотропия*, "КАЗАТЬ", *Локальный*, *Реологические модели течения*.

**Локальный** (< лат. *localis* - местный) - свойственный данному месту, не выходящий за определённые пределы, **местный**.



## М

**Макро...** (< греч. *μακρᾶν*, ион. *μακρῆν*, далеко, о времени: долго; *μακρο* – первая часть составных слов, означающая большой, долгий, длинный, много; *μακροῦς* – длинный, большой, высокий, о времени: долго. – А. Д. Вейсман; 1834–1913), в русском языке – аналогично, соответствует по значению словам "большой", "крупных размеров" (например, макромолекула, макроструктура). См. также *Макроуровень*.

**Макроуровень** – масштаб расстояний, соизмеримых с масштабом турбулентных пульсаций, зерном катализатора, шлама, частицей (капель) флюида, пузырьком газа, величиной насадки или ячеек, отверстий в соответствующих аппаратах, длиной свободного пробега комка (частицы) жидкости. См. также *Макро...*, *Микроуровень*.

**Масса** (< нововерхненемецкий *Masse* или франц. *masse* < лат. *masa* – глыба, кусок, масса, первичная материя < греч. *μαζα* – тесто. – И. Х. Дворецкий (1894–1979), М. Фасмер (1886–1962)) – скалярная величина, одна из основных физических характеристик материи, являющаяся мерой её инерционных и гравитационных свойств. В классической механике Ньютона (*Newton Isaac*; 1643–1727) масса тела аддитивна и не зависит от скорости его движения. Масса, входящая в выражение второго закона Ньютона,  $d(mv) = Fdt$  (элементарное изменение количества движения (*импульса*) материальной точки равно элементарному импульсу действующей на неё силы), характеризует инертность тела и называется его инертной массой. Масса, входящая в выражение закона всемирного тяготения Ньютона, характеризует гравитационные свойства тела и называется его гравитационной (тяжёлой) массой:

$$F = \gamma \cdot \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (M-1)$$

где  $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2 = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2 / \text{г}^2$  не только параметр, но и мировая константа. При соответствующем выборе гравитационной постоянной можно считать, что для каждого тела гравитационная и инертная масса равны.

**Маха критерий** см. *Подобия критерий*.

**Мера** – философская категория, выражающая единство качественных и количественных характеристик предмета, явления. Мера отражает необходимую, закономерную связь количественной и качественной стороны объектов, явлений и процессов окружающего мира.

Каждый предмет или явление имеют качественные характеристики (форма, состояние (например, фазовое), цвет, блеск, вкус, чистота в самом широком смысле этого слова и т. п.) и количественные (масса, вес, состав, скорость, интенсивность, доля и т. д.). Количественные характеристики могут меняться в результате развития предмета, явления или воздействия на предмет других явлений или предметов. Мера показывает границу, за которой изменение количества влечёт за собой изменение качества предмета, или границу, за которой изменение качества ведёт к изменению количества. Мера играет большую роль в познании и в науке, в частности. Невозможно познать процесс, описать его математической моделью без изучения количественных и качественных характеристик, не исследовав их взаимосвязи и взаимоотношения.

**Механика** (греч. *μηχανή*, дорически *μαχάνα*, лат. *machina*, вымысел, хитрость, кознь; орудие, сооружение, машина, ос. военная, осадная, театральная; вообще средство; греч. *μηχανισμός* – изобретательный, хитрый, позд. механический, касающийся до машин; *μηχανιστήν*, подр. *τέχνη* – механика (А. Д. Вейсман; 1834–1913). Греч. *μηχανισμός* – "умелый" от *μηχανή* "орудие". (М. Фасмер; 1886–1962)) – наука о движении материальных тел или их частиц (комков) в пространстве и происходящих при этом взаимодействиях между ними.

Исторически механизмами называют всевозможные машины, орудия, устройства, а под механикой подразумевают классическую механику Ньютона. В механике Ньютона исследуются движения *макроскопических* тел со *скоростями*, несоизмеримо малыми по сравнению со скоростью света в вакууме. С развитием науки, техники, технологии стали различать механику материальной точки, механику системы точек, механику сплошных сред (в т. ч. гидродинамику, гидравлику, теорию упругости, теорию пластичности, реологию), механику грунтов, механику сыпучих тел и т. д. Движения тел со скоростями, соизмеримыми со скоростью света, рассматриваются в теории *относительности*, а движение газов со скоростями, соизмеримыми со скоростью звука в аэродинамике и газодинамике. Движение космических тел изучается в небесной механике. Движение нейтронов, протонов, электронов и так называемых элементарных частиц изучается в квантовой механике.

В большинстве этих (и других) подразделов в конкретных случаях выделяют: статику – учение о равновесии тел под действием сил, кинематику – раздел механики, в котором изучаются геометрические



свойства движения тел без учёта действующих на них сил, и динамику – учение о движении тел под действием сил.

Механика является одной из научных основ многих областей техники и технологии. Например, говорят о механизме сложных химических реакций, о механизме взаимодействия макромолекул и твёрдых частиц в коллоидных растворах и неньютоновских жидкостях, о механизмах вязкого трения, молекулярной и турбулентной вязкости, о механизмах диффузии, массопередачи, теплопередачи и др.

**Микро...** (< греч. *μικροζ* – малый, небольшой (по объёму, росту, количеству, времени, качеству); незначительный. – А. Д. Вейсман; 1834–1913), [мк;  $\mu$ ] – 1. Приставка для образования наименования десятичной дольной единицы физической величины, соответствующая множителю  $10^{-6}$ . Например, 1 мкм (микрометр) =  $10^{-6}$  м. 2. Составная часть сложных слов, означающая очень малый, мелкий.

**Микроуровень** – масштаб расстояний, соизмеримый с длиной свободного пробега молекул. На этом уровне протекают химические реакции и диффузионные процессы. Если лимитирующей стадией процесса является химическая реакция и (или) диффузия, то говорят, что процесс протекает на микроуровне.

В первом случае различают ещё кинетическую и диффузионную область протекания химической реакции. Вообще, скорость диффузии намного меньше скорости химической реакции, и, если скорость процесса определяется скоростью диффузии реагентов в зону реакции, то говорят, что процесс протекает в диффузионной области. Если реакционная смесь интенсивно перемешивается, в ней отсутствуют градиенты концентраций и температуры, то общая скорость процесса определяется скоростью химической реакции – процесс протекает в кинетической области.

См. также *Макроуровень*.

## Н

**Наблюдаемая вязкость** (кажущаяся вязкость, локальная вязкость, реальная вязкость, эффективная вязкость) – динамическая вязкость неньютоновской жидкости, фиксируемая визуально и инструментально при локальном сочетании напряжения сдвига  $\sigma_{\tau}$  и скорости деформации  $d\gamma/d\tau$  (рис. Н-1). Не будем забывать, что кривая течения – геометрическое место точек удовлетворяющих закону течения  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ .

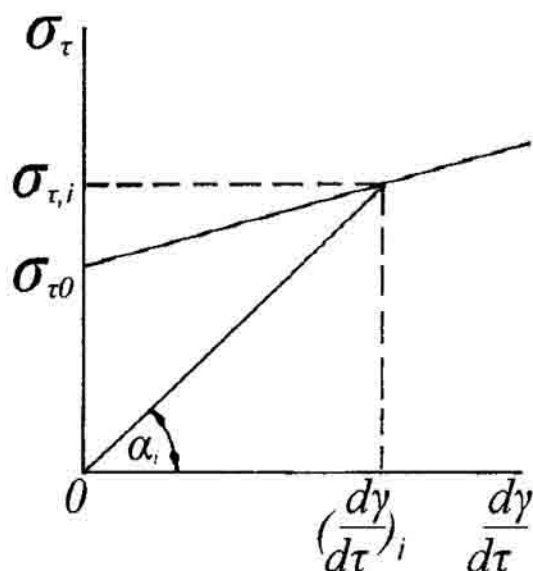


Рис.Н-1. Графическая иллюстрация наблюдаемой вязкости неньютоновской жидкости (в частности, бингамовской) при локальном сочетании напряжения сдвига  $\sigma_\tau$  и  $d\gamma/d\tau$ .  $\operatorname{tg}\alpha$  - наблюдаемый динамический коэффициент вязкости

С увеличением скорости деформации  $d\gamma/d\tau$  напряжение сдвига  $\sigma_\tau$  неньютоновской жидкости изменяется не пропорционально  $d\gamma/d\tau$ . Другими словами, наблюдаемая вязкость — это вязкость гипотетической неньютоновской жидкости, скорость деформации которой под действием локального напряжения сдвига равна скорости деформации рассматриваемой неньютоновской жидкости (рис.В-2, рис.В-3, рис.Н-1 — рис.Н-4). Для заданной точки с координатами  $\sigma_\tau - d\gamma/d\tau$  наблюдаемая вязкость  $\mu_H = \sigma_\tau / (d\gamma/d\tau)$ , а в случае одномерного течения —  $\mu_H = \sigma_\tau / (dw/dl)$ .

Характерной особенностью неньютоновских жидкостей является зависимость наблюдаемой вязкости от скорости течения. Для большинства неньютоновских жидкостей характерно уменьшение наблюдаемой (эффективной, локальной) вязкости с ростом скорости деформации (рис.В-2, рис.В-3); другими словами, с увеличением скорости течения или перемешивания жидкость **разжижается** (обратим внимание на то, что происходит в миксере при взбивании сметаны, яиц и т. д.). Для дилатантных жидкостей, наоборот, характерно увеличение локальной вязкости с ростом скорости деформации (песок, галька, крахмальный клейстер).

По причине уменьшения наблюдаемой (эффективной) вязкости неньютоновских жидкостей с ростом скорости деформации в потоке с меняющейся по поперечному сечению скоростью меняется и наблюдаемая вязкость, изменяется эффективное значения критерия Рейнольдса. Поскольку неньютоновские жидкости чаще всего имеют значительную наблюдаемую вязкость, ламинарное течение у них наблюдается даже при относительно высоких перепадах давления. Один из наиболее трудных

вопросов гидродинамики неньютоновских жидкостей - установление условий перехода ламинарного течения в турбулентное. [7, 11, 15, 34].

См. также *Вязать, Кажущийся, Реологические модели течения.*

**Напряжение** (в механике твердых и жидких тел) - сила, действующая на тело, отнесённая к единице площади, на которую она действует. Согласно закону Гука (*Hooke Robert: 1635-1703*) в твёрдых телах под действием напряжения происходит деформация, пропорциональная приложенному напряжению:

$$\sigma = E \cdot \frac{\Delta l}{l}. \quad (H-1)$$

В жидкостях с увеличением напряжения возрастает не только деформация (перемещение частиц или комков жидкости), но и её скорость. Как всякий вектор, напряжение, действующее на поверхность тела, в общем случае раскладывается на две составляющих - нормальную и касательную. Составляющая, действующая вдоль поверхности тела, называется касательным напряжением (напряжением сдвига), нормальная составляющая является нормальным напряжением, вызывающим растяжение или сжатие.

Нормальное напряжение вызывает сжатие или растяжение элемента объёма жидкости. Под действием этих напряжений в жидкости возникает давление  $p$ . В жидкости, находящейся в состоянии покоя или движущейся с постоянной по сечению скоростью, нормальные напряжения во всех направлениях одинаковы и численно равны давлению  $p$ . При этом деформации элемента объёма  $dv$  за счёт нормальных напряжений не происходит. Наличие градиентов скорости  $dw/dl$  приводит к развитию деформации, и часть нормального напряжения расходуется на создание давления  $p$ , а часть, пропорциональная скорости деформации растяжения или сжатия, - на преодоление сил вязкого (жидкостного) трения\*.

Касательное напряжение - мера жидкостного трения, равная силе трения, приходящейся на единицу поверхности, оно действует вдоль направления течения жидкости и пропорционально скорости деформации жидкости. Деформация жидкости обусловлена её взаимодействием с твёрдой поверхностью. Если стенка неподвижна, то непосредственно на

---

\*Примечание. Известно, что сила трения равна силе давления. Из условия равенства этих сил следует, что  $-d\sigma_\tau dx = dp dy$  или  $d\sigma_\tau / dy = -dp / dx$ . Знак минус указывает на то, что силы трения и силы давления действуют в противоположных направлениях [15, с. 96].

стенке скорость жидкости равна нулю. По мере удаления от стенки тормозящее влияние стенки уменьшается. В этой связи *градиент скорости*, а следовательно, и напряжение сдвига имеют наибольшее значение на границе жидкости со стенкой. Касательные напряжения в соседних слоях жидкости создают вращающие моменты. Если эти моменты одинаковы и направлены в разные стороны, то они уравнивают друг друга, в противном случае возникает результирующий момент, обуславливающий вращение жидкости, которое приводит к образованию вихря (под вихрем подразумевается группа *частиц (комков)* жидкости, вращающихся вокруг одной мгновенной оси с одинаковой угловой скоростью, т. е. по отношению к окружающей жидкости вихрь подобен твёрдому телу - шару, шнуру или тору). Возможность или невозможность образования вихря определяется соотношением *инерционной* силы и силы вязкого трения.

Потокам реальных жидкостей свойственна различная скорость частиц по сечению потока. При течении жидкости вдоль твёрдых поверхностей, ограничивающих поток, наибольшая скорость наблюдается на максимальном удалении от стенок. Важно отметить, что *поле скоростей*, формирующееся под действием внешних сил, зависит от свойств жидкости, в то время как закон (характер) изменения напряжения сдвига по сечению не является функцией свойств жидкости. Так, например, для *ньютоновских* жидкостей напряжение сдвига изменяется *линейно* по сечению потока и для трубы круглого сечения:

$$\tau = \tau_{\text{ст}} \frac{r}{R}, \quad (\text{H-2})$$

где  $\tau_{\text{ст}}$  - касательное напряжение на стенке,  $R$  - радиус трубы,  $r$  - текущий радиус,  $R > r > 0$ . Касательное напряжение на стенке связано со средней скоростью течения жидкости в трубе следующей полуэмпирической формулой:

$$\tau_{\text{ст}} = \lambda \cdot \frac{\rho w_{\text{ср}}^2}{8}, \quad (\text{H-3})$$

где  $\lambda$  - коэффициент трения.

Поведение *неньютоновских* жидкостей отличается более сложной зависимостью градиента скорости с вызывающим его касательным напряжением, чем (В-2), (В-6). Причиной сложных взаимозависимостей градиента скорости и касательного напряжения является взаимодействие частиц жидкости, более сложное строение и наличие *структурирован-*



ности. Наличие пространственных *структурных* связей приводит к возникновению нелинейной зависимости напряжения сдвига от скорости деформации для дилатантных (рис.Н-5) и псевдопластичных жидкостей (рис.Н-4), к появлению *предела упругости* для вязкопластичных жидкостей (тел Шведова) (рис.В-2, рис.В-3) и тел Бингама (Б-1) (рис.Б-1), к необходимости введения в реологию понятия *динамического напряжения сдвига* для вязкопластичных жидкостей (В-4), (рис.В-2, рис.В-3). Реопектическим и тиксотропным жидкостям свойственно изменение реологических характеристик во времени, а вязкоупругие жидкости стремятся восстановить первоначальную форму (например, мучное тесто). Единица измерения напряжения сдвига – паскаль.

См. также *Бингамовские жидкости, ВЯЗАТЬ, Вязкопластичные жидкости, Вязкость, Идеальная жидкость, ПЛАСТИКА, Пластичность жидкости, Реологические модели течения, Турбулентное течение*. Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 23, 25, 28, 30, 32, 34]

**Напряжение сдвига** см. *Напряжение*.

**Напряжение сдвига предельное** (истинный предел текучести, true yield value) – действительное *напряжение сдвига*,  $\vartheta$ , при котором начинается *течение неньютоновской жидкости*. Важное условие – минимальная *скорость деформации жидкости*. Дело в том, что реальная неньютоновская жидкость не может выдержать какое-либо конкретное напряжение, не деформируясь в течение неопределённого времени, – медленно, но верно она начинает течь. Предельное напряжение сдвига  $\vartheta$  меньше, чем  $\sigma_{\tau 0}$  (при отсутствии проявлений тиксотропии).

"**Натура** ж., лат. [natural], природа, все созданное, особ. на земле нашей; создание, творенье; сотворенное, все вещественное вкупе: || силы природы, проявление ихъ, естество; все подлежащее чувствамъ, плотское; свойство, качество, принадлежность, особенность; быть, природное, прирожденное; [ ||телосложение, характер] (...) **Натуральный**, естественный, природный, самородный, неискусственный, неделанный. (...) *Натуральныя числа* (арифм.) природныя, порядковыя: 1, 2, 3 ипр. *Натуральныя исторія*, ученье о трёх царствахъ природы, объ ископаемых, растеньях, животныхъ; естествословіе, наука о природе. (...) " (В.И. Даль; 1801-1872) [50]. См. также *Природа, Физика*.

**Неньютоновские жидкости** – подвижные среды, *структурные элементы* которых (атомы, молекулы, макромолекулы, ионы, молекулы с полярными группами, волокнистые материалы, твёрдые частицы) имеют размер более 1 нм и/или предрасположены к образованию *агрегатов* с функциональной дифференциацией. С точки зрения *реологии*, неньютоновские жидкости – это подвижные среды, у которых связь *градиента скорости*



с вызывающим его касательным напряжением выражается более сложными, чем (В-1), (В-2), (В-6), (Н-10), зависимостями. Для неньютоновских жидкостей характерно изменение наблюдаемой вязкости с изменением скорости деформации. Причиной сложных зависимостей градиента скорости и касательного напряжения является взаимодействие частиц среды, более сложное строение и наличие структурированности. Структура неньютоновских жидкостей определяется характером взаимодействия больших молекул в сплошной среде и частиц в дисперсиях. В дисперсиях это взаимодействие обуславливается контактом частиц или взаимным влиянием адсорбционных слоёв. В растворах полимеров и в дисперсиях волокнистых материалов структурирование происходит вследствие переплетения макромолекул, микро- или макрочастиц либо вследствие взаимодействия полярных функциональных групп.

Закономерности течения неньютоновских жидкостей могут быть описаны уравнениями движения в напряжениях (С-13), полученными без каких-либо условий относительно свойств жидкости. Они описывают общие закономерности механики сплошной среды и применимы к любым подвижным средам [15]. Однако в уравнения (С-13) входят производные касательных и нормальных напряжений, которые невозможно определить экспериментально. Для экспериментального определения реологических свойств жидкости и последующей формализации удобнее функциональная зависимость касательного напряжения и градиента скорости:

$$\sigma_{\tau} = f\left(\frac{d\psi_x}{dy}\right). \quad (\text{Н-4})$$

Запишем правую часть уравнения (Н-4) в форме, аналогичной закону упругости Гука (Hooke Robert; 1635-1703):

$$\frac{d\psi_x}{dy} = \frac{d}{dy}\left(\frac{dx}{d\tau}\right) = \frac{d}{d\tau}\left(\frac{dx}{dy}\right) = \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (\text{Н-5})$$

где  $\gamma = dx/dy$  - деформация в рассматриваемой точке,  $\tau$  - время,  $d\gamma/d\tau$  - скорость сдвига (скорость деформации) в рассматриваемой точке. Величина  $\gamma$  определяет относительное смещение жидкости в направлении оси  $x$  при изменении координаты  $y$  на  $dy$  (скорость сдвига одномерного течения равна градиенту скорости  $d\psi/dl$ ). С учётом (Н-5) выражение (Н-4) можно представить в виде:

$$\frac{d\psi_x}{dy} = \frac{d\gamma}{d\tau} = f'(\sigma_{\tau}). \quad (\text{Н-6})$$

Пригодная для обработки экспериментальных данных зависимость напряжения сдвига от скорости деформации имеет вид:

$$\sigma_{\tau} = f\left(\frac{d\gamma}{d\tau}\right) = -\mu_n \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (H-7)$$

где  $\mu_n$  - наблюдаемая (локальная, эффективная) вязкость.

Главной особенностью неньютоновских жидкостей является зависимость наблюдаемой (эффективной) вязкости от скорости деформации (скорости течения) (рис. H-2 - рис. H-5). Поэтому в потоке неньютоновской жидкости, в котором скорость меняется по сечению потока, меняется и наблюдаемая вязкость. В этом заключается своеобразие поведения неньютоновских жидкостей при ламинарном течении - изменение касательного напряжения от нуля на оси потока до максимального значения на стенке вызывает изменение вязкости и, следовательно, локального значения критерия Рейнольдса. В противоположность ньютоновским для неньютоновских жидкостей невозможно указать критическое значение критерия Рейнольдса  $Re_{кр}$ , соответствующее переходу к турбулентному течению. Единого критического значения критерия Рейнольдса нет - оно различно для разных жидкостей. Более того, для высоковязких неньютоновских жидкостей турбулентный режим течения практически трудно достижим. В ядре потока неньютоновских жидкостей турбулентные напряжения не зависят от молекулярной вязкости [15].

Для некоторых неньютоновских жидкостей характерно наличие предела текучести или предела скорости деформации, после достижения которого среда теряет сплошность, в жидкости образуются границы раздела фаз (если жидкость контактирует с другой фазой) или поверхности скольжения (границы, на которых происходят разрывы, флуктуации физических характеристик).

В неньютоновских системах, содержащих несимметричные частицы, например, длинные макромолекулы или волокна, при движении возникает анизотропия свойств, так как частицы ориентируются в направлении потока.

Ещё одна принципиальная особенность неньютоновских жидкостей - анизотропия свойств, возникающая в результате выстраивания макромолекул, волокнистых частиц и длинных твёрдых частиц, а также неоднородности полей касательных напряжений, температур и концентраций в движущейся жидкости. Транспортные характеристики (вязкость, теплопроводность, диффузия) сильно зависят от структурированности не-

ньютоновских жидкостей. Структура жидкости может изменяться не только по сечению потока в результате изменения касательного напряжения, но и в результате изменения температуры и состава. Например, реологические характеристики буровых растворов изменяются по глубине скважины вследствие изменения температуры и с каждым циклом циркуляции вследствие *массообменных процессов* со шламом и стенками скважины. Более того, реологические характеристики буровых растворов практически изменяются в результате каждого цикла "нагревание-охлаждение". Реологические характеристики так называемых "цементных растворов" изменяются по глубине скважины вследствие изменения температуры и в результате химической реакции гидратации клинкера.

Тот факт, что технологические неньютоновские жидкости не являются индивидуальными веществами и их физические свойства изменяются во времени и в пространстве является причиной несовершенства методик и формул расчёта  $\Delta p_{тр}$  при ламинарном и турбулентном течении. Сложный состав и нестабильность характеристик приводят к отсутствию воспроизводимости в научных экспериментальных исследованиях. Воспроизводимость результатов - одно из основных условий экспериментальных исследований. Поэтому своеобразная "нестыковка" значений  $\Delta p_{тр}$  для ламинарного и турбулентного режимов оправдана и неизбежна.

См. также *Вязать*.

Необходимо отметить, что реологические свойства каждой неньютоновской жидкости зависят от скорости деформации (скорости сдвига). Так, жидкость, ведущая себя как *тело Бингама* или *тело Шведова* в одном диапазоне скоростей деформации, в другом диапазоне становится псевдопластичной, а при больших скоростях деформации напоминает поведение ньютоновской жидкости [31].

Неньютоновские жидкости классифицируются на три обширные группы:

1. Реологически *стационарные* системы, т.е. жидкости, у которых скорость деформации в каждой точке является некоторой функцией только касательного напряжения в этой точке,  $d\gamma/d\tau = f'(\sigma_\tau)$ .

2. Реологически *нестационарные* системы, для которых связь между касательным напряжением и скоростью деформации жидкости,  $\sigma_\tau = f(d\gamma/d\tau)$ , зависит от времени действия напряжения или от предистории жидкости.

3. Неньютоновские жидкости, частично проявляющие упругое вос-

становление формы после снятия напряжения, т.е. обладающие свойствами как твердого тела, так и жидкости (так называемые вязкоупругие жидкости).

**Реологически стационарные жидкости.** Реологические системы первого типа, свойства которых не зависят от времени, могут быть описаны уравнением (Н-6), из которого следует, что скорость деформации в каждой точке жидкости является функцией касательного напряжения в той же точке. Такие жидкости, которые иногда называют неньютоновскими вязкими жидкостями, в свою очередь, подразделяются на бингамовские жидкости (тела Бингама) (рис.Б-1, рис.Б-2, рис.Н-2)), вязкопластичные жидкости (тела Шведова) (рис.В-2, В-3, Н-3), псевдопластичные (рис.Н-4) и дилатантные жидкости (рис.Н-5). Для всех этих жидкостей характерно изменение наблюдаемой (эффективной, локальной) вязкости с ростом скорости деформации жидкости. Кривые течения, характерные для этих четырех групп жидкостей, приведены на рис. (Н-2) - (Н-5), сравните с графиком линейной зависимости для ньютоновских жидкостей (рис.В-1). Уравнения течения начального участка тела Шведова (рис.В-1, рис.Н-3) и псевдопластичной (рис.Н-4):

$$\sigma_{\tau} = K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n, \quad (\text{Н-8})$$

где  $K$  - константа, являющаяся мерой консистенции неньютоновской жидкости,  $n$  - параметр, определяющий меру неньютоновского поведения жидкости. Для псевдопластичных жидкостей  $n < 1$ , т.е. наблюдаемая вязкость постепенно уменьшается с возрастанием скорости сдвига (для ньютоновских жидкостей  $n=1$ ). И, наконец, уравнение течения дилатантной жидкости (рис.Н-5):

$$\sigma_{\tau} = K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n, \quad (\text{Н-9})$$

где  $K$  - константа, являющаяся мерой консистенции неньютоновской жидкости,  $n$  - параметр, определяющий меру неньютоновского поведения жидкости. Для дилатантных жидкостей  $n > 1$ , т.е. наблюдаемая вязкость возрастает с увеличением скорости сдвига (для ньютоновских жидкостей  $n=1$ ). Модели течения (Н-8) и (Н-9) были предложены в 1926 г. В.Оствальдом (*W.Ostwald*; 1853-1932).

**Реологически нестационарные жидкости.** К этой группе относятся неньютоновские жидкости, реологические характеристики которых зависят не только от силы сдвига, но и от времени действия нагрузки.



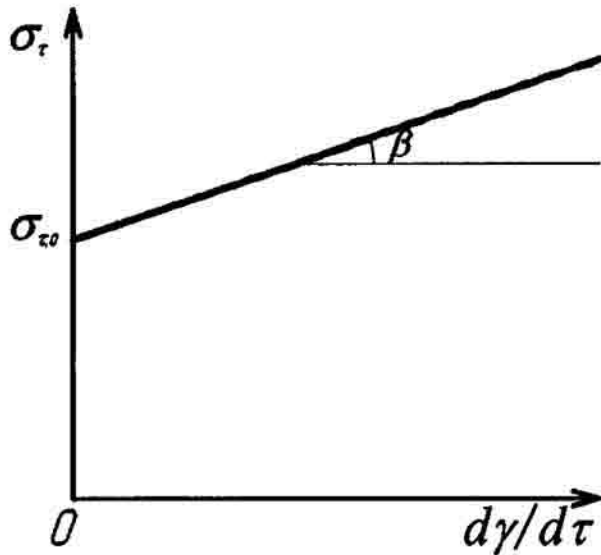


Рис. Н-2. Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации для бингамовской жидкости;  $\sigma_{\tau}$  - предел упругости (начальное напряжение сдвига),  $\operatorname{tg} \beta = \eta$  - пластическая (структурная) вязкость

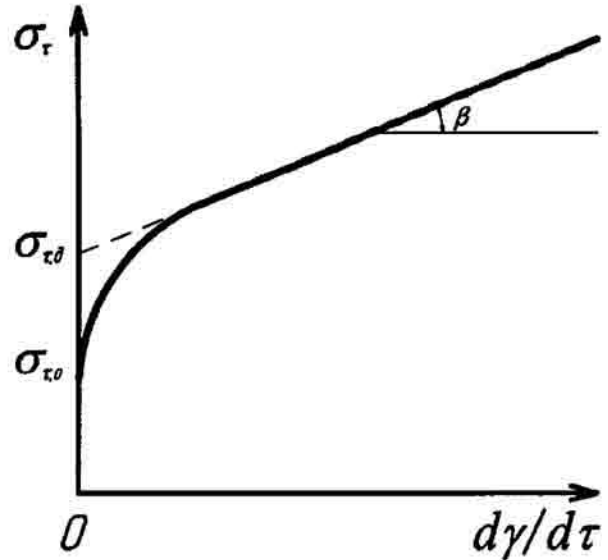


Рис. Н-3. Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации для вязкопластичной жидкости;  $\sigma_{\tau,d}$  - динамическое напряжение сдвига,  $\operatorname{tg} \beta = \eta$  - пластическая вязкость

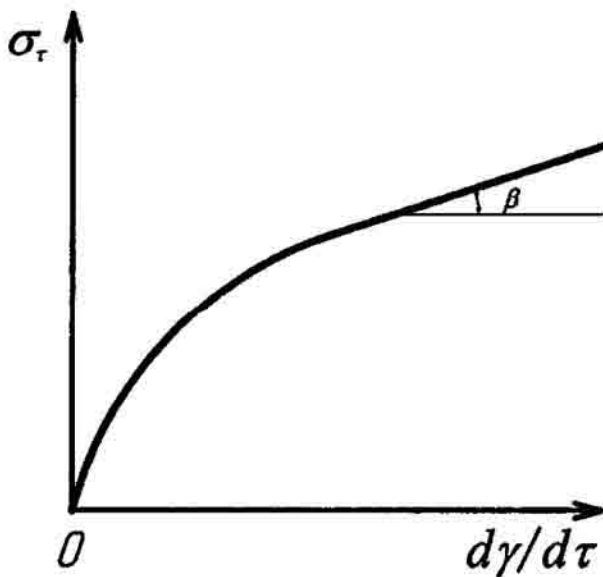


Рис.Н-4. Кривая течения псевдопластичной жидкости;  $\operatorname{tg} \beta = \eta$  пластическая (структурная) вязкость (если достигим линейный участок)

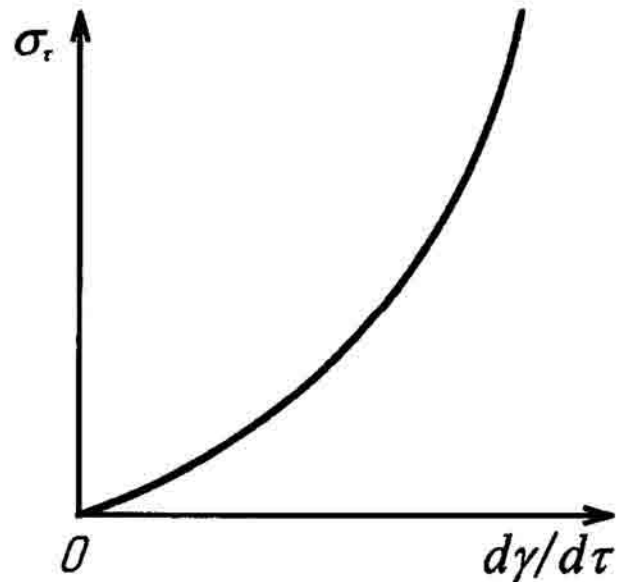


Рис. Н-5. Кривая течения дилатантной жидкости



Такое поведение обусловлено изменением структуры во времени. Эти жидкости подразделяются на тиксотропные, наблюдаемая вязкость которых со временем уменьшается, и реопектические, наблюдаемая вязкость которых со временем возрастает [34].

**Вязкоупругие жидкости** (Максвелловские жидкости). Вязкоупругими называются подвижные среды, проявляющие свойства вязкого течения и способности к упругому восстановлению формы.

Наличие или отсутствие линейного участка зависимости  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$  требует уточнения. Практически он может быть достижим и недостижим. Более того, у каждой неньютоновской жидкости есть предел скорости деформации  $(d\gamma/d\tau)_{\max}$ , после которого жидкость перестает воспринимать вносимую в неё энергию (количество движения, импульс), она теряет сплошность, в ней появляются поверхности скольжения, границы раздела фаз или сред (если присутствует другая фаза или среда).

Пропорциональное изменение сопротивления сдвигу с ростом скорости деформации подразумевает некоторое постоянство структуры жидкости. В этой связи у ньютоновских жидкостей с ростом скорости деформации структура относительно постоянна: в газах и парах молекулы нейтральны (в газах и парах нет ни ближнего, ни дальнего порядка), в низкомолекулярных жидкостях, растворах в них низкомолекулярных веществ, в расплавах солей и металлов атомы и молекулы взаимодействуют с ближайшим окружением (наблюдается ближний порядок), но эти взаимодействия не оказываются за пределами ближайшего окружения. Таким образом, для ньютоновских жидкостей характерна только линейная зависимость  $\sigma_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ , выходящая из начала координат: при  $d\gamma/d\tau = 0$  напряжение сдвига  $\sigma_{\tau} = 0$ .

В общем случае, неньютоновские жидкости представляют собой системы, в составе которых присутствуют макромолекулы или твёрдые частицы асимметричной формы. Макромолекулы и твёрдые частицы взаимодействуют между собой и с молекулами растворителя (физически и/или химически), в результате чего образуется пространственная структура. Наличие структуры приводит к появлению *предела упругости* (тела Бингама (рис.Б-1, рис.Б-2, рис.Н-2), тела Шведова (рис.В-2, рис.В-3, рис.Н-3), тиксотропные жидкости) и к нарушению пропорционального изменения сопротивления сдвигу с ростом скорости деформации (жидкости бингамовские, вязкопластичные, вязкоупругие, дилатантные, псевдопластичные, тиксотропные и др.). Частичное разруше-

ние структуры сопровождается разжижением жидкости, и в ряде случаев, начиная с некоторой скорости деформации, изменение сопротивления сдвигу с ростом скорости деформации становится пропорциональным (жидкости бингамовские, вязкопластичные и др.). У тиксотропных жидкостей может наблюдаться линейная зависимость сопротивления сдвигу с уменьшением скорости деформации. Принято считать, что у вязкопластичных жидкостей линейный участок зависимости  $\mathbf{b}_\tau = f(d\gamma/d\tau)$  достижим, а у дилатантных жидкостей недостижим.

Недостижимость линейного участка зависимости  $\mathbf{b}_\tau = f(d\gamma/d\tau)$  означает, что частичное разрушение структуры жидкости продолжается до некоторого предела способности жидкости к деформации, после чего среда теряет сплошность.

См. также *Анизотропия, ВЯЗАТЬ, Идеальные жидкости, ПЛАСТИКА, Пластичность жидкости, Реологические модели течения, Сопротивление течению жидкостей*. Подробнее см., например, [2, 7, 11, 15, 18, 26, 28, 31, 34].

**Непрерывности свойство** - свойство субстанции, физических характеристик субстанции, величин и чисел изменяться во времени, в пространстве или в вариационном ряду непрерывно, сплошным образом, без скачков, разрывов и без флуктуаций.

См. также *Сплошная среда, Сплошности потока уравнение*.

**Неразрывности потока уравнение** - уравнение, констатирующее факт сплошности потока, непрерывности изменения плотности в процессе течения жидкости, а также отсутствие разрывов среды и флуктуаций плотности:

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \rho \cdot \left( \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0.$$

Уравнение неразрывности потока вместе с уравнениями Навье-Стокса (Л-1), (С-20) описывает ламинарное течение жидкости.

См. также *Сплошности потока уравнение*.

**Нормаль** (< лат. normalis - прямой) к кривой линии (поверхности) в точке  $x_0$  - прямая, проходящая через точку  $x_0$  и перпендикулярная к касательной прямой (касательной плоскости) в точке  $x_0$  кривой (поверхности). Плоская гладкая кривая имеет в каждой точке только одну нормаль, пространственная кривая имеет в каждой точке бесконечное множество нормалей, лежащих в так называемых нормальных плоскостях.

**Ньютоновские жидкости** (вязкие жидкости) - жидкости, структурные элементы которых (атомы, молекулы, ионы) не образуют агрегаты

более 1 нм с функциональной дифференциацией. С точки зрения реологии, ньютоновские жидкости – это жидкости, вязкость которых при ламинарном течении не зависит от скорости деформации и времени деформирования и полностью определяется химическим составом и состоянием (температурой и давлением). Ньютоновские жидкости не имеют предела упругости (начального напряжения сдвига) и подчиняются при своем течении закону вязкого трения Ньютона (1687). Этот закон устанавливает наличие линейной зависимости между касательным напряжением и градиентом скорости для жидкости, текущей ламинарно и прямолинейно (рис. В-1):

$$\sigma_{\tau} = - \mu \cdot \frac{dw}{dl}. \quad (Н-10)$$

В общем случае пространственного течения для ньютоновской жидкости имеет место линейная зависимость между тензорами напряжений и скоростей деформации. Течение ньютоновских жидкостей описывается уравнениями Навье-Стокса (Л-1), (С-20) и уравнением неразрывности (сплошности) потока (Л-2), (С-14), (С-16), (С-21). К ньютоновским жидкостям относится большинство жидкостей с небольшой молекулярной массой (вода, низкомолекулярные органические соединения и их смеси, истинные растворы в них низкомолекулярных веществ), расплавленные металлы, плавы солей и щелочей и все газы. Нормальные (ньютоновские) жидкости макроскопически однородны и изотропны при отсутствии внешних воздействий. Жидкости, не подчиняющиеся закону вязкого трения Ньютона, называются *неньютоновскими*. Жидкости, не имеющие вязкости, называются *идеальными*.

См. также *Анизотропия, ВЯЗАТЬ, Изотропия, ПЛАСТИКА, Пластинность, Сопротивление течению жидкостей, Сплошности потока уравнение*. Подробнее см., например, [7, 18, 26, 28, 31, 34].

## О

"Определение - исходный пункт и результат мышления" (Виктор Кротов; р.1946).

**Определение** (научн.) – 1. Формулировка, объяснение научного термина, понятия, явления, процесса, объекта, раскрывающее его физическую сущность, содержание, смысл. 2. Задание размеров, границ, пределов, начала и конца, констатация известных причин, предположение каких-либо причинно-следственных связей. 3. Вычисление той или иной физической величины, коэффициента, параметра и т. д.

"Всё действительное содержит внутри себя противоположные определения, и, следовательно, познание, а точнее, определение предмета в понятиях означает познание его как конкретного единства противоположных определений" (Г. Гегель; 1770-1831).

"Определение - исходный пункт и результат мышления. Определить - это сделать всё, что только может рассудок, чтобы подготовить озарение понимания... Всякое определение какую-то истину в себе содержит (в отличие от умозаключений, которые только и могут быть правильными и неправильными). Истина - не в умозаключениях, а в определениях." (Александр Круглов) [52]. Наиважнейшее значение имеет интеллектуальная среда - среда, способствующая мышлению. Что и как человек думает, какие он строит мысленные модели, имеет исключительное значение.

См. также *Термин технический, Форма*.

**"ОПРЕДЕЛЯТЬ, определить** что, решать, постановлять, делать решение, приговоръ, постановленье властью. (...) || что, чемъ, объяснить, изъяснять коротко сущность, отличительные признаки чего. Чемъ проще и обиходнее вещь, тем труднее определить ее общимъ и обиходным порядкомъ. (...) || что, почему, решить задачу, узнать, вычислить. (...) **Определенье** ср. действ. по гл. въ разн. знач. и || сущность, итогъ и произведенье его. (...) **Определенье научное**, краткое означенье сущности, признаковъ предмета. (...)" (В. И. Даль; 1801-1872) [49].

См. также *Определение*.

**Определяемый критерий** см. *Критериальное уравнение, Критерий*.

**Определяющий критерий** см. *Критериальное уравнение, Критерий*.

**Определяющий размер** - это тот геометрический размер системы, который определяющим образом влияет на распределение скоростей, температуры и концентраций компонентов в среде жидкости или газа в явлениях переноса.

См. также *Диаметр эквивалентный, Периметр смоченный, Радиус гидравлический*.

**Отношение** - философская категория, форма всеобщей взаимосвязи объектов, субъектов, событий, явлений, процессов и величин в природе, обществе и мышлении. Отношения объектов, субъектов, событий, явлений, процессов и величин исключительно многообразны и охватывают математику, физику, физиологию, химию, логику, философию, социологию, лингвистику, природу, технику, технологию и многое другое. Например, абсолютный - относительный, часть и целое, равенство и неравенство, зависимость - независимость, невозможность - случай-



ность – неизбежность, причина и следствие, причинность и следствие, симметрия и асимметрия, отношение содержания и формы, отношения качества (лучше – хуже), отношения количества (больше – меньше), отношения ориентации, относительность систем, характеристика объекта в понятии лишь в одном каком-либо отношении, структурность и системность в отношении какого-либо уровня, множество условных величин, обстоятельств, параметров, коэффициентов и т.д. Даже норма – понятие относительное. Наконец, всеобщая теория относительности Альберта Эйнштейна (*A. Einstein; 1879-1955*).

1. (лог.) – аналогия, анализ и синтез, причина и следствие, причинность и следствие, "...больше, чем...", "...включено в...", "...влечёт...", "...исключает..." и др.

2. (соц.) – руководство и подчинение, партнёрство, дружба и вражда, любовь и ненависть и т.п., а также особые моменты в межличностных и социальных отношениях (точка зрения, точка отправления, попасть в самую точку, дойти (довести) до точки).

3. (мат.) – отношение двух чисел или алгебраических выражений (вычитание и деление, часть и целое, пропорция), функциональное отношение (аргумент (фактор) и функция, следование во времени и случайность), величины соизмеримые – несоизмеримые, величины нормированные, кодированные и стандартизованные. Выборочное среднее значение совокупности всегда относительно. Большинство статистических критериев, по существу, являются предельным соотношением параметров, характеризующих те или иные свойства совокупностей. Число, по существу, отношение количества к единице. Частота события есть отношение числа исходов,  $n_1$ , "благоприятствующих" данному событию, к общему числу "равновозможных" исходов,  $n$ , –  $n_1 = n_1/n$ . Вероятность есть предел этого отношения.

4. (физ.) – отношения двух физических величин: параметрические величины (параметрические время, концентрация, давление, объём, температура), нормированные величины (вероятности событий, коэффициент полезного действия, относительная влажность, массовая доля, мольная доля, объёмная доля), приведённые величины (относительная молекулярная масса, относительная плотность и др.), в т.ч. параметрические величины. Отношение систем отсчёта, скорости и др. Критерии подобия характеризуют соотношения сил, действующих в системе (движущейся жидкости или газе), или соотношения потоков массы,



энергии и т.п. Константы подобия - также соотношения физических величин, определяющих процесс.

Результаты измерений всех физических величин относительны и по точности, и по единицам измерений: шкалы измерительных приборов относительны. Температурные шкалы Кельвина, Ранкина, Реомюра, Фаренгейта и Цельсия относительны применяемого термометрического вещества и соответствующих реперных точек (необходимо заметить, что шкалы Кельвина и Ранкина называются абсолютными, поскольку отсчитываются от абсолютного нуля, - температуры, при которой прекращается тепловое движение атомов и молекул). Различают также ошибки абсолютные и относительные. Понятия "частица" и "комоч" относительны. Скорость течения жидкости в канале произвольного сечения относительна и зависит от объемного расхода, места рассмотрения, параметров жидкости и метода расчёта. Например, средняя скорость течения жидкости в скважине при проведении спускоподъемных операций относительно бурильной колонны больше, чем относительно стенки скважины. Но и сама скорость течения жидкости изменяется по кольцевому сечению по достаточно сложному закону.

Можно также упомянуть очень важные соотношения единиц измерения различных систем единиц измерений физических величин. Более того, физическая величина, по существу, является отношением к принимаемой единице измерения физической величины (неважно, основной или производной).

Связь, по существу, соотношение между причиной и следствием.

5. (лингв.) - значение какой-либо языковой формы, ее роль в системе языка, определяемая соотношением с другими формами.

См. также *Вязкости коэффициент динамический, Гидравлика, Импульс, Инерция, Ламинарное течение, Мера, Напряжение, Неньютоновские жидкости, Пограничный слой, Система, Среда, Структура, Структурность, Турбулентное течение, Частица.*

## П

**Пар** - вещество в газообразном состоянии при условиях, когда газовая фаза может находиться в равновесии с жидкой (твёрдой) фазой того же вещества, т.е. при давлениях и температурах меньше критических. Различают следующие виды состояний пара химически чистых веществ: насыщенный пар - пар при температуре и давлении насыщения; перегретый пар - пар при температуре, большей температуры насыщения

для данного давления; пересыщенный пар – пар, имеющий давление большее, чем давление насыщения при той же температуре.

**Параметр** (< греч. *παράμετρον* – мерить что-либо, сопоставляя его с чем-либо, измерять что-либо по чему-либо, сравнивать что-либо по чему-либо. – А. Д. Вейсман; 1834–1913) – величина, значения которой служат для различения элементов некоторого множества между собой. В зависимости от конкретного множества различают следующие параметры.

В математической статистике параметр – характеристика совокупности, например, математическое ожидание, дисперсия, момент  $\beta$ -того порядка. Параметр совокупностей обычно обозначают греческими буквами в отличие от их оценок, вычисляемых по результатам выборок и обозначаемых латинскими буквами.

В математическом моделировании параметр – величина, значения которой служат для конкретизации той или иной модели математической. В экспериментально-статистических моделях параметрами будут называться, например, коэффициенты  $b_0, b_1, b_2, \dots, b_k$  уравнения  $y = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + \dots + b_k x_k$ .

Параметр в физическом моделировании, в технике и технологии – величина, являющаяся существенной характеристикой системы, технического устройства, процесса, явления. Например, в гидромеханических процессах такими величинами являются скорости течения жидкостей и газов, скорости движения твёрдых частиц, динамический коэффициент вязкости жидкой фазы, плотности жидкой и твёрдой фаз, размеры и коэффициент формы частиц твёрдой фазы и др.; для тепловых процессов такими параметрами являются удельные теплоёмкость и теплопроводность, температурный напор и т. д.; в массообменных процессах параметрами являются коэффициенты молекулярной диффузии, коэффициенты массоотдачи и массопередачи. Параметры могут быть постоянными и переменными (т. е. могут зависеть от времени и/или системы координат).

См. также *Константа, Коэффициент*.

**Паскаля закон** (*Pascal Blaise*; 1623–1662) – основной закон гидростатики, согласно которому давление в жидкости от точки приложения (создания давления) передаётся одинаково по всем направлениям.

**Переноса явления** – необратимые процессы, в результате которых в системе происходит пространственный перенос импульса, массы, энергии или др. субстанции. Перенос субстанции может быть следствием макроскопического движения среды (конвективный перенос) или хаотического молекулярного движения (молекулярная диффузия). Структура

общего дифференциального уравнения переноса:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + \operatorname{div} c \vec{v} = - \operatorname{div} \vec{j} + \dot{I}_v \quad (\text{П-1})$$

где  $c$  - концентрация субстанции [для переноса импульса, массы и энергии она равна соответственно  $\rho \vec{v}$ ,  $c_k$  и  $(\rho v^2/2 + U\rho)$ ;  $\rho$  - плотность среды,  $\vec{v}$  - линейная скорость её движения,  $c_k$  - концентрация  $k$ -того компонента,  $U$  - удельная внутренняя энергия];  $\tau$  - время;  $\vec{j}$  - плотность потока субстанции;  $\dot{I}_v$  - количество субстанции, выделяемое ( $\dot{I}_v > 0$ ) или поглощаемое ( $\dot{I}_v < 0$ ) единицей объёма в единицу времени. Слагаемые  $\operatorname{div} c \vec{v}$  и  $\operatorname{div} \vec{j}$  характеризуют соответственно конвективный и диффузионный перенос, слагаемое  $\dot{I}_v$  - мощность внешнего источника (или стока). Из приведённого соотношения получают тождественные по форме уравнения переноса массы, энергии, а в случае безградиентного течения (т.е. при отсутствии градиента давления) - и переноса импульса, что указывает на подобие полей концентраций, температур и скоростей (в случае подобных граничных условий). Различия этих полей (при отсутствии источников и стоков) определяются значениями коэффициентов, характеризующих транспортные свойства среды, так называемых коэффициентов переноса: кинематического коэффициента вязкости  $\nu = \mu/\rho$ , коэффициента молекулярной диффузии  $D$  и коэффициента температуропроводности  $\alpha = \lambda/\rho c_p$  ( $\mu$  - динамический коэффициент вязкости,  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности).

Размерности всех коэффициентов переноса  $\text{м}^2/\text{с}$ . Они являются коэффициентами пропорциональности в простейших линейных законах, связывающих плотности диффузионного потока переносимой субстанции с соответствующей движущей силой. Так, линейными уравнениями описывается вязкое трение  $\tau_{yx} = -\mu(dw_x/dy)$  (вязкого трения закон Ньютона), диффузия  $g_1 = -D_1(\partial c_1/\partial y)$  (закон Фика), теплопроводность  $q_y = -\lambda(\partial T/\partial y)$  (закон Фурье). Для газов механизм переноса импульса, массы и энергии, связанный с тепловым движением молекул, одинаков, и численные значения соответствующих коэффициентов переноса имеют один порядок. В случае идеального газа согласно кинетической теории газов  $\nu \approx \alpha \approx D \approx l w$  (с точностью до численных множителей порядка единицы;  $l$  - длина свободного пробега молекул,  $w$  - средняя скорость их движения). Решение уравнений переноса с соответствующими граничными условиями лежит в основе расчётов основных технологических процессов.

Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 23, 25, 30, 32]. См. также *Пограничный слой*.



**Периметр** (< греч. *περίμετρον* – окружность, *περίμετρον* – кругом мерить. – А. Д. Вейсман; 1834–1913) – длина замкнутого контура, например, окружности, сумма длин сторон многоугольников и т. п.

**Периметр смоченный** (< греч. *περίμετρον* – окружность, *περίμετρον* – кругом мерить. – А. Д. Вейсман; 1834–1913) – сумма длин сечения корпуса и сечений элементов, образующих канал, по которому течёт сплошная среда (жидкость или газ). Другими словами, полный периметр поперечного сечения потока.

См. также *Диаметр эквивалентный*, *Определяющий размер*, *Радиус гидравлический*.

**"ПЛАСТИКА** ж. греч. искусство изображать предметы въ полномъ, кругломъ, толстомъ виде, ваяньемъ или лепкою; применяется и къ живописи, и даже къ поэзи; живо, верно, округло, выпукло. **Пластическій, пластичный**, согласный съ пластикой. **Пластичность** художественной вещи, жизненная полнота и круглота, изящная округлость. (...)" (В. И. Даль; 1801–1872) [49].

См. *Неньютоновские жидкости*, а также *ВЯЗАТЬ*, *Вязкопластичные жидкости*, *Пластическая вязкость*, *Пластичность*, *Пластичность жидкости*.

**Пластическая вязкость** (структурная вязкость) (< лат. *plastica* – пластика; *plasticus* – пластический, скульптурный; лепящий, формирующий < греч. *πλαβτιζοζ* – лепной, удобный для лепной работы; *πλαβτιζη* – искусство лепное, ваяние; *πλαβτοζ* – лепной, изваянный) – тангенс угла наклона касательной к кривой течения неньютоновской жидкости в рассматриваемой точке  $b_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ . Для тел Бингама (рис. Б-1, рис. Н-2) и линейного участка кривой течения вязкопластичных жидкостей (тел Шведова) (рис. В-2, рис. Н-3) коэффициент пластической вязкости равен тангенсу угла наклона линейной зависимости  $b_{\tau} = f(d\gamma/d\tau)$ . Понятие "пластическая вязкость" делает упор на округлости форм текущей жидкости, на пластичности её течения. Единица измерения пластической вязкости – паскаль-секунда. Коэффициент пластической вязкости буровых и цементных растворов не является константой вещества.

См. также *Анизотропия*, *Бингамовские жидкости*, *ВЯЗАТЬ*, *Вязкопластичные жидкости*, *Дисперсионная среда*, *Дисперсная фаза*, *Дисперсность*, *Дисперсные системы*, *ПЛАСТИКА*, *Пластичность жидкости*, *Структура*, *Структурность*.

**Пластичности параметр** см. *Подобия критерий*, (П-5).

**Пластичность жидкости** (< лат. *plastica* – пластика; *plasticus* – пластический, скульптурный; лепящий, формирующий < греч. *πλαβτιζοζ* – лепной, удобный для лепной работы; *πλαβτιζη* – искусство лепное, ваяние; *πλαβτοζ* – лепной, изваянный) – свойство неньютоновской жид-

кости при деформации образовывать округлые, выпуклые или вогнутые поверхности с плавными переходами.

См. Анизотропия, ВЯЗАТЬ, Неньютоновские жидкости, а также Бингамовские жидкости, Вязкопластичные жидкости, ПЛАСТИКА, Реологические модели течения.

**Плотность** – одна из основных физических характеристик вещества, равная отношению элемента массы  $dm$  к его объёму  $dV$ :  $\rho = dm/dV$ ; для однородного тела  $\rho = m/V$ . Плотность – статическое равновесное свойство, на микроуровне, она отражает влияние движений и взаимодействия молекул. Плотность вещества возрастает с повышением давления и уменьшается с ростом температуры. При фазовых переходах "твёрдое тело  $\rightarrow$  жидкость" и "жидкость  $\rightarrow$  пар" плотность вещества скачкообразно уменьшается (за исключением воды и чугуна, плотность которых при плавлении увеличивается). В технологии достаточно часто используется относительная плотность, например, плотность жидкостей относительно плотности дистиллированной воды при  $4^\circ\text{C}$ , или плотность газов и паров относительно плотности воздуха при  $20^\circ\text{C}$  и  $p=760$  мм рт.ст. Единица плотности в СИ –  $1 \text{ кг/м}^3$ , в СГС –  $1 \text{ г/см}^3$ .

**Пограничный слой** – область течения вязкой жидкости или газа (в дальнейшем – жидкость) с малой по сравнению с продольными размерами поперечной толщиной, образующаяся у поверхности обтекаемого твёрдого тела, у стен канала, по которому течёт жидкость, или на границе раздела двух потоков жидкости с различными скоростями, температурами или химическим составом (рис.П-1).

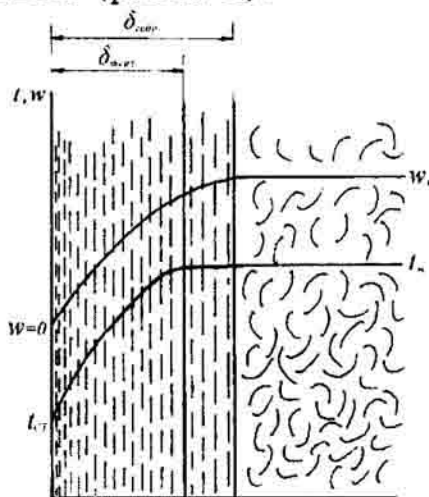


Рис.П-1. Гидродинамический и тепловой пограничные слои при тчении вязкой жидкости вдоль стенки.

$\delta_{\text{тепл}}$  – тепловой пограничный слой;

$\delta_{\text{гидр}}$  – гидродинамический пограничный слой

Пограничный слой характеризуется резким изменением в поперечном направлении скорости (гидродинамический пограничный слой) или



температуры (тепловой, или температурный, пограничный слой) или же концентраций отдельных химических компонентов (диффузионный, или концентрационный, пограничный слой). На формирование течения в пограничном слое основное влияние оказывают вязкость, теплопроводность и диффузионная способность жидкости. Внутри динамического пограничного слоя происходит плавное изменение скорости от её значения во внешнем потоке до нуля на стенке (вследствие прилипания вязкой жидкости к твёрдой поверхности). Аналогично внутри пограничного слоя плавно изменяются температура и концентрация.

Режим течения в динамическом пограничном слое определяется реологическими характеристиками жидкости, скоростью течения и шероховатостью стенки, может быть ламинарным или турбулентным и фиксируется критерием Рейнольдса,  $Re$ . При ламинарном течении отдельные частицы (комки) жидкости движутся по траекториям, форма которых близка к форме обтекаемого тела или условной границы раздела между двумя жидкими средами. При турбулентном течении в пограничном слое на некоторое осреднённое движение частиц жидкости в направлении основного потока налагается хаотическое, пульсационное движение отдельных жидких конгломератов. В процессе возрастания общего переноса количества движения (импульса), энергии и массы интенсивность переноса количества движения, а также процессов тепло- и массообмена в пограничном слое резко увеличивается, что приводит к возрастанию коэффициента поверхностного трения, коэффициентов тепло- и массообмена. Значение критического критерия Рейнольдса, при котором в пограничном слое происходит переход ламинарного течения в турбулентное, зависит от степени шероховатости обтекаемой поверхности, уровня турбулентности внешнего потока, критерия Маха  $Ma$  и некоторых других факторов. Пограничный слой характеризуется достаточно сложной структурой, в пограничном слое отсутствует чёткая граница между ламинарным и турбулентным режимами, между ними имеется переходная область, где ламинарный и турбулентный режимы попеременно чередуются. См. также рис. 1.8 в разделе 1.3, рис. П-2, рис. Т-2.

Согласно модели двухслойного пограничного слоя, пограничный слой  $\delta_{пс}$  в турбулентном потоке состоит из примыкающего к стенке ламинарного слоя (вязкого подслоя) толщиной  $\delta_{лс}$ , в котором жидкость движется практически ламинарно, и турбулентного пограничного слоя переходящего в основной поток толщиной  $\delta_{пс} - \delta_{лс}$ , причём турбулентный поток состоит из турбулентного ядра и турбулентного пограничного слоя (рис. П-2) [18, с.87].

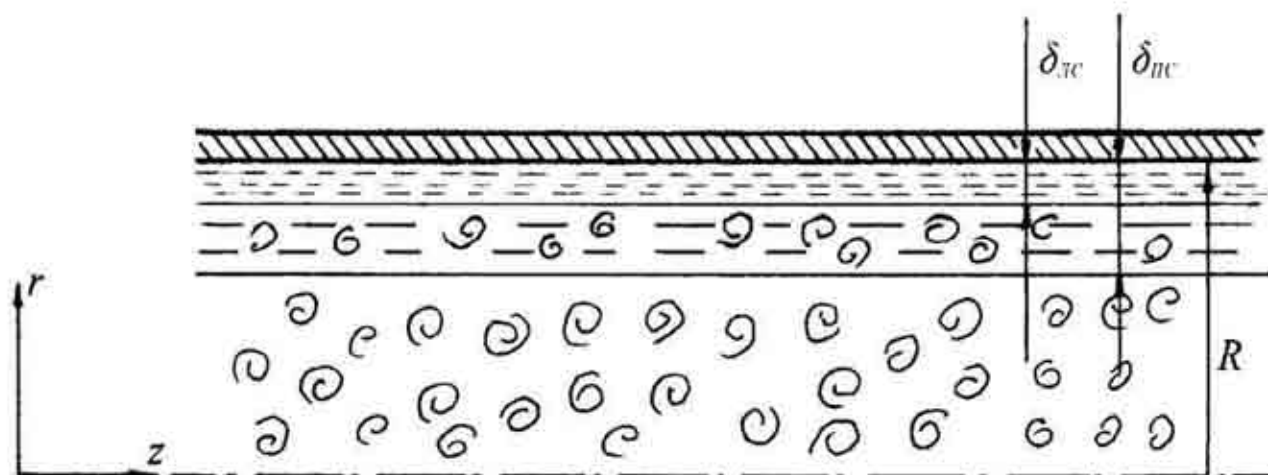


Рис.П-2. Гидродинамический пограничный слой.  
Двухслойная модель

С максимальными скоростями жидкость движется в области максимально удалённой от стенок канала. В центре потока скорости комков (частиц) жидкости относительно друг друга минимальны, минимально и влияние сил вязкого трения. Непосредственно у стенки скорость течения жидкости равна нулю. Таким образом, в потоке жидкости будет наблюдаться тот или иной профиль скоростей (эюра скоростей) с максимумом на оси и нулём на стенке. В пристеночном пограничном слое силы вязкого трения оказывают преимущественное влияние на структуру потока. Толщина ламинарного слоя (подслоя)  $\delta_{лс}$  определяется тем, что инерционная сила и сила вязкого трения имеют один порядок; другими словами критерий Рейнольдса на микроуровне  $Re \approx 1$ . В пределах ламинарного слоя (вязкого подслоя) скорость по толщине изменяется линейно [15, с.121]. В пределах вязкого подслоя касательные напряжения описываются уравнениями ламинарного или структурного течения. Для вязких жидкостей уравнением Ньютона (1.1), для вязкопластичных - уравнениями (2.7), (2.8), для тел Бингама - уравнениями (2.11), (2.12), для псевдопластичных и дилатантных жидкостей - уравнениями (Н-8) и (Н-9). Толщина  $\delta_{нс}$  - функция критерия Рейнольдса для вязкой жидкости,  $\delta_{нс} = f(Re)$ , для тел Шведова и Бингама - функция критериев Рейнольдса и Хедстрема  $\delta_{нс} = f(Re, Ne)$  и для степенной -  $\delta_{нс} = f(Re, n)$  [18, с.88]. Решение уравнений для двухслойной модели ламинарного течения вязкой жидкости - см. *Турбулентности теория Прандтля*.

Развитие теплового пограничного слоя определяется, помимо критерия Рейнольдса, также критерием Прандтля  $Pg_T$ , которое характеризует соотношение между толщинами динамического и теплового пограничного слоёв. Соответственно, на развитие диффузионного погранич-

ного слоя дополнительное влияние оказывает диффузионный критерий Прандтля  $Pr_d$  (в зарубежной литературе критерий Шмидта,  $Sc$ ).

Характер течения в пограничном слое оказывает решающее влияние на отрыв потока от поверхности обтекаемого тела. Причина этого заключается в том, что при наличии достаточно большого положительного продольного градиента давления кинетическая энергия заторможенных в пограничном слое частиц жидкости становится недостаточной для преодоления сил давления, течение в пограничном слое теряет устойчивость, и возникает так называемый отрыв потока [35]. См. также рис. 1.8 в разделе 1.3, рис. П-1 и рис. Т-2.

Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 23, 25, 30, 32, 71]. См. также *Вязкость турбулентная, КОМБ, Путь смешения, Сопротивление течению жидкостей, Стабилизации гидродинамической участок, Турбулентное течение, Турбулентности теория Прандтля, Турбулентный пограничный слой, Раздел 1, рис.1.8.*

**Подобия константа** - отношение однородных сходственных величин для оригинала и модели. Другое название - сиплекс подобия. Например, константа геометрического подобия для трубы  $\alpha_l = l' / l'' = d' / d''$ , где  $l'$  и  $l''$ ,  $d'$  и  $d''$  - длины и диаметры, соответственно, оригинала и модели. Константа подобия физических величин определяет отношение физических характеристик среды в сходственных точках оригинала и модели в сходственные моменты времени. Например,  $\alpha_\mu = \mu' / \mu''$  - константа подобия динамических вязкостей,  $\alpha_\nu = \nu' / \nu''$  - константа подобия кинематических коэффициентов вязкости и т.п. Аналогично вводятся понятия констант временного подобия  $\alpha_t = \tau' / \tau''$ , скоростей  $\alpha_w = w' / w''$ , температур  $\alpha_T = T' / T''$ , концентраций  $\alpha_c = c' / c''$ , давлений  $\alpha_p = p' / p''$  и т. д.

Подробно см., например, [1, 2, 15, 11, 18, 23, 25, 26, 28, 30, 32]. См. также *Критериальные уравнения, Определяющий размер, Переноса явления, Подобия критерий, Условия однозначности.*

**Подобия критерий** - мера относительной интенсивности эффектов, существенных для данного процесса. В переноса явлениях это, в общем случае, соотношения количества движения (импульса), энергии и массы, переносимые движущимися потоками на микро- и макроуровнях. Критерии подобия включают также геометрические характеристики аппаратов, физические характеристики среды и другие параметры, существенные для моделируемого процесса.

Собственно теория подобия, критерии подобия и критериальные уравнения явились следствием невозможности решения дифференциальных уравнений переноса количества движения (Л-1), (Л-2), (С-20),



(С-21), (С-22), (Т-1), энергии и массы для реального аппарата. Необходимость экспериментального определения и расчёта для конкретного аппарата коэффициентов гидравлического сопротивления  $\lambda$ , теплоотдачи  $\alpha$  и массоотдачи  $\beta$  также явилась следствием невозможности интегрирования уравнений переноса и преобразования их в алгебраические (критериальные) уравнения вида (К-1) (например, (К-3)) методами теории подобия.

**Есьмана параметр:** 
$$E = 2w^2 \rho / \tau_d, \quad (\text{П-2})$$

характеризует соотношение сил инерции и сил пластичности при течении вязкопластичной жидкости; переход структурного режима в квазиламинарный происходит при значении параметра Есьмана больше 1000.

**Ильюшина критерий:** 
$$I = Re / B = \tau_d L / w \mu_n, \quad (\text{П-3})$$

где  $Re$  – Рейнольдса критерий,  $B$  – Пластичности параметр. Критерий Ильюшина характеризует соотношение сил касательного напряжения и вязкого трения в движущейся неньютоновской жидкости. Используется также формула:

$$I = \tau_d L / w \eta. \quad (\text{П-4})$$

**Маха критерий:** 
$$Ma = w / w_3,$$

где  $w_3$  – скорость звука. Критерий Маха учитывает эффекты, возникающие при больших скоростях (например, сжимаемость жидкости, газа). Для воздуха при нормальном атмосферном давлении  $w_3 = 330$  м/с.

**Пластичности параметр:** 
$$B = \rho w^2 / \tau_d, \quad (\text{П-5})$$

характеризует соотношение сил инерции и касательного напряжения (сил пластичности) в движущейся неньютоновской жидкости.

**Прандтля критерий диффузионный** см. Шмидта критерий.

**Рейнольдса критерий:** 
$$Re = w L \rho / \mu, \quad (\text{П-6})$$

характеризует соотношение сил инерции и сил вязкого трения в движущейся ньютоновской жидкости. Критерий Рейнольдса можно также рассматривать как отношение скорости переноса количества движения (импульса) путём конвекции (макроуровень) к скорости переноса количества движения молекулами (микроуровень). Критерий предложил Осборн Рейнольдс в 1883 г.

**Рейнольдса критерий модифицированный**,  $Re^*$ , характеризует соотношение сил инерции и сил касательного напряжения и пластической

вязкости в движущейся вязкопластичной жидкости:

$$Re^* = \frac{wL\rho}{\eta + \frac{\sigma_{\tau_d} L}{6w}} \quad (\text{П-7})$$

Модифицированный критерий Рейнольдса был предложен Колдуэллом и Бэббитом в 1941 г.

**Рейнольдса критерий обобщённый**,  $Re'$ , соотносит силы инерции и совокупное влияние сил касательного напряжения и пластической вязкости в движущейся вязкопластичной жидкости:

$$Re' = \frac{Ar - 6He}{18 + 0,61Ar^{0,5}}, \quad (\text{П-8})$$

где  $Ar$  - Архимеда критерий,  $Ar = d^3 \rho (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}) g / \mu^2$ ,  $He$  - Хедстрема критерий. По существу, обобщённый критерий Рейнольдса критерием не является - это экспериментально-статистическая модель. В литературе есть и другие выражения, также называемые обобщённым критерием Рейнольдса.

**Сен-Венана параметр:**

$$S = He / Re = \sigma_{\tau_d} L / \eta w, \quad (\text{П-9})$$

где  $He$  - Хедстрема критерий,  $Re$  - Рейнольдса критерий.

**Тейлора параметр:**

$$Ta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1-\delta}{\delta}} \cdot \frac{wL\rho}{\mu}. \quad (\text{П-10})$$

**Хедстрема параметр:**

$$He = I \cdot Re = \frac{Re^2}{B} = \frac{\sigma_{\tau_d} L^2 \rho}{\eta^2}, \quad (\text{П-11})$$

где  $I$  - Ильюшина критерий,  $B$  - пластичности параметр,  $Re$  - Рейнольдса критерий. Параметр Хедстрема фиксирует взаимосвязь между свойствами вязкопластичной жидкости, определяющим размером канала  $L$  и структурой потока.

**Шмидта критерий**,  $Sc$ , - критерий, характеризующий физические свойства жидкости. Критерий Шмидта - производный критерий, получается в результате деления критерия Пекле диффузионного на критерий Рейнольдса:



$$Sc = \frac{Pe_d}{Re} = \frac{\mu}{\rho D}, \quad (П-12)$$

где  $Pe_d$  - Пекле критерий диффузионный,  $Re$  - Рейнольдса критерий. В отечественной литературе критерий Шмидта называется диффузионным критерием Прандтля,  $Pr_d$ .

**Эйлера критерий:**

$$Eu = \Delta p / \rho w^2, \quad (П-13)$$

характеризует соотношение сил внешнего давления и сил инерции в движущейся ньютоновской жидкости. Критерий Эйлера является определяемым критерием, т.к. в него входит неизвестная величина  $\Delta p$ .

Во всех критериях  $L$  - определяющий размер.

Различают критерии подобия *определяющие* и *определяемые*. Критерии подобия, составленные из величин, которые входят в условия однозначности, называются определяющими. Критерии подобия, включающие искомую величину, отсутствующую в условиях однозначности, называются определяемыми. В критериальных уравнениях определяемый критерий выражается как функция определяющих критериев. Если какой-либо эффект в условиях исследуемого процесса становится незначительным в сравнении с другими и его влиянием допустимо пренебречь, то критерии, характеризующие его относительную интенсивность, выпадают из рассмотрения, и процесс приобретает свойство автомодельности по отношению к этим критериям. Равенство критериев в исследованной модели и в оригинале и подобие безразмерных краевых условий - два единственных количественных условия подобия процессов. Это положение - теоретическая основа физического моделирования.

В соответствии с физической сущностью процесса из критериев подобия составляются так называемые критериальные уравнения вида (К-1), (например, (К-3) и др.). В соответствии с видом критериальных уравнений проводятся физические эксперименты, по результатам которых определяются параметры уравнений.

Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 23, 25, 26, 32].

**Поле физической величины** - совокупность значений физической величины в какой-либо конкретной области пространства. При моделировании технологических процессов может идти речь о поле физической величины скоростей, давлений, температур, концентраций и др. В зависимости от поведения поля физической величины во времени различают поле физической величины *стационарное* и *нестационарное*. Напри-

мер, в скважине можно говорить о полях температуры, *плотности*, *вязкости* и др. *скалярных* физических характеристик по глубине, о поле векторов скоростей частиц (комков) бурового раствора при промывке и частиц (комков) цементного раствора при цементировании скважины.

"Понять - это научиться воспроизводить, и запомнить - это научиться воспроизводить. Но почувствуйте разницу: понять - научиться воспроизводить, не помня, запомнить - научиться воспроизводить, не понимая." (Александр Круглов; р.1954).

**Понятие** - целостная совокупность суждений, мысленная модель, отражающая в обобщённой *форме* объекты и явления действительности и связи между ними посредством фиксации общих и специфических признаков. "Моменты понятия суть всеобщность, особенность и единичность. Понятие есть их единство" (Г.Гегель (*Hegel Georg Wilhelm Friedrich*; 1770-1831)). В качестве признаков выступают свойства объектов и явлений и *отношения* между ними. Объект характеризуется в понятии обобщённо, что достигается за счёт применения в процессе познания таких умственных действий, как абстракция, идеализация, обобщение, сравнение, *определение*. Процесс образования понятий основан на единстве анализа и синтеза. "Понятие - это всеобщее, которое вместе с тем определено и остаётся в своём определении тем же самым целым и тем же самым всеобщим, то есть такая определённость, в которой различные определения вещи содержатся как единство" (Г.Гегель; 1770-1831). В отличие от суждения в понятии только утверждается наличие признаков и свойств объекта. Также в понятии должны быть отображены только отличительные и существенные признаки, свойства объекта и явления, находящиеся в органической взаимосвязи. Наконец, понятие - детерминированно-стохастическая мысленная модель объекта, явления.

Посредством отдельных понятий и *систем* понятий отображаются фрагменты действительности, изучаемые различными науками и научными теориями. "Понятие есть то, что раскрывает, чем являлся или является тот или иной предмет" (*Антисфен из Афин*; 444-366 до Р.Х.). В каждом понятии различают его содержание (совокупность признаков предметов, отражённых в понятии) и объём (множество, класс предметов, каждому из которых принадлежат признаки, относящиеся к содер-

жанию понятия). Например, главное содержание понятия "молекула" – мельчайшая частица, сохраняющая физические и химические свойства данного вещества, а объём этого понятия бесконечен – молекулы всех веществ. Полярный пример, Жар-птица, Конёк-горбунок, Царевна-лягушка, Змей-Горыныч, "ковёр-самолёт" и т.п. – понятия с пустым объёмом, их объёмы не содержат ни одного элемента. Большое значение представляют общие понятия: атом, молекула, химический элемент, натуральные числа, вещественные числа, иррациональные числа, млекопитающие, насекомые, земноводные, рыбы, птицы, растения, вулканы, реки и т.д.

Понятие непосредственно связано с процессом **понимания** человеком систем и явлений. Понимание, по существу, означает создание адекватной мысленной модели. Понятия и связи имеют определённый точный смысл в рамках некоторого множества моделей, которые конструируются для научного описания. С течением времени модели изменяются, изменяются и понятия. Так например, термин "технология" в конце XVIII – начале XIX веков означал науку о химической переработке природного сырья в продукты, нужные человеку. В настоящее время "технология" стала понятием, т.к. в промышленности было разработано много технологий, и этот процесс продолжается. Понятия, как и термины, не неподвижны, они переходят друг в друга, непрерывно изменяются, как непрерывно меняется жизнь. "Всё меняется, кроме перемен" (Израэль Зангвиль; 1864–1926).

Источником понятий является диалектически развивающийся материальный мир. Когда в процессе исследования объекта или явления обнаруживается новая, более глубокая сущность, старое понятие может стать всего лишь суждением, а место его займёт новое понятие, новая мысленная модель, включающая вновь открытые отличительные и существенные признаки и свойства этого объекта или явления.

"Понятие неразрывно связано с языковой средой. Реальность каждого понятия проявляется в языке. Понятие возникает на базе слов и не может существовать вне слов. Слово является носителем понятий. Слово, обозначающее строго определённое понятие какой-нибудь области науки, техники, называется термином. Будучи неразрывно связано со словом, понятие не является тождественным слову. Это видно из того факта, что в разных языках одни и те же понятия регистрируются, закрепляются в различных словах." (Н.И. Кондаков; 1900(?)–1984).

**Потери давления** см. *Сопротивление течению жидкостей.*



**Поток** – перемещающаяся в пространстве *субстанция*; частный случай *динамической системы*. В теории и моделировании технологических процессов перемещающаяся субстанция – *масса, энергия и импульс*. Субстанция может перемещаться в каналах и относительно свободно. Например, *жидкость* или *газ* могут течь в трубах и в каналах любой *формы*, примером свободного перемещения являются морские и океанические *течения* (вода), атмосферные потоки и циклоны (воздух).

**Предел текучести истинный** см. *Напряжение сдвига предельное*.

"**ПРИРОДА** ж. естество, все вещественное, вселенная, все мирозданье, все зримое, подлежащее пяти чувствамъ; но более нашъ миръ, земля, со всемъ созданнымъ на ней; противоплагается *Создателю*. (...) || Все земное, плотское, телесное, гнетущее, вещественное, пртивл. *духовность*. (...) || Все природныя или естественныя произведенья на земле, три царства (или, съ человекомъ, четыре), въ первобытномъ виде своемъ, пртивплжн. *искусство, дело рукъ человеческихъ*. (...) || Врожденныя свойства, прирожденныя качества, естественное состоянье, стремленье или наклонности. (...) Относя *природу* къ личности, говоря: *онъ отъ природы золь, добрь, глупъ, горбатъ, слепъ, хромъ* ипр., т.е. таковъ родился. В семь значеньи *природа*, какъ свойство, качество, принадлежность или сущность, переносится и на отвлеченные и духовные предметы: (...) *Гони природу въ дверь, она влетитъ в окно! Это не въ природе вещей, не естественно.* || Что придается человеку или животному родомъ, при рожденіи, обстоятельствами или обычаями. (...) **Природный**, къ природе отнсщс. (...)" (В.И.Даль; 1801–1872) [49].

**Процесс** (< лат. *processus* – движение вперед, течение, ход событий, успех, удача, преуспяние, **процесс**) – последовательные изменения какой-либо *системы*, объекта, субъекта или явления, происходящие в результате стохастических или детерминированных *закономерностей* ("стохастические закономерности" следует понимать буквально, поскольку в соответствии с *законом больших чисел* массовые случайные явления в своём совокупном действии создают математически **строгие закономерности**. Это проявляется отчасти в том, что наблюдается некоторое постоянство частоты осуществления какого-либо события при многократном повторении однородных условий (в пределе – неизбежность)).

**Псевдопластичные жидкости** (< греч. *ψευδοζ* (Псевдо– (см.)) и < лат. *plastica* – пластика; *plasticus* – пластический, скульптурный; лепящий, формирующий < греч. *πλατιζοζ* – лепной, удобный для лепной



работы; *πλαβτιση* - искусство лепное, ваяние; *πλαβτοιζ* - лепной, из-ваянный) - неньютоновские жидкости, не имеющие предела текучести (начальное напряжение сдвига  $\sigma_{\tau 0} = 0$ , рис. П-3) и характеризующиеся уменьшением наблюдаемой (локальной, эффективной) вязкости с возрастанием скорости деформации (рис. П-4).

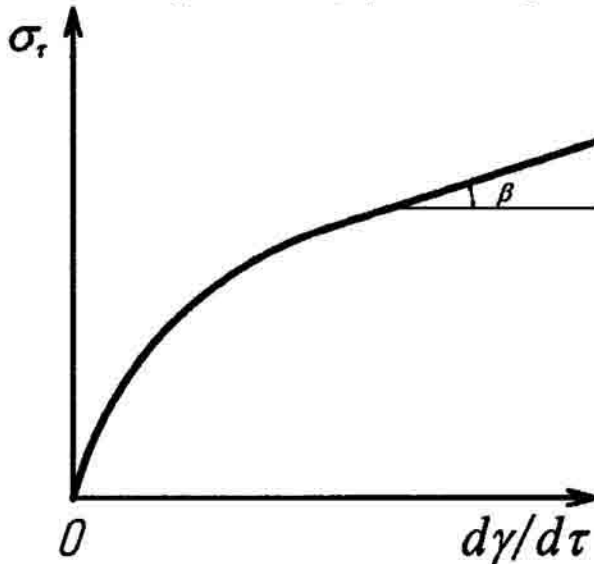


Рис. П-3. Кривая течения псевдопластичной жидкости;  $\operatorname{tg} \beta = \eta$  - пластическая вязкость, (если достигим линейный участок)

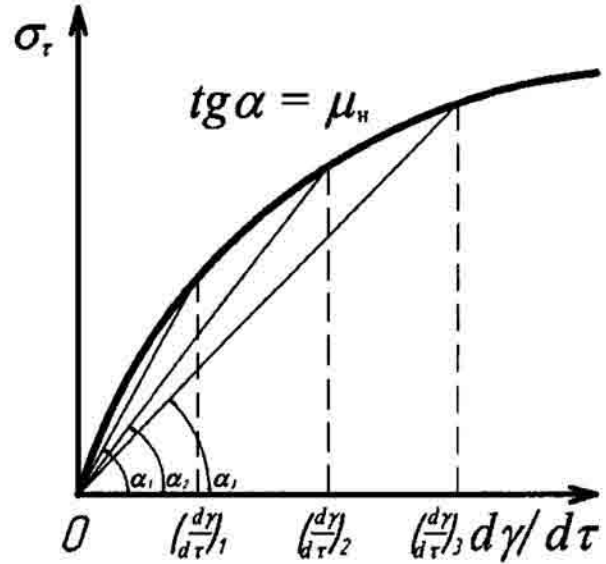


Рис. П-4. Уменьшение наблюдаемой (эффективной) вязкости,  $\mu_n$ , псевдопластичной жидкости с увеличением скорости деформации,  $d\gamma/d\tau$ :  $\mu_{n1} > \mu_{n2} > \mu_{n3}$

Зависимость напряжения сдвига от скорости деформации имеет вид степенной функции, предложенной в 1926 г. В. Оствальдом (W. Ostwald; 1853-1932):

$$\sigma_{\tau} = K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n \quad (\text{П-14})$$

где  $K$  - константа, являющаяся мерой консистенции неньютоновской жидкости,  $n$  - константа, определяющая меру неньютоновского поведения жидкости. Для псевдопластичных жидкостей  $n < 1$ , т.е. наблюдаемая вязкость постепенно уменьшается с возрастанием скорости сдвига (для ньютоновских жидкостей  $n = 1$ ). Кривая течения псевдопластичных жидкостей становится линейной только при очень больших скоростях деформации. Такое поведение характерно для суспензий и растворов, содержащих асимметричные частицы и растворы полимеров, подобные производным целлюлозы. Физическое толкование псевдопластичности, вероятно, заключается в ориентации частиц в движущейся жидкости и ослаблением взаимодействия между ними. Наблюдаемая вязкость убывает по мере ориентации несимметричных частиц и длинных молекул с ростом скорости сдвига до тех пор, пока сохраняется возможность дальнейшей

ориентации частиц вдоль линий тока, далее кривая течения становится линейной.

См. также *ВЯЗАТЬ*, *Дисперсионная среда*, *Дисперсная фаза*, *Дисперсные системы*, *Золи*, *Коллоидные растворы*, *Коллоидные системы*, *ПЛАСТИКА*, *Пластинность жидкости*.

**Пульсация** (< лат. *pulsatio* - стук, удары, избиение, насилие. И.Х.Дворецкий; 1894-1979. [53]) - (физ.) непрерывное (периодическое, аperiodическое, стохастическое) изменение какой-либо характеристики явления, процесса (скорости, силы, напряжения (сдвига, электрического тока), давления и др.).

В гидродинамике термин "пульсация" используется для обозначения некоторых параметров турбулентного течения жидкостей. Под пульсацией подразумевается отклонение некоторых характеристик потока (скорости, давления и др.) от их средних значений за какой-либо промежуток времени. Масштаб расстояний, соизмеримых с масштабом турбулентных пульсаций, называется макроуровнем. Средней характеристикой амплитуды турбулентных пульсаций является путь смешения. При турбулентном течении перенос количества движения осуществляется частицами, комками жидкости, участвующими в турбулентных пульсациях. Оценка пульсационных скоростей основывается на моделях турбулентности.

**Путь смешения** - путь, проходимый комком (частицей) жидкости от момента возникновения до исчезновения. Поскольку частица жидкости сохраняет свою индивидуальность ограниченное время, путь смешения является средней характеристикой амплитуды турбулентных пульсаций.

Подробно см., например, [15]. См. также *Вязкость турбулентная*, *Пограничный слой*, *Соппротивление течению жидкостей*, *Стабилизации гидродинамической участок*, *Турбулентности теория Прандтля*, *Турбулентный пограничный слой*, Раздел 1, рис.1.8.

## Р

**Радиус гидравлический** (< лат. *radius* - спица, луч, полудиаметр, **радиус**. И.Х.Дворецкий; 1894-1979) - характеристика некруглого поперечного сечения потока,  $r_r = S/\Pi$ , где  $S$  - площадь поперечного сечения потока,  $\Pi$  - полный периметр поперечного сечения потока. Для трубы круглого сечения, сплошь заполненной жидкостью,  $r_r = d/4$ .

См. также *Диаметр эквивалентный*, *Определяющий размер*, *Периметр смоченный*.

**Размер определяющий** см. *Определяющий размер*.

**Реальная вязкость** (кажущаяся вязкость, локальная вязкость, наблюдаемая вязкость, эффективная вязкость) - динамическая вязкость

неньютоновской жидкости, фиксируемая визуально и инструментально при **локальном** сочетании напряжения сдвига  $\mathbf{b}_\tau$  и скорости деформации  $d\gamma/d\tau$ . См. Наблюдаемая вязкость, рис.Н-1.

**Режим** (< франц. regime – то же от лат. regimen "управление, правление": rego, -ere "править". М.Фасмер; 1886–1962) – условия осуществимости событий, протекания явлений, проведения процессов; совокупность значений параметров, подлежащих созданию, фиксации, констатации, обсуждению, управлению, регулированию и т.п. Различают политический режим, технологический режим, режим проходки, режим обработки и т.п., а также нормы того или иного режима.

**Рейнольдса критерий** см. Подобия критерий, (П-6).

**Рейнольдса критерий модифицированный** см. Подобия критерий, (П-7).

**Рейнольдса критерий обобщенный** см. Подобия критерий, (П-8).

**Реологические модели течения** – уравнения связи касательного напряжения,  $\mathbf{b}_\tau$ , и скорости деформации в жидкости,  $d\gamma/d\tau$ , содержащие физические, полуэмпирические и эмпирические константы и коэффициенты. К физическим параметрам относятся показатель пластичности неньютоновской жидкости,  $K$ , коэффициент пластической вязкости,  $\eta$ , предельное напряжение сдвига,  $\vartheta$ , время релаксации,  $\lambda$ , динамический коэффициент вязкости,  $\mu$ , наблюдаемая динамическая вязкость,  $\mu_n$ , динамическое напряжение сдвига,  $\mathbf{b}_{\tau d}$ , статическое напряжение сдвига,  $\mathbf{b}_{\tau 0}$ , и др. Эмпирические и полуэмпирические коэффициенты моделей течения являются, по существу, параметрами соответствующих экспериментально-статистических уравнений, получаемых при обработке экспериментальных данных.

**Реологические модели течения жидкостей, не имеющих предела упругости (начального напряжения сдвига)**

**Ньютона модель** (классическая форма):

$$\mathbf{b}_\tau = - \mu \cdot \frac{d\mathbf{w}}{d\mathbf{l}}; \quad (\text{P-1})$$

Современная форма изложения закона вязкого трения Ньютона см. раздел 1, а также [1, 9, 10, 26, 72].

**Оствальда-Вейля модель** [2, 26], (Оствальда-де Ваале, [19]), или степенная модель [15, с. 131]:

$$\mathbf{b}_\tau = K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n; \quad (\text{P-2})$$

где  $K$  – константа, являющаяся мерой консистенции жидкости, кг/м·с;  
 $n$  – параметр, определяющий меру неньютоновского поведения жидкости.

**Прандтля-Эйринга модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = A \cdot \frac{\operatorname{arcsch}(d\gamma/d\tau)}{B}; \quad (P-3)$$

**Рабиновича модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \frac{\mu_{H0}}{1 + c\sigma_{\tau}^2} \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-4)$$

где  $\mu_{H0}$  – наблюдаемая вязкость при скорости сдвига близкой к нулю.

**Эллиса модель** [19]:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \varphi_0 \sigma_{\tau} + \varphi_1 \sigma_{\tau}^{\alpha}; \quad (P-5)$$

**Эллиса модель** (другая форма модели) [2]:

$$-\frac{d\eta_x}{dy} = \left( \varphi_0 + \varphi_1 |\sigma_{\tau_{yx}}|^{\alpha-1} \right) \cdot \sigma_{\tau_{yx}}; \quad (P-6)$$

Ещё одна форма модели Эллиса см. [72, с.66].

**Сиско модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = a \cdot \frac{d\gamma}{d\tau} + b \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^c; \quad (P-7)$$

Ещё одна форма модели Сиско см. [72, с.66].

**Де Хавена модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \frac{\mu_{H0}}{1 + c\sigma_{\tau}^n} \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-8)$$

где  $\mu_{H0}$  – наблюдаемая вязкость при скорости сдвига близкой к нулю.

**Пауэлла-Эйринга модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = c \cdot \frac{d\gamma}{d\tau} + \frac{1}{B} \operatorname{arcsch}\left(\frac{d\gamma/d\tau}{A}\right); \quad (P-9)$$

**Рейнера-Филиппова модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \left( \mu_{HB} + \frac{\mu_{H0} - \mu_{HB}}{1 + (\sigma_{\tau}/A)^2} \right) \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-10)$$



**Рейнера-Филиппова модель** (другая форма модели) [2, с. 29]:

$$-\frac{d\omega_x}{dx} = \left( \frac{1}{\mu_{НВ} + \frac{\mu_{НО} - \mu_{НВ}}{1 + (\tau_{yx}/\tau_s)^2}} \right) \cdot \tau_{yx}. \quad (P-11)$$

где  $\mu_{НО}$  - наблюдаемая вязкость при скорости сдвига близкой к нулю,  
 $\mu_{НВ}$  - наблюдаемая вязкость при очень высоких скоростях сдвига.

В эту модель входят три взаимосвязанных параметра:  $\mu_{НО}$ ,  $\mu_{НВ}$  и  $\tau_s$ . Дело в том, что проявление *ньютоновских* свойств жидкости часто наблюдается как при достаточно низких, так и при очень больших значениях скорости деформации. Уравнение (P-11) сводится к закону вязкого трения Ньютона при  $\mu = \mu_{НО}$  и при  $\mu = \mu_{НВ}$ . График зависимости  $\tau_{yx}$  от  $d\omega_x/du$  имеет точку перегиба при

$$\tau_{yx} = \pm \tau_s \sqrt{3\mu_{НО}/\mu_{НВ}}. \quad (P-12)$$

Ещё одна форма модели Рейнера-Филиппова см. [72, с.66].

**Бриана модель** [19, с. 31]:

$$\tau = \eta_\gamma \cdot \left( 1 + \frac{\tau_\gamma}{\eta_\gamma m (d\gamma/d\tau)} \right)^m \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-13)$$

где:  $\eta_\gamma$  - "вязкость при бесконечной скорости сдвига", характеризующая наклон линейного участка кривой течения к оси абсцисс при очень высоких скоростях сдвига;

$\tau_\gamma$  - константа, отсекаемая продолжением линейного участка кривой течения на оси напряжений;

$m$  - эмпирическая константа.

**Бриана модель** (другая форма) [19, с. 32]:

$$\tau = \mu_{НВ} \left( 1 + \frac{\tau_{\max}}{\mu_{НВ} m (d\gamma/d\tau)} \right)^m \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-13.2)$$

где  $\mu_{НВ}$  - наблюдаемая вязкость при очень высоких скоростях сдвига;  
 $\tau_{\max}$  - соответствующее напряжение сдвига.

**Кросса модель** [19]:

$$\tau = \left( \mu_{НВ} + \frac{\mu_{НО} - \mu_{НВ}}{1 + \alpha \cdot (d\gamma/d\tau)^{2/3}} \right) \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-14)$$

**Мейера модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \left( \mu_{\text{НВ}} + \frac{\mu_{\text{НО}} - \mu_{\text{НВ}}}{1 + (\sigma_{\tau} / \sigma_{\tau\text{м}})^{\alpha-1}} \right) \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (\text{P-15})$$

где  $\mu_{\text{НО}}$  – наблюдаемая вязкость при скорости сдвига, близкой к нулю,  
 $\mu_{\text{НВ}}$  – наблюдаемая вязкость при очень высоких скоростях сдвига.  
 $\sigma_{\tau\text{м}}$  – напряжение сдвига, при котором наблюдаемая вязкость:

$$\mu_{\text{Н}} = (\mu_{\text{НО}} + \mu_{\text{НВ}}) / 2. \quad (\text{P-16})$$

**Эйринга модель** [2, с.28]:

$$\sigma_{\tau\text{yx}} = A \cdot \arcsin \eta \left( - \frac{1}{B} \cdot \frac{dw_x}{dy} \right); \quad (\text{P-17})$$

**Эйнштейна модель** вязкости малоconцентрированных суспензий [3, с.263] (формула А. Эйнштейна не имеет непосредственного отношения к реологическим моделям течения, но привести её здесь целесообразно):

$$\mu_{\text{дс}} = \mu_{\text{ж}} \cdot (1 + 2,5\phi); \quad (\text{P-18})$$

где  $\phi$  – объёмная концентрация твёрдой фазы в суспензии,

$\mu_{\text{дс}}$  – динамическая вязкость дисперсной системы.

Остальные параметры моделей являются эмпирическими и полуэмпирическими коэффициентами.

#### **Реологические модели течения бингамовских и вязкопластичных жидкостей**

Бингамовские и вязкопластичные жидкости имеют *предел упругости* (начальное напряжение сдвига).

**Бингама модель** [11, 15, 18, 19, 26, 28, 34]:

$$\sigma_{\tau} - \sigma_{\tau 0} = -\eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (\text{P-19})$$

ИЛИ

$$\sigma_{\tau} = \sigma_{\tau 0} + \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (\text{P-20})$$

**Шведова модель** (нелинейная модель начала деформации и течения вязкопластичных жидкостей) [11]:

$$\sigma_{\tau} = K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n + \vartheta; \quad (\text{P-21})$$

где  $K$  – константа, являющаяся мерой консистенции жидкости, кг/м·с;

$n$  - параметр, определяющий меру неньютоновского поведения жидкости.

**Модель Шведова** - линейное уравнение течения вязкопластичной жидкости после разрушения первичной структуры и выравнивания молекул высокомолекулярного соединения (например, желатины) вдоль линий тока (по классификации Б.И.Есьмана и Г.Г.Габузова модель Шведова-Бингама - упрощённый вариант модели Шведова [11]):

$$\sigma_{\tau} - \sigma_{\tau 0} = -\eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (P-22)$$

или

$$\sigma_{\tau} = \sigma_{\tau 0} + \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-23)$$

**Кэссона модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \left( K_0 + K_2 \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^{1/2} \right)^2; \quad (P-24)$$

**Гершеля-Балкли модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \sigma_{\tau 0} + K \cdot \left( \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^n; \quad (P-25)$$

**Шульмана модель** [19]:

$$\sigma_{\tau} = \left[ (\sigma_{\tau 0})^{1/n} + \left( \eta \cdot \frac{d\gamma}{d\tau} \right)^{1/m} \right]^n; \quad (P-26)$$

**Кроули-Китса модель** для суспензий [19]:

$$\sigma_{\tau} = \mu \left[ \frac{1,2 + \nu_T (c_1 \sigma_{\tau}^{-0,2} + 1)^3}{1,2 - 2\nu_T (c_1 \sigma_{\tau}^{-0,2} + 1)^3} \right] \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-27)$$

**Рейнера модель** [19]:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n} (\sigma_{\tau 0})^{2n+1}; \quad (P-28)$$

где  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости жидкости (дисперсионной среды),

$\nu_T$  - объёмная доля дисперсной фазы,

$c_1$  - коэффициент, являющийся функцией распределения частиц по размерам и не зависящий от концентрации,

Остальные параметры моделей являются эмпирическими и полуэмпирическими коэффициентами.

**Максвелла модель** (модель деформации вязкоупругих жидкостей)

[34]:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\sigma_{\tau}}{\mu_0} + \frac{1}{G} \left( \frac{d\sigma_{\tau}}{d\tau} \right), \quad (P-29)$$

или

$$\sigma_{\tau} + \lambda \left( \frac{d\sigma_{\tau}}{d\tau} \right) = \mu_0 \frac{d\gamma}{d\tau}, \quad (P-30)$$

где:

$$\lambda = \frac{\mu_0}{G}, \quad (P-31)$$

где  $\mu_0$  - коэффициент ньютоновской (динамической) вязкости,  $G$  - модуль сдвига,  $\delta\sigma_{\tau} \rightarrow d\sigma_{\tau}$  - приращение напряжения сдвига вследствие проявления упругих свойств,  $d\sigma_{\tau}/d\tau$  - скорость изменения напряжения сдвига,  $\lambda$  - время релаксации.

Другая форма модели Максвелла, модель последовательного проявления свойств вязкости и упругости [18]:

$$\left( \frac{d\sigma_{\tau}}{d\tau} \right) + \sigma_{\tau} \cdot \frac{G}{\mu} = G \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}. \quad (P-32)$$

Ещё одна форма модели Максвелла см. [72, с. 64].

**Модель Кельвина-Фойхта** (параллельное проявление свойств вязкости и упругости):

$$\sigma_{\tau} = f \left( \gamma, \frac{d\gamma}{d\tau} \right) = G\gamma + \mu \cdot \frac{d\gamma}{d\tau}; \quad (P-33)$$

Есть и другие модели вязкоупругих сред: уравнение Олдройда и уравнение Уайта - Метцнера [19, с. 33].

Необходимо обратить внимание на то, что все реологические модели течения жидкостей представляют собой эмпирические формулы (экспериментально-статистические модели). Параметры этих моделей являются функциями температуры, состава и характеристик канала, в котором производится исследование. В большинстве случаев реологические модели течения жидкостей получены для течений в каналах определённых форм, и распространять их на другие типы течений следует с осторожностью [72].

См. также *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкого трения закон Ньютона,*



*Вязкопластинные жидкости, Изотропия, Течения закон, Наблюдаемая вязкость, Градиент, Деформации скорость, Деформация, Деформация жидкости, Наблюдаемая вязкость, Течения закон.*

**Реология** (< греч.  $\rho\epsilon\omega$  - течь; в пер. стремиться, устремляться (А. Д. Вейсман; 1834-1913) + Логия (см.)) - наука о деформации и течениях, сферой интересов которой являются механические свойства газов, гелей, жидкостей, золь, коллоидных растворов, суспензий, эмульсий, пластических масс, асфальтов и кристаллических материалов. Таким образом, реология охватывает область течения и деформации всех видов пластичных сред и твёрдых тел от механики ньютоновских жидкостей на одном конце спектра рассматриваемых вопросов до закона упругости Гука (Hooke Robert: 1635-1703) на другом [2].

Спектр интересов реологии ограничен механикой ньютоновских жидкостей, вязкость которых не зависит от скорости деформации, и упругими телами, в которых напряжения пропорциональны деформациям в каждый момент времени. Между ними располагаются жидкости, не имеющие предела упругости (псевдопластичные, дилатантные, тиксотропные), жидкости, имеющие предел упругости (тела Бингама), вязкопластичные (тела Шведова), жидкости, структура которых разрушается (тиксотропные) и формируется (реопектические) со временем, и жидкости, способные к упругому восстановлению формы (вязкоупругие жидкости).

Термин "Реология" ввёл Ю. Бингам (E. Bingham; 1878-1945), в 1929 г. он был принят официально.

См. также *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкопластинные жидкости, ВЯЗАТЬ, Дисперсионная среда, Дисперсная фаза, Дисперсные системы, ПЛАСТИКА, Пластинность жидкости, Реологические модели течения.*

## С

**Сен-Венана параметр** см. *Подобия критерий.*

**Сила** (физ.) - векторная величина, служащая мерой взаимодействия физических объектов. Это взаимодействие может осуществляться как при непосредственном контакте тел (например, сила давления, сила вязкого трения, сила инерции), так и между удалёнными телами, посредством создаваемых ими электромагнитных, гравитационных и др. полей. Сила характеризуется её модулем, направлением в пространстве, точкой приложения и линией действия. Из множества сил можно выделить массовые силы - силы, пропорциональные массе (сила инерции, сила тяжести, центробежная сила).

**Сила инерции** - вектор, численно равный произведению массы  $m$  материальной точки на её ускорение  $a$  и направленный противоположно ускорению.

**Сила тяжести** - сила, действующая на любую материальную частицу, находящуюся вблизи земной поверхности, и определяемая как геометрическая сумма силы притяжения Земли и переносной силы инерции, учитывающей эффект суточного вращения Земли (аналогично определяется сила тяжести на любом небесном теле). Ввиду малости угловой скорости вращения Земли переносная сила инерции очень мала и сила тяжести мало отличается от силы притяжения Земли. Вследствие несферичности Земли и переносной силы инерции на экваторе сила тяжести на  $\sim 0,5\%$  меньше, чем на полюсе. Под действием силы тяжести частица получает ускорение  $g=P/m$ , называемое ускорением силы тяжести, которое изменяется с широтой так же, как сила тяжести. Вес тела численно равен силе тяжести. Действие силы тяжести оказывает существенное влияние на **все** процессы, происходящие на Земле.

**Скаляр** (< лат. *scalaris* - имеющий форму лестницы, ступенчатый), **скалярная величина** - величина, каждое значение которой может быть выражено одним (как правило, действительным) числом, без указания направления. Например, вязкость (динамическая, кинематическая), давление, диаметр, длина, доли (массовые, мольные, объёмные), концентрация, критерии подобия, масса, объём, относительные физические величина, плотность, площадь, радиус, температура, тепловой эффект фазовых переходов  $\Delta H$ , теплоёмкость, теплопроводность, энергия (активации  $E$ , внутренняя  $U$ , диссипации  $\epsilon$ , свободная  $F$ ), энтальпия  $H$ , энтальпия свободная  $G$ , энтропия  $S$  и др. Термин "скалярный" в 1843 г. ввёл Уильям Гамильтон (*Hamilton William Rowan*; 1805-1865).

См. также *Анизотропия, Вектор, Градиент, Изотропия*.

**Скорость (скорый)**. скор. скор'а, скоро. укр. скорий, др.-русск., ст.-слав. **скорь**  $\tau\alpha\chi\upsilon\zeta$ ,  $\sigma\epsilon\delta\zeta$  (Супр.), болг. скоро, "скоро, быстро", сербохорв. скоро "недавно", словен. skor, skoro, skoraј "скоро, почти", чеш. skory "скорый", skoro "почти", слвц. skory, skoro, польск. skory "скорый", skoro "как только, почти", в.-луж. skerje, н.-луж. skoro "скоро, почти"... греч. **βᾶσιρω** "прыгаю" (...). - М. Фасмер; 1886-1962) - (мех.) векторная величина, определяемая равенством:  $w=dr/d\tau$ , где  $r$  - радиус-вектор точки,  $\tau$  - время. При равномерном движении скорость точки равна  $w=l/\tau$ , а в об-

щем случае численно равна  $w=dl/dt$ . Вектор скорости направлен по касательной к траектории точки.

Например, скорость звука в воздухе при 0°С и давлении 1 атм равна 331 м/с. скорость звука в воде при 20°С равна 1490 м/с. Скорость света в вакууме решением Генеральной ассамблеи Международного комитета по численным данным для науки и техники - КОДАТА (1973) принято считать равной  $299792458 \pm 1,2$  м/с [35].

### **Скорость в процессах переноса количества движения, энергии и массы**

Скорость движения частиц (комков) жидкости и газа в процессах переноса количества движения (импульса), теплообмена и массообмена определяет поле скоростей, поле температуры и поле концентраций.

Скорость переноса количества движения при ламинарном течении жидкости (газа) описывается системой уравнений Навье-Стокса (Л-1), (С-20) и уравнения неразрывности (сплошности) потока (Л-2), (С-14), (С-16), (С-21). При турбулентном течении скорость переноса количества движения жидкости (газа) описывается уравнениями О.Рейнольдса (*O. Reynolds*; 1842-1912)) (С-22), (Т-1).

Фактически левые части уравнений Навье-Стокса являются ускорениями частиц (комков) жидкости или газа при нестационарном движении (размерность м/с<sup>2</sup>). Скорость изменения скорости текущей субстанции определяется совокупным влиянием сил инерции, вязкого трения и внешних сил. При умножении левых и правых частей уравнений (Л-1) на плотность  $\rho$  они приобретают размерность скорости изменения количества движения в единице объёма - кг·м/с<sup>2</sup>м<sup>3</sup>.

**Соотношение** см. *Отношение*.

**Сопrotивление течению жидкостей** - явление трения жидкости о стенки канала и внутреннего трения слоёв жидкости, приводящее к потере давления. Различают скоростные потери, потери давления в местных сопротивлениях и потери давления на трение.

Затраты давления на создание скорости потока ньютоновских жидкостей прямо пропорциональны квадрату скорости потока и его плотности:

$$\Delta P_{с к} = \frac{w^2 \rho}{2}. \quad (С-1)$$

Несколько сложнее обстоит дело с потерями давления в местных сопротивлениях (формула Л. Ю. Вейсбаха (*Weisbach Ludwig Julius*;

1871-1806)), [15]:

$$\Delta P_{\text{м}} = \zeta \cdot \frac{w^2 \rho}{2}, \quad (\text{С-2})$$

где  $\zeta$  - коэффициент местного сопротивления, который теоретически вычислить практически невозможно. Его определяют в результате экспериментов.

Аналогично обстоит дело с потерями давления на трение в прямолинейном трубопроводе с эквивалентным диаметром  $d_3$  (формула А. Дарси (H. Darcy; 1803-1858)), [15]:

$$\Delta P_{\text{тр}} = \lambda \cdot \frac{l}{d_3} \cdot \frac{w^2 \rho}{2}, \quad (\text{С-3})$$

где  $\lambda$  - коэффициент трения.

Квадратичное влияние скорости, пропорциональное плотности жидкости, длины канала и обратно пропорциональное влиянию диаметра очевидно, а вот коэффициент трения  $\lambda$  является параметром модели, который можно определить только в результате эксперимента. Практика показала, что коэффициент трения в общем случае зависит от режима течения и шероховатости стенки трубы,  $\epsilon$ . Режим течения, в свою очередь, является сложной функцией скорости потока, его реологических и геометрических характеристик. Другими словами, простота модели гидравлического сопротивления - кажущаяся. За этим уравнением находится большая область прикладных научных исследований динамики течения различных жидкостей в каналах различной формы при различных режимах течения.

В классической процедуре расчёта гидравлического сопротивления прямолинейных каналов выделяют три зоны течения: ламинарное течение ( $Re < 2300$ ), переходную область ( $2300 < Re < 10000$ ) и турбулентный режим ( $Re > 10000$ ). Предельно упростим изложение. В случае ламинарного течения коэффициент трения  $\lambda$  не зависит от шероховатости стенки и определяется только критерием  $Re$ , например, для труб круглого сечения  $\lambda = 64/Re$ . Промышленные аппараты эксплуатируются, как правило, в турбулентном режиме. При турбулентном течении ( $Re < 100000$ ) в случае гидравлически гладких труб (стеклянные, медные, свинцовые):  $\lambda = 0,316/Re^{0,25}$ . В случаях гидравлически шероховатых труб (стальные, чугунные и т. д.) кроме безразмерной геометрической характеристики  $L/d_3$  в процедуру расчёта  $\Delta P_{\text{тр}}$  вводится относительная шероховатость, т. е. отношение средней высоты выступов (бугорков)  $e$  на стенках трубы к её эквивалентному диаметру  $d_3$ :  $\epsilon = e/d_3$ . Другими словами, коэф-



коэффициент трения  $\lambda = f(\text{Re}, \epsilon)$ . Для примера приведём одну из многих подобных формул:

$$\lambda = \frac{1}{\left(-2 \cdot \lg\left(\frac{\epsilon}{3,7}\right) + \left(\frac{6,81}{\text{Re}}\right)^{0,9}\right)^2}. \quad (\text{С-4})$$

В практике проектирования технологических аппаратов и трубопроводов используется множество подобных формул. Отметим одно важное обстоятельство. *Критические* значения чисел Рейнольдса 2300 и 10000 справедливы для всех ньютоновских жидкостей. В случае *неньютоновских* жидкостей всё значительно сложнее.

В общем случае *неньютоновские* жидкости не являются индивидуальными веществами. Это либо *дисперсные системы*, либо высокомолекулярные жидкости с более или менее широким распределением по молекулярной массе, либо дисперсные системы с добавками высокомолекулярных соединений (буровые, цементные растворы и т.п.). Следствием является то, что фиксированных значений критических чисел Рейнольдса не существует – они разные для различных *неньютоновских* жидкостей и условий их течения. Кроме этого, выделить три области режимов течения проблематично – у *неньютоновских* жидкостей выделяют только два режима течения – ламинарный и турбулентный. Эти причины (и не только эти) породили великое разнообразие методов расчёта гидравлического сопротивления течению *неньютоновских* жидкостей. Для примера приведём только одну методику, разработанную Е.Г.Леоновым и В.И.Исаевым для расчёта гидравлического сопротивления течению жидкости при спускоподъёмных операциях [18].

Критическое значение *критерия* Рейнольдса, соответствующее смене режима течения *вязкопластичной жидкости*, вычисляется по формуле:

$$\text{Re}_{\text{кр}} = 2100 + 7,3 \cdot (\text{He})^{0,58}, \quad (\text{С-5})$$

где *He* – *критерий Хедстрема*:

$$\text{He} = \frac{\beta_{\text{тд}} d^2 \rho}{\eta^2}. \quad (\text{С-6})$$

В случае ламинарного режима течения бурового раствора *гидравлическое* сопротивление заколонного пространства вычисляется по формуле:

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{4\beta_{\text{тд}} l}{\beta d_s}, \quad (\text{С-7})$$



где  $\sigma_{\tau_d}$  - динамическое напряжение сдвига, а параметр  $\beta=f(S, \delta)$ .  
Функция  $\beta=f(S, \delta)$  графически представлена на рис. 6.1. Величины  $S$  и  $\delta$  вычисляются по формулам:

$$S = \frac{\sigma_{\tau_d} d_3}{\eta w_{6p}}, \quad (C-8)$$

$$\delta = \frac{d_n}{D}. \quad (C-9)$$

При турбулентном режиме течения бурового раствора гидравлическое сопротивление вычисляется по формуле:

$$\Delta p = f(\delta) \frac{w^{1.75} (\eta/\rho)^{0.25} \rho}{2(d_3)^{1.25}} l, \quad (C-10)$$

где  $f(\delta)$  - параметр, аналогичный коэффициенту трения:

$$f(\delta) = 0,0488 \left( \frac{1+\delta+\delta^2}{1-\delta^2} \right)^{1.75}. \quad (C-11)$$

См. также *Агрегация, Гидродинамика, Диаметр эквивалентный, Диссипация, Дисперсионная среда, Дисперсная фаза, Дисперсность, Пограничный слой, Путь смещения, Стабилизации гидродинамической участок, Турбулентности теория Прандтля, Турбулентный пограничный слой, Раздел 1, рис.1.8.*

**Сплошная среда** - среда, заполняющая пространство непрерывно, сплошным образом, без скачков и разрывов, без флуктуаций плотности и др. физических характеристик. Сплошная среда - непрерывное множество (совокупность) точек с непрерывным (в общем случае, - кусочно-непрерывным) распределением по нему кинетических, динамических, термодинамических и других физико-химических характеристик среды. Сплошными средами могут быть индивидуальные жидкости и газы, смеси жидкостей и смеси газов, растворы газов и твёрдых веществ в жидкостях, расплавы металлов и солей.

Гипотеза сплошности предполагает, что в среде нет флуктуаций плотности, нет разрывов, все свойства непрерывным образом зависят от пространственных координат. Уравнение сплошности потока имеет вид:

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \rho \cdot \left( \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (C-12)$$

См. также (Л-2), (С-4), (С-10).

Гипотеза сплошности позволяет при описании переноса явлений в сплошной среде активно пользоваться аппаратом дифференциального исчисления [1, 2, 18, 25, 30]. Например, уравнение течения жидкости в

напряжениях имеет вид:

$$\begin{cases} \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_x}{\partial \tau} \right) = \rho P_x + \left( \frac{\partial b_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial b_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial b_{zx}}{\partial z} \right); \\ \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_y}{\partial \tau} \right) = \rho P_y + \left( \frac{\partial b_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial b_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial b_{zy}}{\partial z} \right); \\ \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial \tau} \right) = \rho P_z + \left( \frac{\partial b_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial b_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial b_{zz}}{\partial z} \right), \end{cases} \quad (C-13)$$

где  $\rho P_x$ ,  $\rho P_y$ ,  $\rho P_z$  - проекции удельной массовой силы ( $\text{Н/м}^3$ ) на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно, ( $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$  - проекции ускорения, обусловленного массовой силой, имеющие размерность ускорения,  $\text{м/с}^2$ , на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно); составляющие  $b_{xx}$ ,  $b_{yy}$  и  $b_{zz}$  являются нормальными напряжениями, вызывающими растяжение или сжатие движущейся жидкости вдоль соответствующих осей; составляющие  $b_{yx}$  и  $b_{zx}$ ,  $b_{xy}$  и  $b_{zy}$ ,  $b_{xz}$  и  $b_{yz}$  являются соответствующими касательными напряжениями. Уравнения (C-13) являются, по существу, уравнениями баланса сил, действующих в текущей жидкости, отнесённых к единице объёма,  $\text{Н/м}^3$ , и получены без каких-либо условий относительно свойств жидкости, описывают общие закономерности механики сплошной среды и применимы к любым подвижным средам. Однако в уравнения (C-13) входят производные касательных и нормальных напряжений, которые невозможно определить экспериментально. Для перехода от уравнений течения в напряжениях к уравнениям, содержащим только составляющие скорости, необходимо учесть свойства жидкости и структуру потока [15].

Связь касательных напряжений с градиентом скорости при ламинарном течении выражается законом вязкого трения Ньютона. Параметр этого уравнения - динамическая вязкость, будучи поделённым на плотность, является параметром дифференциальных уравнений ламинарного течения Навье-Стокса (Л-1), (Л-2). Динамическая вязкость и плотность являются также параметрами дифференциальных уравнений турбулентного течения Рейнольдса (Т-1).

**Сплошности потока уравнение** - закон сохранения массы подвижной среды в произвольной точке:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w_z)}{\partial z} = 0, \quad (C-14)$$

Где  $\rho$ ,  $w_x$ ,  $w_y$  и  $w_z$ , в общем случае, переменные величины.

Уравнение (С-14) – так называемое уравнение неразрывности потока. Если три последних слагаемых продифференцировать и выделить полную производную плотности по времени,  $d\rho/d\tau$ :

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \frac{\partial\rho}{\partial\tau} + w_x \frac{\partial\rho}{\partial x} + w_y \frac{\partial\rho}{\partial y} + w_z \frac{\partial\rho}{\partial z}. \quad (\text{С-15})$$

то после соответствующих преобразований уравнение (С-15) примет иной вид:

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \rho \cdot \left( \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (\text{С-16})$$

которое и называется собственно уравнением неразрывности потока. Уравнение неразрывности потока констатирует факт непрерывности изменения плотности в процессе течения жидкости, а также отсутствие разрывов среды и флуктуаций плотности.

Изменение плотности сплошной среды в процессе течения может обуславливаться изменением температуры и/или давления. Жидкости подразделяются на сжимаемые и несжимаемые. К первым относятся газы, плотность которых сильно зависит от температуры и давления. Ко вторым относятся подвижные среды – собственно жидкости и растворы различных веществ в них, расплавленные металлы, плавы солей и т.д., – так называемые капельные жидкости. При относительно небольших изменениях температуры и давления их плотность практически не меняется. При высоких и сверхвысоких давлениях плотность капельных жидкостей изменяется.

См. также *Дисперсные системы, Жидкость, Изотропия, Ламинарное течение, Переноса явления, Сплошная среда, Среда, Структура потока, Турбулентное течение.*

**Среда** – концептуальное пространство, содержащее множество однородных взаимосвязанных элементов, находящееся в контакте с другим пространством или субстанцией. Среда может быть внешняя и внутренняя, сплошная и дискретная. Для среды характерно стремление к "гомеостазу", т.е. сохранение целостности, сплошности, сопротивление всяческим "насильственным" изменениям, – перемещениям элементов, изменению количества, нарушению функционирования, структурным изменениям и т.п. И в то же время среда способна естественно развиваться. Примером сопротивления среды перемещениям элементов является вязкость жидкостей и газов.

Однородные элементы подразумеваются в самом широком смысле: атомы, молекулы, ионы (сплошная среда); люди, разговаривающие на

одном языке (языковая среда); люди одного уровня образования, развития, характера деятельности (культурная среда, интеллектуальная среда, среда общения, криминальная среда и т.п.). Среда может быть комфортная и дискомфортная.

Интеллектуальная среда – среда, способствующая мышлению. Что и как человек думает, какие он строит мысленные модели, имеет первостепенную важность.

В последние десятилетия наблюдается расширение понятия "среда": образовательная среда (школы, специализированные образовательные учреждения различного уровня, лицеи, вузы); операционная среда (элементы компьютеров и программное обеспечение); производственная среда; биоэнергетическая среда (люди, способные изменять биоэнергетический потенциал, как свой, так и чужой); совокупности людей: государство, общество, община, сбор, коллектив, толпа, очередь и т.п. (социальная среда); живые существа, растения и природный ландшафт (среда обитания). В этих (и других) случаях можно говорить о среде как о множестве функционально связанных разнородных элементов.

Бывают среды, являющиеся одновременно и внешними, и внутренними. Например, дисперсионная среда в суспензиях и эмульсиях является внутренней средой по отношению к окружающему пространству (технологическому аппарату, грунту и т.д.) и внешней средой по отношению к частицам твердой фазы в суспензиях и частицам другой жидкой фазы в эмульсиях. Среда может быть подвижной и неподвижной, сплошной (дисперсионной средой) и несплошной (дисперсной фазой), гомогенной и/или гомофазной.

См. также Газ, Дисперсная фаза, Дисперсность, Дисперсные системы, Жидкость, Переноса явления, Пограничный слой, Процесс, Растворы, Реология, Сплошная среда. См. также [47, с.548].

**Стабилизации гидродинамической участок** – входной участок, в пределах которого происходит формирование поля скоростей потока жидкости. Предположим, что жидкость, поступающая в канал круглого сечения, имеет постоянную по сечению скорость (рис.С-1). В пристенных слоях вследствие трения в пределах постепенно утолщающегося пограничного слоя течение жидкости замедляется. При постоянном расходе жидкости скорость течения её в центральной части возрастёт. В результате профиль скоростей меняется по длине входного участка. Границей участка гидродинамической стабилизации потока является сечение, в котором формируется профиль скоростей, не изменяющийся в дальнейшем (рис.С-1).



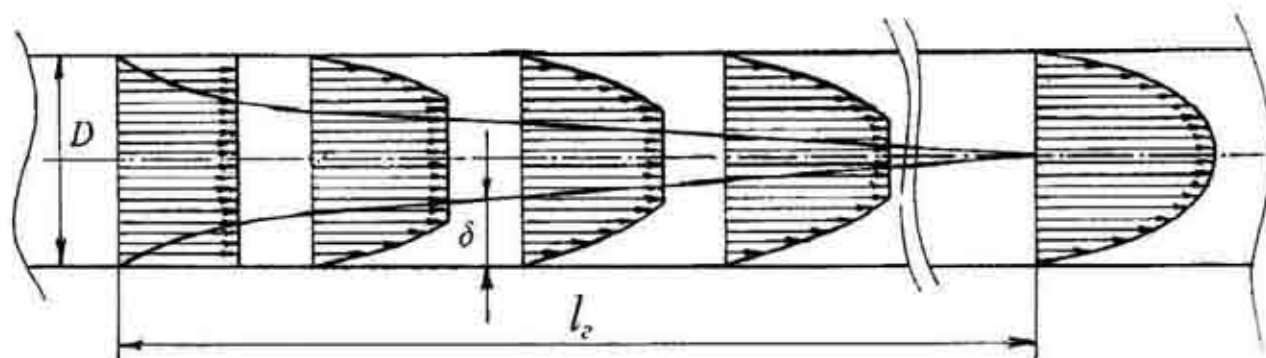


Рис.С-1. Формирование профиля скоростей при течении жидкости в трубе

Решение уравнений течения для ламинарного режима показывает, что  $l_r/d$  линейно зависит от  $Re$ , где  $Re=wd\rho/\mu$ . Обычно принимают, что длина входного участка определяется соотношением  $l_r/d=0,055 \cdot Re$ . Например, при  $Re=2000$  длина входного участка приблизительно 110 диаметров. Подробнее см. [15, с.184].

См. также *Вязкость турбулентная, Пограничный слой, Путь смешения, Сопротивление течению жидкостей, Турбулентности теория Прандтля, Турбулентный пограничный слой, Раздел 1, рис.1.8.*

**Статическое напряжение сдвига  $\sigma_{\tau 0}$**  - предел упругости тел Бингама, вязкопластичных жидкостей (тел Шведова) и тиксотропных жидкостей имеющих гистерезисную петлю, до достижения которого жидкость неподвижна (сопротивляется сдвигу) и сохраняет свою структуру. После превышения напряжением сдвига величины  $\sigma_{\tau 0}$  структура жидкости начинает разрушаться. С увеличением скорости деформации наблюдаемая (эффективная, локальная) вязкость бингамовских жидкостей (тел Бингама) (рис.Б-2, рис.Н-2) и вязкопластичных (тел Шведова) (рис.В-3, рис.Н-3) уменьшается.

См. также *Дисперсные системы, Неньютоновские жидкости, ПЛАСТИКА, Пластичность жидкости.*

**Стационарность** (< лат. statio, onis - стояние; твёрдая позиция; положение, состояние; stationarius - караульный, сторожевой; неподвижный. - И.Х.Дворецкий; 1894-1979) - постоянство во времени определяющих характеристик процесса или системы. В случае обратимых химических реакций можно говорить о равновесном стационарном состоянии.

См. также *Динамика, Динамическая система, Динамический процесс, Стационарный процесс.*

**Стационарный процесс** (< лат. statio, onis - стояние; твёрдая позиция; положение, состояние; stationarius - караульный, стороже-

вой; неподвижный. - И. Х. Дворецкий; 1894-1979) - процесс течения жидкости (пара, газа), передачи теплоты и/или переноса массы, осуществляемый так, что в каждой точке системы скорости частиц, давление, температура, концентрации компонентов и др. характеристики постоянны во времени.

В случае получения моделей структуры потоков реального аппарата стационарность процесса может быть относительна. Расход жидкости (пара, газа), поле скоростей в проточном аппарате (в трубопроводе, в скважине) должны быть постоянны во времени, а концентрация трассера во всех точках аппарата (трубопровода, скважины) при импульсном вводе будет изменяться во времени до полного исчезновения. В случае ступенчатого возмущения стационарность будет наблюдаться в конце испытания, когда концентрации трассера на входе и выходе сравниваются.

См. также *Динамика, Динамическая система, Динамический процесс, Стационарность.*

**Степенная жидкость** см. *Неньютоновские жидкости.*

**Структура** (< лат. *structura* - строение, расположение, порядок. - И. Х. Дворецкий; (1894-1979). < лат. *struere* - класть друг на друга; строить, располагать, размещать < *sternere* - стлать, расстилать; раскладывать. [58]) - совокупность устойчивых связей объекта, обеспечивающих его целостность и тождественность самому себе, т. е. сохранение основных свойств при различных внешних и внутренних изменениях. В более широком, нестрогом смысле понятие "структура" употреблялось в научном и философском обиходе достаточно давно (по крайней мере со средних веков) и выступало в качестве одного из способов определения понятия **формы** (форма как структура, организация **содержания**). В строгом смысле понятие "структура" впервые развивается в химии в связи с возникновением в XIX в. теории химического строения вещества. В современной науке понятие "структура" обычно соотносится с понятиями системы и организации. Хотя единой точки зрения на соотношение этих понятий нет, однако в большинстве случаев в качестве наиболее широкого из них рассматривают понятие системы, характеризующее всё множество проявлений некоторого сложного объекта (его *элементы*, строение, связи, *функции* и т. д.). Структура выражает лишь то, что остаётся устойчивым, относительно неизменным при различных преобразованиях системы; организация же включает в себя как структурные, так и динамические характеристики системы, обеспечивающие её направленное функционирование.

Принято считать, что в *ньютоновских жидкостях* структура отсутствует, т.е. отсутствуют связи между молекулами жидкости, которые разрушались бы с увеличением скорости деформации (это мнение справедливо для газов и неполярных жидкостей, например бензола, предельных углеводородов и т.п., а в действительности, например, вода и её смеси с этанолом даже очень структурированные жидкости). Это приводит к тому, что динамический коэффициент вязкости не изменяется с увеличением скорости деформации. *Неньютоновские жидкости* отличаются тем, что коэффициент динамической вязкости (*наблюдаемая вязкость, локальная вязкость*) изменяется с увеличением скорости деформации. Неньютоновские жидкости - это высокомолекулярные жидкости, растворы высокомолекулярных веществ, *суспензии, эмульсии*, композиции на основе воды, высокомолекулярных и поверхностно-активных веществ, белков, жиров и т.п. В таких системах элементы взаимодействуют со своим ближайшим окружением, среда как бы сшита множеством связей. В процессе нагружения жидкости среда либо сопротивляется до определённого предела (*бингамовские жидкости, вязкопластичные жидкости (тела Шведова)*), а потом происходит разрушение структуры, либо наблюдается постепенное разрушение структуры (*псевдопластичные жидкости*). В обоих случаях с ростом скорости деформации молекулы или длинные твёрдые частицы ориентируются вдоль *линий* тока, наблюдаемая вязкость уменьшается, жидкость разжижается. Есть и более сложные случаи разрушения структуры и структурообразования при сдвиге (*вязкоупругие, дилатантные, реопектические, тиксотропные жидкости*).

См. также *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкопластичные жидкости, Дисперсные системы, Структурность, Сущность, Явление*.

**Структура потока** (< лат. *structura* - строение, расположение, порядок. - И.Х.Дворецкий, (1894-1979) < лат. *struere* - класть друг на друга; строить, располагать, размещать < *sternere* - стлать, расстилать; раскладывать. [58]) - *поле скоростей частиц (комков) жидкости (молекул газа)*, которое определяет отсутствие или наличие перемешивания частиц *потока (молекул газа)*. В случае перемешивания частиц потока можно говорить о степени перемешивания, которая определяет поле концентраций и *градиент* температуры (поле концентраций и *градиент* температуры определяются также молекулярной диффузией и теплопроводностью среды, но в случае *течения жидкости или газа* ими в рассматриваемом аспекте можно пренебречь).

Поле скоростей частиц потока *идеальной жидкости* при *ламинарном течении* описывается уравнениями Эйлера (Leonhard Euler; 1707-1783) (И-1):

$$\begin{cases} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + g + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}. \end{cases} \quad (C-17)$$

При *ламинарном течении* *идеальной жидкости* в *трубчатом аппарате* *идеального вытеснения* все частицы потока движутся строго параллельно оси аппарата и время пребывания всех комков одинаково. Уравнение модели *идеального вытеснения* имеет вид:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = -w \cdot \frac{\partial c}{\partial l}, \quad (C-18)$$

где  $\partial c / \partial \tau$  - *скорость* изменения концентрации вещества (например, трассера) на выходе из *проточного аппарата*,  $l$  - *координата* длины,  $w$  - *скорость* потока. В отличие от уравнений Эйлера (И-1), где присутствуют проекции векторов скоростей частиц потока и параметры, характеризующие физические свойства *сплошной среды*, в уравнении (C-18) *переменной величиной* является концентрация какого-либо вещества, в частности, трассера.

*Вихревое течение* *идеальной жидкости* описывается уравнениями И. С. Громеки (1851-1889), выведенными им в 1882 г.:

$$\begin{cases} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} = P_x - 2(w_z \omega_y + w_y \omega_z) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{w^2}{2} \right), \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = P_y - 2(w_x \omega_z + w_z \omega_x) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{w^2}{2} \right), \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = P_z + 2(w_y \omega_x + w_x \omega_y) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{w^2}{2} \right). \end{cases} \quad (C-19)$$

где  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$  - *проекция* ускорения силы тяжести на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно,  $m/c^2$ );  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$  - *угловые скорости* вращения жидкости в произвольной точке  $O$  плоскостей  $yOz$ ,  $xOz$ ,  $xOy$  соответствен-



но (так называемые компоненты вихря); расположение элемента объема  $dV=dx \times dy \times dz$  в точке  $O$  произвольное (в отличие от уравнений (И-1)). Производные в левой части характеризуют нестационарность движения жидкости;  $w_x, w_y, w_z$  - проекции вектора скорости,  $w$ , на оси  $x, y, z$  соответственно, причём  $w^2 = w_x^2 + w_y^2 + w_z^2$ .

Поле скоростей частиц потока вязкой жидкости при ламинарном течении описывается дифференциальными уравнениями Навье-Стокса (Л-1) (по имени франц. учёного Л.Навье (*L.Navier*; 1785-1836) и англ. учёного Дж.Стокса (*G.Stokes*; 1819-1903)):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) + \\ \quad + \nu \cdot \left( \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) + \\ \quad + \nu \cdot \left( \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} = - \left( w_x \cdot \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + \\ \quad + \nu \cdot \left( \frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right) + \left( g + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (C-20)$$

и дифференциальным уравнением неразрывности (сплошности) потока:

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \rho \left( \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (C-21)$$

где  $\nu$  - кинематический коэффициент вязкости и  $\rho$  - плотность, так называемые параметры уравнений.

Закономерности турбулентного течения описываются уравнениями Рейнольдса (С-22) (по имени англ. учёного О.Рейнольдса (*O.Reynolds*; 1842-1912)), (приведём уравнение только для оси  $x$ , см. след. стр.).

В уравнении (С-22):

$\mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x}$  - нормальное напряжение, обусловленное действием сил вязко-

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial \bar{w}_x^2}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{w}_x \bar{w}_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{w}_x \bar{w}_z)}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial \tau} \right) = \\ & = \rho P_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} - \rho \overline{(w'_x)^2} \right\} + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} - \rho \overline{w'_x w'_y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} - \rho \overline{w'_x w'_z} \right\}, \end{aligned} \quad (C-22)$$

сти вследствие изменения скорости в направлении движения жидкости.

Величины  $\mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y}$  и  $\mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z}$  - касательные напряжения, обусловленные

вязкостью. Величины, включающие пульсационные составляющие скорости, - это соответствующие турбулентные напряжения:

$\sigma_{xx}^T = -\rho \overline{(w'_x)^2}$  - турбулентное нормальное напряжение;

$\sigma_{yx}^T = -\rho \overline{w'_x w'_y}$  и  $\sigma_{zx}^T = -\rho \overline{w'_x w'_z}$  - турбулентные касательные напряжения.

Выражения для осей  $y$  и  $z$  подобны. В уравнениях Рейнольдса (C-22) присутствует важный параметр сплошной среды - динамическая вязкость.

Следующие уравнения течения жидкости в напряжениях (C-23) получены без каких-либо условий относительно свойств жидкости, они описывают общие закономерности механики сплошной среды и применимы к любым подвижным средам:

$$\begin{cases} \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_x}{\partial \tau} \right) = \rho P_x + \left( \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} \right); \\ \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_y}{\partial \tau} \right) = \rho P_y + \left( \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} \right); \\ \rho \cdot \left( w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial \tau} \right) = \rho P_z + \left( \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right). \end{cases} \quad (C-23)$$

В уравнениях (C-23) единственным параметром является массовая сила (см. Сплошная среда), однако в них входят производные касательных и нормальных напряжений, которые невозможно определить экс-

периментально. Поэтому уравнения (С-23) имеют важное, но только теоретическое значение [15]. Естественно, что в литературе описаны и другие модели течения жидкостей.

Пределом турбулентности в проточном аппарате является идеальное перемешивание жидкости (газа) во всём объёме системы от входа до выхода и обратно. Уравнение модели идеального смешения:

$$\frac{dc}{d\tau} = \frac{1}{\bar{\tau}}(C_{\text{вх}} - C_{\text{вых}}). \quad (\text{С-24})$$

Уравнение (С-24) - модель течения жидкости в проточном аппарате, в котором входящее вещество мгновенно распределяется по всему объёму аппарата за счёт стохастического движения *частиц*. Концентрации веществ и температура на входе в аппарат претерпевают скачок: исходные значения *параметров потока*, мгновенно смешивающегося с содержимым аппарата, соответственно мгновенно изменяются до параметров в объёме аппарата. В интегральном виде модель идеального смешения имеет вид  $C = \exp(-\theta)$ , где  $C$  - параметрическая концентрация трассера, а  $\theta$  - параметрическое время.

Очевидно, что между крайними моделями - моделью идеального смешения (С-24) и моделью идеального вытеснения (С-18) - существует множество реальных моделей. Наиболее простыми являются ячеечная модель *структуры* потоков (С-25) и диффузионная модель *структуры* потоков (С-27).

В ячеечной модели предполагается, что реальный аппарат состоит из целого числа последовательно соединённых ячеек равного объёма, в каждой из которых наблюдается режим идеального смешения. Уравнение детектирующей ячеечной модели в дифференциальном виде:

$$\frac{dc_i}{d\tau} = \frac{n}{\bar{\tau}}(c_{i-1} - c_i), \quad (\text{С-25})$$

где  $i=1, 2, \dots, n$  - номер ячейки,  $\bar{\tau}$  - среднее время пребывания жидкости, рассчитанное на весь объём аппарата,  $n$  - число ячеек,  $dc_i/d\tau$  - скорость изменения концентрации вещества (трассера) на выходе из  $i$ -той ячейки. В литературе также описаны ячеечные модели с обратными потоками [13, 14].

Уравнение ячеечной модели в интегральном виде:

$$C = \frac{n^n}{(n-1)!} \cdot \theta^{n-1} \exp(-n\theta). \quad (\text{С-26})$$

В однопараметрической диффузионной модели предполагается наличие в потоке жидкости частиц, вектор скорости которых в отдельные промежутки времени направлен в сторону, противоположную направлению движения основной массы потока (рис.С-2). Уравнение модели:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = -w \frac{\partial c}{\partial l} + D_1 \frac{\partial^2 c}{\partial l^2}, \quad (\text{С-27})$$

где  $\partial c / \partial \tau$  - скорость изменения концентрации вещества (трассера) на выходе из проточного аппарата,  $\partial c / \partial l$  - градиент концентрации вещества вдоль оси,  $l$  - координата длины,  $w$  - средняя скорость потока,  $D_1$  - коэффициент продольной диффузии, учитывающий в общем случае молекулярную диффузию, турбулентную диффузию и неравномерность профиля скоростей (так называемую тейлоровскую диффузию).

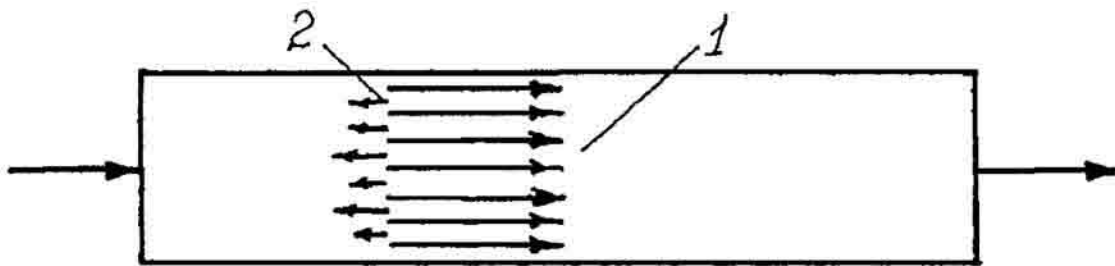


Рис.С-2. Диффузионная модель вытеснения с обратными потоками.  
1 - основное направление движения частиц жидкости, 2 - частицы, векторы скоростей которых направлены в обратном направлении

В двухпараметрической диффузионной модели структуры потоков предполагается, что наряду с основным движением жидкости в аппарате от входа к выходу имеются комки жидкости, движущиеся в обратном и поперечном направлениях (см. рис.1.6 в разделе 1). Диффузионная модель структуры потоков имеет вид:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = -w \cdot \frac{\partial c}{\partial l} + D_1 \frac{\partial^2 c}{\partial l^2} + D_r \frac{\partial^2 c}{\partial r^2}, \quad (\text{С-28})$$

где  $c$  - концентрация какого-либо вещества (трассера),  $w$  - скорость потока в аппарате,  $D_1$  и  $D_r$  - коэффициенты продольной и поперечной (радиальной) диффузии, соответственно.

Очевидно, что детерминистические модели течения жидкостей (С-13), (С-14), (С-16), (С-17), (С-19), (С-20), (С-21), (С-22) и другие либо не могут быть решены, либо могут быть решены только в самых простых, идеализированных случаях. В случае реальных аппара-



тов невозможно предварительно говорить о структуре потоков в аппарате, т.е. невозможно оценить степень поперечного и продольного перемешивания, наличие и объём застойных зон, эффекты проскальзывания, внутреннего байпаса, шероховатость стенок и др. Это объясняется приближённым характером практически всех формул, используемых в проектных и поверочных расчётах. Кроме этого, любой, даже стандартный технологический аппарат в некоторой степени уникален – причина в отклонении профиля и размеров после штамповки, сварки и другой механической обработки от требуемых. Некоторая уникальность технологических аппаратов и невозможность практического определения поля скоростей в них привели О. Левеншиля к идее замены поля скоростей жидкости в реальном аппарате временем пребывания в нём тех или иных комков жидкости [17]. (Необходимо заметить, что были и другие, более серьёзные причины). Это достигается мечением частиц потока жидкости на входе в аппарат в момент  $\tau=0$  и фиксацией меченых частиц на выходе. Таким путём производится некоторая формализация уникальности аппарата, и зависимость концентрации меченых частиц от времени в проточном аппарате описывается уравнениями, (С-24), (С-25), (С-26), (С-27), (С-28) и другими, являющимися, по существу, детерминированно-стохастическими моделями структуры потоков в реальных аппаратах. Использование такого подхода позволяет произвести испытание реального аппарата в реальных условиях и с помощью моментов распределения частиц потока по времени пребывания в аппарате определить коэффициент продольной диффузии, наличие и долю застойных зон, байпасных и циркуляционных потоков, струйного течения и др. В результате можно построить модель, более или менее адекватную реальному аппарату.

Подробнее см., например, [13, 14, 17].

**Структурная вязкость** (пластическая вязкость) (< лат. structura – строение, расположение, порядок. – И.Х.Дворецкий; 1894–1979) – тангенс угла наклона касательной к кривой течения неньютоновской жидкости в рассматриваемой точке  $\mathbf{b}_\tau = f(d\gamma/d\tau)$ . Для тела Бингама (рис. 2.3, рис. В-1, рис. Н-2) и линейного участка кривой течения вязкопластичных жидкостей (тел Шведова) (рис. 2.1, рис. В-2, рис. Н-3) коэффициент структурной вязкости равен тангенсу угла наклона линейной зависимости  $\mathbf{b}_\tau = f(d\gamma/d\tau)$ . Термин "структурная вязкость" подчеркивает наличие структуры у неньютоновской жидкости, наличие взаимосвязи (взаимодействия) между макромолекулами (твёрдыми частицами,

коллоидными частицами) и молекулами жидкой фазы. Единица измерения коэффициента структурной вязкости - паскаль-секунда.

См. также *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкопластинные жидкости, Дисперсионная среда, Дисперсная фаза, Дисперсность, Дисперсные системы, Пластичность жидкости, Реологические модели течения, Структура, Структурность.*

**Структурность** (< лат. *structura* - строение, расположение, порядок. - И. Х. Дворецкий; 1894-1979) - возможность описания системы через установление её структуры, т.е. сети связей и отношений элементов системы; обусловленность функционирования системы не столько свойствами, поведением её отдельных элементов, сколько свойствами её структуры.

См. также *Сущность, Явление.*

В дисперсных системах атомы, ионы, молекулы, макромолекулы, молекулы с полярными группами, волокнистые материалы, твёрдые частицы и т.п. имеющие размер более 1 нм и/или предрасположенность к формированию сложных структур (агрегатов) с функциональной дифференциацией в результате образуют дисперсионную среду и дисперсную фазу. Процесс образования дисперсной фазы называется структурообразованием.

См. также *Дисперсность.*

**Субстанция** (< лат. *substantia* - сущность, существо, суть) - 1. Носитель того или иного явления в некоторых теоретических построениях современного естествознания. 2. фил. Неизменная и вечная сущность, лежащая в основе вещей и всего мироздания и противопоставляемая случайному и преходящему [47]. Аристотель ('*Αριστοτελης*; 384-322 до Р.Х.) в составленный им свод категорий включил такую категорию, как сущность (субстанция), а также отношение (субстанция и свойство). Для субстанции характерно непрерывности свойство - свойство субстанции, физических характеристик субстанции, величин и чисел изменяться во времени, в пространстве или в вариационном ряду непрерывно, сплошным образом, без скачков, спадов, разрывов и без флуктуаций. 3. физ. В теории и моделировании технологических процессов перемещающаяся субстанция - масса, энергия и импульс (например, изоморфные линейные одномерные дифференциальные модели переноса субстанции - закон диффузии Фика  $g = -D \cdot (dc/dl)$ , закон фильтрации Дарси  $w = -k \cdot (dp/dl)$ , вязкого трения закон Ньютона  $\tau = -\mu \cdot (dw/dl)$ , закон теплопроводности Фурье  $q = -\lambda \cdot (dT/dl)$ , закон диссипации энергии  $\epsilon_{dv} = -b_{\tau} \cdot (dw/dl)$ ), в явлениях электропроводности перемещающаяся

субстанция – электроны (например, закон плотности тока Ома  $\delta = -g \cdot (dU/dl)$ ) и др.

См. также *Поток, Сплошная среда, Среда*.

**Суспензии** – гетерофазные системы с твёрдой дисперсной фазой и жидкой дисперсионной средой. К суспензиям относятся системы с размером частиц  $> 10^{-3}$  мм. Для суспензий характерно осаждение твёрдой фазы (седиментация) под действием разности плотностей твёрдой и жидкой фаз. В отличие от золь суспензии свет не рассеивают, а поглощают. Высококонцентрированные суспензии называются пастами.

Подробнее см. **Явления переноса в нефтегазовом деле: Учебное пособие/Д.Н.Цивинский.** – 2-е изд., исправл. и доп. – Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2012.

**Сущность** – философская категория, отражающая всеобщие формы реальности и её познание человеком. Сущность – совокупность свойств, определяющих особенность объекта, явления, процесса или класса объектов, явлений, процессов. От совокупности свойств зависят, кроме всего прочего, их изменчивые состояния и формы явлений. Сущность – универсальная объективная характеристика реальности, имеющая определяющее значение в процессе познания объекта. Категория "сущность" всегда неразрывно связана с категорией "явление" – она раскрывается в явлении, явление представляет собой форму проявления сущности.

В античной философии сущность мыслилась как **начало** понимания вещей и вместе с тем как источник их реального генезиса. Согласно Демокриту (**Δημοκρίτης**; 460/470 – 360/370 г. до Р.Х.), сущность вещи неотделима от самой вещи и производна от тех атомов, из которых она составлена. По Платону (**Πλάτων**; 428 или 427 до Р.Х. – 348 или 347 до Р.Х.), сущность ("идея") несводима к телесно-чувственному бытию, т.е. совокупности конкретных явлений; она имеет сверхчувственный нематериальный характер, вечна и бесконечна. У Аристотеля (**Ἀριστοτέλης**; 384–322 до Р.Х.) в отличие от Платона сущность ("форма вещей") не существует отдельно, помимо единичных вещей; с другой стороны, сущность, по Аристотелю, не выводится из той "материи", из которой строится вещь. В средневековой философии сущность резко противопоставляется явлению: носителем сущности выступает здесь Бог, а земное существование рассматривается как неистинное, иллюзорное. В философии нового времени противопоставление сущности и явления приобретает гносеологический характер и находит своё выражение в концепции первичных и вторичных качеств. В мышлении категории "сущность" и "явление" выражают переход от многообразия налич-



ных форм предмета к его внутреннему содержанию и единству - к *понятию*. Познание сущности *системы* связано с раскрытием законов её развития. Постигание сущности объекта, явления, процесса составляет задачу науки.

См. также *Субстанция, Форма*.

## Т

**Тейлора параметр** см. *Подобия критерий*.

**Тело Бингама** см. *Бингамовские жидкости*.

**Тело Оствальда** см. *Псевдопластичные жидкости*.

**Тело Шведова** см. *Вязкопластичные жидкости*.

"Большинство теорий - лишь перевод старых мыслей на новую терминологию." (*Григорий Ландау, 1877-1941*).

**Термин технический, специальный** (< вульг.лат. *terminus technicus*) - слово или словосочетание, обозначающее **строго определённое понятие**: математическое, техническое, технологическое, научное, философское и т.п. Главное качество научного термина - устойчивая однозначность; необходимо чётко различать научное и обыденное значение того или иного термина. Будучи неразрывно связанным со словом, термин в большинстве случаев тождественен слову, достаточно часто он одинаков в разных языках. Как *правило*, источником терминов являются греческий и латинский языки. Например, *Гидродинамика, Константа, Определение, Параметр, Понятие, Процесс, Система* и др.

Сравните: **Термин** < польск. *termin* < лат. *terminus* - пограничный камень, межевой знак, границы, пределы, конец, конечная цель. **Terminus** - Термин, римск. бог границ и межей, в честь которого ежегодно 23 февраля справлялись празднества - Терминалии (*Terminalia*).

**Течения закон** - уравнение (математическая модель), описывающее взаимосвязь внутреннего трения в *жидкости* и скорости деформации текущей жидкости (см. например, (Б-1), (В-1), (В-2), (В-4), (В-6), (В-7), (Н-7), (Н-8), (Н-9), (Н-10)). *Кривая закона течения* есть геометрическое место точек, характеризующих связь скорости деформации и внутреннего трения в жидкости.

См. также *Реологические модели течения, ТЕЧЬ, текать*.

"**ТЕЧЬ, текать** (*теку, течешь, юж.зап. текешь, текеть*), о жидк.: стремиться, литься по наклону. (...) Вообще бежать струей, сочить-



ся... || О крыше, посуде: пропускать воду или жижу, дать влаге просачиваться, не держать. (...) О деле, времени: идти своимъ чередомъ, подвигаться, продолжаться, длиться, идти впередъ. (...) **Теченье, тѣка, тѣкъ, теча, течка, течь**, пск. **течель**, действ. или состн. по гл. въ разн. знач. Теченье реки быстрое, тихое. Морскія теченья, местный токъ русломъ. По теченью, противъ теченья, по воде, противъ воды. Въ теченье времени, въ продолженъе. (...) **Текучій**, жидкій, бежкій, плывучій. (...) **Текучесть**, жидкость, текучее состоянье, вещество. (...) **Токъ** м. теча, потокъ: жидкость, текущая струей, русломъ, стрежнемъ, все что льется, бежить и течеть разливаясь. (...)” (В. И. Даль; 1801-1872) [49].

**Турбулентное течение** (< лат. *turbulentus* - бурный, бурлящий, беспорядочный. - И. Х. Дворецкий; 1894-1979) - течение жидкости (газа), при котором частицы потока (комки жидкости, молекулы газа) совершают хаотические, беспорядочные движения по различным траекториям. При турбулентном течении скорость жидкости и её давление в каждой точке потока хаотически пульсируют. В отличие от ламинарного течения при турбулентном течении происходит интенсивное перемешивание движущейся жидкости. Турбулентное течение возникает в результате потери устойчивости ламинарного течения. Физическая основа перехода течения жидкости от упорядоченного к хаотическому заключается в возникновении различного рода вихрей, их взаимодействию и дроблению на мелкие вихри и беспорядочные струйки.

Внутреннее трение в жидкости - причина появления градиента скорости в направлении, перпендикулярном направлению движения потока. Мерой жидкостного трения является касательное напряжение. Касательные напряжения в соседних слоях жидкости создают вращающие моменты. Если эти моменты одинаковы и направлены в разные стороны, то они уравниваются друг друга, в противном случае возникает результирующий момент, обуславливающий вращение жидкости, которое приводит к образованию вихря (под вихрем подразумевается комок, группа частиц жидкости, вращающихся вокруг одной мгновенной оси с одинаковой угловой скоростью, т.е. по отношению к окружающей жидкости вихрь подобен твёрдому телу - шару, шнуру или тору). Возможность или невозможность образования вихря определяется соотношением инерционной силы и силы вязкого трения, критерием Рейнольдса,  $Re = \omega L \rho / \mu$ . При малом соотношении инерционных сил и сил жидкостного трения в потоке эти вихри по величине соизмеримы с длиной свободного пробега

молекул и не приводят к возникновению турбулентных пульсаций. При соотношениях инерционных сил и сил жидкостного трения, превышающих критическое значение критерия Рейнольдса, величина вихрей и интенсивность их движения приводят к тому, что при разных скоростях движения жидкости в соседних слоях в соответствии с уравнением Бернулли давление в слое, движущемся с меньшей скоростью, становится выше, чем давление в слое, движущемся с большей скоростью. Превращение вихрей в турбулентные пульсации, по существу, заключается в том, что направление вращения вихря соответствует его качению вдоль твердой поверхности. При этом направление движения потока и вихря на участке окружности, расположенной дальше от стенки, совпадает, а участок жидкости, расположенный ближе к стенке, движется навстречу потоку. Это вызывает уменьшение скорости движения жидкости вблизи стенки. В соответствии с уравнением Бернулли (*Daniel Bernoulli*; 1700-1782), разность давлений по обе стороны вихря приводит к возникновению силы, перпендикулярной направлению движения потока и смещающей вихрь к центру потока. При сближении вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, между ними возникают силы притяжения, приводящие к их слиянию. Развитие такого процесса приводит к распаду вихрей на всё более мелкие и отдельные струйки, движущиеся в различных направлениях. Упорядоченное струйное движение жидкости переходит в неупорядоченное, турбулентное.

Закономерности турбулентного течения описываются уравнениями Рейнольдса в напряжениях (по имени англ. учёного О. Рейнольдса (*O. Reynolds*; 1842-1912)), (приведём уравнение только для оси  $x$ ):

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial \bar{w}_x^2}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{w}_x \bar{w}_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{w}_x \bar{w}_z)}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial \tau} \right) = \\ & = \rho P_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} - \rho \overline{(w'_x)^2} \right\} + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} - \rho \overline{w'_x w'_y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} - \rho \overline{w'_x w'_z} \right\}, \end{aligned} \quad (T-1)$$

где  $\mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x}$  - нормальное напряжение, обусловленное действием сил вязкости вследствие изменения скорости в направлении течения жид-

кости. Величины  $\mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y}$  и  $\mu \cdot \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z}$  - касательные напряжения, обусловленные вязкостью. Величины, включающие пульсационные составляющие скорости, - это соответствующие турбулентные напряжения:

$\sigma_{xx}^T = -\rho \overline{(w'_x)^2}$  - турбулентное нормальное напряжение;

$\sigma_{yx}^T = -\rho \overline{w'_x w'_y}$  и  $\sigma_{zx}^T = -\rho \overline{w'_x w'_z}$  - турбулентные касательные напряжения.

Выражения для осей  $y$  и  $z$  подобны.

Количественной мерой интенсивности турбулентных пульсаций и степени перемешивания в жидкости с вязкостью  $\mu$  и плотностью  $\rho$ , движущейся по каналу с определяющим геометрическим размером  $L$  со средней скоростью  $w$ , является критерий Рейнольдса  $Re = wL\rho/\mu$ , характеризующий соотношение сил инерции и сил вязкого трения (по существу, сил вязкого трения и сил инерции, поскольку фундаментальными силами в живой и неживой природе являются силы инерции).

См. также *Бингамовские жидкости*, *ВЯЗАТЬ*, *Вязкопластинные жидкости*, *Идеальная жидкость*, *КОМЬ*, *Ламинарное течение*, *ПЛАСТИКА*, *Пластинность*, *Пограничный слой*. Подробно см., например, [1, 2, 15, 18, 23, 25, 28, 30, 32].

**Турбулентности теория Прандтля** (< лат. *turbulentus* - бурный, бурлящий, беспорядочный. - И.Х.Дворецкий; 1894-1979) - теория, согласно которой поле скоростей комков (частиц) жидкости, интенсивность турбулентных пульсаций (т.е. структура потока) определяется физическими свойствами жидкости, формой и размерами канала.

Согласно теории турбулентности Прандтля пограничный слой в турбулентном потоке ньютоновской жидкости имеет сложную структуру. Он состоит из вязкого подслоя, в котором жидкость движется практически ламинарно, турбулентного пограничного слоя и находящейся между ними переходной области (рис. 1.8 в разделе 1.3). Толщина  $\delta_{гпс}$  гидродинамического пограничного слоя определяется как то расстояние от поверхности тела (или от границы раздела жидкостей), на котором скорость в пограничном слое можно практически считать равной скорости во внешнем потоке. Значение  $\delta_{гпс}$  зависит главным образом от критерия Рейнольдса, причём при ламинарном режиме течения  $\delta_{гпс} \sim L \cdot Re^{-0.5}$ , а при турбулентном -  $\delta_{гпс} \sim L \cdot Re^{-0.2}$ , где  $L$  - определяющий размер тела или потока.

С максимальными скоростями жидкость движется в области максимально удалённой от стенок канала. В центре потока скорости комков

(частиц) жидкости относительно друг друга минимальны, минимально и влияние сил вязкого трения. Непосредственно у стенки скорость течения жидкости равна нулю. Таким образом, в потоке жидкости будет наблюдаться тот или иной профиль скоростей (эюра скоростей) с максимумом на оси и нулём на стенке. В пристеночном пограничном слое силы вязкого трения оказывают преимущественное влияние на структуру потока. Толщина ламинарного слоя (подслоя)  $\delta_{лс}$  определяется тем, что инерционная сила и сила вязкого трения имеют один порядок; другими словами критерий Рейнольдса на микроуровне  $Re \approx 1$ . В пределах ламинарного слоя (вязкого подслоя) скорость по толщине изменяется линейно [15, с.121].

Согласно гипотезе Прандтля, в турбулентном потоке возникают дополнительные касательные напряжения  $\tau$  в результате затрат энергии на перемещение вихрей:

$$\tau = \rho(\kappa l)^2 \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2, \quad (T-2)$$

где  $\kappa$  - универсальная постоянная Кармана,  $l=R-r$  - расстояние от поверхности стенки [18, с.88].

Таким образом, течение жидкости в переходном слое можно описать с помощью классического уравнения течения жидкости и уравнения (T-2) распространяя гипотезу Прандтля до оси течения. Классическими уравнениями течения будут: уравнение течения вязкой жидкости Ньютона (1.1), уравнение течения бингамовской жидкости (2.11), уравнение течения вязкопластичной жидкости (тела Шведова) (2.8) и уравнения течения псевдопластичной (Н-8) и дилатантной (Н-9) жидкостей. В результате объединения классических уравнений течения с уравнением (T-2) получают уравнения пограничного слоя:

$$\tau = \mu \cdot \left( - \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \rho(\kappa l)^2 \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2, \quad (T-3)$$

$$\tau = \tau_{\tau 0} + \eta \cdot \left( - \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \rho(\kappa l)^2 \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2, \quad (T-4)$$

$$\tau = \tau_{\tau д} + \eta \cdot \left( - \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \rho(\kappa l)^2 \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2, \quad (T-5)$$

$$\tau = K \cdot \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^n + \rho(\kappa l)^2 \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2, \quad (T-6)$$



При развитом турбулентном течении в уравнениях (Т-3) - (Т-6) основную роль играют турбулентные составляющие и реологическое уравнение центральной части потока будет иметь вид:

$$\tau = \rho(\alpha l)^2 \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2. \quad (\text{T-7})$$

Отметим модель турбулентного течения вязкопластичной жидкости. В основе модели - система уравнений (1.14)-(1.17), в которой тип жидкости (уравнение 1.17) будет представлено уравнениями (2.7), (Т-5) и (Т-7). Решение системы уравнений (1.14), (1.15), (1.16) совместно с (2.7), (Т-5) и (Т-7) существует, но выражается громоздкими формулами [18, с.89].

Если задачу упростить и рассмотреть вязкую жидкость ( $\tau=0$ ), пренебречь переходным слоем (т.е. рассмотреть двухслойную модель гидродинамического пограничного слоя (рис.П-2),  $l=R-r$ ), то система уравнений (1.14)-(1.16), (1.1) и (Т-7) для канала круглого сечения сведётся к двум уравнениям:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r \tau}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial z}; \quad (\text{T-8})$$

$$\tau = \rho \alpha^2 \cdot (R-r)^2 \cdot \left( \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2. \quad (\text{T-9})$$

Пропуская преобразования системы уравнений (Т-8), (Т-9), приведём результат (18, с. 90):

$$\frac{w_{\max} - w}{\nu_*} = - \frac{2}{\alpha} \cdot \left[ \ln \frac{1 + \sqrt{1 - l/R}}{\sqrt{l/R}} - \sqrt{1 - \frac{l}{R}} \right], \quad (\text{T-10})$$

где  $r=R-l$ ,  $\nu_* = \sqrt{\frac{Ad}{4\rho}}$ ,  $A = \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial r \tau}{\partial r}$ .

Очевидно, что в канале круглого сечения будет логарифмический профиль скоростей. При малом, но не равном нулю соотношению  $l/R$  получается приближённая формула (асимптотический закон) [18, с. 90]:

$$\frac{w_{\max} - w}{\nu_*} = - \frac{1}{\alpha} \cdot \ln \frac{l}{R}. \quad (\text{T-11})$$

Справедливость формулы (Т-11) была подтверждена экспериментами Никурадзе при  $\alpha=0,4$  в диапазоне  $4 \cdot 10^4 < Re < 3,24 \cdot 10^6$ . Решение уравнения (1.28) для двухслойной модели при  $r=R-\delta_{лс}$  и  $w_{тс}=\alpha w_{лс}$  ( $\alpha$  учитывает пренебрежение переходным слоем и равно 11,28) приводит к закону абсолютных скоростей Прандтля:

$$\frac{w}{v_*} = 5,75 \cdot \lg \frac{lv_* \rho}{\mu} + 5,5 \quad (\text{Т-12})$$

### Решение уравнений пограничного слоя для плоской пластины

Представляет интерес сравнить решения уравнений турбулентного пограничного слоя для плоской пластины [15]. В вязком подслое определяющее значение имеют силы вязкого трения и к нему применим закон жидкостного трения Ньютона (1.1):

$$\tau = - \rho \nu \cdot \frac{dw}{dl} \quad (\text{Т-13})$$

Поскольку толщина вязкого подслоя мала можно считать, что в его пределах касательное напряжение величина постоянная и равна касательному напряжению на границе со стенкой  $\tau_{ст}$ . С учётом этого интегрирование даёт:

$$w_x = \frac{\tau_{ст}}{\rho \nu} y \quad (\text{Т-14})$$

Константа интегрирования равна нулю, поскольку при  $y=0$ , т.е. у стенки,  $w_x=0$  (см. рис. 1.2). Таким образом, по толщине вязкого подслоя скорость жидкости изменяется линейно. При течении жидкости вдоль гладкой поверхности величину  $\tau_{ст}$  можно считать характеристикой турбулентного потока. В этой связи вводится так называемая скорость трения (динамическая скорость):

$$w^* = \sqrt{\tau_{ст} / \rho} \quad (\text{Т-15})$$

С помощью этого выражения уравнение (Т-14) преобразуется к виду:

$$\frac{w}{w^*} = \frac{w^* y}{\nu} \quad \text{или} \quad w_+ = y_+; \quad (\text{Т-16})$$

где  $w_+ = w/w^*$  - безразмерное отношение скоростей,  $y_+ = w^* y/\nu$  - безразмерное расстояние от стенки. Соотношение (Т-16) описывает в безразмерном виде профиль скоростей жидкости в пределах вязкого подслоя [15, с. 121].

В турбулентном пограничном слое определяющее влияние на распределение скоростей оказывает турбулентная вязкость. Если в потоке

жидкости выделить элементарный объем, имеющий единичную ширину  $dz=1$ , длину  $dx$ , и высоту  $dy$  (рис. Т-1), то равнодействующая сил, обусловленных касательными напряжениями, составит  $-(\tau + d\tau) \cdot 1 \cdot dx + \tau \cdot 1 \cdot dx = -d\tau dx$ . За счёт сил трения на длине  $dx$  давление изменяется на величину  $dp$ . Равнодействующая сил давления составит величину  $(p+dp) \cdot 1 \cdot dy - p \cdot 1 \cdot dy = dp dy$ . Из условия равенства этих сил следует, что  $-d\tau dx = dp dy$  или  $d\tau/dy = -dp/dx$ . Знак минус указывает на то, что силы трения и силы давления действуют в противоположных направлениях [15, с. 96]. Производная  $dp/dx$  не зависит от  $y$ , поэтому после интегрирования получим:

$$\tau = - \frac{dp}{dx} y + C. \quad (Т-17)$$

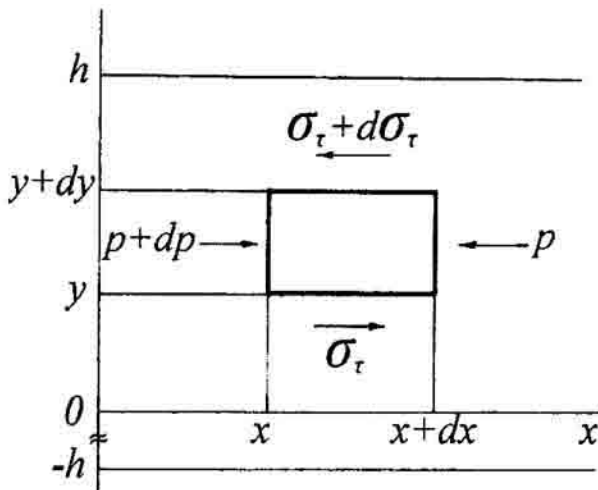


Рис.Т-1. Силы, действующие в потоке жидкости

Таким образом, касательное напряжение изменяется линейно по сечению потока. Примем ось  $x$  за ось симметрии ( $y=0$ ), тогда диапазон изменения  $y$  будет  $-h < y < h$  и на оси  $y$  будет наблюдаться максимальная скорость потока. При этом  $dw/dy=0$  и, согласно (1.1),  $\tau=0$ . Следовательно,  $C=0$  и  $\tau = -(dp/dx)y$ . Максимальное касательное напряжение будет наблюдаться на стенке при  $y=h$ , т.е.  $\tau_{ст} = -(dp/dx)h$ . Используя (Т-17) получим:

$$\tau = \tau_{ст} \frac{y}{h}. \quad (Т-18)$$

Соотношение (Т-18) подтверждает факт линейной связи касательного напряжения и расстояния от стенки: при  $y=h \rightarrow \tau = \tau_{ст}$ , при  $y=0 \rightarrow \tau = 0$ .

Касательное напряжение можно выразить через длину пути смешения формулой (В-12). Из уравнений (Т-18) и (В-12) получаем для плоского потока высотой  $2h$ :

$$\tau_{ст} \left(1 - \frac{y}{h}\right) = \rho l^2 \left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)^2, \quad (Т-19)$$

Откуда, учитывая зависимость (Т-15), получим:

$$(w^*)^2 \left(1 - \frac{y}{h}\right) = l^2 \left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)^2, \quad (\text{T-20})$$

Подстановка в (Т-20) значения  $l$  из (В-14) и последующее интегрирование при изменении  $y$  от границы с вязким подслоем до середины канала ( $y=h$ ) приводят к зависимости:

$$\frac{w_{\max} - w_x}{w^*} = - \frac{1}{\alpha} \cdot \left[ \ln \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{y}{h}} + \sqrt{1 - \frac{y}{h}} \right) \right], \quad (\text{T-21})$$

где  $w_{\max}$  - максимальная скорость на оси канала. Сравните с (Т-10).

Более простое описание профиля скоростей в турбулентном потоке можно получить используя линейную зависимость  $l = \alpha y$  длины пути смешения  $l$  от  $y$  (расстояния от стенки), справедливую при малых  $y$ . Замена в формуле (В-12) значения  $l$  с помощью этой зависимости даёт:

$$b_t = \rho \alpha^2 y^2 \left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)^2 \quad \text{или} \quad \frac{\partial w_x}{\partial y} = \frac{w^*}{\alpha y}. \quad (\text{T-22})$$

В результате интегрирования последнего уравнения:

$$w_x = \frac{w^*}{\alpha} \cdot \ln y + C. \quad (\text{T-23})$$

Константа интегрирования  $C$  определяется из граничного условия:  $w_x = w_{\max}$  при  $y=h$ . Отсюда

$$C = w_{\max} - \frac{w^*}{\alpha} \cdot \ln h \quad \text{и} \quad \frac{w_{\max} - w_x}{w^*} = \frac{1}{\alpha} \cdot \ln \frac{y}{h}. \quad (\text{T-24})$$

Таким образом, в турбулентном пограничном слое имеет место логарифмический профиль скоростей [15, с. 123]. (Сравните с (Т-11)).

Окончательный вывод: турбулентный пограничный слой следует рассматривать как трёхслойный, состоящий из вязкого подслоя, турбулентного пограничного слоя и переходной области между ними (рис. 1.8). Быстрое изменение скорости в турбулентном потоке происходит в узкой пристеночной области. В ядре потока скорость изменяется мало. Средняя по сечению скорость составляет примерно 80-85% от максимального значения в широком интервале значений  $Re$  [15].



См. также *Вязкость турбулентная, Пограничный слой, Путь смешения, Сопротивление течению жидкостей, Стабилизации гидродинамической участок, Турбулентный пограничный слой, Раздел 1, рис.1.8.*

**Турбулентный пограничный слой** (< лат. turbulentus - бурный, бурлящий, беспорядочный. - И. Х. Дворецкий; 1894-1979) - четырёхслойная модель течения ньютоновской жидкости, включающая вязкий подслой, переходный и логарифмические слои и турбулентное ядро потока (рис. Т-2).

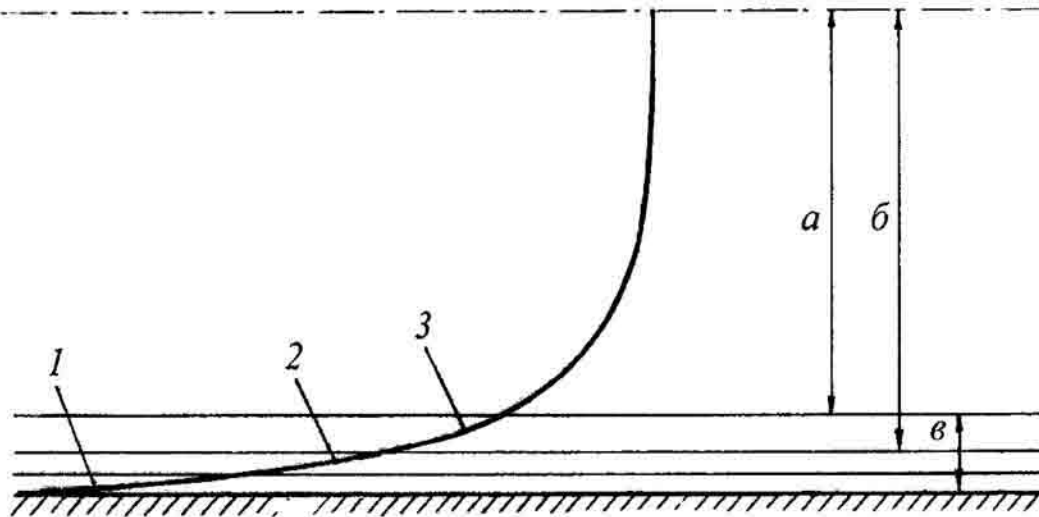


Рис.Т-2. Четырёхслойная модель течения ньютоновской жидкости в канале круглого сечения (масштаб вязкого подслоя и переходного слоя увеличен).  
1 - вязкий подслой; 2 - переходный слой;  
3 - полностью турбулентный (логарифмический) слой;  
а - турбулентное ядро потока; б - полностью турбулентная область; в - пристеночная область

Принципиальное отличие модели турбулентного пограничного слоя от других моделей заключается в том, что в канале круглого сечения весь поток представляется развившимся турбулентным пограничным слоем. При этом не следует называть пристеночную область пограничным слоем, а турбулентное ядро - внешним слоем. Многослойная модель двумерного турбулентного пограничного слоя является идеализацией реального течения, так как не существует чётких границ между слоями и выделение отдельных слоёв носит концептуальный характер. Однако при качественном описании некоторых физических явлений в турбулентном пограничном слое, когда точные значения толщины каждого из слоёв несущественны, эта модель течения оказывается удобной, поскольку отражает наиболее существенные изменения характеристик течения жидкости при увеличении расстояния от стенки [71, с.19]. См. также рис. 1.8 в разделе 1.3 и рис. П-1, рис. П-2.

С другой стороны, подобная идеализация упрощает расчёт течения в турбулентном пограничном слое. Например, в вязком подслое пренебрежение турбулентным трением приводит к линейной зависимости продольной составляющей скорости осреднённого течения  $w_{x, \text{cp}}$  от расстояния до стенки  $y$ . В полностью турбулентном слое зависимость  $w_{x, \text{cp}}(y)$  получается логарифмической:

$$\frac{w_{x, \text{cp}}}{w_*} = A \cdot \ln \frac{y}{l_*} + B, \quad (\text{T-8})$$

где  $w_*$  и  $l_*$  - некоторые масштабы скорости и длины;  $A$  и  $B$  - постоянные, которые определяют экспериментально. Вследствие зависимости (Т-8) полностью турбулентный слой называют логарифмическим [71, с.20]. Необходимо отметить, что достаточно часто при расчётах характеристик турбулентного пограничного слоя отказываются от многослойных моделей и используют гладкие неразрывные функции для аппроксимации характеристик турбулентности всего пограничного слоя [71].

Естественно предполагать, что толщина каждого из слоёв четырёхслойной модели турбулентного течения вязкой жидкости в канале круглого сечения (рис.Т-2) будет связана с критерием Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{w_0 d_p}{\mu}, \quad (\text{T-9})$$

где  $w_0$  - скорость течения на оси трубы. Как известно, увеличение критерия Рейнольдса приводит к увеличению интенсивности турбулентных пульсаций. Увеличение скорости и масштаба турбулентных пульсаций приводит к увеличению турбулентных касательных напряжений. Вследствие того, что на стенке канала турбулентные напряжения уменьшаются до нуля, то вблизи стенки эти напряжения будут пренебрежимо малыми по сравнению с вязкими касательными напряжениями (1.1). С другой стороны, при увеличении критерия Рейнольдса это условие будет выполняться во всё более узкой области течения. Другими словами, толщина вязкого подслоя, которая определяется указанным допущением, будет уменьшаться с ростом критерия Рейнольдса.

Обсуждаемое увеличение турбулентных напряжений приводит также к тому, что в области переходного слоя они окажутся значительно больше вязких напряжений (1.1). Следовательно, определяемая этим условием толщина переходного слоя будет уменьшаться с ростом критерия Рейнольдса.

Толщина логарифмического слоя определяется условиями течения жидкости вне этого слоя, в данном случае - в турбулентном ядре потока. При этом оказывается, что положение границы между логарифмическим слоем и турбулентным ядром не зависит от критерия Рейнольдса [71, с.23].

Представляют интерес порядки величин, характеризующих турбулентное течение в канале круглого сечения. При значении критерия Рейнольдса  $Re=5 \cdot 10^5$  слои имеют следующую толщину:

Вязкий.....	$0,0005r$
Переходный.....	$0,0025r$
Логарифмический.....	$0,189r$
Турбулентное ядро....	$0,808r$ ,

где  $r$  - радиус канала. Представляет интерес тот факт, что общая толщина вязкого, переходного и логарифмического слоёв составляет всего 20% радиуса канала кольцевого сечения, а уменьшение скорости течения жидкости в этой области составляет 85% от значения скорости на оси канала.

Подробно см. [71]. См. также *Вязкость турбулентная, Пограничный слой, Путь смешения, Сопротивление течению жидкостей, Стабилизации гидродинамической участок, Турбулентности теория Прандтля, Раздел 1, рис.1.8.*

## У

**Упругости предел** (в реологии) - предельное напряжение сдвига (статическое напряжение сдвига), до которого неньютоновская жидкость сохраняет свою структуру (рис.Б-1, рис.Н-2, рис.В-2, рис.Н-3). После превышения предела упругости структура начинает разрушаться и жидкость приходит в движение. Жидкости, имеющие предел упругости, - тела Бингама, тела Шведова, тиксотропные жидкости и гели. Для гелей характерно поведение, аналогичное твёрдому телу, - после превышения предела упругости они разрушаются (например, поведение желе, студня; примером живого геля является медуза).

См. также *Анизотропия, Бингамовские жидкости, Вязкопластичные жидкости.*

**Ускорение** - физическая величина, характеризующая быстроту изменения скорости:  $a=dw/dt$ .

**Условия однозначности** - условия, выделяющие рассматриваемое явление из общего класса явлений. Это геометрическая форма и размеры системы, физические свойства среды, существенные для рассматриваемого процесса, начальные условия и условия среды на границе системы (граничные условия).

## Ф

"Природа не признаёт шуток; она всегда правдива, всегда серьёзна, всегда строга; она всегда права; ошибки же и заблуждения исходят от людей." (Иоганн Вольфганг Гёте; 1749-1832).

**Физика** (< греч. *φύσις* – природа, *натура*, природное свойство, характер; творение, тварь) – наука, изучающая элементарные и вместе с тем наиболее общие закономерности явлений природы, свойства и строение материи и законы её движения. Понятия физики и её законы лежат в основе всего естествознания. Законы физики описывают универсальные категории материального мира. Это законы времени и пространства – фундаментальные законы, определяющие поведение материи. Крайне важно отличать в явлениях природы простое и универсальное (законы) от сложного и конкретного (закон с наложенными на него начальными и граничными условиями). Физика – точная наука, изучающая количественные закономерности процессов и явлений. С точки зрения технологии и моделирования технологических процессов особый интерес представляют термодинамика, явления переноса массы, энергии и импульса, т.е. процессы массопередачи, теплопередачи и гидродинамика.

**Флуктуации** (< лат. *fluctuatio* – колебание, волнение, непрерывное движение) – случайные отклонения физических величин от их средних значений или от функциональной зависимости. Флуктуации происходят от множества случайных факторов, сопутствующих наблюдениям и развитию любого процесса. Количественной характеристикой флуктуаций являются соответственно дисперсия воспроизводимости и дисперсия адекватности. Анализ флуктуаций производится методами теории вероятностей и математической статистики.

**Форма** (лат. *forma* – форма, вид, образ, устройство < "лик", "облик", "фигура" [53, 54]) – 1. (мат.) Многочлен с несколькими переменными какого-либо порядка, например, линейная форма, нелинейная форма, форма уравнения парной или иной зависимости, логарифмическая форма и т.п. 2. Устройство, структура, система организации чего-либо. 3. Наружный вид, внешнее очертание. 4. Шаблон. 5. Видимость чего-либо, формальность. 6. Формой бытия материи, всеобщей и всегда сохраняющейся, на всех структурных уровнях её в соответствии с современной концепцией является время, одномерное, асимметричное и необратимое (время не явление и не процесс). 7. Формой существования,



бытия материи в соответствии с современной концепцией является пространство, характеризующее её протяжённость, структурность, порядок взаимодействия элементов всех материальных систем. 8. Мыслеформа (мысленная модель) – образ, создаваемый человеком в своём разуме и изучаемый его же мысленным взором. Создание в своём разуме мыслеформ (мысленное моделирование), по существу, – содержание жизни человека. Акт **понимания** – процедура создания в разуме адекватной мысленной модели. Значение человека для общества определяется тем, как и какие мысленные модели строит человек и какие принимает решения.

**Формализация** – выявление структуры (сущности) явления, процесса, формы мысли и символическое обозначение её. С другой стороны, формализация – это один из путей изучения и математического описания процессов, при котором исследователь, частично отвлекаясь от физической сущности процесса (явления), выражает содержание объекта в виде относительно жёсткой функциональной зависимости выхода от входа (независимых переменных или факторов). Под формализацией понимается также представление объекта, процесса, явления в виде формул, уравнений, систем уравнений с соответствующими параметрами.

## Х

**Хедстрема параметр** см. *Подобия критерий*, (П-11).

## Ч

**Частица** (в гидродинамике) – часть жидкой фазы (комков, по определению В.Б.Когана [15]), которую в данный момент времени и в данной точке пространства можно рассматривать как единое целое. По существу, под это определение попадают и смеси газовой, жидкой, твёрдой фаз в различных комбинациях. Частица – понятие относительное, и её содержание зависит от масштаба рассматриваемой системы; главное – частица включает в себя множество структурных элементов. Так, для метеоролога циклон в сравнении с атмосферой всей земли будет частицей, для астрофизика солнечный протуберанец с массой в несколько десятков мегатонн будет частицей. В случае технологических аппаратов и трубопроводов размер частицы колеблется от нескольких десятых долей миллиметра до миллиметров. Не следует путать с физическими

частицами, представляющими собой определённые структурные элементы, например, элементарные частицы. В этой связи "комоч" жидкости является более удачным понятием, чем частица. Дело в том, что частица жидкости может находиться в трех агрегатных (фазовых) состояниях и в различных формах. Например, вода может быть собственно водой, каплей, потоком, струей, вихрем, сосулькой, снежинкой, градом, облаком и т. д.

См. также *Комоч, КОМЬ, Путь смешения, Турбулентное течение.*

В дисперсных системах понятие "частица" охватывает структурные элементы дисперсной фазы, состоящие из твёрдой, жидкой и газовой фаз и их возможных комбинаций с размерами от 1 нм до 100 мкм, распределённых в дисперсионной среде. По размеру частиц дисперсной фазы дисперсные системы подразделяются на ультрадисперсные с размерами частиц 1÷10 нм (современные названия - наносистемы и наночастицы), высокодисперсные (размер частиц 10 нм - 0,1 мкм), среднедисперсные (размер частиц 0,1 мкм - 10 мкм), грубодисперсные (размер частиц 10÷100 мкм). По фракционному составу подразделяются на монодисперсные (редко) и полидисперсные.

По виду дисперсионной среды дисперсные системы подразделяются на системы с газовой дисперсионной средой (туманы, дымы, пыли и аэрогели); системы с жидкой дисперсионной средой (гели, золи, коллоидные растворы, пены, суспензии и эмульсии); системы с твёрдой дисперсионной средой (твёрдые золи), с жидкой дисперсной фазой (растительный и животный мир, твёрдые эмульсии, пористые тела); с газовой дисперсной фазой (древесина, пеноматериалы).

Спектр поведения частиц в дисперсных системах максимально широк - от полного хаоса до фиксированного положения в пространственной структуре дисперсионной среды.

В туманах, дымах, запылённых газах, в золях и коллоидных растворах частицы дисперсной фазы активно участвуют в броуновском движении.

В суспензиях, эмульсиях, пенах частицы дисперсной фазы подвижны и седиментационно устойчивы в различной степени.

В гелях частицы дисперсной фазы связаны в пространственную структуру и образуют упругий каркас, заполненный дисперсионной средой.

В твёрдых золях, сплавах и минералах структура дисперсных систем жёсткая и стабильная, частицы дисперсной фазы занимают фиксиро-

ванное положение, определяемое условиями формирования дисперсной системы.

Системы с твёрдой дисперсионной средой и жидкой дисперсной фазой (растительный и животный мир) демонстрируют широкий спектр сочетания гибкости, упругости, жёсткости, стабильности и т.п.

По существу взаимодействия структурных элементов дисперсные системы подразделяются на лиофильные и лиофобные.

В лиофильных коллоидных системах частицы дисперсной фазы активно взаимодействуют с окружающей дисперсионной средой, поверхностное натяжение на границе раздела фаз незначительно, и диспергация монолитных тел может происходить самопроизвольно в направлении термодинамической устойчивости до достижения динамического равновесия процессов агрегатирования и диспергирования дисперсных частиц.

В лиофобных коллоидных системах частицы дисперсной фазы достаточно нейтральны к окружающей дисперсионной среде, обладают избытком свободной поверхностной энергии, термодинамически неустойчивы и предрасположены к агрегатированию и седиментации. Внесение в коллоидную систему поверхностно-активных веществ, адсорбирующихся на поверхности частиц дисперсной фазы, препятствует агрегации частиц, и лиофобная система становится устойчивой.

См. также *Дисперсность, Неньютоновские жидкости*. Подробно см., например, [5, 6, 7, 8, 12, 33, 34, 36, 37, 40].

## Ш

**Шведова тела** см. *Вязкопластичные жидкости*.

**Шмидта критерий** см. *Подобия критерий*.

## Э

**Эйлера критерий** см. *Подобия критерий*.

**Элементы системы** (< лат. *elementum* – первичная материя, первоначало, возникновение; семантич. греч. *βτοιχειου* – первая и самая простая часть чего-либо, основание, начало, **элемент**) – составные части сложного целого. Элементы системы отличаются двумя особенностями – они находятся во взаимодействии друг с другом и с внешним миром.

**Энергия** (< греч. *ενεργεια* – деятельность, энергия; *ενεργεω* – быть деятельным, действовать; производить. – А. Д. Вейсман; 1834–1913)

- общая мера различных форм движения материи, рассматриваемых в физике. Поэтому различным формам движения материи соответствуют различные формы энергии. Для количественной характеристики качественно различных форм движения и соответствующих им взаимодействий вводят различные виды энергии: механическую, внутреннюю, гравитационную, электрическую, электромагнитную, ядерную и т. д. По форме передачи энергии процессы можно разделить на процессы, связанные с перемещением вещества на макроуровне (течение жидкостей и газов, сжатие и расширение газов, перемещение тел), и процессы, связанные с перемещениями вещества на микроуровне (теплоотдача, теплопередача, испарение, конденсация, тепловые эффекты химических реакций). В замкнутой системе выполняется закон сохранения энергии. В теории относительности установлена следующая универсальная связь между полной энергией  $E$  тела и его массой  $m$ :  $E=mc^2$ , где  $c$  - скорость света в вакууме.

**Эпюр**, эпюра (франц. epure - чертёж, диаграмма) - 1. Чертёж, на котором объёмный объект изображён в виде ортогональных проекций; 2. Графическое представление закона изменения одной величины (функции) от другой (независимой) величины (фактора).

**Эффект** - стар. эффект < нем. Effekt < лат. effectus - исполнение, осуществление, действие, эффект, воздействие, влияние, результат (М. Фасмер; 1886-1962).

**Эффективная вязкость** см. Локальная вязкость, Кажущаяся вязкость, Наблюдаемая вязкость, Эффект. Возможны понятия действующая вязкость, меновенное значение динамической вязкости.

## Я

"**Явѣть**, **являть**, **явливать** что. казать, оказывать, показывать, делать явнымъ, виднымъ, ставить на видъ; изъявлять, проявлять, выявлять; предъявлять, представлять. (...) **Являться**, быть явлену; || появляться, проявляться, оказываться, открываться, обнаруживаться как-бы собою; || представляться, по службе, начальнику. (...) || **Явленье** ср. действіе и состоянье по гл. явить, -ся. (...) || Явление природы, всякая внезапная, нежданная, необычайная перемена, случай, оказательство, событіе, и вообще, всякая видимая перемена. (...)" (В.И. Даль; 1801-1872) [50].



"Действительность заключена в явлениях"  
(Демокрит; 460/470-360/370 г. до Р.Х.).

**Явление** – философская категория, отражающая всеобщие формы реальности и её познание человеком. От совокупности свойств, *определяющих* особенность объекта, явления, процесса или класса объектов, явлений, процессов, зависят, кроме всего прочего, их изменчивые состояния и формы явлений. Явление – то или иное обнаружение (выражение) объекта, внешней формы его существования. Явление – универсальная объективная характеристика предметного мира; в процессе познания *сущность* и явление выступают как ступени постижения объекта. Категории "сущность" и "явление" всегда неразрывно связаны: явление представляет собой форму проявления сущности, последняя раскрывается в явлении. Явление богаче сущности, ибо оно включает в себя не только обнаружение внутреннего содержания объекта, взаимодействия *элементов системы* между собой и с внешним миром, но и всевозможные случайные *отношения*, стохастическое взаимодействие элементов системы между собой и внешним миром. Явления *динамичны*, изменчивы, случайны, в то время как сущность образует нечто, диалектически сохраняющееся во всех изменениях.

См. также *Субстанция*.

**Ядро потока** – центральная часть *потока*, движущаяся как твёрдое тело без внутренних сдвигов. В ядре потока сохраняется *первичная структура бингамовской или вязкопластичной жидкости*. В центре касательное *напряжение* равно нулю и в соответствии с *законом течения неньютоновской жидкости* напряжения сдвига линейно, по логарифмическому или иному закону возрастает от нуля в центре до максимального значения на стенке. Ядро потока, движущееся как твёрдое тело, наблюдается в центре потока при структурном течении, т.е. при частичном сохранении первичной структуры. Условие равновесия *сил*, действующих на ядро, имеет вид:

$$\pi r_{яп}^2 \Delta p = 2\pi r_{яп} l \tau_d. \quad (\text{Я-1})$$

Из (Я-1) радиус ядра потока:

$$r_{яп} = 2l\tau_d / \Delta p, \quad (\text{Я-2})$$

В ядре потока неньютоновских жидкостей *турбулентные* напряжения не зависят от молекулярной вязкости [15].

Таким образом, радиус ядра потока зависит от начального напряжения сдвига и градиента давления  $P$ ; ядро потока расположено аксиально в трубе, внутри него  $\mathbf{b}_\tau < \mathbf{b}_{\tau 0}$  и  $d\omega/dr=0$ . При  $P \rightarrow \infty$  радиус ядра потока  $r_{яп} \rightarrow 0$ . Это значит, что при некотором предельном значении  $P$  ламинарный режим течения сменится турбулентным и ядро потока разрушится.

Для бингамовской жидкости  $r_{яп}$  - радиус ядра потока, который находится из соотношения  $\mathbf{b}_{\tau 0} = (P_0 - P_1) r_{яп} / 2l$  (см. (2.24)):

$$r_{яп} = - \frac{2\mathbf{b}_{\tau 0}}{P} = - \frac{2\mathbf{b}_{\tau 0} l}{\Delta p}, \quad (\text{Я-3})$$

где  $P$  - градиент давления,

Аналогично распределению скоростей комков бингамовской жидкости по радиусу в канале круглого сечения в канале кольцевого сечения скорости частиц потока вначале возрастают от нуля до скорости ядра потока, движущегося как твёрдое кольцо, а затем уменьшаются от скорости ядра потока до нуля на стенке (в цилиндрической системе координат). В этом случае также наблюдается существование безсдвиговой зоны, которая движется как твёрдое тело между двумя кольцевыми областями вязкопластичного течения [18, с.73].

РУССКИЙ АЛФАВИТ  
Russian alphabet

Буквы печатные	Название буквы	Буквы рукописные	Буквы печатные	Название буквы	Буквы рукописные
А а	а	<i>А а</i>	Р р	эр	<i>Р р</i>
Б б	бэ	<i>Б б</i>	С с	эс	<i>С с</i>
В в	вэ	<i>В в</i>	Т т	тэ	<i>Т т</i>
Г г	гэ	<i>Г г</i>	У у	у	<i>У у</i>
Д д	дэ	<i>Д д</i>	Ф ф	эф	<i>Ф ф</i>
Е е, Ё ё	е, ё	<i>Е е, Ё ё</i>	Х х	ха	<i>Х х</i>
Ж ж	жэ	<i>Ж ж</i>	Ц ц	цэ	<i>Ц ц</i>
З з	зэ	<i>З з</i>	Ч ч	чэ	<i>Ч ч</i>
И и	и	<i>И и</i>	Ш ш	ша	<i>Ш ш</i>
Й й	й	<i>Й й</i>	Щ щ	ща	<i>Щ щ</i>
К к	ка	<i>К к</i>	ъ	твёрдый знак	<i>ъ</i>
Л л	эль	<i>Л л</i>	ы	ы	<i>ы</i>
М м	эм	<i>М м</i>	ь	мягкий знак	<i>ь</i>
Н н	эн	<i>Н н</i>	Э э	э	<i>Э э</i>
О о	о	<i>О о</i>	Ю ю	ю	<i>Ю ю</i>
П п	пэ	<i>П п</i>	Я я	я	<i>Я я</i>

**ГРЕЧЕСКИЙ АЛФАВИТ**

Печатные буквы	Рукописные буквы	Транскрипция	Печатные буквы	Рукописные буквы	Транскрипция
Α α	Α α	áльфа	Ν ν	Ν ν	ни (ню)
Β β	Β β	бéта	Ξ ξ	Ξ ξ	кси
Γ γ	Γ γ	гáμμα	Ο ο	Ο ο	óмикрон
Δ δ	Δ δ	дéльта	Π π	Π π	пи
Ε ε	Ε ε	эпсилон	Ρ ρ	Ρ ρ	ро
Ζ ζ	Ζ ζ	дзéта	Σ σς	Σ σς	сигма
Η η	Η η	эта	Τ τ	Τ τ	та́у
Θ θθ	Θ θθ	тэ́та	Υ υ	Υ υ	эпсилон
Ι ι	Ι ι	йóта	Φ φ	Φ φ	фи
Κ κ	Κ κ	ка́ппа	Χ χ	Χ χ	хи
Λ λ	Λ λ	ла́μβда	Ψ ψ	Ψ ψ	пси
Μ μ	Μ μ	ми (мю)	Ω ω	Ω ω	омéга



## ЛАТИНСКИЙ АЛФАВИТ

Печатные буквы	Рукописные буквы	Транскрипция	Печатные буквы	Рукописные буквы	Транскрипция
<b>A B C D E F G H I J K L M</b>	<i>A B C D E F G H I J K L M</i>	а бэ цэ дэ э эф гэ (жэ) ха (аш) и йот (жи) ка эль эм	<b>N O P Q R S T U V W X Y Z</b>	<i>N O P Q R S T U V W X Y Z</i>	эн о пэ ку эр эс тэ у вэ дубль-вэ икс игрек зэт

Латинский шрифт		Немецкий (готический) шрифт		Название букв	
Печатные буквы	Рукописные буквы	Печатные буквы	Рукописные буквы	Международная транскрипция	Транскрипция русскими буквами
A a	<i>A a</i>	A a	<i>A a</i>	[ˈa:]	а
B b	<i>B b</i>	B b	<i>B b</i>	[be:]	бэ
C c	<i>C c</i>	C c	<i>C c</i>	[tse:]	цэ
D d	<i>D d</i>	D d	<i>D d</i>	[de:]	дэ
E e	<i>E e</i>	E e	<i>E e</i>	[ˈe:]	э
F f	<i>F f</i>	F f	<i>F f</i>	[ˈef]	эф
G g	<i>G g</i>	G g	<i>G g</i>	[ge:]	гэ
H h	<i>H h</i>	H h	<i>H h</i>	[ha:]	ха
I i	<i>I i</i>	I i	<i>I i</i>	[ˈi:]	и
J j	<i>J j</i>	I i	<i>J j</i>	[jɔt]	йот
K k	<i>K k</i>	K k	<i>K k</i>	[ka:]	ка
L l	<i>L l</i>	L l	<i>L l</i>	[ˈel]	эл
M m	<i>M m</i>	M m	<i>M m</i>	[ˈem]	эм
N n	<i>N n</i>	N n	<i>N n</i>	[ˈen]	эн
O o	<i>O o</i>	O o	<i>O o</i>	[ˈo:]	о
P p	<i>P p</i>	P p	<i>P p</i>	[pe:]	пэ
Q q	<i>Q q</i>	Q q	<i>Q q</i>	[ku:]	ку
R r	<i>R r</i>	R r	<i>R r</i>	[ˈer]	эр
S s	<i>S s</i>	S s	<i>S s</i>	[ˈes]	эс
T t	<i>T t</i>	T t	<i>T t</i>	[te:]	тэ
U u	<i>U u</i>	U u	<i>U u</i>	[ˈu:]	у
V v	<i>V v</i>	V v	<i>V v</i>	[faʊ]	фау
W w	<i>W w</i>	W w	<i>W w</i>	[ve:]	вэ
X x	<i>X x</i>	X x	<i>X x</i>	[ˈiks]	икс
Y y	<i>Y y</i>	Y y	<i>Y y</i>	[ˈypsilon]	ИПСИЛОН
Z z	<i>Z z</i>	Z z	<i>Z z</i>	[tset]	ЦЭТ

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Басниев К.С., Дмитриев Н.М., Розенберг Г.Д. Нефтегазовая гидромеханика: Учебное пособие для вузов. - М. - Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2005. - 544 с.
2. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. Пер. с англ. - М., Химия, 1974. - 688 с.
3. Викторов М.М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчёты. - Л., Химия, 1977. - 360 с.
4. Войтенко В.С. Прикладная геомеханика в бурении. - М.: Недра, 1990. - 252 с.
5. Воюцкий С.С. Курс коллоидной химии. - М.: Химия, 1976.
6. Даниэльс Ф., Олберти Р. Физическая химия. Пер. с англ. - М.: Мир, 1978. - 648 с.
7. Дегтярёв В.Н. Перекачка высоковязких и застывающих нефтей. - Самара: ВК-Транс, 2006. - 144 с., с илл.
8. Джейкок М., Парфит Дж. Химия поверхностей раздела фаз. Пер. с англ. - М., Мир, 1984. - 269 с.
9. Дроздова Ю.А., Эглит М.Э. Механика сплошных сред. Теория и задачи: Учеб. пособие. - М.: ЦентрЛитНефтеГаз, 2010. - 288 с.
10. Ентов В.М., Гливенко Е.В. Механика сплошной среды и её применение в газонефтедобыче. Введение в механику сплошной среды: Учеб. пособие. - М.: ООО "Недра-Бизнес-центр", 2008. - 204 с., с илл.
11. Есьман Б.И., Габузов Г.Г. Термогидралические процессы при бурении скважин. - М.: Недра, 1991. - 216 с.
12. Зимон А.Д. Коллоидная химия (в том числе и наночастиц): Учебник для вузов. - 5-е изд., доп. и исправл. - М.: Агар, 2007. - 344 с., с илл.
13. Кафаров В.В., Дорохов И.Н. **Системный анализ процессов химической технологии.** Основы стратегии. - М.: Наука, 1976. - 500 с.
14. Кафаров В.В., Дорохов И.Н., Липатов Л.Н. **Системный анализ процессов химической технологии.** Статистические методы идентификации процессов химической технологии. - М.: Наука, 1982. - 345 с.
15. Коган В.Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии. - Л.: Химия, 1977. - 592 с.
16. Козловский Е.А., Питерский В.М., Комаров М.А. Кибернетика в бурении. - М.: Недра, 1982.
17. Левеншпиль О. Инженерное оформление химических процессов. - М.: Химия, 1969. - 624 с.
18. Леонов Е.Г., Исаев В.И. Гидроаэромеханика в бурении: Учебник для вузов. - М.: Недра, 1987. - 304 с.
19. Маковой Н. Гидравлика бурения. Пер. с рум. - М.: Недра, 1986. - 536 с., с илл.
20. **Математическая энциклопедия**/Гл. ред. И.М.Виноградов. Ред. кол. С.И.Адян, П.С.Александров, Н.С.Бахвалов, В.И.Битюцков и др. - М.: Сов. энциклопедия, 1977.
21. **Математический энциклопедический словарь**/Гл. ред. Ю.В.Прохоров. Ред. кол. С.И.Адян, Н.С.Бахвалов, В.И.Битюцков и др. - М.: Сов. энциклопедия, 1988.

22. Ортоли С., Витковски Н. Ванна Архимеда. Краткая мифология науки/Пер. с франц. Д.Баюка. - М.: КоЛибри, 2007. - 240 с.
23. Павлов К.Ф., Романков П.Г., Носков А.А. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии: Учебное пособие для вузов/Под ред. чл.-корр. АН СССР П.Г. Романкова. - 9-е изд., перераб. и доп. - Л.: Химия, 1981. - 560 с., с илл.
24. **Политехнический словарь**/Гл. ред. акад. А.Ю.Ишлинский. - П 50 2-е изд. - М.: Советская энциклопедия, 1980. - 656 с., с илл.
25. Протодяконов И.О., Марцулевич Н.А., Марков А.В. Явления переноса в процессах химической технологии. - Л.:Химия, 1981. - 264 с., с илл.
26. Рабинович Н.Р. Инженерные задачи механики сплошной среды в бурении. - М.: Недра, 1989. - 270 с.
27. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: Справочное пособие /Пер. с англ. под ред. Б.И.Соколова. - 3-е изд., перераб. и доп. - Л.: Химия, 1982. - 592 с., с илл. - Нью-Йорк, 1977.
28. Сборник задач по гидравлике и газодинамике для нефтяных вузов: Учебн. пособие для вузов/Под ред. Г.Д.Розенберга. - М.: Недра, 1990. - 238 с.
29. Синайский Э.Г. Гидромеханика процессов нефтяной технологии. - М.: Недра, 1992. - 192 с.
30. Слеттери Дж.С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах: Пер. с англ. Колпачикова В.Л. и Кортневой Т.С. - М.: Энергия, 1978. - 448 с., с илл.
31. Справочник химика, том V. - Л.: Химия, 1968. - 976 с.
32. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. Пер. с англ. - М.: 1973.
33. Сумм Б.Д. Основы коллоидной химии: учеб. пособие для студ. высш. учеб. заведений/Б.Д. Сумм. - М.: Издательский центр "Академия", 2006. - 240 с.
34. Уилкинсон У.Л. Неньютоновские жидкости. Гидромеханика, перемешивание и теплообмен. Пер.с англ. З.П.Шульмана, под ред. А.В.Лыкова. - М.: Мир, 1964. - 216 с.
35. **Физический энциклопедический словарь**/Гл. ред. А.М.Прохоров. Ред. кол. Д.М.Алексеев, А.М.Бонч-Бруевич, А.С.Боровик-Романов и др. - М.: Сов. энциклопедия, 1984.
36. Фридрихсберг Д.А. Курс коллоидной химии. - 3-е изд., перераб. и доп. - С.-Пб.: Химия, 1995. - 368 с.
37. Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. - 3-е изд., исправл. - М.: Альянс, 2004. - 464 с.
38. **Химический энциклопедический словарь**/Гл. ред. И.Л.Кнунянц. - М.: Сов. энциклопедия, 1983. - 792 с.
39. Шищенко Р.И., Есьман Б.И. Практическая гидравлика в бурении. - М.: Недра, 1966. - 320 с.
40. Шукин Е.Д., Перцов А.В., Амелина Е.А. Коллоидная химия. - 3-е изд., перераб. и доп. - М.: Высшая школа, 2004. - 446 с.

#### Лексикографические источники

41. Александрова З.Е. **Словарь синонимов русского языка**. Ок. 9000 синонимических рядов. Под ред. Л.А. Чешко. Изд. 3-е, стереотип. - М.: Сов. энциклопедия, 1971.



42. *Андреева Н.Н., Арапова Н.С. и др. Словарь иностранных слов: актуальная лексика, толкования, этимология.* - М.: Цитадель, 1997. - 320 с.
43. *Англо-русский словарь/В.К.Мюллер.* - Изд. 16-е, стереотипное. - М.: Советская энциклопедия, 1971. - 912 с.
44. *Англо-русский политехнический словарь.* 80 000 терминов. Под ред. *А.Е.Чернухина.* Изд. 3-е. - М., Русский язык, 1976. - 648 с.
45. **БОЛЬШАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ.** Словарь общедоступных сведений по всем отраслям знания. Под редакцией *С.Н.Южакова.* Третье издание со стереотипа. Санкт-Петербург. Книгоиздательское т-во "Просвещение", 1903 г.
46. *Большой англо-русский словарь/В двух томах.* Под общ. руковод. *И.Р.Гальперина.* - М.: Советская энциклопедия, 1972.
47. *Брокгауз Ф.А., Ефрон И.А. Энциклопедический словарь.* Современная версия. - М.: Изд-во "Эксмо", 2003. - 672 с.
48. *Греческо-русский словарь/А.Д.Вейсман.* - Изд. 5-е. - С.-Петербург, 1899. - 1370 с.
49. *Даль Владимир. Толковый словарь живого великорусского языка.* Воспроизведение второго издания 1880-1882 гг. - М.: Русский язык, 1978.
50. *Даль Владимир. Толковый словарь живого великорусского языка.* Репринтное воспроизведение издания 1903-1909 гг., осуществлённого под редакцией профессора *И.А. Бодуэна де Куртенэ.* - М.: ТЕРРА, 2000. В 4 т.
51. *Кедринский В.В. Англо-русский словарь по химии и переработке нефти.* - Изд. 2-е, перераб. и доп. - М.: Русский язык, 1975. - 769 с.
52. *Кротов В. Словарь парадоксальных определений.* - М.: КРОН-ПРЕСС, 1995. - 480 с.
53. *Латинско-русский словарь/И.Х.Дворецкий.* - Изд. 2-е, перераб. и доп. - М.: Русский язык, 1976. - 1096 с.
54. *Логический словарь/Н.И.Кондаков.* - М.: Наука, 1971. - 656 с.
55. *Немецко-русский словарь.* 80 000 слов. Под ред. *А.А.Лепинга и Н.П.Страховой.* Изд. 7-е стереотипное. - М.: Русский язык, 1976.
56. *Ожегов С.И. Словарь русского языка: Ок. 57 000 слов/Под ред. чл.-корр. АН СССР Н.Ю. Шведовой.* - 19-е изд., испр. - М.: Русский язык, 1987.
57. *Орфографический словарь русского языка/Под ред. С.Г.Бархударова, С.И.Ожегова и А.В.Шапиро.* Около 104 000 слов. Изд. 9-е. - М.: Сов. энциклопедия, 1969.
58. *Словарь иностранных слов: актуальная лексика, толкования, этимология./ Н.Н.Андреева, Н.С.Арапова и др.* - М.: Цитадель, 1997. - 320 с.
59. *Словарь иностранных слов и выражений/Авт.-сост. Н.В.Трус, Т.Г.Шубина.* - Мн.: Современ. литератор, 1999. - 576 с. - Энциклопедический справочник.
60. *Словарь физиологических терминов/Отв. редактор О.Г.Газенко.* - М.: Наука, 1987. - 447 с.
61. *Современный словарь иностранных слов.* - СПб.: Дуэт, 1994. - 752 с.
62. *Терра-Лексикон: Иллюстрированный энциклопедический словарь.* - М.: Терра, 1998. - 672 с., с илл.
63. *Толковый словарь русского языка с включением сведений о происхождении слов/РАН. Институт русского языка им. В.В.Виноградова. Отв. ред. Н.Ю.Шведова.* - М.: Издательский центр "Азбуковник", 2007. - 1175 с.
64. *Трудности словоупотребления и варианты норм русского литературного языка/Словарь-справочник. Ред. К.С.Горбачевин.* - Л.: Наука, ленинградское отделение, 1971. - 520 с.

65. Фасмер М. **Этимологический словарь русского языка**/Пер. с нем. и доп. О.Н.Трубачёва. Под ред. Б.А.Ларина. Изд. 2-е, стереотип. - М.: Прогресс, 1986.
66. **Философский энциклопедический словарь**/Гл. редакция: Л.Ф.Ильичёв, П.Н.Федосеев, С.М.Ковалёв, В.Г.Панов. - М.: Сов. энциклопедия, 1983. - 840 с.
67. **Французско-русский словарь**: 51 000 слов./К.А.Ганшина. - 8-е изд., стереотип. - М.: Русский язык, 1979. - 912 с.
68. Хориков И.П., Малев М.Г. **Новогреческо-русский словарь**/Под ред. П.Пердикиса и Т.Папандопулоса. - М.: Культура и традиции, 1993, ок. 67 000 сл.
69. Черных П.Я. Историко-этимологический современный словарь русского языка: в 2 т./П.Я.Черных.- 8-е изд., стереотип.- М.: Рус. яз.- Медиа, 2007.

#### **Дополнительная литература**

70. Джуа М. История химии. Пер. с англ. Г.В.Быкова, под ред. С.А.Погодина. - М.: Мир, 1975. - 480 с., с илл.
71. Протодьяконов И.О., Сыщиков Ю.В. Турбулентность в процессах химической технологии: - Л.: Наука, 1983. - 318 с., с илл.
72. Протодьяконов И.О., Чесноков Ю.Г. Гидромеханические основы процессов химической технологии: Учеб. пособие для вузов. - Л.: Химия, 1987. - 360 с., с илл.

## СОДЕРЖАНИЕ

Уточнения значений терминов.....	2
Условные обозначения и единицы измерения.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	7
<b>1. Основные закономерности течения ньютоновских жидкостей.....</b>	<b>8</b>
<b>1.1. Закон вязкого трения Ньютона.....</b>	<b>8</b>
<b>1.2. Обсуждение закона Ньютона.....</b>	<b>10</b>
<b>1.3. Общие закономерности течения ньютоновских жидкостей.....</b>	<b>13</b>
<b>1.4. Решения уравнений течения ньютоновских жидкостей.....</b>	<b>18</b>
1.4.1. Каналы круглого сечения.....	18
<i>Решение I уравнений течения ньютоновских жидкостей</i>	
<i>Решение II уравнений течения ньютоновских жидкостей</i>	
1.4.2. Каналы кольцевого сечения.....	21
<i>Решение I уравнений течения ньютоновских жидкостей</i>	
<i>Решение II уравнений течения ньютоновских жидкостей</i>	
1.4.3. Плоский канал.....	24
<b>2. Основные закономерности течения неньютоновских жидкостей.....</b>	<b>26</b>
<b>2.1. Градиент скорости и скорость деформации.....</b>	<b>28</b>
<b>2.2. Вязкопластичные жидкости.....</b>	<b>29</b>
<b>2.3. Бингамовские жидкости.....</b>	<b>31</b>
<b>2.4. Общие закономерности течения тел Шведова и тел Бингама.....</b>	<b>34</b>
<b>2.5. Решения уравнений течения неньютоновских жидкостей.....</b>	<b>35</b>
2.5.1. Каналы круглого сечения.....	35
<i>Решение уравнений течения для тел Шведова и Бингама</i>	
<i>Решение уравнений течения для бингамовских жидкостей</i>	
<i>Решение уравнений течения для вязкопластичных жидкостей</i>	
2.5.2. Каналы кольцевого сечения.....	42
<i>Решение уравнений течения для бингамовских жидкостей</i>	
<i>Решение уравнений течения для вязкопластичных жидкостей</i>	
<b>2.6. Каналы с эксцентричным кольцевым пространством.....</b>	<b>46</b>
<b>3. Динамика движения бурильной колонны при СПО.....</b>	<b>49</b>
<b>4. Алгоритм получения уравнений разгона и торможения.....</b>	<b>51</b>
<b>5. Динамика течения бурового раствора в заколонном   пространстве скважины при спуско-подъёмных операциях.....</b>	<b>53</b>
<b>6. Алгоритм расчёта динамических нагрузок на пласт.....</b>	<b>57</b>
<b>7. Пример расчёта.....</b>	<b>63</b>
<b>8. Определения некоторых понятий и терминов.....</b>	<b>75</b>
Приложение 1. Русский алфавит.....	201
Приложение 2. Греческий алфавит.....	202
Приложение 3. Латинский алфавит.....	203
Приложение 4. Латинский готический шрифт.....	204
Библиографический список.....	205
<b>Содержание определений понятий и терминов.....</b>	<b>210</b>

## Содержание определений понятий и терминов

### А

Агрегация.....	75
Аксиальный.....	75
Анизотропия.....	75
Архимеда закон.....	75
Архимеда критерий.....	75
Асимптота.....	76

### Б

Бингама тела см. <i>Бингамовские жидкости</i>	
Бингамовские жидкости ( <i>тела Бингама</i> ).....	76

### В

Вектор.....	78
Входной участок см. <i>Стабилизации гидродинамической участок</i>	
"ВЯЗАТЬ, вязывать что..." ( <i>Владимир Даль</i> ).....	79
Вязкие жидкости см. <i>Ньютоновские жидкости</i>	
Вязкого трения закон Ньютона.....	79
Вязкопластичные жидкости ( <i>тела Шведова</i> ).....	81
Вязкости коэффициент динамический.....	84
Вязкости коэффициент кинематический.....	85
Вязкости пластической коэффициент см. <i>Пластическая вязкость</i>	
Вязкости структурной коэффициент см. <i>Структурная вязкость</i>	
Вязкость.....	85
Вязкость динамическая см. <i>Вязкости коэффициент динамический</i>	
Вязкость кажущаяся см. <i>Кажущийся, Наблюдаемая вязкость</i>	
Вязкость кинематическая см. <i>Вязкости коэффициент кинематический</i>	
Вязкость локальная см. <i>Наблюдаемая вязкость</i>	
Вязкость молекулярная.....	87
Вязкость наблюдаемая см. <i>Наблюдаемая вязкость</i>	
Вязкость пластическая см. <i>Пластическая вязкость, Реологические модели течения, Структурная вязкость</i>	
Вязкость реальная см. <i>Наблюдаемая вязкость</i>	
Вязкость структурная см. <i>Структурная вязкость, Пластическая вязкость</i>	
Вязкость турбулентная.....	88
Вязкость эффективная см. <i>Наблюдаемая вязкость</i>	

### Г

Газ.....	90
Гели.....	91

Гидравлика.....	91
Гидравлические сопротивления см. <i>Сопротивление течению жидкостей</i>	
Гидродинамика.....	92
Гидродинамический пограничный слой см. <i>Пограничный слой, Турбулентности теория Прандтля, раздел 1.3.</i>	
Гидростатика.....	92
Гомохронности критерий.....	93
Градиент.....	93
Граничные условия.....	94
<b>Д</b>	
Давление.....	94
Деформации скорость в рассматриваемой точке.....	94
Деформация.....	94
Деформация жидкости.....	95
Диаметр эквивалентный.....	95
Дилатантная жидкость см. <i>Неньютоновские жидкости</i>	
Динамика.....	95
Динамическое напряжение сдвига.....	96
Динамичность.....	96
Дисперсии см. <i>Дисперсные системы</i>	
Дисперсионная среда.....	96
Дисперсная фаза.....	96
Дисперсность.....	96
Дисперсные системы.....	97
Диссипация.....	99
<b>Е</b>	
Есьмана параметр см. <i>Подобия критерий, (П-2)</i>	
<b>Ж</b>	
Жидкости неньютоновские см. <i>Неньютоновские жидкости</i>	
Жидкость.....	100
<b>З</b>	
"ЗАКОНЪ... " ( <i>Владимир Даль</i> ).....	101
Закон.....	102
Закономерность.....	103
Закон течения см. <i>Течения закон</i>	
Золи, коллоидные растворы.....	103
<b>И</b>	
Идеальная жидкость.....	105
Изотропия.....	108



Ильюшина критерий см. <i>Подобия критерий</i> , (П-3)	
Импульс.....	108
Инерция.....	109

## К

Кажущаяся вязкость.....	109
Кажущийся.....	110
"КАЗАТЬ, казывать..." (Владимир Даль).....	110
Касательное напряжение см. <i>Напряжение</i>	
Квази.....	110
Кинематика.....	110
Коллоидные растворы, золи.....	110
Коллоидные системы.....	111
Комок (в гидродинамике).....	112
"КОМЬ..." (Владимир Даль).....	113
Консистенция.....	113
Константа.....	113
Концепция.....	113
Коэффициент.....	114
Кривая.....	114
Кривая течения.....	114
Кривизна.....	114
Критериальное уравнение.....	115
Критерий.....	115
Критическое значение.....	116

## Л

Ламинарное течение.....	116
Ламинарное течение тел Шведова и Бингама.....	118
Линия тока.....	119
Логарифм числа $N$ по основанию $a \neq 1$ .....	119
Логарифмирование.....	122
... Логия.....	122
Локализация.....	122
Локальная вязкость.....	122
Локальный.....	122

## М

Макро.....	123
Макроуровень.....	123
Масса.....	123
Маха критерий см. <i>Подобия критерий</i> , (П-4)	
Мера.....	123

Механика.....	124
Микро.....	125
Микроуровень.....	125

## Н

Наблюдаемая вязкость.....	125
Напряжение (в механике твёрдых и жидких тел).....	127
Напряжение сдвига см. <i>Напряжение</i>	
Напряжение сдвига предельное.....	129
"Натура..." (Владимир Даль).....	129
Неньютоновские жидкости.....	129
Непрерывности свойство.....	136
Неразрывности потока уравнение.....	136
Нормаль.....	136
Ньютоновские жидкости (вязкие жидкости).....	136

## О

Определение (научн.).....	137
"ОПРЕДЕЛЯТЬ, определить что..." (Владимир Даль).....	138
Определяемый критерий см. <i>Критериальное уравнение, Критерий</i>	
Определяющий критерий см. <i>Критериальное уравнение, Критерий</i>	
Определяющий размер.....	138
Отношение.....	138

## П

Пар.....	140
Параметр.....	141
Паскаля закон.....	141
Переноса явления.....	141
Периметр.....	143
Периметр смоченный.....	143
"ПЛАСТИКА" (Владимир Даль).....	143
Пластическая вязкость (структурная вязкость).....	143
Пластичности параметр см. <i>Подобия критерий, (П-5)</i>	
Пластичность жидкости.....	143
Плотность.....	144
Пограничный слой.....	144
Подобия константа.....	147
Подобия критерий.....	147
Поле физической величины.....	148
Понятие.....	151
Потери давления см. <i>Сопротивление течению жидкостей</i>	
Поток.....	153

Предел текучести истинный см. <i>Напряжение сдвига предельное</i>	
"ПРИРОДА" (Владимир Даль).....	153
Процесс.....	153
Псевдопластичные жидкости.....	153
Пульсация.....	155
Путь смешения.....	155
<b>Р</b>	
Радиус гидравлический.....	155
Размер определяющий см. <i>Определяющий размер</i>	
Реальная вязкость.....	155
Режим.....	156
Рейнольдса критерий см. <i>Подобия критерий, (П-6)</i>	
Рейнольдса критерий модифицированный см. <i>Подобия критерий, (П-7)</i>	
Рейнольдса критерий обобщенный см. <i>Подобия критерий, (П-8)</i>	
Реологические модели течения.....	156
Реология.....	162
<b>С</b>	
Сен-Венана параметр см. <i>Подобия критерий, (П-9)</i>	
Сила.....	162
Сила инерции.....	163
Сила тяжести.....	163
Скаляр.....	163
Скорость.....	163
Соотношение см. <i>Отношение</i>	
Сопrotивление течению жидкостей.....	164
Сплошная среда.....	167
Сплошности потока уравнение.....	168
Среда.....	169
Стабилизации гидродинамической участок.....	170
Статическое напряжение сдвига.....	170
Стационарность.....	170
Стационарный процесс.....	170
Степенная жидкость см. <i>Неньютоновские жидкости</i>	
Структура.....	172
Структура потока.....	173
Структурная вязкость ( <i>пластическая вязкость</i> )	
Структурность.....	180
Субстанция.....	180
Суспензии.....	181
Сущность.....	181

## Т

Тейлора параметр см. <i>Подобия критерий</i> , (П-10)	
Тело Бингама см. <i>Бингамовские жидкости</i>	
Тело Оствальда см. <i>Псевдопластичные жидкости</i>	
Тело Шведова см. <i>Вязкопластичные жидкости</i>	
Термин технический, специальный.....	182
Течения закон.....	182
"ТЕЧЬ, текать..." (Владимир Даль).....	182
Турбулентное течение.....	183
Турбулентности теория Прандтля.....	185
Турбулентный пограничный слой.....	191

## У

Упругости предел (в реологии).....	193
Ускорение.....	193
Условия однозначности.....	193

## Ф

Физика.....	194
Флуктуации.....	194
Форма.....	194
Формализация.....	195

## Х

Хедстрема параметр см. *Подобия критерий*, (П-11)

## Ч

Частица (в гидродинамике).....	195
--------------------------------	-----

## Ш

Шведова тела см. *Вязкопластичные жидкости*  
Шмидта критерий см. *Подобия критерий*, (П-12)

## Э

Эйлера критерий см. <i>Подобия критерий</i> , (П-13)	
Элементы системы.....	197
Энергия.....	197
Эпюр, эпюра.....	198
Эффект.....	198
Эффективная вязкость см. <i>Локальная вязкость, Кажущаяся вязкость, Наблюдаемая вязкость, Эффект.</i>	

## Я

"Яв <u>и</u> ть, яв <u>л</u> ять, яв <u>л</u> ивать что..." (Владимир Даль).....	198
Явление.....	199
Ядро потока.....	199

Учебное издание

ЦИВИНСКИЙ Дмитрий Николаевич

**Расчёт динамики течения жидкости и  
гидравлического сопротивления при  
проведении спускоподъёмных  
операций в скважине**

Печатается в авторской редакции

Корректор Алендукова Н.А.

Подписано в печать 25.12.2014

Формат 16×84 1/16. Бумага офсетная

Усл. п. л. 12, 55.

Уч. -изд. л. 12.

Тираж 150. Рег. №248/14.

---

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
"Самарский государственный технический университет"  
443100, г. Самара, ул. Мологвардейская, 244.  
Главный корпус.

Отпечатано в типографии  
Самарского государственного технического университета  
443100, г. Самара, ул. Мологвардейская, 244.,  
корпус №8.