

УДК 532.133

Кирис А. В., Гарагуля Б. А.
НУ «ОМА»

ВЯЗКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕХНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Вязкость или внутреннее трение, является одним из важнейших физических свойств жидкости, проявляющаяся при движении реальных жидкостей. Общеизвестно, что в гидромеханике и технических расчетах используют два коэффициента вязкости: динамический μ и кинематический ν . В размерность μ ([Па·с]

или $\left[\frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}} \right]$) входит масса или сила, которые являются характерными

признаками динамики. Поэтому эта физическая величина получила название динамического коэффициента вязкости. Размерность же

$\nu = \frac{\mu}{\rho} \left(\left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right] \right)$ включает только геометрический размер без

рассмотрения причины движения (т.е. массы, силового воздействия и т.д.). Поэтому ν называется кинематическим коэффициентом вязкости.

В большинстве учебников [1–3], рекомендованных для изучения курса гидромеханики, не совсем понятно различие между этими двумя коэффициентами, хотя определяющий термин «**вязкость**» присутствует в обоих названиях. Поэтому, по нашему мнению, необходимо проанализировать фундаментальные труды по механике жидкости и газа [3–6] и на основании такого анализа показать физическое различие между динамическим и кинематическим коэффициентами вязкости.

Впервые наличие внутреннего трения между слоями частиц несжимаемой жидкости было отмечено И. Ньютоном, высказавшим в 1687 г. гипотезу о том, что величина сил внутреннего трения между слоями частиц жидкости зависит от свойств жидкости и пропорциональна площади поверхности соприкосновения слоев частиц (площади трения) и их относительной скорости перемещения. Позднее эта гипотеза была подтверждена целым рядом экспериментов [3, 4] и математически представлена законом вязкости (внутреннего трения) Ньютона, для движения жидкости при

небольших скоростях (ламинарном режиме течения) вдоль плоской поверхности.

Молекулярно-кинетическая теория объясняет наличие вязкости движением и взаимодействием молекул. Механизмы проявления вязкости в газах и капельных жидкостях различны. В газах расстояние между молекулами существенно больше радиуса действия молекулярных сил и поэтому вязкость газов определяется, главным образом, молекулярным движением. Между движущимися относительно друг друга слоями газа происходит постоянный обмен молекулами, обусловленный их непрерывным хаотическим (тепловым) движением. Переход молекул из одного слоя в соседний, движущийся с иной скоростью, приводит к переносу от слоя к слою определенного количества движения. В результате медленные слои ускоряются, а более быстрые замедляются. Работа внешней силы T , уравнивающей вязкое сопротивление движению и поддерживающей установившееся течение, полностью переходит в теплоту.

В условиях установившегося ламинарного течения при постоянной температуре вязкость газов и нормальных (т. н. ньютоновских) жидкостей является постоянной величиной, не зависящей от градиента скорости [4].

Для определения напряжения сил трения идеальных газов в молекулярно-кинетической теории приводится следующее соотношение [5, 6]:

$$\tau = \frac{1}{3} \rho c \ell \frac{du}{dn}, \quad (1)$$

где ρ – плотность газа;

c – средняя скорость молекул;

ℓ – длина свободного пробега молекулы между её соударениями с другими молекулами;

$\frac{du}{dn}$ – градиент скорости по нормали к направлению движения

(здесь du – скорость смещения одного слоя относительно другого, а dn – расстояние между осями двух смежных слоев);

τ – напряжение сил трения, возникающих на поверхности соприкосновения слоев.

Средняя длина свободного пробега молекулы, которая входит в эту формулу, обратно пропорциональна числу молекул в единице

объема и, следовательно, обратно пропорциональна плотности газа. С учетом того, что скорость движения молекул определяется только тепловым состоянием газа (т. е. не зависит от плотности), становится понятным, почему в разреженных газах силы трения (вязкость) не зависят от плотности, а с повышением давления возрастают.

Последняя формула позволяет также установить характер изменения вязкости газа при изменении температуры. Средняя скорость теплового движения молекул с при увеличении температуры возрастает. Следовательно, при этом возрастает и вязкость газа.

Для капельных (несжимаемых) жидкостей наблюдается обратная зависимость: с возрастанием температуры их вязкость убывает. Это объясняется тем, что природа сил трения в несжимаемых жидкостях отличается от таковой в газах. В данном случае молекулы лишены возможности свободно двигаться по всем направлениям, как это имеет место в газе. Они могут лишь колебаться вокруг своего среднего положения, перемещаясь в своих слоях по направлению потока. При возрастании температуры колебательное движение молекул усиливается, силы сцепления между ними ослабевают и вязкость уменьшается.

Как отмечено выше, закон вязкости Ньютона был установлен для ламинарного режима течения основного потока ($Re < 2320$). На практике в большинстве случаев мы имеем дело с неустановившимся турбулентным движением жидкости. В этом случае закон приобретает несколько иной вид. В связи с наличием в действительном турбулентном потоке поперечных пульсационных скоростей существует обмен («турбулентный обмен») частицами жидкости между двумя соседними слоями жидкости. Эффект такого рода перемешивания частиц жидкости аналогичен действию сил внутреннего трения. Напряжения τ_T , обусловленные этим условным трением, называются турбулентными касательными напряжениями и обозначаются через τ_T .

Турбулентные касательные напряжения τ_T могут быть выражены, согласно [4], следующей зависимостью, совпадающей с математической записью закона Ньютона:

$$\tau_T = \mu_T \frac{du}{dn}, \quad (2).$$

μ_T – коэффициент пропорциональности, называемый динамическим коэффициентом турбулентной вязкости.

В соответствии с [6], динамический коэффициент турбулентной вязкости μ_T выражается зависимостью, полученной в предположении отсутствия молекулярной вязкости (характеризуемой коэффициентом μ):

$$\mu_T = \rho \ell^2 \frac{du}{dn}, \quad (3).$$

где величину ℓ принято называть длиной пути смешения или перемешивания.

В общем случае действительный поток должен одновременно обладать и молекулярной и турбулентной вязкостями. Поэтому полное суммарное касательное напряжение τ записывается в виде

$$\tau = \mu \frac{du}{dn} + \mu_T \frac{du}{dn}. \quad (4).$$

В случае ламинарного движения второй член правой части (4) отпадает; при этом напряжение трения τ получается пропорциональным первой степени средней скорости. В случае турбулентного движения при достаточно больших числах Рейнольдса второй член правой части (4) значительно превышает первый, при этом с молекулярной вязкостью можно вообще не считаться.

Около стенок трубы пульсации течения исчезают, что приводит к уничтожению в этой области дополнительных сил трения, вызванных турбулентностью. Поэтому около стенок трубы (в пограничном слое) течение можно считать ламинарным.

Физический смысл динамического коэффициента вязкости определяется из единиц его измерения

$$\mu = \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \cdot \frac{\text{м}}{\text{м/с}} \right] = \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^3/\text{с}} \right] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3/\text{с}} \right],$$

т. е. динамический коэффициент вязкости показывает работу (Дж) объемного расхода жидкости ($\text{м}^3/\text{с}$), которая расходуется на преодоление сил внутреннего трения и определяет внутреннее сопротивление жидкости силе, которая заставляет эту жидкость течь.

В технических расчетах обычно используют кинематический коэффициент вязкости ν , физический смысл которого также определяется из анализа размерностей:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^3/\text{с}} \right] : \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right] = \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{кг}} \right] = \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кг} \cdot \text{с}} \right],$$

т. е. кинематический коэффициент вязкости показывает работу массового расхода жидкости.

Значения μ и ν для воды и воздуха при $T = 300 \text{ К}$ и $p = 10 \text{ Па}$ приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Несжимаемая жидкость	μ , Па·с	ν , м ³ /с	Сжимаемая жидкость	μ , Па·с	ν , м ³ /с
Вода	$10,1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-6}$	Воздух	$18,5 \cdot 10^{-6}$	$1,51 \cdot 10^{-5}$

Если большее почти на 2 порядка значение динамического коэффициента вязкости воды по сравнению с воздухом объяснимо, то в 15 раз меньшее ν для воды объясняется тем, что в формуле $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ плотность ρ стоит в знаменателе, которая у воды примерно в 800 раз больше по сравнению с воздухом.

Таким образом, величина динамического коэффициента вязкости зависит от характера движения жидкости. т. е. является функцией числа Re:

$$\mu = f(\text{Re}), \quad \text{где } \text{Re} = \frac{\rho L v}{\mu} = \frac{L v}{\nu} \quad (5)$$

Здесь L – характерный размер тела, v – скорость движения среды.

Как можно видеть из формулы (5) число Re пропорционально отношению сил сопротивления к силам вязкостного трения. По формуле (5) при движении какой-либо среды со скоростью v число Re убывает при увеличении коэффициента ν . Когда числа Re малы, то при движении капельной жидкости силы, обусловленные трением, преобладают над силами сопротивления среды. Наоборот, бóльшие числа Re (которые при одинаковых скоростях и геометрических размерах тел (каналов) наблюдаются при малых значениях ν)

указывают на преобладание сил сопротивления среды в сравнении с силами трения.

$$\text{Re} = \frac{\rho L v}{\mu} \approx \frac{S \rho v^2}{\mu S \frac{v}{L}} \approx \frac{F}{T} \quad ^1$$

Бóльший кинематический коэффициент вязкости воздуха говорит о том, что по причине малой плотности силы сопротивления движению воздуха превалируют над силами трения при скоростях, значительно бóльших, чем при движении капельных жидкостей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курбатов Ю.Л. и др. Гідрогазодинаміка у теплотехніці, Норд-Пресс, Донецк, 2009.
2. Гидравлика, пневматика и термодинамика: курс лекций под ред. В. М. Филина. – ИНФРА-М, 2011.
3. Лойцинский Л. Г. Механика жидкостей и газа, – М.: Недра, 1987.
4. Фабрикант Н.Я. Аэродинамика, М.: Наука, 1964.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 6, «Гидромеханика», – М.: Наука, 1986.
6. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Пер. с нем. М., Изд-во иностр. Лит., 1951.

¹ По закону, открытому Ньютоном [3], сила сопротивления среды $F = C_x \frac{\rho v_2^2}{2} S$, где C_x – числовой коэффициент, различный для тел разных форм (в т.ч. трубопроводов разных диаметров, шероховатостей стенок, конфигураций).