

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  $\mu$  и кинематический  $\nu$ . В размерность  $\mu$  ([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  $\nu$  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  $\rho$  – плотность газа;

$c$  – средняя скорость молекул;

$\ell$  – 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);

$\tau$  – 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  $\tau_T$ , обусловленные этим условным трением, называются турбулентными касательными напряжениями и обозначаются через  $\tau_T$ .

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

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

$\mu_T$  – коэффициент пропорциональности, называемый динамическим коэффициентом турбулентной вязкости.

В соответствии с [6], динамический коэффициент турбулентной вязкости  $\mu_T$  выражается зависимостью, полученной в предположении отсутствия молекулярной вязкости (характеризуемой коэффициентом  $\mu$ ):

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

где величину  $\ell$  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  $\tau$  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  $\tau$  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  $\nu$ , 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  $\mu$  и  $\nu$  для воды и воздуха при  $T = 300 \text{ К}$  и  $p = 10 \text{ Па}$  приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Несжимаемая жидкость	$\mu$ , Па·с	$\nu$ , м <sup>3</sup> /с	Сжимаемая жидкость	$\mu$ , Па·с	$\nu$ , м <sup>3</sup> /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  $\nu$  для воды объясняется тем, что в формуле  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  плотность  $\rho$  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  $\nu$ . 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  $\nu$ )

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.

---

<sup>1</sup> 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).