

УДК 532.13: 534.64

А.С. Лукьянова

Одесская национальная академия пищевых технологий, ул. Канатная, 112, г. Одесса, 65039, Украина
ORCID: orcid.org/0000-0003-0323-4198

ОБЪЕМНАЯ ВЯЗКОСТЬ ФЛЮИДОВ: СОВРЕМЕННЫЕ ФИЗИКО-АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ РАЗВИТИЯ

В работе обозначена значимость учета объемной вязкости при описании высокоинтенсивных процессов, таких как взрывы, истечение с высокими скоростями, акустические явления, а также в особых точках состояния вещества. Приведен тензор напряжений Ньютонической жидкости с учетом коэффициента объемной вязкости. Обсуждены молекулярный механизм возникновения объемной вязкости и ее вклад в акустические явления. Сделан обзор методов молекулярного моделирования объемной вязкости и средств ее измерения. Рассматриваются проблемы нахождения объемной вязкости в окрестностях критической точки жидкость-газ.

Ключевые слова: Объемная вязкость; Тензор напряжений; Релаксация; Звуковые волны; Молекулярное моделирование; Акустическая спектроскопия; Оптические методы.

О.С. Лук'янова

Одеська національна академія харчових технологій, вул. Канатна, 112, м. Одеса, 65039, Україна

ОБ'ЄМНА В'ЯЗКІСТЬ ФЛЮЇДІВ: СУЧАСНІ ФІЗИКО-АНАЛІТИЧНІ УЯВЛЕННЯ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ЇХ РОЗВИТКУ

У роботі позначена значущість врахування об'ємної в'язкості при описі високоінтенсивних процесів, таких як вибухи, витікання з високими швидкостями, акустичні явища, а також в особливих точках стану речовини. Приведений тензор напружень Ньютонівської рідини з урахуванням коефіцієнта об'ємної в'язкості. Обговорені молекулярний механізм виникнення об'ємної в'язкості і її вклад в акустичні явища. Зроблений огляд методів молекулярного моделювання об'ємної в'язкості і засобів її виміру. Розглядаються проблеми знаходження об'ємної в'язкості поблизу критичної точки рідина-газ.

Ключові слова: Об'ємна в'язкість; Тензор напружень; Релаксація; Звукові хвилі; Молекулярне моделювання; Акустична спектроскопія; Оптичні методи.

DOI: 10.15673/0453-8307.4/2015.38333



This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

I. ВВЕДЕНИЕ

В гидродинамических уравнениях для сжимаемых жидкостей и газов присутствуют два коэффициента вязкости – сдвиговая и объемная. Для решения некоторых задач необходимо знание обоих коэффициентов. В частности, значительный интерес представляет объемная вязкость продуктов взрыва в области детонационных состояний [2]. Модель ударной волны при взрыве многокомпонентной среды с учетом объемной вязкости более точно отражает свойства реальных сред. Существует необходимость определения объемной вязкости для газовой реактивной струи самолетных и ракетных двигателей. Использование коэффициента объемной вязкости необходимо для адекватного моделирования обтекания пилотируемых космических аппаратов. Существенным оказывается вклад объемной вязкости при изучении двухфазных потоков жидкость-газ и жидкость-твердое тело [14]. Учет объемной вязкости нефти

играет важную роль при моделировании фильтрации газожидкостных систем в пористой среде [6]. Экспериментальное исследование объемной вязкости жидкости в состоянии, близком к критической точке жидкость-газ, наиболее успешно проводится в условиях невесомости [9], что, естественно, трудно реализуемо, поэтому необходимо найти способ аналитически предсказывать значение объемной вязкости в критическом состоянии.

Понятие объемной вязкости появилось в середине прошлого века. Изучением объемной вязкости занимаются сразу несколько направлений: физическая акустика, гидродинамика, молекулярно-кинетическая теория газов и жидкостей. Если учение об объемной вязкости в акустике развивалось постепенно, то прояснение физической природы объемной вязкости в кинетической теории появилось относительно недавно. Оценка коэффициентов объемной вязкости моделированием молекулярно-динамических процессов стала возможно с появлением мощных компьютеров. Оба

направления, акустическое и молекулярно-кинетическое, имеют важное практическое значение и продолжают развиваться в теоретическом и экспериментальном плане. Понятие объемная вязкость описывается в работах Ландау Л. Д., Валландера С.В., Михайлова Я. Г. и др. [1, 4, 7, 17, 15], моделированию коэффициента посвящены работы [12, 18–20, 22], экспериментальное определение объемной вязкости рассмотрено в статьях [11, 13, 16, 26].

Задачами данной работы являются изучение физического смысла объемной вязкости, анализ механизма ее проявления и оценка возможности аналитического определения объемной вязкости.

II. ТЕНЗОР НАПРЯЖЕНИЙ И ВЯЗКОСТЬ ЖИДКОСТИ

В реальных вязких жидкостях наблюдаются нормальные и касательные (сдвиговые) напряжения. Нормальное напряжение на поверхности жидкости появляется в результате передачи импульса молекулами жидкости при тепловом движении, а сдвиговое возникает при направленном движении жидкости. Опытным путем было определено, что полное вязкое напряжение пропорционально скоростному градиенту. [1]

Связь между тензором напряжений τ_{ij} и тензором скоростей деформаций ε_{ij} в жидкости для любых осей координат имеет вид [24]:

$$\tau_{ij} = (-p + \zeta \nabla \cdot \vec{v}) \delta_{ij} + 2\mu \cdot \varepsilon_{ij} \quad (1)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера.

В формулу (1) входят два параметра: коэффициент вязкости μ (сдвиговая вязкость) и второй коэффициент вязкости ζ (объемная вязкость). Если оба они равны нулю, то тензор напряжений вязкой жидкости обращается в тензор напряжений идеальной жидкости. Сдвиговая вязкость характеризует свойство жидкости оказывать сопротивление перемещению одного ее слоя относительно другого. Ее можно определить экспериментально и теоретически. Объемная вязкость характеризует свойства вещества необратимо превращать механическую энергию в тепло при неравновесной объемной деформации. Второй коэффициент вязкости исследовать трудно. В случае если жидкость несжимаема, он выпадает из уравнений. Часто вторым коэффициентом вязкости называют выражение

$\zeta' = \zeta + \frac{2}{3} \mu$. Однако это выражение не имеет

физического смысла и применяется для удобства. Коэффициенты ζ и μ являются величинами одного порядка только в некоторых одноатомных газах. В большинстве случаев значение объемной вязкости намного превосходит значение сдвиговой, и их соотношение изменяется с ростом температуры (рисунок 1).

III. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТИ

Рассмотрим механизм проявления объемной вязкости. При восстановлении термодинамического равновесия среды, которое было нарушено из-за изменения давления и температуры, возникает значительная диссипация энергии. Когда сжатие небольшого объема вещества происходит быстро, энергия, передаваемая в систему, сначала будет распределяться на поступательные степени свободы и только потом, спустя время релаксации, часть ее перейдет во вращательные и колебательные степени свободы молекул (рисунок 2).

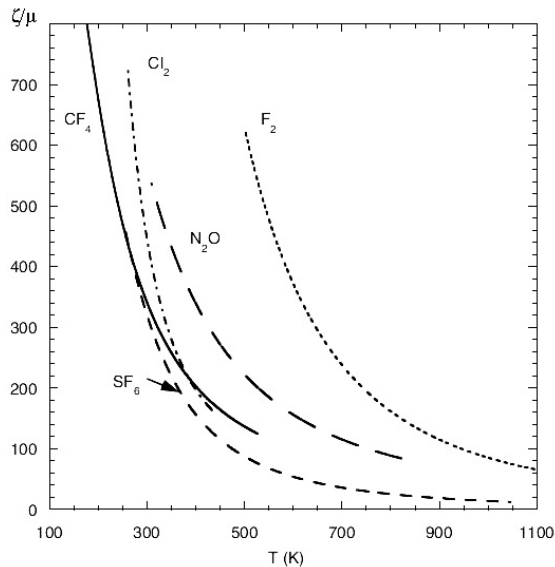


Рисунок 1 – Зависимость отношения объемной и сдвиговой вязкости от температуры некоторых веществ

Поскольку давление определяется только поступательным движением молекул, то в начальный момент времени оно будет несколько выше, чем в случае медленного равновесного процесса. Этот эффект приводит к появлению избыточного гидростатического давления при сжатии и к дополнительному уменьшению давления при расширении системы. Для преодоления этого избыточного давления, например, при движении тела в газе, необходимо приложить дополнительное усилие. Можно сказать, что появляется дополнительная сила трения, количественной мерой которой выступает коэффициент объемной вязкости. Таким образом, коэффициент объемной вязкости является макроскопическим выражением неравновесности по внутренним степеням свободы [8].

Однако в жидкости объемная вязкость связана не только с перераспределением энергии в молекулах, но и с изменением ее молекулярной структуры. В группе молекул, связанных дисперсионными или ориентационными взаимодействиями и водородными связями, разрываются старые связи и образуются новые, происходит изменение структуры жидкости.

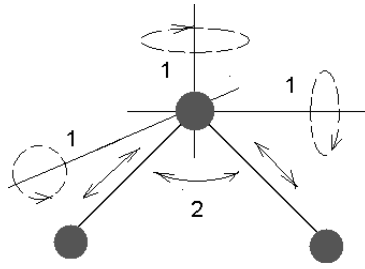


Рисунок 2 – Вращательные (1) и колебательные (2) степени свободы трехатомной молекулы

В статической термодинамике считают [24], что давление равновесия отличается от механического давления, когда жидкость состоит из сложных молекул с большим числом степеней свободы, и что различие должно зависеть от скорости, с которой плотность или давление в жидкости изменяются во времени.

$$p_m = p - \zeta \nabla \cdot \vec{v} \quad (2)$$

Где p_m – механическое давление, p – давление равновесия, $\nabla \cdot \vec{v}$ – это дивергенция скоростного вектора или скорость изменения объема жидкости.

Второй закон термодинамики показывает, что коэффициент объемной вязкости ζ должен быть положительным. Из этого следует, что термодинамическое давление будет выше механического давления при увеличении объема, и ниже механического давления при уменьшении объема. Другими словами, термодинамическое давление имеет тенденцию "отставания" от механического давления при изменении параметров среды (рисунок 3), [24]. Различие между ними зависит от скорости расширения ($\nabla \cdot \vec{v}$) и молекулярной структуры жидкости (ζ).

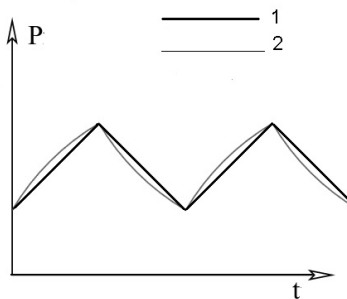


Рисунок 3 – Изменение давления при последовательном сжатии и расширении системы: 1 – равновесный процесс (медленный), 2 – неравновесный процесс (быстрый)

Автором Cramer M. S. отмечается, что при достаточно низких температурах объемная вязкость возникает в результате перехода энергии только на вращательные степени свободы, и постепенно увеличивается с увеличением температуры [15]. При достижении определенной температуры активируются колебательные степени свободы. С увеличением температуры, энергия распределяется только на колебательные степени сво-

боды и объемная вязкость уменьшается. Таким образом, зависимость объемной вязкости от температуры будет иметь местный максимум (рисунок 4).

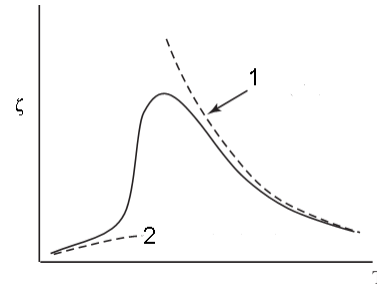


Рисунок 4 – Типичная зависимость объемной вязкости от температуры [15]: 1 – асимптота Ландау–Тейлора; 2 – учет только вращательных степеней свободы.

IV. РЕЛАКСАЦИЯ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТИ

Другое определение объемной вязкости связано с ее ролью в поглощении звука. В работе [3] было показано, что причина поглощения и дисперсии звука заключается в релаксационном механизме передачи энергии звука при неупругих соударениях молекул из поступательных (внешних) степеней свободы во внутренние, и обратно.

В жидкостях могут происходить разнообразные и весьма сложные релаксационные процессы: термическая релаксация, поворотнойизомерная релаксация, химическая релаксация. В акустической волне может возникнуть под действием деформаций сжатия и сдвига так называемая структурная релаксация. Под этим понимают изменение ближнего порядка в расположении молекул, что приводит к некоторой перестройке структуры жидкости. Все эти типы релаксаций связаны в основном с объемной вязкостью. Одновременно могут происходить сразу несколько релаксационных процессов.

Релаксационная теория объемной вязкости, основанная лишь на законах гидродинамики и законах неравновесной термодинамики, была построена впервые Л. И. Мандельштамом и М. А. Леонтовичем [7], в которой принято, что в уравнение состояния жидкости, кроме давления p , плотности ρ и температуры T , входит ещё некоторый параметр ξ , каким-то образом определяющий внутреннюю структуру жидкости. Это может быть, например концентрация возбужденных молекул, концентрация одной из реагирующих компонент при химическом равновесии, степень ближнего порядка и т. п. Тогда уравнение состояния можно написать в виде: $\rho = R(p, T, \xi)$.

При рассмотрении распространения звуковых волн в среде с релаксацией необходимо воспользоваться линеаризованными уравнениями гидродинамики для жидкости без диссипации и уравнением состояния. В результате можно прийти к заключению, что наличие релаксационных процессов в продольной звуковой волне феноме-

нологически эквивалентно появлению объемной вязкости, зависящей от частоты [4].

$$\zeta = \frac{\tau\rho}{1 + \omega^2\tau^2} (c_\infty^2 - c_0^2) \quad (3)$$

где c_∞ , c_0 – скорости звука при высоких и низких по сравнению с τ^{-1} частотах. Величина c_0 соответствует условиям, когда время релаксации много меньше периода звуковой волны и потому является термодинамической скоростью звука. Напротив, величина c_∞ соответствует условиям, когда τ много больше периода волны $\cong \omega^{-1}$

V. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТИ С ПОМОЩЬЮ МОЛЕКУЛЯРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Первые попытки прояснить физическую основу объемной вязкости были сделаны с помощью теории Энскога. Коэффициент второй вязкости определяется второй пространственной производной в интеграле столкновений Энскога. Отсюда также следует равенство объемной вязкости нулю для одноатомных газов.

Кинетически–столкновительные методы, основывающиеся на модели Энскога для твердых сфер, исходят из предположения о возможности воспроизведения свойств жидкости на основе газовых представлений с учетом конечности «размеров» частиц. Это приводит к увеличению частоты столкновений и скорости передачи импульса между частицами по сравнению со случаем низкогоплотного газа. При применении модели Энскога для плотных сжимаемых жидкостей ее модифицируют, полагая диаметр частицы-сферы зависящим от термодинамических параметров [3]. Вычисление коэффициента вязкости на основе уравнения Больцмана показало, что вязкость не зависит от плотности. Это является непосредственным следствием учета только парных столкновений, которые считаются происходящими в одной и той же точке пространства и тот же момент времени.

При компьютерном моделировании большинство исследователей используют формулу Грина-Кубо (4). Эта формула связывает кинетические коэффициенты линейных диссипативных процессов с временными корреляционными функциями соответствующих потоков. Объемная вязкость определяется в зависимости от функции автокорреляции микроскопического колебания давления. В методах, использующих формулу Грина-Кубо, основное внимание обращается на термодинамические колебания давления, возникающие спонтанно в неподвижном объеме.

$$\zeta = \frac{V}{k_B T} \int_0^\infty dt \langle \partial P(0) \partial P(t) \rangle \quad (4)$$

где V – объем, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, $P(t)$ – недиагональные компоненты тензора давлений и t – время.

В работах [20, 21, 24] рассматривается вычисление коэффициента объемной вязкости для жидкости Леннарда-Джонса в окрестностях тройной точки при использовании модели твердых или мягких сфер (рисунок 5). При этом объемная вязкость оценивается с помощью моделирования равновесных и неравновесных молекулярно-динамических процессов.

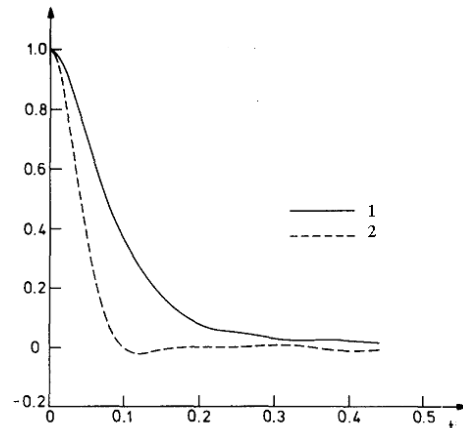


Рисунок 5 – Изменение корреляционной функции тензора давления со временем для сдвиговой и объемной вязкости (модель мягких сфер) в окрестностях тройной точки: 1 – сдвиговая вязкость, 2 – объемная вязкость

В статье [19] описывается определение объемной вязкости воды моделированием равновесных процессов. Испытания показали: при температуре 303 К и плотности 999 кг/см³ сдвиговая вязкость воды составляет $\zeta = 6,5 \pm 0,4 \cdot 10^{-4}$ Па·с, а объемная – $\zeta = 15,5 \pm 1,6 \cdot 10^{-4}$ Па·с.

Формула Грина-Кубо успешно применяется для моделирования вязкости жидких металлов: железа, алюминия и др. В ходе исследования [6] выяснили, что вязкость металлического ядра Земли несколько ниже, чем получаемая из сейсмологических и других измерений. В работе [27] с помощью формулы Грина-Кубо исследовалась объемная вязкость смеси аргон-криптон, и было обнаружено, что рассчитанное значение $\zeta = 16,45 \cdot 10^{-4}$ Па·с согласуется с объемной вязкостью, полученной методами молекулярно-динамического моделирования $\zeta = 18,5 \cdot 10^{-4}$ Па·с, но не совпадает со значением $\zeta = 21 \cdot 10^{-4}$ Па·с, полученному согласно линейной зависимости вязкости смеси от вязкостей компонентов.

При рассмотрении влияния параметров моделирования на точности вычисления коэффициента объемной вязкости для жидкости Леннарда-Джонса, было показано [21], что точность вычисления очень слабо зависит от числа частиц. Для количества частиц больше 256 вычисленные значения лежат близко друг к другу в пределах погрешности. В работе [5] показана слабая зависи-

мость коэффициента вязкости от параметров моделирования: разница значений составляет около 1%, и выявлен предельный шаг интегрирования $0,005 \cdot 10^{-12}$ с, при котором система частиц становится неустойчивой и не дает значения вязкости.

В статье [23] авторы выразили зависимость коэффициента объемной вязкости от микроскопических параметров, таких как межмолекулярный потенциал $\varphi(r)$ и функции радиального распределения $g(r)$. С помощью полученной формулы была вычислена объемная вязкость жидкости Леннарда-Джонса, которая сравнивалась со значениями, полученными другими исследователями (таблица 1), [23].

Вязкость жидкость ведет себя аномально в критической точке, предположительно, вследствие значительного увеличения сжимаемости. Хотя многие теории и модели предсказывают вязкость плотных газов или жидкости, не существует теории, которая описывала бы вязкость плотного газа и жидкости одновременно, и необычное поведение их вязкости в окрестностях критической точки. Однако авторы [25] представили уравнение (5), которое позволяет вычислить вязкость в окрестностях критической точки.

$$\zeta_c = \frac{78,84 \cdot (n-1)(MT_c)^{\frac{1}{2}}}{\sigma^2 \rho} \left(0,5 + \frac{Z_c}{n-1} \right) \quad (5)$$

где M – молекулярный вес, g ; T_c – критическая температура, K ; σ – диаметр молекулы, Å .

Таблица 1 – Объемная вязкость жидкости Леннарда-Джонса в окрестностях ее тройной точки

Авторы расчета	Значение комплекса $\zeta \frac{\sigma^2}{\sqrt{m \cdot e}}$
Okumura, Yonezawa	1,20
Green-Kubo	1,16
Heyes	1,47
Hoover	1,55

VI. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТИ

Существует два основных метода измерения объемной вязкости: акустическая спектроскопия и рассеяние Бриллюэна-Мандельштама. В методах акустической спектроскопии определяют зависимость скорости и поглощения звука от его частоты с помощью акустических спектрометров, обычно содержащих излучатель и приемник звуковых колебаний. Акустическая спектроскопия использует уравнение движения для распространения звука в небольшом объеме сжимаемых жидкостей, основывающееся на уравнении Навье-Стокса и уравнении неразрывности. После его анализа может быть получено выражение для коэффициента объемной вязкости:

$$\zeta = \frac{2\alpha\rho v^2}{\omega^2} + \frac{4}{3}\eta + \frac{(\gamma-1)k}{C_p} \quad (6)$$

где α – коэффициент поглощения звука, ρ – средняя плотность, v – скорость звука, ω – угловая частота, η – сдвиговая вязкость, γ – показатель адиабаты, C_p – теплоемкость при постоянном давлении и k – теплопроводность. В предположении, что все остальные параметры известны, объемная вязкость может быть определена измерением поглощения и скорости звука.

Авторами Holmes, Parker, Povey [22] описываются исследования температурной зависимости объемной вязкости воды методами акустической спектроскопии. Измерения проводились в диапазоне частот 1–100 МГц. Отношение объемной и сдвиговой вязкостей приблизительно равнялось тем во всем диапазоне температур 7–50°C, немного уменьшаясь с ростом температур. Результаты исследования сравнивались с другими авторами (рисунок 6)

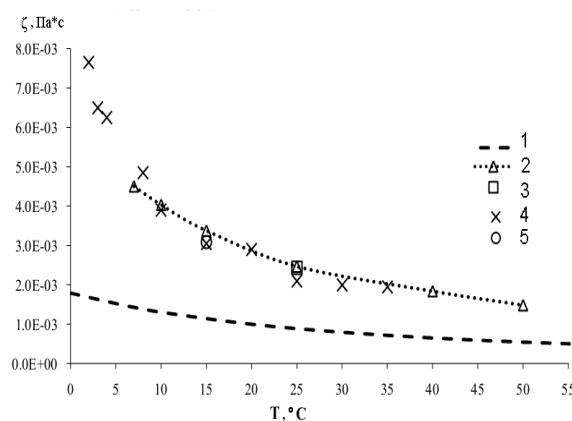


Рисунок 6 – Зависимость объемной и сдвиговой вязкости воды от температуры, 1 – сдвиговая вязкость; 2 – объемная вязкость; 3 – объемная вязкость согласно Dukhin, Goetz; 4 – данные Xu J, Ren X, Gong W; 5 – данные Litovitz, Davis [22].

Dukhin и Goetz [17] сравнивали три метода для измерения объемной вязкости: рассеяние Бриллюэна-Мандельштама, лазерную и акустическую спектроскопию. Они заключили, что акустическая спектроскопия наиболее подходящий метод измерения. Также авторами было предположено, что объемная вязкость – это независимый параметр, который отражает специфические свойства жидкостей и может использоваться в наборе уравнений, описывающих молекулярное взаимодействие в жидкостях.

Рассеянием Бриллюэна-Мандельштама называют рассеяние оптического излучения конденсированными средами (твердыми телами и жидкостями) в результате его взаимодействия с собственными упругими колебаниями этих сред. Оно сопровождается изменением набора частот (длин волн), характеризующих излучение, — его спектрального состава. Этот метод определяет спек-

тральные изменения рассеянного света в ответ на падающий монохроматический лазерный луч.

Теоретически, зависимость сдвига частоты после рассеяния как функция вязкости и других термодинамических параметров, может быть описана следующей формулой:

$$\Gamma_B = \frac{1}{\rho} \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta + \frac{(\gamma-1)k}{C_p} \right) \left(\frac{4n\pi}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 \quad (7)$$

где n – показатель преломления жидкости, λ – длина волны используемого света, и θ – угол рассеивания. Таким образом, объемная вязкость, играет важную роль в сдвиге частоты при рассеянии Бриллюэна-Мандельштама. Уравнение (7), таким образом, обеспечивает альтернативный метод для измерения объемной вязкости большей части жидкостей.

В работе [26] с помощью рассеяния Бриллюэна-Мандельштама исследовалась объемная вязкость воды в диапазоне температур 5–40°C. После анализа полученных данные и результатов других исследований ([22] рис.6), авторами была предложена аппроксимирующая формула для зависимости объемной вязкости воды от температуры.

$$\zeta = 0,0022 + 0,0121 \cdot e^{-0,1522T} \quad (8)$$

Особое место занимает экспериментальное исследование объемной вязкости веществ в окрестности критической точки. Здесь требуется особая подготовка к эксперименту для сведения к минимуму влияния внешних сил. Вблизи критической точки сжимаемость вещества так велика, что под действием гравитационных сил в сосуде возникает значительное различие плотности по высоте [9]. Избежать этого можно уменьшением размера экспериментальной ячейки и проведением эксперимента в невесомости. Минимальный достигнутый размер ячейки равен 0,7 мм. Однако даже в этом случае негомогенность плотности составляет 7%. Определение критической вязкости ксенона было выполнено в серии экспериментов на борту шаттла STS-85 в 1997. Технические новшества позволили уменьшить степень приближения к критической точке на два порядка [18]. Были запланированы измерения объемной вязкости ксенона в невесомости, однако после крушения шаттла Колумбия проект был остановлен. В работе [13] описываются эксперименты, в которых для уменьшения влияния гравитационных сил в ячейке вызывалась конвекция. Исследования проводились с использованием низкочастотного (100 Гц – 6 кГц) акустического резонатора, что позволило приблизиться к критической точке. Экспериментальная ячейка подогревалась снизу для перемешивания ксенона, уменьшая стратификацию плотности. Без перемешивания эффективная высота резонатора была 12 мм; с конвекцией – меньше чем 0,5 мм.

Описанные экспериментальные методы и результаты измерений необходимы для оценки достоверности результатов, получаемых при применении аналитических моделей расчета коэффициентов вязкости.

ВЫВОДЫ

1. К настоящему времени проведены исследования объемной вязкости воды, жидких металлов, инертных газов, компонентов воздуха с помощью молекулярно-динамического моделирования. В исследованиях использовались различные модели межмолекулярного взаимодействия и структуры молекулы. Однако изучение объемной вязкости с помощью моделирования проводилось только для веществ с относительно простым устройством молекулы.

2. Теория структурной релаксации жидкости является эффективным путем для описания молекулярного механизма объемной вязкости, однако отсутствие удовлетворительной общей теории строения жидкостей не позволяет предсказать все эффекты проявления объемной вязкости при различных условиях изменения состояния вещества.

3. Для анализа проявлений эффектов объемной вязкости представляет научный интерес теория, предложенная Л. И. Мандельштамом и М. А. Леонтовичем, в соответствии с которой уравнение состояния представляется в виде $\rho = R(p, T, \xi)$, где ξ – параметр, определяющий внутреннюю структуру жидкости.

4. Экспериментальное определение объемной вязкости проводилось в широком диапазоне частот: 100 Гц – 100 МГц, однако практически все исследования проходили при комнатной температуре и атмосферном давлении. Области низких и высоких температур изучены недостаточно. Особую сложность для исследований представляет область критических состояний.

5. На сегодняшний день большинство работ посвящено нахождению значения коэффициента объемной вязкости для различных веществ и поиску более простых, приближенных формул. Однако в литературе имеется мало работ, оценивающих вклад объемной вязкости в практических инженерных задачах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Валландер С.В. Лекции по гидроаэромеханике: учеб. пособие для вузов / С.В. Валландер. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978.– 296 с.
2. Копышев В.П. Модельная оценка вязкости продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ / В.П. Копышев, А.Б. Медведев, В.В. Хрусталев // Физика горения и взрыва.– 2004.– т.40.– №2.– с.82-88.

3. **Красильников В.А.** Введение в физическую акустику / В.А. Красильников, В.В. Крылов. – М.: Наука, 1984. – 403 с.
4. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 4-е изд., стереотип. – М.: «Наука», 1988. – Т. VI: Гидродинамика. – 736 с.
5. **Мальцев И.В.** Методика расчета сдвиговой вязкости жидкого железа методом Грина-Кубо / И.В. Мальцев, А.А. Мирзоев // Вестник ЮУрГУ, серия «Математика. Механика. Физика». – 2010. – Вып. 2. – № 9. – с. 76-78.
6. **Мирзаджанзаде А.Х.** Моделирование процессов нефтегазодобычи. Нелинейность, неравновесность, неопределенность / А.Х. Мирзаджанзаде, М.М. Хасанов, Р.Н. Бахтизин. – Москва–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2004. 368 с.
7. **Михайлов Я. Г.** Поглощение ультразвуковых волн в жидкостях и молекулярный механизм объемной вязкости / Я. Г. Михайлов, В. А. Соловьёв // Успехи физических наук – 1953. – Т. L. – Вып. 1. – с. 50
8. **Петров С.В.** Плазма продуктов сгорания в инженерии поверхности./ С.В. Петров, А.Г. Сааков – К.: Топас, 2000. – 220 с.
9. **Полежаев В.И.** Гидродинамика околокритических жидкостей / В.И. Полежаев, Е.Б. Соболева // Природа. – 2003. – №10. – с.17-26.
10. **Резибуа. П.** Классическая кинетическая теория жидкостей и газов / П. Резибуа, М. Де Ленер – М.: «Мир», 1980 – 424 с.
11. **Сурнычев В.В.** Релаксация объемной и сдвиговой вязкостей в диэтилсилоксане и этилоктилсилоксане/ В.В. Сурнычев, В.И. Коваленко, А.С. Лагунов // Журнал технической физики. – 2005. – Т.75, Вып.10. – с. 131-134.
12. **Alfe D.** First-Principles Calculation of Transport Coefficients/ D. Alfe, M. J. Gillan // Phys. Rev. – 1998. – V. 81. – No. 23. – P. 8248 – 8256.
13. **Berg R.F.** Frequency-dependent viscosity of xenon near the critical point/ R.F. Berg, M.R. Moldover, G.A. Zimmerli // Phys. Rev. E. – 1999.
14. **Brady J. F.** On the bulk viscosity of suspensions/ J. F. Brady, A. S. Khair, M. Swaroop // Fluid Mech. – 2006. – V. 554. – P. 109-123. doi: 10.1017/S0022112006009438
15. **Cramer M. S.** Numerical estimates for the bulk viscosity of ideal gases/ M. S. Cramer // Phys. Fluids. – 2012. – V. 24. – P. 066102. doi: 10.1063/1.4729611
16. **Dave K.** Critical Behavior of Viscosity at the Liquid–Gas Critical Point of Xe / K. Dave // Physics. – 2012. – V. 563.
17. **Durkhin A. S.** Bulk viscosity and compressibility measurement using acoustic spectroscopy / A. S. Durkhin and P. J. Goetz // Chem. Phys. – 2009. – V. 130. – P. 124519.
18. **Gillis K.A.** Bulk Viscosity of Stirred Xenon Near the Critical Point / K.A. Gillis, I.I. Shinder, M.R. Moldover // Phys. Rev. E. – 2005. – V. 72. – P. 051201. doi: 10.1103/PhysRevE.72.051201
18. **Guang-Jun Guo** Equilibrium molecular dynamics calculation of the bulk viscosity of liquid water / Guang-Jun Guo, Yi-Gang Zhang // Molecular Physics. – 2001. – V. 99. – No.4. – P. 283–289.
19. **Heyes D.M.** Thermal Conductivity and Bulk Viscosity of Simple Fluids/ D.M. Heyes // Chem. SOC., Faraday Trans. – 1984. – V. 80. – No.2. – P. 1363-1394.
20. **Hoheisel C.** Bulk viscosity of model fluids. A comparison of equilibrium and nonequilibrium molecular dynamics results / C. Hoheisel // Chem. Phys. – 1987. – V. 86. – No.4. – P. 2328–2333. doi: 10.1063/1.452131
21. **Holmes M. J.** Temperature dependence of bulk viscosity in water using acoustic spectroscopy/ M. J. Holmes, N.G. Parker, M. W. Povey // Journal of Physics: Conference Series. – 2011. – V. 296. – P. 012011. doi: 10.1088/1742-6596/269/1/012011
23. **Okumura H.** Approximate Formula for Bulk Viscosity / H. Okumura, F. Yonezawa // Journal of the Physical Society of Japan. – 2002. – V. 71. – No. 3. – P. 685–688. doi: 10.1143/JPSJ.71.685
24. **Sonin A.** Equation of Motion for Viscous Fluids/ Ain A. Sonin – 8th edition. – Massachusetts, 2001. – P. 29.
25. **Wonsoo Kim** A Calculation for the Viscosity of Fluid at the Critical Point / Wonsoo Kim, Tong-Seek Chair // Bull. Korean Chem. Soc. – 2002. – V. 23. – No. 11. – P. 1524-1526.
26. **Yuan Ge** Determination of bulk viscosity of liquid water via pulse duration measurements in stimulated Brillouin scattering / Yuan Ge, Jiulin Shi, Kaixing Zhu, Xingdao He // Chinese Optics Letters. – 2013. – V.11(11). – P. 112902-112906. doi: 10.3788/COL201311.112902
27. **Zaheri A.H.M.** Calculation of bulk viscosity of two-component fluids from sech (at) form of the time correlation function/ Zaheri A.H.M. // Armenian Journal of Physics. – 2009. – V. 2. – Is. 4. – P. 333-336.

Отримана в редакції 12.03.2015, прийнята до друку 03.07.2015

A.S. Lukyanova

Odessa National Academy of Food Technologies, 112 Kanatnaja str., Odessa, 65039

ORCID: orcid.org/0000-0003-0323-4198

FLUIDS BULK VISCOSITY: CURRENT PHYSICAL AND ANALYTICAL CONCEPTIONS AND PROSPECTS OF THEIR DEVELOPMENT

Taking note of bulk viscosity is especially important at the description of high-intensity processes, such as explosion, a flow with high speeds, the acoustic phenomena, and also in characteristic points of a condition of substance. Bulk viscosity characterizes ability of substance to transformation of mechanical energy in thermal at nonequilibrium volume deformation. In the work the main theoretical directions of bulk viscosity influence studying are considered: physical acoustics, hydrodynamics, molecular and kinetic theory of gases and liquids. It is established that the molecular mechanism of the bulk viscosity emergence described in Landau's Enskog, Kramer works allows more deep understanding of the physical processes which are taking place at change of volume in the compressed liquid. Special interest is submitted to the theory of relaxation proposed by Mandelstam and Leontovich where the equation of a state includes the parameter defining internal structure of liquid that allows to consider effects of acoustic waves distribution. Expediency of Green-Kubo formula application which connects bulk viscosity with autocorrelation function of pressure microscopic fluctuations is noted. The existing methods of bulk viscosity coefficient experimental determination such as acoustic spectroscopy and Brillouin-Mandelstam scattering are analyzed. Problems of bulk viscosity near a critical point liquid-gas determination are considered.

Keywords: Bulk viscosity; Stress tensor; Relaxation; Sound waves; Molecular simulation; Acoustic spectroscopy; Optical methods.

REFERENCES

1. **Vallander S. V.** 1978. Lectures on hydroaeromechanics: the manual for high schools. – L.: Izd-vo Leningr. un-ta, 296 p. (in Russian)
2. **Kopishev V. P. Medvedev V. P. Hrustalev V. V.** 2004. Modelling estimation of viscosity of products of explosion of the condensed explosives. *Physika gorenija i vzriva*, 40 (2), 82-88. (in Russian)
3. **Krasilnikov V.A. Krilov V.V.** 1984. Introduction in physical acoustics. M.: Nauka. P. 403. (in Russian)
4. **Landaw L.D. Livshic E.M.** 1988. The theoretical physics. T.6. Hydromechanics. M.: Nauka. 736 p. (in Russian)
5. **Malcev I. V. Mirzoev A.A.** 2010. Design procedure of shift viscosity of liquid iron Green-Kubo method. Vestnik SUSU, series «Matematika. Mehanika. Fisika». [Mathematics. Mechanics. Physics], 2 (9), 76-78. (in Russian)
6. **Mirzadzandade A. H., Bahtizin R. N.** 2004. Modelling of processes oil production. Nonlinearity, nonequilibrium, uncertainty. Moskva-Izhevsk: Institut komputernih issledovaniy. 368 p. (in Russian)
7. **Mihailov A. G., Solovyov V.A.** 1953. Attenuation of ultrasonic waves in liquids and the molecular mechanism of volume viscosity. *Uspehi fizicheskikh nauk*, V. L, No. 1, 50. (in Russian)
8. **Petrov S. V. Saakov A.G.** 2000. Plasma of products of combustion in surface engineering. Kiev. Topas, 220 p. (in Russian)
9. **Polezhaev V. I., Soboleva E. B.** 2003. Hydrodynamics near critical liquids. *Priroda*. [Nature], V. 10, 17-26.
10. **Resibua P., De Lener M.** 1980. The classical kinetic theory of liquids and gases. Moskva. Mir, 424. (in Russian)
11. **Surnichev V.V. Kovalenko V.I., Lagunov A.S.** 2005. Relaxation of bulk and shift viscosity in diethylsiloxane and ethyloctylsiloxane. *Jurnal tehnicheckoy fiziki [Technical Physics]*, 75 (10), 131-134. (in Russian)
12. **Alfe D. Gillan M. J.** 1998 First-Principles Calculation of Transport Coefficients. *Phys. Rev. Lett.*, 81 (23), 5161-5164. Doi: 10.1103/physrevlett.81.5161
13. **Berg R.F., Moldover M.R., Zimmerli G.A.** 1999. Frequency-dependent viscosity of xenon near the critical point. *Phys. Rev. E.*, 60 (4), 4079-4084. Doi: 10.1103/physreve.60.4079
14. **Brady J. F., Khair A. S., Swaroop M.**, 2006. On the bulk viscosity of suspensions. *J. Fluid Mech.*, 554 (1), 109-123. Doi: 10.1017/s0022112006009438
15. **Cramer M. S.** 2012. Numerical estimates for the bulk viscosity of ideal gases. *Phys. Fluids*, 24 (6), 066102. Doi: 10.1063/1.4729611
16. **Dave, K.** 2012. Critical Behavior of Viscosity at the Liquid–Gas Critical Point of Xe. *J. Physics*, V. 563, 9.
17. **Dukhin A. S. and Goetz P. J.** 2009. Bulk viscosity and compressibility measurement using acoustic spectroscopy. *Chem. Phys.*, 130 (12), 124519. Doi: 10.1063/1.3095471
18. **Gillis K.A., Shinder I.I., Moldover M.R.** 2005. Bulk Viscosity of Stirred Xenon Near the Critical Point. *Phys. Rev. E*, 72 (5), 051201. Doi: 10.1103/PhysRevE.72.051201
19. **Guang-Jun Guo and Yi-Gang Zhang** 2001. Equilibrium molecular dynamics calculation of the bulk viscosity of liquid water. *Molecular Physics*, 99 (4), 283–289. Doi: 10.1080/00268970010011762

20. **Heyes D.M.** 1984. Thermal Conductivity and Bulk Viscosity of Simple Fluids. *J. Chem. SOC., Faraday Trans 2*, 80 (11), 1363-1394. Doi: 10.1039/f29848001363
21. **Hoheisel C.** 1987. Bulk viscosity of model fluids. A comparison of equilibrium and nonequilibrium molecular dynamics results. *J. Chem. Phys*, 86(4), 2328-2333. Doi: 10.1063/1.452131
22. **Holmes M. J., Parker N.G., Povey M. W.** 2011. Temperature dependence of bulk viscosity in water using acoustic spectroscopy. *Journal of Physics: Conference Series*, 296, 012011. Doi: 10.1088/1742-6596/269/1/012011
23. **Okumura H., Yonezawa F.** 2002. Approximate Formula for Bulk Viscosity. *Journal of the Physical Society of Japan*, 71 (3), 685–688. Doi: 10.1143/JPSJ.71.685
24. **Ain A. Sonin.** 2001. Equation of Motion for Viscous Fluids. Massachusetts, P. 29.
25. **Wonsoo Kim and Tong-Seek Chair.** 2002. A Calculation for the Viscosity of Fluid at the Critical Point – *Bull. Korean Chem. Soc.*, 23 (11), 1524-1526. Doi: 10.5012/bkcs.2002.23.11.1524
26. **Yuan Ge , Jiulin Shi , Kaixing Zhu, and Xingdao He.** 2013. Determination of bulk viscosity of liquid water via pulse duration measurements in stimulated Brillouin scattering. *Chinese Optics Letters*, 11 (11), 112902-112906. Doi: 10.3788/col201311.112902
27. **Zaheri A.H.M.** 2009. Calculation of bulk viscosity of two-component fluids from sech (at) form of the time correlation function. *Armenian Journal of Physics*, 2 (4), 333-336.

Received 12 March 2015

Approved 03 July 2015

Available in Internet 30.08.2015