

## О природе вязкости ньютоновской жидкости.

В.В. Чернуха

УДК: 532.1.

### Аннотация.

В статье рассмотрено возникновение вязкости в жидкостях, обусловленное поляризационным квантовым механизмом, и даётся вывод уравнения Навье–Стокса из уравнения Эйлера без использования феноменологически вводимого в классической механике вязкого тензора напряжений.

В настоящее время наиболее успешно описание структуры и свойств жидкости достигается в теории возмущений, в которой модель твёрдых сфер принимается в качестве нулевого приближения, а силы притяжения считаются возмущением [1]. Статистическая теория кинетических процессов в жидкости основана на исследовании неравновесных функций распределения для систем из разного числа молекул. Если в системе действуют парные силы, то эти функции удовлетворяют системе зацепляющихся интегро-дифференциальных уравнений Боголюбова [2]. Эти уравнения обратимы по времени, и, чтобы получить решения, описывающие необратимые кинетические процессы, функции распределения усредняют или «размазывают» по соответствующим образом подобранным малым интервалам времени. В итоге получают кинетические уравнения, необратимые во времени [1]. Однако фундаментальная физическая природа вязкости и здесь остаётся неясной.

В чём причина этого?

В современной теории все четыре фундаментальных взаимодействия являются потенциальными. В этом случае любое фундаментальное объяснение появления вязкости должно описываться потенциальным взаимодействием частиц жидкости. Однако при вихревом течении жидкости вызываемая вязкостью сила трения потенциалом не обладает. Потенциальное взаимодействие электронных оболочек атомов, движущихся в жидкости с разной скоростью, не может приводить к диссипации. Аналогичным образом, электроны в атоме не испытывают взаимного трения, несмотря на разную скорость. Как же тогда возникает в жидкости вязкость?

Возможность дать ответ на вопрос о природе вязкости на фундаментальном уровне – искать обуславливающее вязкость взаимодействие, не обладающее действительным потенциалом. Этот подход предложен в [3], где получен поляризационный вывод уравнения Навье–Стокса. В данной работе обсуждается скорректированный поляризационный механизм вязкости, позволяющий описать диапазон её изменения в реальных жидкостях.

Как известно, вязкое течение ньютоновской жидкости (в которой сдвиговая вязкость не зависит от скорости деформации) описывается уравнением Навье–Стокса с положительным коэффициентом трения. Сообщения, указывающие на его отрицательное значение, очень редки. Имеет место явно выраженная асимметрия опытных данных о диссипативных и антидиссипативных состояниях нуклонной материи. Для понимания природы диссипации рассмотрим поляризационный механизм появления вязкости в идеальной (бездиссипативной) жидкости.

В поляризационной теории Мироздания [3] все физические величины (включая пространство и время) в общем случае являются комплексными, а изменение их значений происходит с нулевой суммой, т.е. реализуются соответствующие законы сохранения. В

изучаемом классической физикой мире направление времени выделено, тогда как направления координатных осей в сферически-симметричном пространстве физически эквивалентны (не поляризованы), а значит, равновесным является состояние вещества с нулевой скоростью. К нему должны релаксировать состояния с ненулевой скоростью, т.е. в таком мире коэффициент трения является положительной величиной. В физическом вакууме с поляризованным центрально-симметричным пространством, где направления координатных осей физически различны и определяют скорость рождающихся частиц [3], трение может иметь оба знака. Если система частиц имеет равновесное ненулевое значение скорости, то при меньших скоростях потока частиц трение будет отрицательным до тех пор, пока скорость не возрастет до равновесного значения.

В физическом вакууме Вселенной, где рождаются частицы и поля, пространство является комплексным (число его действительных и мнимых измерений одинаково) и поляризованным (направления каждого измерения физически различны). Комплексное  $d$ -мерное пространство имеет число физически различных подпространств (пространственных состояний), различающихся хотя бы одним направлением измерения, равное  $k_d = 2^{(2^d)}$ . Рождающиеся одинаковые частицы заполняют эти пространственные состояния, не взаимодействуя друг с другом. При полном заполнении пространственных состояний мультиплет частиц переходит в неполяризованное пространство Вселенной. Он, а не отдельные частицы, является объектом изучения квантовой механики. Таким образом, у частиц в неполяризованном пространстве существуют скрытые индивидуальные характеристики их рождения – индивидуальные пространственные состояния. В общем неполяризованном пространстве становится возможным локальное взаимодействие между частицами. Рождение индивидуальных объектов в поляризационной теории невозможно, так как нарушает законы сохранения. Поэтому рождение частиц происходит парами [4], что приводит к увеличению числа пространственных состояний. В трехмерном комплексном пространстве оно равно  $k_3^2 = k_4 = 65536$ . Согласно [3, 4], число бозонов в заполненном мультиплете пространственных состояний равно  $\pi k_4$ .

### Вывод уравнения Навье-Стокса.

Как известно из гидродинамики [5], выведенное без учета поляризационных эффектов уравнение движения потенциального течения имеет первый интеграл

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{P}{\rho} + \frac{\bar{v}^2}{2} + F(t) = -\varepsilon. \quad (2)$$

где  $F(t)$  – произвольная функция времени,  $\phi$  – потенциал скорости,  $\varepsilon$  – внутренняя энергия единицы массы,  $\bar{v}$  – скорость потока,  $P$  – давление,  $\rho$  – плотность жидкости, которая по сравнению с давлением меняется слабо. Для идеальной несжимаемой жидкости внутренняя энергия равна нулю. Неидеальность жидкости, приводящую к возникновению внутреннего трения, будем связывать с внутренней энергией единицы массы  $\varepsilon$ , создаваемой происходящими в жидкости поляризационными процессами рождения и исчезновения коллективных возбуждений (квазичастиц) и нейтральных скалярных частиц – *пленонов*. Масса пленонов вычислена в [3] и равна

$$m_{pl} = \frac{m_p}{k_6} \cos \frac{\pi}{4} \approx 0,468 \text{ ГэВ}/c^2, \quad (3)$$

где  $m_p$  – планковская масса. Как показано в [3, 6], образование пленонов является механизмом удержания кварков в адронах.

Пленоны (и квазичастицы) рождаются вместе с пленонами (и квазичастицами), имеющими отрицательную массу и одинаковую скорость, т.е. без изменения энергии и импульса, а также импульса. Такая поляризация пар частиц не влияет на поток, и внутреннее трение в жидкости отсутствует. Оно возникает, когда происходит совместное образование квазичастиц и пленонов.

Согласно [3], рождение имеющих массу частиц приводит к появлению не зависящей от расстояния поляризационно-реактивной силы, и для существования равновесного потока жидкости силы, создаваемые квазичастицами с массами  $\pm m_q$  и пленонами, должны компенсировать друг друга в каждой точке потока. Как показано в [3], поляризационно-реактивная сила пропорциональна квадрату ее массы и постоянной скорости перемещения рождающейся в физическом вакууме частицы, определяемой скоростью потока в точке ее рождения. Отсюда следует, что равновесное течение жидкости возможно, если

$$m_{pl}^2 + s^2 m_q^2 = 0.$$

Здесь  $s$  – число рождающихся вместе с пленоном фазово-коррелированных квазичастиц, которое может варьироваться в диапазоне

$$1 \leq s \leq \pi k_4.$$

Таким образом, рождающиеся квазичастицы имеют мнимую массу, равную

$$m_q = \pm i m_{pl} / s. \quad (4)$$

Поток квазичастиц с плотностью  $n_q$  имеет ту же скорость и тот же потенциал скорости  $\phi$ , что и поток жидкости. Поэтому уравнение неразрывности для потока квазичастиц имеет вид:

$$\frac{d \ln n_q}{dt} = -\Delta \phi. \quad (5)$$

Плотность  $n_q$  определяется волновой функцией квазичастиц  $\Psi_q \sim e^{\pm i \Sigma_q / \hbar}$ :

$$n_q \sim |\Psi_q|^2 \sim e^{\pm 2i \frac{\Sigma_q}{\hbar}}. \quad (6)$$

Здесь  $\Sigma_q$  – мнимое действие квазичастицы.

В силу поляризационного происхождения квазичастицы сумма ее кинетической и внутренней энергии равна нулю, т.е.

$$\varepsilon = -\frac{\bar{v}^2}{2} = \frac{d \Sigma_q}{m_q dt}. \quad (7)$$

Так как действие пары квазичастиц с разными знаками масс равно нулю, то значение  $\varepsilon$  инвариантно относительно знака массы, и вклад в  $\varepsilon$  каждой из квазичастиц пары одинаков.

Из (4) - (7) получаем

$$\varepsilon = -v \Delta \phi, \text{ где } v = \frac{i \hbar}{2 m_q} = \pm \frac{s \hbar}{2 m_{pl}} \quad (s = 1, 2, \dots, \pi k_4)$$

Уравнение (2) принимает вид

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} - F + \frac{P}{\rho} = -\varepsilon = v \Delta \phi. \quad (8)$$

Применяя оператор  $\vec{\nabla}$  к обеим частям (8), получаем уравнение Навье-Стокса для несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} + v \Delta \vec{v}.$$

Мы показали, что внутренняя энергия несжимаемой жидкости определяется ее внутренним трением, создаваемым поляризационным механизмом. Кинематическая

вязкость  $\nu$  является поляризационным квантовым эффектом: ее величина пропорциональна размерности  $s$  мультиплета поляризационных возбуждений жидкости. Вязкость положительна, если  $m_q = im_{pl} / s$ . Если при течении жидкости возбуждаются несколько мод квазичастиц, то коэффициент кинематической вязкости будет определяться средним значением  $s$ .

Вид коэффициента кинематической вязкости (8) не зависит от скорости деформации и должен описывать вязкость ньютоновской жидкости. С учетом массы плена (3) диапазон изменения кинематической вязкости определяется значениями:

$$\nu(1) \approx 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ Ст}; \nu(\pi k_4) \approx 125 \text{ Ст}. \quad (9)$$

Приведём некоторые экспериментальные значения вязкости в Ст ( $\text{см}^2 / \text{с}$ ), взятые из [7]: ртуть – 0,0011 ( $15^\circ \text{C}$ ); эфир – 0,00327 ( $15^\circ \text{C}$ ); бензин – 0,0093 ( $15^\circ \text{C}$ ); вода – 0,01 ( $20^\circ \text{C}$ ); спирт этиловый – 0,0154 ( $20^\circ \text{C}$ ); керосин – 0,027 ( $15^\circ \text{C}$ ); глицерин безводный – 11,89 (около  $20^\circ \text{C}$ ); патока – 600 ( $18^\circ \text{C}$ ).

Согласно [8], сдвиговая вязкость низкомолекулярных жидкостей, расплавленных металлов и солей не превышает несколько десятков Па.с. При более высоких вязкостях жидкости перестают вести себя как ньютоновские, и их поведение рассматривается с общих позиций реологии и вязкоупругости. Можно предположить, что вязкость в неньютоновских жидкостях возникает при поляризации не одного, а многих фазово-некоррелированных между собой  $\pi k_4$ -плетов квазичастиц, что делает возможным зависимость вязкости от времени.

Кинематическая вязкость, соответствующая границе между ньютоновской и неньютоновской жидкостями, близка к верхнему значению диапазона (9). Поэтому можно говорить о примерном соответствии этого диапазона с вязкостью реальных ньютоновских жидкостей и, следовательно, о подтверждении поляризационного механизма появления у них внутреннего трения, возникающего при поляризации пленов вместе с  $s$ -плетами мнимых квазичастиц, определяющими величину вязкости. В представленной модели остается не рассмотренным вопрос, какие свойства жидкости определяют размерность  $s$ -плета коллективных возбуждений, и как эта размерность зависит от температуры и давлении в жидкости.

Рассмотренный поляризационный механизм вязкости жидкости это один из квантовых эффектов, проявляющихся вне микромира [3].

### Список литературы.

1. Физическая энциклопедия, т. 2, стр. 40. –М.: Советская энциклопедия, 1990.
2. Боголюбов Н.Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, Избр. труды, т.2. –К., 1970.
3. Чернуха В.В., Поляризационная теория Мироздания. –М.: Атомэнергоиздат, 2008.
4. Чернуха В.В., О природе массы и заряда фундаментальных частиц; [www.ptm2008.ru](http://www.ptm2008.ru)
5. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 6. Гидродинамика. –М.: Наука, 1986.
6. Чернуха В.В., О поляризационной конфайнмента у адронов; [www.ptm2008.ru](http://www.ptm2008.ru)
7. Вильнер Я.М., Ковалёв Я.Т. и др., Справочное пособие по гидравлике, гидромашинам и гидроприводам, 2-ое изд. –Минск: Высшая школа, 1985.
8. Физическая энциклопедия, т. 1, с. 374. –М.: Советская энциклопедия, 1988.

19.12.2013. Изменено 21.03.16, 13.11.16.

