

ВЯЗКОСТЬ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ ЖИДКОСТИ

Н. А. Ворона, А. В. Гавриков, А. С. Иванов,
О. Ф. Петров, В. Е. Фортков, И. А. Шахова*

*Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 декабря 2006 г.

Представлены результаты экспериментального исследования течения плазменно-пылевой жидкости, образованной макрочастицами в аргоновой плазме. Изучены зависимости коэффициента сдвиговой вязкости такой жидкости от величины внешней силы, вызывающей течение плазменно-пылевой жидкости, и от давления плазмообразующего газа. Установлено, что при увеличении сдвигового напряжения в плазменно-пылевой среде ее вязкость уменьшается, а с увеличением давления буферного газа вязкость такой жидкости растет. Отмечено, что течение плазменно-пылевой жидкости под действием внешней силы напоминает пластическую деформацию тела Бингама. Высказано предположение, что неньютоновский характер течения плазменно-пылевой жидкости может быть обусловлен возникновением кристаллоподобных плазменно-пылевых кластеров в «жидкой» фазе.

PACS: 52.27.Lw

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование явлений, связанных с вязкостью пылевой плазмы, привлекает все возрастающее внимание, так как позволяет получить новую информацию о структуре и свойствах рассматриваемой сильно неидеальной системы. В ряде работ проведено математическое моделирование вязких свойств среды с экранированным кулоновским взаимодействием [1, 2]. Кроме того, в последнее время выполнены экспериментальные работы по непосредственному измерению коэффициента сдвиговой вязкости пылевой плазмы [3, 4]. В работе [3] предпринята попытка экспериментального определения сдвиговой вязкости двумерной системы, представляющей собой слой макрочастиц, расположенный в плазменно-пылевой ловушке. Оценка сдвиговой вязкости при изучении ламинарного течения в трехмерном случае впервые проведена в работе [4]. Было экспериментально установлено существование внутреннего трения в плазменно-пылевой среде и дана оценка коэффициента сдвиговой вязкости пылевой компоненты. Отметим, что результаты работ [3] и [4] отличаются на два порядка: $\eta/\rho \approx 2 \text{ мм}^2/\text{с}$ [3], $\approx 1.3 \cdot 10^2 \text{ мм}^2/\text{с}$ [4].

Это различие можно было бы отнести на счет разной размерности исследуемых объектов. Вместе с тем обращает на себя внимание существенное различие условий существования плазменно-пылевой структуры в этих работах. Прежде всего, это относится к давлению плазмообразующего газа. В работе [3] плазменно-пылевая ловушка существовала при давлении около 1 Па, а в работе [4] это давление составляло 35 Па. В связи с этим представляет несомненный интерес исследование зависимости коэффициента сдвиговой вязкости от величины давления плазмообразующего газа. Кроме того, в работе [4] был отмечен ряд моментов (образование канала течения, размеры которого заметно превышают область внешнего воздействия, пороговый характер течения), указывающих на аномальный характер течения плазменно-пылевой жидкости. Образование канала течения, заметно превышающего область воздействия внешней силы, свидетельствует о существовании критического сдвигового напряжения, ниже которого течение отсутствует. Существование в рассматриваемой системе порога, ниже которого течение отсутствует, подтверждено прямым экспериментом. При мощности внешнего воздействия ниже 10 мВт течения в пылевой плазме в рассматриваемых условиях не наблюдалось. Приве-

*E-mail: gavrikov@ihed.ras.ru

денные факты говорят о неньютоновском характере течения плазменно-пылевой среды. Однако причины такого поведения не вполне понятны.

В настоящей работе нами проведено изучение зависимости коэффициента сдвиговой вязкости от величины внешнего воздействия, приводящего к ламинарному течению плазменно-пылевой жидкости, и давления плазмообразующего газа.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования зависимости коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости от величины давления плазмообразующего газа и величины внешнего воздействия, вызывающего в ней сдвиговые напряжения, была использована установка, схема которой представлена на рис. 1.

В вакуумную камеру были помещены два плоских электрода. Нижний, заземленный электрод представляет собой металлический диск диаметра $d = 19$ см. Верхний электрод, расположенный на высоте $H = 5$ см от нижнего, изготовлен в форме кольца, внешний диаметр которого $d_{ext} = 19$ см, внутренний $d_{int} = 5$ см. В ходе эксперимента вакуумная камера заполнялась аргоном, давление P_g которого варьировалось в диапазоне 15–35 Па. На электроды подавалось напряжение от высокочастотного генератора (ВЧ) с несущей частотой 13.56 МГц. В результате между ними в атмосфере аргона возникал тлеющий разряд. В этот разряд через отверстие в верхнем электроде из специального контейнера вбрасывались пылевые частицы. Ма-

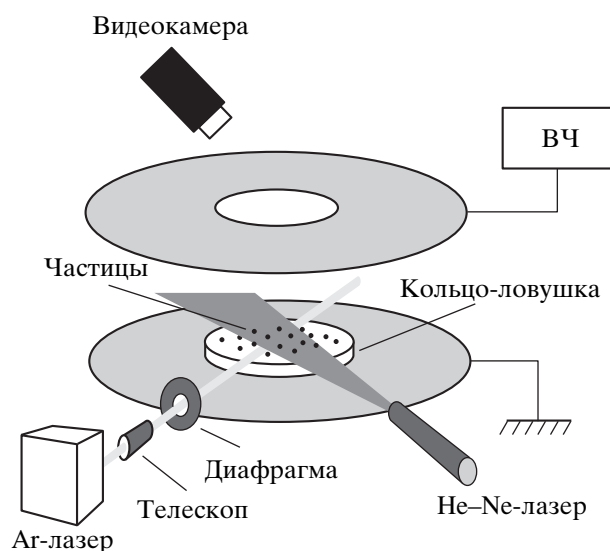


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

крошечные частицы представляли собой пластиковые (МФ) прозрачные сферы диаметром 1.9 мкм. Эти пылинки, попадая в разряд и заряжаясь отрицательно, зависали в приэлектродном слое. Для удержания пылевого облака и предотвращения ухода частиц в горизонтальном направлении на нижнем электроде устанавливалось кольцо диаметра 5 см и высотой 0.2 см, формирующее потенциальную ловушку, внутрь которой и помещались пылевые частицы. Такая ловушка удерживала в процессе эксперимента плазменно-пылевую структуру диаметром около 5 см и толщиной порядка 1 см. Для создания сдвиговых напряжений и, как одно из следствий, течения внутри изучаемой плазменно-пылевой структуры было использовано излучение аргонового лазера с длиной волны 514 нм. Лазерный пучок предварительно расширялся телескопом, а затем из него вырезалась центральная часть при помощи диафрагмы диаметра 3 мм. Интегральная мощность излучения, проходящего через отверстие в диафрагме, варьировалась в пределах от 0 до 400 мВт. Во всех случаях (т. е. при каждом значении мощности лазерного излучения и при каждом давлении аргона в вакуумной камере) для получения функции распределения плотности мощности излучения аргонового лазера вдоль диаметра пучка проводилось сканирование.

Для визуализации полученная структура подсвечивалась лучом гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм), представляющим собой так называемый «лазерный нож», ширина которого составляла 2.5 см, а характерная толщина в области перетяжки 200 мкм. В результате наблюдению было доступно горизонтальное сечение пылевого образования. Следует обратить внимание на то, что луч аргонового лазера проходит через диаметр полученного сечения плазменно-пылевой структуры, а также на то, что область пылевого облака, возмущаемая излучением аргонового лазера, лежит полностью внутри области образования макрочастиц. Регистрация движения пылевых частиц осуществлялась камерой с ПЗС-матрицей в качестве чувствительного элемента.

3. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

В процессе обработки полученных экспериментальных данных были определены такие параметры плазменно-пылевой среды при отсутствии внешнего воздействия на нее, как концентрация пылевых частиц, степень упорядоченности (корреляционная функция и эффективный параметр неидеальности

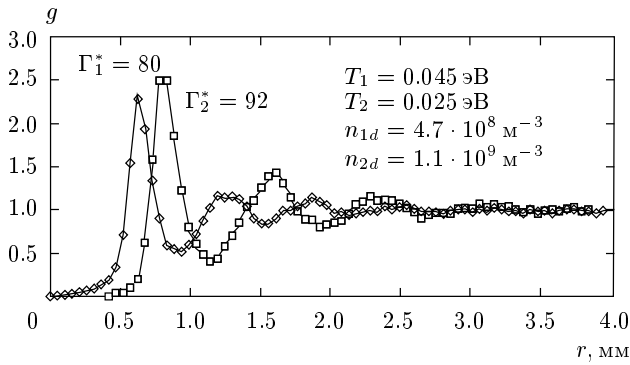


Рис. 2. Корреляционные функции, эффективные параметры неидеальности Γ^* и кинетические температуры частиц

Γ^*) и кинетическая температура частиц (рис. 2). Согласно приведенным результатам, значения параметра Γ^* не превышают критического значения $\Gamma_c^* = 106$, при котором происходит переход пылевой структуры в кристаллическую фазу. Вместе с тем корреляционная функция рассматриваемой системы свидетельствует о существовании ближнего порядка, поэтому состояние, в котором находится плазменно-пылевая структура, следует характеризовать как жидкое.

В ходе обработки видеоизображений, полученных экспериментально, для каждого значения мощности внешнего воздействия и для каждого значения давления плазмообразующего газа были получены траектории пылевых частиц. Их типичный вид представлен на рис. 3. Анализ этих траекторий показал, что во всех случаях было реализовано ламинарное течение плазменно-пылевой жидкости. Дальнейшая обработка информации по полученным траекториям позволила построить распределения скоростей $V(r)$ пылевых частиц вдоль диаметра пучка аргонового лазера. Данные распределения представлены на рис. 4. Минимальная скорость движения пылевых частиц, надежно фиксируемая в ходе экспериментов, зависит от пространственного и временного разрешений применяемой системы диагностики. Для описываемого в статье случая величина этой скорости, которая определяет также абсолютную погрешность значений скоростей пылевых макрочастиц, составляет около 0.01 см/с.

Было установлено, что при достаточно больших мощностях лазерного воздействия и относительно высоких давлениях плазмообразующего газа (интегральная мощность излучения 300 мВт, $P_g \approx 35$ Па) профиль скорости потока может быть аппроксимирован трапецией, как это было сделано в работе [4].

В этом случае вязкость плазменно-пылевой жидкости может быть вычислена при помощи классического определения на основе уравнения баланса импульса. Однако при уменьшении мощности лазерного излучения и давления плазмообразующего газа профиль скорости заметно отклонялся от трапеции и по виду напоминал профиль скорости вязкого течения классической жидкости, описываемый уравнением Навье–Стокса. В связи с этим в данной работе определение коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости осуществляли путем сравнения экспериментального профиля скорости с профилем скорости вязкого ламинарного течения жидкости в цилиндрически симметричной трубе радиуса R_v под действием объемной силы $F(r)$, величина которой зависит от расстояния r до оси канала течения.

Остановимся несколько подробнее на том, как на основе экспериментальных данных была найдена функция $F(r)$. В ходе исследований было установлено, что плотность мощности излучения аргонового лазера $W(r)$, измеряемая в эксперименте (см. рис. 5), и величина плотности объемной силы $F(r)$, возникающей вследствие действия лазерного излучения на плазменно-пылевую структуру, связаны линейной зависимостью. В качестве примера такая экспериментально полученная зависимость для одного из значений давления буферного газа ($P_g = 25$ Па) представлена на рис. 6. Изучение движения отдельной пылевой частицы в центральной части потока позволяет найти связывающий их коэффициент пропорциональности (более подробно этот метод описан в работе [4]) и таким образом определить $F(r)$. Такие зависимости были восстановлены для каждого значения давления буферного газа и интегральной мощности внешнего возмущающего воздействия.

Вернемся к описанию потока плазменно-пылевой жидкости при помощи аналогии с течением в трубе. Рассмотрим распределение скорости жидкости в такой трубе при помощи уравнения Навье–Стокса [5]:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad} \right) \mathbf{v} = \mathbf{F} - \text{grad} P_f + \eta \Delta \mathbf{v}, \quad (1)$$

где ρ — плотность жидкости, \mathbf{v} — скорость потока, P_f — давление жидкости, η — коэффициент сдвиговой вязкости рассматриваемой жидкости, \mathbf{F} — объемная сила. Такой подход является в первом приближении обоснованным, так как канал течения, иницированного лазерным излучением, содержит значительное количество пылевых частиц как в продольном, так и в поперечном направлениях. Поэтому, кроме описания движения отдельных час-

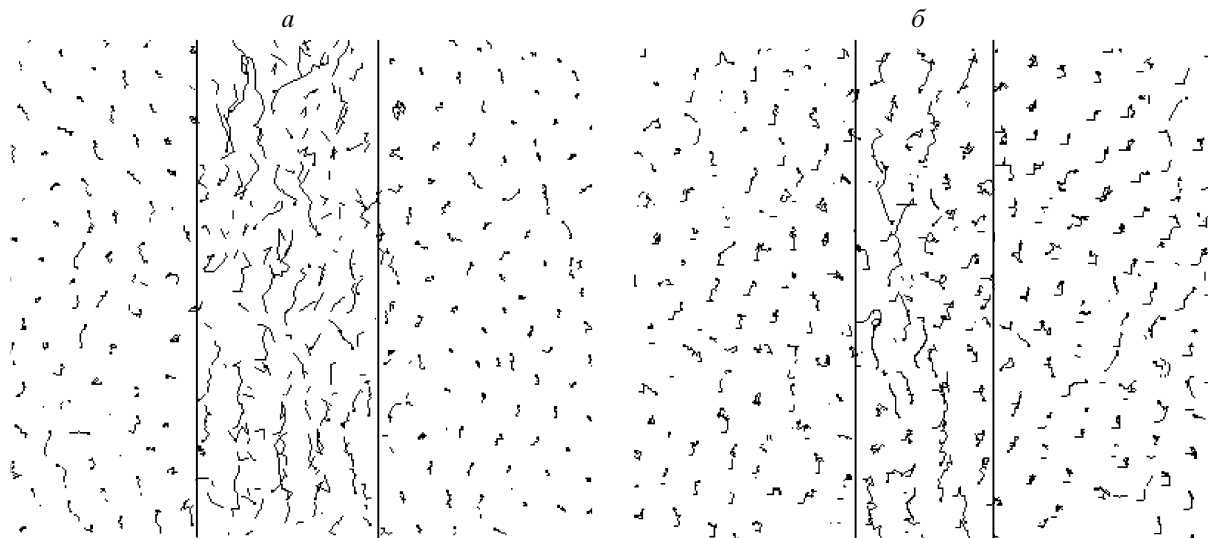


Рис. 3. Траектории макрочастиц под влиянием лазерного излучения: мощность лазерного излучения 400 (а), 100 (б) мВт

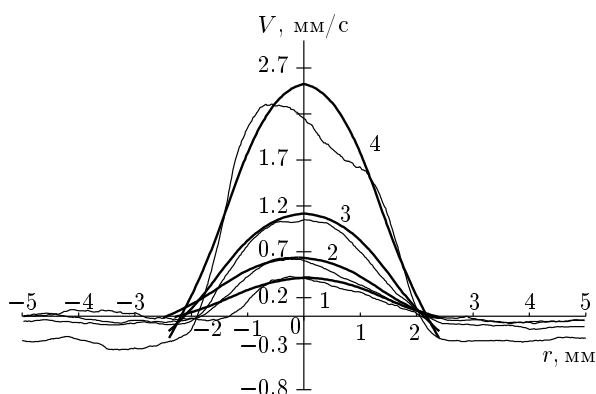


Рис. 4. Тонкие линии — экспериментальное распределение дрейфовой скорости макрочастиц вдоль радиуса лазерного луча. Жирные линии — распределения дрейфовой скорости макрочастиц, полученные при решении уравнения Навье–Стокса для мощности внешнего лазерного воздействия 26 (1), 57 (2), 92 (3), 158 (4) мВт

тиц, становится возможным рассмотрение плазменно-пылевых образований в рамках модели сплошной среды. С учетом ламинарности течения и того факта, что максимальная скорость плазменно-пылевой жидкости внутри канала течения заметно меньше скорости звука в данной среде, становится возможным применение уравнения Навье–Стокса для описания движения такого потока.

В нашем случае задача имеет цилиндрическую симметрию, а плазменно-пылевая жидкость рас-

сматривается как несжимаемая. Таким образом, уравнение Навье–Стокса принимает следующий вид:

$$\eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = -F(r). \quad (2)$$

Следует обратить внимание на то, что диаметр трубы, внутри которой рассматривали течение, был выбран на основе экспериментально полученных профилей скоростей таким образом, что на границе трубы скорость направленного движения макрочастиц обращалась в нуль. Численное решение уравнения (1) с нулевыми граничными условиями позволяет получить зависимость скорости течения плазменно-пылевой жидкости от r . Проводя сравнение полученного распределения с экспериментальным, добивались их совпадения путем варьирования коэффициента сдвиговой вязкости в уравнении Навье–Стокса (рис. 4). Значение η , при котором достигалось наилучшее совпадение, и было принято за величину вязкости плазменно-пылевой жидкости. Необходимо отметить, что в предложенном подходе мы фактически заменяем плазменно-пылевую жидкость некоторой эффективной средой с вязкостью η , не выделяя отдельно вязкость, обусловленную пылевой компонентой. Таким образом, для каждого значения мощности лазерного излучения и давления буферного газа получена величина коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости. Эти данные представлены на рис. 7. Согласно рис. 7, вязкость плазменно-пылевой жидкости убывает с уменьшением давления буферного газа. Кроме то-

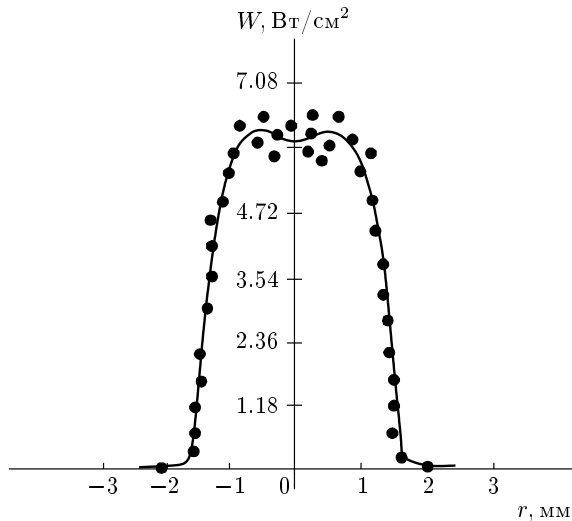


Рис. 5. Распределение мощности лазерного излучения вдоль радиуса канала течения

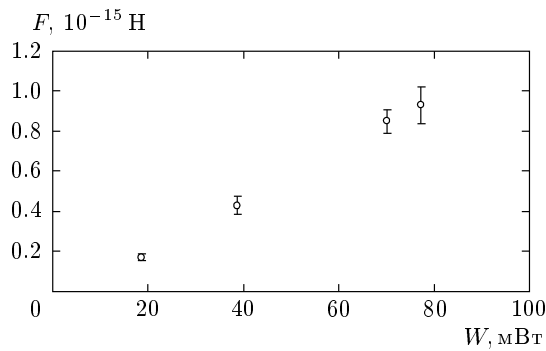


Рис. 6. Зависимость плотности объемной силы, действующей на плазменно-пылевую структуру, от мощности лазерного излучения. (Получена при давлении буферного газа $P_g = 25$ Па)

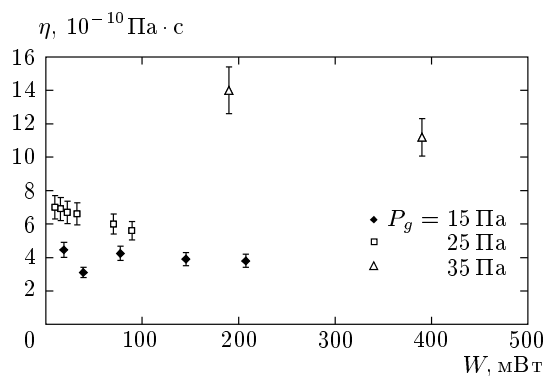


Рис. 7. Зависимость коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости от мощности внешнего воздействия при разных давлениях плазмообразующего газа

го, с увеличением давления буферного газа возникает зависимость коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости от приложенного касательного напряжения. При сравнительно низком давлении эта зависимость практически отсутствует, а при больших давлениях наблюдается уменьшение вязкости с ростом сдвигового напряжения.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего сравним численные значения вязкости, полученные экспериментально, с расчетными, найденными в результате математического моделирования среды с взаимодействием, характеризующим потенциал Юкавы. В работе [2] в рамках формализма Грина – Кубо рассчитаны значения сдвиговой вязкости η на основе соотношения

$$\eta = \frac{1}{Vk_B T} \int_0^\infty H(t) dt, \quad (3)$$

где V — объем рассматриваемой системы, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, $H(t)$ — автокорреляционная функция напряжений. Выполненные в работе [2] расчеты позволяют по заданным значениям параметра неидеальности плазмы Γ , плазменной частоте колебаний ω_p и приведенному значению безразмерного параметра η^* получить значения сдвиговой вязкости по формуле

$$\eta = mn\omega_p a^2 \eta^*, \quad (4)$$

где m — масса частиц, n — их концентрация в плазменно-пылевой ловушке, a — среднее расстояние между пылевыми частицами. В нашем случае $m = 5.4 \cdot 10^{-15}$ кг, радиус экранирования (дебаевский электронный радиус) $2.4 \cdot 10^{-4}$ м (при вычислении температура электронов предполагалась равной 1 эВ, концентрация электронов — 10^9 см $^{-3}$).

Экспериментальные η_{exp} и расчетные η_{mod} величины сдвиговой вязкости для трех значений давления P_g буферного газа и значения параметров, использованные в наших оценках, приведены в таблице, где W — мощность лазерного излучения, вызывающего течение, T — кинетическая температура частиц. Согласно приведенным данным, расчетные и экспериментальные значения сдвиговой вязкости отличаются более чем на порядок величины. Это говорит о том, что моделирование пылевой плазмы средой с потенциалом парного взаимодействия Юкавы не отражает физики процесса переноса импульса, по крайней мере в диапазоне параметров, при которых выполнены наши исследования. В связи с этим следует отметить, что дебаевский потенциал, вообще го-

P_g , Па	W , мВт	a , м	n , м ⁻³	T , Дж	Γ	ω_p , рад/с	η^*	η_{mod} , Па·с	η_{exp} , Па·с
15	26	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^8$	$4.0 \cdot 10^{-21}$	270	30	0.04	$2.0 \cdot 10^{-12}$	$4.0 \cdot 10^{-10}$
25	20	$6.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^9$	$7.2 \cdot 10^{-21}$	150	40	0.06	$5.3 \cdot 10^{-12}$	$7.0 \cdot 10^{-10}$
35	200	$9.0 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^{-21}$	30	80	0.07	$8.2 \cdot 10^{-11}$	$1.4 \cdot 10^{-9}$

воря, не является потенциалом парного взаимодействия и его использование в таком качестве может приводить к ошибочным результатам [6].

Проведенные эксперименты позволяют с уверенностью утверждать, что вязкость плазменно-пылевой жидкости убывает с уменьшением давления буферного газа. В настоящее время однозначная интерпретация этой зависимости отсутствует. Однако, по аналогии с другими системами, содержащими дисперсную фазу и демонстрирующими аномальное поведение динамической сдвиговой вязкости, могут быть высказаны некоторые модельные соображения о механизме такого поведения. В частности, этот эффект может свидетельствовать о возможности образования кластеров в плазменно-пылевой жидкости, представляющих собой группы коррелированно движущихся пылинок. На возможность образования «молекулярных» кластеров (связанных состояний, состоящих из двух и более частиц) в пылевой плазме непосредственно указывают результаты опытов [7]. В этой работе наблюдалось коррелированное движение групп частиц, содержащих несколько пылинок внутри плазменно-пылевого образования. Ситуация в какой-то степени аналогична явлению полимеризации, наблюдающемуся в гелях, содержащих дисперсную фазу. При этом с увеличением давления буферного газа должно происходить увеличение вязкости плазменно-пылевой жидкости.

Следует отметить, что зависимость вязкости жидкости от давления обсуждалась еще в ранних работах Френкеля [8]. На основе представлений о свободном объеме внутри жидкой фазы было получено соотношение, описывающее зависимость вязкости жидкости от давления:

$$\eta = \eta_0 \exp \frac{P_f V_0}{k_B T}, \quad (5)$$

где η_0 — вязкость при давлении $P_f = 0$, V_0 — объем «дырки». Кроме того, аналогичное соотношение, определяющее вязкость жидкостей, получено Эйрингом [9] в рамках теории абсолютных скоростей реакций. При этом в показателе экспоненты содержится энергия активации течения.

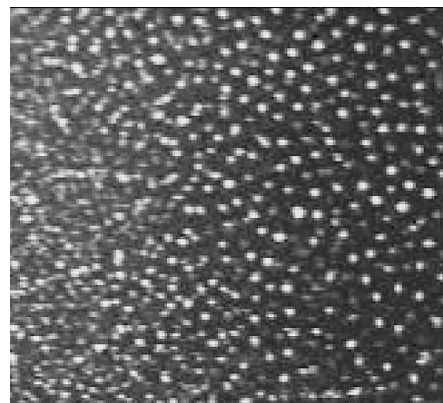


Рис. 8. Экспериментально полученное изображение границы раздела двух фаз плазменно-пылевой структуры, иллюстрирующее положительный скачок объема при переходе плазменно-пылевой структуры от жидкоподобного состояния к кристаллическому

Естественно, рассуждения о влиянии давления на вязкость обычных жидкостей не могут быть непосредственно перенесены на рассматриваемую нами плазменно-пылевую среду. Но, вместе с тем, в этих рассуждениях есть интересные соображения, относящиеся к случаю жидкостей со сложными молекулами. В этом случае предполагается довольно сильная зависимость вязкости от давления, обусловленная значительным размером свободного объема. Логика этих заключений основана на эмпирической формуле Бачинского [10], связывающей свободный объем в жидкости с ее вязкостью обратной пропорциональной зависимостью. При этом с уменьшением свободного объема вязкость жидкости увеличивается. В обычных жидкостях такое уменьшение вызвано непосредственно давлением. В жидких металлах изменение свободного объема при изменении давления не велико. Соответственно этому и вязкость слабо зависит от давления. Изменение свободного объема наиболее значительно в жидкостях со сложными большими молекулами, например в масле, т. е. именно в тех жидкостях, в которых наблюдается сильный эффект влияния давления на вяз-

кость. Сходная логика, основанная на использовании понятия «свободного объема», может быть применена и в случае пылевой плазмы. В пылевой плазме ситуация, возможно, обусловлена возникновением кластеров, о которых шла речь выше. Согласно нашим наблюдениям, фазовый переход от жидкоподобного состояния к кристаллическому в плазменно-пылевой среде может сопровождаться значительным положительным скачком объема (см. рис. 8). Это изображение (полученное в экспериментах [11]) демонстрирует картину стационарного сосуществования двух фаз плазменно-пылевой структуры, а также иллюстрирует значительное изменение удельного объема плазменно-пылевой среды при фазовом переходе. Это означает, что с увеличением давления плазмообразующего газа и появлением кристаллоподобных плазменно-пылевых кластеров происходит существенное уменьшение «свободного объема». В соответствии с формулой Бачинского, это должно приводить к увеличению вязкости, что и наблюдается на опыте. В настоящее время мы можем провести только качественное сравнение описанных выше моделей зависимости вязкости от давления. Что касается количественных оценок, то для их выполнения необходима дополнительная информация о структуре плазменно-пылевой среды (о концентрации образующихся кристаллоподобных плазменно-пылевых кластеров и их размерах).

Еще одним интересным фактом является зависимость вязкости от величины внешнего воздействия. Полученные экспериментальные данные (рис. 7) показывают, что увеличение мощности лазерного излучения (т.е. силы внешнего воздействия) приводит к уменьшению коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости. Такая зависимость является характерной для так называемых жидкостей Бингама [12, 13]. Дело в том, что коэффициент сдвиговой вязкости η , обычно называемый вязкостью, определяется как коэффициент пропорциональности между скоростью деформации сдвига $\gamma = dv_x/dy$ (т.е. локальным градиентом скорости жидкости) и возникающим при этом касательным напряжением σ_{visc} :

$$\sigma_{visc} = \eta\gamma. \quad (6)$$

Это соотношение, установленное Ньютоном, справедливо только в том случае, когда η не зависит от скорости деформации. Среды, для которых выполняется это условие, называются ньютоновскими. Поведение всех газов и большого числа обычных жидкостей описывается таким законом вязкости. Ньютоновскими являются беспримесные

однофазные жидкости с маленьким молекулярным весом (например вода), в которых можно считать, что диссипация связана со столкновениями между маленькими молекулами. Более правильно в таких жидкостях рассматривать сдвиговое напряжение σ_{visc} как функцию, разложенную в степенной ряд по скорости деформации сдвига:

$$\sigma_{visc}(\gamma) = \sigma_{visc}(0) + \eta\gamma + O(\gamma^2). \quad (7)$$

Это выражение сводится к формуле для ньютоновского поведения в линейном режиме при низкой скорости деформации сдвига. Временной масштаб τ для релаксации напряжения принято рассматривать как характерное время, которое требуется средней молекуле для того, чтобы сместиться на расстояние порядка своего размера. Характерным же временем деформации сдвига является $\tau_s = \gamma^{-1}$. Если $\tau/\tau_s \ll 1$, то жидкость находится в состоянии малого возмущения (ньютоновского предела). Однако если $\tau/\tau_s \gg 1$, то молекулы жидкости не способны оставаться вблизи равновесного положения. В этом случае в уравнении (7) должны быть рассмотрены члены более высокого порядка. Это ситуация типична для так называемых неньютоновских жидкостей. Неньютоновские жидкости, такие как полимерные сплавы, обычно состоят из больших и медленно движущихся молекул. К неньютоновским относят также коллоидные жидкости, содержащие избыток твердых частиц. В нашей повседневной жизни существует множество неньютоновских жидкостей, например, молоко, кровь, моющие жидкости. В индустриальной области — это вспененные материалы, а также различные гидросмеси. Неньютоновское поведение таких систем, как полимеры и жидкие кристаллы, объясняется сильной анизотропией образующих их молекул.

Эти системы имеют собственную нелинейность $\sigma_{visc}(\gamma)$ благодаря тому, что их структура изменяется под действием сдвига. Например, в суспензии анизотропных частиц это ведет к их выстраиванию под действием сдвига, в полимерных сплавах длинноцепочечные молекулы сплетаются друг с другом и стремятся растянуться в направлении сдвига.

Для описания стационарных течений неньютоновских жидкостей в реологии принято использовать обобщенное выражение (6), где коэффициент η описывается в рамках одной из полуэмпирических моделей (например, модель Бингама, Оствальда–Вейля и др.) [14]. Наиболее простой и достаточно точной (в частности, для описания многих мелкодисперсных суспензий) является модель Бингама, в которой

$$\sigma_{visc} = -\eta\gamma \pm \sigma_0, \quad \text{если } |\sigma_{visc}| > \sigma_0, \quad (8)$$

$$\gamma = 0, \quad \text{если } |\sigma_{visc}| < \sigma_0.$$

Знак плюс следует использовать, когда величина σ_{visc} положительна, знак минус, — когда отрицательна. Среды, описываемые такой моделью, называются бингамовскими вязкопластичными жидкостями. Такие жидкости остаются неподвижными до тех пор, пока касательное напряжение меньше, чем значение σ_0 , и текут подобно ньютоновской жидкости, когда касательное напряжение становится больше σ_0 .

Как уже отмечалось, модель Бингама хорошо описывает процессы стационарного течения мелкодисперсных суспензий. В то же время зависимости коэффициента сдвиговой вязкости от приложенного касательного напряжения для таких суспензий [15] имеют вид, аналогичный виду экспериментальных кривых, полученных нами. Этот факт, наряду с существованием порогового сдвигового напряжения [4], указывает на то, что плазменно-пылевая жидкость также является бингамовской средой.

Как уже отмечалось выше, с увеличением давления буферного газа происходит усиление зависимости коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости от приложенного касательного напряжения. При давлении $P_g = 15$ Па эта зависимость представляет собой практически горизонтальную прямую, т. е. плазменно-пылевая среда ведет себя, как ньютоновская жидкость. При больших давлениях ($P_g = 25, 35$ Па) данная зависимость существенно изменяется и наблюдается уменьшение вязкости с ростом сдвигового напряжения, другими словами, вязкопластические свойства плазменно-пылевой жидкости становятся существенно неньютоновскими.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем еще раз основные результаты, полученные в данной работе.

Проведено экспериментальное исследование вязкостных свойств плазменно-пылевой жидкости в зависимости от таких параметров, как давление плазмообразующего газа и величина сдвигового напряжения, приложенного к такой жидкости. Установлено, что вязкость плазменно-пылевой жидкости растет с увеличением давления буферного газа и уменьшается при увеличении сдвигового напряжения. Отмечено, что такая жидкость по своему поведению под действием внешней нагрузки близка к бингамовской. Высказано предположение,

что неньютоновский характер плазменно-пылевой жидкости может быть объяснен возникновением кристаллоподобных плазменно-пылевых кластеров в «жидкой» фазе.

Авторы благодарны А. Н. Старостину за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН в рамках программы фундаментальных исследований «Исследование вещества в экстремальных условиях» (подпрограмма «Теплофизика экстремальных состояний вещества»), а также РФФИ (гранты №№ 06-02-17532, 06-02-81052, 06-08-015484).

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Y. Sanbonmatsu and M. S. Murillo, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1215 (2001).
2. N. Saigo and S. Hamaguchi, *Phys. Plasmas* **9**, 1210 (2002).
3. V. Nosenko and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 155004-1 (2004).
4. A. Gavrikov, I. Shakhova, A. Ivanov et al., *Phys. Lett. A* **336**, 378 (2005).
5. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
6. Л. П. Кудрин, *Статистическая физика плазмы*, Атомиздат, Москва (1974), с. 16.
7. W. Y. Woon, in *Proc. 31st EPS Conf. Plasma Phys.*, 28G, London (2004).
8. Я. И. Френкель, *Кинетическая теория жидкостей*, Наука, Ленинград (1975).
9. С. Глестон, К. Лейдлер, Г. Эйринг, *Теория абсолютных скоростей реакций*, Изд-во иностр. лит., Москва (1948).
10. A. Batchinski, *Z. Phys. Chem.* **84**, 643 (1913).
11. I. Shakhova, A. Gavrikov, O. Vaulina et al., *4th Int. Conf. Phys. Dusty Plasmas*, Orleans, France (2005), *AIP Conf. Proc.* **799**, 422, Melville, New York (2005).
12. E. C. Bingham, *U. S. Bureau of Standards Bull.* **13** (1916), p. 309.
13. M. Reiner, *Rheology*, Springer, Berlin (1958).
14. R. Berd, W. Stewart, and E. Lightfoot, *Transport Phenomena*, J. Wiley & Sons, New York, London (1965).
15. N. H. March and M. P. Tosi, *Introduction to Liquid State Physics*, World Sci., New York (2004).