

В.Я. Рудяк, С.Л. Краснолуцкий

Эффективный коэффициент вязкости разреженных наногазовзвесей

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет

Поступила в редакцию 8.01.2004 г.

Эффективный коэффициент вязкости разреженных наногазовзвесей вычисляется с помощью кинетической теории Больцмана. Изучена зависимость коэффициента вязкости от радиуса частиц, их концентрации и температуры несущей среды. Показано, что эффективная вязкость наногазовзвесей в зависимости от концентраций наночастиц и их размеров может как увеличиваться, так и уменьшаться по сравнению с вязкостью несущего газа. Полученные результаты сравниваются с данными для смесей разреженных газов.

Введение

Эффективный коэффициент вязкости разреженных суспензий (жидкость + твердые дисперсные частицы) впервые был вычислен А. Эйнштейном [1], который учитывал влияние частиц на гидродинамическое поле скорости несущей жидкости и, как следствие, — на тензор напряжений и коэффициент вязкости. Было показано, что эффективный коэффициент вязкости суспензии

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{5}{2} \phi\right) \quad (1)$$

всегда больше коэффициента вязкости несущей жидкости η_0 (ϕ — объемная концентрация дисперсных частиц). Позднее появилось большое число работ, в которых делались попытки обобщить теорию Эйнштейна на случай достаточно плотных суспензий (см., например, [2, 3] и цитируемую там литературу), были получены соответствующие формулы вида (1) с точностью до членов порядка ϕ^2 .

На практике несущая среда часто является разреженным газом. Разреженными здесь называются газы, молекулы которых взаимодействуют друг с другом посредством лишь парных соударений. Таким образом, газ (в том числе воздух) при нормальных условиях является разреженным. Какой будет эффективная вязкость разреженной газозвеси, как она будет зависеть от концентрации дисперсных частиц? В настоящее время отсутствует ответ на оба поставленных вопроса. Еще более интересной является ситуация с разреженными наногазовзвесями (газ + наночастицы), в которых дисперсным компонентом являются наночастицы. Бурное развитие нанотехнологий делает изучение эффективной вязкости наногазовзвесей чрезвычайно актуальным.

Цель настоящей работы состоит в расчете коэффициента вязкости разреженных наногазовзвесей. Проводится сопоставление полученных данных с теоретическими для различных молекулярных смесей.

Постановка задачи и основные соотношения

Сложность поставленной задачи состоит в том, что наночастицы имеют размеры от одного до десятков нанометров и в обычных условиях порядка или меньше гидродинамического физически бесконечно малого для несущей среды масштаба. Таким образом, даже если несущий газ можно описывать гидродинамически, обтекание наночастицы гидродинамически описывать нельзя, на масштабах наночастицы среда не является сплошной. Поэтому для описания процессов переноса наночастиц в газах необходимо использовать кинетическую теорию. В работах [4–6] показано, что динамика разреженных наногазовзвесей описывается системой кинетических уравнений Больцмана. Однако и в этом случае взаимодействие наночастицы с молекулой газа является коллективным, поскольку необходимо учитывать ее одновременное взаимодействие со всеми атомами (молекулами) частицы. Это удастся сделать, используя специально построенный потенциал взаимодействия молекула–частица [7, 8]:

$$\Phi(r) = \Phi_9(r) - \Phi_3(r), \quad (2)$$

$$\Phi_i(r) = C_i \left\{ \left[(r-R)^{-i} - (r+R)^{-i} \right] - a_i \left[(r-R)^{-(i-1)} - (r+R)^{-(i-1)} \right] \right\},$$

где

$$C_9 = 4\pi \epsilon_{ij} \sigma_{ij}^{12} / (45V), \quad C_3 = 2\pi \epsilon_{ij} \sigma_{ij}^6 / (3V);$$

$$a_9 = 9/(8r), \quad a_3 = 3/(2r);$$

V — эффективный объем, приходящийся на одну молекулу дисперсной частицы; ϵ_{ij} , σ_{ij} — параметры потенциала Леннарда–Джонса 6–12, описывающего взаимодействие молекул налетающего газа с каждой молекулой (атомом) наночастицы.

С помощью этого потенциала в рамках кинетической теории Больцмана была изучена диффузия наночастиц в разреженных газах [8–10]. В частности, было показано, что свойства переноса наночастиц радикально отличаются от свойств обычных броуновских частиц и для описания их диффузии нельзя использовать теорию Эйнштейна и построенную на ее основе экспериментальную корреляцию Каннингема–Милликена–Дэвиса. Вместе с тем кинетическая теория с потенциалом [8–10] хорошо согласуется с экспериментальными данными, как существующими, так и специально полученными [9, 10]. Надежного потенциала взаимодействия (в том числе каких-либо моделей взаимодействия) между дисперсными частицами в настоящее время не существует. Поэтому взаимодействие частица–частица в данной работе моделируется потенциалом твердых сфер.

Итак, будем рассматривать разреженную наногазовзвесь как бинарную смесь частиц двух сортов: молекул несущего газа и собственно наночастиц. Как уже отмечалось, динамика такой бинарной дисперсной системы описывается обычной системой уравнений Больцмана. В результате обычным образом можно показать, что в первом приближении метода разложения по полиномам Сонина коэффициент вязкости рассматриваемой разреженной наногазовзвеси описывается формулой [11]:

$$\eta = (1 + Z)/(X + Y), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} X &= \frac{x_1^2}{\eta_1} + 2 \frac{x_1 x_2}{\eta_{12}} + \frac{x_2^2}{\eta_2}, \\ Y &= 0,6 A_{12}^* \left\{ \mu \frac{x_1^2}{\eta_1} + 0,5 x_1 x_2 \frac{(1 + \mu)^2}{\mu} \frac{\eta_{12}}{\eta_1 \eta_2} + \frac{1}{\mu} \frac{x_2^2}{\eta_2} \right\}, \\ Z &= 0,6 A_{12}^* \times \\ &\times \left\{ \mu x_1^2 + 2 x_1 x_2 \left[\frac{(1 + \mu)^2}{4\mu} \left(\frac{\eta_{12}}{\eta_1} + \frac{\eta_{12}}{\eta_2} \right) - 1 \right] + \frac{1}{\mu} x_2^2 \right\}, \\ \eta_i &= \frac{5}{16} \frac{(\pi m_i kT)^{1/2}}{\pi \sigma_{ii}^{(2,2)*}}, \quad \eta_{12} = \frac{5}{16} \frac{(\pi m_{12} kT)^{1/2}}{\pi \sigma_{12}^{(2,2)*}}, \\ \Omega_{12}^{(l,r)*}(T_{12}^*, \sigma_{12}^*) &= \frac{2}{(r+1)!} \times \\ &\times \int_0^\infty Q_{12}^{(l)*}(G^2 T_{12}^*, \sigma_{12}^*) G^{2r+3} \exp(-G^2) dG; \\ Q_{12}^{(l)*}(g_{12}^{*2}, \sigma_{12}^*) &= 2 \left(1 - \frac{1 + (-1)^l}{2(l+1)} \right)^{(-1)} \times \\ &\times \int_0^\infty b^* db^* (1 - \cos^l \chi(b^*, g_{12}^{*2}, \sigma_{12}^*)); \end{aligned}$$

$$\chi(b^{*2}, g_{12}^{*2}, \sigma_{12}^*) = \pi - 2b^* \times \int_0^{y_m} \frac{dy}{\sqrt{1 - (\Phi^*(y, \sigma_{12}^*) + y^2 b^{*2} g_{12}^{*2})/g_{12}^{*2}}}.$$

Здесь $y_m(b^{*2}, g^{*2})$ – минимальное положительное значение y , соответствующее обращению в нуль подынтегрального выражения; $y \equiv R/r$ – приведенное обратное расстояние между центрами молекулы несущего газа и наночастицы, нормированное на радиус наночастицы; $\Phi^* \equiv \Phi/\varepsilon_l$ – приведенная потенциальная энергия, нормированная на величину, пропорциональную глубине потенциальной «ямы»; x_1, x_2 – молярные доли компонентов 1 и 2; $\mu = m_1/m_2$, m_1, m_2 – массы молекулы несущего газа и наночастицы соответственно (индекс 2 везде, если это не оговорено особо, относится к наночастицам); $m_{12} = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ – приведенная масса; $A_{12}^* = \Omega_{12}^{(2,2)*} / \Omega_{12}^{(1,1)*}$, $\Omega_{12}^{(l,r)*}$ – приведенные Ω -интегралы; $\sigma_{22} = 2R$, R – радиус наночастиц; $T_1^* \equiv kT/\varepsilon_{l1}$ – приведенная температура несущего газа, являющаяся отношением температуры газа T к глубине потенциальной «ямы» потенциала Леннарда–Джонса 6–12, $T_{12}^* \equiv kT/\varepsilon_l$ – приведенная температура взаимодействия наночастица – молекула газа, нормированная на энергетический параметр $\varepsilon_l = 2\sqrt{10}\pi\varepsilon_{l2}\sigma_{12}^3/(9V)$, пропорциональный глубине потенциальной «ямы» потенциала (2); $\sigma_{12}^* \equiv \sigma_{12}/R$ – пространственный параметр, пропорциональный отношению размера области отталкивания к радиусу наночастицы; $b^* \equiv b/R$ – приведенный прицельный параметр для налетающей из бесконечности частицы; $g_{12}^{*2} \equiv m_{12} g_{12}^2 / (2\varepsilon_l)$ – приведенная кинетической энергии относительного движения; $G_{ij}^2 \equiv g_{ij}^{*2} / T^* = m_{ij} g_{ij}^2 / (2kT)$ – кинетическая энергия относительного движения, нормированная на температуру несущего газа.

Кинетическая теория Больцмана применима для описания наногазовзвесей лишь в случае, когда объемные концентрации дисперсных частиц достаточно малы, точнее, когда мал соответствующий параметр Ван-дер-Ваальса: $n_2 R^3 \ll 1$ (только в этом случае будет справедливо приближение парных соударений наночастиц с молекулами несущего газа). Поэтому полезно изучить поведение коэффициента вязкости (3) при малых значениях молярной доли дисперсной фазы: $x_2 \ll 1$. В первом приближении по x_2 коэффициент вязкости (3) принимает вид

$$\eta = \eta_1 \left\{ 1 + \frac{x_2}{(1 + 0,6 A_{12}^* \mu)} \times \left[\frac{1,2\sqrt{2}\alpha\Omega_{11}^{(2,2)*}}{s\Omega_{12}^{(1,1)*}} + 2 - 1,2A_{12}^* - 2 \frac{\sqrt{2}\Omega_{12}^{(2,2)*}}{4s^2\Omega_{11}^{(2,2)*}} \right] \right\}, \quad (4)$$

где

$$s = \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}} = \frac{\sigma_{11}}{2R} \ll 1; \quad \alpha = \frac{s^3}{\mu} = \frac{m_2 \sigma_{11}^3}{m_1 \sigma_{22}^3} = \frac{\pi \rho_2 \sigma_{11}^3}{6 m_1} \quad (5)$$

(ρ_2 — плотность материала наночастиц), так что параметр α имеет физический смысл отношения плотности материала наночастиц к плотности молекул несущего газа.

Параметр x_2 можно связать с объемной концентрацией наночастиц $\phi = x_2 v_p p / (kT)$, где v_p — объем наночастицы; p — давление наногазовзвеси. Тогда формула (4) внешне принимает вид, подобный формуле Эйнштейна (1). Есть, однако, важное отличие: функция (4) существенно зависит от отношения масс μ и эффективных диаметров s , молекул и наночастиц, температуры, параметров потенциала (2). В частности, при определенных значениях этих величин слагаемое в квадратных скобках в (4), вообще говоря, может менять знак. Это означает, что при добавлении в чистый газ малых объемных концентраций твердых дисперсных частиц эффективная вязкость среды может не только повышаться, но и понижаться.

В частности, производная эффективной вязкости наногазовзвеси (4) по объемной концентрации дисперсных частиц равна

$$\frac{d\eta}{d\phi} = \frac{6kTs}{\pi(1 + 0,6A_{12}^*\mu)\rho\sigma_{11}^3} \times \left[1,2\sqrt{2}\alpha s \frac{\Omega_{12}^{(2,2)*}}{\Omega_{12}^{(1,1)*}} + 2s^2 - 1,2A_{12}^*s^2 - \frac{\sqrt{2}\Omega_{12}^{(2,2)*}}{4\Omega_{11}^{(2,2)*}} \right]. \quad (6)$$

Значения входящих сюда Ω -интегралов зависят от температуры, параметров потенциала взаимодействия, для крупных частиц порядка единицы растут с уменьшением радиуса наночастиц. Так, например, функция $\Omega_{12}^{(2,2)*}$ изменяется для различных материалов от единицы до значений порядка 4,5. При увеличении радиуса дисперсных частиц и, соответственно, уменьшении параметра s все слагаемые в квадратных скобках по модулю уменьшаются. Уменьшается, следовательно, и добавка к эффективному коэффициенту наногазовзвеси, связанная с наличием наночастиц. Если параметр s мал, то существенное значение приобретает отношение плотностей α (5) материала наночастицы и молекул несущего газа. Таким образом, уменьшения эффективного коэффициента вязкости по сравнению с коэффициентом η_1 следует ожидать при большом различии размеров молекул несущего газа и наночастиц, когда доминирующим оказывается последний член в формуле (6). Если же размеры наночастиц достаточно малы, то уменьшение эффективного коэффициента вязкости можно ожидать в наногазовзвесах, в которых параметр α сравнительно мал. Здесь, конечно, следует учитывать величину значения Ω -интегралов, которые могут меняться в 2–3 раза.

Наконец, отметим, что для бинарной смеси газов с сильно различающимися молекулярными массами, когда, как правило, $\sigma_{11} \sim \sigma_{22}$ и $\mu \ll 1$, из выражения (3) приходим к следующей формуле:

$$\eta = \eta_1 \left[1 + 1,2\sqrt{2} x_2 \frac{s^2 \Omega_{12}^{(2,2)*}}{\mu \Omega_{12}^{(1,1)*}} + O(x_2) \right]. \quad (7)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках порядка $\mu^{-1}x_2$, а третье, $O(x_2)$, порядка x_2 , и при $\mu \ll 1$, $x_2 \ll 1$ третье слагаемое $O(x_2)$ значительно меньше второго слагаемого в квадратных скобках. Из выражения (7) следует, что малое добавление в легкий газ значительно более тяжелого всегда будет приводить к увеличению эффективной вязкости смеси по сравнению с вязкостью легкого компонента, что согласуется с соотношением (1).

Расчет коэффициентов вязкости разреженных газовзвесей

Коэффициенты переноса, получаемые с помощью кинетической теории, определяющим образом зависят от значений Ω -интегралов. При изучении диффузии наночастиц в разреженном газе были исследованы интегралы $\Omega_{12}^{(1,1)*}(C_3, C_9, R, T)$ [8]. Проведенные расчеты для широкого круга бинарных наногазовзвесей показали, что все Ω -интегралы для потенциала (2) (в отличие от соответствующих величин для разреженного газа) слабо зависят от использования различных комбинационных соотношений и весьма различающихся данных о параметрах межмолекулярных потенциалов. Вместе с тем их значения весьма чувствительны к изменению радиусов наночастиц и практически для всех исследованных пар молекул мало отличаются от единицы (меньше чем на 5%), начиная с радиусов частиц больше 10 нм. С другой стороны, для частиц радиусом меньше 10 нм значения Ω -интегралов меняются монотонно в диапазоне 1,5 ÷ 3,5 и тем больше, чем больше константа C_3 [см. формулу (2)].

Поведение функции $\Omega_{12}^{(2,2)*}(C_3, C_9, R, T)$, входящей в выражения (3)–(6) для коэффициента вязкости, изучалось с помощью расчетов этих Ω -интегралов для разреженных наногазовзвесей. Расчеты проводились для частиц из Zn, Cd и Cu₂O в Ne, Zn и Cu₂O в Ar и U в H₂. Радиусы частиц варьировались от 0,5 до 100 нм. Параметры потенциала взаимодействия (2) этих газовзвесей приведены в табл. 1, при определении констант C_3 , C_9 использовались данные из различных источников, собранные в табл. 2. Во всех случаях полученные выводы качественно совпадают с описанными выше для интегралов $\Omega_{12}^{(1,1)*}$.

Таблица 1

Параметры потенциала взаимодействия наночастица — молекула

Вещество	$C_3, \text{K} \cdot \text{Å}^3$	$C_9, \text{K} \cdot \text{Å}^9$	$\sigma_{ij}, \text{Å}$	$\epsilon_{ij}/k, \text{K}$
Cd–Ne	$7,760 \cdot 10^3$	$3,901 \cdot 10^5$	2,688	212,1
Zn–Ne	$8,664 \cdot 10^3$	$3,775 \cdot 10^5$	2,624	192,7
Cu ₂ O–Ne	$2,667 \cdot 10^4$	$5,473 \cdot 10^6$	3,398	322,3
Zn–Ar	$2,835 \cdot 10^4$	$2,501 \cdot 10^6$	2,952	311,5
U–H ₂	$2,957 \cdot 10^4$	$3,852 \cdot 10^6$	3,150	300,1
Cu ₂ O–Ar	$9,041 \cdot 10^4$	$3,375 \cdot 10^7$	3,754	600,6

Таблица 2
 Параметры потенциала Леннарда–Джонса 6–12

Вещество	$\epsilon_{ij}/k, \text{ K}$	$\sigma_{ij}, \text{ \AA}$
U	2703,6	3,343 [12]
Zn	1040	2,460 [12]
Cd	1260	2,580 [12]
Cu ₂ O	2909,1	4,124 [9]
Ne	35,7	2,789 [11]
Ar	124,0	3,418 [11]
Xe	229,0	4,055 [11]
UF ₆	236,8	5,967 [13]
H ₂	33,3	2,968 [11]

Выше уже отмечалось, что при добавлении в газ малых объемных концентрацией наночастиц эффективная вязкость среды в зависимости от свойств материала и радиуса наночастиц и несущего газа принципиально может как повышаться, так и понижаться. В качестве примера на рис. 1 показана зависимость от радиуса наночастиц производной (6) эффективной вязкости по объемной концентрации дисперсных частиц, нормированной на вязкость чистого газа, $\eta' = \eta^{-1}(d\eta/d\phi)$, для наногазовзвеси U–H₂ (частицы урана радиуса R в водороде). Производная η' действительно меняет знак в области значений радиусов R , равных примерно 36 нм. Таким образом, данная наногазовзвесь с частицами достаточно большого радиуса будет иметь эффективную вязкость меньше вязкости несущего газа. С другой стороны, вязкость наногазовзвеси U–H₂ с малыми частицами оказывается больше вязкости несущего газа.

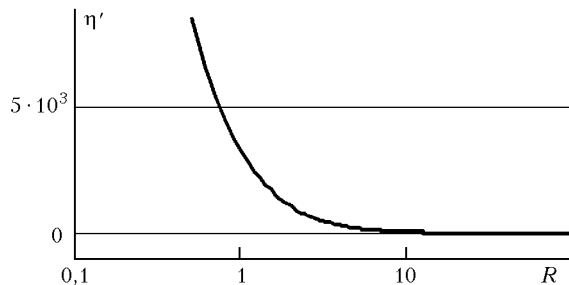


Рис. 1. Зависимость производной η' коэффициента вязкости газозвеси U–H₂ по объемной концентрации частиц от их радиуса. $T = 300 \text{ K}$

Понижение эффективного коэффициента вязкости по сравнению с коэффициентом вязкости чистого газа можно ожидать, как указывалось в предыдущем разделе, при сравнительно малых значениях параметра α (5). Значения этого параметра для нескольких исследованных газозвесей приведены в табл. 3.

Таблица 3
 Значения параметра отношения плотностей α (5)

Газозвесь	α
Cd–Ne	2,932
Zn–Ne	2,418
Cu ₂ O–Ne	2,068
Zn–Ar	2,248
U–H ₂	77,864
Cu ₂ O–Ne	1,923

Газозвесь U–H₂ имеет максимальное значение этого параметра. Напротив, для газозвеси Zn–Ne (частицы цинка радиуса в неоне) параметр α (5) гораздо меньше, чем для наногазовзвеси U–H₂. В результате при добавлении в газ частиц цинка малого радиуса эффективная вязкость наногазовзвеси Zn–Ne уменьшается. Это иллюстрирует рис. 2, где показана зависимость η' от радиуса частиц цинка.

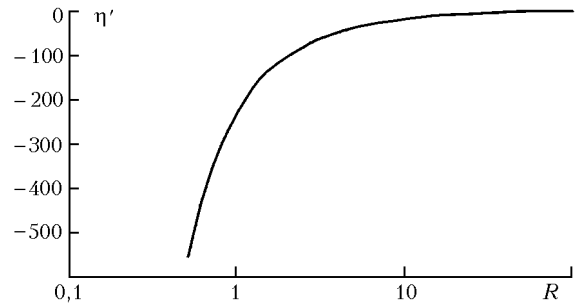


Рис. 2. Зависимость производной η' коэффициента вязкости газозвеси Zn–Ne по объемной концентрации частиц от их радиуса. $T = 300 \text{ K}$

С увеличением радиуса дисперсных частиц значение модуля функции η' падает. Так что добавление достаточно крупных наночастиц ($R > 30 \text{ нм}$) практически не меняет коэффициента вязкости газозвеси по сравнению с вязкостью чистого неона. Конечно, не следует забывать, что линейная аппроксимация (6) применима лишь при малых концентрациях.

Стоит подчеркнуть, что во всех случаях производная (6) имеет наибольшие значения для частиц малых радиусов ($R < 2 \text{ нм}$), и именно в этой области она меняется особенно заметно. Это означает, что даже малые концентрации ультрадисперсных частиц могут заметно изменить вязкость несущего газа. В качестве примера на рис. 3 показана зависимость эффективного коэффициента вязкости (3) наногазовзвеси U–H₂ от объемной концентрации частиц радиуса $R = 0,5 \text{ нм}$ при разных температурах. Кривая 1 здесь соответствует температуре 200; 2 – 300; 3 – 400; 4 – 500; 5 – 600; 6 – 800; 7 – 1000 К.

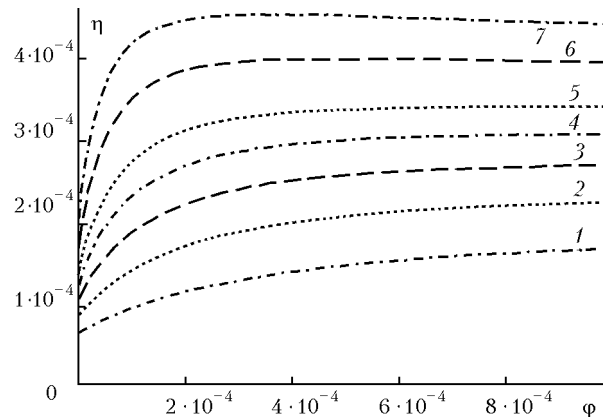


Рис. 3. Зависимость эффективного коэффициента вязкости (пуаз) наногазовзвеси частиц U–H₂ ($R = 0,5 \text{ нм}$) от объемной концентрации дисперсных частиц

Зависимость коэффициента эффективной вязкости данной наногазовзвеси от объемной концентрации

дисперсных частиц имеет один максимум. При повышении температуры увеличивается величина этого максимума, и он сдвигается в сторону меньших концентраций частиц. При всех температурах сравнительно малая добавка частиц урана вызывает повышение коэффициента вязкости наногазовзвеси по сравнению с чистым газом. При концентрациях порядка $2 \cdot 10^{-4}$ и комнатных температурах вязкость наногазовзвеси превышает вязкость несущего газа примерно на 90%. Этот эффект существенно зависит от температуры и при $T = 1000$ К отношение η/η_1 равно примерно 2,3 при тех же концентрациях.

Как уже отмечалось, добавление крупных частиц урана должно приводить и к уменьшению коэффициента вязкости газозвеси по сравнению с коэффициентом вязкости чистого водорода. Это действительно наблюдается. Соответствующий пример можно найти в [14] для той же газозвеси. Для частиц урана радиуса $R = 70$ нм при $T = 300$ К эффективный коэффициент вязкости наногазовзвеси оказывается ниже коэффициента вязкости водорода примерно на 1% при концентрации частиц урана $2 \cdot 10^{-3}$. Этот эффект возрастает с увеличением температуры.

Согласно рис. 2 коэффициент вязкости газозвеси Zr–Ne оказывается ниже, чем коэффициент вязкости чистого неона. Действительно, как показано в [14], вязкость наногазовзвеси при всех температурах оказывается ниже вязкости несущего газа. При комнатной температуре и объемной концентрации частиц $2 \cdot 10^{-4}$ эффективная вязкость этой газозвеси примерно на 15% ниже вязкости чистого неона, и этот эффект растет с увеличением температуры.

Обсуждение результатов

Главный вывод, который можно сделать по результатам данной работы, состоит в том, что вязкость наногазовзвесей, в отличие от вязкости крупнодисперсных суспензий, может быть не только больше, но и меньше вязкости несущего газа. Увеличение или уменьшение вязкости наногазовзвеси по сравнению с вязкостью чистого газа зависит, главным образом, от радиуса наночастиц и значения параметра α (5), который является отношением плотностей материала наночастицы и молекул несущего газа. С уменьшением радиуса наночастиц эффект изменения (повышения или понижения) коэффициента вязкости наногазовзвеси во всех случаях существенно увеличивается. Увеличение температуры наногазовзвеси также приводит к значительному усилению указанного эффекта.

Полезно сопоставить свойства вязкости наногазовзвесей с вязкостью бинарных смесей газов. Следует, однако, заметить, что поведение эффективного коэффициента вязкости бинарной смеси газов в общем случае плохо исследовано даже для разреженных газов, хотя в этом случае кинетическая теория позволяет их принципиально рассчитать с достаточно высокой точностью. Практически никогда вязкость бинарной смеси не является линейной функцией состава. Возможны две типичные ситуации. В первом случае вязкость смеси моно-

тонно увеличивается с возрастанием мольной доли одного из компонентов, а во втором при некотором соотношении компонентов она имеет максимум, который больше значений вязкости любого из компонентов [13]. Физические причины такого поведения вязкости смесей до конца не ясны. Однако если массы молекул компонентов бинарной смеси сильно различаются, то вязкость смеси в линейном приближении по молярной концентрации тяжелого компонента в соответствии с формулой (7) будет возрастать.

Чтобы выяснить, как ведет себя вязкость бинарных смесей разреженных газов с сильно различающимися массами молекул при произвольных концентрациях, были проведены расчеты вязкости смесей Xe–Ne и UF₆–Ne. Межмолекулярное взаимодействие описывалось потенциалом Леннарда–Джонса с константами, приведенными в табл. 2. Качественно вязкость обеих смесей ведет себя одинаково. На рис. 4 показана зависимость вязкости смеси UF₆–Ne от молекулярной концентрации тяжелого компонента (здесь кривым 1–7 соответствуют те же температуры, что и на рис. 3). Естественно, при малых концентрациях тяжелого газа вязкость смеси ведет себя в соответствии с формулой (7).

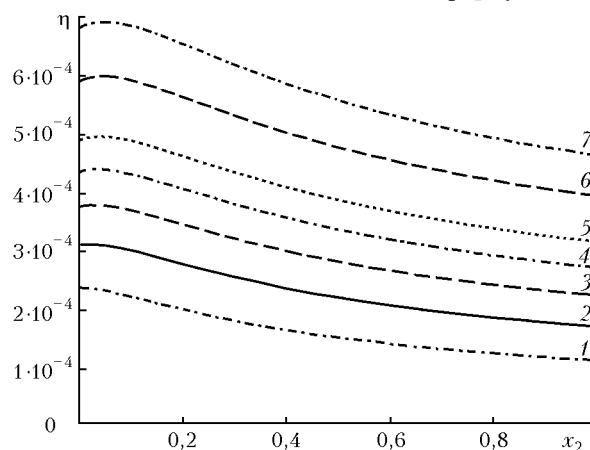


Рис. 4. Зависимость коэффициента вязкости (пуаз) смеси газов Ne и UF₆ от молярной доли UF₆

Однако при больших концентрациях зависимость вязкости от состава становится нелинейной и имеет максимум, положение которого существенно зависит от температуры смеси. При повышении температуры значение молярной доли тяжелого газа x_2 , соответствующее максимальному значению эффективного коэффициента вязкости смеси при данной температуре, монотонно увеличивается, растет и величина максимума. Коэффициенты вязкости и чистого Xe, и UF₆ ниже, чем чистого Ne, поэтому эффективный коэффициент вязкости исследуемых смесей разреженных газов имеет один максимум.

Следует заметить, что при достаточно высоких концентрациях тяжелого компонента вязкость смеси становится меньше вязкости легкого газа, однако, в отличие от газозвеси, это наблюдается при достаточно заметных молярных концентрациях тяжелого компонента, для смеси UF₆–Ne — при молярных концентрациях UF₆ порядка 7–10%.

Подчеркнем еще раз, что вязкость смеси газов, в том числе с сильно различающимися массами, всегда при добавлении тяжелого компонента сначала возрастает. Таким образом, в наногазовзвесах работает механизм переноса импульса, влиянием которого в газах можно пренебречь. Чтобы разобраться в природе механизмов переноса, полезно использовать и элементарную кинетическую теорию вязкости. Обычным образом (см., например, [15]) можно показать, что в рамках элементарной кинетической теории коэффициент эффективной вязкости разреженной газовой смеси η_e описывается следующей формулой:

$$\eta_e = \frac{5}{16} \sqrt{\frac{kT}{\pi}} \left[\frac{x_2 \sqrt{m_2}}{x_1 \sigma_{12}^2 + x_2 \sigma_{22}^2} k + \frac{x_1 \sqrt{m_1}}{x_1 \sigma_{11}^2 + x_2 \sigma_{12}^2} \right], \quad (8)$$

где $k = l_{22}/l_{21}$ и l_{22} — длина свободного пробега тяжелой частицы (с индексом 2) относительно частиц сорта 2; l_{21} — длина свободного пробега тяжелой частицы относительно молекул (частиц с индексом 1). Простые оценки показывают, что

$$k \approx \frac{n_1 \sigma_{11}^2 c_1}{n_2 \sigma_{22}^2 c_2} \frac{n_1 \sigma_{11}^2 \sqrt{m_2}}{n_2 \sigma_{22}^2 \sqrt{m_1}} \frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}},$$

где c_1, c_2 — тепловые скорости молекул и частиц соответственно.

Для всех рассмотренных газозвесей существует значение k , при котором формула (8) во всем диапазоне температур дает зависимости коэффициента вязкости газозвесей от молярной и массовой концентраций, практически совпадающие с точным расчетом по формуле (3). Разложение формулы (8) в ряд по малым x_2

$$\eta_e = \frac{5}{16 \sigma_{11}^2} \sqrt{\frac{m_1 k T}{\pi}} \left[1 + \frac{x_2 \sigma_{11}^2}{x_1 \sigma_{12}^2} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} k - \frac{x_2 \sigma_{12}^2}{x_1 \sigma_{11}^2} \right] \quad (9)$$

показывает физический смысл двух основных членов разложения в квадратных скобках в формулах (4), (6). Первый, положительный, связан с возрастанием вязкости за счет переноса импульса наночастицами. Отрицательный же член обусловлен уменьшением частоты столкновений молекула — молекула вследствие столкновений молекул с наночастицами, а также из-за уменьшения молярной доли газовых молекул. Для газов с сильно различающимися массами молекул $\sigma_{11} \sim \sigma_{12}$ и вторым членом в формуле (9) можно пренебречь по сравнению с положительным, и мы приходим к формуле вида (7).

Физически понятно влияние на вязкость газозвеси и параметра α (5). Частицы большей плотности для обеспечения передачи того же самого значения импульса будут иметь меньший радиус и, следовательно, большую длину свободного про-

бега. Поэтому эффективный коэффициент вязкости наногазовзвеси возрастает с ростом α .

В заключение необходимо отметить, что в данной работе для расчета взаимодействия частиц использовался потенциал твердых сфер. Для дисперсных частиц этот потенциал в общем случае мало реалистичен. Это, однако, практически не влияет на результаты и выводы данной работы, поскольку при малых объемных концентрациях дисперсной фазы вклад взаимодействий частица — частица в эффективный коэффициент вязкости пренебрежимо мал.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 01-01-00045, 03-01-06145) и гранта Президента РФ № НШ-964.2003.1.

1. Einstein A.A. A new determination of molecular sizes // Ann. Phys. 1906. V. 19. P. 289–306.
2. Batchelor G.K. Transport properties of two-phase materials with random structure // Ann. Rev. Fluid Mech. 1974. V. 6. P. 227–249.
3. Batchelor G.K. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles // J. Fluid Mech. 1977. V. 83. Pt. 1. P. 97–117.
4. Рудяк В.Я. Кинетическое описание разреженной мелкодисперсной газозвеси // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 20. С. 77–80.
5. Гладков М.Ю., Рудяк В.Я. Кинетические уравнения мелкодисперсной газозвеси // Ж. техн. физ. 1994. Т. 64. Вып. 4. С. 170–174.
6. Гладков М.Ю., Рудяк В.Я. Кинетические уравнения мелкодисперсной разреженной газозвеси // Изв. РАН. Мех. жидкости и газа. 1994. № 2. С. 165–171.
7. Rudyak V.Ya., Krasnolutskiy S.L. The interaction potential of dispersed particles with carrier gas molecules // Proc. XXI Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. Toulouse. 1999. V. 1. P. 263–270.
8. Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л. Диффузия наночастиц в разреженном газе // Ж. техн. физ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 13–20.
9. Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л., Насибулин А.Г., Каупинен Е.И. О методах измерения коэффициента диффузии и размеров наночастиц в разреженном газе // Докл. РАН. 2002. Т. 386. № 5. С. 624–627.
10. Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л. К кинетической теории описания диффузии наночастиц в разреженном газе // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 5–6. С. 508–511.
11. Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 929 с.
12. Арефьев К.М. Явления переноса в газе и плазме. Л.: Энергоатомиздат, 1983. С. 111.
13. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 591 с.
14. Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л. О вязкости разреженных газозвесей с наночастицами // Докл. РАН. 2003. Т. 392. № 4.
15. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960. 510 с.

V. Ya. Rudyak, S. L. Krasnolutskiy. Effective viscosity coefficient of rarefied gas nanosuspensions.

The effective viscosity coefficient of rarefied gas nanosuspensions is calculated by means of the Boltzmann kinetic theory. The dependence of this coefficient on the radius of nanoparticles, their concentration, and temperature of a carrier gas is investigated. It is shown that the viscosity of gas nanosuspensions depending on the nanoparticle concentration and size can both increase and decrease in comparison with the viscosity of the carrier gas. The results obtained are compared to the data for binary mixtures of rarefied gases.