

7. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. «Мысль», М., 1976

8. Пригожин И. Определено ли будущее? – Москва-Ижевск, 2005, -240с

9. Ling G.N. A physical theory of the living state: the association-induction hypothesis //New York-London, 1962.-553P

10. Галь Л.Н., Галь Н.Р. Сверхслабые воздействия – нелинейные явления в живых системах. // V Международный конгресс. Сборник избранных трудов. Санкт-Петербург, 2009. –С.1-9

11. Дроздов А.В. О возможной роли спиновой подсистемы в механизме действия факторов низкой интенсивности. // V Международный конгресс. Сборник избранных трудов. Санкт-Петербург, 2009. – С. 162-169

12. Пригожин И. От существующего к возникшему: время и сложность в физических науках. М., 2002

13. Цыб А.Ф., Вапняр В.В.// Вестник лимфологии, - 2007. - № 3 - С.9-17

14. Вапняр В.В. Изучение влияния суточных биоритмов на процессы гидратации периферической лимфы здорового человека с помощью высоких технологий // Космос и биосфера. VIII Международная крымская конференция. Тезисы докл. Киев, 2009,- С.253-257

КЛАСТЕРНАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ ГАЗОВ

Павлов А.М.

*Восточно-Казахстанский государственный
университет им. С. Аманжолова
Усть-Каменогорск, Казахстан*

Поведение теплоемкости реальных газов существенно отличается от той картины, которую рисуют классическая и квантовая теории. Особенно наглядно это видно на примере одноатомного газа. Согласно обеим этим теориям теплоемкость C_p одноатомного газа должна быть равна $2,5R$ при любой температуре и давлении. Однако, как следует из справочника [1], теплоемкость аргона, например, существенно зависит и от температуры и от давления. Так при 170К она оказывается разной при разном давлении. Удельная теплоемкость C_p при $P=10$ бар равна 0,579 кДж/кгК; при 90 бар – 2,852 кДж/кгК, а при 200 бар – 1,276 кДж/кгК.

Максимальное значение молярной теплоемкости C_p достигает $13,57R$, а минимальное ни при каких давлениях не равно $2,5R$. Такая

же сложная зависимость теплоемкости аргона от температуры. При давлениях ниже 70-80 бар C_p с увеличением температуры уменьшается, а при давлениях больше 80 бар она сначала увеличивается, а затем уменьшается.

Все эти особенности поведения теплоемкости можно объяснить кластерной моделью газов. Если у молекул одноатомного газа нет вращательных и колебательных степеней свободы, то у их комплексов или кластеров они появляются. По этой причине при определении внутренней энергии газа следует учитывать не только поступательную энергию движения молекул, но и энергию связи кластеров, а также их вращательную и колебательную энергию. Причем, как оказалось, эти виды энергии следует учитывать по разному у малых и больших кластеров.

У малых кластеров вследствие небольшой энергии связи, порядка 100-150К, колебательная энергия в тех пределах изменения температуры, при которых кластеры существуют, меняется незначительно. Поэтому у малых кластеров колебательную энергию можно не учитывать. Здесь учитывается только энергия связи, а также энергия поступательного и вращательного движений.

Большие кластеры, вследствие их значительной массы, имеют малые скорости поступательного и вращательного движений.

Поэтому эти виды движений практически не участвуют в передаче энергии. Однако число колебательных степеней свободы очень большое. Колебательные движения отдельных атомов или молекул перестают быть независимыми.

Коллективные колебания молекул образуют стоячие волны (фононы). Число таких независимых стоячих волн 3 и поэтому энергия колебательных степеней свободы, приходящаяся на один моль, будет $U = 3RT$.

В кластерной модели газ считается идеальным в том смысле, что пренебрегается взаимодействием кластеров между собой. Взаимодействие молекул учитывается реакциями образования и распада кластеров и энергией связи молекул в кластере. По этой причине слагаемые в U , связанные с вириальными коэффициентами, опускаются. Однако при строгих расчетах их следует учитывать.

Учитывая выше сказанное, внутреннюю энергию кластеризованного газа можно записать в виде:

$$U = -\frac{\nu RT_\varepsilon}{X} \left(\sum g^2 x_g - X \right) + \frac{6\nu RT}{X} - \frac{4,5\nu RT}{X} \cdot x_1 - \frac{2,5\nu RT}{X} \cdot x_2, \quad (1)$$

где $T_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{k}$ - температура, соответствующая минимуму энергии в потенциале Леннарда-Джонса, $x_g = \frac{N}{\sum N_g}$ - концентрация комплексов размерности g , $X = \sum g x_g$ - средний размер кластера, V - число молей, подсчитанных по массе, т.е. $V = \frac{m}{\mu}$, R -газовая постоянная, T - абсолютная температура.

В (1) первое слагаемое соответствует энергии связи комплексов, второе учитывает поступательную и вращательную энергию или

$$x_g = ax_1^g \left(\frac{N}{V}\right)^{g-1} \cdot T^{-1,5g+3} \exp\left[-g\left(\frac{\varepsilon}{kT} + \frac{i_1}{2}\left(1 - \frac{T_{xp}}{T}\right)\right)\right] \quad (2)$$

Учитывая это равенство можно найти $\frac{dX}{dT}$ и $\frac{dx_1}{dT}$:

$$\frac{dX}{dT} = -\frac{3X}{T} \left(1 - \frac{X^2}{\sum g^2 x_g}\right); \quad (3)$$

$$\frac{1}{x_1} \frac{dx_1}{dT} = \frac{X-1}{x^2} \cdot \frac{dX}{dT} + \left(\frac{1,5}{T} - \frac{3}{TX}\right) - \left(\frac{\varepsilon}{kT^2} - \frac{i_1 T_{kp}}{2T^2}\right). \quad (4)$$

$$\sum g^2 x_g = \frac{7}{6} X^2. \quad (5)$$

- для сильно кластеризованного газа и

$$\sum g^2 x_g = 6X - 8 + 3x_1$$

- для слабо кластеризованного газа.

Продлав все эти вычисления, для сильно кластеризованного газа получим следующее выражение для C_V :

$$C_V = \frac{3\nu RT_\varepsilon}{5T} \cdot X + \frac{9\nu R}{X} - \frac{4,5\nu R x_1}{X} \left(\frac{T_\varepsilon}{T} + \frac{i_1 T_{kp}}{2E}\right). \quad (6)$$

Поскольку газ сильно кластеризован, предельный переход к классической формуле невозможен.

Для слабо кластеризованного газа была получена другая формула:

колебательную энергию больших кластеров. Поскольку мономер одноатомного газа не имеет вращательных и колебательных степеней свободы, а димер имеет лишь две вращательных и одну колебательную степень свободы, то в (1) пришлось добавить последние два слагаемых, учитывающих этот фактор.

Так как теплоемкость C_V определяется производной по T от U , то необходимо учитывать, что концентрация комплексов существенно зависит от температуры. Используя закон действующих масс, записывается следующее выражение для концентрации:

$$C_v = \frac{\nu R}{X} \left[3X - 12 - 3x_1 + \frac{13,5x_1}{X} - 4,5x_1^2 + \frac{T_\varepsilon}{T} \left(24 + 9x_1 - \frac{27x_1}{X} + \frac{9x_1^2}{X} \right) + \right. \\ \left. + \frac{X^2}{\sum g^2 x_g} \left(-\frac{24T_\varepsilon}{T} + 9 - \frac{4,5x_1}{X} + \frac{9x_1}{X} \cdot \frac{T_\varepsilon}{T} \right) + (X-1) \left(\frac{T_\varepsilon}{T} + \frac{i_1 T_{sp}}{2T} \right) \right]. \quad (7)$$

В этом случае предельный переход $x_1 \rightarrow 1$ и $X \rightarrow 1$ дает $C_v=1,5R$.

Полученные формулы, учитывая зависимость концентрации кластеров от температуры и давления, позволяют объяснить поведение теплоемкости реальных газов и ее зависимость от этих величин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вассерман А.А., Казавчинский Я.З., Рабинович В.А. Теплофизические свойства воздуха и его компонент. - М.: Наука, 1966.- 376 с.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК ЖИДКОСТИ ПО НАКЛОННОЙ ПЛОСКОСТИ

Потетюнко Э.Н.

Южный Федеральный университет
Ростов-на-Дону, Россия

В работе найдены распределения скоростей и давления в турбулентном потоке жидкости по наклонной плоскости под действием силы тяжести.

1. Постановка задачи. Рассмотрим плоское стационарное турбулентное движение жидкости по наклонной плоскости под действием силы тяжести [1]:

$$\rho \left(\bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\tau}_{xx} + R_{xx}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\tau}_{xz} + R_{xz}) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho g \sin \alpha, \quad R_{xx} = -\rho \overline{v_x'^2}, \\ R_{xz} = -\rho \overline{v_x' v_z'}, \\ \rho \left(\bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\tau}_{xz} + R_{xz}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\tau}_{zz} + R_{zz}) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \rho g \cos \alpha. \quad (1)$$

Здесь \bar{v}_x, \bar{v}_z - проекции средней скорости частиц жидкости на оси Ox, Oz ; $\bar{\tau}_{xx}, \bar{\tau}_{xz}, \bar{\tau}_{zz}$ - составляющие тензора напряжений в осредненном движении жидкости:

$$\bar{\tau}_{xx} = 2\mu \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x}, \quad \bar{\tau}_{xz} = \mu \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} \right), \quad \bar{\tau}_{zz} = 2\mu \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z}, \quad (2)$$

где \bar{p} - осредненное гидродинамическое давление.

Функции R_{xx}, R_{xz}, R_{zz} - добавочные напряжения Рейнольдса, представляющие суммарный эффект всех беспорядочных отклонений скоростей v_x', v_z' от их средних значений \bar{v}_x, \bar{v}_z . Функции $\overline{v_x'^2}, \overline{v_x' v_z'}$ - сглаженные нелинейные слагаемые ускорения, порожденные отклонениями скоростей v_x', v_z' от их средних значений \bar{v}_x, \bar{v}_z . Далее ρ - плотность жидкости, g - ускорение свободного движения, μ - коэффициент внутреннего трения (коэффициент вязкости), $\mu = \rho \nu$, ν - кинематический коэффициент вязкости. Нача-

ло координат выбрано на неподвижной плоскости Oxy , наклонной к горизонту под углом α . Ось Oy - горизонтальна, ось Oz направлена перпендикулярно к плоскости вверх, ось Ox лежит в плоскости и направлена вниз по направлению потока.

Считаем, что турбулентное движение жидкости в среднем происходит в направлении оси Ox и, что средняя скорость этого движения существенным образом зависит лишь от координаты z : $\bar{v}_x = \bar{v}_x(z)$, $\bar{v}_y = 0$, $\bar{v}_z = 0$. В этом случае наиболее существенным из добавочных напряжений является лишь $R_{xz} = -\rho \overline{v_x' v_z'}$ [1]. То есть, полагаем $R_{xx} = 0$, $R_{zz} = 0$. Во многих источниках