

С. Ю. Чернявский, А. Г. Истратов

О МАСШТАБНО-БАРИЧЕСКОЙ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ПРИ ГОРЕНИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

При изучении сложной кинетики химических реакций в многокомпонентных газовых смесях в следах за телами, летящими с гиперзвуковыми скоростями, для многих случаев оказался полезным и получил распространение так называемый бинарный закон подобия [1, 2]. Он состоит в том, что сложные кинетические зависимости и соотношения оказываются подобными при выполнении условия

$$pd = \text{const}, \quad (1)$$

где p — давление; d — характерный размер. Указанный закон подобия реализуется в тех случаях, когда ход процесса определяется в основном бинарными реакциями.

Для случая горения газовых смесей, кроме кинетики химического превращения, существенное значение имеют теплопроводность и диффузия, а также газодинамические процессы, связанные с течениями исходной смеси и продуктов сгорания, их механическим и тепловым взаимодействием с препятствиями и т. д.

В данной работе показано, что и в этом случае закон подобия (1) также может быть реализован. Более того, оказалось, что можно использовать масштабно-барическую эквивалентность как приближенную и для случаев горения, определяемых не только бимолекулярными процессами.

Как известно из теории подобия [3], моделирование явления обеспечивается при постоянстве соответствующих безразмерных критериев. В качестве независимых параметров, характеризующих динамику течения газа, можно выбрать критерии Рейнольдса Re , Маха M и Фруда Fr :

$$Re = \rho u d / \eta, \quad M = u / c, \quad Fr = u^2 / g d. \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность; u — характерная скорость; η — коэффициент вязкости; c — скорость звука; g — ускорение под действием гравитационных сил. Система (2) в случае горения должна быть дополнена безразмерными концентрациями, характеризующими состав смеси, а также параметрами

$$T_b / T_0, \quad \epsilon = \rho_0 / \rho_b \quad (3)$$

(T_b , T_0 и ρ_b , ρ_0 — температуры и плотности продуктов сгорания и исходной смеси соответственно).

Весьма часто встречаются ситуации, когда течение исходной смеси и продуктов сгорания вызвано исключительно самим горением. Скорости течения при этом (достигающие сотен метров в секунду) определяются скоростью сгорания и степенью расширения газа при сгорании ϵ . В свою очередь, скорость сгорания естественно связана с нормальной скоростью распространения пламени u_n (далее, для краткости, скорость пламени) — фундаментальной характеристикой горения для заданной смеси газов. Выберем поэтому u_n в качестве характерной скорости в системе критериев (2).

Величина u_n зависит от кинетики химического превращения и может служить единственной суммарной характеристикой скорости реакции сгорания. Обычно употребляемый для описания течения реагирующего газа (например, в работах по химической технологии) критерий Дамкелера Da в этом случае сводится к числу Re . Действительно, $Da = \tau_p / \tau$, где τ_p — характерное время химического превращения; $\tau = d / u$ — характерное время течения. В теории распространения пламени [4]

широко используется оценка $u_n = \sqrt{\kappa/\tau_p}$ (κ — температуропроводность), из которой следует $\tau_p = \kappa/u_n^2$ и $Da = \kappa u_n^2 d$. Выбрав в качестве характерной скорости пламени $u = u_n$, получим $Da = \kappa/u_n d = 1/Re \cdot Pr$ ($Pr = \eta/\rho\kappa$ — число Прандтля, величина которого для газов близка единице и практически постоянна). Если u_n , а также отношения T_b/T_0 и ϵ не зависят от давления, постоянство критерия Re будет обеспечено условием (1).

В самом деле, выразив плотность газа через давление p и температуру T из уравнения состояния совершенного газа

$$\rho = \mu p/RT, \quad (4)$$

(μ — молекулярная масса, R — универсальная газовая постоянная), найдем

$$Re = \mu u_n/\eta RT \cdot pd. \quad (5)$$

Когда выбраны исходная смесь (со средней молекулярной массой μ_0) и ее начальная температура T_0 , условия $T_b/T_0 = \text{const}$ и $\epsilon = \mu_0 T_b/\mu_b T_0 = \text{const}$ (μ_b — средняя молекулярная масса продуктов сгорания) обеспечивают фиксацию T и μ в соотношении (5). В этих условиях можно считать заданной и вязкость η . Таким образом, при изменении p весь комплекс $\mu u_n/\eta RT$ при оговоренных ограничениях на u_n , T_b/T_0 и ϵ изменяться не будет, и выполнение равенства $Re = \text{const}$ сведется к удовлетворению (1). При этих же условиях останется постоянным и критерий $M = u_n/c$, поскольку скорость звука в газах не зависит от давления.

Чтобы обеспечить постоянство числа Fr , нужно дополнительно сохранять величину произведения gd . В дальнейшем предполагаем, что это условие выполняется, либо ограничимся рассмотрением случаев, когда критерий Fr несуществен.

Вместо Fr , учитывая действие гравитационных сил, часто используют критерий Грасгофа $Gr = (gd^3\rho^2/\eta^2)\Delta\rho/\rho$ ($\Delta\rho$ — характерная разность плотностей, определяющая архимедову силу). Однако Gr можно выразить через критерии (2), (3). Вводя характерную разность плотностей $\Delta\rho = \rho_0 - \rho_b$, получим $Gr = (Re^2/Fr)(\epsilon - 1)/\epsilon$.

Известно, что условие $u_n = \text{const}$ при изменении давления точно выполняется, если горение определяется лишь бимолекулярными процессами. «...Любая совокупность бимолекулярных процессов, т. е. реакций, идущих в результате попарных столкновений между собой или с атомами, и с радикалами, приводит к скорости пламени, не зависящей от давления» [4]. Существуют также процессы сгорания (когда при сгорании число молекул в системе сохраняется, например, в стехиометрических смесях с O_2 метана и этилена), для которых температура продуктов и их степень расширения не зависят от давления. Таким образом системы, для которых выполняется масштабно-барическая эквивалентность, вполне реальны.

При реализации масштабно-барической эквивалентности геометрическая картина процесса сохраняется. Его ход во времени будет качественно тем же. Изменяется лишь пространственно-временной масштаб (d и $\tau = d/u_n \sim d$). Возникающие при этом силы будут пропорциональны d , так как сила $f \sim d^2\rho u_n^2 \sim d^2p$ и $pd = \text{const}$. Тепловая нагрузка q (количество тепла, отдаваемое в единицу времени стенкам препятствия) по порядку величины равна $q \sim d^2\alpha(T - T_s)$, где T и T_s — характерные температуры газа и стенки. Коэффициент теплоотдачи α выражается через критерий Нуссельта Nu ($\alpha = (\lambda/d)Nu$), при этом коэффициент теплопроводности λ не зависит от давления, а число Nu есть функция определяющих критериев (2) и (3); тепловой напор $T - T_s$ определяется, очевидно, отношением характерных температур T_b/T_0 . Таким образом, тепловая нагрузка оказывается пропорциональной масштабу d .

Продемонстрируем примеры реализации масштабно-барической эквивалентности для некоторых случаев, взятых из [5], где имеются ссылки на соответствующие оригинальные работы.

Первый пример относится к образованию ячеек на фронте ламинарного пламени. На рис. 1 воспроизведен полученный Дж. Маркстейном график зависимости среднего размера ячейки от давления для смеси бутан — кислород — азот. Видно, что аппроксимирующая экспериментальные точки кривая представляет собой гиперболу $pd = 1,06 \text{ кПа} \cdot \text{м}$.

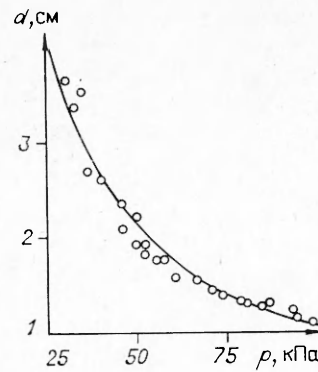


Рис. 1.

Следующий пример связан с процессом перехода горения в детонацию при распространении пламени в трубах. На рис. 2, 1 показаны экспериментальные результаты К. И. Щелкина и А. С. Соколика по исследованию влияния давления на длину преддетонационного периода при горении в трубе пентанокислородной смеси. Несмотря на прихотливый характер экспериментальной кривой, она расположена достаточно близко по отношению к гиперболу $pd = 15,43 \text{ кПа} \cdot \text{м}$ (рис. 2, 2).

Наконец, рассмотрим приведенные в [5] результаты измерений минимальной энергии зажигания стехиометрической смеси природного газа с воздухом в зависимости от давления и расстояния между электродами, полученные М. Бланком, П. Гостом, Г. Эльбе и Б. Льюисом. При сближении электродов минимальная энергия зажигания изменяется плавно, пока расстояние между электродами не достигнет критической величины — расстояния гашения d . Зависимость $d(p)$ по данным [5] приведена на рис. 3 и удовлетворяет соотношению $pd = 7,16 \text{ Па} \cdot \text{м}$.

Зависимость, близкая к (1), получена также в [6] для условий перехода газовой детонации через малое отверстие диаметра d в объем.

Обратим внимание на то, что в рассмотренных здесь примерах скорость пламени заметно зависит от давления, например, для метановоздушной смеси $u_n \sim p^{-0,37}$. По-видимому, это связано с влиянием химических процессов, отличающихся от бимолекулярных. Таким образом, масштабнo-барическая эквивалентность может быть успешно использована как удобное приближение и в случаях $u_n \neq \text{const}$. Точность этого приближения повысится, если при переходе к другим давлениям варьировать состав горючей смеси так, чтобы обеспечивалось постоянство u_n , T_b/T_0 и ϵ , что достигается, например, с помощью малых, но химически активных присадок.

Рассмотренные примеры показывают, что масштабнo-барическая эквивалентность реализуется в чрезвычайно разнообразных ситуациях, связанных с горением. Есть основания ожидать аналогичных результатов для горения в трубах, взаимодействия пламени с препятствиями, в частности, с пламягасящими устройствами, а также при изучении процессов в различных горелках. В этих случаях может оказаться, что

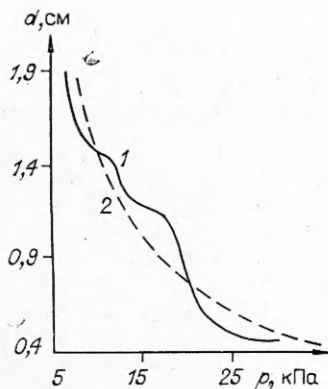


Рис. 2.

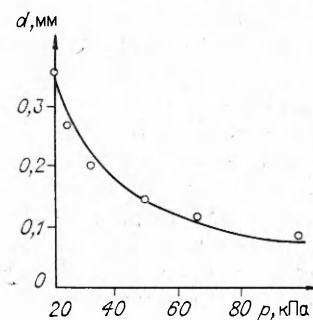


Рис. 3.

скорость движения газа u уже не определяется только величиной u_n , а задана внешними обстоятельствами, например, скоростью подачи газа. Тогда к системе (2), (3) необходимо добавить параметр u/u_n , величина которого должна быть сохранена.

Масштабно-барическая эквивалентность может быть применена также к некоторым характеристикам горения неперемешанных систем.

При диффузионном горении предельная величина потока реагентов, сгорающих в пламени,— одна из важнейших характеристик, превышение которой вызывает потухание. Как известно, указанная величина пропорциональна u_n в гомогенной стехиометрической смеси этих реагентов [4]. Поэтому свойства горения неперемешанных систем, связанных со срывом диффузионного пламени, могут быть рассмотрены так же, как это выполнено в данной работе для горения смесей.

Таким образом, при изучении горения газовых смесей и некоторых характеристик горения неперемешанных систем можно считать обоснованным применение закона подобия, при котором пространственно-временной масштаб явления изменяется обратно пропорционально давлению. Для реализации закона подобия не должны зависеть от давления скорость пламени, отношение температуры горения к начальной и степень расширения газа при горении. Масштабно-барическая эквивалентность может быть использована при анализе различных ситуаций, связанных с горением, и в случае заметной зависимости скорости пламени от давления. Показана ее применимость при изучении образования ячеек на фронте ламинарного пламени, процессов перехода горения в детонацию и перехода детонации через отверстие в объем, а также минимальной энергии зажигания в зависимости от расстояния между электродами.

Авторы благодарны Б. Е. Гельфанду, В. П. Карпову, А. С. Бетеву и С. В. Хомику за плодотворное обсуждение вопросов, затронутых в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nayami R. A., Primich R. I. // Fluid Physics of Hypersonic Wakes: AGARD Conf. Proc., 2, 19.— London, 1967.
2. Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, 6, 166.
3. Седов Л. Н. Метод подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1977.
4. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
5. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
6. Matsui H., Lee J. H. // 17th Symp. (Intern.) on Combustion.— Leeds, 1978.

г. Москва

Поступила в редакцию 26/VII 1988

УДК 536.46 + 543.51

Б. Я. Колесников, В. Л. Ефремов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ЭПОКСИДНОГО ПОЛИМЕРА. ОКИСЛИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЕДПЛАМЕННОЙ ЗОНЕ

Исследование распространения пламени по поверхности полимерных материалов представляет значительный интерес как для развития теории горения полимеров, так и для решения задач, связанных с пожаробезопасностью. Однако механизм распространения пламени известен только в самых общих чертах. Он включает два наиболее важных процесса: теплоперенос к невоспламененному материалу и газофазные химические реакции [1]. В зависимости от условий горения и типа полимера преобладают различные каналы теплопереноса: теплопровод-

© 1990 Колесников Б. Я., Ефремов В. Л.