

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА

Лектор: Болегенова Салтанат Алихановна

+7 701 386 97 55

e-mail.: Saltanat.Bolegenova@kaznu.kz

НОРМАЛЬНОЕ ГОРЕНИЕ ЛАМИНАРНЫХ ПЛАМЕН

Цель лекции - изучить нормальное горение ламинарных пламен.

10.1 Волны химической реакции

Любая хорошо перемешанная смесь горючего и окислителя с химической точки зрения содержит все необходимое для горения. Однако при обычных условиях (атмосферном давлении и комнатной температуре) скорость химической реакции в большинстве горючих смесей ничтожна, требуется ждать столетия, чтобы заметить в них какие-либо химические превращения. При рассмотрении явлений цепного и теплового воспламенения мы видели, что горючая смесь воспламеняется только при определенных условиях - ее нужно либо подогреть стенками сосуда, либо ввести затравку из активных центров.

Представим себе, что эти условия осуществляются не во всем реакционном «сосуде, а где-то в одном месте - например, накалиной проволочкой или искрой создан локальный разогрев горючей смеси или путем фотоиницирования получено достаточное количество активных центров. После локального инициирования пойдет волна реакции, которая постепенно охватит всю реакционно-способную смесь.

Известны два различных режима распространения волны реакции в пространстве - со сверхзвуковой и дозвуковой скоростями. Первый - детонационный - обусловлен быстрым сжатием вещества в ударной волне, которая обеспечивает необходимый нагрев вещества для того, чтобы реакция пошла со значительной скоростью; в свою очередь, выделение тепла в химической реакции поддерживает постоянную интенсивность ударной волны и тем самым обеспечивает ее распространение на большие расстояния. Второй режим распространения волны химической реакции происходит со скоростями, значительно меньшими звуковых, и связан с молекулярными процессами теплопроводности и диффузии - это режим распространения пламени. При тепловом механизме распространения пламени тепло, выделившееся при химической реакции, теплопроводностью передается в соседние участки неореагировавшего газа, нагревает их и инициирует активную химическую реакцию. При цепном механизме распространение очага реакции происходит путем диффузии активных центров. Возможно также и наиболее вероятно в реальных случаях горения совместное действие диффузии и теплопроводности.

Опытные данные и теоретическое рассмотрение свидетельствуют о том, что при распространении пламени реакция идет в каждый момент времени в сравнительно (по сравнению с размерами камер сгорания) тонком слое - зоне реакции. В непосредственной близости от зоны реакции, также в тонком слое, происходит разогрев негоревшей смеси. Поэтому в первом приближении распространение пламени можно представить себе так: имеются две области - негоревшего газа и продуктов реакции, разделенные поверхностью горения, толщиной которой можно пренебрегать и рассматривать ее как геометрическую поверхность, движущуюся относительно газа с известной скоростью - нормальной скоростью распространения пламени.

Нормальная скорость пламени определяет объем горючей смеси, который сгорает в единицу времени на единице поверхности пламени; она имеет размерность линейной скорости (см/сек). При искривленном фронте пламени нормальная (или фундаментальная) скорость горения характеризует скорость перемещения фронта пламени относительно исходной смеси в направлении нормали к поверхности фронта.

Величина нормальной скорости распространения пламени определяется кинетикой химической реакции и молекулярными процессами переноса тепла и вещества внутри фронта пламени, где существуют большие градиенты температуры, концентраций принимающих участие в реакции горения веществ, скорости, плотности.

Практически расчет нормальной скорости пламени часто осложняется тем, что плохо известна или совсем неизвестна кинетика химического превращения; поэтому при решении газодинамических задач с горением величину нормальной скорости пламени берут не из теоретического расчета, а по экспериментальным данным. Измерение нормальной скорости пламени в опыте не представляет особой сложности, создано несколько методик для таких измерений в широком диапазоне изменения давления, состава, температуры.

При анализе явлений, происходящих у поверхности пламени, часто удобно выбирать локальную систему координат, связанную с фронтом пламени (в ней поверхность пламени покоится); в этой системе координат исходная горючая смесь со скоростью u_n натекает на неподвижный фронт пламени, а продукты горения оттекают от поверхности пламени со скоростью u_b , большей u_n , так как при горении происходит нагрев и расширение газа. Очевидно, что скорость натекания u_n , при которой фронт пламени покоится, равна той скорости, с которой пламя движется относительно неподвижного газа. Величина u_b есть скорость перемещения пламени в пространстве в ситуации, когда покоятся продукты горения. Соотношение между величинами u_n и u_b плоского фронта пламени можно найти так; полная масса вещества, поступающая в пламя на единицу поверхности фронта, должна быть равна массе продуктов горения, отводимых с этой поверхности, т. е.

$$\rho_0 u_n = \rho_b u_b \quad (70)$$

где ρ_0 и ρ_b - плотности исходной смеси и продуктов сгорания.

Отсюда

$$\frac{u_b}{u_n} = \frac{\rho_0}{\rho_b} = \frac{\mu_0 T_b}{\mu_b T_0}, \quad (71)$$

где T_0 и T_b , μ_0 и μ_b - температура и средний молекулярный вес исходной смеси и продуктов сгорания (давление при распространении пламени практически постоянно по объему газа; как будет видно, его изменение пропорционально квадрату числа Маха). Так как для обычных реакций горения $\mu_0 \approx \mu_b$, а температура при горении меняется в 5-10 раз, то $u_b / u_n \approx 5 \div 10$.

В силу закона сохранения потока массы через фронт пламени (70) удобно использовать также понятие массовой скорости горения $\rho_0 u_n$, которая представляет собой произведение плотности газа на скорость. Эта величина имеет размерность г/см³-сек и представляет собой массу вещества, сгорающего за одну секунду на 1см² пламени. Точно так же и скорость тепловыделения при горении целесообразно относить к единице поверхности пламени; соответствующая величина имеет размерность кал/см² сек.

В этой главе излагаются физические основы теории теплового распространения пламени, являющейся фундаментом современных представлений о закономерностях распространения волн химического превращения.

10.2 Химическое превращение в пламени

Рассмотрим, как совершается в пламени переход от исходного состояния холодной горючей смеси к конечному - горячим продуктам сгорания, каковы ширина переходной зоны и время пребывания в ней реагирующего вещества.

Уже из общих соображений можно предвидеть, что химическая реакция внутри фронта пламени будет протекать неравномерно - из-за резкой зависимости скорости реакции от температуры она будет, главным образом, сосредоточена в части фронта пламени, прилегающей к горячим продуктам сгорания. Там, где температура ниже, реакция протекает со значительно меньшей скоростью и поэтому ее вообще можно не учитывать, а рассматривать только молекулярный перенос тепла и вещества. Эти процессы в пламени доминируют в силу большого перепада температуры и концентраций реагирующих веществ, они и определяют в основном структуру пламени.

Сначала определим порядок величины этой зоны, которую называют зоной прогрева.

Еще Герцем была решена задача о тепловой волне перед нагретой поверхностью, движущейся с постоянной скоростью. Это решение, которое было впервые применено к пламени В. А. Михельсоном, рассматривавшим зону реакции как поверхность $x=0$ с фиксированной температурой T_b ,

$$T = T_0 + (T_b - T_0)e^{u_n x / \chi}, \quad (72)$$

где T_0 - температура невозмущенного вещества, u_n - скорость пламени (скорость движения его поверхности относительно свежего газа), $\chi = \lambda / \rho c_p$ - коэффициент температуропроводности - отношение теплопроводности к плотности и теплоемкости при постоянном давлении. Тепловая волна рассматривается здесь в системе координат, связанной с фронтом пламени, свежая горючая смесь набегаёт на пламя со стороны отрицательных x со скоростью u_n (см.рис.20). Для простоты в (72) и в (73) все материальные константы ρ , λ , χ считаются постоянными, не зависящими от температуры. При горении это предположение нарушается сильно, например χ меняется 10—30 раз. Ниже в этом параграфе указанное предположение не используется.

Распределение (72) есть решение уравнения теплопроводности

$$\rho c \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} \quad (\lambda, c = const), \quad (73)$$

удовлетворяющее граничным условиям $T(\infty)=T_0$, $T(0)=T_b$. Решение (72) применимо лишь к области $x<0$, в которой тепловыделение отсутствует, при $x>0$ находятся продукты горения постоянной температуры T_b (см.рис.20). Из (72) видно, что в качестве масштаба ширины зоны подогрева можно принять то расстояние, на котором в e раз растёт разогрев

$$l = \frac{\chi}{u_n} = \frac{\lambda}{\rho c u_n}. \quad (74)$$

Вычислим эту величину для медленно горящей смеси (6% метана с воздухом), для которой $u_n=5$ см/сек, и быстро горящей гремучей смеси стехиометрического состава с $u_n=10^3$ см/сек. Подставляя $\chi \approx 0,3$ см²/сек, получим $l=0,06$ см (СН₄), $l \approx 0,0003$ см (2Н₂+О₂).

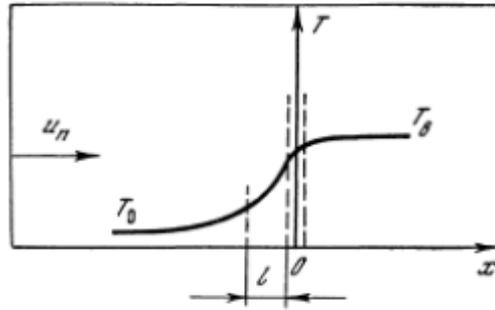


Рисунок 20 - Михельсоловское распределение температуры во фронте пламени: l - ширина зоны подогрева, пунктиром показана зона реакции, $x < 0$ - несгоревший газ, $x > 0$ - продукты горения

В обоих случаях ширина зоны подогрева во много раз больше длины свободного пробега молекул газа, что естественно, так как скорость u_n намного меньше скорости звука; действительно, из кинетической теории

$$\chi \sim \Lambda c_s \quad (75)$$

(Λ - средняя длина свободного пробега, c_s - тепловая скорость молекул, которая имеет порядок скорости звука) и, следовательно,

$$l \sim \frac{\Lambda c_s}{u_n} \gg \Lambda. \quad (76)$$

Это неравенство служит обоснованием применимости дифференциальных уравнений молекулярного переноса (теплопроводности и диффузии), которые используются в теории распространения пламени.

Порядок величины времени пребывания вещества в пламени можно получить делением ширины зоны подогрева на скорость пламени: $t_n = 4 \cdot 10^{-3}$ сек (CH_4), $t_n = 10^{-7}$ сек ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$).

Время химической реакции того же порядка, что и время пребывания реагирующей смеси в зоне подогрева. Это время во много раз превышает время свободного пробега молекул в газе: всякая реакция в пламени вследствие значительной теплоты активации или вследствие сложного механизма требует большого среднего числа столкновений молекул на одно эффективное, ведущее к превращению, столкновение.

Подчеркнем еще раз, что температура и состав смеси в пламени меняются не только в результате химической реакции. Они меняются также и в той зоне, где химической реакции нет - в зоне подогрева; температура меняется из-за теплопроводности газа, а состав - вследствие диффузии. Химическая реакция в пламени идет в смеси, которая уже подверглась нагреванию и состав которой уже изменился.

Возьмем для примера смесь окиси углерода с кислородом, вступающую в реакцию $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$. Отвлекаясь от сложного механизма этой реакции, изобразим качественно распределения температуры, концентраций окиси углерода, кислорода и углекислого газа во фронте пламени (рис. 21).

Исходная смесь подогревается за счет теплового потока из зоны реакции. Состав смеси в зоне подогрева изменяется по сравнению с исходной смесью из-за диффузии реагентов в зону реакции и ее разбавления продуктами горения (CO_2). В горючих смесях с резко отличающимися по молекулярным весам реагентами меняется также и относительное

содержание окислителя и горючего, так как более подвижные молекулы легкого реагента диффундируют с большей скоростью.

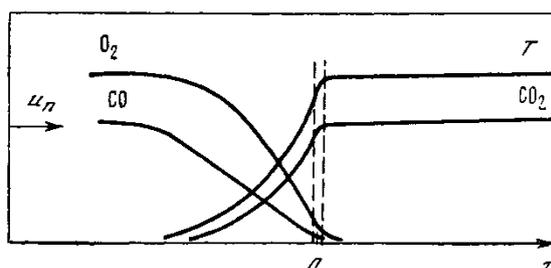


Рисунок 21 - Структура фронта пламени, в котором протекает реакция $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$.

Концентрации CO и O₂ в зоне реакции намного меньше их исходных значений; повышение температуры тем не менее с избытком компенсирует соответствующее уменьшение скорости реакции, так что основное химическое превращение сосредоточено в узкой зоне вблизи максимальной температуры - температуры пламени. Диффузия непрерывно подает в зону реакции реагирующие вещества и перераспределяет их в самой зоне реакции. Полное завершение реакции в волне горения происходит, как правило, асимптотически; (продуктах горения, в области, где диффузионные потоки практически равны нулю, устанавливается термодинамическое равновесие, соответствующее начальному составу смеси и температуре горения.

Отличительной особенностью кинетики реакции в пламени является освобождение реакции от всех задерживающих стадий. В то время как при самовоспламенении стадии накопления в системе тепла и (или) активных центров задерживают развитие процесса, в пламени эти медленные процессы отсутствуют: в интервале температур, в котором нагревание смеси за счет тепловыделения в химической реакции шло бы медленно, тепловой поток из соседних слоев газа вызывает быстрый подъем температуры; аналогично из *a* в слой диффундируют активные центры.

Отметим, однако, что в понимании этого основного для теории горения есть определенная трудность. Пусть, например, некоторая горючая дает температуру горения 2000 К, а заметная реакция идет в интервале 1700-2000 К. Путем повышения начальной температуры увеличим температуру горения до 3000 К; при этом будем утверждать, что реакция теперь идет в интервале температур, скажем, 2300-3000 К, а при температуре ниже 2300 К ею можно пренебрегать. Возникает вопрос, на каком основании в смеси с температурой горения 3000 К мы пренебрегаем химической реакцией при 1700-2000 К, которую раньше (для смеси с температурой горения 2000 К) мы считали быстрой?

Ответ на этот вопрос заключается в следующем. Более высокая температура горения, не уменьшая скорости реакции при 1700-2000 К, обеспечивает гораздо более высокую скорость реакции вблизи температуры горения. Благодаря этому значительно увеличивается скорость распространения пламени и время, в течение которого температура изменяется от 1700 до 2000 К, резко сокращается. В медленно горящей смеси (с температурой горения 2000 К) времени этого достаточно для того, чтобы прореагировала вся горючая смесь; в быстрогорящей смеси время пребывания смеси в интервале температур 1700-2000 К сокращается настолько, что при таких температурах реагирует лишь малая часть смеси; скорость пламени соответствует реакции, протекающей с большей скоростью при температурах 2300-3000 К.

Отмеченное существенное обстоятельство не учитывалось в первых теориях теплового распространения пламени, в которых вводилась фиксированная температура воспламенения T_i как некоторая физическая константа горючей смеси и считалось, что скорость химической реакции при $T > T_i$ принимает некоторое постоянное значение.

Поэтому эти теории приводят к ошибочным утверждениям относительно влияния кинетики реакции на скорость распространения пламени.

10.3 Подобие распределения температуры и концентраций в пламени

Структура ламинарного пламени описывается системой уравнений теплопроводности и диффузии. Рассмотрим самый простой случай, когда фронт пламени в пламени плоский, а химическая реакция описывается одним стехиометрическим уравнением. В системе координат, движущейся вместе с фронтом пламени, уравнения имеют вид

$$\frac{d}{dx} J_T = QW(a_i, T), \quad (77)$$

$$\frac{d}{dx} J_i = -\frac{v_i}{v_1} W(a_i, T), \quad (78)$$

(изменение теплового потока J_T и потоков реагирующих веществ J_i происходит вследствие тепловыделения и изменения количеств реагирующих веществ в химической реакции). Здесь Q - теплота реакции, через a_i обозначены относительные весовые концентрации реагентов; скорость химической реакции рассчитана на моль вещества, которому присвоен индекс 1. Будем считать, что это вещество в исходной смеси находится в недостатке.

Потоки тепла и вещества складываются из конвективного и молекулярного переноса

$$J_T = -\lambda \frac{dT}{dx} + \rho u c T, \quad (79)$$

$$J_i = -\rho D_i \frac{da_i}{dx} + \rho u a_i, \quad (80)$$

где D_i - коэффициенты диффузии, c - теплоемкость при постоянном давлении.

С учетом уравнения неразрывности потока массы в $\rho u = \rho_0 u_n = \rho_b u_b = const$, система уравнений (77)-(80) может быть переписана в виде

$$\rho u c \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(a_i, T), \quad (81)$$

$$\rho u \frac{da_i}{dx} = \frac{d}{dx} \rho D_i \frac{da_i}{dx} - \frac{v_i}{v_1} W(a_i, T). \quad (82)$$

Перейдем к рассмотрению смеси газов близкого молекулярного веса. В этом случае коэффициенты диффузии можно считать равными между собой. Кроме того, если потенциалы межмолекулярных сил между различными молекулами не сильно различаются, из кинетической теории следует, что коэффициенты диффузии приближенно равны коэффициенту температуропроводности газовой смеси во всем интервале температур

$$D_i \approx \chi \quad (\lambda \approx \rho c D_i). \quad (83)$$

В таких смесях несущественны также и перекрестные эффекты молекулярного теплопереноса (термодиффузия, диффузионная теплопроводность и другие), которые мы и не учитывали при записи потоков в (79) и (80). Для иллюстрации приведем значения коэффициентов теплопроводности и произведения $\rho c D$ для кислорода и водорода при комнатной температуре: теплопроводность O_2 равна $5,9 \cdot 10^{-5}$, H_2 - $40,7 \cdot 10^{-5}$; произведение $\rho c D$ для диффузии O_2 в N_2 равно $5,8 \cdot 10^{-5}$, H_2 в O_2 - $23 \cdot 10^{-5}$, H_2 в N_2 - $21 \cdot 10^{-5}$, H_2 в H_2 - $38 \cdot 10^{-5}$ кал/см сек град.

При равных коэффициентах диффузии реагирующих веществ и при наличии одноступенчатой химической реакции, концентрации их связаны друг с другом простыми линейными соотношениями

$$\frac{a_{i0} - a_i}{v_i} = \frac{a_{j0} - a_j}{v_j}, \quad (84)$$

которые выполняются в любой точке пространства. Здесь индексом 0 отмечены концентрации химических компонент в исходной горючей смеси.

Действительно, если уравнение диффузии из системы (82), включающее концентрацию a_i умножить на $1/v_i$, а уравнение диффузии для a_j на $1/v_j$ и вычесть затем одно из другого, то получим линейное уравнение диффузии (без функции скорости химической реакции) для линейной комбинации концентраций $(a_i/v_i) - (a_j/v_j)$, решением которого, ограниченным на всем отрезке оси x , является $(a_i/v_i) - (a_j/v_j) = const$. Если константу определить из условий исходной горючей смеси, то получим соотношение (84).

Соотношения (84) позволяют рассчитать распределения концентраций реагентов, если известно распределение концентрации одного из них, пример a_1 . Поэтому основную систему уравнений (81), (82) можно представить в виде двух уравнений (индекс 1 опускаем)

$$\rho u c \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(a, T), \quad (85)$$

$$\rho u \frac{da}{dx} = \frac{d}{dx} \rho D \frac{da}{dx} - QW(a, T), \quad (86)$$

в которых скорость реакции с помощью связей (84) представлена как функция только одного реагирующего вещества и температуры.

Отметим здесь, что линейная связь между любыми двумя концентрациями реагирующих веществ при равенстве их коэффициентов диффузии была получена с использованием допущения, что все химическое превращение протекает в одной химической реакции. Если же процесс происходит так, что имеется несколько зон химического превращения, разделенных друг от друга, - так часто бывает при распространении пламени с цепными реакциями горения, - то соотношения (84) всюду не выполняются. Однако и при сложном кинетическом механизме горения, при одинаковых коэффициентах диффузии и коэффициенте температуропроводности можно получить одно линейное соотношение между всеми концентрациями и температурой, выражающее закон сохранения полной энергии системы по пространству. Подробнее об этом соотношении будет рассказано при рассмотрении пламен в системах с цепными реакциями.

Простейший вариант такого соотношения получается, если мы имеем лишь одно активное вещество, от концентрации которого зависит скорость химической реакции, как в случае системы (85), (86).

Умножая уравнение диффузии (86) на постоянную величину Q и складывая его с уравнением теплопроводности, получим с учетом равенства $\chi = D$ уравнение для полной энтальпии газа H

$$\rho u \frac{dH}{dx} = \frac{d}{dx} \frac{\lambda}{c} \frac{dH}{dx}, \quad H = Qa + \int_0^T cdT, \quad (87)$$

в которое не входит скорость химической реакции. Полная энтальпия системы представляет собой сумму тепловой и химической энергии при постоянном давлении на единицу массы газа (кинетическая энергия газов мала по сравнению с теплосодержанием, и она не учитывается). Единственным ограниченным при всех x решением уравнения (87) является

$$H = \text{const}, \quad (88)$$

где константу можно определить из условий в исходной горючей смеси:

$$\text{const} = H_0 = Qa_0 + \int_0^{T_0} cdT. \quad (89)$$

Таким образом, хотя тепловая энергия и химическая энергия по отдельности меняются по пространству, их сумма остается постоянной. Увеличение тепловой составляющей энергии при прогреве смеси компенсируется уменьшением химической энергии, которое вызвано диффузией из этой зоны реагирующих веществ - носителей химической энергии.

Утверждение о постоянстве суммы химической и тепловой энергии внутри пламени было высказано в качестве гипотезы в 1934 г. Лысом и Эльбе в случае цепной реакции, инициируемой диффузией активных центров. Пусть скорость пламени определяется очень легкими активными центрами, концентрация которых очень мала; тогда ни диффузия, ни теплопроводность не успевают заметно изменить концентрационные и температурные поля. В этом случае реакция протекает, как в сосуде с подвижным поршнем (давление - постоянно), и сохранение энтальпии очевидно. Однако, как показано выше, постоянство полной энтальпии в стационарном потоке зависит не от механизма реакции, а от соотношения между коэффициентами диффузии и теплопроводности смеси.

Напомним, что полные энтальпии исходной смеси и продуктов равны между собой при любых соотношениях между χ и D - это закон сохранения энергии. Но, если выполнено еще условие $\chi = D$, а скорости превращения реагирующих веществ связаны стехиометрическими соотношениями (простая реакция), то полная энтальпия постоянна и внутри пламени. При постоянной теплоемкости постоянство полной энтальпии внутри пламени может быть записано в виде

$$Qa + cT = Qa_0 + cT_0 = cT_b, \quad (90)$$

т. е. распределения температуры и концентрации оказываются подобными

$$\frac{a_0 - a}{a_0} = \frac{T - T_0}{T_b - T_0}. \quad (91)$$

Точно так же подобны между собой распределения температуры и распределения концентраций остальных реагирующих веществ (a_i линейно связано с a_i - см. (84)), а также

концентраций продуктов сгорания, если, конечно, их коэффициенты диффузии тоже равны χ . Подобие имеет место и в тех случаях, когда скорость простой реакции зависит от концентраций конечных продуктов реакции (обратимая реакция или автокатализ конечным продуктом). Если реакция является сложной, то концентрации промежуточных продуктов не связаны стехиометрическими соотношениями, и подобия полей нет. Но и в этом случае при равенстве всех коэффициентов переноса ($D_i = \chi$) полная энтальпия системы также остается постоянной - $H = const$, однако отсюда нельзя получить однозначную зависимость $a_i = f(T)$ для каждого из веществ, участвующих в реакции.

Самым простым случаем, когда распространение пламени описывается системой уравнений (85), (86) и справедливы все выводы, полученные из нее, является случай, когда реагирующего вещества. Такая ситуация часто возникает при распространении пламени в горючих смесях, состав которых резко отличается от стехиометрического. Скорость реакции в таких смесях лимитируется концентрацией одного вещества, находящегося в недостатке, и тогда при равенстве коэффициента диффузии этого вещества коэффициенту температуропроводности имеется подобие полей его концентрации и температуры. Этот недостающий компонент можно назвать носителем химической энергии; от его концентрации зависит достигаемая в процессе горения конечная температура смеси.

Из закона сохранения энергии

$$H_0 = Qa_0 + \int_0^{T_0} cdT = \int_0^{T_b} cdT \quad (92)$$

следует, что конечная температура продуктов горения определяется только начальным теплосодержанием горючей смеси (тепловым эффектом, начальной концентрацией недостающего реагента и начальной температурой) и средней теплоемкостью смеси при постоянном давлении. При постоянной теплоемкости

$$T_b = T_0 + \frac{Qa_0}{c} . \quad (93)$$

(Еще раз подчеркнем, что соотношения (92) и (93) выполняются для любых χ и D .)

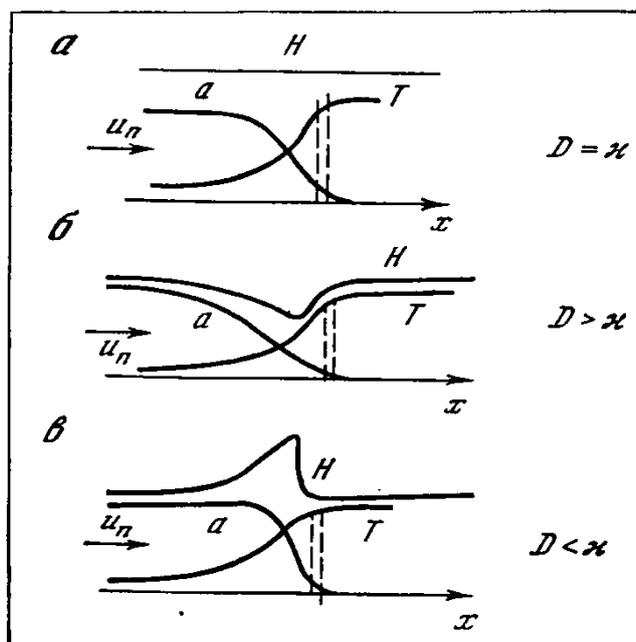


Рисунок 22 - Распределение концентрации реагирующего вещества, температуры и полной энтальпии во фронте пламени при различных соотношениях между коэффициентами диффузии и теплопроводности

При $D \neq \kappa$ внутри пламени сумма химической и тепловой энергии не сохраняется, но из общих соображений можно предсказать, в какую сторону произойдут отклонения. Так, в бедной смеси водорода с воздухом коэффициент диффузии водорода - носителя химической энергии - на порядок превышает коэффициент теплопроводности смеси; поэтому диффузия уводит интенсивнее водород из слоя газа в зоне подогрева по сравнению с нагреванием газа молекулярной теплопроводностью. В результате в случае водородо - воздушной смеси (т.е. при $D > \kappa$) полная энтальпия в зоне подогрева имеет минимум.

Напротив, в бедной смеси высокомолекулярного углеводорода, например бензола с воздухом, теплопроводность больше коэффициента диффузии паров бензола ($\kappa > D$), и нагревание смеси в зоне подогрева происходит интенсивнее, чем отвод бензола диффузией в зону реакции; поэтому полная энтальпия имеет максимум в зоне подогрева. Для иллюстрации на рис. 1.28, а, б, в показаны распределения концентрации реагирующего вещества, температуры и полной энтальпии в пламени при различных соотношениях между коэффициентами диффузии и теплопроводности.

В дальнейшем мы еще не раз будем встречаться с ситуацией, при которой имеет место подобие, или в более общем случае - связь полей концентраций и температуры. При выполнении определенных условий эта ситуация возникает и при нестационарном горении, и при горении в сложных гидродинамических полях, и для неплоских фронтов пламени.

Подобие может сохраняться также, если скорость химической реакции явно зависит от координаты и времени. Приведем пример. Пусть в какую-то область $x_1 < x < x_2$ пространства, занятого горючей смесью, на некоторое время t , $t_1 < t < t_2$, вводится катализатор, вызывающий быструю реакцию при начальной температуре, которая приводит к разогреву и последующему воспламенению и распространению пламени.

Сложнее случай, когда в горючую смесь в определенное время и место извне вносится энергия (с помощью электрической искры или сфокусированного лазерного излучения). Тогда уравнение для полной энтальпии становится нестационарным и в его правой части появляется новая функция $\Phi(x, t)$, зависящая от координаты и времени, которая описывает действие внешнего источника энергии. Зная решение этого уравнения

$H(x, t)$, можно выразить концентрацию a как функцию температуры, координаты и времени, $a = a(T, x, t)$ и, следовательно, получить $W(a, T) = W[a(T, x, t), T] = W(T, x, t)$. Теперь задача снова сводится к решению одного уравнения теплопроводности вместо двух, но функция скорости реакции W явно зависит от T, x и t (а не только от температуры, как в задаче без внешнего источника). Тем не менее решение задачи о воспламенении внешним источником при $\chi = D$ существенно облегчается.

10.4 Формула для нормальной скорости распространения пламени

Полученная в предыдущем разделе в случае равенства коэффициентов диффузии и теплопроводности линейная связь между концентрацией и температурой позволяет перейти от системы двух дифференциальных уравнений баланса горючего вещества и энергии к одному. Для этого достаточно выразить в соотношении для скорости химической реакции концентрацию через температуру и представить скорость реакции $W(a, T)$ виде функции только температуры $W[a(T), T] = W(T)$. Поэтому можно рассматривать одно уравнение энергии

$$\rho u c \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + W(T) \quad (94)$$

Очень важно, что в это уравнение второго порядка в качестве параметра входит массовая скорость горения ρu , которая также подлежит определению в результате решения задачи.

Подробному математическому исследованию задачи о тепловом распространении пламени и определении нормальной скорости пламени как собственного значения задачи в книге отведена специальная глава. В этом разделе мы только обсудим основные физические представления о структуре пламени, которые позволяют получить приближенную формулу для скорости пламени.

В пламени протекает быстрая химическая реакция в узком интервале температуры, примыкающем к температуре горения. Тепло, выделяющееся в химической реакции, расходуется в основном на подогрев не реагирующей смеси от начальной температуры до температуры зоны реакции (см. рис.20).

В узкой зоне химической реакции производная температуры изменяется от конечного значения со стороны реагирующей смеси - из зоны химической реакции тепло теплопроводностью передается в зону прогрева - до нуля со стороны продуктов сгорания, где достигается тепловое и химическое равновесие. Быстрое изменение производной температуры на коротком пространственном промежутке означает большую величину вклада теплопроводности. Благодаря этому в зоне реакции в уравнении теплопроводности можно пренебречь вкладом изменения конвективного потока тепла (в зоне реакции перепад температур мал) по сравнению с вкладом теплопроводности. Таким образом, в зоне реакции можно рассматривать «укороченное» уравнение

$$\frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(T) = 0 \quad (95)$$

Уравнение (95) легко интегрируется. Переходя к независимой переменной T и произведя замену, имеем

$$\frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} = \frac{z}{\lambda} \frac{dz}{dT} \quad (96)$$

и, следовательно, порядок уравнения (95) понижается; оно приобретает вид

$$z \frac{dz}{dT} + \lambda Q W(T) = 0. \quad (97)$$

В продуктах реакции $a=0$, температура постоянна и равна температуре горения T_b , поэтому можно поставить граничное условие

$$T = T_b, \quad \lambda \frac{dT}{dx} = z = 0. \quad (98)$$

Интегрируя (97) от текущей температуры T до T_b (теплопроводность, можно считать постоянной по зоне реакции $\lambda = \lambda_b = const$), получим тепловой поток, идущий из зоны реакции в зону подогрева

$$\lambda_b \frac{dT}{dx} \Big|_{T_b} = \sqrt{2\lambda_b Q \int_T^{T_b} W dT}. \quad (99)$$

Интегрирование в (99) можно распространить до начальной температуры: при низких температурах скорость химической реакции пренебрежимо мала, поэтому интеграл в (99) по области низких температур можно считать равным нулю. Вклад в интеграл будет давать функция тепловыделения только при высоких температурах - по порядку величины фактическая область интегрирования равна характеристическому интервалу температуры (в случае аррениусовской функции тепловыделения). Напомним, что функция $W(T)$ включает в себя зависимость от концентрации $a(T)$ и поэтому $W(T_b) = 0$.

Количество тепла, выделяемое в химической реакции в единицу времени и отводящееся теплопроводностью, равно тому запасу химической энергии, который несет в себе поток горючей смеси (в нашей системе координат пламя покоится, а горючая смесь движется со скоростью, равной нормальной скорости распространения пламени). Поэтому можно написать

$$\sqrt{2\kappa_b Q \int_{T_0}^{T_b} W(T) dT} = \rho_0 u_n Q a_0. \quad (100)$$

Из этого равенства следует формула для нормальной скорости распространения ламинарного пламени

$$u_n = \frac{1}{\rho_0 a_0} \sqrt{\frac{2\lambda_b}{Q} \int_{T_0}^{T_b} W(T) dT}. \quad (101)$$

Формула (101) показывает, что скорость пламени зависит от интеграла функции тепловыделения и, таким образом, связана с порядком химической реакции, ее энергией активации и другими кинетическими и физико-химическими характеристиками горючей смеси.

Контрольные вопросы:

1 Какие существуют два режима распространения волны реакции в пространстве?

- 2 Что такое нормальная скорость распространения пламени?
- 3 Что называют зоной реакции?
- 4 Когда распределения температуры и концентрации оказываются подобными?
- 5 Что собой представляет полная энтальпия реагирующей системы?
- 6 Напишите формулу для нормальной скорости распространения ламинарного пламени.
- 7 Как влияет давление смеси на скорость распространения пламени?
- 8 Какая связь существует между температурой горения и скоростью распространения пламени?
- 9 Какое влияние оказывает состав смеси на скорость распространения пламени?