

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Налбандян, В. В. Воеводский. Механизм окисления и горения водорода. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1949.
2. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газозафазных реакций. М., «Наука», 1970.
3. Д. Моретти. РТК, 1965, 3, 2, 17.
4. С. Р. Fenimore, С. W. Jones. J. Phys. Chem. 1958, 62, 963.
5. И. А. Никколс, Т. С. Адамсон, Р. В. Моррисон. РТК, 1963, 10, 15.
6. J. N. Momtchiloff, E. D. Taback, R. G. Buswell. IX-th Symposium (International) on Combustion, 1963, 220.
7. A. Ferri. J. Roy. Aeron. Soc., 1964, 68, 575.
8. В. Р. Mullins. Nato, Agard AG, 1952, 5/P2.
9. R. J. Swigert. Aeron. Eng. Lab. Rep., Princeton Univ, 1958, 432.
10. Р. В. Пэтч. РТК, 1961, 31, 54.
11. В. В. Воеводский, Р. И. Солоухин. ДАН, 1964, 154, 1425.
12. К. N. Vascombe. Comb. Flame, 1967, 11, 11.
13. В. И. Головичев, В. И. Димитров. ФГВ, 1972, 8, 1, 129.
14. R. Edelman, L. Spadassini. J. Spacecraft Rockets, 1969, 6, 1442.
15. С. Г. Зайцев, Р. И. Солоухин. ДАН, 1958, 122, 1039.
16. G. Skinner, G. H. Ringrose. J. Chem. Phys., 1965, 42, 2190.
17. D. L. Ripley. Dissertation. Univ. of Texas, 1967.
18. H. Miyama, T. Takeyama. J. Chem. Phys., 1964, 41, 2287.
19. D. R. White, G. E. Moore. X-th Symposium (International) on Combustion, 1954, 785.
20. W. G. Gardiner et al. J. Chem. Phys. 1968, 48, 1665.
21. С. М. Гишинский, В. П. Шкадова, Т. С. Новикова. Отчет Института механики МГУ, № 987, 1969.

УДК 662.612

О ГОРЕНИИ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ФАКЕЛЕ

Л. А. Вулис, О. А. Кузнецов, Л. П. Ярин
(Ленинград)

1. В развитие выполненных ранее исследований [1—3] рассмотрим более подробно осредненную структуру турбулентного гомогенного факела. Построим в приближении, обеспечивающем надежные качественные выводы и количественные оценки, распределение в поле течения (и, прежде всего, в зоне пламени) скорости газа и его параметров, удельных потоков тепла и плотности тепловыделения. В конечном счете — определим приведенные характеристики кинетики суммарной реакции (тепловыделения), протекающей в турбулентном потоке. Для того, чтобы эти характеристики можно было использовать в инженерном расчете факела, следовало установить их независимость от конкретных условий эксперимента. С этой целью в эксперименте (условия проведения которого описаны в [1, 2]) изучались два типа факелов — прямой и обращенный — с присущей им различной геометрией, аэродинамикой и условиями зажигания. В обоих случаях в опытах широко менялся с помощью механического турбулизатора [4] начальный уровень турбулентности. В эксперименте значения режимных параметров (состава горючей смеси и скорости истечения) поддерживались одинаковыми; в дополнительном — варьировались в определенных границах значения коэффициента избытка воздуха и скорости истечения.

Отдельные задачи исследования сводились к следующему:

1) в квазиодномерном приближении для отдельных трубок тока [3] было рассчитано поле скорости и давления (а также поперечные сечения выбранных трубок тока) в зоне протекания реакции;

2) на основе баланса энергии для тех же трубок тока было построено распределение удельных потоков тепла и тепловыделения;

3) из сопоставления кривых изменения средних величин температуры и плотности тепловыделения вдоль трубок тока были рассчитаны эффективные кинетические характеристики схематизированной реакции горения.

Решение каждой из этих задач потребовало введения определенных допущений, связанных, в частности, с нестрогими представлениями о механизме турбулентного переноса и горения и др. Конечные результаты расчета отвечают, по-видимому, поставленной цели и содержат полезные сведения о турбулентном горении однородной газовой смеси.

2. На рис. 1 представлена схема прямого (а) и обращенного (б) факела горючей смеси топлива (пропан-бутан) и воздуха. Схема поясняет расчетное разбиение факела на ряд элементарных коаксиальных трубок тока (с одинаковым расходом газа) и показывает примерные очертания условного фронта пламени. Трубки тока (за исключением центральной 1) имеют кольцевое поперечное сечение; во всей дальнейшей обработке они будут обозначаться теми же номерами, что и рис. 1.

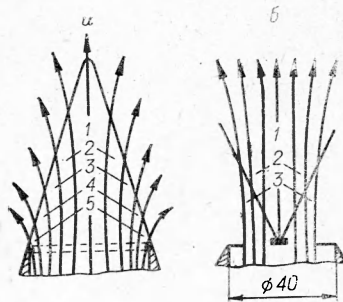


Рис. 1. Схема гомогенного факела.
а) прямой факел; б) обращенный факел.

Как известно [1], при прочих равных условиях горение в обращенном факеле заметно напряженнее, чем в прямом. Это связано с различием в условиях зажигания свежей смеси от факела. В прямом факеле лишь часть тепла (ориентировочно половина), отводимого молекулярной и молярной теплопроводностью от корня факела, идет на подогрев свежей смеси в смежных трубках тока. В обращенном факеле, внутренняя зона которого заменена продуктами сгорания при практически максимальной температуре, на поджигание свежей смеси идет почти все это тепло. Внешне различие в интенсивности горения сказывается на конфигурации факела. В обращенном средний угол наклона условного фронта пламени (например, поверхности максимальной температуры или, что более точно, максимального тепловыделения) по отношению к направлению набегающего потока больше, чем в прямом. Более высокой соответственно оказывается и наблюдается скорость турбулентного распространения пламени в обращенном факеле по сравнению с прямым. В обоих случаях повышение интенсивности начальной турбулентности приводит к дальнейшему росту напряженности горения, увеличению скорости пламени и угла наклона фронта по отношению к набегающему потоку.

Интенсификацию горения однородной смеси при наложении низкочастотных пульсаций, создаваемых с помощью механического турбулизатора, как уже указывалось [1], можно объяснить прежде всего возникновением в зоне поджигания свежей смеси интенсивных пульсаций температуры (за счет смешения с продуктами сгорания) и их воздействием на среднюю скорость горения. Наличие таких пульсаций температуры при действии турбулизатора с качественной стороны было отчетливо видно на осциллограммах ионизационного тока в зоне пламени. Что касается интенсификации турбулентного обмена теплом и мас-

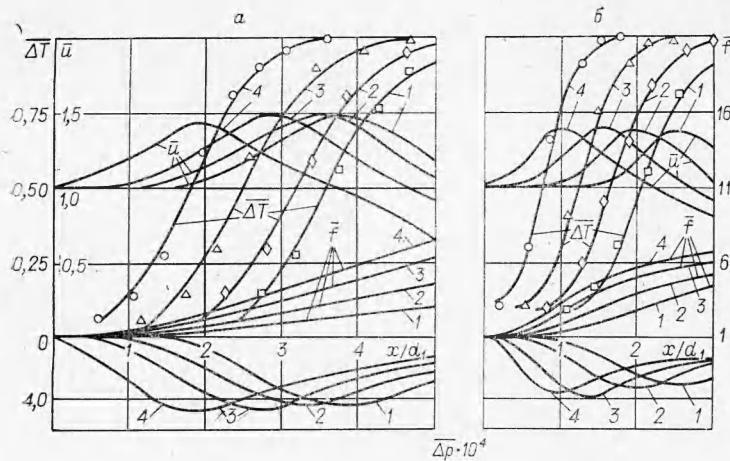


Рис. 2. Изменение скорости, температуры, давления и площади поперечного сечения трубок тока вдоль оси прямого факела $u_0=10$ м/с; $Re_0=26\ 000$; $\alpha=1,25$.
а) $Sh=0$; б) $Sh=0,17$.

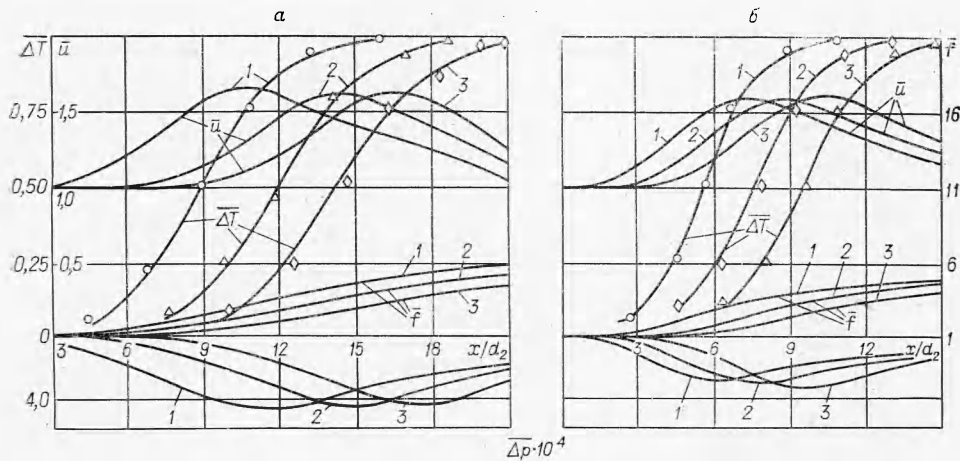


Рис. 3. Изменение скорости, температуры, давления и площади поперечного сечения трубок тока вдоль оси обратного факела ($u_0=7,7$ м/с; $\alpha=1,2$).
а) $Sh=0$; б) $Sh=0,19$.

сой, то для основного участка струи она незначительна. Для осесимметричной струи-источника по Прандтлю $v_{турб} = b \cdot u_m$, где $b=k$, x , $u_m = K_2 x^{-1}$ и, следовательно, $v_{турб} \approx const$. Аналогично этому величина турбулентной теплопроводности

$$a_{турб} = Pr_T v_T, \text{ где } Pr_T \approx 0,75, \text{ т. е. } a_{турб} \approx const.$$

Опыты по турбулентным струям [4] показывают, что значения v_T и a_T при действии турбулизатора меняются сравнительно мало. Основной эффект (как и для турбулизирующих решеток [5]) состоит в сокращении, а в пределе — исчезновении начального участка. Приведенные данные характеризуют эксперимент в целом. Обратимся к более детальной обработке.

3. На рис. 2 и 3 — соответственно для прямого и обратного факелов показано изменение основных характерных величин вдоль выделенных трубок тока. Исходными для расчета служили результаты измерений температуры и плотности потока импульса ρu^2 в поле течения. Из этих данных рассчитывалась средняя скорость течения (в пренебрежении

влиянием пульсаций), давление из уравнения Бернулли (в пренебрежении вязкостью) и само очертание трубки тока, т. е. ее поперечное сечение (путем интегрирования расхода поперек струи до заданной величины).

Проведенные расчеты и обработка значительного числа опытных данных подтвердили воспроизводимость результатов и приемлемую точность приближенных расчетов.

Представленные на рис. 2 и 3 графики отражают интенсифицирующее действие наложенных пульсаций для обоих типов факела. С ростом числа Sh все кривые смещаются к началу координат. Характерным для всех условий проведения эксперимента является наличие заметного (до 50%) прироста скорости течения и, соответственно, падения давления в зоне интенсивного горения. Этот эффект, неоднократно обсуждавшийся в литературе [6, 7], сохраняется при наложении пульсаций, хотя «всплеск» скорости несколько уменьшается.

В согласии с данными прямых измерений [8] и численной оценкой [3], это показывает неправомочность объяснения эффекта погрешностью измерений в турбулентном потоке [9]. Что касается последующего падения скорости, то оно имеет обычный характер и обусловлено общим торможением затопленной струи. Последовательность воспламенения смеси в различных трубках тока (начиная от периферийной в прямом и осевой в обращенном факеле — см. кривые изменения температуры) указывает на то, что зажигание смеси нестабилизированной струйки протекает за счет подвода тепла от смежной струйки, в которой смесь уже воспламенилась. Для количественной оценки следует обратиться к балансу тепла для каждой трубки тока.

4. Приближенный расчет теплового баланса, в пренебрежении излучением, проведенный для отдельных трубок тока при разбиении их на элементарные отрезки по длине, позволяет оценить физическую обстановку в области воспламенения и развитого горения. Для проверки точности расчета наряду с балансом энергии для отдельных трубок локальное значение скорости удельного тепловыделения определялось непосредственно из уравнения энергии

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u c_p T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v c_p T) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y}(y q_{\text{конд}}) + q_R$$

по известным из опыта полям продольной компоненты скорости и найденной путем интегрирования уравнения неразрывности — поперечной компоненты скорости, а также температуры. В этом уравнении $q_R = W(c, T) \cdot q$, где $W(c, T)$ — скорость реакции; q — тепловой эффект; $q_{\text{конд}} = \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial y}$ — удельный кондуктивный поток тепла; $\lambda_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент теплопроводности.

Теплопроводность вдоль потока и теплота трения опущены. Значение $\lambda_{\text{эф}}$, как уже упоминалось, рассчитывалось по формуле Прандтля ($\lambda_{\text{эф}} \approx \rho c_p \frac{1}{Pr_T} \cdot \nu_T$, где $\nu_T = b \cdot u_m$) и было принято равным для всех расчетов $\lambda_{\text{эф}} \approx 3,6 \frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{час} \cdot \text{град}}$. По порядку величины это значение близко к эмпирическим данным ряда авторов [10, 11]. Неизбежная неточность определения $\lambda_{\text{эф}}$ (порядка 50%) мало влияет на качественную картину явления в зоне воспламенения и совсем несущественно для расчета в области более высокой температуры, где кондуктивные потоки тепла сравнимы с конвективными. Вместе с тем без учета эффективной теплопроводности поперек течения нельзя объяснить наблюдаемый ход температурных кривых.

Распределение тепловых потоков вдоль выделенных трубок тока показано на рис. 4 и 5 вместе с кривыми плотности тепловыделения,

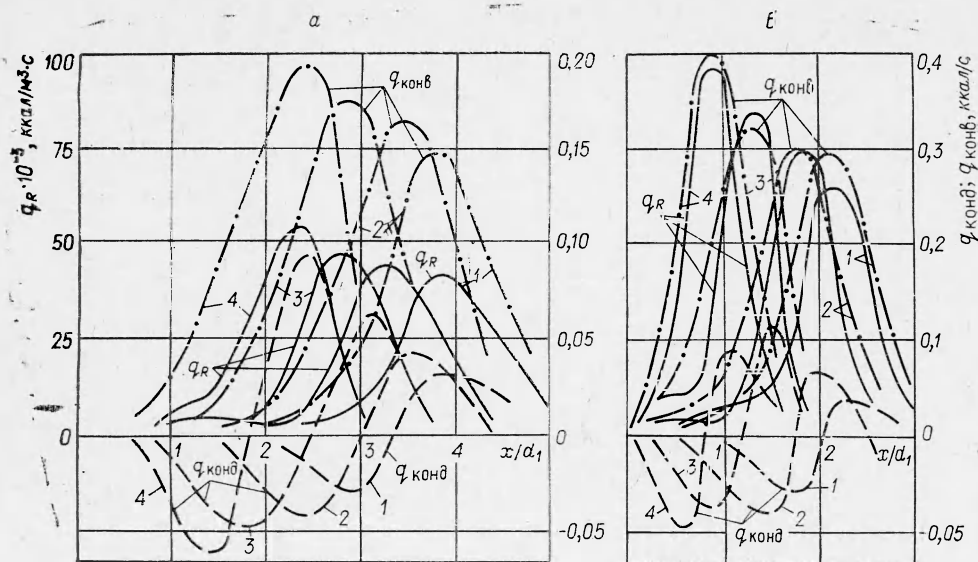


Рис. 4. Распределение тепловых потоков вдоль трубок тока в прямом факеле ($u_0 = 10$ м/с; $\alpha = 1,25$).
а) $Sh = 0$; б) $Sh = 0,17$.

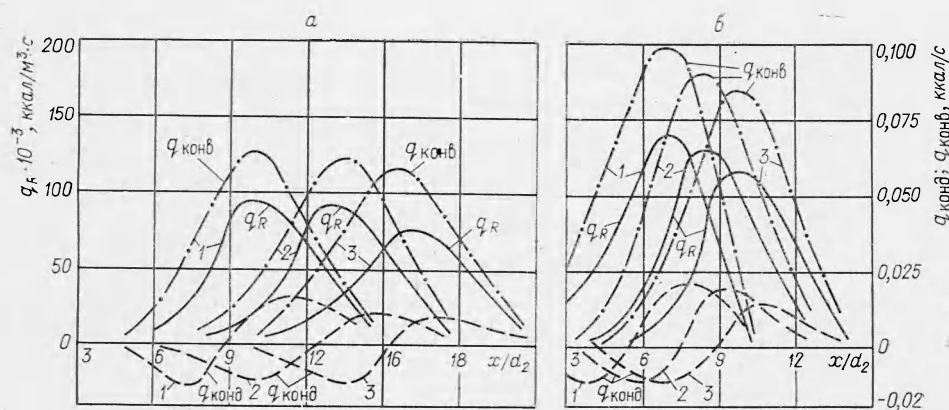


Рис. 5. Распределение тепловых потоков вдоль трубок тока в обращенном факеле ($u_0 = 7,7$ м/сек; $\alpha = 1,2$).
а) $Sh = 0$; б) $Sh = 0,19$.

рассчитанными из баланса тепла для соответствующих элементарных отрезков трубок тока. Как видно из графиков, кондуктивный поток тепла в начале кривых всегда отрицателен (это соответствует подводу тепла к данному участку трубки), а затем положителен (отвод тепла) и практически отсутствует в области интенсивного подъема температуры и завершения горения. В свою очередь удельное тепловыделение за счет химической реакции на начальном участке каждой из трубок тока весьма мало. Разогрев потока смеси в этой области осуществляется преимущественно за счет притока тепла эффективной теплопроводностью из периферийной зоны в прямом факеле или из осевой — в обращенном, а в конечном счете — от горящего за стабилизатором газа. Повышение температуры вдоль трубки сопровождается резким ростом скорости

реакции и тепловыделения, а в последующем — снижением их вследствие выгорания смеси. В этой области роль эффективной кондукции пренебрежимо мала и тепловыделение с практической точностью обеспечивает прирост конвективного потока тепла вдоль трубки.

Привлекает к себе внимание своеобразный характер изменения кривой удельного тепловыделения в начальном участке отдельных трубок тока. У корня факела (более отчетливо это видно на рис. 4, б) зависимость плотности тепловыделения $q_R(x)$ от координаты оказывается немонотонной. Кривые средней температуры $T(x)$ во всех случаях монотонные и это означает немонотонность изменения тепловыделения в зависимости от средней (по времени) температуры смеси: $q_R(T)$. Сложный характер зависимости наблюдаемой скорости реакции горения от средней температуры в турбулентном потоке, сохраняющийся в основном (хотя и не всегда достаточно четко из-за неточности расчета) при вариации условий эксперимента, может быть объяснен, в первую очередь, нестационарным характером процесса и нелинейным эффектом влияния мгновенных пульсаций температуры на актуальное, а затем и осредненное значение скорости реакции.

Что касается возможного в принципе проявления многоступенчатой химической реакции, различия в механизме кинетики в разных температурных областях и т. п., то для суждения об этом на основании выполненного эксперимента нет никаких оснований.

Поэтому, избегая чисто умозрительных построений (справедливость или ошибочность которых не могут быть подтверждены или опровергнуты), попытаемся объяснить наблюдаемые результаты простейшими соображениями тепловой теории горения. Заслуживает перед этим упоминания абсолютная величина плотности тепловыделения. Максимальные значения его $-q_{R_{\max}} \approx 1,5 \cdot 10^5 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^3 \cdot \text{час}}$ при $Sh=0,19$ — значительно (примерно на порядок) превышают аналогичные значения для диффузионного турбулентного факела. Вместе с тем они значительно ниже, чем в ламинарном факеле однородной смеси, для которой $q_{R_{\max}} \sim 5 \cdot 10^7 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^3 \cdot \text{час}}$, что связано с большей протяженностью зоны турбулентного горения.

5. Будем исходить из предположения, что актуальная скорость одноступенчатой реакции в любой момент времени может быть представлена простой формулой вида

$$W(c, T) \approx K_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \left(\frac{T_m - T}{T_m - T_0}\right)^n,$$

где $n \approx 2$ — эффективный порядок реакции. В этом равенстве $T = \langle T \rangle + T'$ — актуальная температура, как обычно, $\langle T \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} T(t) dt$ — средняя температура и T' — пульсация.

Попытаемся, опуская детали несложного, но громоздкого расчета, оценить вид зависимости $\langle W \rangle$ от $\langle T \rangle$ и, в частности, условия, при которых в отдельных точках может нарушаться монотонный ход кривой зависимости $\langle W(\langle T \rangle) \rangle$. Коснемся также вопроса о соответствии «истинной» энергии активации E , входящей в приведенное выше выражение, и ее значения, определенного из опыта по наклону прямой в аррениусовских координатах $\ln \langle K \rangle = f\left(\frac{1}{\langle T \rangle}\right)$, где K — константа скорости реакции.

В опытах нарушение монотонного, или хотя бы плавного, хода зависимости $\langle W \rangle$ от $\langle T \rangle$ наблюдалось в области сравнитель-

но низких значений температуры — при $\frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0} \leq 0,25 \div 0,3$. Естественно поэтому для решения первого вопроса пренебречь в расчете выгоранием смеси. В этой области прирост среднего значения $\langle W \rangle$ над значением $\bar{W}(\langle T \rangle)$ из-за влияния температурных пульсаций может быть весьма велик. Разумеется, что если пульсации T' нарастают по ходу кривой $\langle T(x) \rangle$ или не меняются, то с ростом $\langle T \rangle$ всегда будет расти и $\langle W \rangle$. В случае сравнительно резкого падения $T'(x)$ (или $T'(\langle T \rangle)$, так как $\frac{d\langle T \rangle}{dx} > 0$) значение этого фактора в области незначительного еще подъема $\langle T \rangle$ может оказаться преобладающим и привести к временному снижению $\langle W \rangle$. Таким образом, начиная от некоторого отрицательного значения $\frac{dT'}{d\langle T \rangle} < 0$, на кривой зависимости $\langle W \rangle$ от $\langle T \rangle$ могут наблюдаться локальные максимумы.

Для оценки будем исходить (как и в работах [12, 13], содержащих количественный расчет влияния пульсаций температуры на наблюдаемую скорость турбулентного горения) из простейшей модели кривой изменения температуры во времени. Представим ее в виде суммы средней температуры и симметричных прямоугольных пульсаций, т. е. в виде последовательной смены равных по длительности интервалов времени, при которых актуальное значение температуры поочередно равно $\langle T \rangle + T'$ или $\langle T \rangle - T'$.

Если считать пульсации температуры малыми, т. е. положить $\frac{T'}{\langle T \rangle} \ll 1$ и $\frac{\langle W \rangle}{W(\langle T \rangle)} \approx \text{ch}\left(\frac{ET'}{R\langle T \rangle^2}\right)$ [11, 12], то критическое значение производной $d\langle W \rangle/d\langle T \rangle$, обеспечивающее равенство $\frac{d\langle W \rangle}{d\langle T \rangle} = 0$, можно представить приближенно в виде $\frac{dT'}{d\langle T \rangle} = \frac{2T'}{\langle T \rangle} - 1$. Отсюда следует, что $T' = T + cT^2$. Определяя постоянную интегрирования при некоторых значениях T'_1 и $\langle T_1 \rangle$, найдем

$$\frac{T'}{\langle T \rangle} = 1 - \frac{\langle T \rangle}{\langle T_1 \rangle} \left(1 - \frac{T'_1}{\langle T_1 \rangle} \right).$$

Здесь $\langle T \rangle > \langle T_1 \rangle$. При более быстром падении T' кривая зависимости $\langle W \rangle$ от $\langle T \rangle$ будет убывать.

Более общая приближенная оценка, не связанная с допущением $T' \ll \langle T \rangle$, может быть после некоторых упрощений представлена в виде равенства:

$$T = T'_1 - K(\langle T \rangle - \langle T_1 \rangle).$$

Если $K \geq 1,2 \div 1,5$ (грубо $K > 1$), производная $\frac{d\langle W \rangle}{d\langle T \rangle} \leq 0$. Таким образом, при достаточно интенсивном затухании температурных пульсаций в области низких значений $\langle T \rangle$ вполне возможно местное убывание значения наблюдаемой скорости реакции. Ориентировочно оно будет всегда, если падение пульсаций температуры будет быстрее роста средней температуры: $\left| \frac{dT'}{d\langle T \rangle} \right| > 1$. По-видимому, этой же причиной, замаскированной численным расчетом на ЭВМ, можно в конечном счете объяснить немонотонный характер кривой тепловыделения в теории В. Н. Вилюнова [14] (см. также [15]).

Что касается возможности определения из опытных данных значения энергии активации в аррениусовских координатах (по средним величинам константы скорости реакции и температуры), то из аналогич-

ных оценок, опуская детали расчета, вытекает следующее. Точность такого определения будет весьма мала в области низких температур, где влияние пульсаций велико. В средней области температур, примерно в диапазоне $0,3 \div 0,4 \leq \frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0} \leq 1$ это влияние резко упадет из-за роста $\langle T \rangle$ и станет практически неощутимым при расчете энергии активации (по наклону прямой в полулогарифмических координатах). Оно может, однако, сохраниться в расчете предэкспоненты K_0 в законе Аррениуса — при более интенсивных пульсациях температуры значение этой константы должно быть несколько выше (в пределах одного порядка), чем при сравнительно малых пульсациях.

Если же расчет энергии активации продлить в область низких температур, то при значительных пульсациях найденное обычным путем значение $E_{эф}$ может не только (как в работе [16]) упасть до нуля, но и получиться на отдельных участках отрицательным. Эти соображения, учет которых представляется обязательным при обработке опытных данных по турбулентному горению, позволили в настоящей работе довести до конца расчет макрокинетики реакции.

6. На рис. 6 представлены результаты определения энергии активации для различных условий эксперимента. Несмотря на известный разброс опытных данных, во всех случаях — для прямого и обращенного факела, при наложении низкочастотных пульсаций и без них, а также при вариации коэффициента избытка воздуха и скорости истечения — наклон прямых в аррениусовских координатах при $0,3 < \frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0} < 1$ оказывается практически одинаковым. Он отвечает значению $E \approx 21\,000$ ккал/моль (точнее $E = (21 \pm 1) \cdot 10^3$). Независимость этой величины от условий эксперимента позволяет считать ее достаточно достоверной приведенной кинетической характеристикой горения.

Значение предэкспоненциального множителя K_0 оказалось разным в разных условиях. Однако различие расчетных значений K_0 находится, как это видно из таблицы, во всех случаях в хорошем согласии с физическим объяснением.

Действительно, значение K_0 больше при одинаковых условиях в обращенном факеле, чем в прямом. Оно возрастает везде при наложе-

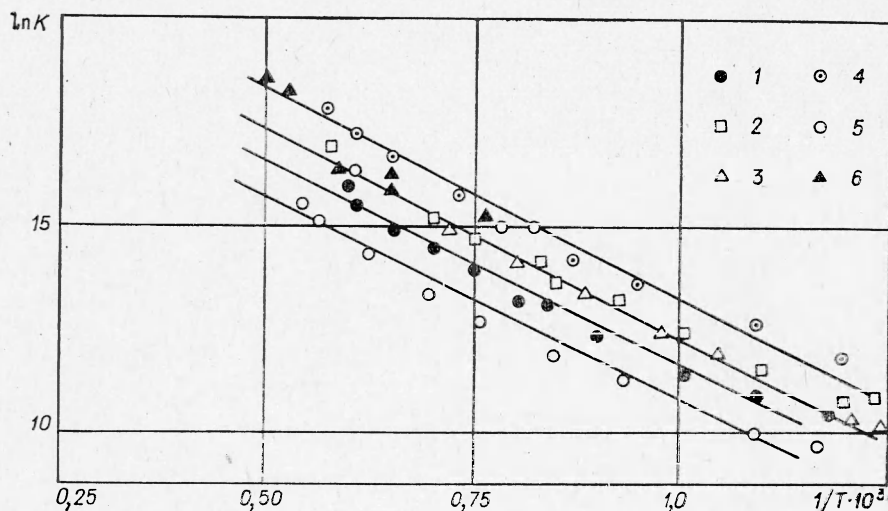


Рис. 6. Зависимость $\ln K = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

Прямой факел: 1 — $\alpha=1,25$, $Re_0=26\,000$, $Sh=0$; 2 — $\alpha=1,25$, $Re_0=26\,000$, $Sh=0,17$. Обращенный факел: 3 — $\alpha=12$, $Re_0=20\,600$, $Sh=0$; 4 — $\alpha=12$, $Re_0=20\,600$, $Sh=0,19$; 5 — $\alpha=0,67$, $Re_0=19\,000$, $Sh=0$; 6 — $\alpha=0,92$, $Re_0=19\,000$, $Sh=0$.

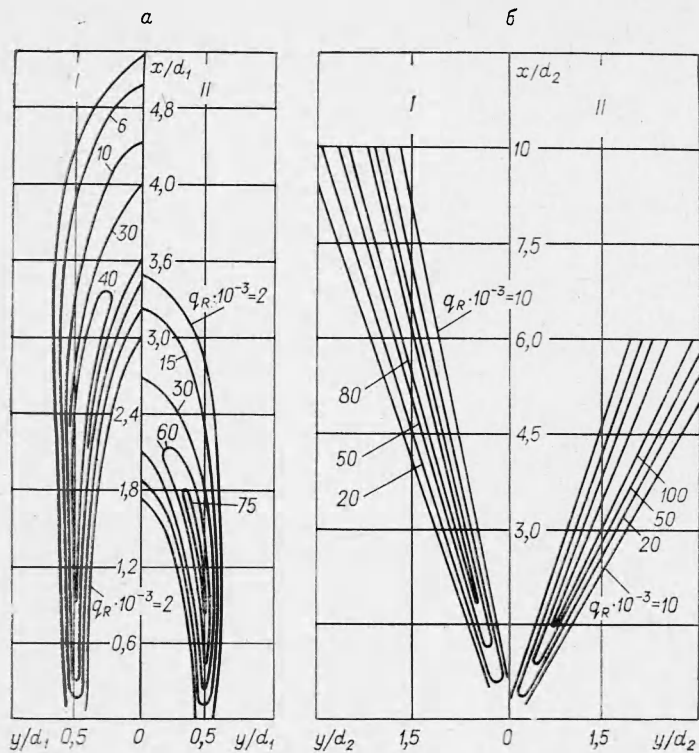


Рис. 7. Линии равного удельного тепловыделения в гомогенном факеле.

а) прямой факел $Re_0=26\,000$, $\alpha=1,25$: I — $Sh=0$, II — $Sh=0,17$; б) обращенный факел, $Re_0=20\,600$, $\alpha=1,2$: I — $Sh=0$, II — $Sh=0,19$.

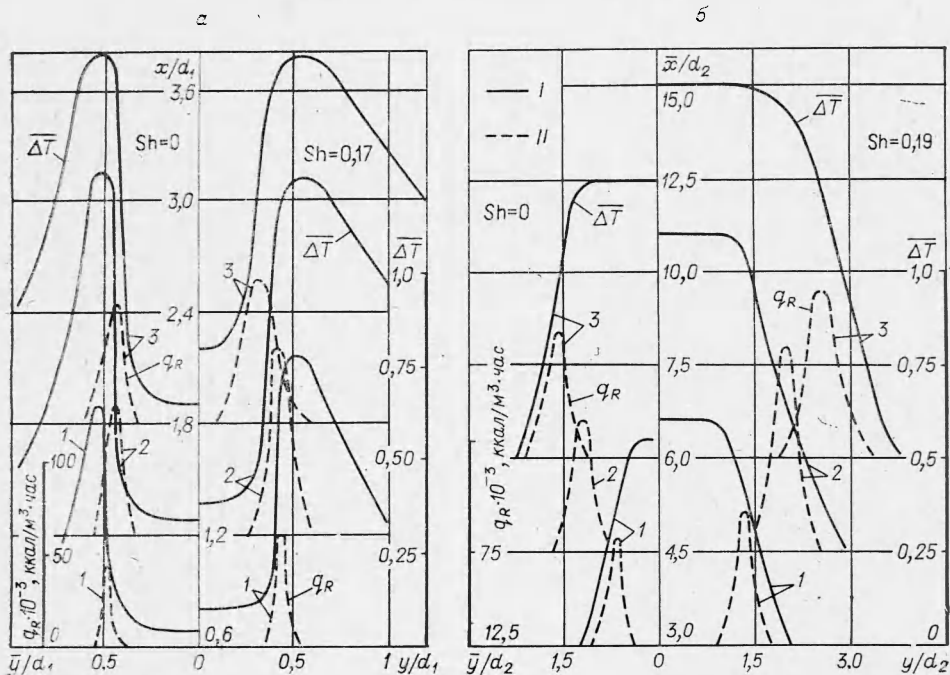


Рис. 8. Распределение температуры (I) и удельных тепловых потоков (II) в поперечных сечениях гомогенного факела.

а) прямой факел, x/d_1 равно: 1 — 0,6, 2 — 1,2, 3 — 1,8; б) обращенный факел, x/d_2 равно: 1 — 3, 2 — 4,5, 3 — 6.

пии низкочастотных пульсаций с помощью турбулизатора, т. е. при усилении пульсаций температуры. Хотя точность определения этой константы сравнительно невелика, из обработки опытных данных следует, что указанные различия нельзя считать проявлением случайных погрешностей эксперимента или обработки. Вместе с величиной $E_{эф}$ значения K_0 , приведенные в таблице, могут служить в качестве приведенных кинетических характеристик в приближенных расчетах турбулентного горения. При этом, в соответствии с изложенным выше, эти значения можно в первом приближении трактовать как относящиеся не только к осредненной (речь идет об энергии активации), но и к актуальной скорости реакции горения.

| Тип факела | Re_0 | Sh | α | $K_0 \cdot 10^{-10}$, 1/с |
|------------|--------|------|----------|-------------------------------|
| Прямой | 26000 | 0 | 1,25 | 2,5 |
| | 26000 | 0,17 | 1,25 | 6,0 |
| Обратный | 20600 | 0 | 1,20 | 5,8 |
| | 20600 | 0,19 | 1,20 | 15,0 |
| | 19000 | 0 | 0,67 | 0,5 |
| | 19000 | 0 | 0,91 | 6,2 |

Примечание. $E_{эф} = 21\ 000$ ккал/моль.

На рис. 7 и 8 показаны для основного эксперимента сводные данные по распределению плотности тепловыделения во всем поле течения турбулентного факела однородной смеси и в нескольких поперечных сечениях его.

Как видно из графиков, во всех случаях высокие значения q_R , отвечающие области интенсивной реакции горения, локализованы в сравнительно узкой зоне, начинающейся на некотором удалении от среза сопла и несколько расширяющейся по длине факела.

Рис. 7 наглядно иллюстрирует различие между прямым и обращенным факелами и влияние наложенных пульсаций. В прямом факеле границы зоны горения заметно искривлены (к оси факела), начиная примерно с половины длины его; в обращенном они близки к прямолинейным. Если принять линии $q_{R_{max}}$ в качестве условного местоположения фронта пламени, то расчет в предположении о бесконечно большой скорости реакции [12] дает сравнительно близкую к эксперименту картину. В рамках теории пограничного слоя такой расчет не покажет, однако, прироста скорости течения газа в зоне горения: для более полного совпадения с опытом и приведенным выше квазиодномерным расчетом трубок тока следует выполнить численный расчет на основе уравнений Навье — Стокса, введя в них приведенные константы реакции и полуэмпирические данные о турбулентном переносе.

7. Результаты работы в целом подтверждают плодотворность рассмотрения сложного явления турбулентного горения перемешанных газов с позиций аэродинамической и тепловой теорий. Они подтверждают, в частности, схему, развитую ранее [3], и позволяют проведение на ЭВМ расчетов турбулентного горения однородной смеси применительно к условиям, характерным для современной техники.

Поступила в редакцию
14/VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, О. А. Кузнецов, Л. П. Ярин. III-й Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черниголова, 1971.
2. О. А. Кузнецов, Л. П. Ярин. В сб. «Теория и практика сжигания газа». М., «Недра», 1972.
3. Л. А. Вулис. ФГВ, 1972, 8, 1.

4. Л. А. Вулис, Ю. И. Михасенко, В. А. Хитриков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, 6.
5. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М., 1969.
6. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг, Н. Н. Сундуков. В сб. «Газодинамика и физика горения». М., Изд-во АН СССР, 1959.
7. А. И. Лушпа. В сб. «Высокофорсированные огневые процессы». М., «Энергия», 1967.
8. И. Л. Кузнецов, Г. Р. Баранов и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
9. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., ИЛ, 1956.
10. С. А. Гольденберг. Турбулентный перенос в процессах теплообмена, диффузии и в химических процессах. М., Изд-во АН СССР, 1949.
11. Л. А. Вулис. Изв. АН КазССР, сер. энергетическая, 1959, 1 (5).
12. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М., «Энергия», 1968.
13. А. Г. Прудников, М. С. Вольтский, В. Н. Сагалович. Процессы смеобразования и горения в ВРД. М., 1972.
14. В. С. Баушев, В. Н. Вилюнов. ПМТФ, 1972, 3.
15. Л. А. Вулис. ФГВ, 1972, 8, 1.
16. H. Kretmer und G. Schäfer. Chem.—Ing.—Techn., 1971, 43, 7.

УДК 662.235

ВЗРЫВНОЙ РАСПАД АЦЕТИЛЕНА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

П. А. Теснер, Т. Д. Снегирева, Л. М. Бородин
(Москва)

Несмотря на большое число работ, посвященных взрывному распаду ацетилена [1], информация о связи между физико-химическими свойствами образующейся при этом сажи и параметрами процесса совершенно недостаточна. А между тем такая информация должна быть полезна для более глубокого понимания механизма взрывного распада ацетилена.

В работе [2] показано, что при взрывном распаде ацетилена в трубах при давлении выше атмосферного дисперсность образующейся сажи тем выше, чем выше скорость распространения фронта пламени. Это объясняется теплотериями излучением от фронта пламени, относительное значение которых тем выше, чем меньше скорость распространения пламени. Следовательно, чем выше скорость пламени, тем выше температура и тем дисперснее получающаяся сажа. Однако надежных данных по измерению температуры фронта пламени в литературе нет, и поэтому отсутствуют количественные данные, связывающие температуру распада ацетилена с дисперсностью образующейся сажи. Целью настоящей работы было получение таких данных.

Для экспериментов был применен метод впуска. Порция ацетилена вводилась в предварительно нагретое вакуумированное пространство, и после распада исследовались образующиеся газообразные и твердые продукты.

Предполагалось, что при применении реакционных сосудов малого диаметра излучение на стенки реактора должно выравнивать температуру. Следовательно, градиент температуры в направлении от оси к стенкам реактора будет незначительным, и условия протекания реакции будут близки к изотермическим.