

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ И ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ПЛОСКОГО ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ВСТРЕЧНЫХ СТРУЯХ

*Н. А. Нестерко, Э. Н. Таран*

Важную информацию о кинетике газофазных реакций при высоких температурах можно получить из исследований структуры пламени. Большинство работ по этой теме относится к гомогенным пламенам. Весьма полезны в изучении кинетики химических реакций диффузионные пламена, образованные встречными струями. Структура таких пламен исследовалась в нескольких работах преимущественно при атмосферном давлении. Однако такие пламена имеют незначительную толщину реакционной зоны; при низких давлениях реакционная зона значительно больше, поэтому измерения в ней могут быть выполнены более точно.

В настоящей работе спектроскопически и методом зондов изучена структура плоского диффузионного пламени низкого давления на встречных струях. В ацетилено-воздушных пламенах измерены температурные и ионизационные профили, а также профили излучения радикалов  $C_2$ ,  $CH$ ,  $CN$ ,  $OH$  и континуума. В ацетилено-, пропано- и метано-воздушных пламенах определены эффективные энергии активации процессов ионизации и возбуждения радикалов  $C_2$  и  $CH$ . Сделаны некоторые выводы о механизме ионизации и возбуждения радикалов в углеводородных пламенах.

Топливо сжигалось в специальной барокамере, представлявшей собой стальной цилиндр диаметром 350 и высотой 550 мм. Плоское пламя низкого давления образовывалось двумя противоположно направленными струями, одна из которых содержала горючее (ацетилен, пропан, метан), а другая окислитель (воздух). В качестве горелок горючего и окислителя использовались две одинаковые горелки плоского пламени типа горелки Эджертона — Паулинга (керамический цилиндр высотой 12 см с внутренним диаметром 9 см с вмонтированной на торце цилиндра матрицей). Матрица горелки горючего охлаждалась проточной водой. Для выравнивания профиля скорости потоков в цилиндры насыпались стеклянные шарики. Цилиндры горелок закреплялись в стальном каркасе, в котором перемещение осуществлялось только в вертикальном направлении.

Пламя зажигалось нитью накаливания. Плоское ацетилено-воздушное пламя на встречных струях устойчиво горело при давлении в барокамере выше 18 мм рт. ст., а пропано- и метано-воздушные пламена — при давлениях выше 30 мм рт. ст. Расходы окислителя и горючего контролировались ротаметрами. В экспериментах коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  изменялся от 0,56 до 1,79. Необходимое давление в барокамере поддерживалось непрерывной откачкой продуктов сгорания двумя форвакуумными насосами типа РВН-20. Матрицы плоских горелок служили электродами, к которым прикладывалось напряжение. Регистрировалась зависимость тока от напряжения.

Излучение пламени через кварцевое окно, вмонтированное в барокамеру, фокусировалось на щель спектрографа ИСП-30А и фотографировалось на изоортохроматические пластинки, чувствительностью 250 ед. ГОСТа. Излучение пламени в видимой области спектра регистрировалось также фотоэлектрически стеклянным спектрографом ИСП-51 с приставкой типа ФЭП-1.

Температура пламени измерялась методом обращения линий натрия и платино-платинородиевой термпарой с диаметром спая 0,1 мм. Вводились поправки на излучение и теплопроводность термпары. Оба

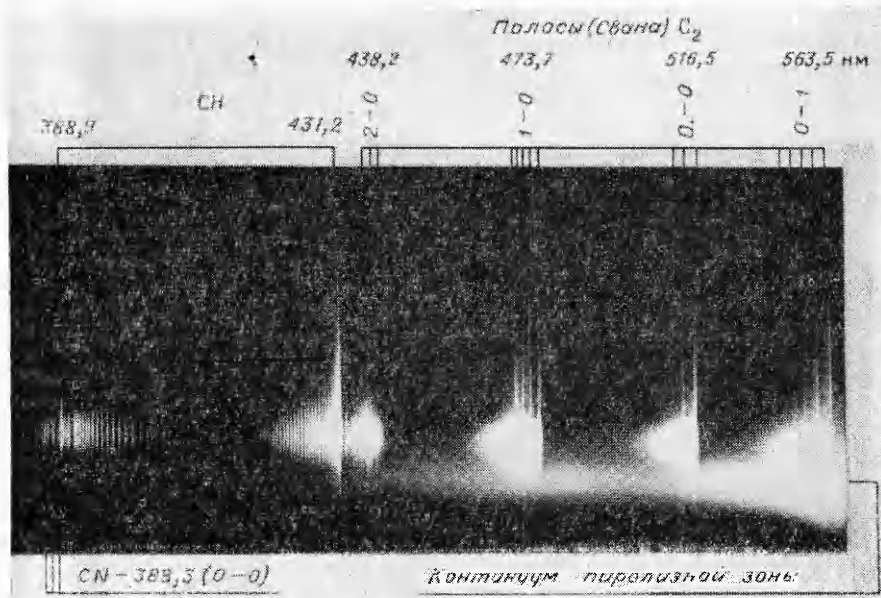


Рис. 1. Спектрограмма плоского диффузионного ацетилено-воздушного пламени на встречных струях с избытком топлива.

метода измерения температуры давали практически совпадающие результаты. Температура свободных электронов и концентрация положительных ионов измерялись методом зондов. Методика их определения описана в работах [1, 2].

Исследования проводились в области давлений  $20 \div 200$  мм рт. ст. Пламя представляло собой диск толщиной 7—9 мм, располагающийся ближе к горелке горючего. В ацетилено-воздушных пламенах с избытком топлива ( $\alpha \leq 0,91$ ) при давлении в барокамере выше 40 мм рт. ст. со стороны подачи горючего появлялась желтая пиролизная зона, в которой интенсивно шел процесс образования твердого углерода. За пиролизной следовала реакционная зона. На рис. 1 показана спектро-

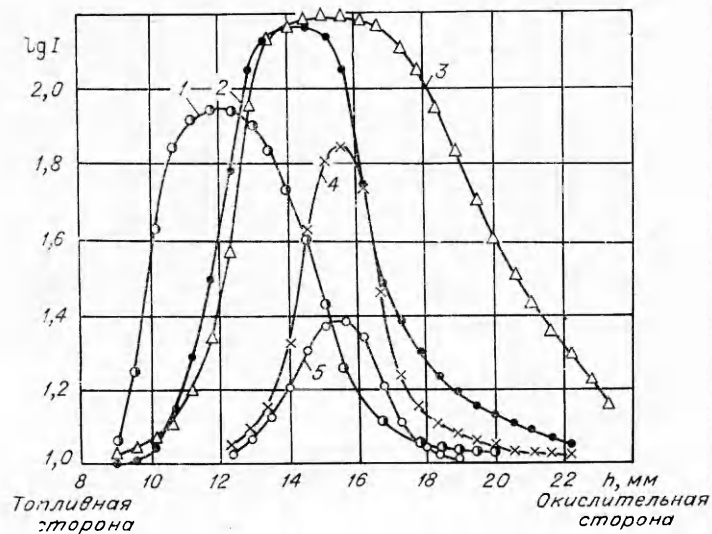


Рис. 2. Аксиальные профили интенсивностей излучения: 1 — континуума (570 нм,  $p = 88$  мм рт. ст.), 2 —  $C_2$  (516,5 нм), 3 — CN (431,5 нм), 4 — CN (388,9 нм), 5 — CN (388,3 нм).

грамма видимой области спектра ацетилено-воздушного пламени с  $\alpha = 0,77$ , горящего при  $p = 80$  мм рт. ст. В нижней части спектрограммы хорошо видна пиролизная зона, излучающая континуум. В спектре излучения пламен на встречных струях обнаружены интенсивные полосы  $C_2$  системы Свана, полосы  $CN$ ,  $OH$  и слабые полосы  $NH$ .

На рис. 2 приведены профили излучения радикалов  $C_2$ ,  $CN$ ,  $CN$  и континуума, полученные фотометрированием спектрограммы рис. 1. Область излучения континуума здесь свободна от наложения излучения молекулярных полос.

На рис. 3 представлены профили интенсивностей излучения радикалов  $C_2$ ,  $CN$ ,  $OH$  и континуума, температур газа и свободных электронов, а также профили концентрации положительных ионов, измеренные в ацетилено-воздушном пламени с  $\alpha = 0,81$ , горящем при  $p = 33$  мм.

рт. ст. Из рис. 2 и 3 видно, что со стороны подачи окислителя доминирует эмиссия молекулярных полос  $OH$ ,  $CN$ ,  $CN$  и  $C_2$ , максимумы которых в направлении подачи воздуха появлялись в указанной последовательности. В реакционной зоне этих пламен были интенсивными полосы углеродсодержащих радикалов  $C_2$ ,  $CN$ ,  $CN$  и континуума, излучаемого угольными частицами.

В отличие от спектра диффузионных пламен атмосферного давления, в котором все полосы спектров излучения и поглощения имеют определенное положение в зоне реакции [3], в диффузионном пламени низкого давления на встречных струях, так же как и при горении гомогенных смесей, все полосы испускаются из основной реакционной зоны. Причем области излучения  $C_2$ ,  $CN$ ,  $OH$  и даже континуума, излучаемого угольными частицами, не разделены между собой, что связано с большой скоростью диффузии в этих пламенах.

Полосы радикала  $CN$ , соответствующие переходу  $A^2\Delta - X^2\Pi$  с кантом около 431,5 нм, простирались далеко в область подачи окислителя (см. рис. 1—3), где отсутствовали полосы радикалов  $CN$ , связанные с переходами  $B^2\Sigma^- - X^2\Pi$  и  $C^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  при 388,9 и 314,3 нм соответственно, а излучение полос  $CN$ ,  $C_2$ ,  $OH$  и континуума становилось слабым.

Изучение температурных профилей и профилей излучения радикалов показало, что максимум температуры приходится на реак-

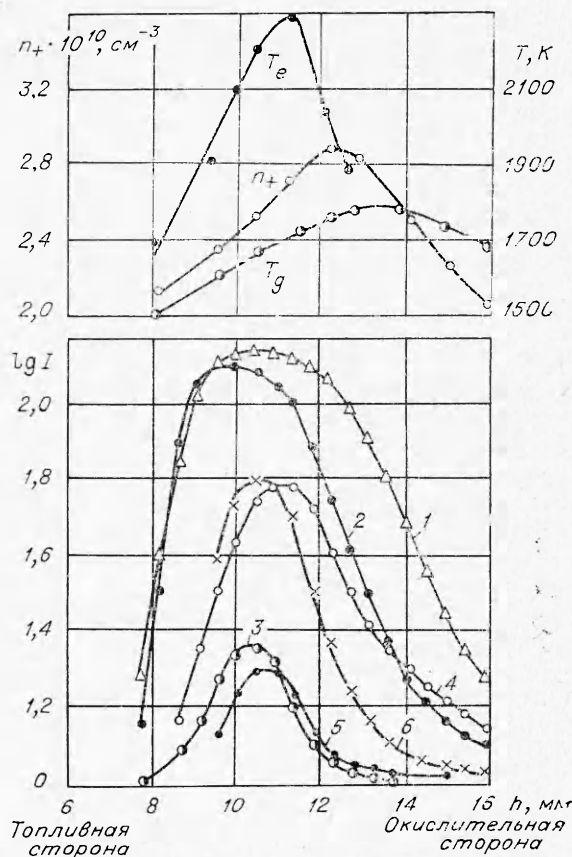


Рис. 3. Аксиальные профили интенсивностей излучения радикалов  $CN$  (431,5 нм) (1),  $C_2$  (516,5 нм) (2), континуума (570,0 нм) (3),  $OH$  (306,4 нм) (4),  $CN$  (388,3 нм) (5),  $CN$  (388,9 нм) (6), электронной температуры  $T_e$ , температуры газа  $T_g$  и концентрации положительных ионов  $n_+$  пламени на встречных струях ( $p = 33$  мм рт. ст.).

ционную зону пламени, но не совпадает с областью максимального излучения радикалов и смещен относительно последней в сторону подачи окислителя. Температура электронов, так же как и в пламени при горении гомогенной смеси [1, 2], несколько превышает (на 300—500°C) температуру пламени. Максимум температуры электронов не совпадает с максимумом температуры пламени и смещен относительно последнего в сторону, где наиболее интенсивно излучение радикала ОН (306,4 нм). С удалением от максимального значения как в сторону горелки окислителя, так и в сторону горелки горючего, электронная температура в реакционной зоне медленно спадала, коррелируя с убывающей излучением радикала ОН.

За пределами реакционной зоны электронная температура снова быстро увеличивалась, что связано с прилипанием электронов к молекулам топлива или окислителя с образованием отрицательных ионов  $C_2H_2^-$  на топливной стороне и  $O_2^-$  на окислительной стороне. Превращение электронов в отрицательные ионы делает неприменимой зондовую методику для определения электронных температур, следствием чего получаются высокие электронные температуры за реакционной зоной пламени. Максимум концентрации положительных ионов находится вблизи максимума температуры пламени.

Сравнивая профили излучения радикалов, температурные и ионизационные профили пламени на встречных струях с соответствующими профилями гомогенного пламени можно заметить, что они качественно подобны профилям последнего для состава, близкого к стехиометрическому [2, 4]. Несовпадение максимумов излучения радикалов, концентрации положительных ионов и электронной температуры с максимумом температуры газа пламени, а также высокая степень ионизации и аномально-высокое электронное возбуждение радикалов указывают на нетермический характер ионизации и возбуждения в диффузионных пламенах на встречных струях. В отличие от диффузионных пламен атмосферного давления, в которых не имеется большого отклонения от термодинамического равновесия и возбуждение преимущественно термическое [3], в диффузионных пламенах низкого давления на встречных струях процессами, ответственными за ионизацию и возбуждение, являются соответственно химионизация и химилюминесценция.

Так как химические реакции в углеводородных пламенах бимолекулярные [5], то скорость ионизации  $q$  можно представить в виде

$$q = A[X]^m[Y]^n \exp(-E_u/RT_g), \quad (1)$$

где  $A$  — предэкспоненциальный множитель;  $[X]$  и  $[Y]$  — концентрации реагирующих веществ;  $m$  и  $n$  — порядок реакции по веществу  $X$  и  $Y$  соответственно;  $E_u$  — эффективная энергия активации процесса ионизации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T_g$  — абсолютная температура пламени. Суммарный порядок реакции  $m+n=2$ . Скорость ионизации пропорциональна плотности тока насыщения  $j_n$ , измеряемого между плоскостями плоских горелок

$$q \sim j_n. \quad (2)$$

Из уравнений (1) и (2) получается выражение для определения эффективной энергии активации

$$E_u = -2,3Rd \log j_n/d(1/T_g). \quad (3)$$

Температура пламени изменялась путем изменения скорости истечения струи топлива. В диффузионных пламенах при бесконечно большой скорости химических реакций горение протекает на поверхности

стехиометрического состава. При изменении скорости истечения струи топлива фронт пламени может изменять свое положение в пространстве. При этом температура пламени также может несколько меняться за счет изменения величины тепловых потерь. Однако в пламенах низкого давления реакционная зона имеет значительные размеры и горение в ней не полностью соответствует диффузионному горению. Поэтому при изменении скорости истечения струи топлива концентрация реагирующих веществ в зоне реакции может несколько изменяться. Так как энергия активации процессов ионизации и возбуждения радикалов прозрачных пламен не зависит от их состава [6—8], а изменение произведения сомножителей перед экспонентой в уравнении (1) с температурой мало по сравнению с изменением самой экспоненты, то энергию активации можно определять из уравнения (3). Учитывая, что максимум температуры пламени на встречных струях находится вблизи области наиболее интенсивного ионообразования (см. рис. 3), при определении энергии активации  $E_u$ , так же как и в работе [9], в расчет принималась конечная температура пламени  $T_g$ .

В пламенах с различной скоростью истечения топлива измерялись плотность токов насыщения  $j_n$  и температура  $T_g$ . На рис. 4 приведены графики зависимости  $\log j_n$  от  $1/T_g$  для ацетилено- (1), пропано- (2) и метано-воздушных (3) пламен, горящих при  $p=48$  мм рт. ст. Видно, что все экспериментальные точки хорошо укладываются на прямых. Из наклона прямых были найдены эффективные энергии активации процесса ионизации, которые равны 18,6; 19,2 и 18,1 ккал/моль для пламени ацетилена, пропана и метана соответственно.

Эффективная энергия активации  $E$  процесса ионообразования в пределах ошибок измерений ( $\sim 10\%$ ) не зависит от давления при увеличении его от 20 до 200 мм рт. ст. Ее значение для изучаемых углеводородов мало отличается друг от друга и равно 19,0 ккал/моль. Вычисленная в работе [10] на основании экспериментальных данных по тушению диффузионных пламен  $C_3H_8-N_2-O_2$ , образованных встречными струями,  $E$  процесса горения равна  $21 \pm 2$  ккал/моль. Измеренное значение энергии активации процесса ионизации удовлетворительно согласуется с приведенным и равно в пределах ошибок измерений  $E_u$ , определенной в пламени низкого давления при горении гомогенных смесей [6, 9].

Энергия активации образования возбужденных радикалов  $C_2$  и  $CH$  определялась из зависимости между интенсивностью излучения  $I_{R^*}$  и абсолютной температурой пламени  $T_g$ :

$$\log I_{R^*} = K - (0,4343E_{R^*}/T_g), \quad (4)$$

где  $E_{R^*}$  — энергия активации образования возбужденного радикала  $R^*$ ;  $K$  — постоянная. Входящие в (4) значения  $T_g$  и  $I_{R^*}$  определялись в точке, где излучение радикала  $R^*$  наиболее интенсивно. Экспериментальные точки хорошо укладывались на прямые, из наклона которых определялись эффективные энергии активации возбужденных радикалов.  $E_{R^*}$  радикалов  $C_2$  и  $CH$ , измеренные в ацетилено-воздушном пламени на встречных струях, горящем при  $p=80$  мм рт. ст., равны 33,3 и

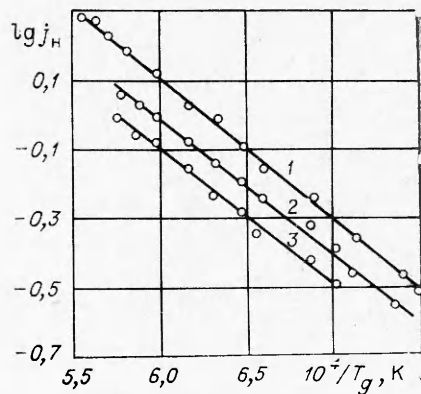


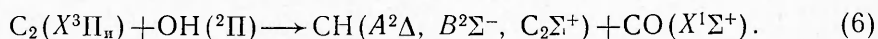
Рис. 4. Зависимость  $\log j_n$  от  $1/T_g$ .

37,8 ккал/моль соответственно. Эти значения близки к соответствующим  $E$ , измеренным в пламенах, горящих в предварительно приготовленных смесях. Так, в ацетилено-кислородном пламени при  $\alpha=1$  [11] были получены значения  $E_{R^*}$ , равные для  $C_2$  (516,5 нм) 30 и для  $CN$  (431,5 нм) 31 ккал/моль. В ацетилено-воздушном пламени низкого давления ( $p=20$  мм рт. ст.) при  $\alpha=1$  в [12] были найдены  $E_{R^*}$  для  $C_2$  (516,5 нм) 35,6 ккал/моль и  $CN$  (431,5 нм) 41,5 ккал/моль, а в таком же пламени, но горящем при атмосферном давлении,  $E_{R^*}$  равны для  $C_2$  (516,5 нм) 34,75 и  $CN$  (431,5 нм) 37,6 ккал/моль [8].

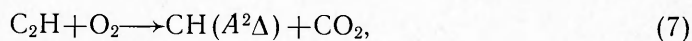
Равенство эффективных энергий активации процессов ионизации и возбуждения радикалов  $C_2$  и  $CN$  гомогенных и диффузионных пламен низкого давления на встречных струях в широком интервале давлений свидетельствует о том, что здесь механизмы ионизации и возбуждения радикалов едины. В отличие от диффузионных пламен атмосферного давления, в которых молекулы  $C_2$  образуются испарением из частиц углерода и возбуждаются термически [3], а диффузионных пламен низкого давления на встречных струях, так же как и в пламенах при горении гомогенных смесей, основным механизмом образования  $C_2$ , по-видимому, является реакция из работы [13].



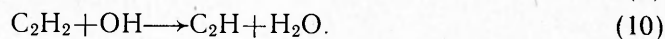
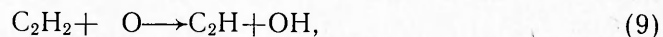
По мнению большинства авторов, возбужденный радикал  $CN$  образуется в пламенах в реакции, предложенной в [14],



Реакция (6) сильно экзотермична, и радикал  $CN$  может образоваться в любом из трех указанных состояний. Вольфгард и Паркер [3] считают, что реакция (6) ответственна за образование возбужденных радикалов  $CN$  и в диффузионных пламенах. Однако появление полос радикала  $CN(A^2\Delta)$  с кантом вблизи 431,5 нм на окислительной стороне пламени с избытком топлива в области, где полосы  $CN(B^2\Sigma^-)$  при 388,9 и  $CN(C^2\Sigma^+)$  при 314,3 нм отсутствуют, вероятно, связано с тем, что в этой области пламени возбужденный радикал  $CN$  образуется только в состоянии  $A^2\Delta$ . Радикал  $CN(A^2\Delta)$  на окислительной стороне пламени образуется в реакции [15]



которая экзотермична ( $\sim 2,27$  ккал/моль) для образования  $CN(A^2\Delta)$  и эндотермична для образования  $CN(B^2\Sigma^-, C^2\Sigma^+)$ . Радикалы  $C_2H$  образуются в реакциях [15, 16]



Бесконечно тонкая реакционная зона (поверхность) диффузионного пламени, являясь стоком всех реагентов и источником продуктов сгорания, служит границей раздела горючего и окислителя. Поэтому проникновение радикалов  $C_2H$  на окислительную сторону затруднено. Однако при значительной толщине реакционной зоны области окислителя и горючего перекрываются [17], и концентрации горючего и окислителя в них могут быть большими. Изучая газохроматографически профили концентраций этано-воздушных диффузионных пламен атмосферного давления,

авторы работы [18] обнаружили при больших скоростях истечения горючего большие концентрации молекул CO и H<sub>2</sub> в зоне горения пламени и на его окислительной стороне. Это соответствует неполному сгоранию топлива. В работе сделан вывод, что начиная с некоторой скорости истечения горючего горение в диффузионных пламенах соответствует горению богатых топливом смесей. При этом пламя стабилизируется не в области стехиометрической поверхности, а в области максимальной температуры пламени. Наблюдаемое в настоящей работе образование в заметных концентрациях углеродсодержащих радикалов C<sub>2</sub>, CN, CH и твердого углерода в реакционной зоне диффузионных пламен низкого давления с избытком ацетилена указывает на низкое содержание кислорода в газах пламени. Естественно, что в этих условиях углеродсодержащие радикалы, в том числе и C<sub>2</sub>H, могут диффундировать на значительные расстояния, прежде чем они вступят в реакцию с кислородом.

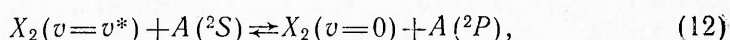
Считается общепринятым, что электрические заряды в углеводородных пламенах образуются в термонеutralной реакции ( $\Delta H \approx \approx +2$  ккал/моль) [19]



которая не может быть источником электронов с энергией, превышающей энергию поступательного движения молекул газа пламени. Электроны могут разогреваться при ударах второго рода с колебательно-возбужденными молекулами газа пламени [20]. По оценкам [20], электроны в углеводородных пламенах могут достигать энергии порядка нескольких электрон-вольт. Наблюдаемая нами корреляция между электронной температурой и интенсивностью излучения радикала OH(<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>) позволяет полагать, что основным партнером электронов по неупругим столкновениям второго рода является гидроксил в электронно-колебательно-возбужденном состоянии.

Ввиду эффективности обмена энергией между электронами и колебательно-возбужденными молекулами в низкотемпературной плазме [21], в углеводородных пламенах может быть тесная связь между электронной и колебательной температурами. В ацетилено-кислородном пламени низкого давления колебательная температура наиболее высоких состояний радикалов C<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Π<sub>g</sub>) и OH(A<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>) равна примерно 7000 К, а наиболее низких состояний C<sub>2</sub>(X<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>) и OH(X<sup>2</sup>Π) — 2800 К [22]. В этой же работе показано, что в углеводородных пламенах колебательные и вращательные температуры любого данного состояния радикалов примерно равны между собой. В ацетилено-воздушном пламени, горящем при 27 мм рт. ст., вращательная температура радикала OH, найденная по распределению интенсивности вращательных линий с высокими и низкими квантовыми числами, равна 5700 и 2300 К соответственно [14]. Максимальные значения температуры свободных электронов, измеренные в настоящей работе в ацетилено-кислородном и ацетилено-воздушном пламенах, соответственно равны 2700 и 2300 К. Согласованность между температурой свободных электронов и колебательной температурой радикалов C<sub>2</sub>(X<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>) и OH(X<sup>2</sup>Π) указывает на эффективность обмена энергией между электронами и колебательно-возбужденными молекулами газов пламени и прежде всего с колебательно-возбужденным радикалом OH основного электронного состояния X<sup>2</sup>Π. Если считать, что интенсивность излучения OH(A<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>) является мерой интенсивности протекания экзотермических реакций горения, энергия которых распределяется преимущественно по колебательным степеням свободы молекул, то становится понятным наблюдаемая корреляция между электронной температурой и интенсивностью излучения OH(A<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>).

В плазме пламени с присадками щелочных металлов колебательная энергия молекулярных частиц газов пламени может передаваться электронным степеням свободы атома металла и тем самым возбуждать его в реакции



где  $X_2$  — молекула газа пламени в основном электронном состоянии;  $v^*$  — колебательное квантовое число;  $A$  — атом щелочного металла. Авторы работ [23, 24] показали, что в системе, содержащей пары щелочных металлов и азот, процесс возбуждения Na колебательно-возбужденным азотом эффективен. Температура электронного возбуждения Na совпадала с колебательной температурой  $N_2(X^1 \Sigma_g^+)$ .

Эффективность реакции (12) существенно зависит [25] от энергетического дефекта этой реакции. Плазма углеводородного пламени состоит из большого числа колебательно-возбужденных молекул, между которыми эффективно идет обмен колебательной энергией. Поэтому среди множества путей передачи колебательной энергии молекул атомам щелочных металлов по схеме (12) найдется такой, который будет резонансным. Уменьшение заселенности возбужденного состояния молекулярных частиц будет приводить к уменьшению эффективности процесса разогрева электронов в ударах второго рода, а следовательно, и к понижению электронной температуры. В работе [1] было экспериментально показано, что при введении в плазму ацетилено-воздушного пламени присадок щелочных металлов Li, K, Na и Cs температура свободных электронов заметно понижалась. Особенно сильно электронная температура понижалась в пламенах при введении солей цезия. Последнее становится понятным, если считать, что разогрев электронов происходит при столкновениях с колебательно-возбужденным радикалом OH( $X^2\Pi$ ). Для возбуждения атома Cs( $^2P_{1/2}$ ) требуется энергия 1,375 эВ. Энергия третьего колебательного уровня гидроксидов в основном электронном состоянии равна 1,27 эВ. Величина дефекта энергии не превышает энергию поступательного движения молекул газа пламени, и поэтому реакцию (12) с участием атомов Cs и радикала OH( $X^2\Pi$ ) можно считать резонансной.

Днепропетровский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
30/IX 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Н. Таран, В. И. Твердохлебов. ТВТ, 1966, 4, 160.
2. Н. А. Нестерко, Э. Н. Таран. ТВТ, 1972, 10, 961.
3. W. G. Parker, H. G. Wolfhard. Proc. Phys. Soc., 1952, A65, 2.
4. I. C. Bell, D. Bradley, L. F. Jesch. 13-th Symposium (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1971, p. 345.
5. Э. Н. Таран, В. И. Твердохлебов. 5-е Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Рига, 1966, с. 54.
6. В. И. Твердохлебов, Н. Н. Чиркин. ФГВ, 1970, 6, 1, 34.
7. Н. А. Нестерко, В. С. Россихин. ФГВ, 1968, 4, 1, 76.
8. Н. А. Нестерко, И. Л. Цикора. ФГВ, 1968, 4, 3, 383.
9. E. N. Taran, N. A. Nesterko, I. L. Tsikora. Combustion Institute European Symposium 1973. Academic Press, L. and N. Y., 1973, p. 279.
10. C. M. Ablow, H. Wise. Combustion and Flame, 1974, 22, 23.
11. A. Van Tiggelen, A. Feugier. Rev. Inst. Franc. du Pétrole, 1965, 20, 1135.
12. Л. Н. Глушко, В. И. Твердохлебов. ФГВ, 1968, 4, 2, 215.
13. R. E. Ferguson. J. Chem. Phys., 1955, 23, 2085.
14. А. Гейдон. Спектроскопия пламен. М., ИЛ, 1959.
15. C. W. Hand, G. B. Kistiakowsky. J. Chem. Phys., 1962, 37, 1239.
16. W. G. Browne, R. P. Porter, a. o. 12-th Symposium (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1969, p. 1035.



17. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 1198.
18. Y. Otsuka, T. Niioka. Combustion and Flame, 1973, 21, 163.
19. E. M. Bulewicz, P. J. Padley. 9-th Symposium (Int.) on Combustion. N. Y.—L., Academic Press, 1969, p. 638.
20. Von Engel, I. R. Cozens. Nature, 1964, 202, 480.
21. И. П. Герл. В сб.: Низкотемпературная плазма. М., «Мир», 1967.
22. E. M. Bulewicz, P. J. Padley, R. E. Smith. Proc. Roy. Soc., 1970, A315, 129.
23. J. R. Hurlle. J. Chem. Phys., 1964, 41, 3911.
24. E. R. Milne. J. Chem. Phys., 1970, 52, 5370.
25. А. Х. Мнацакян. ТВТ, 1970, 8, 1149.

## НИЗКОЧАСТОТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ С БЫСТРОГОРЯЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А. П. Руднев

Одним из эффективных методов физического регулирования процесса горения в пороховых газогенераторах является использование комбинированных конденсированных систем (КС) с локально повышенной скоростью газообразования, что достигается, например, помещением в торцевой заряд металлических элементов различного поперечного сечения [1—4] или быстрогорящих компонентов [5—8].

Математический подход к изучению стационарного и переходного режимов горения вдоль металлической нити, находящейся в твердом топливе, изложен в работе [9]. Исследование нестационарного горения комбинированных КС с центральным быстрогорящим стержнем, системой стержней и плоским теплопроводящим элементом продолжено далее в [10—12].

В данной работе в пределах феноменологической теории нестационарного горения порохов исследуется низкочастотная устойчивость горения комбинированных КС, использующих в качестве быстрогорящих элементов цилиндр конечной толщины, стержень и пластины.

### Необходимые условия устойчивости горения конических поверхностей

При нестационарном горении КС с быстрогорящими элементами в полузамкнутой камере наиболее медленными процессами (в пренебрежении инерционностью конструкции быстрогорящих элементов) обычно являются перестройка формы поверхности топлива и изменение давления за счет истечения газов через сопло.

Как показывают численные оценки, характерное время перестройки формы поверхности топлива  $t_{\phi} \sim R/\omega^{\circ}$  для реальных условий горения на один-два порядка больше времени релаксации прогретого слоя пороха (здесь и далее стационарные величины отмечаются индексом  $^{\circ}$ ,  $\omega$  — нормальная скорость горения медленногорящего компонента КС,  $R$  — радиус камеры). При этом средний радиус кривизны нестационарной поверхности топлива также много больше ширины прогретого слоя пороха. Поэтому при исследовании нестационарного горения КС с быстрогорящими элементами правомерно пользоваться квазистационарными зависимостями скорости горения и энерговыделения от давления и начальной температуры, справедливыми для горения плоской поверхности топлива при достаточно медленных возмущениях процесса горения.