

**ТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМ
УВЕЛИЧЕНИЯ НОРМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ
В ДОПРОБОЙНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

Г. М. Махвиладзе, В. И. Мышенков

(Москва)

1. Воздействие допробойных электрических полей на пламена уже давно привлекает внимание исследователей в связи с проблемой создания простых физических методов управления процессами горения [1—3]. В целом ряде работ экспериментально исследовалось влияние постоянных и переменных электрических полей на скорость распространения пламени (см., например, [4, 5]).

Обычно выделяют три основных механизма воздействия электрического поля на пламена, предложенных различными авторами для объяснения наблюдавшихся эффектов: газодинамический («ионный ветер»), кинетический и тепловой [2].

Каждый из этих механизмов предполагает, что влияние электрического поля осуществляется прежде всего путем воздействия его на заряженные частицы, образующиеся в результате процессов ионизации во фронте пламени.

В случае газодинамического механизма [3, 5—8] считается, что электрическое поле, действуя на возникающие в результате диффузии ионов и электронов заряженные области газа, приводит горючую смесь в конвективное движение, которое, как и при распространении пламени в поле силы тяжести [9], вызывает значительное растяжение фронта пламени и увеличение скорости его равномерного движения при неизменном значении нормальной скорости. Этот механизм воздействия проявляется в постоянных и низкочастотных электрических полях, период колебаний которых намного больше времени формирования газодинамической структуры течения во фронте пламени.

В работах [2, 3] увеличение скорости распространения пламени объяснялось воздействием электрического поля на кинетику химических реакций вследствие активации реагирующих частиц горячими электронами (кинетический механизм).

Другой возможной причиной увеличения скорости пламени в электрическом поле является возрастание температуры реагирующей смеси за счет джоулева нагрева (тепловой механизм): образующиеся в зоне реакции электроны диффундируют в зону прогрева и в зону продуктов реакции и, нагреваясь в электрическом поле, передают свою энергию молекулам, дополнительно прогревая газ. В результате, как и при кинетическом механизме, увеличивается нормальная скорость распространения пламени. Роль теплового механизма существенна для высокоионизованных (углеводородных) пламен в условиях, обеспечивающих протекание через фронт пламени достаточно больших токов с плотностью $\sim 0,1—1$ А/см².

Для выяснения конкретного механизма влияния допробойного электрического поля на распространение пламени в тех или иных экспериментальных условиях необходимо теоретическое изучение каждого из указанных выше процессов. Ниже исследуется тепловой механизм влияния

допробойного электрического поля на распространение пламени в смеси заранее перемешанных газов.

Рассмотрим более подробно соотношение между кинетическим и тепловым механизмами с точки зрения элементарных процессов, происходящих во фронте пламени.

Нагреваемые электрическим полем электроны, сталкиваясь с тяжелыми частицами, осуществляют ионизацию и диссоциацию молекул, возбуждение электронных, колебательных, вращательных и поступательных степеней свободы.

Первые три из указанных процессов имеют высокий энергетический барьер по сравнению с остальными и происходят поэтому в достаточно сильных полях. В результате этих процессов образуются активные частицы (ионы и радикалы), присутствие которых может изменить механизм химического превращения, т. е. обусловить кинетический механизм воздействия электрического поля на скорость горения.

Тепловой механизм воздействия естественно понимать как ускорение химических реакций в результате повышения температуры реагентов (а не за счет появления новых стадий химического превращения). С этой точки зрения тепловой механизм осуществляется в результате возбуждения колебательных, вращательных и поступательных степеней свободы молекул электронным ударом.

Исходя из имеющихся в литературе данных по кинетике реакций с участием возбужденных частиц и данных по обмену энергией в молекулярных столкновениях, необходимо иметь в виду, что увеличение температуры поступательного, а значит, и вращательного (вращательно-поступательная релаксация происходит очень быстро [10]) движения приводит к ускорению экзотермических химических реакций. Колебательное возбуждение молекул обычно увеличивает скорость эндотермических реакций, которые могут лимитировать скорость всего химического процесса [5], в то же время эндотермические реакции часто не очень чувствительны к изменению температуры поступательного движения [11, 12]. В силу сказанного при рассмотрении теплового механизма следует учитывать разницу между поступательной и колебательной температурами, от которых зависят скорости различных стадий химического превращения. Однако если колебательно-поступательная релаксация происходит быстро по сравнению с характерным временем пребывания частицы газа во фронте пламени, что и предполагается в дальнейшем, то колебательные и поступательные температуры можно считать одинаковыми.

Ниже рассматриваются поля с максимальной величиной напряженности, в несколько раз меньшей пороговой для пробоя. При таких полях процессы диссоциации и ионизации электронным ударом несущественны по сравнению с термической диссоциацией и хемоионизацией соответственно. По-видимому, большого значения не имеет также возбуждение электронных состояний молекул, поскольку в молекулярных газах энергия электронов затрачивается прежде всего на возбуждение колебательных степеней свободы. Итак, изменение нормальной скорости распространения пламени, которое может наблюдаться в таких полях, следует объяснять с точки зрения теплового механизма.

В горении и в плазме газового разряда нередко встречаются физически родственные явления [13]. Например, (подобно волнам горения в горючей смеси [14]) в газах могут распространяться волны ионизации [15], а детонационным режимам горения во взрывчатых веществах [16] можно сопоставить явление световой детонации в оптических разрядах [17]. Аналогия между процессами распространения разрядов и горения, развитая в работах [18, 19], в значительной степени способствовала более

глубокому пониманию общих закономерностей распространения волн ионизации, характеризующихся различными механизмами распространения [15, 18, 20, 21].

Явление, исследуемое в данной работе, по существу объединяет процессы горения и процессы, протекающие в плазме газового разряда. Оно заключается в совместном распространении волны химической реакции, поддерживаемой за счет выделяющейся при горении химической энергии и волны несамостоятельного (электроны рождаются в процессе хемоионизации) разряда, который оказывает влияние на скорость горения.

2. С целью исключения из рассмотрения возникающего под действием силы тяжести и электрического поля конвективного движения газа (учет которого существенно усложняет расчеты) обратимся к следующей схеме процесса.

Пусть имеется вертикально расположенная труба прямоугольного сечения с смонтированными в боковые стенки неизолированными электродами, а пламя распространяется по углеводородной горючей смеси сверху вниз, так что сила тяжести не может вызвать конвективное движение газа. Если к электродам приложить не постоянное, а меняющееся с достаточно большой частотой напряжение, то массовые электрические силы также не смогут привести газ в движение. Тогда при решении задачи о скорости распространения волны горения можно считать фронт пламени плоским, расположенным перпендикулярно к оси трубы.

В системе координат, связанной с фронтом пламени, уравнения для определения газовой температуры T , относительной концентрации находящегося в недостатке реагента a (для определенности горючего) и электронной плотности N_e в одномерном приближении имеют вид

$$(2.1) \quad \rho u c_p \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(a, T) + \delta \bar{E}^2;$$

$$(2.2) \quad \rho u \frac{da}{dx} = \frac{d}{dx} \rho D \frac{da}{dx} - W(a, T), \quad W = k_0 \rho^n a^n e^{-E/RT};$$

$$(2.3) \quad \rho u \frac{dN_e}{dx} = \frac{d}{dx} D_a \frac{dN_e}{dx} + W_e + (\nu_i - \nu_a) N_e - k_r N_e^2,$$

где ρ — плотность газа, г/см³; $\rho u = \text{const}$ — массовая скорость газового потока; c_p — теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; Q — тепловой эффект химической реакции; W — скорость химической реакции n -го порядка с предэкспонентом k_0 и энергией активации E ; $\sigma = e^2 N_e / m \nu_m$ — проводимость плазмы (e и m — заряд и масса электрона, ν_m — эффективная частота столкновений электронов с нейтралами); \bar{E} — напряженность электрического поля (черта над E^2 означает усреднение по периоду колебаний поля, который считается малым по сравнению с характерным временем $\lambda / \rho c_p u^2 \sim 10^{-5}$ с ($p \sim 1$ атм) изменения распределения всех величин в стационарной волне горения); D — коэффициент диффузии реагента a ; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии электронов; W_e — скорость рождения электронов в результате процессов хемоионизации; ν_i и ν_a — частоты ионизации электронным ударом и прилипания электронов, член $k_r N_e^2$ описывает «гибель» электронов в результате электронно-ионной рекомбинации.

Первые два уравнения представляют собой уравнения диффузионно-тепловой теории горения [14] с тем отличием, что в уравнение теплопроводности включен член, описывающий Джоулев нагрев. Для учета этого дополнительного источника тепла необходимо найти распределение концентрации электронов из третьего уравнения.

Уравнение (2.3) выписано в предположении об амбиполярном характере диффузии электронов, справедливом при условии, что дебаевский радиус намного меньше характерной длины электронной диффузии. Подтвердим это предположение оценкой.

При температуре электронов $T_e \leq 1$ эВ и при концентрации в зоне реакции $N_m = N_e|_{x=0} = 10^{12}$ см⁻³ [3] дебаевский радиус $\tilde{d} \leq 6,9(T_e/N_m)^{1/2} \approx 7 \cdot 10^{-4}$ см (T_e , К). Характерная длина электронной диффузии (оценка по формуле (3.3)) при $D_a \approx 20$ см²/с, $v_a \approx 10^5$ 1/с, $k_r \approx 5 \cdot 10^{-8}$ см³/с [3, 22, 23] ($p=1$ атм; данные по прилипанию к молекулам O_2 и CO_2), $u \approx 10^2$ см/с составляет примерно 10^{-2} см, что намного больше дебаевского радиуса. Влияние отрицательных ионов на характер электронной диффузии не учитывается, что допустимо на расстояниях, меньших длины «гибели» электронов в результате прилипания, на которых в основном и происходит выделение джоулева тепла. Для упрощения расчетов не учитывается также термодиффузия электронов.

Скорость образования электронов W_e в результате процессов хемоионизации, сопровождающих горение углеводородов, описывается очень сложной кинетической схемой [3]. Однако в рамках теории нормального распространения пламени, обычно использующей предположение об одностадийной химической реакции, можно положить $W_e = \gamma W$, где коэффициент γ определяет количество электронов, образующихся на единицу массы прореагировавших углеводородных молекул. Величину γ можно определить, используя экспериментальные данные, систематизированные в монографии [3].

Имея в виду исследование процесса типа распространяющейся волны горения, рассмотрим допробойные поля (в полях большой напряженности разряд будет происходить одновременно во всем объеме). (Напомним, что пороговые поля для пробоя в воздухе в случае постоянного и переменного напряжений с частотами ≤ 1 МГц при расстоянии между электродами порядка нескольких сантиметров мало отличаются друг от друга и при нормальных условиях равны приблизительно 25–30 кВ/см [24], снижаясь с уменьшением плотности газа.)

Кроме того, рассмотрим условия, соответствующие несамостоятельному разряду, при которых решающая роль в рождении электронов принадлежит процессам хемоионизации во фронте пламени, а не ионизации электронным ударом. Для этого даже в продуктах реакции, где плотность частиц минимальна, должно выполняться неравенство $v_i(\sqrt{E^2}/N) \ll v_a(\sqrt{E^2}/N) + k_r N_m$ (N — плотность газа), которое накладывает ограничение на величину параметра подобия в разряде $\sqrt{E^2}/N$. Согласно данным работы [25], условие $v_i < v_a$ для воздуха выполняется при $\sqrt{E^2}/N \leq 9 \cdot 10^{-16}$ В·см². В рассматриваемых условиях разряд сосредоточивается только в зоне горения и ток протекает через область шириной порядка длины гибели электронов. Граничными условиями для системы (2.1)–(2.3) являются

$$(2.4) \quad \begin{aligned} x = -\infty, \quad T = T_0, \quad a = a_0, \quad N_e = 0, \\ x = +\infty, \quad dT/dx = 0, \quad da/dx = 0, \quad dN_e/dx = 0, \end{aligned}$$

где a_0 и T_0 — начальные значения концентрации реагента и температуры; далее индекс 0 относится к величинам, характеризующим исходную смесь. Задача (2.1)–(2.4) переопределена, так как одно граничное условие в силу инвариантности уравнений и граничных условий относительно сдвига по координате является лишним. Это дает возможность определить нор-

мальную скорость распространения пламени, являющуюся собственным числом задачи.

Отметим глубокую аналогию между рассматриваемым здесь явлением и распространением пламени в случае цепного механизма химического превращения. В таких пламенах в процессе основной реакции потребления вещества a образуются промежуточные продукты — активные радикалы, которые, рекомбинируя, выделяют тепло, ускоряющее протекание основной реакции [26]. В данном случае роль таких промежуточных продуктов играют электроны, образующиеся в результате химической реакции, а джоулево тепло, которое они передают газу, как и теплота, выделяющаяся при рекомбинации активных центров в пламенах с цепными реакциями, способствует увеличению скорости горения.

Аналогия распространяется до такой степени, что процесс движения волны химической реакции в обоих случаях описывается похожими системами уравнений. (Если положить $Q = 0$, $D = D_a$, $k_r N_e \gg v_a$, система уравнений (2.1)—(2.3) с граничными условиями (2.4) переходит в систему уравнений для определения скорости распространения пламени в смесях с сильным разветвлением цепей, исследовавшаяся в работе [26].) Это дает основание использовать при решении системы (2.1)—(2.3) метод, примененный [26] для определения нормальной скорости распространения пламени по цепному механизму. Этот метод основан на представлении о бесконечно узкой зоне химического превращения, с помощью которого можно получить решения вне зоны реакции. Затем с помощью экстраполяции полученных в зоне подогрева распределений температуры и концентрации в зону химического превращения приближенно рассматривается структура самой зоны химической реакции и определяется скорость распространения пламени.

Для простоты изложения будем считать плотность газа ρ и коэффициенты $D = \kappa = \lambda/\rho c_p$, D_a , v , v_m , а также скорость u постоянными и равными их значениям в зоне реакции. (Пересчет к нормальной скорости распространения пламени u_n относительно исходной смеси производится по формуле $u_n = u\rho/\rho_0$.) Поскольку именно процессы вблизи этой зоны определяют нормальную скорость распространения пламени, сделанное предположение не может повлиять на качественную сторону полученных результатов и существенно исказить количественные выводы. То же относится и к процедуре линеаризации рекомбинационного члена, предложенной в [26]; положим далее $k_r N_e^2 \approx k_r N_m N_e$.

Воспользуемся теперь тем обстоятельством, что химическая реакция сосредоточена в узкой по сравнению со всеми диффузионными размерами области. Действительно, при $p = 1$ атм ширина зоны подогрева $\sim \kappa/u \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ см, ширина зоны диффузии электронов $\geq \kappa/u$, а размер зоны химического превращения $(\kappa/u)(RT_1/E) \approx 10^{-1}\kappa/u$ (T_1 — температура в зоне реакции). Заметим, что эти соотношения между диффузионными размерами и шириной зоны практически не зависят от давления, когда гибель электронов определяется механизмом прилипания, т. е. при $p \geq 1$ атм (оценку см. ниже).

3. Интегрируя уравнение (2.2) по x от $-\infty$ до $+\infty$ и учитывая граничные условия, получим

$$(3.1) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} W(a, T) dx = \rho u a_0,$$

Так как реакция сосредоточена в узкой зоне, можно считать $W \sim \delta(x)$. Тогда из (3.1) следует

$$(3.2) \quad W = \rho u a_0 \delta(x).$$

Используя (3.2), из уравнения (2.3) с учетом $v_i \ll v_a + k_r N_m$, можно определить распределение электронной концентрации слева и справа от зоны реакции.

Решения с учетом граничных условий имеют вид

$$(3.3) \quad \begin{aligned} x < 0, \quad N_e = N_m e^{\alpha_1 x}, \quad x > 0, \quad N_e = N_m e^{-\alpha_2 x}, \\ \alpha_{1,2} = (u/2D_a)(s+1), \quad s = \sqrt{1+4vD_a/u^2}, \quad v = v_a + k_r N_m. \end{aligned}$$

Вычисляя теперь диффузионные потоки из зоны реакции и подставляя их в соотношение $D_a [dN_e/dx]_{\pm 0}^{\pm 0} = -\gamma u A_0$ ($A_0 = \rho a_0$), которое учитывает наличие δ -образного источника электронов, получим

$$(3.4) \quad \gamma u A_0 = N_m \sqrt{u^2 + 4vD_a}.$$

Исключая N_e и W из (2.3) с помощью (2.1), (2.2) и интегрируя получившееся уравнение по x от $-\infty$ до $+\infty$ с учетом условий (2.4), определим конечную температуру газа

$$(3.5) \quad T_2 = T_0 + (A_0/\rho c_p)(Q + Q_e), \quad Q_e = \gamma e^2 \bar{E}^2 / m v v_m$$

(Q_e — добавка к тепловому эффекту химической реакции, связанная с нагревом газа электронами).

Решение уравнений (2.2), (2.3) найдем с помощью процедуры, которая применялась выше при определении профиля электронной плотности. Используя (3.2), (3.5) и учитывая (2.4), получим

$$(3.6) \quad x < 0, \quad A = A_0(1 - e^{ux/\kappa}), \quad x > 0, \quad A = 0;$$

$$(3.7) \quad x < 0, \quad T = T_0 + (T_1 - T_0) e^{ux/\kappa} + \frac{v Q_e N_m}{\gamma \rho c_p \alpha_1 (u - \kappa \alpha_1)} (e^{\alpha_1 x} - e^{ux/\kappa});$$

$$x > 0, \quad T = T_2 - \frac{v Q_e N_m}{\gamma \rho c_p \alpha_2 (u + \kappa \alpha_2)} e^{-\alpha_2 x},$$

где T_1 — температура в зоне реакции, связанная с температурой T_2 соотношением

$$T_1 = T_2 - v Q_e N_m / \gamma \rho c_p \alpha_2 (u + \kappa \alpha_2).$$

Температура T_1 превышает адиабатическую температуру сгорания в отсутствие поля $T_a = T_0 + (Q A_0 / \rho c_p)$.

Уравнения (3.4), (3.5) и (3.8) позволяют определить значения N_m и T_1 в зависимости от скорости u . Еще одно (необходимое для решения задачи) уравнение получим из соотношения (3.1), в котором распределения $a(x)$ и $T(x)$ в зоне реакции зададим, экстраполируя «внешние» решения (3.6), (3.7) в зону реакции. Учитывая, что в зоне реакции температура мало отличается от T_1 , и вводя разложение в аррениусовской экспоненте по малой разности $T - T_1$ [26], получим (предполагаем $n = 1$)

$$(3.9) \quad u = \sqrt{k_0 \kappa} \frac{RT_1^2}{E(T_1 - T_0)} e^{-E/2RT_1} + \frac{\alpha_2 (\kappa \alpha_2 + u)}{\alpha_1} \frac{T_2 - T_1}{T_1 - T_0}.$$

Если джоулев нагрев мал ($\bar{E}^2 \rightarrow 0$), то $T_1 \rightarrow T_2 \rightarrow T_a$ и скорость распространения совпадает со скоростью волны горения в отсутствие поля

$$u_a = \sqrt{k_0 \kappa} (RT_a^2 / E (T_a - T_0)) \exp(-E/2RT_a).$$

Вычисляя из (3.9) производную $\partial u / \partial \bar{E}^2$ с учетом соотношений (3.4), (3.5), (3.8), можно убедиться, что скорость пламени возрастает с увеличением напряженности электрического поля.

Найдем теперь связь скорости пламени с температурой в зоне реакции T_1 , считая, что повышение конечной температуры, вызванное наложением электрического поля, мало по сравнению с температурой T_a , т. е. $T_2 -$

— $T_a \sim T_1 - T_a \ll T_a$. В этом случае вторым членом в правой части уравнения (3.9) можно пренебречь, а влияние поля на температуру в зоне горения учесть только в аррениусовской экспоненте. В результате получим

$$(3.10) \quad u = \sqrt{k_0 \kappa} \frac{RT_a^2}{E(T_a - T_0)} e^{-E/2RT_1} \cong u_a e^{E(T_1 - T_a)/2RT_a^2}$$

Формула (3.10) показывает, что увеличение скорости распространения пламени при наложении внешнего электрического поля вызвано возрастанием температуры в зоне реакции по сравнению с ее величиной в отсутствие поля. Это возрастание обусловлено диссипацией джоулева тепла, т. е. действием дополнительного источника энергии, интенсивность которого пропорциональна концентрации электронов и который в отличие от сосредоточенного в узкой зоне «химического» источника тепла распределен по пространству и вызывает увеличение температуры T_1 за счет нагрева газа по обе стороны от зоны реакции. При этом большую роль в увеличении u играет тепло, выделяющееся в области перед зоной реакции ($x < 0$). Действительно, интегрируя уравнение теплопроводности (2.1) от $-\infty$ до $+\infty$ и учитывая (3.2), (3.3), (3.8), получим

$$T_1 - T_a = \frac{\nu Q_e N_m}{\rho c_p u} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\kappa}{u + \kappa \alpha_1} \right),$$

где первое слагаемое в правой части соответствует вкладу в увеличение T_1 от области $x < 0$, а второе — от области $x > 0$. Их отношение, равное

$$(2(D_a/\kappa) + s - 1)/(1 + s),$$

всегда больше единицы ($D_a > \kappa$). Менее значительное влияние области $x > 0$ на увеличение T_1 можно объяснить тем, что часть тепла, выделяющегося в этой области, уносится конвективным потоком газа и не попадает в зону реакции.

Дальнейший анализ проведем для условий, когда основным механизмом гибели электронов является прилипание их к электроотрицательным молекулам типа O_2 , CO_2 , в избытке имеющих в углеводородных пламенах, т. е. будем считать $\nu = \nu_a$.

Рекомбинационный механизм гибели электронов несуществен, если $\nu_a > k_r N_e$. Учитывая, что $\nu_a = k_a \eta N$ (η — доля молекул электроотрицательного газа), и полагая $k_a \approx 10^{-13}$ см³/с, $\eta \approx 0,2$, $N_e \approx 10^{12}$ см⁻³ (см. оценки ниже), $k_r \approx 5 \cdot 10^{-8}$ см³/с [23], получим, что это условие выполняется при концентрации частиц $N > 2,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, т. е. при давлениях порядка атмосферного и выше.

Исключая из уравнений (3.4), (3.5), (3.8); (3.9) N_m и T_2 , получим систему уравнений для определения u и T_1 , которая в переменных

$$u' = u/u_a, \quad \nu' = 4\nu_a \kappa / u_a^2, \quad \kappa' = \kappa / D_a, \quad \theta_1 = T_1 / T_a,$$

$$\theta_0 = T_0 / T_a, \quad \beta = E / 2RT_a, \quad \theta_R = Q_e A_0 / \rho c_p T_a, \quad s'^2 = \kappa' u' + \nu'$$

имеет вид

$$(3.11) \quad u' + \theta_R \frac{u'(u' - s')}{2s'(\theta_1 - \theta_0)} = \theta_1^2 \frac{1 - \theta_0}{\theta_1 - \theta_0} e^{\beta(1 - \theta_1^{-1})};$$

$$(3.12) \quad \theta_1 = 1 + \theta_R \left[1 - \frac{u'(\sqrt{\kappa'} u' + s')}{s'(2u' - \kappa' u' + \sqrt{\kappa'} s')} \right].$$

Оценим величину θ_R для конкретного случая смеси 10% CH_4 + воздух. Для оценок будем считать $T_0 \ll T_a$; тогда величина $\theta_R \approx Q_e / Q$ определяется отношением соответствующих тепловых эффектов.

Согласно экспериментальным данным [3,4], в широком диапазоне давлений при горении стехиометрических смесей одна электронно-ионная пара образуется приблизительно на 10^5 атомов углерода, вступивших в реакцию, так что в случае метана можно положить $\gamma \approx 10^{18} \text{ г}^{-1}$. Для такого γ оценка концентрации заряженных частиц в зоне химической реакции в отсутствие электрического поля по формуле (3.4) дает для N_m значение $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с экспериментальными данными [3].

Для приближенного определения v_m и v можно воспользоваться данными работы [27] для функции распределения электронов по энергиям в молекулярном азоте. Оказывается, что при $V\bar{E}^2/N \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ (это значение соответствует, например, напряженности электрического поля в зоне реакции $\sim 1 \text{ кВ/см}$ при атмосферном давлении) константа скорости прилипания $k_a = v_a/\eta N$ приблизительно равна $10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ [3, 22], а $v_m/N \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [28]; при этом электронная температура $T_e \approx 0,8 \text{ эВ}$. Приведенные величины находятся в разумном согласии с имеющимися экспериментальными данными по воздуху [25].

Полагая $\eta = 0,2$, получим $Q_e = 6,8 \cdot 10^{31} \bar{E}^2/N^2 (V\bar{E}^2, \text{ В/см}, N, 1/\text{см}^3)$. Для $V\bar{E}^2/N = 3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ — $Q_e \approx 6 \text{ ккал/г}$. Теплотворная способность метана $Q \approx 13 \text{ ккал/г}$, так что $\theta_h \approx 0,4$. Таким образом, Q_e может достигать значений, сравнимых с величиной Q , т. е. джоулев нагрев при достаточно больших напряженностях электрического поля в состоянии приводить к существенному повышению температуры газа.

Для приведенного примера проводимость пламени $\sigma \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, что при напряженности поля $V\bar{E}^2 \sim 1 \text{ кВ/см}$ дает для плотности протекающего через пламя тока значение $j \sim 1 \text{ А/см}^2$.

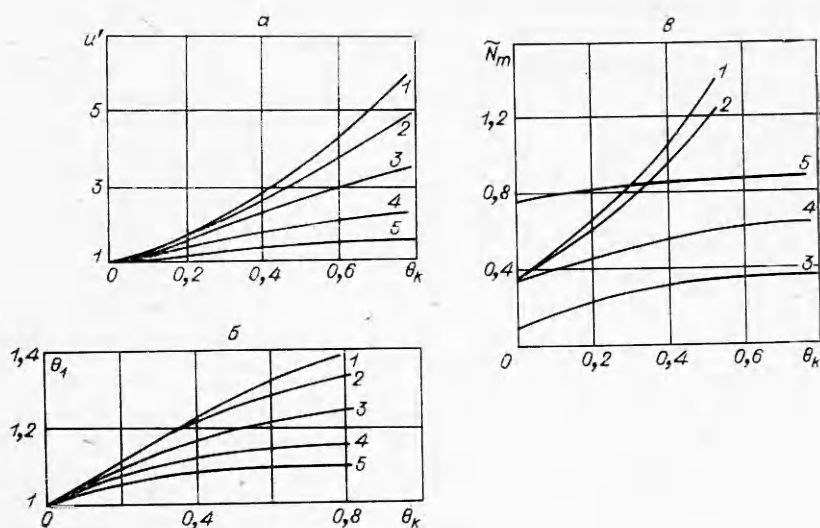
На фиг. 1, *a* — *в* приведены рассчитанные по уравнениям (3.4), (3.11), (3.12) зависимости u' , θ_1 , $N'_m = N_m | \gamma A_0 = u'/s'$ (для рассматриваемой смеси при атмосферном давлении $\gamma A_0 \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) от конечной температуры при $v' = 0,7$, $\kappa' = 0$; 10^{-3} ; 10^{-2} ; 10^{-1} ; 1 (кривые 1—5), $\beta = 4$, $\theta_0 = 0,125$.

Графики показывают, что под влиянием электрического поля скорость распространения пламени может увеличиваться в несколько раз. Увеличение параметра κ' (уменьшение D_a при фиксированном κ) приводит к уменьшению скорости распространения, температуры зоны реакции и увеличению N_m (на фиг. 1, *в* для кривой 1 значения ординаты нужно умножить на 10^{-2} , а для 2 — на 10^{-1}).

Для приведенного выше примера с $v'/\kappa' \approx 70$ при $\theta_h = 0,4$ скорость пламени увеличивается в 2,3 раза (кривая 3).

При пониженных давлениях основным механизмом гибели электронов является рекомбинация. Для расчета нормальной скорости горения при $p < 1 \text{ атм}$ нужно использовать систему уравнений (3.4), (3.5), (3.9), (3.8), в которой следует положить $v = k_r N_m$. Заметим, что, в силу указанной выше аналогии рассмотренного здесь явления с распространением пламени в системах с цепными реакциями, эту систему уравнений при $\kappa = D_a$ можно использовать для определения нормальной скорости в системе со следующим механизмом реакции: $A + B \rightarrow 2B + Q$, $B + B + X \rightarrow C + X + Q_e$ (A — исходное вещество, C — продукт реакции, B — активный центр, X — любая частица), который является обобщением рассмотренного в [26] случая (в отличие от [26] даже при $Q_e = 0$ скорость пламени не обращается в нуль, так как в реакции образования активных центров выделяется тепло Q , поддерживающее распространяющуюся волну горения).

Описанная в п. 1 схема для наблюдения эффекта увеличения нормальной скорости распространения пламени в допробойном электрическом поле была экспериментально осуществлена в работе [5]. Оказалось, что нор-



мальная скорость пламени в метано-воздушной смеси при атмосферном давлении и эффективном значении напряженности электрического поля $\sqrt{E^2} = 440$ В/см, меняющегося с частотой 5 МГц, возрастает приблизительно на 15% по сравнению с ее значением в отсутствие поля. Этот факт находится в хорошем согласии с нашими результатами (см. значение скорости на фиг. 1, а при $\theta_k \approx 0,08$) и может рассматриваться как экспериментальное подтверждение полученных результатов.

Предложенный в [5] механизм увеличения нормальной скорости в результате возбуждения колебательных степеней свободы молекул кислорода, очевидно, описывается в рамках развитого здесь подхода, поскольку в нем используется предположение о существовании термодинамического равновесия по колебательно-поступательным степеням свободы молекул, возбуждение колебаний поэтому учитывается автоматически.

Утверждение авторов работы [5] о том, что в их опытах поступательная температура молекул не может сколь-нибудь существенно изменяться из-за малой величины джоулева тепла, представляется сомнительным. Оно противоречит проведенному в этой же работе расчету, согласно которому колебательная температура молекул кислорода увеличивается на 150° при наложении электрического поля; такое увеличение колебательной температуры требует значительного джоулева нагрева, который может существенно изменять и поступательную температуру (суммарная теплоемкость поступательных и вращательных степеней свободы двухатомной молекулы всего лишь в 2,5 раза больше теплоемкости, рассчитанной на колебательную степень свободы).

На самом деле возможный отрыв колебательной температуры молекул от поступательной можно объяснить, если учесть конечность времени колебательно-поступательной релаксации. Известно, что в горючих газах, представляющих собой смесь молекулярных газов с большим содержанием воздуха, энергия электронов затрачивается в основном на возбуждение колебаний молекул, а затем в процессе релаксации передается в поступательные степени свободы. Как уже отмечалось выше, учет этого обстоятельства связан с необходимостью рассмотрения двухтемпературной модели процесса горения и с более детальным анализом кинетики химического превращения, требующим, в частности, отсутствующих сейчас точ-

ных данных о влиянии возбуждения молекул на скорость протекания элементарных актов химической реакции.

При экспериментальном изучении рассмотренного явления может оказаться полезным измерение величины эффекта в зависимости от концентрации добавляемых в горючую смесь легко ионизирующихся присадок, с помощью которых можно существенно изменять проводимость пламени. Сравнение этих данных с нашими выводами будет способствовать уточнению полученных выше результатов.

Авторы выражают благодарность В. Б. Либровичу за полезное обсуждение работы.

Поступила 23 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomson J. J. Report of British Association, 1910.
2. Степанов Е. М., Дьячков Б. Г. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., Metallurgizdat, 1968.
3. Lawton J., Weinberg F. J. Electrical aspects of combustion. Oxford, Clarendon Press, 1969.
4. Fowler R.G., Corrigan S. J. B. Burning-wave speed enhancement by electric fields.— «Phys. Fluids», 1966, vol. 9, N 10, p. 2073.
5. Jagers H. C., von Engel A. The effect of electric fields on the burning velocity of various flames.— «Combustion and Flame», 1971, vol. 16, N 3, p. 275.
6. Lawton J., Mayo P. J., Weinberg F. J. Electrical control of gas flow in combustion processes.— «Proc. Roy. Soc.», 1968, vol. A 303, N 1474, p. 275.
7. Саламандра Г. Д. Распространение пламени в электрическом поле.— ФГВ, 1969, т. 5, № 2, с. 189.
8. Кидин Н. И., Либрович В. Б. Ламинарное поле в постоянном электрическом поле.— В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Вып. 6. Чебоксары, 1976.
9. Барский Г. А., Зельдович Я. Б. О медленном распространении пламени в трубах.— «Журн. физ. химии», 1950, т. 24, № 5, с. 589.
10. Малкин О. А. Релаксационные процессы в газе. М., Атомиздат, 1971.
11. Polanyi J. C., Wong W. H. Location of energy barriers. 1. Effect on the dynamics of reactions $A + BC$.— «J. Chem. Phys.», 1969, vol. 51, N 4, p. 1439.
12. Кондратьев В. И., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М., «Наука», 1974.
13. Франк-Каменецкий Д. А. Плазменные аналогии горения.— В кн.: Авторефераты докладов II Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ереван, 1969, с. 3.
14. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. К теории равномерного распространения пламени.— «Докл. АН СССР», 1938, т. 19, с. 693.
15. Велихов Е. П., Дыхне А. М. Волна неравновесной ионизации в газе.— В кн.: Труды VII Междунар. симпоз. по ионизационным явлениям в газах. Белград, 1965, с. 47.
16. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
17. Ramsden S. A., Savic P. A. Radiative detonation model for the development of a laser induced spark in air.— «Nature», 1964, vol. 203, p. 1217.
18. Райзер Ю. П. Высокочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения.— ПМТФ, 1968, № 3, с. 3.
19. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
20. Мышенков В. И., Райзер Ю. П. Волна ионизации, распространяющаяся благодаря диффузии резонансных квантов и поддерживаемая сверхвысокочастотным излучением.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1822.
21. Райзер Ю. П. Распространение сверхвысокочастотного разряда высокого давления.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 222.
22. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М., «Мир», 1965.
23. Калькот. Релаксационные процессы в плазме.— «Ракетная техника», 1962, № 3, с. 23.
24. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М., ИЛ, 1960.
25. Dutton J., Harris F. M., Jones F. L. The determination of attachment and ionization coefficients in air.— «Proc. Phys. Soc.», 1963, vol. 81, N 519, p. 52.
26. Зельдович Я. Б. Цепные реакции в горючих пламенах — приближенная теория скорости пламени.— «Кинетика и катализ», 1961, № 3, с. 305.
27. Nighan W. L. Electron energy distribution and collision rates in electrically excited N_2 , CO_2 and CO .— «Phys. Rev.», ser. A, 1970, vol. 2, N 5, p. 1989.
28. Мак-Даниэль И. Процессы столкновения в ионизованных газах. М., «Мир», 1967.