

## ГИДРОДИНАМИКА ГОРЕНИЯ

*K. I. Щелкин*

(Москва)

Завихрители в устье котельной топки, циклонные топки были известны задолго до появления научных исследований о роли аэродинамики в процессе горения. При горении часто приходится учитывать не только движение газа, существовавшее до горения, но и возникшее в результате горения. Интересно, что горение способно создавать при определенных условиях, например при зажигании смеси у закрытого торца трубы, мощные газовые потоки, даже сильные ударные волны и детонацию, обратным влиянием которых на процесс сгорания никак нельзя пренебрегать. В данном случае возмущения могут быть сильнее исходного явления.

Горение состоит из трех больших разделов: химическая кинетика, процессы тепло- и массообмена и гидрогазодинамика.

В этом обзоре из многих существующих в природе случаев воздействия гидродинамики на медленное горение выбраны только два: гидродинамическая неустойчивость нормального пламени и турбулентное горение.

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НОРМАЛЬНОГО ПЛАМЕНИ

Л. Д. Ландау [1] показал абсолютную гидродинамическую неустойчивость нормального пламени, представляемого в виде обыкновенного теплового скачка. Источником этой неустойчивости оказывается увеличение объема газа при горении. Малые искривления поверхности пламени вызывают искривления линий тока продуктов горения и такое изменение течения, при котором начальное возмущение увеличивается. Фронт горения при этом самопроизвольно искривляется. Ландау эту задачу решил строго математически. Решение общеизвестно и я его не повторяю.

Экспериментально неустойчивость нормального пламени наблюдали Я. Б. Зельдович и А. И. Розловский [2]. Зажигая в центре цилиндрической бомбы диаметром 50 мм смесь из 56,6% водорода, 41,1% кислорода и 2% сероуглерода, они наблюдали переход сферического пламени в детонацию. По этому явлению судили о неустойчивости нормального горения. Число Рейнольдса пламени по радиусу сферы, при котором происходило ускорение горения, оказалось в пределах

$$Re = \frac{R u}{v} = (2 - 5) \cdot 10^5, \quad (1)$$

где  $u$  — нормальная скорость пламени;  $R$  — его радиус;  $v$  — кинематиче-

ская вязкость газовой смеси. По теории Ландау число Рейнольдса (за характерный размер принятая длина волны возмущения), если учитывать конечную ширину зоны реакции, должно быть порядка единицы. Опыты, с одной стороны, подтвердили неустойчивость нормального горения, с другой — они указали на существование стабилизирующих факторов, благодаря которым неустойчивость проявляется к волнам, длина которых достаточно велика. В работе [2] предполагается, что стабилизирующим фактором может быть вязкость (вообще диссипативные эффекты).

Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин и К. И. Щелкин [3] исследовали устойчивость нормального пламени в ацетилено-кислородных смесях в мыльном пузыре (в отсутствие стенок). Было обнаружено ускорение горения и появление неровностей на поверхности пламени при  $Re$  (по радиусу) порядка  $(3—6) \cdot 10^4$ . Позже Ю. Х. Шаулов [4] с сотрудниками подтвердили неустойчивость нормального горения, а Трошин и Щелкин [5] подробно исследовали в ацетилено-кислородной смеси размер неоднородностей, его изменение во времени и уточнили величину критерия Рейнольдса, который оказался равным  $(0,7—1) \cdot 10^4$ .

Теоретические исследования гидродинамической устойчивости с учетом вязкости, проведенные С. К. Аслановым [6] и А. Г. Истратовым и В. Б. Либровичем [7], а также некоторыми другими авторами, подтвердили качественные оценки влияния вязкости (и вообще диссипативных процессов) на устойчивость, согласно которым минимальное число Рейнольдса пламени с характерным размером, равным длине волны возмущения (а не радиусу пламени), должно быть порядка  $10^1—10^2$ .

Эти оценки имели некоторые экспериментальные основания. Известно, что радиус закругления острия конуса бунзеновского пламени примерно в  $10^2$  раз больше ширины зоны нормального горения. Закругление обязано увеличению потока тепла к несгоревшему газу и соответственному увеличению скорости пламени около заостренной поверхности. Это обстоятельство должно выпрямлять вогнутые участки пламени, возникшие вследствие неустойчивости, радиус кривизны которых порядка радиуса закругления. Скорость пламени у выпуклых участков соответственно должна уменьшаться вследствие уменьшения потока тепла к несгоревшему газу. Если принять во внимание величину радиуса закругления острия пламени в бунзеновской горелке, то получается минимальное число Рейнольдса примерно на два порядка выше  $Re$ , рассчитанного по ширине зоны горения.

Экспериментально полученные предельные числа Рейнольдса  $10^5$  и  $10^4$  с радиусом пламени в качестве характерного размера указывали на какие-то более сильные стабилизирующие факторы, чем вязкость. На сфере, радиусом  $R$  укладывается  $2\pi$  волн длиной  $R$ . Следовательно, безразлично, каким способом вычислять предельное число Рейнольдса — по радиусу или длине волны. Расхождение между теорией и экспериментом было примерно на два порядка.

К. И. Щелкин и Я. К. Трошин [8] обратили внимание на неприменимость экспериментов со сферическими пламенами к проверке теории устойчивости, если не выполняется критерий

$$\frac{2R}{a} > \frac{\lambda}{u} = \frac{\kappa}{u^2} \text{ или } K = \frac{2R u^2}{\kappa a} > 1, \quad (2)$$

здесь  $a$  — скорость звука в продуктах сгорания;  $\lambda$  — ширина зоны нормального пламени;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности.

Согласно критерию  $K$ , время движения возмущения через пламенную сферу по продуктам сгорания должно быть больше характерного

времени пламени. В противном случае к фронту пламени со стороны сгоревшего газа будут приходить возмущения. Эта же задача в теории не рассматривалась, следовательно, эксперименты, при которых не выполняется критерий  $K$ , не годятся для сравнения с имеющимися теориями. Строго говоря, еще необходимо доказать, что приходящие со стороны продуктов сгорания возмущения могут стабилизировать нормальный фронт пламени. Но можно утверждать, что выполнение критерия  $K$  на опыте будет свидетельствовать о стабилизации пламени приходящими (точнее, отраженными) возмущениями.

Против введения критерия  $K$  были многочисленные возражения. Согласно главному из возражений критерий  $K$  не имеет смысла, так как теория Ландау сделана для несжимаемого газа. Скорость звука в таком газе бесконечна, и, следовательно, все возмущения со стороны продуктов сгорания всегда успевают приходить к фронту. Но надо заметить, что возмущения на бесконечности со стороны продуктов сгорания в теории специально приравниваются нулю и поэтому из бесконечности ничего прийти не может ни при какой скорости звука.

Л. А. Гуссак, Е. Н. Спринцина и К. И. Щелкин [9] приводят данные опытов в воздушной смеси пропана при повышенных давлениях, в которых наблюдалась неустойчивость, и результаты вычисления критерия  $K$  и числа Рейнольдса пламени с характерным размером, равным размеру возникших при неустойчивости ячеек. Из табл. 1 видно, как на границе появления ячеек критерий  $K$  оказывается весьма близким к единице, число же Рейнольдса по размеру ячеек порядка  $10^2$ . Благодаря значительно более чувствительной методике обнаруживания ячеек число Рейнольдса по радиусу в опытах было порядка  $10^3$ . Опыты проводились в диапазоне начальных давлений от 1 до 9 ата. Горение происходило при переменном начальном давлении и во всех вычислениях делались поправки на изменение плотности и температуры несгоревшего газа по измеренной кривой давления в камере сгорания.

В заключение можно утверждать, что теория Ландау с учетом поправок на стабилизирующую действие вязкости оправдывается не только качественно, но и количественно: критическое значение числа Рейнольдса пламени (за характерный размер взят размер ячеек) оказывается порядка  $10^2$ . Для полной корректности всей картины неустойчивости следовало бы еще доказать, что возмущения, приходящие со стороны продуктов горения (например, отраженные от твердой стенки и возвратившиеся к пламени), могут, хотя бы в некоторых случаях, стабилизировать горение. Без этого доказательства введение для сферического пламени критерия  $K$  представляется несколько произвольным, хотя и не противоречащим опыту.

Таблица 1

№ опыта	Начальное давление, ата	Время от момента зажигания, мсек	Средний диаметр ячеек, см	Давление сгорания, ата	Число Рейнольдса	Значение критерия $K$
<i>Зажигание с верху камеры</i>						
124	9	3,18	0,067	9,8	87	0,95
125	9	3,57	0,067	10,2	93	0,89
126	7	4,52	0,100	—	187	0,95
127	7	4,89	0,100	—	—	—
107	5	4,99	0,134	9,7	190	1,06
110	5	4,77	0,134	9,3	188	1,05
128	3	5,45	0,167	—	—	—
129	3	5,95	0,167	—	227	0,98
130	1	6,43	0,368	2,9	247	0,72
131	1	6,19	0,668	2,8	237	0,8
<i>Зажигание в низу камеры</i>						
144	5	5,0	0,200	0,7	285	1,01
145	5	5,8	0,200	11,7	357	1,46

П р и м е ч а н и е. Начальная температура смеси (5%  $C_3H_8 +$  воздух) 295°К,  $\alpha = 0,8$  [9].

### ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ

Задачу о распространении нормального горения в турбулентном потоке впервые рассматривал Г. Дамкеллер [10]. Он видел в задаче два предельных случая в зависимости от масштаба турбулентности. Первый — когда этот масштаб велик по сравнению с шириной зоны нормального горения, второй — когда он мал. Во втором случае турбулентность увеличивает перенос тепла и вещества, а скорость турбулентного горения  $u_t$  пропорциональна корню квадратному из величины пульсационной составляющей  $v$  и зависит (пропорционально степени 0,5) от масштаба турбулентности  $l$

$$u_t = u \sqrt{1 + \frac{l v}{\zeta}}. \quad (3)$$

В первом случае (масштаб велик) скорость турбулентного пламени не зависит от масштаба турбулентности. Скорость пламени растет пропорционально величине поверхности пламени, которая изгибается. При малой турбулентности Дамкеллер непоследовательно принял ее зависящей от числа Рейнольдса, при большой — он вполне правильно считал ее пропорциональной турбулентной пульсационной составляющей скорости.

Дамкеллер сделал очень большой шаг в теории турбулентного горения. Однако в ней еще оставались слабые места. Если представлять себе фронт турбулентного горения (масштаб турбулентности велик) по Дамкеллеру как искривленное, изогнутое пламя, то нетрудно понять увеличение скорости пламени больше чем вдвое по сравнению с нормальной скоростью. В самом деле, масштаб турбулентности во всех направлениях одинаков. Поэтому если фронт просто изогнут турбулентностью, то его поверхность может быть только примерно вдвое больше поверхности плоского пламени. Таким может быть порядок повышения скорости пламени в турбулентном потоке. Что касается зависимости скорости потока турбулентного пламени от числа Рейнольдса, то она и вовсе нестрога. Число Рейнольдса может изменяться разными способами (размер, вязкость, плотность, скорость потока). Скорость же турбулентного горения не должна зависеть от этих величин. Она может зависеть только от характеристик турбулентности.

К. И. Щелкин [11] построил модель турбулентного пламени для случая, когда масштаб турбулентности больше ширины зоны нормального горения. В этой модели «моли» несгоревшего газа окружаются сгоревшим газом и, дробясь, сгорают на поверхности с нормальной скоростью. Скорость распространения турбулентного пламени в этой модели не зависит от масштаба турбулентности, она — функция нормальной скорости и скорости турбулентных пульсаций. Модель позволяет получить сколь угодно большую поверхность сгорания и соответственно увеличение турбулентной скорости по сравнению с нормальной.

С помощью «поверхностной» модели была оценена скорость турбулентного пламени. Ее можно вычислить по величине поверхности пламени, пользуясь принципом Михельсона:

$$u_t = u \sqrt{1 + B \left( \frac{v}{u} \right)^2}, \quad (4)$$

где  $B$  — коэффициент порядка единицы. Эта формула дает для сильной турбулентности, как и у Дамкеллера, пропорциональность скорости турбулентного горения скорости турбулентных пульсаций:

$$u_t \sim v. \quad (4')$$

Независимость турбулентной скорости от масштаба турбулентности, согласующаяся с «поверхностной» моделью, наблюдалась В. Е. Дороженко и А. И. Никитским [12], А. В. Талантовым [13] и другими авторами. Что касается независимости от нормальной скорости, то эта закономерность не раз вызывала сомнения, тем более, что для этого были некоторые экспериментальные основания, вызванные такими причинами, о которых в начале исследований турбулентного горения не существовало никаких представлений. О зависимости турбулентной скорости от нормальной скорости пламени и турбулентной пульсационной составляющей будет сказано ниже.

К. И. Щелкин подчеркивает, что в турбулентном пламени осуществляется своего рода эстафетная передача горения. Турбулентные пульсации, вынося вперед нагретые продукты сгорания, выпячивая фронт горения, поджигают соседние слои несгоревшего газа, передают горение дальше как эстафету. Отсюда сразу видно, что скорость турбулентного горения должна быть пропорциональна их средней величине не только при очень сильной турбулентности, но и при любой. Поэтому правильнее пользоваться не формулой (4), а просто всегда считать скорость турбулентного пламени равной сумме средней квадратичной пульсационной скорости и нормальной скорости пламени

$$u_t = u + v. \quad (5)$$

Эта формула справедлива при любой турбулентности. При  $v \gg u$  она переходит в (4').

Согласно модели «поверхностного» горения, зона горения «подстраивается» к движению фронта. По мере увеличения скорости пульсаций она расширяется (удлиняется), ее передний край становится все менее и менее насыщенным «языками» горения. О скорости распространения турбулентного пламени следует судить по скорости движения поверхности, огибающей передний фронт горящих очагов. Поэтому измеряя скорость пламени в горелке, неправильно судить о ней по величине поверхности наибольшей яркости, как это иногда делают. Следует пользоваться величиной поверхности, огибающей переднюю границу пламени (прямой конус).

Н. В. Кокушкин [14] исследовал зону турбулентного пламени в той области скоростей и масштабов турбулентности, при которых должна осуществляться «поверхностная» модель. Он обнаружил в факеле горелки диаметром в 400 мм, работающей на бензино-воздушной смеси при скорости в 20—25 м/сек и 5% турбулентности внутри зоны горения, как очаги, имеющие температуру горения, так и очаги, обладающие начальной температурой. Промежуточные температуры практически не регистрировались. Оказалось, что структура зоны горения хорошо соответствует «поверхностной» модели.

Конечно, «поверхностная» модель и «эстафетная» передача горения являются неким приближением к действительности. При очень большой скорости пульсации (по сравнению с нормальной скоростью) «эстафетная» передача может нарушиться, за время одной пульсации ламинарный фронт в газе, соприкасающийся с этой пульсацией, может не успеть образоваться. Для осуществления «поверхностной» модели необходимо, чтобы время жизни одной пульсации было больше времени распространения нормального фронта на свою ширину (точнее, на две ширины), иначе говоря, характерное время турбулентной пульсации должно быть больше характерного времени нормального пламени [15]

$$\frac{l}{v} > \frac{\lambda}{u} = \frac{x}{u^2}. \quad (6)$$

А. В. Талантов [16] предложил физически ясный «критерий механизма», легко поддающийся экспериментальному определению и позволяющий узнать, по какому механизму, «поверхностному» или «объемному», идет горение в конкретном случае. При «поверхностном» механизме горения химическая реакция сосредоточена в тонком слое нормального пламени и промежуточные продукты химической реакции находятся только в объеме, равном произведению площади изогнутой поверхности пламени на ширину зоны нормального горения  $S_{\text{пл}} \lambda$ . Остальной объем зоны турбулентного пламени занят или несгоревшим газом или конечными продуктами сгорания. При «объемном» механизме промежуточные продукты занимают всю зону пламени. По отношению промежуточных продуктов к сумме конечных и начальных продуктов можно судить о механизме горения. Это отношение для «поверхностного» механизма близко к нулю (оно порядка 0,05), для объемного — близко к единице.

По закону сохранения массы для «поверхностного» механизма справедливо соотношение

$$S_{\text{пл}} u = S_o u_r = S_k w, \quad (7)$$

где  $S_o$  — площадь поверхности осредненного турбулентного пламени;  $S_k$  — сечение камеры;  $w$  — скорость горючей смеси в камере.

Воспользовавшись (7), объем зоны нормального горения можно выразить как

$$V_{\text{пл}} = S_{\text{пл}} \lambda = \frac{S_k w \lambda}{u}. \quad (7')$$

Отношение этого объема к полному объему зоны горения

$$K_m = \frac{V_{\text{пл}}}{V_{\text{з.р}}} = \frac{w \lambda}{u L_{\text{з.р}}} = \frac{\tau}{\tau_r} \quad (8)$$

оказывается равным отношению характерного времени нормального пламени к полному времени горения. Эта величина и принята А. В. Талантовым [16] за «критерий механизма». Он зависит от величины нормальной скорости пламени, масштаба и скорости турбулентных пульсаций. Эксперимент, проведенный при нормальных атмосферных условиях со смесью городского газа с воздухом ( $\alpha=1,2$ ) при скорости потока 15 м/сек в плоском факеле ( $40 \times 40$  мм), показал по анализу проб газа из зоны горения, что механизм горения имеет «поверхностный» характер. Увеличение скорости потока газа до 50 м/сек, повышение степени турбулентности до 0,15 и обеднение смеси сдвигают механизм к «объемному» типу. Напомним, что при чисто «объемном» механизме критерий  $K_m$ , определенный экспериментально, должен приближаться к единице. Горение, таким образом, протекает в согласии с теорией, в частности, с критерием (6).

Зону турбулентного горения в тех условиях, когда не выполняется критерий (6) (правда, он тогда еще не был известен), исследовали М. Саммерфильд, С. Рейтер и др. [17]. Они измеряли распределение по зоне горения промежуточного (СН) и конечного ( $H_2O$ ) продуктов химической реакции при сгорании метано-воздушной смеси в бунзеновском турбулентном факеле на очень узкой (порядка миллиметра) горелке. Оказалось, что зона выделения  $H_2O$  (зона окончания реакции) отдалена от зоны появления радикала СН на 2—10 мм, в то время как ширина ламинарного пламени в этой смеси составляет 0,5 мм. Таким образом, зона турбулентного горения оказалась на один-два порядка шире зоны ламинарного пламени. В опытах этих авторов было обнаружено «объемное» турбулентное горение.

Б. Карловиц, Д. Деннистон и Ф. Уэльс [18], развивая «поверхностную» модель, предложили учитывать предсказанную ими турбулентность, генерированную пламенем. Эта турбулентность создается благодаря тому, что в нормальном фронте при горении увеличивается только нормальная составляющая скорости продуктов сгорания. Фронты же в турбулентном пламени расположены под самыми различными углами к средней скорости потока. Ввиду этого появляются составляющие скорости, расположенные под разными углами к направлению движения; возникает турбулентность, генерируемая пламенем. Величина скорости определяется трансцендентным уравнением

$$v' = \frac{\sigma - 1}{\sqrt{3}} \left[ 1 + \left( \frac{u}{u_t} \right)^2 \right]^{0.5} u, \quad (9)$$

где  $\sigma$  — увеличение объема при горении.

Максимальная величина этой поправки равна

$$v'_{\max} = \frac{\sigma - 1}{\sqrt{3}} u, \quad (10)$$

что для кислородных смесей составляет около (4—5)  $u$  и для воздушных — (3—4)  $u$ . Поправка Б. Карловица и др. очень существенна при турбулентной скорости пламени, несильно превышающей нормальную скорость. При очень большой изотермической (естественной) турбулентности ее вклад становится относительно небольшим.

В. Л. Кузнецов, Г. Р. Баранова и др. [19] впервые экспериментально с помощью очень тонкой методики доказали существование турбулентности, генерированной пламенем при горении смеси пропана и бутана (4,5%) с воздухом. Величина ее оказалась близкой к предсказанной теоретически. В продуктах сгорания дополнительная турбулентность быстро затухает. Этим можно объяснить неудачу многочисленных попыток обнаружить ее обычными для аэrodинамики методами.

Первые обстоятельные измерения скорости распространения турбулентного горения принадлежат Л. С. Козаченко [20, 21]. Они проведены в плоской бунзеновской горелке. В опытах изменялась степень турбулентности потока, измеряемая каждый раз анемометром с тлеющим разрядом. Скорость турбулентного горения определялась по расходу газа и величине сглаженной огибающей поверхности прямого конуса пламени. Параллельно измерялась нормальная скорость пламени. Измерения проводились для бензино-воздушных смесей при температуре 440—470° К в диапазоне коэффициентов избытка воздуха  $\alpha = 0,6—1,2$ , скорости потока на выходе горелки 22—76 м/сек и степени турбулентности от 1,7 до 15%.

Экспериментальные результаты хорошо описывались формулой

$$\frac{u_t}{u} = 1 + 3,4 \left( \frac{v}{u} \right)^{2/3}. \quad (11)$$

которая, на первый взгляд, не соответствует ни «поверхностной», ни «объемной» модели. Первая модель требует первой степени, вторая — степени 1/2. Казалось бы, формула (11) описывает «промежуточный» случай. Многие исследователи были склонны объяснять такую зависимость тем, что на деле осуществляется промежуточный случай: или «поверхностная» модель с примесью «объемной», или «объемная» модель с примесью «поверхностной». Но дело оказалось значительно сложнее. Турбулентная скорость оказалась в несколько раз (в 3—4) выше скорости турбулентных пульсаций. Это обстоятельство никак не согласовы-

валось ни с «поверхностной», ни с «объемной» моделью. Но у «поверхностной» модели есть в запасе эффект, предсказанный в [18]. Л. С. Козаченко использовал этот эффект еще до опытов [19], где доказано его существование, и построил зависимость турбулентной скорости от скорости турбулентных пульсаций с учетом турбулентности, генерированной пламенем, в виде

$$\frac{u_t}{u} = 1 + \frac{v + v_{\max}}{u}. \quad (12)$$

Учет турбулентности, генерируемой пламенем, приводит к достаточно хорошему совпадению между теорией, основанной на «поверхностной» модели, и опытом. Зависимость турбулентной скорости от нормальной, более высокая, чем следует из неисправленной «поверхностной» модели, появляется в результате влияния турбулентности, генерированной пламенем, существенно зависящей от нормальной скорости. Напомним, что максимальное значение турбулентности, генерируемой пламенем, определяется формулой (10), которая для воздушных смесей дает величину порядка трех-четырех нормальных скоростей. Следовательно, когда скорость турбулентных пульсаций значительно больше, чем три-четыре нормальные скорости, и выполняется условие (6), снова становится справедливой первоначальная формула (4').

Точность осуществления на опыте соотношения (12) характеризуется следующими данными. Введем перед вторым слагаемым (12) коэффициент  $K$ :

$$\frac{u_t}{u} = 1 + K \frac{v + v'_{\max}}{u}. \quad (13)$$

Подставим экспериментальные значения  $u_t$ ,  $u$ ,  $v$  и  $v'$  и вычислим  $K$ . При идеальном соответствии между опытом и теорией коэффициент  $K$  должен быть равен 1. Отклонение от единицы характеризует степень несовпадения между теорией и опытом. Такое построение и сравнение провел Л. С. Козаченко. Если суммировать все результаты, то среднее значение отклонения  $K$  от единицы для всех серий опытов лежит в пределах от +13,2 до -12,4 %. Опыты Козаченко, таким образом, хорошо подтверждают «поверхностную» модель (конечно, в тех условиях, в которых она применима), в которой учитывается турбулентность, генерированная пламенем.

Ширина плоской зоны горения в «поверхностной» модели, как не трудно видеть, равна

$$L = \frac{l}{u} u_t = l \left( 1 + \frac{v + v'}{u} \right). \quad (14)$$

Для  $v \gg u$  можно записать

$$L = l \left( \frac{v}{u} + \frac{v-1}{\sqrt{3}} + 1 \right). \quad (14')$$

Для поддержания устойчивого горения в турбулентном потоке, если воспользоваться теорией воспламенения, необходимо, чтобы размер зажигающего очага (стабилизатор, пилотное пламя и т. п.) по крайней мере вдвое превышал ширину зоны турбулентного горения (14) или (14').

Измерения турбулентной скорости пламени и зависимости ее от начального давления в связи с практическими задачами современной техники, еще до Козаченко, проводили В. Е. Дорошенко и А. И. Никит-

ский [12]. В их опытах были получены зависимости типа приведенной в формуле (11). Показатель степени был в пределах 0,6—0,8.

Большой интерес представляют обстоятельные измерения скорости турбулентного пламени, а также времени сгорания и протяженности зоны пламени, проведенные в Казанском авиационном институте в течение нескольких лет А. В. Талантовым и сотрудниками его лаборатории (см. [13]).

Измерения проводились с воздушными смесями городского газа и бензина. При этом отношения пульсационной турбулентной скорости к нормальной скорости пламени достигали 52; степень турбулентности составляла 0,15, коэффициент избытка воздуха 1,6, скорость потока 100 м/сек; давление изменялось от 0,35 до 1,5 ата, начальная температура — от 288 до 823° К. Результаты хорошо описываются, как видно из графика рис. 1, формулами, выведенными на основании «поверхностной» модели турбулентного горения.

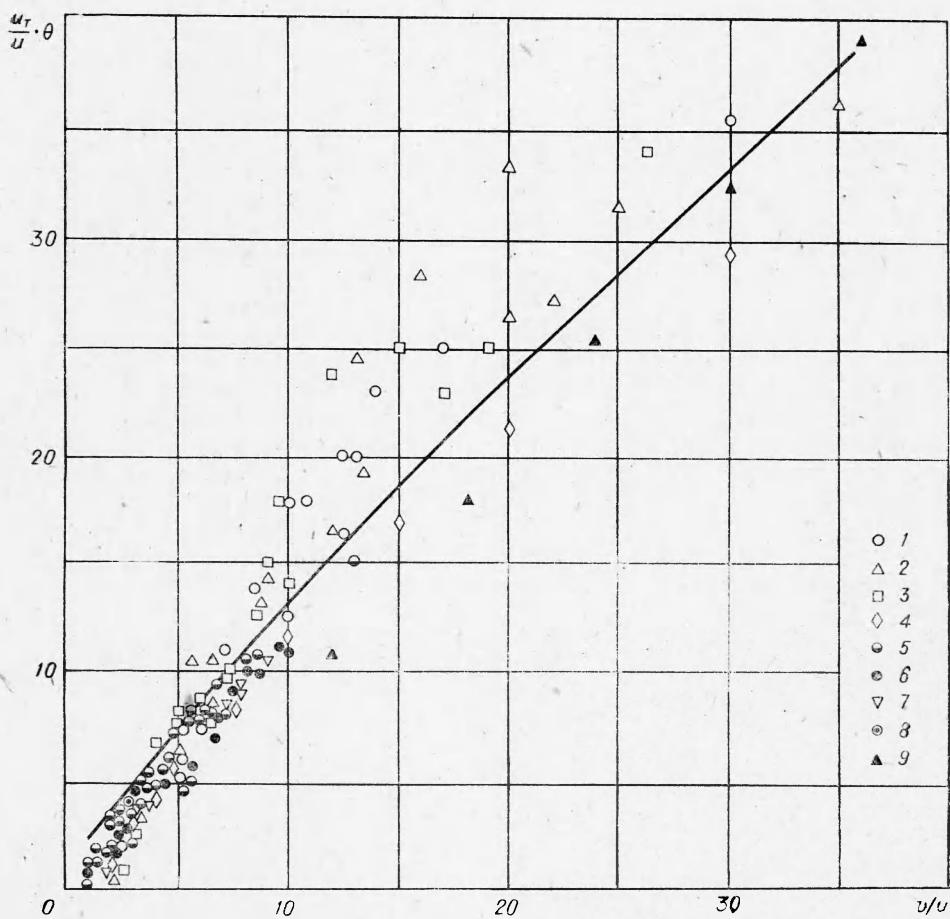


Рис. 1. Зависимость турбулентной скорости  $\left( \frac{u_t}{u} \theta \right)$  от турбулентности, генерируемой пламенем  $(v/u)$  [13].

Плоский факел на срезе трубы 40×40 мм (1, 2, 3 — для  $u$ , равной 20, 30 и 40 см/сек соответственно при  $T=273^{\circ}$  К, 4 —  $u=60$  см/сек,  $T=460^{\circ}$  К; данные Л. С. Козаченко); плоский факел на срезе трубы 50×50 мм,  $a=1-1,6$ ,  $T=423-483^{\circ}$  К (5 — гладкая труба, 6 — решетка № 1, 7 — решетка № 2); закрытая камера 50×50 мм,  $a=1-1,5$ ,  $T=423^{\circ}$  К (8); закрытая камера 200×175 мм (9) (данные В. П. Солнцева).

Скорость турбулентного пламени для  $v/u > 1$  равна

$$u_t = A_1 \theta u + \frac{A_2 v}{\sqrt{\ln\left(1 + \frac{v}{u}\right)}}, \quad (15)$$

время горения —

$$t = B \frac{l}{v} \ln\left(1 + \frac{v}{u}\right), \quad (16)$$

протяженность зоны горения —

$$L = B \frac{l}{\epsilon} \ln\left(1 + \frac{v}{u}\right). \quad (17)$$

В этих формулах  $A_1 = 1$ ;  $A_2 = 2,0$ ;  $B = 3,5$  для открытого потока и  $B = 4,3$  для камеры;  $\theta = 1 + \frac{\Delta T}{T}$ , где  $T$  — начальная температура,  $\Delta T$  — повышение температуры при горении,  $\epsilon$  — степень турбулентности.

Как и следует ожидать из принятой модели, скорость пламени не зависит от масштаба турбулентности. Время горения и длина его зоны пропорциональны масштабу турбулентности.

Из рис. 1 видно, насколько данные, полученные в различных опытах, отличаются от формулы (15). Талантов [13] нанес на рис. 1 данные опытов Л. С. Козаченко (городской газ) и В. П. Солнцева (бензин). Существенная зависимость турбулентной скорости пламени от нормальной скорости и значение коэффициента  $A_2$ , вдвое превышающее единицу, указывают на заметную роль в процессе турбулентности, генерированной пламенем.

Формулы (15) — (17), как и (12), (14), введенные с учетом турбулентности, генерированной пламенем, не противоречат друг другу. Но и те и другие имеют общий недостаток — они не удовлетворяют предельным случаям. Этот недостаток следовало бы устранить.

Результаты измерений, полученные при различных начальных давлениях и температуре, удовлетворительно описываются эмпирическими соотношениями:

$$\frac{u_t}{u_{r_0}} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{0,7}, \quad (18)$$

$$\frac{u_p}{u_{p_0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,2}, \quad (19)$$

$$\frac{t_t}{t_{r_0}} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-0,8}, \quad (20)$$

$$\frac{t_p}{t_{p_0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-0,7}. \quad (21)$$

Исследования лаборатории А. В. Таланта и его коллег имеют большое значение для реактивной техники. Дело в том, что в некоторых прогрессивных схемах реактивных двигателей (ВРД для больших скоростей полета, ПВРД, ДТРД, форсажные камеры) температура смеси достаточно велика и время испарения и смешения мало по сравнению с временем сгорания. Смесь в них близка к однородной и для предварительных расчетов камер можно пользоваться законами горения гомогенных смесей. Это, конечно, не исключает развития исследований турбулентного горения гетерогенных смесей. Но последний вопрос выходит за рамки этого обзора.

Что касается количественной проверки «объемной» модели, точнее сопоставления измеренной турбулентной скорости пламени с предсказываемой теорией, то, насколько известно, систематических опытов в этом направлении сделано не было.

А. С. Соколик, В. П. Карпов и Е. С. Семенов [22] развивают теорию турбулентного горения как очагового пульсирующего воспламенения. Скорость распространения турбулентного горения, согласно этой теории, равна

$$u_t = \frac{l}{\tau}, \quad (22)$$

где  $l$  — лагранжев масштаб турбулентности,  $\tau$  — время химической реакции в микрообъеме. Механизм и температура воспламенения в турбулентном пламени, согласно представлениям авторов этой теории, такие же, как и в нормальном пламени.

По поводу этой теории следует сказать, что для случая условий, в которых осуществляется критерий (6) («поверхностная» модель), она не соответствует эксперименту: на эксперименте скорость турбулентного распространения не зависит от масштаба турбулентности, в теории она ему пропорциональна.

Соотношение (22) можно переписать в виде

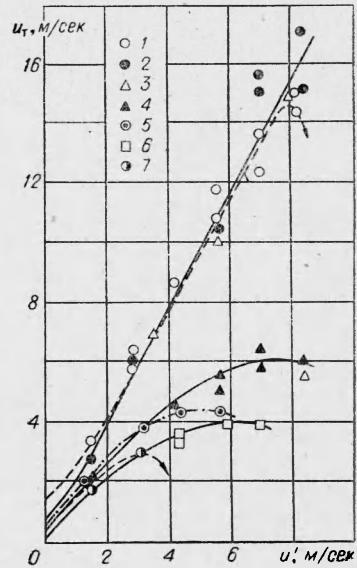
$$u_t \approx \frac{l}{\lambda} u = \frac{l}{\lambda} u^2. \quad (23)$$

Согласно (23), скорость турбулентного горения не зависит от скорости турбулентных пульсационных составляющих. Эта зависимость, строгая с точки зрения теории [22], тоже не соответствует эксперименту, во всяком случае в той области, где значение критерия (6) указывает на осуществление «поверхностного» горения.

Возможно, упомянутая теория найдет применение в области «объемного» горения или рядом с ней. Дело в том, что из-за аррениусовой зависимости скорости реакции от температуры реакция с большей вероятностью может начинаться и протекать в отдельных «очагах», объемах по величине порядка масштаба турбулентности. Точнее, зона будет распадаться на отдельные очаги, если окажется справедливым некий критерий, в который войдет энергия активации химической реакции.

Работа [22] содержит интересный экспериментальный материал, представленный на рис. 2. В ней исследовалось влияние турбулентности, создаваемой в почти сферической бомбе с помощью четырех мешалок, на скорость турбулентного распространения горения (структура турбулентности была, правда, не очень ясной). Вначале при не очень большой турбулентности скорость турбулентного пламени пропорциональна скорости пульсаций, как это должно быть

Рис. 2. Зависимость турбулентной скорости горения от пульсационной скорости (обозначения см. в табл. 2).



по «поверхностной» модели. Далее, при некоторой достаточно большой интенсивности турбулентности рост турбулентной скорости пламени с увеличением пульсационной составляющей замедляется и, наконец, он вовсе останавливается и в конце концов пламя затухает. Переход от линейной зависимости к зависимости с меньшей степенью можно объяснить как переход от «поверхностной» модели к «объемной». Выполняется ли при этом критерий (6)? Поскольку неизвестен масштаб турбулентности, об этом сказать ничего нельзя. Но можно сделать следующую операцию. Воспользовавшись критерием (6), вычислить по экспериментальным данным масштаб турбулентности и посмотреть, насколько хорошо он сохраняется постоянным для различных газовых смесей. Результаты вычисления показали, что в опытах [22] преобладающий масштаб турбулентности был сравнительно небольшим — около  $0,3—0,7 \text{ мм}$  (среднее из опытов 4—7 равно  $4,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  (табл. 2).

Таблица 2

Номер опыта и точек на рис. 2	Смесь	$u$ , см/сек	$v_{kp}$ , см/сек	$\chi \cdot 10^3$ , см $^2$ /сек	$I_{kp}$ , см
1	$C_3H_8 + 5O_2 + 18A$	80	>700	188	>0,019
2	$C_3H_8 + 5O_2 + 18He$	140	>700	450	>0,016
3	$CH_4 + 2O_2 + 4,9A$	70	>700	212	>0,03
4	$C_3H_8 + 5O_2 + 28,5A$	45	400	194	0,038
5	$C_3H_8 + 5O_2 + 28,5He$	74	300	583	0,032
6	$2H_2 + O_2 + 17A$	29	300	213	0,076
7	$2H_2 + O_2 + 17He$	70	200	1258	0,051

Этот масштаб от опыта к опыту изменяется не очень сильно, несмотря на значительное изменение турбулентности и нормальной скорости пламени. Это делает правдоподобным сделанное предположение о переходе от «поверхностного» к «объемному» горению.

В области «объемного» горения на кривых 4—7 рис. 2 есть участки, на которых турбулентная скорость достигает максимума (после максимума горение затухает). В районе максимума она приближенно не зависит от скорости турбулентных пульсаций, что качественно соответствует формуле (2). Эту скорость в максимуме можно было бы вычислить, если бы был известен масштаб турбулентности. Не имея независимых измерений масштаба, можно определить «эффективный» масштаб турбулентности по формуле (23), взяв из одной кривой рис. 2 значение  $u_t$  в максимуме. Потом, воспользовавшись (23), можно вычислить по

табличным значениям  $u$  и  $\chi$  величину турбулентной скорости в максимуме для других кривых и сравнить их с опытом. В табл. 3 приведены результаты таких вычислений. Номера опытов в табл. 3 совпадают с номерами табл. 2 и с номерами точек на рис. 2. Интересно, что эффективный масштаб турбулентности, полученный из максимальной скорости пламени в опыте (4) ( $u_{t_{max}} = 6 \text{ м/сек}$ ) оказался весьма близким к среднему значению, вычисленному по соотношению (6) ( $5,74 \cdot 10^{-2}$  и  $4,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  соответственно). Это не очень удивительно, поскольку в оба соотношения (6) и (23) входят близкие данные, вычисленные одинаковым способом.

Таблица 3

Номер опыта и точек на рис. 2	Максимальная турбулентная скорость, м/сек	
	эксперимент	теория
1	>14,0	19,5
2	>14,6	25,0
3	>14,0	13,3
4	6,0	6,0
5	4,4	5,4
6	4,0	2,3
7	3,0	2,2

Расчетные значения максимальных скоростей довольно хорошо, учитывая грубость вычислений, следуют за экспериментальными данными. Они предсказывают максимальное значение скорости и для тех случаев (опыты 1—3), где они неизвестны из опыта.

«Очаговая» модель, таким образом, может осуществляться при сильных пульсациях после «объемной». При этом «объемный» механизм следует представлять себе физически несколько иначе, чем при мелкомасштабной турбулентности, хотя выражение для скорости распространения пламени в обоих случаях совпадает (табл. 4).

При крупномасштабной турбулентности и в отсутствие «эстафетной» передачи горения в турбулентном потоке происходит распространение нормальных фронтов, их обрывков и затухших «языков» пламени с помощью турбулентной диффузии. По соображениям размерности скорость пламени при этом равна

$$u_t \approx \sqrt{\frac{v l}{\tau}} = u \sqrt{\frac{v l}{x}} \approx u \sqrt{1 + \frac{v l}{x}}, \quad (24)$$

где  $\tau$  — время химической реакции, принимаемое за время реакции в нормальном пламени, поскольку в зоне горения существуют нормальные фронты и их обрывки. Это выражение полностью совпадает с (3).

Таким образом, при повышении скорости турбулентных пульсаций горение сначала происходит по «поверхностному» механизму, потом по «объемному», затем, возможно, по «очаговому». Дальнейшее увеличение интенсивности турбулентности приводит к затуханию горения. При переходах от одного механизма к другому зависимость скорости турбулентного горения от скорости турбулентных пульсаций, нормальной скорости пламени и масштаба турбулентности закономерно изменяется. Возникает довольно стройная картина. Правда, она покоятся на шатком экспериментальном фундаменте, особенно если говорить об «очаговой» модели. Прежде всего хотелось бы иметь экспериментальное доказательство пропорциональности скорости турбулентного горения масштабу турбулентности.

Говоря об «очаговой» модели, следует вспомнить, что Е. С. Щетников, развивавший «объемную» модель, предложил «микрообъемную» модель, сходную с «очаговой» [23].

В литературе известны попытки развития теории турбулентного горения в том направлении, что в «поверхностной» модели учитывали влияние мелкомасштабной турбулентности на нормальную скорость пламени. При этом «моли» газа, попавшие в зону турбулентного горения, сгорают с поверхности не с нормальной скоростью, а с более высокой. Этот эффект существен для оценки ширины зоны горения, что имеет большое значение при расчете камер сгорания, чем для предсказания скорости распространения турбулентного пламени.

К анализу турбулентного горения неоднократно применялись идеи статистической теории турбулентности. Они могут быть применимы для описания горения в диффузионной области. Для гомогенных смесей в той области, где оправдывается «поверхностная» модель, статистические методы вряд ли хорошо учитывают «эстафетность» в передаче горения несгоревшему газу.

Таблица 4

Зависимость $u_t$ от	Модели		
	«поверхностная»	«объемная»	«очаговая»
$v$	$\sim v$	$\sim v^{1/2}$	$\sim v^0$
$u$	$\sim u^0$	$\sim u$	$\sim u^2$
$l$	$l^0$	$\sim l^{1/2}$	$\sim l$

Далее следует упомянуть работу А. М. Климова [24], в которой рассматривается действие на ламинарный фронт переменного поля скоростей. В ней показано, что «поверхностная» и «объемная» модели существуют лишь в крайних предельных случаях, когда (переводя на язык этой работы) критерий (6) соответственно значительно больше и меньше единицы. В промежуточной области существуют обрывки фронтов. Как оказалось, предельные случаи не очень сильно отличаются друг от друга. В «поверхностной» модели скорость пламени пропорциональна первой степени пульсационной составляющей, в «объемной» — степени  $1/2$ , и «очаговой» — 0. Зависимость от масштаба для «поверхностной» модели отсутствует, для «объемной» — скорость пламени пропорциональна масштабу в степени  $1/2$ , для «очаговой» — 1. Так же мало отличаются в этих моделях зависимости ширины зоны горения от характеристик турбулентности.

В заключение следует отметить, что существующие теории, вероятно, достаточно хорошо, хотя и грубо, отражают физическую и кинетическую суть турбулентного горения гомогенных газовых смесей. Правда, в области «объемного» горения остаются еще белые пятна, которые, можно надеяться, скоро устраниются.

Поступила в редакцию  
15/V 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, **14**, 240.
2. Я. Б. Зельдович, А. И. Розловский. Докл. АН СССР, 1947, **57**, 365.
3. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. ЖФХ, 1947, **17**, II 397.
4. К. А. Кашкары, И. Г. Керимов и др. Докл. АН АзбССР, 1955, **12**, 819.
5. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, **9**, 100.
6. С. К. Асланов. ФГВ, 1966, **2**, 72.
7. А. Г. Истратов, В. Б. Либронович. ПММ, 1966, **30**, 3, 451.
8. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
9. Л. А. Гуссак, Е. Н. Спринцина, К. И. Щелкин. ФГВ, 1968, **4**, 3.
10. G. Z. Damköhler. Elektrochem, 1940, **46**, 601.
11. К. И. Щелкин. ЖТФ, 1943, **13**, 520.
12. В. Е. Дорошенко, А. И. Никитский. Тр. ЦИАМ им. Баранова, 1956.
13. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника. Юбилейный номер, 1967.
14. Н. В. Кокушкин. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, **8**, 3.
15. Л. Kovaszay. Jet. Prop., 1956, **26**, 485.
16. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1963, 3.
17. M. Summerfield, S. Reiter, V. Kebely. a. o. Jet. Prop., 1955, **25**, 8, 377.
18. B. Kargovitz, D. Denniston, F. Wells. J. Chem. Phys., 1951, **19**, 5, 541.
19. И. Л. Кузнецов, Г. Р. Баранова и др. ФГВ, 1966, **3**, 129.
20. Л. С. Козаченко. Изв. АН СССР, ОТН, 1959, **2**, 21.
21. Л. С. Козаченко. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, II, 45.
22. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, **3**, 1, 61.
23. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
24. А. М. Климов. ПМТФ, 1963, **3**, 49.