

# НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА

№ 1

1965

**Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов**  
(Новосибирск)

## СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ

В настоящее время накоплен довольно обширный экспериментальный материал по распространению пламени в турбулентном потоке однородной горючей смеси. Результаты работ ряда авторов [1—5] указывают на то, что скорость распространения пламени определяется в основном тремя параметрами: величиной пульсаций скорости набегающего потока  $u'$ , нормальной скоростью  $u_n$  и коэффициентом расширения продуктов сгорания  $E$ . Методика определения  $u_n$  и  $E$  разработана довольно хорошо, в то же время пульсационные характеристики потока в различных горелочных устройствах исследованы недостаточно. Применение в качестве горелочного устройства достаточно длинной технически гладкой или шероховатой трубы имеет то преимущество, что характеристики турбулентного потока в этом случае хорошо изучены, однако для создания больших величин пульсаций скорости необходима большая средняя скорость потока, так как степень турбулентности невелика. В технических устройствах степень турбулентности значительно больше, и поэтому большой интерес представляют исследования в условиях искусственной турбулизации потока, осуществляющейся с помощью различных турбулизаторов [1—3]. При искусственной турбулизации поле пульсаций скорости даже в ядре потока неоднородно и, следовательно, необходимо его тщательное исследование, что не было выполнено в указанных работах, авторы которых ограничились изучением пульсационных характеристик лишь в одной точке. В настоящей работе поток в рабочем пространстве горелки также искусственно турбулизировался, но поле пульсаций скорости изучалось более подробно.

Ряд авторов [4, 5] указывают на большое расхождение результатов измерения турбулентной скорости пламени при центральном и периферийном поджигании смеси (методы обращенного и прямого конуса пламени). Можно указать три основных недостатка в постановке эксперимента, которые приводят к столь существенному расхождению результатов.

1. Не берется во внимание или неправильно учитывается эффект отклонения линий тока перед фронтом обращенного конуса пламени.
2. Недостаточно подробно изучаются поля турбулентности в рабочем пространстве горелочных устройств.
3. Применяются различные способы регистрации передней границы турбулентного пламени.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПОТОКА В ГОРЕЛКЕ (рис. 1)

Поток гомогенной смеси, проходя через конфузор и турбулизирующую решетку, установленную в трубе квадратичного сечения, попадает в плоский канал между кварцевыми пластинами, где образуется факел с помощью непрерывного центрального или периферийного поджигания смеси. В случае точечного центрального поджигания (круглый обращенный конус пламени) кварцевые пластины отсутствовали. Поля степени турбулентности потока и средней скорости в плоском канале между кварцевыми пластинами исследовались с помощью термоанемометра ТА-1, смонтированного по принципиальной схеме, разработанной на кафедре аэродинамики Ленинградского политехнического института им. М. И. Калинина. Прибор регистрировал пульсации скорости потока в диапазоне частот 0—65000 гц. Линейный размер датчика — 1,5 мм. Турбулизаторы представляли собой набор цилиндрических стержней диаметром 2, 5 и 8 мм для горелки сечением  $40 \times 40$  мм, а также 2 и 3, 5 мм для горелки сечением  $20 \times 20$  мм.

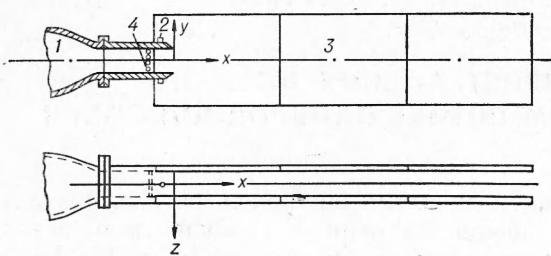


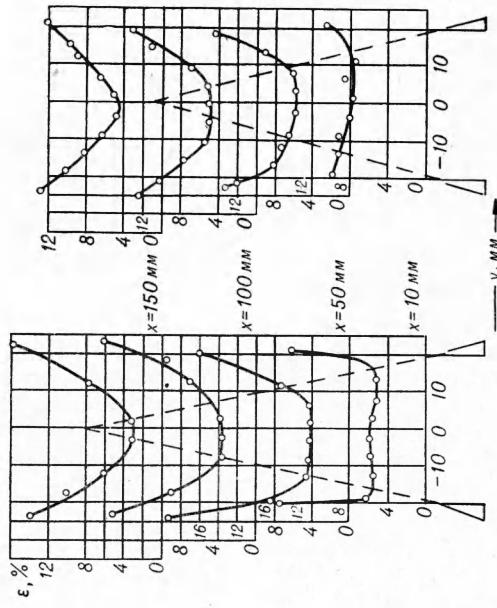
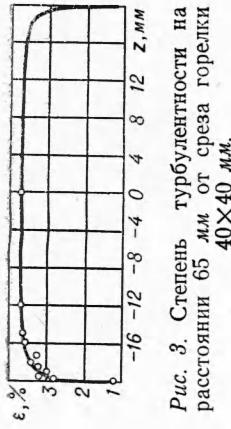
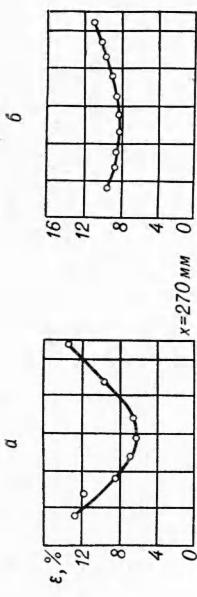
Рис. 1. Горелка:  
1 — конфузор, 2 — ввод газа дежурного пламени.  
3 — пластины оптического кварца, 4 — турбулизатор.

горелки сечением  $20 \times 20$  мм. На рис. 2 приведены поля степени турбулентности в рабочем пространстве горелки  $40 \times 40$  мм. Степень турбулентности  $\varepsilon$  определялась как отношение средней квадратичной пульсации скорости к средней скорости потока в данной точке. Анализ графиков показывает, что  $\varepsilon$  практически не меняется в направлении оси  $y$  в пределах ядра потока. Направление осей координат показано на рис. 1.

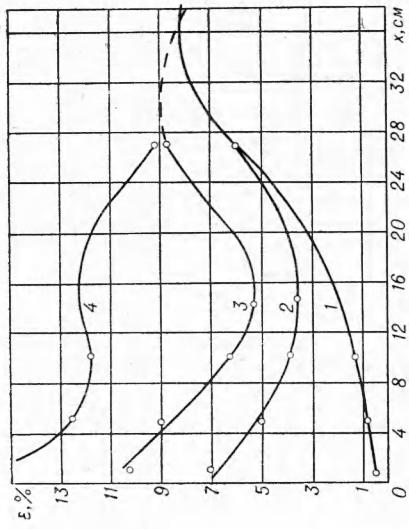
Изменение степени турбулентности в центре потока в направлении оси  $z$  при турбулизаторе 2 мм представлено на рис. 3. Величина  $\varepsilon$  существенно меняется лишь в непосредственной близости от кварцевых пластин, что позволяет считать поток плоским. Следовательно, степень турбулентности в пределах ядра потока существенно меняется лишь в направлении оси  $x$  по мере удаления от турбулизатора. Это изменение показано на рис. 4. Для удобства практического использования здесь степень турбулентности вычислена как отношение  $u'$  к среднерасходной скорости на срезе горелки.

Из графиков рис. 4 видно, что степень турбулентности по мере удаления от среза вначале падает, а затем, достигнув минимума, положение которого соответствует концу ядра потока, начинает возрастать, что связано со смыканием областей вне ядра потока. При наличии прямого конуса пламени, образованного периферийным поджиганием, смыкание областей вне ядра потока становится невозможным, и, очевидно, ход кривых на рис. 4 изменится. В наших опытах передняя граница зоны горения всегда располагалась в пределах ядра изотермического потока, что позволяло использовать результаты измерения  $\varepsilon$  в изотермическом потоке.

Полученные поля степени турбулентности позволяют определить среднюю по фронту пламени пульсационную составляющую скорости набегающего потока  $u'$ .



*Рис. 2.*  
*а — турбулизатор  $\varnothing 2 \text{ мм}; б — турбулизатор  $\varnothing 5 \text{ мм}.$$*



*1 — без турбулизатора, 2 — турбулизатор  $\varnothing 2 \text{ мм},$   
3 — турбулизатор  $\varnothing 5 \text{ мм}, 4 — турбулизатор  $\varnothing 8 \text{ мм}.$$*

## ДИАПАЗОН ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ

В качестве горючего использовались пропан-бутан и водород, что позволило провести опыты в широком диапазоне изменения нормальной скорости: от 20 до 200 см/сек. Состав пропан-бутана несколько менялся по мере расходования баллона. По данным хроматографического анализа, в начале работы состав был:  $C_2H_6$  — 9%,  $C_3H_8$  — 78,5%,  $C_4H_{10}$  — 12,5%; в конце работы:  $C_2H_6$  — 0%,  $C_3H_8$  — 82,3%,  $C_4H_{10}$  — 17,7%. Концентрация пропан-бутана в смеси с воздухом изменялась в пределах 3,5—5,5% по объему (стехиометрической смеси соответствует 4%). Концентрация водорода в смеси с воздухом изменялась в пределах 13—27%. Нормальная скорость пламени в смеси пропан-бутана с воздухом определялась методом бомбы постоянного объема с использованием начальной стадии процесса [7]. Нормальная скорость для водородо-воздушной смеси определялась по данным работы [8]. Коэффициент расширения продуктов сгорания рассчитывался термодинамически с учетом диссоциации. Опыты производились при температуре смеси 20—25°С и атмосферном давлении. При использовании горелки сечением  $40 \times 40$  мм среднерасходная скорость изменялась в пределах 8—29 м/сек, что соответствует диапазону  $u'$  от 0,08 до 3,00 м/сек. Для горелки сечением  $20 \times 20$  мм среднерасходная скорость менялась от 5 до 82 м/сек, а максимальное значение величины  $u'$  составляло 11,0 м/сек.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ ПЛАМЕНИ

Измерение турбулентной скорости пламени выполнено тремя методами: разреза прямого конуса пламени [1, 2], разреза обращенного конуса пламени и круглого обращенного конуса пламени.

При использовании первого метода смесь поджигается по двум противолежащим граням среза прямоугольной горелки; формирование факела происходит в плоском канале между кварцевыми стеклами. С помощью прямого или шлирен-фотографирования определяется поверхность передней границы конуса пламени  $F$ . Тогда турбулентная скорость пламени  $u_t$  определяется из соотношения

$$u_t = \frac{Q}{F}, \quad (1)$$

где  $Q$  — объемный расход смеси. В этом случае  $u_t$  является средней по фронту, и, следовательно, ей должна сопоставляться средняя по фронту величина  $u'$ , которую сравнительно легко определить, располагая графиками рис. 4 и фотогравированием пламени.

При применении метода разреза обращенного конуса пламени поджигание смеси осуществлялось по линии, расположенной в центре потока, с помощью обтекаемого стабилизатора с рядом мелких отверстий на задней кромке, через кото-

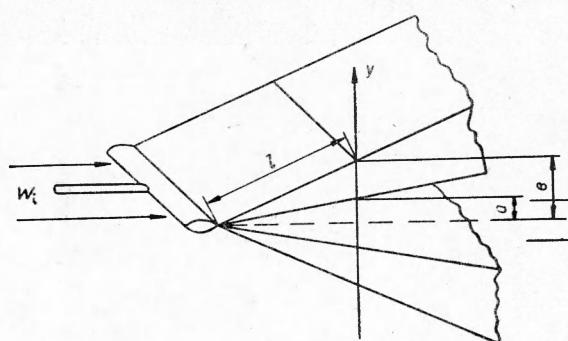
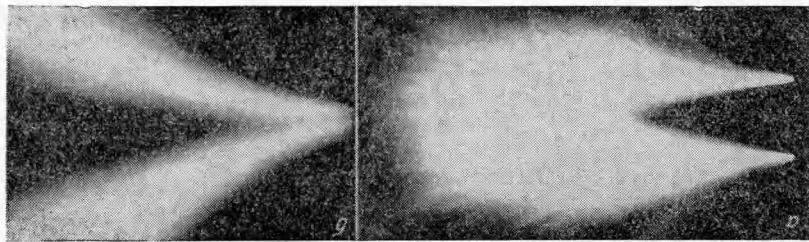


Рис. 5. Разрез обращенного конуса пламени. Кварцевые пластины не показаны.

рые подавалась водородо-кислородная смесь (дежурное пламя). Факел формировался в потоке, ограниченном кварцевыми пластиинами (рис. 5). Тепловыделение «дежурного пламени» не превышало 0,5% тепловыделения основного факела. На рис. 6 приведены фотoreгистрации пламени. Способ вычисления при разрезе обращенного конуса аналогичен «методу линий тока», предложенному в работе [5] с той разницей, что не предполагается равенства скорости продуктов сгорания и скорости набегающего потока. Предполагая линейное распределение скорости и темпе-



*Rис. 6.* Типичные фотoreгистрации пламени:  
а — метод разреза прямого конуса, б — метод разреза обращенного конуса.

туры в зоне горения и постоянство скорости и температуры в зоне продуктов сгорания, имеем в некотором сечении, перпендикулярном оси потока,

$$W_e = k W_i; \quad \rho = \frac{\rho_i}{E} \text{ при } 0 \leq y \leq a;$$

$$W = W_i \left[ k - \frac{k-1}{b-a} (y-a) \right]; \quad \rho = \frac{\rho_i}{E - \frac{E-1}{b-a} (y-a)} \text{ при } a \leq y \leq b,$$

где  $W_e$  — скорость в продуктах сгорания;  $\rho_i$  и  $W_i$  — плотность и скорость исходной смеси;  $k = \frac{W_e}{W_i}$ ;  $E$  — коэффициент расширения; величины  $a$ ,  $b$ ,  $l$  — геометрические размеры факела (см. рис. 5). Турбулентная скорость пламени определяется как отношение расхода газа, приведенного к плотности в набегающем потоке, к поверхности передней границы фронта, приходящейся на сечение, в котором определялся расход

$$u_t = \frac{\int_0^b \rho(y) W(y) dy}{\rho_i l}.$$

Выполняя интегрирование, имеем

$$u_t = \frac{W_i}{l} \left\{ \frac{ka}{E} + \frac{b-a}{E-1} \left[ k - 1 + \frac{k-E}{E-1} \ln \frac{1}{E} \right] \right\}. \quad (2)$$



Рис. 7. Стробоскопическая фотография трасс в продуктах горения.

Скорость продуктов сгорания  $W_e$  определялась путем стробоскопического фотографирования трасс измельченного и просеянного бумажного пепла (рис. 7). Зависимость относительно прироста скорости  $\frac{W_e}{W_i}$  от состава исходной смеси при различных скоростях исходной смеси приведена на рис. 8. Отметим, что с ростом  $W_i$  величина относительного прироста скорости уменьшается, что, видимо, послужило основанием для авторов работы [5] считать скорость продуктов сгорания равной скорости набегающего потока. Определяемая из соотношения (2) величина  $u_t$  является средней по поверхности фронта от вершины конуса до выбранного сечения, и ей соответствует средняя на этом участке величина  $u'$ .

Метод круглого обращенного конуса с учетом эффекта отклонения линий тока описан подробно в работе [6]. Здесь следует подчеркнуть, что определяемая по этому методу величина  $u_t$  является локальной и ей сопоставляется локальное значение  $u'$ . Измерение турбулентной скорости пламени всеми описанными выше тремя методами выполнено с помощью горелки  $40 \times 40$  мм.

Для расширения диапазона изменения средней скорости потока и, следовательно, пульсационной составляющей были выполнены измерения на горелке сечением  $20 \times 20$  мм, применяя только метод разреза прямого конуса. Поля степени турбулентности для этой горелки также подробно исследованы.

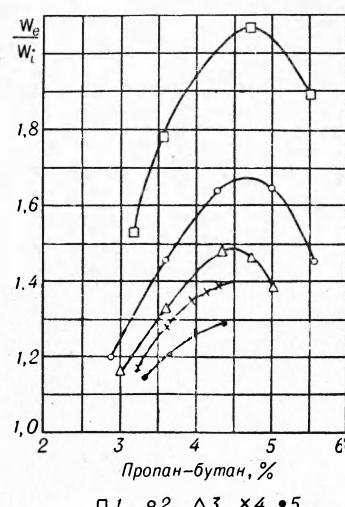


Рис. 8. Относительное увеличение скорости продуктов горения:

1 —  $W_i = 13,2$  м/сек; 2 —  $W_i = 20,0$  м/сек; 3 —  $W_i = 25,8$  м/сек;  
4 —  $W_i = 31$  м/сек; 5 —  $W_i = 39$  м/сек.

## ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ФИКСАЦИИ ГРАНИЦ ФАКЕЛА НА ИЗМЕРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ ПЛАМЕНИ

Расхождение результатов измерения турбулентной скорости пламени, полученных авторами, определявшими  $u_t$  по передней границе факела, в значительной мере обусловлено различием способов фиксации передней границы. Передняя граница турбулентной зоны горения может фиксироваться как путем мгновенного шлирен-фотографирования, так и путем прямого фотографирования с относительно большой экспозицией. На мгновенных шлирен-регистрациях передней границы имеются отдельные выступы пламени в сторону свежей смеси, обусловленные пульсациями скорости набегающего потока, значительно превосходящими среднюю квадратичную величину. Поэтому проведение передней границы становится весьма затруднительным, особенно при большой степени турбулентности и большой средней скорости набегающего потока. Прямое фотографирование дает более гладкую переднюю границу факела и при большой скорости потока, однако величина поверхности этой границы зависит от экспозиции фотографирования. На рис. 9 приведена зависимость поверхности передней границы  $F$  от экспозиции съемки при горении смеси 4% пропан-бутана с воздухом в горелке сечением  $20 \times 20$  мм. Количественно эта зависимость определяется светочувствительностью материала, оптической системой, светимостью пламени. Однако качественно зависимость такого типа, полученная при любых условиях съемки, может быть разбита по времени экспозиции на участок, на котором  $F$  сильно зависит от экспозиции ( $\tau < 0,0125$  сек), и участок слабой зависимости ( $\tau \geq 0,0125$  сек). При изменении параметров, влияющих на турбулентную скорость пламени, светимость факела также изменяется. Поэтому экспозиция съемки должна соответствовать участку слабой зависимости. С другой стороны, чрезмерно большое увеличение экспозиции приведет к фиксированию поверхности, определяемой пульсациями скорости потока, которые настолько сильно превосходят среднюю квадратичную, что вероятность их появления очень мала. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим картину распределения светимости факела. На рис. 10 приведены кривые равной светимости факела смеси 3,9% пропан-бутана с воздухом, полученного методом разреза прямого конуса на горелке сечением  $40 \times 40$  мм. Кривые построены на основании анализа плотности почернения нормально экспонированного негатива. Экспозиция составляла 3 сек (чувствительность негатива и оптическая система иные, чем для рис. 9); среднерасходная скорость  $14$  м/сек; турбулизатор из стержней диаметром 5 мм. Светимость участка, лежащего на линии максимального свечения на расстоянии 40 мм от среза горелки, принята за единицу. Вычисление  $u_t$  по границе  $I=0$  дает значение  $5,1$  м/сек при средней квадратичной величине пульсации скорости потока  $1,3$  м/сек. Такое высокое значение  $u_t$  соответствует величине пульсации скорости потока, пре- восходящей среднюю квадратичную в 2,7 раза. Однако вероятность присутствия пламени на этой границе близка к нулю (рис. 11). Распределение светимости в этом сечении, характеризующее вероятность присутствия фронта пламени, хорошо описывается законом Гаусса. На основании приведенных выше данных была выбрана экспозиция

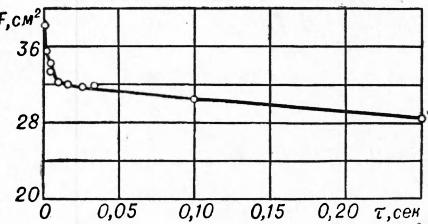


Рис. 9. Влияние экспозиции на определение поверхности передней границы.

съемки, которая при нашей оптической системе составляла в случае горения пропан-бутана 1/60 сек для богатых смесей и 1/30 сек для бедных. Такая экспозиция соответствует началу участка слабой зависимости поверхности пламени от экспозиции. Сопоставление результатов фоторегистрации пламени при этой экспозиции с данными, представленными на рис. 10, 11, показывает, что фиксируется граница, соответствующая  $\frac{I}{I_{\max}} \approx 0,04$ , т. е. выбрана минимальная по длительности экспозиция, которая обеспечивает идентичность фиксируемой границы. Сама же граница при этом определяется не средними квадратичными пульсациями скорости, а пре-восходящей их величиной.

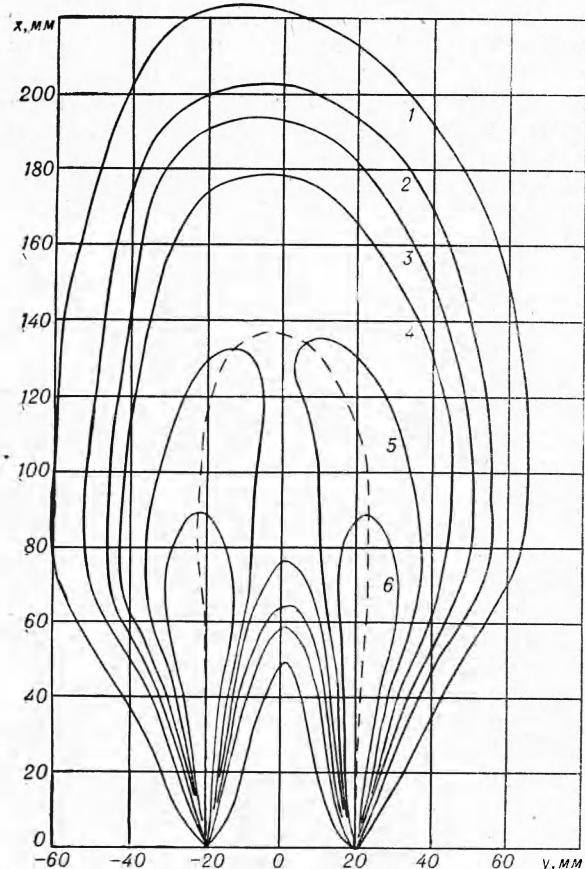


Рис. 10. Кривые равной светимости факела:  
1— $I=0$ ; 2— $I/I_{\max} = 0,025$ ; 3— $I/I_{\max} = 0,050$ ; 4— $I/I_{\max} = 0,100$ ;  
5— $I/I_{\max} = 0,250$ ; 6— $I/I_{\max} = 0,500$ .

Дальнейшее уменьшение экспозиции приведет к фиксированию границы, приближающейся к определяемой средней квадратичной, величиной пульсаций скорости, однако идентичность при изменении параметров, влияющих на распространение пламени, достигнута не будет. Анализируя амплитудный спектр пульсаций скорости набегающего потока, можно убедиться, что пульсации, формирующие границу факела, определяемую по изложенному способу, превосходят среднюю квадратичную во вполне определенное число раз, лежащее между 1,7 и 2,7, но ближе к 1,7 вследствие выбора возможно малой экспозиции. Более точно это число будет определено на основании опытов в широком диапазоне изменения параметров, влияющих на процесс распространения пламени. В дальнейшем, при изложении результатов эксперимента, скорость распространения выбранной границы будет называться турбулентной скоростью распространения пламени  $u_t$ .

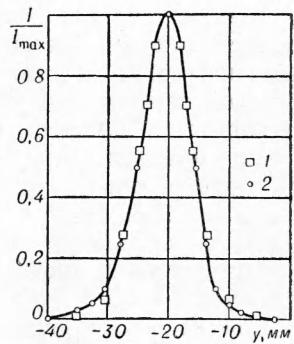


Рис. 11. Светимость факела на расстоянии 40 мм от среза. Условия те же, что и для рис. 10:  
1 — эксперимент; 2 —  $\exp \left( -\left( \frac{y-20,5}{5,95} \right)^2 \right)$ .

сациями скорости, а пре-восходящей их величиной. Дальнейшее уменьшение экспозиции приведет к фиксированию границы, приближающейся к определяемой средней квадратичной, величиной пульсаций скорости, однако идентичность при изменении параметров, влияющих на распространение пламени, достигнута не будет. Анализируя амплитудный спектр пульсаций скорости набегающе-

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 12 приведены зависимости турбулентной скорости распространения пламени в смесях пропан-бутана с воздухом от средней квадратичной величины пульсаций скорости потока. Графики, соответствующие различному процентному содержанию пропан-бутана, смешены по оси абсцисс относительно друг друга. Как уже упоминалось, в диапазоне  $u' \leq 3 \text{ м/сек}$  измерения проведены всеми описанными тремя

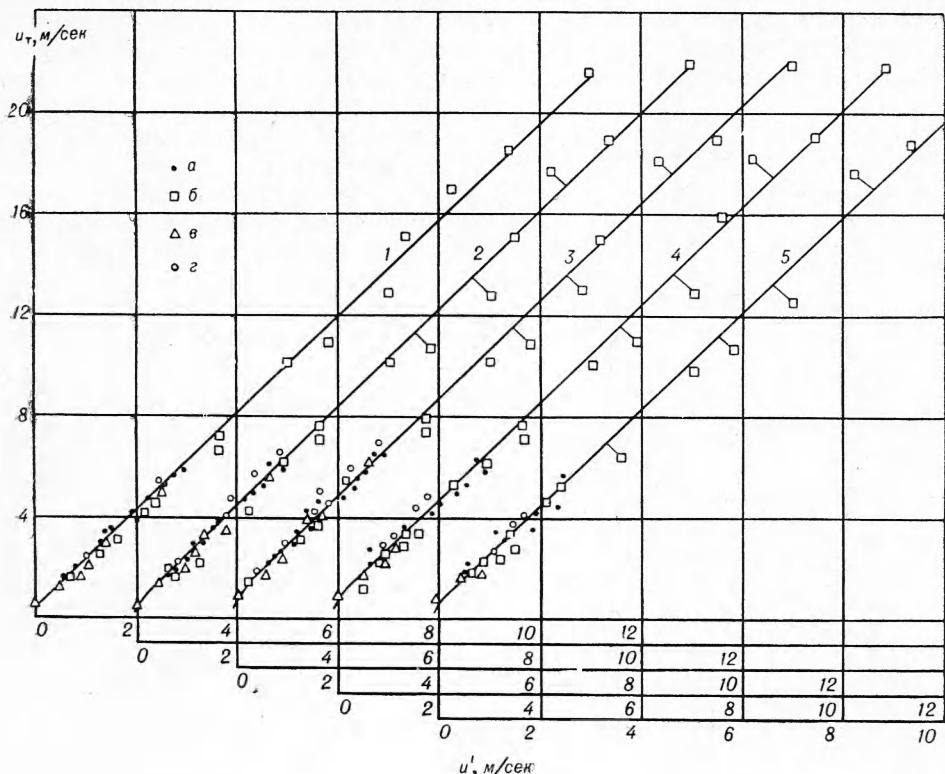


Рис. 12. 1 — 3,5% пропан-бутана; 2 — 4% пропан-бутана; 3 — 4,5% пропан-бутана; 4 — 5% пропан-бутана; 5 — 5,5% пропан-бутана.

*a* — метод разреза прямого конуса, горелка  $40 \times 40 \text{ мм}$ ; *b* — метод разреза прямого конуса, горелка  $20 \times 20 \text{ мм}$ ; *c* — метод разреза обращенного конуса; *d* — метод круглого обращенного конуса.

методами с помощью горелки сечением  $40 \times 40 \text{ мм}$ , и, как можно убедиться, результаты измерений вполне удовлетворительно согласуются. Это обстоятельство указывает, с одной стороны, на отсутствие разницы в механизмах переноса пламени при центральном и периферийном поджигании и, с другой стороны, на отсутствие существенных методических неточностей в определении  $u_t$ . Еще раз напомним, что при использовании методов разреза прямого и обращенного конусов пламени средней по фронту величине  $U_t$  сопоставлялась средняя по фронту величина  $u'$ , тогда как при методе круглого обратного конуса локальному значению  $u_t$  сопоставлялось локальное значение  $u'$ . В более широком диапазоне изменения пульсаций скорости набегающего потока ( $0,6 \leq u' \leq 11 \text{ м/сек}$ ) измерения проведены с помощью горелки сечением  $20 \times 20 \text{ мм}$ , по методу разреза прямого конуса. В той области изменения  $u'$ , где использовались обе горелки, наблюдается совпадение результа-

тов измерений с их помощью. Приведенные на рис. 12 экспериментальные точки вполне удовлетворительно описываются линейной зависимостью  $u_t$  от  $u'$ , исключая небольшую область малых  $u'$ , где прямые плавно загибаются к точкам  $u'=0$ ;  $u_t = u_n$ . Наклон прямых, соответствующих различному содержанию пропан-бутана в смеси, практически одинаков, но они не совпадают, а только лишь параллельны. Это несовпадение обусловлено различием  $u_n$  и  $E$ .

Турбулентная скорость пламени в водородо-воздушной смеси изменилась с помощью горелки сечением  $20 \times 20$  мм методом разреза прямого конуса. Зависимость  $u_t$  от  $u'$  для различных смесей водорода с воздухом представлена на рис. 13. Здесь диапазон изменения нормальной скорости довольно велик ( $2 \leq u_n \leq 200$  см/сек). При достаточно

больших величинах  $u'$  опять наблюдается линейная зависимость, причем наклон прямых участков примерно одинаков для водородо-воздушных смесей и для смесей пропан-бутана с воздухом. Прямолинейные участки всех полученных нами зависимостей  $u_t = f(u')$  описываются соотношением

$$u_t \sim (1,90 \pm 0,07) u'.$$

Такое значение коэффициента пропорциональности хорошо согласуется с предварительными замечаниями, высказанными при выборе способа фиксации передней границы, а сравнительно небольшая величина его отклонений от среднего значения еще раз подчеркивает идентичность фиксируемой границы во всех опытах. Что касается криволинейной части зависимостей на рис. 13, то можно убедиться, что ее протяженность по  $u'$  тем больше, чем больше  $u_n$ . Следовательно, критерием разделения зависимости  $u_t = f(u')$  на криволинейный и прямолинейный участки должна служить величина отно-

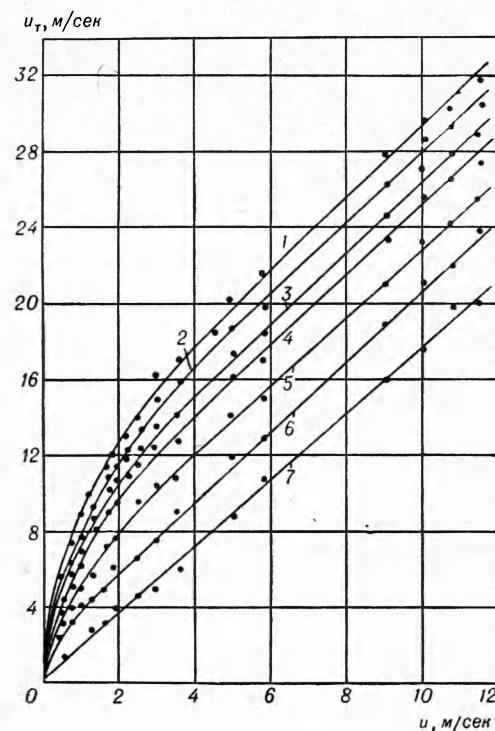


Рис. 13. Турбулентная скорость пламени в водородо-воздушной смеси:

1 — 27%  $H_2$ ; 2 — 26%  $H_2$ ; 3 — 25%  $H_2$ ; 4 — 24%  $H_2$ ;  
5 — 22%  $H_2$ ; 6 — 18%  $H_2$ ; 7 — 13%  $H_2$ .

шения  $\frac{u'}{u_n}$ . При  $\frac{u'}{u_n} \gtrsim 2$  наблюдается линейная зависимость. Помимо сказанного, из графиков на рис. 13 можно сделать вывод, что даже при довольно больших величинах  $u'$  турбулентная скорость пламени существенно зависит от состава смеси, т. е. от нормальной скорости и коэффициента расширения продуктов сгорания. При этом изменение нормальной скорости при постоянной величине  $u'$  приводит к гораздо большему изменению турбулентной скорости пламени. Это явление, а также поведение зависимостей на рис. 12, 13 в области  $\frac{u'}{u_n} \lesssim 2$  можно объяснить, вводя дополнительные пульсации скорости  $u''$ , генерированные пла-

менем [9]. Значение  $u''$  удобно вычислять из соотношения, предложенного в работе [1],

$$u'' = \frac{E - 1}{\sqrt{3}} u_h \left[ 1 - \left( \frac{u_h}{u_h + u'} \right)^2 \right]^{0,5}.$$

Тогда скорость распространения выбранной нами границы будет описываться соотношением

$$u_t = 1,9 u' + u'' + u_h$$

или

$$u_t = 1,9 u' + \frac{E - 1}{\sqrt{3}} u_h \left[ 1 - \left( \frac{u_h}{u_h + u'} \right)^2 \right]^{0,5} + u_h. \quad (3)$$

При достаточно больших величинах  $u'$  множитель, стоящий в квадратной скобке второго члена правой части, обращается в единицу, и соотношение (3) принимает вид

$$u_t = 1,9 u' + \left( \frac{E - 1}{\sqrt{3}} + 1 \right) u_h. \quad (4)$$

Следовательно,  $u_t$  линейно зависит от  $u'$ . Соотношения (3) и (4) получены на основании модели переноса пламени пульсациями скорости, и только коэффициент 1,9 получен эмпирически. Сопоставление опытных данных с соотношением (4) представлено на рис. 14. В выбранной системе координат попадание точки на прямую, проведенную из начала координат под углом  $45^\circ$ , соответствует точному выполнению соотношения (4). Точки на рис. 14 образованы путем сечения прямолинейных участков зависимостей  $u_t$  от  $u'$ , представленных на рис. 12, 13, при  $u'$ , равном 11, 5 и 1 м/сек. Анализ расположения точек показывает, что результаты эксперимента как с водородо-воздушной смесью, так и со смесью пропан-бутана с воздухом удовлетворительно согласуются с зависимостью (4), особенно в области больших  $u'$ , где отклонение не больше 5%.

Сильное увеличение экспозиции съемки приводит к фиксированию границы, определяемой максимальными пульсациями скорости, пре-восходящими среднюю квадратичную в 2,7 раза (граница  $I=0$  на рис. 10). Скорость распространения этой границы при достаточно больших  $u'$  описывается отношением

$$u_{t \max} = 2,7 u' + \left( \frac{E - 1}{\sqrt{3}} + 1 \right) u_h. \quad (5)$$

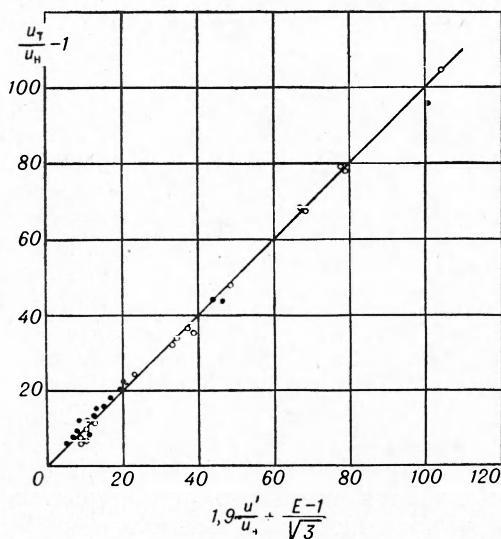


Рис. 14. Сопоставление соотношения (4) с результатами эксперимента.

Это отношение представляет практический интерес, так как характеризует крайнее возможное положение пламени в стационарном режиме горения. С другой стороны, при уменьшении экспозиции съемки  $\tau$  коэффициент при  $u'$  в соотношении типа (4) или (5) убывает, причем определить его значение по прямым фотографиям становится трудно. Однако уместно предположить, что при стремлении  $\tau$  к нулю этот коэффициент стремится к единице. Тогда турбулентная скорость распространения пламени будет определяться так:

$$u_t = u' + \left( \frac{E - 1}{\sqrt{3}} + 1 \right) u_n. \quad (6)$$

Выражение (6) характеризует распространение мгновенной передней границы пламени в условиях широкого спектра пульсаций со средним квадратичным значением  $u'$ .

Для сравнения результатов настоящей работы с данными других авторов на рис. 15 приведены зависимости безразмерной турбулентной

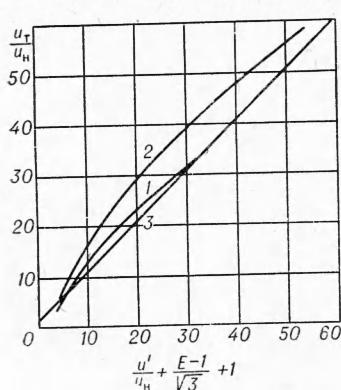


Рис. 15. Турбулентная скорость пламени по данным различных авторов:  
1 — [1]; 2 — [2]; 3 — настоящая работа.

результатов этой работы от теоретической зависимости составляет максимум  $+29\%$ , что объясняется возможной погрешностью в определении степени турбулентности по одной точке в ядре потока, а также погрешностью в определении передней границы при мгновенном шлирен-фотографировании. Кривая 3 построена по данным работы [1], где передняя граница фиксировалась мгновенным шлирен-фотографированием. Отклонение

Сравнение с результатами опытов при мгновенном шлирен-фотографировании пламени подтверждает правильность предположения, что при  $\tau \rightarrow 0$  значение коэффициента при  $u'$  стремится к единице.

Поступила в редакцию  
2/XI 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Козаченко. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, 1.
2. А. В. Талантов. Тр. МАП, 1955, № 8.
3. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд-во АН СССР, 1960.

4. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг. Исследование процесса распространения турбулентного фронта пламени при больших скоростях потока.— Сб. «Газодинамика и физика горения». М., Изд-во АН СССР, 1959.
  5. Э. А. Петров, А. В. Талантов. Скорость распространения пламени и протяженность зоны горения в турбулентном потоке.— Тр. Казанского авиационного ин-та. Казань, 1958.
  6. И. Л. Кузнецов, М. Д. Маланов. ПМТФ, 1964, 4.
  7. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1964, 3.
  8. Л. С. Козаченко. Исследование зависимости скорости распространения пламени от физико-химических свойств топлива и аэродинамики газового потока. Докт. дисс., ИХФ АН СССР, М., 1954.
  9. B. Karlovitz, D. Denniston, F. Wells. J. Chem. Phys., 1951, **19**, 5, 541.
  10. Л. С. Козаченко. Горение бензино-воздушных смесей в турбулентном потоке.— Сб. «Третье Всесоюзное совещание по теории горения». М., Изд-во АН СССР, 1960.
- 
-