

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ
НА НОРМАЛЬНУЮ СКОРОСТЬ ПЛАМЕНИ
МЕТОДОМ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА В БОМБЕ
ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА**

В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко
(*Новосибирск*)

При исследовании влияния давления и температуры на нормальную скорость распространения пламени потенциальным методом является метод бомбы постоянного объема. Он позволяет в результате одного опыта получить значения нормальных скоростей в широком диапазоне изменений давления и температуры. Теория метода, основы которой созданы благодаря работам Фламма, Махе, Льюиса и Эльбе [1], продолжает интенсивно развиваться. В последние годы предложено много новых форм уравнений для подсчета нормальной скорости. Анализ этих уравнений [2—3] показывает, что некоторые из них дают значения нормальных скоростей с малой степенью точности и неудовлетворительно согласующихся между собой. Уточнение теории часто достигается привлечением расчетных величин, не поддающихся экспериментальному определению, целесообразность применения которых не всегда оправдана (например, температура и молекулярный вес продуктов сгорания).

С другой стороны, реальная картина процесса сгорания в закрытой сферической бомбе сильно отличается от упрощенной модели. Несферичность пламени, его конвекция, возможная турбулизация и неизотропность фронта пламени, теплопотери и некоторые другие факторы должны быть еще учтены в теории метода. В силу указанных обстоятельств метод бомбы постоянного объема не получил преимущественного распространения перед другими методами.

**СВЯЗЬ КОЭФФИЦИЕНТА РАСШИРЕНИЯ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ
С КОНЕЧНЫМ ДАВЛЕНИЕМ ВЗРЫВА**

Практический интерес представляет метод определения нормальной скорости пламени на начальном участке его распространения в закрытой бомбе. Принцип этого метода, как известно, состоит в том, что на начальном участке распространения пламени в бомбе постоянного объема ($\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{3}$ радиуса бомбы) состояние свежей смеси и продуктов сгорания изменяется незначительно и процесс горения можно считать изобарическим. Тогда нормальная скорость может быть определена из соотношения

$$S_u = S/E_i, \quad (1)$$

где S — видимая скорость пламени, определяемая из опыта; E_i — коэффициент расширения продуктов сгорания при постоянном давлении, который находится из термодинамического расчета.

Метод начального участка особенно перспективен при высоких давлениях, когда технические и принципиальные трудности ограничивают применение методов горелки и бомбы постоянного давления [4]. Основным недостатком метода следует считать ту неопределенность, которая возникает при использовании расчетного коэффициента расширения, поскольку при этом предполагается не всегда имеющее место состояние химического и теплового равновесия в продуктах сгорания. Кроме того, определение коэффициента расширения, как известно, состоит из трудоемкого расчета температуры пламени и предполагает решение системы нелинейных алгебраических уравнений равновесия и материального баланса.

Можно наметить и экспериментальный путь определения коэффициента расширения E_i .

Введем переменную величину — местный коэффициент расширения, определяемый соотношением

$$E_u = S/S_u. \quad (2)$$

Очевидно, что в начале процесса горения при $p = p_i$, $E_u = E_i$, а в конце — при $p = p_e$, $E_u = 1$.

Если известна доля сгоревшего заряда $n = g(p)$, то можно получить общее уравнение для местного коэффициента расширения, используя математический прием, примененный в работе [5], и известные формулы Льюиса и Эльбе:

$$S_u = \frac{1}{3} \frac{dn}{dt} \frac{a^3}{r_b^2} \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}}, \quad (3)$$

$$n = 1 - \left(\frac{p}{p_i} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} \left(1 - \frac{r_b^3}{a^3} \right). \quad (4)$$

Здесь a — радиус бомбы; r_b — радиус пламени; p_i и p — начальное и текущее давления в бомбе; γ_u — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, отнесенное к свежему газу впереди фронта пламени.

Дифференцируя уравнение (4) и преобразуя результат, получим

$$\frac{dn}{dt} = 3 \left(\frac{p}{p_i} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} \frac{r_b^2}{a^3} S - \frac{1}{p \gamma_u} (1 - n) \frac{dp}{dt}. \quad (5)$$

Производную $\frac{dp}{dt}$ выразим через $\frac{dn}{dt}$ посредством очевидного равенства

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{g'(p)} \frac{dn}{dt}, \quad \text{где } g'(p) = \frac{dn}{dp},$$

тогда

$$\frac{dn}{dt} = \left[3 \left(\frac{p}{p_i} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} \frac{r_b^2}{a^3} S \right] \left[1 + \frac{1-n}{\gamma_u p g'(p)} \right]^{-1}.$$

Подставляя результат в уравнение (3), окончательно получим соотношение (2), в котором

$$E_u = 1 + \frac{1 - g(p)}{\gamma_u p g'(p)}. \quad (6)$$

На начальной стадии горения при $p = p_i$

$$E_u = E_i = 1 + \frac{1}{\gamma_u p_i g'(p_i)}. \quad (7)$$

Соотношение для доли сгоревшего заряда, предложенное Фламмом и Махе [1],

$$1 - n = \left[RT_i \left(\frac{p_e - p}{p_i} \right) \right] \left[RT_u \left(\frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1} \right) + (\gamma_b - 1) K \right]^{-1} \quad (8)$$

вместе с уравнением (6) дают

$$E_u = 1 + (p_e - p) \left[\frac{RT_i (\gamma_b - \gamma_u) (p_e - p) \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} - 1}{RT_u \left(\frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1} \right) + (\gamma_b - 1) K} + \gamma_u p \right]^{-1},$$

здесь R — газовая постоянная, а индексы i, e, b, u — относятся соответственно к начальному, конечному состояниям, а также продуктам сгорания и свежей смеси в любой момент времени горения.

Константу K в последнем уравнении определим из (8), учитывая, что при $p = p_i$ $n = 0$.

Тогда

$$E_u = 1 + (p_e - p) \left[\frac{(\gamma_b - \gamma_u) \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} (p_e - p)}{\left(\frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1} \right) \left[\left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} - 1 \right] + \left(\frac{p_e}{p_i} - 1 \right)} + \gamma_u p \right]^{-1}$$

и при $p = p_i$

$$E_i = 1 + \frac{1}{\gamma_b} \left(\frac{p_e}{p_i} - 1 \right). \quad (9)$$

Как нетрудно видеть, к аналогичному выражению для E_i приводит по уравнению (7) также и соотношение Грумера, Кука и Кубалы [6]

$$n = \frac{\gamma_b (p - p_i)}{\gamma_u (p_e - p_i)}.$$

В ранних работах Льюиса и Эльбе [1] было получено простое соотношение для доли сгоревшего заряда в виде¹

$$n = \frac{p - p_i}{p_e - p_i},$$

¹ В дальнейшем [5] авторы в этом соотношении заменили конечное давление p_e на некоторое «фиктивное», рассчитываемое термодинамически и не идентичное истинному конечному давлению.

которому соответствует коэффициент расширения

$$E_i = 1 + \frac{1}{\gamma_u} \left(\frac{p_e}{p_i} - 1 \right). \quad (10)$$

Наконец, приближенное уравнение для коэффициента расширения можно получить из следующих рассуждений. При сгорании одного моля горючей смеси при постоянном давлении выделяется тепло $Q_p = \bar{C}_p (T_b - T_i)$, а при постоянном объеме — $Q_v = \bar{C}_v (T_e - T_i)$. Полагая, что в обоих случаях выделяются равные количества тепла, и замечая, что $E_i = \sum m_b T_b / \sum m_i T_i$ и $p_e/p_i = \sum m_e T_e / \sum m_i T_i$, получим

$$E_i = \frac{\sum m_b}{\sum m_i} + \frac{\bar{C}_v}{\bar{C}_p} \left(\frac{\sum m_b p_e}{\sum m_e p_i} - \frac{\sum m_b}{\sum m_i} \right),$$

где $\sum m$ — суммарное число молей; \bar{C}_v и \bar{C}_p — средние теплоемкости. Определяя теплоемкости в одном температурном интервале ($T_i - T_b$) и полагая $\sum m_b / \sum m_e = 1$, получим

$$E_i = \frac{\sum m_b}{\sum m_i} + \frac{1}{\gamma_b} \left(\frac{p_e}{p_i} - \frac{\sum m_b}{\sum m_i} \right). \quad (11)$$

Как показали расчеты [3], для трех различных смесей приближенные уравнения (9) и (10) дают значения коэффициентов расширения, отличающиеся на 3—14% от теоретического, найденного из термодинамического расчета. Точность уравнения (11) также лежит в этих пределах.

С другой стороны, уравнения (9)—(11) показывают, что между коэффициентом расширения и относительным конечным давлением существует линейная связь

$$E_i = a + b \frac{p_e}{p_i}$$

со слабо изменяющимися от состава и состояния смеси коэффициентами a и b , причем коэффициент $a \approx 0,1—0,4$.

Численные расчеты процессов сгорания при постоянных давлении и объеме смесей разного состава в широком диапазоне изменения коэффициента расширения, адиабатической температуры пламени, отношения теплоемкостей и других величин показали (таблица, рис. 1), что эта зависимость может быть представлена простой приближенной формулой

$$E_i = 0,85 \frac{p_e}{p_i}. \quad (12)$$

Максимальное отклонение коэффициента расширения, определенного по формуле (12), от теоретического E_i в рассмотренных 12 случаях не превышает 6% при среднем отклонении $\pm 2,6\%$.

Смесь	T_i , °К	p_i , atm	T_b , °К	τ_u	τ_b	$\frac{p_e}{p_i}$	E_i	$0,85 \frac{p_e}{p_i}$	$E_i - 0,85 \frac{p_e}{p_i} \cdot 100\%$
$\text{CH}_4 + 1,6\text{O}_2$	298,16	1	3024	1,35	1,23	15,65	13,335	13,30	+0,3
$\text{CH}_4 + \text{воздух, стехиометрия}$	390	0,987	2210	1,39	1,25	8,71	7,43	7,40	+0,4
$7,4\text{H}_2 + 4,4\text{O}_2 + 20\text{He} + \text{H}_2\text{O}$	484	3,519	2491	1,51	1,37	5,51	4,61	4,68	-1,5
$40\text{H}_2 + 4,6\text{O}_2 + 57\text{He}$	600	1	1498	1,53	1,50	2,96	2,38	2,52	-5,9
$36\text{H}_2 + 5,2\text{O}_2 + 59\text{N}_2$	600	1	1414	1,37	1,29	2,61	2,23	2,22	+0,4
$\text{O}_3 + 1,497\text{O}_2$ [1]	301,1	0,483	1679	—	—	8,25	6,72	7,01	-4,3
$\text{C}_7\text{H}_{16} + \text{воздух, стехиометрия}$	423,16	1	2368	—	—	6,76	6,00	5,75	+4,2
$\text{C}_7\text{H}_{16} + \text{воздух, стехиометрия}$	423,16	16	2422	—	—	7,06	6,08	6,00	+1,3
$\text{C}_6\text{H}_6 + \text{воздух, стехиометрия}$	423,16	1	2430	—	—	6,67	5,93	5,67	+4,4
$\text{C}_6\text{H}_6 + \text{воздух, стехиометрия}$	423,16	16	2516	—	—	6,98	6,09	5,93	+2,6
$\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{воздух, стехиометрия}$	423,16	1	2366	—	—	6,76	6,01	5,75	+4,3
$\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{воздух, стехиометрия}$	423,16	16	2419	—	—	7,05	6,08	5,99	+1,5
Среднее ± 2,6									

Коэффициент 0,85 показывает, что отношение адиабатической температуры пламени к средней температуре продуктов сгорания при постоянном объеме есть величина, близкая к постоянной:

$$E_i = \sum m_b T_b p_e / \sum m_e T_e p_i \text{ и поскольку } \sum m_b \approx \sum m_e, \text{ то } T_b / T_e \approx 0,85.$$

Тот факт, что при термодинамических расчетах были выбраны сильно отличающиеся горючие смеси в широком диапазоне изменения различных параметров, позволяет надеяться, что зависимость (12) носит универсальный характер при горении в закрытой бомбе, независимо от состояния и природы горючих смесей.

Простая приближенная зависимость (12) для определения коэффициента расширения E_i в сочетании с методом начального участка дает возможность определения нормальной скорости пламени только по опытным данным.

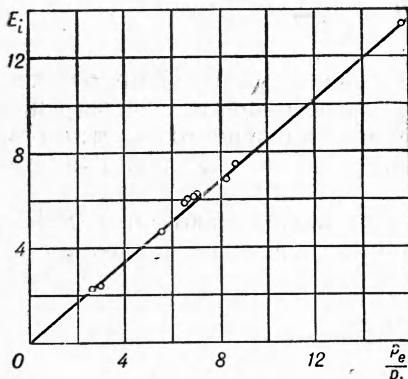


Рис. 1. Зависимость коэффициента расширения от относительного конечного давления. (Смеси указаны в таблице.)

МЕТОДИКА ОПЫТОВ

В настоящей работе были определены нормальные скорости пламени в стехиометрических смесях бензола, н-гептана и изооктана с воздухом в диапазоне давлений 1—16 atm и начальной температуре 150°С. При этом использовалась методика определения нормальной скорости по экспериментальному коэффициенту расширения при исследовании влияния давления на нормальную скорость в воздушных смесях топлив, близких по своим свойствам к техническим моторным топливам.

Нормальная скорость пламени вычислялась по уравнению (1). Ви-

димая скорость определялась на начальном участке распространения пламени в закрытой сферической бомбе. Коэффициент расширения E , рассчитывался термодинамически и определялся экспериментально.

Бомба представляла собой стальной сферический сосуд с радиусом полости 91,5 мм. С противоположных сторон бомбы имелось два окна, через которые производилась покадровая съемка распространения пламени с применением серийного искрового разряда и шлирен-системы.

Для получения записи давление — время применялась тензометрическая аппаратура, состоящая из датчика, усилителя ТА-5 и шлейфового осциллографа МПО-2. Упругим элементом датчика служила круглая мембрана, а чувствительным элементом — проволочный тензодатчик сопротивления. Мембрана с наклеенным тензодатчиком монтировалась в стенке бомбы. Использовались мембранные из стали 35ХГС диаметром 30 и 40 мм, толщиной 0,65 и 1,3 мм. Собственные частоты мембран лежали в пределах 3870—12700 гц. Датчики периодически тарировались в рабочем положении статистическим давлением.

Горючие смеси составлялись непосредственно в бомбе. В хорошо откаченную бомбу с помощью специального вентиля-дозатора вводилось определенное количество топлива, измеряемое по понижению уровня в капилляре, а затем добавлялся воздух до используемого начального давления. Давление в бомбе контролировалось до 4 атм ртутным манометром, а выше — образцовым.

Подогрев бомбы осуществлялся электронагревателем по всей боковой поверхности. Равномерность нагрева контролировалась двумя ХА-термопарами, расположенными в теле бомбы в местах предполагаемой максимальной неравномерности. В стационарном режиме неравномерность температуры составляла $\pm 1\text{--}2\%$ от температуры бомбы.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 приведены результаты измерений видимых скоростей пламени S в стехиометрических смесях бензола, н-гептана и изооктана с воздухом. Соответствующие нормальные скорости приведены в логарифмических координатах на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что значения S_u^* лежат в общем несколько выше значений S_u^r . Это завышение может быть вызвано неточностью формулы (12) для каждого отдельного случая и возможным несоответствием теоретического и экспериментального конечных давлений вследствие методических погрешностей измерений, отклонения от состояния равновесия в продуктах сгорания и различных тепловых потерь.

Термодинамические расчеты конечных давлений и расчеты соответствующих им коэффициентов расширения по формуле (12) показали, что экспериментальные конечные давления незначительно ниже расчетных и основное отклонение S_u^* от S_u^r обусловлено неточностью формулы (12). Так, если для бензола среднее по всем опытам экспериментальное завышение S_u^* над S_u^r составляет 5,3%, то завышение, обусловленное формулой (12), — 3,5%, соответственно для н-гептана 3,0 и 2,7% и изооктана 3,0 и 2,9%.

Как видно из рис. 3, во всем диапазоне начальных давлений от 1 до 16 атм нормальные скорости пламени возрастают в порядке: изооктан, н-гептан, бензол. Для всех трех топлив наблюдается отрицательная зависимость нормальной скорости от давления. Причем, если эту зависимость представить в виде $S_u \sim p^n$, то показатель степени n оказы-

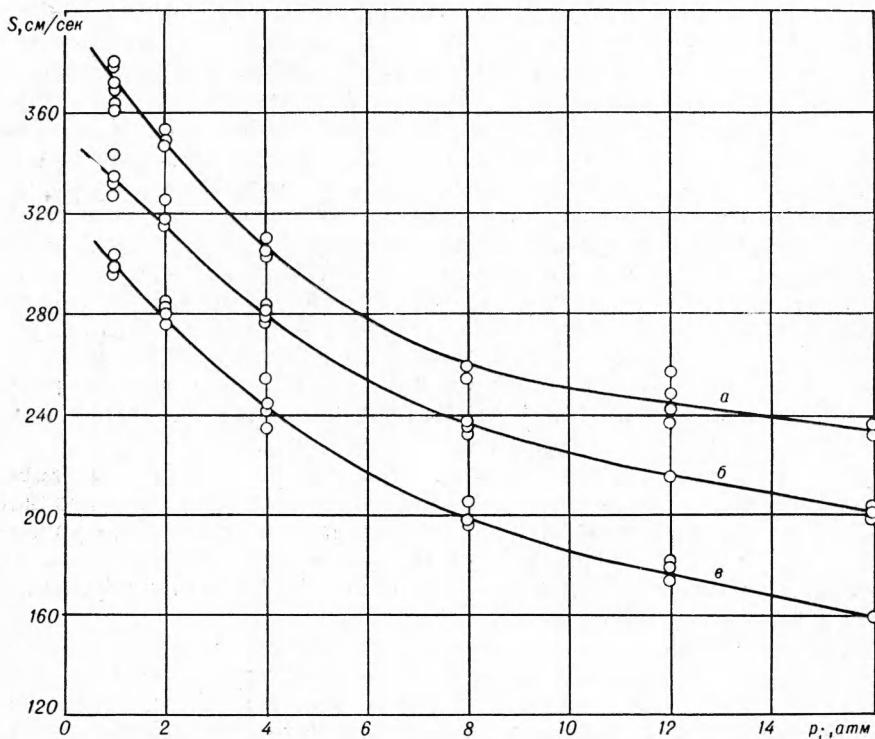


Рис. 2. Видимые скорости распространения пламени для стехиометрических смесей бензола (а), н-гептана (б) и изооктана (в) с воздухом при начальной температуре 150° С.

вается переменным. При $p_i = 1 - 2$ атм для всех трех топлив $n \approx -0,1$. При $p_i = 8 - 12$ атм для бензола $n = -0,2$, н-гептана $n = -0,3$ и изооктана $n = -0,35$. Средние для всего диапазона начальных давлений показатели степени равны: для бензола — 0,17, н-гептана — 0,20, изооктана — 0,22. Переменный показатель степени ранее наблюдался также в

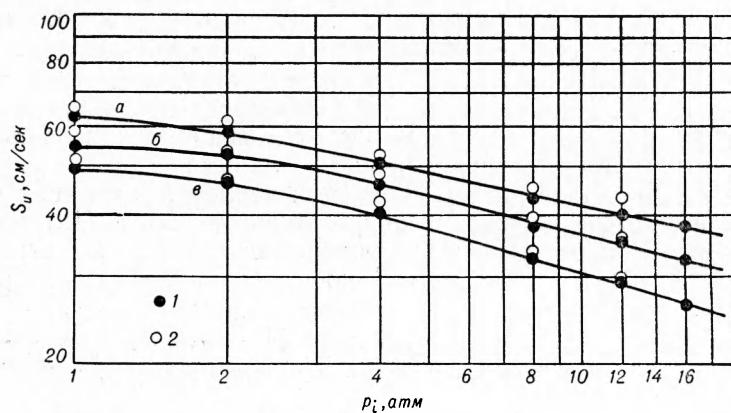


Рис. 3. Зависимость от давления нормальных скоростей пламени стехиометрических смесей бензола (а), н-гептана (б) и изооктана (в) с воздухом при начальной температуре 150° С.
1 — нормальные скорости, рассчитанные по теоретическому коэффициенту расширения S_u^T ; 2 — нормальные скорости, рассчитанные по формуле (12).

метано-воздушных смесях [4, 7, 8]. Возможно, что это общее свойство смесей углеводородов с воздухом.

По показателю степени данных настоящей работы можно сопоставить с данными Л. Н. Хитрина, полученными методом горелки [9], где зависимость массовой скорости пламени от давления для бензоло-воздушной смеси при $p_i = 1 - 3 \text{ atm}$ приводится в виде $m = K_1 V_p + K_2$, где K_1 и K_2 — постоянные. Эта зависимость, по-видимому, давала повод для представления зависимости нормальной скорости от давления как $S_u \sim p^{-0,5}$ [10, 11]. Необоснованность такого представления была отмечена ранее, причем было показано, что опытные данные Хитрина удовлетворяют зависимости $S_u \sim p^{-0,17}$ [12]. Обработка результатов работы [9] только для смесей стехиометрического состава дает показатель степени $n = -0,13$. Поскольку данные Хитрина относятся к комнатной температуре, приведенное сравнение не является строгим, но оно дополнительно подтверждает, что для рассмотренных смесей вблизи давления в 1 atm $n \approx -0,1$. Учитывая это, а также отмеченное выше повышение показателя степени с понижением давления, трудно ожидать, чтобы при $p_i < 1 \text{ atm}$ показатель был таким низким, как в работе [13], где в стехиометрических воздушных смесях получено для бензола $n = -0,31$, н-гептана $n = -0,36$ и изооктана $n = -0,39$.

В настоящей работе при $p_i = 1 \text{ atm}$ получены значения нормальных скоростей S_u^t и S_u^g для бензола 62,2 и 65,6 см/сек, н-гептана 55,4 и 58,2 см/сек и изооктана 49,0 и 51,5 см/сек. Для рассматриваемых смесей при атмосферном давлении в литературе имеется несколько зависимостей от начальной температуры максимальной нормальной скорости, полученные с использованием метода горелки. При $T_i = 150^\circ\text{C}$ зависимости Хеймеля и Виста [14] для бензола, н-гептана и изооктана дают соответственно 67; 67 и 59,4 см/сек при коэффициенте избытка воздуха 0,96. Зависимость Даггера и Грааба [15] для изооктана — 56,7 см/сек, а зависимость Вагнера и Даггера [16] для бензола — 83,3 см/сек при коэффициенте избытка воздуха 0,93. Приведенные значения нормальных скоростей несколько выше данных настоящей работы (исключая значение для бензола Вагнера и Даггера). Это завышение отчасти можно объяснить тем, что максимальные нормальные скорости не соответствуют стехиометрическому составу смеси.

ВЫВОДЫ

1. Между коэффициентом расширения продуктов сгорания и конечным давлением взрыва в бомбе постоянного объема существует линейная связь, которая может быть выражена простой приближенной формулой $E_i = 0,85 \frac{p_e}{p_i}$. Эта формула в сочетании с методом бомбы постоянного объема дает возможность определения нормальной скорости пламени по опытным данным: видимой скорости пламени и конечному давлению.

2. Определены нормальные скорости пламени в стехиометрических смесях бензола, н-гептана и изооктана с воздухом в диапазоне давлений 1—16 atm при $T_i = 150^\circ\text{C}$. Для всех трех топлив наблюдается отрицательная зависимость нормальной скорости от давления, причем показатель степени в этой зависимости переменный.

Поступила в редакцию
8/VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., ИЛ, 1948.
2. С. J. Rallis and G. E. B. Tremeer. Combustion and Flame, 1963, 7, 1.
3. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1963, 6.
4. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1964, 3.
5. Дж. Мэнтон, Г. Эльбе и Б. Льюис. IV симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
6. J. Grumer, E. B. Cook and T. A. Kubala. Combustion and Flame, 1959, 3, 4.
7. J. Diederichsen and H. G. Wolffhard. Trans. Faraday Soc., 1956, 52, 8.
8. J. T. Agnew and L. B. Graiff. Combustion and Flame, 1961, 5, 3.
9. Л. Н. Хитрин. ЖТФ, 1937, 7, 1.
10. А. С. Соколик, А. Н. Воинов, Ю. Б. Свиридов. Изв. АН СССР, ОТН, 1949, 12.
11. С. А. Гольденберг, В. С. Пелевин. Сб. «Исследования процессов горения». М., Изд-во АН СССР, 1958.
12. Л. С. Козаченко. Изв. АН СССР, ОТН, 1953, 3.
13. F. H. Garner, G. K. Ashforth, R. Long. Fuel., 1951, 30, 1.
14. S. Heimel and R. Weast. Sixth Symposium (International) on Combustion. N. Y., 1957.
15. Г. Даггер и Д. Грааб. IV симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
16. P. Wagner and G. L. Dugger. J. Am. Chem. Soc., 1955, 77, 1.