

достигается максимальная величина дробления кристаллов карбида вольфрама. Во-вторых, как известно, в зоне действия маховской волны ее интенсивность максимальная.

Сравнивая микротвердости в первой и во-второй зонах, можно убедиться, что в зоне расплава микротвердость увеличивается примерно в два раза по сравнению с исходной, а в первой зоне она возрастает в полтора раза.

Таким образом, исследование особенностей структуры зерен карбида вольфрама в упрочненном взрывом сплаве WC—C<sub>0</sub> позволяет для металлокерамических сплавов предложить новую модель упрочнения, состоящую в дроблении твердой фазы и увеличении плотности дефектов кристаллической решетки (точечных, дислокаций, двойников, следов фазовых превращений) как в матрице, так и в твердой фазе.

*Поступила в редакцию  
3/IV 1973*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Ш. Чагелишвили. ФГВ, 1971, 7, 2.
2. P. Pleu, W. Z. Rix. Z. Metallkunde, 1954, 25, 778.
3. М. В. Классен-Неклюдова. Механическое двойникование кристаллов. М., Изд-во АН СССР, 1960.
4. Э. Ш. Чагелишвили. Канд. дисс. Новосибирск, 1972.

УДК 536.46

### О КОНВЕКТИВНОМ МЕХАНИЗМЕ ГАШЕНИЯ ПЛАМЕНИ НА БУНЗЕНОВСКОЙ ГОРЕЛКЕ

*В. С. Бабкин*

*(Новосибирск)*

Как известно, область устойчивости пламени на бунзеновской горелке ограничена условиями критической скорости потока свежего газа. При высоких скоростях наблюдается явление срыва пламени с края горелки, при низких — явление проскока пламени во внутрь горелки. По мере обеднения или обогащения смеси в атмосфере инертного газа область между отрывом и проскоком сужается. Однако неясно, насколько границы, образующие эту область, могут продолжаться в направлении к концентрационным пределам и смыкаются ли они. Концепция стабилизации пламени, основанная на критическом градиенте скорости, не дает ответа на эти вопросы.

Рассмотрим некоторые особенности пламени в сильно разбавленных смесях. Вместо обычного конуса фронт пламени имеет куполообразную или почти плоскую форму, так что площадь поверхности пламени близка к сечению горелки [1]. Наиболее разбавленные смеси (вблизи пределов воспламенения), в которых еще возможна стабилизация пламени, дают за некоторыми исключениями приблизительно постоянные скорости около 10 см/с, тогда как в стехиометрических смесях скорости отличаются на 1—2 порядка [2]. Более низкие предельные скорости пламени могут быть получены на горелке плоского пламени со стабилизирующей сеткой, которая, как полагают, уменьшает действие конвективных факторов [3].

В опытах по изучению околопредельных явлений в сферическом сосуде [4] показано, что вблизи концентрационных пределов существу-

ют смеси, в которых скорость конвекции уже при малых очагах пламени превышает видимую скорость, в результате чего пламя не способно распространяться вниз по неподвижной горючей смеси. При этом скорость конвекции имеет достаточно высокое значение (15—17 см/с), что обусловлено, очевидно, высокой температурой пламени, так как даже на концентрационных пределах она составляет около 1500° К.

На нормальную скорость бунзеновского пламени оказывает влияние окружающая атмосфера [5, 6]. Кислород в окружающей атмосфере увеличивает скорость в богатых воздушных смесях пропана и водорода. Эффект тем значительнее, чем богаче смесь топливом или чем выше концентрация кислорода в окружающей атмосфере [6]. В опытах с горелкой плоского пламени показано, что скорость пламени зависит от того, происходит ли горение в среде кислорода, воздуха, азота или двуокиси углерода [7]. Наиболее сильное влияние окружающей атмосферы при низких значениях нормальной скорости является общим результатом работ [6, 7].

Отмеченные выше особенности бунзеновского пламени, близкого к затуханию, позволяют предположить, что причиной затухания пламени при разбавлении может быть свободная конвекция, вызывающая интенсивное подмешивание холодного газа окружающей атмосферы к продуктам сгорания в области края горелки, в результате чего пламя охлаждается и затухает. Строгое исследование этого процесса представляет сложную задачу. Поэтому в предварительном плане целесообразно рассмотреть качественные стороны конвективного механизма на упрощенной модели.

При малых нормальных скоростях пламени продукты сгорания подвергаются действию архимедовой силы и поднимаются над плоским фронтом пламени со скоростью  $S_g$ . Конвективная составляющая скорости  $S_c$  зависит от высоты над фронтом пламени и плотности газа в струе. Поэтому скорость  $S_c$  по мере удаления от фронта сначала возрастает, проходит максимум и падает. Если скорость  $S_c$  в максимуме превышает скорость продуктов сгорания на фронте пламени  $S$ , то можно указать сечение струи на высоте  $h_\beta$ , где  $\beta = S_c/S = 1$  (предполагается, что в сечении струи скорость  $S_g$  изменяется только от  $h$ ).

Параметр  $\beta$  представляет отношение скорости конвекции горячего потока к скорости продуктов сгорания относительно фронта пламени. Если считать, что скорость конвекции горячего потока, направленного вверх, равна скорости холодного противотока, то условие  $\beta = 1$  означает, что относительно газа на фронте холодный конвективный поток движется быстрее фронта пламени в области  $h > h_\beta$  и медленнее при  $h < h_\beta$ . Следовательно, условие  $\beta = 1$  определяет область интенсивного охлаждения продуктов сгорания холодным конвективным потоком окружающей атмосферы.

При уменьшении нормальной скорости вследствие различного влияния температуры на  $S$  и  $S_c$  скорость продуктов сгорания уменьшается сильнее, чем скорость конвективного подъема. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению высоты  $h_\beta$  и затуханию пламени при некотором критическом значении  $h_\beta^*$ . Согласно Я. Б. Зельдовичу, при гашении пламени потери тепла в сторону продуктов сгорания должны быть равны потерям тепла в сторону свежей смеси. Следовательно, должны быть равны соответствующие градиенты температуры и можно принять

$$h_\beta^* = c\delta,$$

где  $\delta = \kappa/S_u$  — ширина пламени;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности;  $S_u = S\rho_b/\rho_0$  — нормальная скорость пламени;  $\rho_0$  и  $\rho_b$  — плотность свежей смеси и продуктов сгорания.

Рассмотренная физическая картина затухания пламени на горелке в принципе не отличается от гашения пламени летучего ВВ в поле мас-

совых сил [8]. В [8] скорость конвекции продуктов сгорания оценивается в квазистационарном приближении по движению пузыря горячих газов под действием архимедовой силы и силы сопротивления. Однако поскольку конвективный процесс, обуславливающий охлаждение и гашение, должен развиваться в непосредственной близости от пламени, более естественно при оценке скорости конвекции учитывать начальную стадию конвективного движения в условиях струи.

Элементарный объем продуктов сгорания под действием подъемной силы имеет ускорение

$$w = g \left( \frac{\rho_{\infty} - \rho_b}{\rho_b} \right).$$

Так как  $w = \frac{dS_g}{dt} = S_g \frac{dS_g}{dh}$ ,

то

$$S_g dS_g = g \left( \frac{\rho_{\infty} - \rho_b}{\rho_b} \right) dh, \quad (1)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\rho_{\infty}$  — плотность газа окружающей атмосферы.

Полагая далее  $\rho_{\infty} = \rho_0$  (в случае  $\rho_{\infty} \neq \rho_0$  необходимо учитывать эффекты конвекции, обусловленные разностью этих плотностей),  $\rho_b = \text{const}$  и замечая, что при  $h=0$ ,  $S_g = S$ , после интегрирования уравнения (1) получим

$$S_g^2 - S^2 = 2gh(E - 1),$$

где  $E = \rho_0/\rho_b$  — коэффициент расширения продуктов сгорания.

Скорость продуктов сгорания можно представить как  $S_g = S + S_c$ , тогда

$$2S \cdot S_c + S_c^2 = 2gh(E - 1).$$

Примимая во внимание, что по условию гашения пламени  $\beta = 1$ ,  $h = h_{\beta}^* = c\delta$ , для предельной скорости пламени получим

$$S_{ul} = \left[ \frac{2c\kappa g(E - 1)}{3E^2} \right]^{1/3}. \quad (2)$$

Гашение пламени на горелке обычно наблюдается вблизи пределов воспламенения при скорости пламени около 10 см/с. Принимая в формуле (2)  $c = 4,6$  (по [9]  $\delta = 4,6 \kappa/S_u$ ) и считая, что температура пламени для бедных углеводородно-воздушных смесей, так же как и на пределе воспламенения примерно постоянная и равна  $1500^\circ \text{K}$ , расчет по формуле (2) дает значение предельной скорости  $S_{ul} = 6,6$  см/с. Это — оценка порядка величины предельной скорости. Действительной проверкой результатов настоящего анализа могло бы служить только сравнение с данными целенаправленных опытов с широким диапазоном условий гашения пламени, которые, однако, отсутствуют в литературе.

Поскольку существование пламени на горелке лимитируется конвекцией, появление пределов устойчивого горения, согласно (2), должно наблюдаться в условиях, благоприятных для ее развития: при повышенных давлениях, перегрузках, ингибировании и т. д.

Считая, например, что при изменении давления температура пламени остается постоянной, из (2) следует  $S_{ul} \sim p^{-1/3}$ . Таким образом, пламена с отрицательным барическим показателем степени  $n < -\frac{1}{3}$  в зависимости  $S_u \sim p^n$ , не могут быть стабилизированы на горелке выше некоторого критического давления, если при этом сохраняется ламинарный режим течения.

Дидерихсен и Вольфгард [10], определяя нормальные скорости пламени метано-воздушных смесей при повышенных давлениях методом бунзеновской горелки, обнаружили, что при давлениях выше 10 атм пламена не стабилизируются на цилиндрических горелках. Согласно авторам [10], это происходит в результате больших теплотерь в стенке горелки. Однако, учитывая, что метано-воздушные пламена имеют сильную отрицательную зависимость от давления (в стехиометрических смесях  $S_u \sim p^{-1/2}$  [11]), можно ожидать, что гашение пламени в опытах Дидерихсена и Вольфгарда имеет конвективную природу.

Интересно отметить, что формула (2) близка по функциональной зависимости отдельных параметров к формуле для предельной скорости пламени при конвективном гашении его в неограниченном объеме [12]. Это, по-видимому, является следствием формального совпадения критических условий гашения пламени ( $\beta=1$  при характерном размере, пропорциональном ширине пламени), принятых при рассмотрении двух различных физических явлений. Формула (2) учитывает только конвективные теплотери в продукты сгорания. В условиях, когда относительная роль конвекции мала (низкие давления, малые размеры горелки и т. д.), можно ожидать иного механизма гашения пламени.

*Поступила в редакцию  
31/V 1973*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Wohl, N. M. Capp, C. Gazley. Third Symposium (Intern.) on Combustion, Baltimore, Williams and Wilkins, 1949.
2. В. Иост. Взрывы и горение в газах. М., ИЛ, 1952.
3. J. Rowling. Experimental Methods in Combustion Research Section, 2. 2. 1, AGARD — NATO, London, Pergamon, 1961.
4. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
5. Дж. Бирн. 4-й симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. М., 1958.
6. I. Kimura, H. Ukaawa. Eighth Symposium (Intern.) on Combustion, Baltimore Williams and Wilkins, 1962.
7. H. Edmondson, M. P. Heap, R. Pritchard. Combustion and Flame, 1970, 14, 2, 195.
8. В. С. Бабкин, С. С. Хлевой. ФГВ, 1972, 8, 4, 597.
9. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфгард. Пламя, его структура, излучение и температура. М., 1958.
10. J. Diederichsen, H. G. Wolfhard. Trans. Faraday Soc., 1956, 52, 8, 1102.
11. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1964, 3, 145.
12. Л. А. Ловачев. Докл. АН СССР, 1970, 193, 3, 634.