

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил. Докт. дисс., Москва, 1954 г.
2. П. Ф. Похил, Л. Д. Ромоданова. ЖФХ, 1965, 39, 2.
3. J. D. Huffington. Trans. Far. Soc., 1954, 50, 942.
4. D. M. Clempton, J. D. Huffington. Trans. Far. Soc., 1956, 52, 385.
5. Э. И. Максимов. ЖФХ, 1963, 37, 5.
6. И. Б. Светличный, А. Д. Марголин, П. Ф. Похил. ФГВ, 1971, 7, 2.
7. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев, В. А. Селезнев. ЖФХ, 1965, 39, 3.
8. К. К. Андреев. ЖФХ, 1946, 4—5.
9. А. И. Гольбиндер, В. В. Горячев. ЖФХ, 1961, 35, 8.
10. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил. ФГВ, 1971, 7, 3.
11. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский и др. Докл. АН СССР, 1966, 139, 3.
12. Г. Г. Шелухин, В. Ф. Булдаков, В. П. Белов. ФГВ, 1969, 5, 1.
13. К. И. Синаев. Первый всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тез. докл. М., «Наука», 1968.
14. А. Н. Петунин. Методы измерения параметров газового потока. М., «Машиностроение», 1972.
15. С. С. Новиков, П. Ф. Похил, Ю. С. Рязанцев. Второй всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Ереван, 1969.

УДК 534.46

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ

Н. Н. Бахман, И. Н. Лобанов

(Москва)

В работах [1—5] показано, что скорость горения конденсированных систем (КС) можно увеличить в несколько раз, вводя в заряд теплопроводящие элементы (ТЭ), например медные проволочки. Для цилиндрических зарядов, горящих с торца, описаны [1, 2, 5] ТЭ двух типов: 1) проволочки с длиной l , равной длине заряда L , расположенные параллельно оси заряда; 2) короткие ТЭ («иголки») с длиной $l \ll L$, хаотично ориентированные относительно оси заряда.

Стационарная скорость распространения пламени в этих случаях может быть рассчитана из уравнения теплопроводности при наличии дополнительных условий. Такое решение проводилось рядом авторов, в том числе одним из авторов данной работы. Решение (как правило, численное) громоздко и лишено наглядности. В то же время реальная точность такого решения ограничивается отсутствием прямых данных о коэффициенте теплоотдачи ϕ от газа к проволочке и температуре воспламенения T_v конденсированной системы в условиях рассматриваемой задачи. Не вполне ясен также вклад реакций окисления, которые могут идти на поверхности металлических ТЭ. Поэтому наряду с «точным» решением имеет смысл попытаться построить приближенные модели, которые, сохраняя качественную трактовку явления, позволяли бы получить в явном виде не слишком громоздкое аналитическое выражение для ω . Одна из таких моделей и рассматривается в данной работе.

Модель распространения пламени вдоль бесконечной проволочки. Введем обозначения: u — нормальная скорость горения КС, d — диаметр проволочки, ρ — плотность, c — теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, T_0 , T_n , $T_{пл}$ — температуры начальная, поверхности горячей КС, плавления проволочки. Индексы КС, м, г относятся соответственно к КС, металлической проволочке и газообразным продуктам сгорания КС.

Пусть пламя движется вдоль проволоочки со скоростью ω . Количество тепла, которое подводится в l с к проволочке от продуктов сгорания, запишем приближенно как $\Delta\pi d\theta (T_r - \bar{T}) = \Delta\pi d\theta \left(T_r - \frac{T_{пл} + T_{п}}{2} \right)$, где Δ — длина отрезка проволоочки, который торчит над поверхностью КС. Это тепло расходуется на прогрев отрезка проволоочки длиной l от $T=T_0$ до $T=T_{пл}$ и на прогрев прилегающего слоя КС от $T=T_0$ до $T=T_{п}$. Приближенно запишем это равенство в виде

$$\Delta\pi d\theta \left(T_r - \frac{T_{пл} + T_{п}}{2} \right) = \omega \frac{\pi d^2}{4} \rho_m c_m (T_{пл} - T_0) + \omega \pi d \frac{\lambda_{КС} (T_{п} - T_0)}{u}, \quad (1)$$

где $\lambda_{КС} (T_{п} - T_0) / u$ — известное выражение для запаса тепла в плоской стационарной волне прогрева.

С другой стороны, количество тепла, которое затрачивается на прогрев отрезка проволоочки и прилегающего слоя КС от $T=T_0$ до $T=T_{п}$, равно потоку тепла по проволочке в сечении $T=T_{п}$. Отсюда

$$\omega (T_{п} - T_0) \left(\frac{d}{4} \rho_m c_m + \frac{\lambda_{КС}}{u} \right) = \frac{d}{4} \lambda_m \frac{dT}{dx} \Big|_{T_{п}} \simeq \frac{d}{4} \lambda_m \frac{T_{пл} - T_{п}}{\Delta}. \quad (2)$$

Величина Φ определяется из критериального соотношения $Nu = k Re^m$ (где при $Re = 8-1000$ для постоянных k и m в [6] рекомендуются значения $k=0,59$, $m=0,47$ и где η_r — динамическая вязкость продуктов сгорания)¹. Решая систему (1), (2), получим следующую формулу для стационарной скорости пламени вдоль проволоочки:

$$\omega = A \sqrt{\lambda_m} \sqrt[3]{\frac{u^m d^m}{\left(\rho_m c_m d + \frac{4\lambda_{КС}}{u} \left(\rho_m c_m d \frac{T_{пл} - T_0}{T_{п} - T_0} + \frac{4\lambda_{КС}}{u} \right) \right)}}, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{2}{T_{п} - T_0} \sqrt[3]{\lambda_r k (\rho_{КС} / \eta_r)^m (T_{пл} - T_{п}) \left(T_r - \frac{T_{пл} + T_{п}}{2} \right)}.$$

Из (3) следует, что скорость пламени ω возрастает пропорционально $\sqrt{\lambda_m}$. Зависимости $\omega(d)$ и $\omega(u)$ выглядят громоздко, однако в предельных случаях они упрощаются:

1) u и d велики (так что величина $4\lambda_{КС}/u$ мала по сравнению с $\rho_m c_m d$ и $\rho_m c_m d \frac{T_{пл} - T_0}{T_{п} - T_0}$). В этом случае (3) переходит в

$$\omega = A_1 \lambda_m^{0,5} u^{m/2} d^{\frac{m}{2} - 1} = A_1 \lambda_m^{0,5} u^{0,235} d^{-0,53}, \quad (3')$$

где $A_1 = \frac{A}{\rho_m c_m} \sqrt{(T_{п} - T_0) / (T_{пл} - T_0)}$;

2) u и d малы (так что $4\lambda_{КС}/u$ велика по сравнению с $\rho_m c_m d$ и $\rho_m c_m d \frac{T_{пл} - T_0}{T_{п} - T_0}$). В этом случае (3) переходит в

$$\omega = A_2 \lambda_m^{0,5} u^{\frac{m}{2} - 1} d^{m/2} = A_2 \lambda_m^{0,5} u^{1,235} d^{0,235}, \quad (3'')$$

где $A_2 = A / 4\lambda_{КС}$.

¹ При вычислении Nu принято $Pr \simeq 1$.

В случае 1 скорость пламени w слабо растет (а отношение w/u быстро падает) с нормальной скоростью горения. Кроме того, w заметно растет при уменьшении диаметра проволоочки. В случае 2 скорость пламени сильно (а отношение w/u слабо) увеличивается с ростом u . Кроме того, w слабо уменьшается по мере уменьшения d . Из сопоставления (3') и (3'') следует, что зависимость $w(d)$ имеет максимум.

Сравним теперь значения w , рассчитанные из (3), с имеющимися в литературе опытными данными, а также с результатами «точного» расчета. На рис. 1 экспериментальные значения w , взятые из [1], отложены в координатах w .

$$\frac{1}{\rho_m c_m} \cdot \left[\frac{\lambda_m \left(T_r - \frac{T_{пл} + T_n}{2} \right) (T_{пл} - T_0)}{T_{пл} - T_0} \right]^{0.5}$$

где $T_r = 3000^\circ \text{C}$, $T_n = 600^\circ \text{C}$. Экспериментальные точки удовлетворительно группируются

около прямой, как это и следует из (3) (при $\rho_m c_m d \gg \frac{4\lambda_{КС}}{u}$).

Нужно сделать следующее замечание, касающееся проволоочек из Al и Mg, для которых $T_{пл}$ близка к обычным значениям T_n . В соответствии с предположением, принятым как при выводе формулы (3), так и при «точном» решении, капли расплавленного металла отрываются от проволоочки при $T = T_{пл}$. С этой точки зрения, проволоочка из металла, для которого $T_{пл} \leq T_n$, вообще не может увеличивать скорость горения (из формулы (3) следует $w|_{T_{пл}=T_n} = 0$). Однако, если $T_{пл}$ окисла металла выше, чем $T_{пл}$ самого металла (как это имеет место для Al и Mg), окисная оболочка, по-видимому, может образовывать «чулок», который удлиняет конец проволоочки, так как температура жидкого металла на конце проволоочки может превышать $T_{пл}$ металла. Соответственно $w|_{T_{пл}=T_n} > 0$. Учет этого обстоятельства требует введения в задачу дополнительных условий.

В табл. 1 проведено сравнение значений w , вычисленных по формуле (3) и полученных в результате «точного» решения, в случае медных проволоочек (принято $\lambda_m = 0,85$ кал/(см·с·град), $\lambda_{КС} = 5,4 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $\lambda_r = 5 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $\eta_r = 8 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), $\rho_m c_m = 0,89$ кал/(см³·град), $T_r = 3000^\circ \text{C}$, $T_{пл} = 1083^\circ \text{C}$, $T_n = 600^\circ \text{C}$), откуда следует, что предложенная простая модель позволяет вычислить w с погрешностью 15–20% по сравнению с «точным», но громоздким решением.

Модель горения заряда с «иголками». Задача о горении заряда с «иголками» более сложна, чем задача о распространении пламени вдоль бесконечной проволоочки, помещенной в КС.

Для заряда с иголками точное решение было бы нереально громоздким, так как следовало бы дополнительно учесть нестационарность скорости пламени вдоль иголки, нестационарность скорости прогорания перемычек между соседними иголками и, естественно, хаотичность распределения и ориентации иголок в заряде. Поэтому построение приближенных моделей здесь неизбежно.

Таблица 1

u , см/с	d , мкм	w , см/с	
		расчет по (3)	«точное» решение
1	100	8,1	7,1
	200	5,2	4,4
	400	3,2	2,6
2	200	6,4	5,3

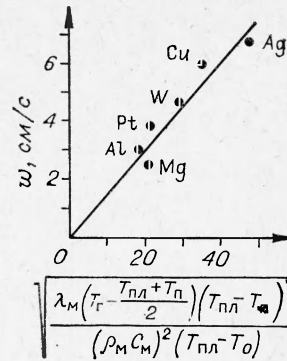


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных [1] с расчетной зависимостью скорости пламени вдоль бесконечной проволоочки от параметров, относящихся к проволочке и конденсированной системе.

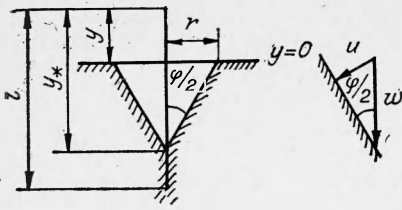


Рис. 2. К расчету конусообразной выемки вокруг иголки, помещенной в конденсированную систему.

Рассмотрим следующую модель. Цель расчета — вычисление средней (в масштабе L) скорости горения \bar{u} , если задана нормальная скорость горения КС u (которая считается постоянной во всех точках заряда), стационарная скорость пламени w вдоль иголки (считается, что стационарная скорость устанавливается мгновенно и остается постоянной вдоль всей иголки), а также весовая доля иголок в

заряде m . Принимается, что все иголки ориентированы параллельно оси заряда (т. е. по направлению распространения пламени), однако центры иголок расположены в заряде хаотично.

Доля площади поперечного сечения заряда, занятая иголками, S и число иголок на единицу площади поперечного сечения заряда N равны

$$S = \bar{m}\rho_m; \quad N = S/\frac{\pi d^2}{4} = \frac{4}{\pi d^2} m \frac{\bar{\rho}}{\rho_m}, \quad (4)$$

где $\bar{\rho} = \left(\frac{m}{\rho_m} + \frac{1-m}{\rho_{КС}} \right)^{-1}$ — средняя плотность заряда с иголками. Фиксируем произвольную поверхность $y=0$, которая пересекает N иголок/см², причем координата верхнего конца иголок лежит в пределах $0 \leq y \leq l$. Вероятность того, что для данной иголки координата ее верхнего конца будет лежать в пределах от y до $y+dy$, равна dy/l , а число иголок равно Ndy/l .

Поверхность $y=0$ движется со средней скоростью \bar{u} . Примем за начало отсчета времени момент, когда пламя оказалось в сечении $y=0$. Если координата верхнего конца иголки равна y , то это значит, что пламя коснулось иголки в момент $t = -y/\bar{u}$. За время t пламя продвинулось вдоль данной иголки на расстояние $y_* = w|t| = y \frac{w}{\bar{u}}$. Радиус основания выемки r вокруг иголки (на поверхности $y=0$) может быть найден из соотношений (рис. 2)

$$r/(y_* - y) = \operatorname{tg} \varphi/2; \quad u/w = \sin \varphi/2.$$

Объем выемки вокруг данной иголки

$$\frac{1}{3} \pi r^2 (y_* - y) = \frac{1}{3} \pi (y_* - y)^3 / \left[\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1 \right].$$

Доля поверхности (на плоскости $y=0$), занятая сечениями конусов вокруг иголок с координатами верхнего конца от y до $y+dy$,

$$\pi r^2 N dy/l = \pi \frac{N}{l} \left\{ \left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2 / \left[\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1 \right] \right\} y^2 dy,$$

а для всех иголок, пересекающих плоскость ¹ $y=0$,

¹ Данная модель применима при не слишком большом проценте иголок в заряде. Очевидно, что должно выполняться $S_{\text{игол}} \leq 1$. Отсюда после преобразования получим следующее условие применимости данной модели

$$m < \left\{ 1 + \frac{\rho_{КС}}{\rho_m} \left[\frac{4}{3} \left(\frac{l}{d} \right)^2 \frac{\left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1} - 1 \right] \right\}^{-1}.$$

$$S_{\text{кон}} = \int_{y=0}^l \pi \frac{N}{l} \left[\left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2 / \left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1 \right] y^2 dy = \pi \frac{Nl^2}{3} \left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2 / \left[\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1 \right]$$

Скорость увеличения объема выемки вокруг иголки с координатой верхнего конца от y до $y+dy$

$$\left| \frac{d}{dt} \left[\frac{\pi}{3} \frac{(y_* - y)^3}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1} \right] \right| = \pi \frac{(y_* - y)^2}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1} \frac{dy}{dt} = \pi \frac{w \left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1} y^2,$$

а скорость увеличения объема выемок вокруг всех иголок, пересекающих плоскость $y=0$,

$$\frac{dV_{\text{кон}}}{dt} = \int_{y=0}^l \frac{w \left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1} y^2 N \frac{dy}{l} = \frac{\pi}{3} Nl^2 \frac{w \left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1}. \quad (4)$$

Объем КС, сгорающий на плоских (не занятых конусами) участках поверхности

$$\frac{dV_{\text{пл}}}{dt} = u(1 - S_{\text{кон}}) = u \left[1 - \frac{\pi}{3} Nl^2 \frac{\left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2}{\left(\frac{w}{u} \right)^2 - 1} \right]. \quad (5)$$

Среднюю скорость горения определим из условия

$$\bar{u} [\text{см/с}] \cdot 1 [\text{см}^2] = \frac{dV_{\text{кон}}}{dt} [\text{см}^3/\text{с}] + \frac{dV_{\text{пл}}}{dt} [\text{см}^3/\text{с}]. \quad (6)$$

Подставляя (4), (5) в (6), получим после преобразований следующее выражение, которое позволяет определить среднюю скорость горения заряда с иголками:

$$\frac{\bar{u}}{u} = 1 + \frac{4}{3} \left(\frac{l}{d} \right)^2 \frac{1}{1 + \frac{1-m}{m} \frac{\rho_m}{\rho_{\text{КС}}}} \frac{\left(\frac{w}{u} - 1 \right)^2}{\frac{w}{u} + 1}. \quad (7)$$

Формула (7) обеспечивает предельный переход $\bar{u} \rightarrow u$ при уменьшении процента иголок в заряде ($m \rightarrow 0$), при уменьшении длины иголок ($l/d \rightarrow 0$), а также при уменьшении скорости пламени вдоль иголки ($w/\bar{u} \rightarrow 1$).

В табл. 2 значения \bar{u} , рассчитанные по формуле (7), сопоставлены с опытными данными для модельной смеси перхлората аммония с полиметилметакрилатом, $\alpha=0,6$ ($\rho_{\text{КС}}=1,7$ г/см³) с добавкой медных иголок диаметром 200 мкм и длиной 4 мм при давлении 40 атм.

Из табл. 2 следует, что при изменении нормальной скорости горения втрое, а содержания иголок — в 8 раз, формула (7) правильно описывает изменение средней скорости горения. Расчетные значения \bar{u} выше, чем экспериментальные (в рассмотренном примере на 10—30%). Это естественно, так как при выводе формулы (7) предполагалось, что все иголки ориентированы по направлению распространения пламени, в то время как в заряде они ориентированы хаотично.

Таблица 2

Катализатор	u , мм/с (опыт)	ω , мм/с (опыт)	\bar{u} , мм/с			
			$m=0,025$		$m=0,20$	
			расчет по (7)	опыт	расчет по (7)	опыт
—	6,4	42,9	14,5	11,2	22,6	20,5
1% аэросила	15,8	47,4	24,6	23,4	33,2	33,0
5% аэросила	18,0	55,5	28,4	24,2	38,6	34,1
1% Fe ₂ O ₃	13,0	49,5	22,7	20,3	32,2	28,3
5% Fe ₂ O ₃	14,4	55,6	25,3	22,1	35,9	30,8

В случае, когда $\omega/\bar{u} \gg 1$ и $\bar{u}/u \gg 1$ (а следовательно, и $\omega/u \gg 1$), формула значительно упрощается и становится наглядной

$$\bar{u} = B(l/d)^{2/3} u^{2/3} \omega^{1/3},$$

где $B = \left[\frac{4}{3} \left(1 + \frac{1-m}{m} \frac{\rho_M}{\rho_{КС}} \right) \right]^{1/3}$.

В этом случае средняя скорость горения заряда с иголками слабо растет с увеличением скорости пламени вдоль проволочки и существенно с ростом нормальной скорости горения КС и l/d .

Поступила в редакцию
5/VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Golub. J. Spacecraft, 1965, 2, 4, 593.
2. L. H. Saveny, R. L. Glick. J. Spacecraft, 1967, 4, 1, 79.
3. L. H. Saveny, T. T. Sawyer. AIAA Paper. 1967, № 67—102.
4. K. Jamazaki, H. Tokui. Bull. Chem. Soc. Japan, 1967, 40, 5, 1249.
5. И. Н. Лобанов, С. М. Жукова, Н. Н. Бахман. В сб. «Физика аэродисперсных систем». Вып. 7. Киев, Изд-во Киевского университета, 1972.
6. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский. Справочник по теплопередаче. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.

УДК 532.593

МЕТОДИКА ОПТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

(Новосибирск)

Разработка экспериментальных методов исследования ударно-волновых процессов в жидком водороде — актуальная задача физики ударных волн. Проведенные к настоящему времени измерения динамической сжимаемости жидкого водорода [1] и дейтерия [2] были ограничены использованием контактных датчиков. Поскольку жидкий водород —