

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ПИРОЛИЗЕ

Л. К. Гусаченко

Газодинамика и теплопередача в зазоре между сублимирующей поверхностью и горячей пластинкой рассмотрены в работе [1]. Затем в [2] эти результаты успешно применялись в случае, когда давление p_1 , прижимающее горячую пластинку к сублимирующей поверхности, несколько превышает атмосферное давление p_0 . В последнее время выяснилось, что для практики может представлять интерес пиролиз под большой нагрузкой, когда $p_1/p_0 \gg 1$. В этом случае полученные в [1] зависимости непригодны, так как из-за неучета инерционного члена в уравнении движения из них не следует возможность запирания при достижении скорости звука в зазоре.

Предположим, что можно пренебречь переменной (по поверхности) температуры пластинки и температуры T_s сублимирующей поверхности. Теплопередачу считаем чисто кондуктивной, что выполняется при $c_p \Delta T / Q \ll 1$. Здесь ΔT — температурный перепад в зазоре, Q — теплота сублимации, включающая в себя и теплоту на подогревание приповерхностных слоев сублимирующегося вещества от начальной температуры до T_s . Тогда толщину Δz зазора можно считать всюду одинаковой. Для вязкости μ теплопроводности λ и температуры T газа в каждом сечении зазора будем принимать средние значения. Для круглой пластинки течение газа в зазоре описывается уравнениями (для средних по толщине зазора величин):

$$1,2(\rho v^2 r)' / r = -p' - 12v\mu / (\Delta z)^2, \quad (1)$$

$$p = \rho RT, \quad (2)$$

$$RT = \text{const}, \quad (3)$$

$$2\pi r \Delta z \rho v = \pi r^2 m, \quad (4)$$

$$\lambda \Delta T / \Delta z = Qm. \quad (5)$$

Здесь $1,2 = (\overline{v^2}) / (\bar{v})^2$, черта — знак осреднения по z (в (1)–(5) опущен), штрих означает дифференцирование по радиусу r , m — массовая скорость сублимации. Граничное условие (на краю пластинки) к (1) имеет вид

$$p(r_0) = p_0. \quad (6)$$

В дальнейшем это условие будет уточнено. Кроме (1)–(6), выполняется условие механического равновесия пластинки

$$\int_0^{r_0} 2\pi r p dr = \pi r_0^2 p_1. \quad (7)$$

Из (1)–(5) следует уравнение для безразмерной скорости

$$rM'(1-M^2) = M(1+AM^2), \quad M(r_0) = M_0 \quad (8)$$

Здесь $M = v / \sqrt{RT/1,2}$, $A = 2 + 20PrQ / (c_p \Delta T)$, $Pr = \mu c_p / \lambda$ — число Прандтля. Величина M_0 выражается через p_0 с помощью (2)–(5)

$$M_0 = (A-2) m^2 r_0 RT / (40 \mu p_0 \sqrt{RT/1,2}). \quad (9)$$

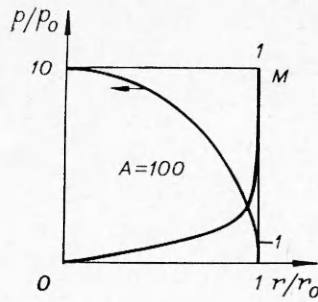


Рис. 1.

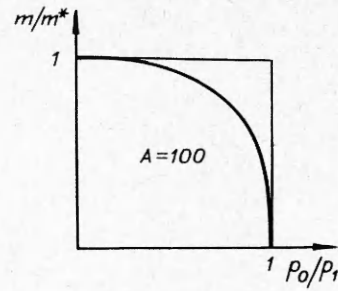


Рис. 2.

Из (8) видно, что значение $M=1$ может достигаться на краю пластинки. Если при заданном p_1 будем уменьшать p_0 , скорость пиролиза m может только возрастать (в частности, при $p_0=p_1$ она равна нулю). Согласно (9), число M на выходе также должно увеличиваться пока не достигнет единицы. При дальнейшем уменьшении p_0 вывод (9) противоречит уравнению (8), граничное условие к (8) должно иметь вид

$$M(r_0) = \min(M_0, 1). \quad (10)$$

Так как дальнейшее уменьшение p_0 не влияет на течение в зазоре, можно говорить о заперении потока, при этом величина $\sqrt{RT}/1,2$ играет роль скорости звука. Решение уравнения (8):

$$r/r_0 = [M/M(r_0)] \{ [1 + AM^2(r_0)] / (1 + AM^2) \}^{0,5(1+1/A)}. \quad (11)$$

Из (4), (11) следует выражение для давления

$$p/p(r_0) = (r/r_0) M(r_0) / M. \quad (12)$$

При докритическом истечении $p(r_0)$, согласно (6), равно p_0 , значение $p(r_0)$ при критическом истечении определяется ниже. Из (7), (11), (12) следует

$$\begin{aligned} p(r_0) M(r_0) / (A p_1) &= f(A, M(r_0)) \equiv \\ &= 1,5 M^3(r_0) (1 + 3/A) / \{ 1 + 3M^2(r_0) + [1 + AM^2(r_0)]^{1,5(1+1/A)} \}. \end{aligned} \quad (13)$$

При докритическом истечении, подставляя (9) в (13), получим трансцендентное уравнение для скорости M . При критическом истечении, полагая в (13) $M(r_0) = 1$, получим

$$p(r_0) / p_1 = A f(A, 1). \quad (14)$$

Согласно (14), критическое истечение имеет место при

$$p_0 \leq p_1 A f(A, 1). \quad (15)$$

Подставляя вместо $M(r_0)$ в левую часть (13) выражение из (9) (вместо M_0 , p_0 там должно быть $M(r_0)$, $p(r_0)$), получим выражение для скорости пиролиза при критическом истечении

$$m^* = \sqrt{40 f(A, 1) \mu p_1 / (r_0 \sqrt{1,2 RT})}, \quad p_1 > p_0 / A f(A, 1). \quad (16)$$

Во многих случаях $A \gg 1$, при этом $f(A, 1) \approx 1,5/A^{1,5}$. На рис. 1 дано распределение давления и скорости газа по радиусу при критическом

истечении. На рис. 2 показано (расчет по (13)), как скорость пиролиза стремится к своему пределу m^* при уменьшении p_0 . Запирание здесь происходит при $p_0/p_1=0,154$, но уже гораздо раньше (начиная с $p_0/p_1 \approx 0,5$) можно считать $m \approx m^*$.

НИИПММ
при Томском государственном
университете

Поступила в редакцию
16/II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Кэнтрелл. РКТ, 1963, 1, 7.
2. Е. В. Ткаченко, В. Б. Улыбин, А. С. Штейнберг. ФГВ, 1969, 6, 1.

О НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРАХ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОВ ИЗ ВЗРЫВЧАТЫХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ АЗИДОВ

Д. А. Власов, Л. И. Муравина, А. Ф. Чумак

Иницирующая способность ВВ в основном определяется скоростью и давлением детонации. В литературе [1—7] почти нет фактического материала даже по такой характеристике, как скорость детонации основных иницирующих взрывчатых веществ — неорганических азидов свинца, серебра, кадмия.

В работе исследована зависимость скорости детонации перечисленных выше азидов от плотности заряда. Скорости детонации азидов измерялись на установке СФР-1 (в режиме фоторазвертки), а давление детонации определялось по методу «аквариума» [8]. Плотность зарядов ($d=3$ мм, $l=20$ мм) изменялась от $2 \cdot 10^3$ кг/м³ до максимальной плотности, которую имели заряды при удельном давлении прессования 3000 кг/см² ($3,7-4,3$) $\cdot 10^3$ кг/м³.

Методика определения скорости и давления детонации была предварительно проверена на зарядах из тэна тех же размеров и той же плотности. В этом случае получена удовлетворительная сходимость результатов с известными литературными данными.

Результаты экспериментов представлены на рис. 1, 2. На основании экспериментальных данных путем обработки на электронно-вычислительной машине методом наименьших квадратов получены математические выражения зависимости скорости и давления детонации исследованных азидов от плотности, представленные в таблице и в виде прямых на рис. 1, 2.

На рис. 1 видно, что с изменением плотности заряда скорости детонации азидов свинца и азидов серебра изменяются практически одинаково и почти совпадают по величине, тогда как скорость детонации азидов кадмия при той же плотности значительно меньше.

Давления детонации азидов свинца и азидов кадмия при одинаковых плотностях близки по величине (см. рис. 2). В то же время давление детонации азидов серебра в исследованном интервале плотностей ниже, чем у азидов свинца и кадмия, причем с увеличением плотности заряда разница возрастает. Возможно, что снижение давления детонации зарядов азидов серебра при высокой плотности связано с меньшим содержанием по объему газообразных продуктов в продуктах взрыва азидов серебра по сравнению с азидом свинца.