

случая взаимодействия керамическое топливо — натрий. Начальная температура топлива выбиралась равной температуре плавления. Как видно из рисунка, у керамического топлива температура поверхности при контакте с натрием почти на 1500°C ниже температуры кристаллизации. При взаимодействии металлов с водой $T_{\text{п}}$ понижается, согласно (10), не более чем на 100°C . Можно заключить, что после попадания топлива в натрий начинается кристаллизация последнего и время кристаллизации, рассчитанное по формуле (5), соизмеримо с временем дробления (2).

Для ядерных топлив определяющими будут тепловые процессы при любых We, а при взаимодействии металлов с водой — гидродинамические процессы. Характерный размер частиц, получающихся при дроблении, для топлива определяется формулой (8), для случая металлы — вода — (9). Из (8) следует, что при взаимодействии UO_2 с натрием характерный радиус частиц составляет $0,32 \cdot 10^{-3}$ м, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными ($0,25 \div 0,3 \cdot 10^{-3}$ м [5]). Размер частиц, получающихся при дроблении металлов в воде, приведен ниже.

	Cu	Al	Fe	Pb	Sn	Zn
$R_m \cdot 10^{-3}$, м	0,16	0,11	0,064	0,05	0,13	0,22

В экспериментах по вливанию расплавленной меди в воду получен характерный размер $0,21 \cdot 10^{-3}$ м [6].

Приведенные оценки по характерным размерам частиц, полученных при дроблении, согласуются с экспериментальными данными. Это позволяет использовать их при расчете механической энергии парового взрыва. Особое значение величина выделяемой энергии при взаимодействии топлива и охладителя имеет в ядерной энергетике, где к безопасности ядерных реакторов предъявляются жесткие требования.

Эксперименты с ядерным топливом достаточно трудны, и встает вопрос о замене топливного материала каким-либо другим, имитатором его. Поскольку доля тепловой энергии, переходящей в механическую, определяется размером частиц, то в качестве критерия, влияющего на выбор вещества, можно использовать размер частиц и параметры, определяющие переход тепловой энергии в механическую (c_p , ρ , λ). Например, UO_2 —Na можно заменить Al_2O_3 —Sn. Расчетный размер частиц Al_2O_3 при вливании в олово равен $0,4 \cdot 10^{-3}$ м.

Поступила в редакцию 7/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. E. S. Gannerson. Nucl. Techn., 1980, 42, 3, 380.
2. A. W. Gronenberg. Nucl. Safety, 1980, 21, 319.
3. Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. Т. 16. М.: ВИНТИ, 1981.
4. Г. Паркус. Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Наука, 1963.
5. Ю. К. Букша, Ю. Е. Багдасаров, И. А. Кузнецов. Атомная энергия, 1976, 41, 1.
6. W. Zyszkowski. Nucl. Techn., 1977, 33, 1, 40.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ HN_3 ВБЛИЗИ ПРЕДЕЛОВ

Г. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева, В. П. Фокеев
(Москва)

К. Пайяр, Ж. Комбурье, Г. Дюпре, Р. Лисбе
(Орлеан)

В работах [1, 2] измерены значения скорости детонации HN_3 в узких трубках, а также получены зависимости от времени теплового потока в стенки трубки и профили давления в трех точках по длине трубы. Сравнение результатов экспериментов с теоретическими расчетами,

Таблица 1

p_0 , торр	T_p , К	p_1/p_0	ρ_0/ρ_p	D_p , м/с	D_∞ , м/с	Состав продуктов детонации							
						$H_2 \cdot 10^4$	N_2	$NH \cdot 10^4$	$NH_2 \cdot 10^6$	$NH_3 \cdot 10^7$	$N_2 \cdot 10^{10}$	H	$N \cdot 10^3$
1	3355	49,30	0,5471	2478	—	0,437	0,6260	0,0969	0,0134	0,0279	0,0256	0,3300	0,332
2	3468	50,60	0,5479	2513	—	0,495	0,6294	0,154	0,0264	0,0656	0,0657	0,3206	0,408
3	3537	51,43	0,5480	2535	—	0,531	0,6315	0,202	0,0393	0,108	0,114	0,3149	0,461
4	3588	52,03	0,5482	2550	2752	0,558	0,6331	0,245	0,0521	0,154	0,169	0,3106	0,502
5	3629	52,55	0,5478	2562	2754	0,579	0,6343	0,284	0,0647	0,202	0,229	0,3072	0,537
10	3759	53,94	0,5491	2600	2760	0,650	0,6385	0,447	0,127	0,471	0,586	0,2959	0,655
15	3839	54,85	0,5492	2623	2765	0,694	0,6410	0,581	0,187	0,771	1,01	0,2888	0,734
20	3898	55,59	0,5487	2639	2770	0,726	0,6429	0,702	0,246	1,09	1,50	0,2873	0,797
24	3935	55,88	0,5499	2650	2779	0,748	0,6442	0,786	0,293	1,37	1,90	0,2801	0,835

проведенными в предположении о различных величинах теплотер в стенки трубок, может позволить сделать выводы о месте расположения плоскости Чепмена — Жуге, в которой осуществляется полное тепловыделение.

Расчеты состояния Жуге в газообразной NH_3 проведены в предположении, что термодинамическое равновесие устанавливается в плоскости Жуге. Условие Чепмена — Жуге считалось выполнимым по отношению к замороженной скорости звука. Результаты отражены в табл. 1, где приведены значения скорости детонации D_p , температуры T_p , отношения давлений p_p/p_0 и отношения удельных плотностей ρ_0/ρ_p в зависимости от начального давления p_0 при начальной температуре $T_0 = 298$ К, а также молярные доли компонентов продуктов детонации. В табл. 2, 3 и на рис. 1 показаны результаты расчетов параметров волны в точке Жуге при различной величине тепловыделения h (разность тепла разложения H и теплотер в стенки трубы Q). Вычисления проведены способом, аналогичным используемому в [3]. При этом учитывались потери тепла и не учитывались потери на трение. При определении D_p величина эффективного тепловыделения варьировалась от $h = H = 299,54$ (при $Q = 0$) до $164,73$ кДж/моль.

В [1, 2] показано, что экспериментальное значение скорости детонации NH_3 , экстраполированное к бесконечно широкой трубке (D_∞), не совпадает с расчетным значением D_p при $Q = 0$. Причина этого отклонения связана, вероятно, с особенностями кинетики реакции, которая, видимо, идет с максимумом тепловыделения. Такая возможность показана в работе [4]. Экстраполированное значение D_∞ соответствует $H = 86$ ккал/моль. Для выявления теплотер, определяющих понижение

Таблица 2

h , кДж/ /моль	p_1/p_0	T_p , К	D_p , м/с	Состав						
				H_2	N_2	$NH \cdot 10^4$	$NH_2 \cdot 10^6$	$NH_3 \cdot 10^7$	H	$N \cdot 10^3$
299,54	49,3	3355	2478	0,437	0,6260	0,969	0,134	0,28	0,3300	3,32
284,57	47,7	3279	2453	0,0553	0,6330	0,826	0,146	0,40	0,3115	2,28
269,57	46,3	3211	2394	0,0676	0,6404	0,701	0,155	0,55	0,2918	1,59
254,60	45,0	3147	2355	0,0804	0,6481	0,595	0,161	0,72	0,2714	1,13
239,64	43,6	3086	2316	0,0937	0,6562	0,499	0,164	0,92	0,2501	0,798
224,63	42,3	3026	2279	0,1075	0,6644	0,414	0,164	1,1	0,2280	0,564
209,67	41,0	2967	2241	0,1216	0,6729	0,338	0,161	1,4	0,2054	0,393
194,70	39,7	2908	2203	0,1361	0,6836	0,271	0,155	1,7	0,1824	0,269
179,74	38,3	2845	2164	0,1508	0,6905	0,210	0,146	2,0	0,1587	0,178
164,73	36,9	2779	2125	0,1657	0,6994	0,158	0,134	2,3	0,1349	0,113

Примечание. $p_0 = 1$ торр.

Таблица 3

h , кДж/ /моль	p_p/p_0	T_p , К	D_p , м/с	Состав						
				H_2	N_2	$NH \cdot 10^4$	$NH_2 \cdot 10^3$	$NH_3 \cdot 10^3$	H	$N \cdot 10^3$
299,54	55,6	3898	2639	0,0726	0,6429	0,702	0,246	0,109	0,2837	0,797
284,57	53,8	3813	2595	0,0943	0,6501	0,599	0,252	0,137	0,2649	0,582
269,57	52,1	3731	2551	0,0965	0,6575	0,510	0,255	0,169	0,2455	0,427
254,60	50,5	3651	2508	0,1092	0,6652	0,427	0,253	0,204	0,2252	0,309
239,64	48,9	3572	2465	0,1221	0,67314	0,353	0,248	0,242	0,2045	0,222
224,63	47,3	3492	2422	0,1353	0,68114	0,288	0,239	0,285	0,1834	0,156
209,67	45,66	3410	2379	0,1489	0,6892	0,229	0,226	0,331	0,1618	0,107
194,70	44,0	3326	2334	0,1625	0,6975	0,176	0,210	0,381	0,1399	0,710
179,74	42,2	3236	2288	0,1761	0,7057	0,132	0,190	0,436	0,1181	0,451
164,73	40,5	3141	2240	0,1897	0,7138	0,0933	0,167	0,496	0,0965	0,268

Примечание. $p_0 = 20$ торр.

скорости детонации в узких трубках ($D_p - D$), проведен расчет параметров детонации с $H = 86$ ккал/моль при различных значениях Q . Тогда зависимости D_∞ и D_p от p_0 совпадают, и каждая экспериментально найденная скорость детонации для заданных диаметров трубок d и начальных давлений будет соответствовать вполне определенному значению h .

В работе [1] получены экспериментальные кривые зависимости от времени величины теплопотерь на моль вещества в трубках различного диаметра в трех различных сечениях. Интегрирование этой величины позволило построить зависимости количества ушедшего в стенку тепла на единицу площади (q) от времени (рис. 2).

За начало отсчета времени взят момент прохождения детонационного фронта через фиксированное сечение. Величина $Q = \int q ds$ — количество тепла, ушедшего в поверхность трубки от фронта до этого сечения трубки. Из рис. 2 видно, что с уменьшением диаметра трубки теплопотери снижаются в соответствии с уменьшением скорости теплопередачи, зарегистрированной тонкопленочным платиновым датчиком сопротивления.

Полученные зависимости тепловых потерь позволили сопоставить их с расчетной величиной и оценить время прохождения t_r (и соответственно длину) зоны реакции при детонации NH_3 в узких трубках. Предполагалось, что скорость детонации определяется количеством тепла, аккумулируемым газом до сечения, в котором скорость теплопотерь становится равной скорости тепловыделения, причем это сечение находится в конце зоны реакции, где достигается химическое равновесие. Продол-

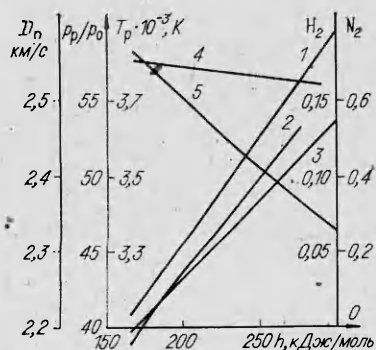


Рис. 1. Зависимость расчетных параметров детонации NH_3 от эффективного тепловыделения h для $p_0 = 10$ торр. 1 — D_p , 2 — T_p , 3 — p_p/p_0 ; 4, 5 — мольные доли N_2 и H_2 соответственно.

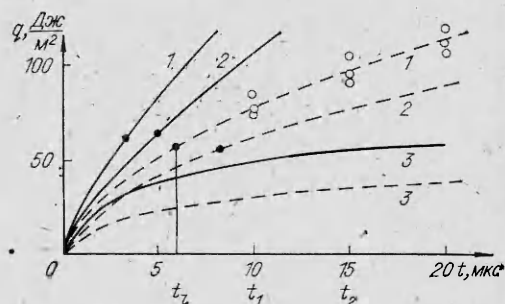


Рис. 2. Зависимость теплопотерь в стенке трубки от времени при различных диаметрах трубки.

— $p_0 = 20$ торр, --- $p_0 = 10$ торр;
● — конец зоны реакции; ○ — расчет по экспериментальному профилю давления. d , мм:
1 — 10, 2 — 5, 3 — 2.

Рис. 3. Экспериментальные профили давления за детонационной волной для $p_0 = 10$ торр.

Расчет: 1 — $p_p/p_p^0 = 0,957$, 2 — $p_p/p_p^c = 0,908$.

жительность прохождения зоны реакции мимо определенной точки трубы оценивали следующим образом: по экспериментальной скорости детонации от тепловыделения (см. рис. 1) определяли теплотерии, при которых полная величина тепловыделения $h = H - Q$. Сопоставление Q с зависимостями на рис. 2 дало значение времени прохождения зоны реакции.

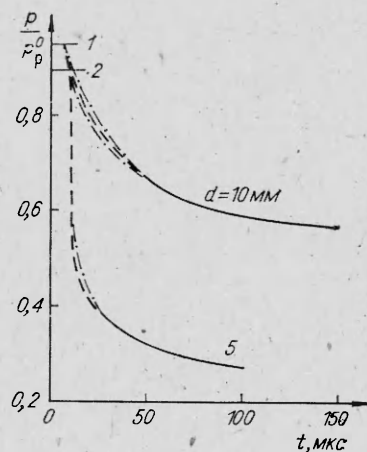
Значения t_r (отмечены точками на рис. 2) для трубок с диаметром 10 и 5 мм оказались равны соответственно 5,9 и 8,5 мкс при $p_0 = 10$ торр. В случае детонации в трубке диаметром 1 и 2 мм этот способ не позволил оценить t_r , так как понижение скорости детонации соответствовало такой большой величине теплотерии Q , которая не реализовывалась за время наблюдения. В трубках малого диаметра, по-видимому, более существенно влияние потерь импульса, которыми в расчетах пренебрегали.

Дополнительные сведения о состоянии газа за детонационной волной получены с помощью осциллограмм давления. Сопоставлением экспериментально найденной скорости D с видоизмененным расчетом скорости D_p (см. рис. 1) определялась величина соответствующего тепловыделения и все остальные расчетные параметры детонации. Выбранное таким образом p_p в конце зоны реакции соответствует тепловыделению h и скорости D_p , равной экспериментальной величине D . Расчетная величина давления сравнивалась с экспериментально измеренными [2], которые регистрировались с помощью пьезодатчиков, расположенных в трех сечениях трубок (1,4; 2,4 и 3,4 м) и соединенных заподлицо с внутренней поверхностью.

На рис. 3 сплошными и штриховыми линиями представлены типичные профили давления, зарегистрированные при детонации HN_3 в трубках на расстоянии 3,4 м от начала. Значения p отнесены к идеальному давлению Чепмена — Жуге p_p^0 , рассмотренному с полным тепловыделением.

Регистрация давления в начальный период затруднена из-за большой разницы давлений в узких трубках в плоскости Чепмена — Жуге и в волне разрежения (экспериментально полученные зависимости давления от времени в первые 20—40 мкс проведены штриховой линией). Штрихпунктирными кривыми даны возможные вариации профиля давления. Видно, что штриховая линия идет от расчетного значения p_p , достигаемого в момент t_r , т. е. определенные экспериментально профили давления хорошо согласуются с временами реакции.

В работе [2] показано, что профили давления указывают на формирование стационарной волны разрежения за детонационным фронтом. Однако сравнение со стационарным профилем, рассчитанным в [2] по методу Эдвардса [5], оказалось совершенно неудовлетворительным. Вероятно, это связано с тем, что в формулах Эдвардса предполагалось постоянство коэффициента трения по длине трубок. В настоящей работе вывод о формировании стационарного профиля и о преимущественном влиянии теплотерии на его формирование проверяли следующим образом. По экспериментальному профилю давления рассчитаны параметры течения, в том числе температуры торможения относительно стенки. По изменению температуры определяли величину теплотерии, которую сравнивали с экспериментальной зависимостью $q(t)$ (см. рис. 2).



В расчете исходили из предположения, что расчетные параметры Чепмена — Жуге (с учетом теплопотерь) реализовывались в плоскости, соответствующей найденному t_r . Расчет проводили для достаточно больших диаметров трубок и начальных давлений, когда заведомо осуществляется режим распространения детонации с многоголовым фронтом. Тогда в момент $t = t_r$ (см. рис. 2) $p_p = p_r$, число Маха течения относительно фронта детонации $M_{rB} = 1$, все остальные параметры брали из расчета (см. табл. 2, 3). Параметры течения в некоторый момент $t_1 > t_r$ определили следующим образом:

давление p_1 — из экспериментальной зависимости (см. рис. 3),
число Маха течения M_{1B} относительно фронта — из зависимости [6]

$$(\gamma M_{rB} + 0) p_p = (\gamma M_{1B}^2 + 1) p_1,$$

температуру в сечении I — из формулы

$$T_p (\gamma M_{2B}^2 + 1) / M_{rB}^2 = T_1 (\gamma M_{1B}^2 + 1) / M_{1B}^2.$$

После определения числа Маха течения $M_{ст}$ относительно стенки канала находим температуру торможения T^* в сечениях r и I :

$$T_{r1}^* = T_{r1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{стr1}^2 \right), \quad T_r = T_p.$$

Предполагается, что вне зоны реакции ($t > t_r$) состояние продуктов детонации равновесное. Беря из расчета теплоемкость c_p и молекулярную массу μ продуктов детонации, а также среднее значение плотности ρ между сечением r ($\rho_r = \rho_p$) и сечением I (ρ_1), получаем значение теплопотерь ΔQ в зависимости от массы газа, заключенного между сечениями, соответствующими моментам t_r и t_1 :

$$\Delta Q = (T_r^* - T_1^*) c_p \bar{d} \rho / 4 \mu.$$

Это значение ΔQ сравниваем с изменением Q за интервал времени $t = t_r$, отмеченный на рис. 2 черной точкой, до выбранного момента времени t_1 . Расчет в сечении 2 проводится таким же образом, взяв за исходное состояние в сечении 1.

На рис. 2 светлыми кружками представлены результаты расчета для $p_0 = 10$ торр и $d = 10$ мм. Удовлетворительное согласие расчета с ходом экспериментальной кривой теплопотерь в стенку свидетельствует об определяющей их роли в изменении параметров за фронтом детонации и о формировании стационарного профиля. Возможные изменения хода давления, показанные на рис. 2, приводят к незначительному разбросу, не меняющему общий вид зависимости теплопотерь от времени.

Поступила в редакцию 25/VIII 1983,
после доработки — 21/II 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Paillard, G. Dupre, R. Lisbet e. a. Acta Astron., 1979, 6, 227.
2. C. Paillard, G. Dupre, R. Lisbet e. a. Prog. Astron. Aeron., 1980, 75, 134.
3. Ю. А. Николаев, М. Е. Толчяин. ФГВ, 1977, 13, 3.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, 10, 5, 542.
5. D. H. Edwards, D. R. Brown, T. Hoepfer e. a. J. Phys. D. Appl. Phys., 1970, 3, 365.
6. Л. Г. Лойцаиский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.