щее на преграду сверху, *3* — давление, действующее на преграду снизу, *4* — скорость преграды. Наибольшие отклонения результатов отдельных измерений в опытах от средних значений не превышали 30—40%.

Из графиков видно, что в момент подхода фронта ударной волны к преграде давление, действующее на нее сверху, скачком возрастает, а в дальнейшем постепенно убывает. В тот же момент времени начинается ускоренное движение преграды, приводящее к образованию непрерывной волны сжатия за ней. Давление, действующее на преграду снизу, вызываемое ее смещением, возрастает постепенно, по мере роста скорости преграды.

При $t = t^*$ давление снизу достигает максимума и становится больше давления сверху. Ускорение преграды при этом уменьшается до нуля. При $t > t^*$ скорость преграды убывает, давление сверху меньше, чем снизу, ускорение отрицательно. На фиг. 6 и 7 обозначено только экспериментальное значение t^*.

Нагрузки, испытываемые преградой, при $t > t^*$ практически равны напряжению в падающей волне. Можно считать, что преграда вовлечена в движение вместе с грунтом. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений давления, действующего сверху и снизу на преграду, значений t^* и скорости преграды свидетельствует об удовлетворительной сходимости данных опыта и расчета как по общему характеру, так и по численным значениям.

Таким образом, экспериментально определена кривая динамической сжимаемости грунта. Показано, что эта кривая при давлениях, превышающих $15—20 \cdot 10^5$ *н / м²*, соответствует уравнению состояния водонасыщенного грунта как трехкомпонентной идеальной жидкости.

Полученные при расчете нагрузки на преграду оказались в удовлетворительном соответствии с результатами их непосредственного измерения в опытах.

Заметим, что здесь применена система *СИ*. Для удобства сопоставления с технической системой давление дано в 10^5 *н / м²*, что в первом приближении равно *кГ / см²*.

Авторы благодарят С. Д. Мизякина за участие в опытах.

Поступила 16 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах. Изв. АН СССР. ОТН, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
2. Ляхов Г. М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. Изд. «Недра», 1964.
3. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов. ПММ, 1960, т. 24, вып. 6.
4. Ляхов Г. М., Полякова Н. И. Взаимодействие ударной волны в упруго-пластической среде со смещающейся преградой. ПМТФ, 1962, № 5.
5. Ляхов Г. М., Покровский Г. И. Взрывные волны в грунтах. Госгортехиздат, 1962.
6. Григорян С. С., Ляхов Г. М., Мельников В. В., Рыков Г. В. Взрывные волны в лессовидном грунте. ПМТФ, 1963, № 4.
7. Нарожная З. В. Об экспериментальном определении скорости разгрузки в грунте при динамических процессах. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, № 1.

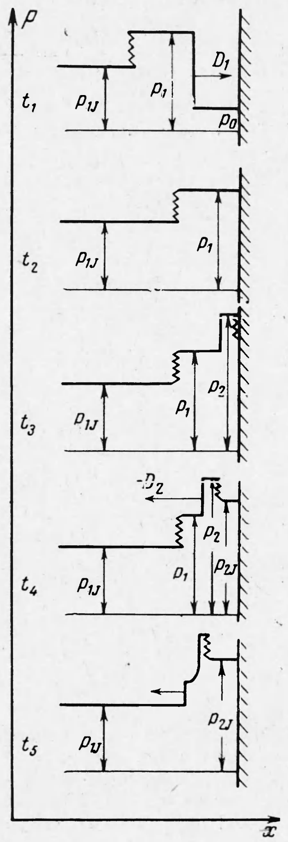
СТОЛКНОВЕНИЕ СО СТЕНКОЙ ВОЛН ОДНОМЕРНОЙ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ С БОЛЬШИМ И ПРЕНЕБРЕЖИМО МАЛЫМ ПЕРИОДАМИ ИНДУКЦИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Ю. Н. Денисов (Москва)

Для изучения недавно обнаруженных эффектов взаимодействия поперечных скачков и изломов, входящих в структуру фронта газовой детонации [1–4], так же как и для анализа других явлений волновой газодинамики — зарождающейся отрасли науки о взаимодействии волн в сверхзвуковых потоках [5], представляет интерес рассмотрение задачи о столкновении с абсолютно жесткой стенкой распространяющегося по реакционноспособной смеси плоского ударного фронта.

В отличие от известных исследований такой же задачи Л. Крюссаром, С. В. Измайловым, А. Ф. Беляевым [6–8], К. И. Щелкиным [9] и К. П. Станюковичем [7, 10], предположим, что отраженная волна является не ударной, а детонационной, распространяющейся по ударно сжатой и еще не прореагировавшей взрывчатой газовой смеси, рассматриваемой как идеальный газ. Это возможно, например, в том случае, если период индукции воспламенения в падающей волне намного превышает период индукции в отраженной волне детонации. Для газовых детонаций отношение начального давления к давлению за волной не будет [11] пренебрежимо малым ($p_0 / p_1 \approx \approx 1/_6 - 1/_{20}$), и поэтому падающая волна принимается произвольной.

В координатах p, x такой процесс столкновения и отражения волн можно представить для наиболее характерных этапов так, как показано на фиг. 1 для последовательных моментов времени t_1, t_2, t_3, t_4, t_5. На этой схеме индексы 0, 1, 2 указывают соответственно на начальное состояние газа и параметры в падающей и отраженной волнах.



Фиг. 1

Рассматривая течение в координатах, связанных с фронтом волны, и полагая, что газ у стенки неподвижен, т. е. что $u_0 = u_2 = 0$, запишем уравнения:

для падающей волны

$$\rho_0 D_1 = \rho_1 (D_1 - u_1), \qquad p_1 - p_0 = \rho_0 D_1 u_1, \qquad \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{2\gamma - (\gamma - 1) P_1}{2\gamma - (\gamma + 1) P_1} \tag{1}$$

для отраженной волны

$$\rho_2 D_2 = \rho_1 (D_2 + u_1), \qquad p_2 - p_1 = \rho_1 (D_2 + u_1) u_1$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{2\gamma + (\gamma + 1) P_2}{2(\gamma + q) + (\gamma - 1) P_2} \tag{2}$$

$$P_1 = 1 - \frac{p_0}{p_1}, \qquad P_2 = \frac{p_2}{p_1} - 1,$$

$$q = \frac{Q(\gamma - 1)}{p_1/\rho_1} = \gamma(\gamma - 1)\frac{Q}{c_1^2}, \qquad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \tag{3}$$

Здесь P_1 и P_2 — относительные перепады давления соответственно в падающей и отраженной волнах; D_1 и D_2 — скорости распространения соответственно падающей и отраженной волн; q — безразмерное энерговыделение, равное отношению теплоты сгорания единицы массы смеси к ее исходной внутренней энергии; c_p и c_v — удельные теплоемкости; c_1 — скорость звука в ударно сжатом газе за падающей волной. Последняя величина определяется по известным c_0 и числу Маха падающей волны M_1 как

$$c_1^2 = c_0^2 \frac{(2\gamma M_1^2 - \gamma + 1)[2 + (\gamma - 1) M_1^2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \tag{4}$$

Из уравнений (1) и уравнения количества движения в (2) следует, что

$$P_2 = P_1 \left[\frac{2\gamma - (\gamma - 1) P_1}{2\gamma - (\gamma + 1) P_1}\left(\frac{D_2}{D_1} + 1\right) - 1\right] \tag{5}$$

Кроме того, из (1) и (2) имеем соответственно формулы для квадрата относительной скорости газа

$$u_1^2 = (p_1 - p_0)\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right), \qquad u_1^2 = (p_2 - p_1)\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right) \tag{6}$$

Из (6) и уравнений Гюгонио из (1) и (2) следует

$$\frac{P_2 (P_2 - q)}{\gamma + 1/_2 P_2 (\gamma + 1)} = \frac{P_1^2}{\gamma - 1/_2 P_1 (\gamma + 1)} \tag{7}$$

Обозначая правую часть этого равенства через F, получим

$$P_2^2 - \frac{(\gamma + 1) F + 2q}{2} P_2 - \gamma F = 0 \tag{8}$$

Отсюда

$$P_2 = \frac{(\gamma + 1) F + 2q \pm \sqrt{[(\gamma + 1) F + 2q]^2 + 16\gamma F}}{4} \tag{9}$$

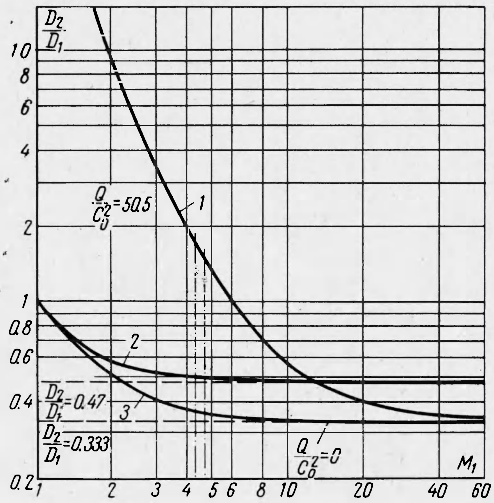
В этой формуле перед корнем выбираем знак плюс, так как детонационному режиму должно соответствовать такое изменение давления в волне, при котором $P_2 > 0$. При $Q = 0$ формула (9) сводится к известной формуле Крюссара — Измайлова для давления в ударной волне, отраженной от абсолютно жесткой стенки [6,7]

$$P_2 = \frac{\gamma P_1}{\gamma - {}^1/_2 P_1(\gamma + 1)} \tag{10}$$

Приравняв правые части уравнений (5) и (9), находим

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{(\gamma - 3)F + 2q + \sqrt{[(\gamma+1)F + 2q]^2 + 16\gamma F}}{4(F + P_1)} \tag{11}$$

При решении данной задачи одним из основных предположений было то, что в газе, находящемся в состоянии 1, химическая реакция воспламенения полностью отсутствует в течение некоторого времени. Поэтому данное рассмотрение в применении к реальным процессам пульсирующей детонации, очевидно, нужно рассматривать как предельное, так как в действительности газ в состоянии 1 может состоять не только из ударно сжатой исходной смеси, но должен включать еще и продукты детонации, обусловленные, например, периодической структурой волны или наличием тонкой структуры взаимодействующих поперечных скачков и изломов [1, 12, 13]. Для продуктов детонации справедлив изэнтропический закон, связывающий давление и плотность [10, 14]



Фиг. 2

$$p\rho^{-\gamma} = \text{const} \tag{12}$$

В связи с этим представляет интерес рассмотреть и другой случай, также являющийся предельным в применении к реальным процессам, когда предполагается, что вся область сжатого газа в детонационной волне сразу за падающим на стенку передним фронтом оказывается полностью заполненной продуктами детонации. Такое рассмотрение для сильной детонационной волны, т. е. в предположении $p_1 \gg p_0$, выполнено К. П. Станюковичем в 1946 г [7, 10]. Решим эту задачу вновь в применении к газовым смесям для произвольной волны, т. е. без учета малости p_0 по сравнению с p_1. Принимаем в исходных уравнениях (2) $Q = 0$, а уравнение Гюгонио из (1) заменим на получаемое из (12) и условия Жуге выражение для отношения плотностей

$$\rho_1 / \rho_0 = (\gamma + P_1) / \gamma \tag{13}$$

Тогда, решая систему (1) с заменой (13) и (2) с $Q = 0$, получаем следующие формулы для относительного перепада давления P_2 и отношения скоростей D_2 / D_1:

$$P_2 = P_1 \frac{(\gamma + 1) P_1 + \sqrt{(\gamma+1)^2 P_1^2 + 16\gamma^2}}{4\gamma} \tag{14}$$

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{(\gamma - 3) P_1 + \sqrt{(\gamma+1)^2 P_1^2 + 16\gamma^2}}{4(\gamma + P_1)} \tag{15}$$

Вычисление P_1 по известному числу M_1 падающей волны для подстановки в (9), (10) и (11) производится так же, как для ударной волны без энерговыделения

$$P_{1s} = 1 - \frac{p_0}{p_{1s}} = 1 - \frac{\gamma + 1}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \tag{16}$$

При построении графиков и таблиц зависимости D_2 / D_1 от целых чисел $M_1 \geqslant 2$ удобно также определять P_{1s} по формуле

$$(P_{1s})_M = \Big(\gamma \sum_{N=2}^{N=M} 2(2N-1)\Big)\Big[1 + \gamma\Big(1 + \sum_{N=2}^{N=M} 2(2N-1)\Big)\Big]^{-1} \tag{17}$$

Для подстановки в (14) и (15) величина P_1 вычисляется так же, как для детонационной волны в точке Жуге по формуле

$$P_{1J} = 1 - \frac{p_0}{p_{1J}} = 1 - \frac{\gamma + 1}{\gamma M_1^2 + 1} \tag{18}$$

На фиг. 2 показаны зависимости D_2 / D_1 от M_1, построенные для водородо-кислородной смеси с $\gamma = 1.4$ для двух рассмотренных предельных случаев (кривые *1* и *2*), а также приведена для сравнения кривая, рассчитанная по формуле (11) с учетом того, что $Q / c_0^2 = 0$ (кривая *3*). Пунктирные линии на графике являются асимптотами $D_2 / D_1 = 0.333$ и $D_2 / D_1 = 0.47$, которые соответствуют решениям для сильных ударных и детонационных волн. По поводу таких асимптотических решений попутно отметим, что, как следует из графика, в интервале чисел $M_1 = 4$—7, характерном для распространения волн в газах, пренебрежение p_0 по сравнению с p_1 в задачах о столкновениях со стенкой ударных и детонационных волн приводит к погрешностям, доходящим до 12 и 6% соответственно.

Две вертикальные штрих-пунктирные линии на фиг. 2 ограничивают околопредельную область чисел M_1 для падающих детонационных волн. Слева от этой области располагаются значения D_2 / D_1, получающиеся при отражении от стенки ударных волн, образующихся перед фронтом пламени в предетонационных режимах, так называемых «нестабильных» детонаций [15]. Справа от околопредельной области вплоть до точки пересечения кривых *1* и *2* при $M_1 = 13$ располагаются величины D_2 / D_1 для пульсирующей детонации. Еще дальше вправо за этой точкой пересечения, очевидно, не может иметь место явление распространения отраженной детонационной волны, так как для смеси с данной величиной Q / c_0^2 не существует падающих детонационных волн со столь большими числами Маха M_1. Например, для стехиометрической водородо-кислородной смеси расчетная максимальная скорость падающей детонационной волны равна 5100 *м / сек*, что соответствует числу Маха $M_1 = 10$. А реально получаемые скорости детонации в такой смеси пока не превышают достигнутой Шмидтом [16] скорости $D_1 = 4440$ *м / сек* ($M_1 = 8.65$) при начальном давлении $p_0 = 800$ *кг / см*^{2}. Отсюда — все экспериментальные значения D_2 / D_1 должны лежать внутри острого угла, образованного кривыми *1* и *2* слева от точки их пересечения.

Вблизи $M_1 = 1$ кривая *1* стремится в бесконечность, что физически может означать лишь одновременное самовоспламенение слабо возмущенного газа во всех точках рассматриваемого объема. При этом величина относительного перепада давления P_2, как видно из формулы (9), стремится к постоянной величине, равной безразмерной энергии самовоспламенения $q = \gamma(\gamma - 1) Q / c_0^2$.

В заключение автор благодарит Я. К. Трошина, предложившего исследовать процесс столкновения детонационных волн.

Поступила 3 XII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. Докл. АН СССР, 1959, т. 125, стр. 110.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. Изд-во АН СССР, 1963.
3. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1963.
4. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. Физматгиз, 1963.
5. Oppenheim A. K., Laderman A. J. Significance of detonation study to propulsion dynamics, 14-th Internat. Astronaut. Congr., Paris, 1963, vol. 1, Paris — Warzawa, 1965, 277—293.
6. Беляев А. Ф. К вопросу о столкновении ударных волн. Сборник статей по теории взрывчатых веществ под ред. Ю. Б. Харитона и К. К. Андреева. Оборонгиз, 1940, стр. 159—176.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. ГИТТЛ, М., 1954.
8. Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва. Судпромгиз, 1961.
9. Щелкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов, 1949.
10. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. ГИФМЛ, М., 1959.
11. Щетинков Е. С. Физика горения газов. Изд-во «Наука», 1965.
12. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Механизм детонационного сгорания, ПМТФ, 1960, № 1, стр. 21.
13. Schott G. L. Observation of the Structure of spinning detonation, Phys. Fluids, 1965, vol. 8, p. 850—865.
14. Зельдович Я. Б., Компанеец А. С. Теория детонации, 1955.
15. Greiter B., Cooper J. C., Gibson F. C., Mason C. M. Combustion and Detonation in Gases, J. of Appl. Phys., 1957, vol. 28, No. 3.
16. Schmidt A. Über den Nachweis der Gültigkeit der hydrodynamisch-thermodynamischen Theorie der Detonation für feste und flüssige Sprengstoffe, Z. Phys. Chem., 1941, A 189, p. 88—94.