

приводятся результаты решения задачи для изучаемой смеси без добавок. Результаты решения показывают, что общая картина распределения характеристик вдоль сопла при добавлении примесей меняется незначительно.

На рис. 5 приведены полученные значения коэффициента усиления в сечении сопла с площадью, в 25 раз превышающей критическое сечение в зависимости от концентрации примесей. Из рисунка видно, что полная замена азота на СО и О₂ приводит к уменьшению коэффициента усиления более чем в два раза. Добавка Н₂О к азоту вначале увеличивает k (при $\xi_{\text{H}_2\text{O}} \sim 0,003$), а затем уменьшает. Замена гелия на водород также ведет к небольшому увеличению коэффициента усиления (максимум при $\xi_{\text{H}_2} \sim 0,02$).

Колебательная температура молекул окиси углерода T_5 замораживается на более высоком уровне, чем для азота T_4 (рис. 6), тем не менее коэффициент усиления при замене азота на СО уменьшается. Это связано с уменьшением накачки на уровень (001) молекулы СО₂ из-за большей разницы в энергии уровней СО₂—СО, нежели СО₂—N₂. Добавление примесей во всех случаях приводит к уменьшению значений колебательных температур T_3 и T_4 . Особенно заметно влияние водяного пара; при этом T_2 приходит в равновесие с поступательной температурой.

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев, В. Н. Макаров и др. ФГВ, 1973, **9**, 4, 463.
2. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квант. электроника, 1974, **7**, 1633.
3. W. Hooker, R. Millikan. J. Chem. Phys., 1963, **38**, 214.
4. R. C. Millikan, D. R. White. J. Chem. Phys., 1963, **39**, 3209.
5. H. K. Shin. J. Chem. Phys., 1971, **55**, 11, 5233.
6. C. W. Rosenberg, K. N. Bray, N. H. Pratt. 13-th International Symposium Combustion, 1971.
7. D. J. Seery. J. Chem. Phys., 1972, **56**, 1, 631.
8. W. A. Rosser, R. D. Sharma, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1971, **54**, 3, 1196.
9. C. W. Rosenberg, K. N. Bray, N. H. Pratt. J. Chem. Phys., 1972, **56**, 7, 3230.
10. P. F. Zittel, C. B. Moore. Appl. Phys. Letters, 1972, **21**, 3, 82.
11. C. Simpson, T. R. D. Chandler. Proc. Roy. Soc. London, 1970, **A317**, 265.
12. D. R. White. J. Chem. Phys., 1967, **46**, 2016.
13. W. A. Rosser, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1971, **54**, 4131.

УДК 533.6.011.72

О РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПО НЕОДНОРОДНОЙ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

А. С. Компанец, В. И. Романова, П. А. Ямпольский

(Москва)

Изучение вещества, находящегося в экстремальном состоянии,— важная задача современной физики твердого тела. В связи с этим приобретает большое значение разработка новых экспериментальных методов получения вещества, сжатого до больших плотностей, и вещества, нагретого до высоких температур. Одним из методов получения высоких давлений, развитых в последние годы, является метод ударных волн. Использование последнего представляет собой эффективный способ по-

лучения твердых тел, находящихся в состоянии сильного сжатия и нагретых до высоких температур. Свинец, подвергнутый воздействию ударной волны с амплитудой в 9 Мбар, будет иметь плотность, в 2,4 раза превышающую исходную. При этом сжатии температура свинца за фронтом ударной волны будет 55 000 К [1].

Существует, однако, ряд задач физики твердого тела, где желательнее независимо варьировать степень сжатия и температуру вещества. Это связано с тем, что нагрев вещества и его сжатие по-разному связаны с энтропией тела. Сжатие приводит к уменьшению энтропии, а рост температуры связан с ее увеличением, разрыхлением вещества и с увеличением его удельного объема. Одно и то же давление, достигнутое по адиабате Гюгонио, приводит к меньшему сжатию вещества, чем полученное изэнтропическим сжатием. Таким образом, в ряде случаев представлялось бы чрезвычайно интересной возможность преобразования ударного сжатия в квазиизэнтропическое.

В настоящей работе рассматривается следующий способ управления параметрами ударного сжатия. На границе полуплоскости в твердом веществе создается ударная волна детонационной волной с постоянной амплитудой $\sim 3 \cdot 10^5$ атм. Ударная волна распространяется по веществу, описываемому двухчленным уравнением состояния, основные параметры которого (ρ_0 — начальная плотность, c_0 — скорость звука) варьируются (диапазон давлений определяется выбранным уравнением состояния [2]). В таком случае конденсированные среды открывают совсем новые возможности по сравнению с газами. В газе ударная волна, движущаяся в сторону уменьшения плотности, всегда имеет падающую амплитуду при растущем скачке температуры [3]. В конденсированной среде, как показали вычисления, скачки температуры на фронте могут как расти, так и падать, в зависимости от того, как изменяется вдоль направления распространения волны начальная скорость звука в среде. При этом давление во фронте всегда падает (рис. 1, 2).

В сообщении [4] приводились результаты расчетов для тех случаев, когда вместе с падением плотности среды в ней уменьшалась или была постоянна скорость звука. Ниже приведены данные, относящиеся к более широкой области изменения исходных параметров среды. Наряду со средой, в которой скорость звука падала вместе с плотностью, изучаются также среды, где ρ_0 падает, а c_0 растет. Это имеет место в твердых телах при неизменных модулях упругости. Всего выбраны восемь случаев с различными коэффициентами в формулах

$$V_0 = V_{00}(1 + \alpha \cdot m + \beta \cdot m^2); \quad (1)$$

$$c_0 = c_{00}(1 + \kappa \cdot m + \delta \cdot m^2), \quad (2)$$

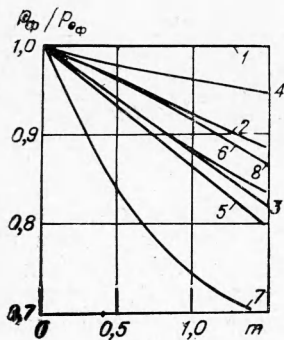


Рис. 1.

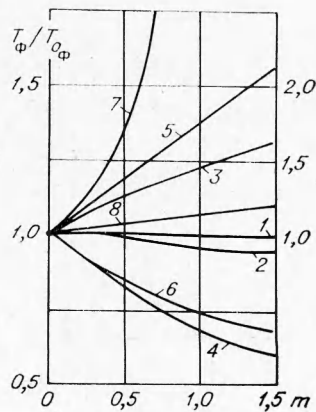


Рис. 2.

где V_{00} , c_{00} , α , β , κ , δ — произвольным образом выбираемые коэффициенты, характеризующие изучаемую среду с удельным объемом V_0 и скоростью звука c_0 ; m — массовая координата. Выбранные значения коэффициентов приведены в таблице.

Влияние неоднородности среды по ρ_0 и c_0 на распространение ударной волны по-иному сказывается на динамическом сжатии. Так, в четвертом варианте (см. таблицу и соответствующий график) давление во фронте уменьшилось на 5%, а скачок температуры — на 40%. Тем самым ударное сжатие такой среды приблизилось к изэнтропическому.

Это изменение произошло в точке с координатой $m=1,5$ г/см². Для сравнения был рассмотрен случай, когда детонационная волна непосредственно действует на вещество с такими ρ_0 и c_0 , какие оно имеет в этой точке. Тогда давление на 11%, а температура на 55% меньше, чем при $m=0$. Таким образом, если взять отношение $(\Delta T/T_0)/(\Delta p/p_0)$, где T_0 и p_0 — температура и давление во фронте ударной волны на границе полуплоскости, то в четвертом варианте оно равнялось 8, а в случае прямого удара этого вещества детонационной волной — 5.

Итак, в неоднородной среде соотношение параметров вещества в зоне сжатия может существенно отличаться от соотношения этих параметров сразу за фронтом ударной волны. Изменение скачка температуры очень чувствительно к коэффициенту κ , характеризующему изменение скорости звука в невозмущенном веществе. На рис. 1 и 2 показаны кривые изменения давления $p_\phi/p_{0\phi}$ и температуры $T_\phi/T_{0\phi}$ во фронте ударной волны для вариантов таблицы. Индекс ϕ означает величину во фронте ударной волны, а 0_ϕ относится к тем же величинам при $m=0$.

На рис. 2 справа дан масштаб для варианта 7. Кривые хорошо иллюстрируют влияние функций ρ_0 и c_0 на изменение термодинамических параметров в ударной волне.

Номер варианта	α	β	κ	δ
1	0,0	0,0	+0,0	0,0
2	0,5	0,0	+0,2	0,0
3	0,5	0,0	+0,0	0,0
4	0,5	0,0	+0,5	0,0
5	0,5	0,2	+0,0	0,0
6	0,5	0,2	+0,5	0,0
7	0,5	0,2	-0,5	-0,2
8	0,5	0,2	+0,2	0,0

Поступила в редакцию
8/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Э. И. Андрианкин, А. М. Коган и др. ПМТФ, 1962, 6.
4. В. И. Романова. ФГЗ, 1974, 10, 5.