

О ВЛИЯНИИ ИСХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СРЕДЫ НА ПАРАМЕТРЫ ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН

Н. А. КОСТЮКОВ, Г. Е. КУЗЬМИН
(Новосибирск)

Прохождение ударных волн в твердых телах может сопровождаться различными физико-химическими превращениями. Результаты превращения зависят от изменения состояния среды при ударно-волновом воздействии, которое, в свою очередь, определяется не только интенсивностью ударной волны, но и параметрами исходного состояния среды. При определенном сочетании исходных параметров становится возможным возникновение новых фазовых переходов и химических реакций [1—4], ударное упрочнение хрупких сплавов [5], прессование твердых и тугоплавких порошков [4, 5, 7] и т. д.

Реальные схемы ударного нагружения таковы, что нередко имеет место наклонное отражение ударных волн от границы раздела двух сред с различными свойствами. В связи с этим представляет интерес выяснить, насколько значительным может оказаться влияние изменения начальных параметров среды на параметры отражения.

1. Постановка задачи и объекты исследования. В работе исследовалась лишь область регулярных режимов отражения, так как в твердых телах структура течения при нерегулярном отражении пока не изучена. Согласно [8—10], критическое значение угла наклона падающей волны, при котором происходит переход от регулярного режима отражения к нерегулярному, принималось равным значению верхней границы области существования регулярных режимов.

Работа посвящена численному изучению влияния исходных характеристик среды и параметров нагружения на величину критического угла φ^* и величину давления p_2 за отраженной волной. В частности, подробно изучалась зависимость этих параметров от давления p_1 в падающей волне и от начальной температуры T среды. Кроме того, исследована зависимость давления за отраженной ударной волной от угла падения φ при различных начальных температурах T . Получены данные о влиянии начальной пористости металла на величину критического угла и на величину изменения давления при отражении.

В качестве объектов исследования выбраны алюминий, медь и вольфрам. Выбор обусловлен наличием надежных данных по уравнению состояния в широкой области изменения давления и температуры; отсутствием фазовых переходов в исследуемой области, что позволяет в чистом виде выделить влияние параметров исходного состояния и упростить интерпретацию полученных результатов; существенным различием выбранных сред по динамической сжимаемости, начальной плотности и таким параметрам, характеризующим изменение состояния вещества при нагревании, как теплоемкость и коэффициент объемного расширения.

Рассматривается падение плоской ударной волны AO на отражающую поверхность EF под углом φ (фиг. 1). Предполагается, что граничное условие, заключающееся в параллельности потока отражающей поверхности, может быть удовлетворено с помощью отраженной ударной волны OB [11]. Течение в областях 0, 1 и 2 считается однородным, а скорость распространения ударной волны AO относительно невозмущенной среды 0 — постоянной. Задача рассматривается в системе координат, связанной с точкой O , в которой она является стационарной.

2. Расчетные уравнения и метод решения. Согласно [11], выражение для величины угла отклонения потока падающей ударной волной θ_1 имеет вид

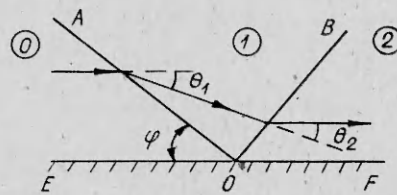
$$(2.1) \quad \theta_1 = \varphi - \operatorname{arctg} (V_1 \operatorname{tg} \varphi / V_0),$$

где V_0 и V_1 — удельные объемы среды в областях 0 и 1 соответственно. Величина удельного объема V_0 при температуре T может быть найдена из приближенного выражения

$$(2.2) \quad V_0 = V_{20} [1 + \beta_1 (T - 20) + \beta_2 (T - 20)^2].$$

Значения удельного объема при $T = 20^\circ\text{C}$ (V_{20}), коэффициентов β_1 и β_2 , а также теплоемкости C для трех исследуемых материалов приведены в табл. 1. Величина удельного объема за падающей ударной волной V_1 находится из адиабаты Гюгонно нагретого вещества. Если вещество подчиняется уравнению состояния Ми — Грюнайзена и изменение его внутренней энергии с нагревом описывается в приближении Дебая, то, согласно [12], уравнение адиабаты Гюгонно такого вещества с учетом нагрева имеет вид

$$(2.3) \quad p_1(V_1, T) = p_1(V_1, 20) + \frac{p_1(V_1, 20) (V - V_{20}) / V_1 + 2C (T - 20) / V_1}{2/\gamma (V_1) + 1 - V_0/V_1},$$



Фиг. 1

Т а б л и ц а 1

Материал	V_{20} , м ³ /Мг	β_1 , 10 ⁻⁶ град ⁻¹	β_2 , 10 ⁻⁸ град ⁻¹	C , Дж/(г·град)
Алюминий	0,369	67,8	29,40	0,90
Медь	0,112	50,1	2,16	0,39
Вольфрам	0,052	12,9	0,43	0,14

где $\gamma(V_1)$ — параметр Грюнайзена, который предполагается не зависящим от температуры.

Зависимости $\gamma(V_1)$ и адиабаты Гюгонно $p_1(V_1, 20)$ при $T = 20^\circ\text{C}$ заимствованы в форме таблиц для монолитных сред из [13], а для пористых сред — из [14—16]. Значения γ и p_1 в промежуточных точках находились методом кубической интерполяции.

Величина угла отклонения потока отраженной ударной волной θ_2 определяется из соотношения

$$(2.4) \quad \theta_2 = \nu - \arctg(V_2 \operatorname{tg} \nu / V_1),$$

где V_2 — удельный объем за отраженной волной; ν — угол между направлением потока вещества в области 1 и фронтом отраженной волны. Используя законы сохранения массы и импульса на фронте косоударной волны, можно записать следующее соотношение для величины угла ν :

$$(2.5) \quad \sin^2 \nu = \frac{[p_2(V_2, T) / p_1(V_1, T) - 1] / (V_0 - V_1)}{(V_1 - V_2) [1 + V_0^2 / (V_1^2 \operatorname{tg}^2 \varphi)]},$$

где $p_2(V_2, T)$ — давление за фронтом отраженной волны. Пренебрегая электронными членами в уравнении состояния Ми — Грюнайзена, что допустимо при не слишком высоких температурах, можно показать, что

$$(2.6) \quad p_2(V_2, T) = p_1(V_2, T) - \frac{p_1(V_2, T)(V_0 - V_1) - p_1(V_1, T)(V_0 - V_2)}{V_2 [2/\gamma(V_2) + 1] - V_1},$$

где $p_1(V_2, T)$ — давление, которое необходимо для сжатия вещества от удельного объема V_0 до V_2 одной ударной волной. Величина $p_1(V_2, T)$ определяется, следовательно, по адиабате однократного сжатия.

В качестве отражающей поверхности рассматривается «абсолютно жесткая» преграда, граничное условие которой имеет вид

$$(2.7) \quad \theta_1(\varphi, p_1, T) - \theta_2(\varphi, p_1, T, V_2) = 0.$$

Алгоритм определения давления $p_2(V_2, T)$ за отраженной волной для заданных φ , p_1 и T состоит из следующих шагов: из (2.2) вычисляется V_0 ; после этого из (2.3) определяется V_1 , причем $\gamma(V_1)$ и $p_1(V_1, 20^\circ)$ находятся интерполяцией по таблицам; из (2.1) вычисляется θ_1 ; уравнение (2.7) решается относительно V_2 , причем значения $p_2(V_2, T)$, ν и θ_2 находятся соответственно из (2.6), (2.5), (2.4). Для решения уравнения (2.7) применялся метод деления отрезка пополам, характеризующийся достаточно высокой скоростью сходимости, простотой и возможностью получения хорошей точности. При значениях угла падения φ , превосходящих критическое значение φ^* , уравнение (2.7) не имеет решений. При $\varphi < \varphi^*$ уравнение (2.7) имеет два решения, из которых, согласно [11], выбирается решение, соответствующее «слабой» ударной волне. При $\varphi = \varphi^*$ решение единственно. Значение φ^* может быть определено решением уравнения (2.7) относительно φ при одновременном выполнении условия $\partial\theta_2/\partial V_2 = 0$ (см. [10]). Анализ зависимости $\theta_2(V_2)$ показывает, что это соответствует точке максимума θ_2 . Таким образом, вместо уравнения (2.7) для каждой пары p_1, T решается уравнение

$$\theta_1(\varphi, p_1, T) - \max_{V_2} \theta_2(\varphi, p_1, T, V_2) = \bar{0},$$

или

$$\min_{V_2} [\theta_1(\varphi, p_1, T) - \theta_2(\varphi, p_1, T, V_2)] = 0.$$

Алгоритм определения φ^* для случая пористых металлов и достижимая точность ничем не отличаются от вышеописанного. Точность вычисления p_2 и φ^* определяется фактически только точностью задания начальных данных и точностью интерполяции по таблицам. В целом можно гарантировать, что точность определения p_2 и φ^* во всей исследованной области значений p_1 и T не хуже 0,1%.

3. Обсуждение результатов. В расчетах начальная температура алюминия изменялась от 20 до 520°C, меди — от 20 до 720°C, вольфрама — от 20 до 1020°C. При этом изменение начального удельного объема среды достигало нескольких процентов, теп-

Таблица 2

Среда	Начальная плотность, Мг/м ³	Амплитуда падающей волны, ГПа	Величина критического угла, град	Среда	Начальная плотность, Мг/м ³	Амплитуда падающей волны, ГПа	Величина критического угла, град	
Вольфрам	19,30	10	56,6	Алюминий	2,71	10	45,6	
		20	54,6			20	39,9	
		50	45,5			50	36,2	
	14,50	10	17,9		2,46	10	31,0	
		20	19,0			20	32,2	
		50	—			50	—	
Медь	8,90	10	49,9	1,93	10	22,0		
		20	43,5		20	24,0		
		50	36,5		50	—		
	7,81	10	24,1		1,35	10	20,0	
		20	26,8			20	22,5	
		50	28,0			50	27,0	
	7,35	10	20,3					
		20	23,9					
		50	26,1					

ловой энергии — нескольких сотен процентов. Такое увеличение тепловой энергии приводит к тому, что давление ударной волны, необходимое для сжатия среды до заданной плотности, возрастает на несколько десятков процентов за счет дополнительного увеличения теплового компонента.

Результаты расчетов показывают, что при амплитуде падающей ударной волны в несколько десятков гигапаскалей изменение величины критического угла не превышает 10%, что, согласно [8—10], лишь незначительно превышает предел точности существующих экспериментальных методов регистрации. Графики зависимости изменения величины критического угла $\Delta\varphi^* = [1 - \varphi^*(T)/\varphi^*(20)] \cdot 100\%$ от температуры и амплитуды падающей волны показаны на фиг. 2.

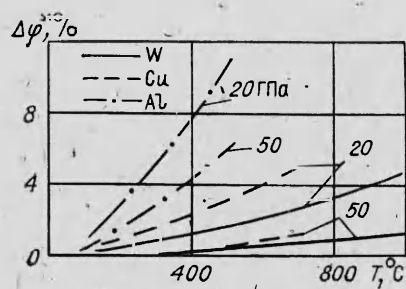
Значительное изменение величины критического угла наблюдается при уменьшении начальной плотности среды (за счет увеличения пористости). В табл. 2 представлены расчетные значения величины критических углов для разных значений начальной плотности среды при амплитуде падающей ударной волны $p_1 = 10; 20$ и 50 ГПа и температуре 20°C . Прочерки означают отсутствие данных по уравнению состояния среды при больших степенях сжатия, необходимых для расчета параметров отраженной ударной волны. Величина изменения давления за фронтом отраженной ударной волны, вызванного предварительным нагревом среды, зависит как от интенсивности падающей волны, так и от угла падения на отражающую поверхность.

Анализ полученных результатов показывает, что в исследованном диапазоне изменения начальной температуры и интенсивности падающей волны изменение давления отражения находится в основном в пределах 10%. На фиг. 3 показано влияние величины угла падения на относительное изменение давления отражения $\Delta p_2 = [1 - p_2(\varphi)/p_2(\varphi^*)] \cdot 100\%$ в меди при температурах 20 и 720°C в амплитудах падающей волны в 20 и 50 ГПа. Кривые относительного изменения давления отражения в зависимости от температуры $\Delta p_2 = [p_2(T)/p_2(20) - 1] \cdot 100\%$ при фиксированном значении угла падения $\varphi = \varphi^*$ представлены на фиг. 4.

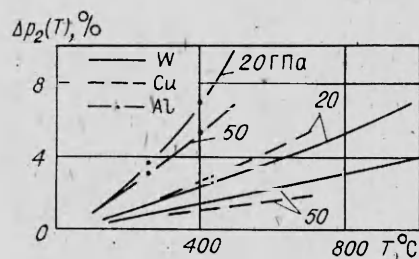
Влияние начальной плотности среды на давление отражения показано на фиг. 5 на примере отражения ударных волн в алюминии. Амплитуда падающей волны равна 10 ГПа, температура 20°C . Числа около кривых обозначают начальную плотность среды. Заштрихованная область недостижима при регулярном отражении. Видно, что с уменьшением начальной плотности давление отражения существенно увеличивается. Относительное изменение давления отражения $\Delta p_2 = [p_2(\rho_{00})/p_2(\rho_0) - 1] \cdot 100\%$ (ρ_{00} и ρ_0 — плотность среды в пористом и монолитном состоянии соответственно) может достигать сотен процентов. Причем это увеличение тем больше, чем меньше интенсивность падающей ударной волны и чем ближе величина угла падения к критическому значению [10].

Таким образом, результаты проведенного исследования показывают, что влияние параметров исходного состояния среды на ударно-волновое нагружение может оказаться несущественным и очень большим.

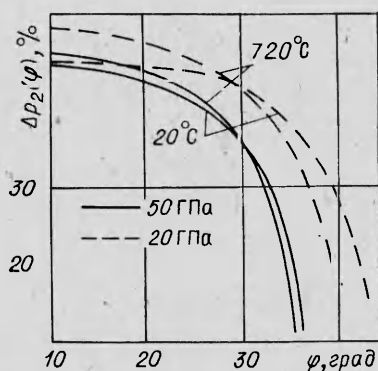
Так, изменение начальной температуры на несколько сотен градусов приводит к заметным изменениям адиабаты Гюгонио. В то же время изменения параметров отражения довольно незначительны и находятся в основном в пределах экспериментальной ошибки существующих методов регистрации.



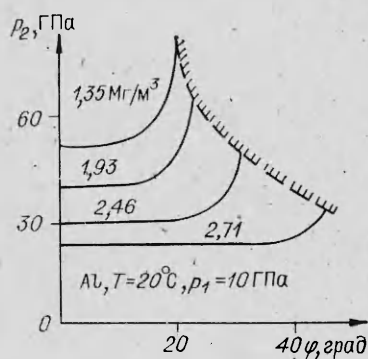
Ф и г. 2



Ф и г. 4



Ф и г. 3



Ф и г. 5

Изменение начальной плотности, не связанное с нагревом, может привести к существенному уменьшению величины области регулярных режимов отражения и к увеличению давления отражения в несколько раз. Последнее обстоятельство позволяет использовать пористые среды для усиления действия ударных волн [17].

Влияние начальной плотности на параметры отражения может быть объяснено с помощью следующих качественных рассуждений. Чем более сжимаемой является среда, тем больше угол θ_1 , на который отклоняется поток в падающей ударной волне. Поскольку переход регулярного отражения в нерегулярное наступает, когда величина угла θ становится больше предельного значения, на которое отраженная волна может развернуть поток, то в более сжимаемой (пористой) среде величина критического угла должна быть меньше, чем в монолитной.

Основная причина существенного увеличения давления отражения при уменьшении плотности заключается в следующем: чем более сжимаемой является среда, тем больше величина массовой скорости за фронтом ударной волны при заданной амплитуде давления p , следовательно, тем больше давление торможения потока о преграду.

Предварительный нагрев среды приводит одновременно к двум эффектам: уменьшению начальной плотности за счет термического расширения и дополнительному увеличению теплового компонента давления на величину, пропорциональную увеличению внутренней энергии, который препятствует сжатию. Малость изменений, вносимых нагревом, обусловлена, по-видимому, тем, что оба эффекта оказывают прямо противоположное воздействие на сжимаемость среды и, следовательно, на параметры отражения. Очевидно, что результат должен зависеть от соотношения теплоемкости вещества, характеризующей изменение внутренней энергии при изменении температуры, и коэффициента термического расширения, который характеризует изменение плотности.

В данной работе не рассматривалось отражение ударных волн от деформируемых преград. Согласно [18, 19], параметры отражения зависят от сжимаемости преграды. Принимая во внимание предыдущие рассуждения о влиянии температуры на сжимаемость среды, следует ожидать, что для металлических преград это влияние будет незначительным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson P. C., Stein B. A. and Davis R. S. Temperature dependence of shock — induced phase transformations in iron. — J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 2.
2. Coleburn N. L. and Forbes J. W. Anomalous effect of temperature on shock wave propagation in Cu — Zn. — J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 11.

3. Адагуров Г. А., Гольданский В. И. и др. Динамическое сжатие твердых веществ при сверхнизких начальных температурах.— Измер. техника, 1981, № 9.
4. Гемницкий И. П., Вайнберг М. А. и др. Получение пьезокерамики методом взрывного прессования.— Измер. техника, 1981, № 9.
5. Миндели Э. О., Мгеладзе З. И. и др. Влияние предварительного нагрева на упрочнение твердого сплава взрывом.— ФГВ, 1978, № 4.
6. Миндели Э. О., Чагелишвили Э. Ш. и др. Прессование порошка карбида вольфрама взрывом при высоких начальных температурах.— В кн.: II Всесоюз. школа-семинар по физике взрыва и применению взрыва в эксперименте. Новосибирск, 1980.
7. Миндели Э. О., Личели Г. П. и др. Влияние предварительного нагрева на процесс нанесения твердых частиц на плоские поверхности.— ФГВ, 1977, № 5.
8. Альшулер Л. В., Корнер Л. Б. и др. Нерегулярные режимы косоугольного столкновения ударных волн в твердых телах.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, вып. 5.
9. Костюков Н. А., Ставер А. М. Косое столкновение ударных волн в пористых металлах.— В кн.: Труды III симп. по обработке металлов взрывом. Марианске Лазне, 1976.
10. Костюков Н. А. Влияние начальной плотности вещества на режим косоугольного столкновения ударных волн.— ПМТФ, 1977, № 3.
11. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарное взаимодействие ударных волн. М.: Наука, 1977.
12. Mitchel A. C. and van Thiel M. Effect of temperature on shock wave propagation in Cu — Zn alloys.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 9.
13. Баум Ф. А., Орленко Л. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
14. Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 6.
15. Linde R. K., Seaman L. and Schmidt D. N. Shock response of porous copper, iron, tungsten and polyurethane.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 2.
16. Баканова А. А., Дудолов И. П., Сузулов Ю. П. Ударная сжимаемость пористых вольфрама, меди и алюминия в области низких давлений.— ПМТФ, 1974, № 2.
17. Костюков Н. А. Критерий усиления косоугольной ударной волны с помощью слоя пористого вещества.— ФГВ, 1980, № 5.
18. Sternberg I. M., Piacesi D. Interaction of oblique detonation waves with iron.— Phys. Fluids, 1966, vol. 9, N 7.
19. Костюков Н. А. Особенности наклонного отражения от преграды ударных волн в порошках.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1977, вып. 29.

Поступила 28/X 1983 г.

УДК 534.211 : 539.42 : 539.63

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ (АКУСТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

И. Х. АХМАДЕЕВ, Р. Х. БОЛОТНОВА

(Уфа)

1. Введение. Ударное нагружение различных тел и конструкций, осуществляемое взрывом накладного заряда ВВ, метанием ударника или тепловым облучением длительностью $\sim 10^{-9}$ с, может привести к откольному разрушению нагружаемых тел вблизи свободных поверхностей, происходящему в фазе разгрузки под действием волны растяжения. Ослабить действие растягивающих напряжений и уменьшить опасность откольного разрушения можно применением специальных слоистых систем, в которых генерируемый ударный импульс на межслойных границах разделяется на ветвящуюся систему волн сжатия и разрежения. В настоящее время технологически возможно получение слоистых систем и конструкций из различного сорта материалов, например, сваркой взрывом металлических слоев, не свариваемых традиционными способами, вакуумным или детонационным насыщением конденсированных пленок, склеиванием ряда слоев и т. п. Вопросы прохождения ударных волн в слоистых системах рассматривались в [1] при исследовании влияния параметров соударяющихся слоев и прокладки на откольное разрушение, а в [2] и на качество сваренного шва между сопрягаемыми материалами при сварке взрывом. Анализ волновых процессов для двух- и трехслойных систем проводился в [3—5]. Детальный теоретико-экспериментальный анализ затухания ударных волн в слоистых материалах проведен в [6]. Распространение звуковых и электромагнитных волн в слоистых средах применительно к задачам геофизики рассмотрено в [7].

Цель данной работы — исследовать в акустическом приближении формирование волн напряжений в плоской слоистой среде при ударном нагружении и проанализировать возможность предотвращения откольного разрушения.