

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Сигал. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива. Л.: Недра, 1977.
2. Н. Г. Залогин, Л. И. Кронп. Энергетика и охрана окружающей среды. М.: Энергия, 1979.
3. H. Meboldt. Fernwärme Int., 1974, 1, 3.
4. N. R. Dibelins, M. B. Hilt. Pap. of the ASME, 1971, 58.
5. Р. С. Тюльпанов. ИФЖ, 1964, 7, 6.
6. В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. М., 1958.
7. О. Н. Мишин, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1977, 13, 3.

РАСЧЕТ ОТРАЖЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В. Ф. Анисичкин
(Новосибирск)

Двукратное прохождение ударной волны (УВ) по конденсированной среде приближенно рассчитывалось, например, в [1, 2]. Ниже на основе предложенной в [3] модели ударного сжатия сплошной среды рассматривается метод расчета многократного прохождения УВ по плотному веществу. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

В работе [3] предложен метод нахождения тепловой составляющей давления за ударным фронтом в первоначально холодном веществе. Обобщим его на случай произвольного первоначального состояния вещества. Представим уравнение состояния вещества в виде суммы:

$$p(\rho, T) = p_x(\rho) + p_T(\rho, T),$$

где $p_x(\rho)$ и $p_T(\rho, T)$ — «холодная» и тепловая составляющие полного давления соответственно.

Тепловая составляющая давления p_T всего объема вещества, в том числе и при ударном сжатии, равна тепловому давлению любой его части, в том числе и объема, занимаемого одной молекулой, если иметь в виду среднее во времени или по ансамблю частиц значение. С другой стороны, молекулы вещества могут состоять из очень большого числа атомов, тем не менее, если пренебречь межмолекулярным взаимодействием, будем иметь идеальный многоатомный газ. При ударном сжатии такого газа поршнем, имеющим скорость u , каждая молекула, неподвижная первоначально, но с размороженными внутренними степенями свободы, т. е. нагретая, останавливается на поршне, оказывая на него такое же удельное тепловое давление, как и весь объем. (Еще раз отметим, что величина теплового давления не зависит от величины рассматриваемого объема.) При этом прирост теплового давления $\Delta p_T = \rho_0 u^2$. Каждая молекула в миниатюре подобна всему телу, если межатомные силы в ней такие же, как в реальном теле. Поэтому можно считать ударно-сжимаемое тело состоящим из одной молекулы, тем более, что число атомов в молекуле ничем не ограничено. Тогда прирост тепловой составляющей давления, возникающей при ударном сжатии, будет по-прежнему равен $\rho_0 u^2$, а полное тепловое давление

$$p_T = \rho_0 u^2 + p_{0T}. \quad (1)$$

«Холодная» составляющая давления находится с помощью (1) и уравнений сохранения $\Delta p = \rho_0 D u + p_0$, $\rho/\rho_0 = D/D - u$

$$p_x = \rho_0 (D - u) u + p_{0x} \quad (2)$$

или

$$p_x = \frac{\rho_0^2 D u}{\rho} + p_{0x}. \quad (3)$$

Пусть начальное давление вещества создано предыдущей УВ. Рассмотрим процесс двукратного сжатия в координатах давление — плотность. Точка 1 на рис. 1 соответствует состоянию за фронтом первой УВ, точка 2* — состояние за фронтом вторичной или отраженной УВ, 2 — состояние за фронтом однократной УВ, но при той же конечной плотности ρ_2 , что и за отраженной УВ. Должно выполняться условие равенства «холодных» давлений в точках 2 и 2* с одинаковой плотностью ρ_2 , которое следует из (2)

$$p_x(\rho_2) = \rho_1 (D_2^* - u_2^*) u_2^* + p_x(\rho_1). \quad (4)$$

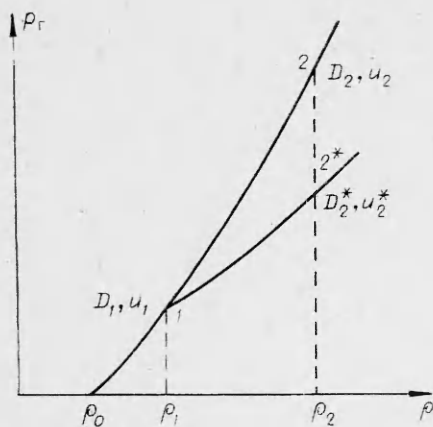


Рис. 1.

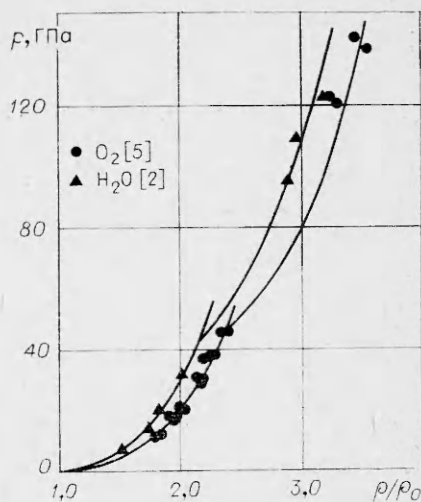


Рис. 2.

При каждом ударном переходе должны выполняться уравнения сохранения вещества

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{D_1}{D_1 - u_1}, \frac{\rho_2}{\rho_0} = \frac{D_2}{D_2 - u_2}, \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{D_2^*}{D_2^* - u_2^*}. \quad (5)$$

«Холодные» составляющие давления в точках 1 и 2 находим, согласно (3), из соотношений

$$p_x(\rho_1) = \frac{\rho_0^2 D_1 u_1}{\rho_1} + p_{0x}, \quad p_x(\rho_2) = \frac{\rho_0^2 D_2 u_2}{\rho_2} + p_{0x}, \quad (6)$$

в которых начальное значение p_{0x} считается известным.

Ударную адиабату однократного сжатия возьмем в обобщенном виде [4]:

$$D = u + 3.4(\rho_0/\mu)^{1/3} \sqrt{u} + 9.1(\rho_0/\mu)^{2/3}, \quad (7)$$

так как во всех рассматриваемых ниже примерах ударные адиабаты веществ отно-

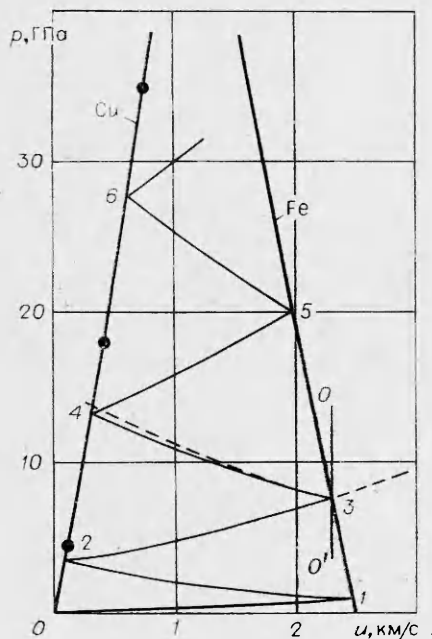


Рис. 3.

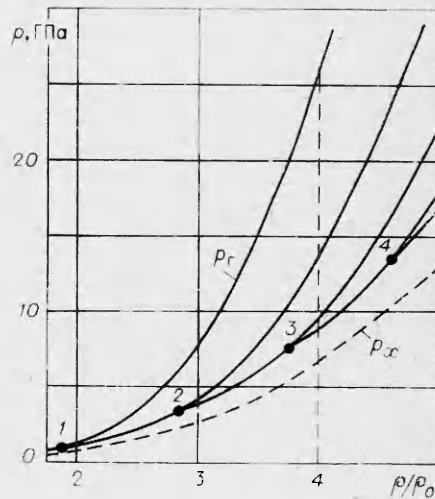


Рис. 4.

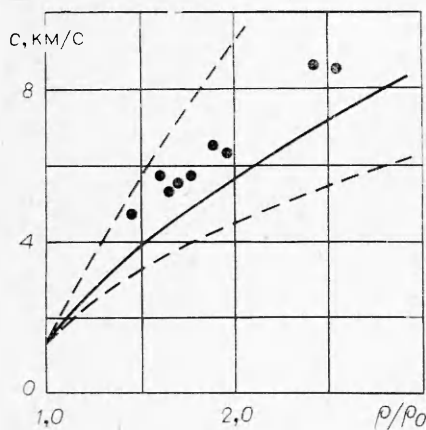


Рис. 5.

ния приблизительно на 30% больше расчетных. Такой разброс находится в пределах ошибки калибровки отдельных датчиков. Если датчик давления калибровать по амплитуде первой отраженной УВ, то совпадение с экспериментом будет хорошим.

В $p-u$ координатах при построении вторичной ударной адиабаты часто используется принцип зеркального отражения. Вторичная ударная адиабата считается зеркальным отражением продолжения ударной адиабаты однократного сжатия. На рис. 3 в точке 3 проверяется принцип зеркального отражения. Видно, что вторичная и зеркально отраженное продолжение первичной ударной адиабаты, показанное штриховой линией, несколько расходятся в пределах рисунка.

На рис. 4 сравниваются расчетные кривые однократного ударного и многократного квазиизэнтропического сжатия жидкого водорода, получаемого в описанном выше эксперименте. Здесь p_r — ударная адиабата однократного сжатия, p_x — кривая «холодного» сжатия. В точках 1–4 происходит отражение УВ. Видно, что кривая квазиизэнтропического сжатия близка к нулевой изотерме p_x . Если считать, согласно уравнению состояния Ми — Грюнайзена, тепловое давление пропорциональным температуре, то из рис. 4 видно, что например, при сжатии в 4 раза температура водорода при квазиизэнтропическом сжатии почти на порядок меньше, чем при однократном ударном.

Принимая амплитуду отраженной УВ малой, можно найти объемную скорость звука за фронтом. На рис. 5 приведены экспериментальные значения скорости звука за фронтом УВ в воде, приведенные в [2]. Штриховые линии ограничивают разброс значений, рассчитанных по уравнениям (4) — (7) скоростей звука в зависимости от того, какая из известных экспериментальных ударных адиабат используется в расчете. Сплошная линия — расчет по обобщенной ударной адиабате (7). Такой сильный разброс закономерен, так как скорость звука имеет размерность производной к ударной адиабате. Следовательно, трудно точно рассчитать скорость звука из конкретной экспериментальной адиабаты. Интересна обратная процедура — уточнение ударной адиабаты по экспериментальной скорости звука. Так, можно найти ударную адиабату с большей точностью, чем из ударно-волновых измерений.

Ошибка расчета отраженной УВ предложенным методом обусловлена неточностью знания ударной адиабаты однократного сжатия вещества (7). Проведенное сравнение расчетов с экспериментальными данными подтверждает правильность модели ударного сжатия конденсированной среды [3]. Предложенный метод расчета позволяет просто и с высокой точностью находить параметры отраженных ударных волн в конденсированных средах.

Автор признателен В. М. Титову за внимание к работе.

Поступила в редакцию
4/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Высокоскоростные ударные явления. Под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
2. А. А. Баканова, В. Н. Зубарев и др. ЖЭТФ, 1975, 68, 3, 1099.
3. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 6, 152.
4. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 2, 152.

5. Compendium of Shock Wave Data. Ed. M. van Thiel. UCRL — 50108. Univ. Calif., Livermore, 1977.
6. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. М. Тптов. ФГВ, 1974, 10. 2, 265.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДОВ ВВ В ВОДОНАСЫЩЕННЫХ ГРУНТАХ

С. П. Казанцев, В. Г. Кравец, Л. А. Задерий
(Киев)

Действие продуктов детонации ВВ в водонасыщенном грунтовом массиве проявляется в деформировании грунта с отжатием из его пор воды [1, 2]. Явления и закономерности перемещений воды в горизонтальной плоскости в процессе деформирования водонасыщенного грунта взрывом изучались в данной работе при разной глубине заложения заряда и различном расположении относительного заряда ВВ индикаторной скважины с раствором NaCl.

Методика проведения исследования сводилась к следующему. На определенных расстояниях от заряда в исследуемом водонасыщенном массиве проходились скважины, которые заполнялись водой при естественной фильтрации. После стабилизации уровня из скважины отбирались пробы, и прибором И-102 определялась естественная концентрация ионов хлора. В ближайшую к центру взрыва скважину заливался раствор NaCl определенной концентрации, который смешивался с водой. Устья индикаторной и измерительных скважин закрывались. Затем в течение нескольких секунд после взрыва одновременно из всех скважин отбирались пробы воды и определялось содержание хлора.

Эксперименты проводились в торфе при расположении уровня грунтовых вод на отметке 0,1 м от дневной поверхности. Использовались сосредоточенные заряды аммонита 6ЖВ массой 0,2 кг. Относительная глубина заложения зарядов в грунт $w_0 = 0,7 \text{ м} \cdot \text{кг}^{-1/3}$ ($w_0 = w/\sqrt[3]{C}$, w — глубина заложения, м; C — масса заряда, кг). Диапазон измерений охватывал относительные расстояния от взрыва $R_0 = 1,9 \div 6,4$; границе выемки соответствовало значение $R_0 = 1,45 \text{ м} \cdot \text{кг}^{-1/3}$ ($R_0 = R/\sqrt[3]{C}$, R — расстояние от заряда ВВ, м).

Вначале изучалось влияние взрывного воздействия на естественный фон содержания ионов хлора в водонасыщенном массиве. После взрыва и замеров концентрации ионов хлора установлено, что величина фона не изменилась и осталась равной $11,2 \cdot 10^{-5}$ моль/л, при этом произошли количественные изменения одного из компонентов элементарного состава торфа. Из табл. 1 видно, что после взрыва во всех точках измерения процентное содержание азота уменьшилось, что явилось результатом воздействия динамической фильтрации.

Последующая серия взрывов с неизменной глубиной заложения заряда позволила установить характер изменения концентрации ионов хлора для указанного диапазона расстояний и описать закономерность ее изменения в виде

$$N = KR_0^{-\alpha},$$

где N — концентрация ионов хлора в данной точке массива; K — коэффициент пропорциональности; α — показатель степени. На относительном расстоянии $R_0 = 5,4 \text{ м} \cdot \text{кг}^{-1/3}$ значения концентрации близки к естественному фону концентрации ионов хлора в массиве.

Т а б л и ц а 1

Номер точек	$R_0, \text{ м} \cdot \text{кг}^{-1/3}$	Содержание азота в грунте, % · 10 ⁴	
		до взрыва	после взрыва
1	1,9	18,4	13,5
2	2,65	5,2	3,3
3	3,5	10,5	9,8

Т а б л и ц а 2

$w_0, \text{ м} \cdot \text{кг}^{-1/3}$	K	α
0,70	209,0	2,35
1,05	80,2	1,79
1,40	12,4	0,68