

## РОЛЬ СЖИМАЕМОСТИ В ПРОЦЕССЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Н. А. Злагин, А. А. Кожушко  
(Ленинград)

Предложенная и развитая М. А. Лаврентьевым гидродинамическая теория высокоскоростного соударения твердых тел рассматривает процесс их взаимодействия как установившееся течение идеальных несжимаемых жидкостей [1]. Согласно этой модели, кинетическая энергия взаимодействующих тел полностью расходуется на их деформирование. Если до соударения одно из тел, имеющее плотность  $\rho_{01}$ , было неподвижным, то давление  $p_{01}$  в критической точке потоков, согласно теореме Бернулли, должно равняться

$$p_{01} = 1/2 \cdot \rho_{01} u^2, \quad (1)$$

где  $u$  — скорость перемещения поверхности контакта взаимодействующих тел.

Величина этого давления задает как деформационные (например, глубина внедрения одного тела в другое), так и кинематические (например, отношение скорости контактной поверхности  $u$  к скорости удара  $v$ ) параметры процесса взаимодействия. Справедливость модели идеальной несжимаемой жидкости для случая высокоскоростного соударения металлических тел при давлениях до 1 Мбар доказана экспериментально [2—4]. Однако — и на это обращалось внимание в [1] — в условиях, в которых реализуется сжимаемость соударяющихся тел, определенное влияние на параметры процесса должны оказывать изменения их внутренней энергии и удельного объема. Известно, что такие условия возникают при взаимодействии в режиме сверхзвукового течения, которое сопровождается образованием ударных волн в соударяющихся телах.

В [5] установлена зависимость термодинамических параметров соударяющихся тел от скорости течения с учетом их сжимаемости. Согласно полученным выводам, при взаимодействии тел в режиме стационарного сверхзвукового течения со скоростью перемещения поверхности контакта  $u$  в критической точке потоков устанавливается давление

$$p_1 = \pi \left[ \left( 1 + \frac{n-1}{\pi} \cdot \frac{\rho_{01} u^2}{2} \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right], \quad (2)$$

где  $\pi$  — константа материала, имеющая размерность давления;  $n$  — коэффициент роста модуля всестороннего сжатия с давлением [6]. Нетрудно убедиться, что в условиях, когда сжимаемостью можно пренебречь ( $n \rightarrow \infty$ ), выражение (2) приводится к (1) и  $p_1 = p_{01}$ .

Несколько иной подход к учету сжимаемости [7, 8] приводит к выражению для давления в критической точке в виде

$$p_1 = \rho_{01} u^2 (1 - \rho_{01}/2\rho_1), \quad (3)$$

где  $\rho_1$  — плотность вещества за фронтом ударной волны.

Можно показать, что выражения (2) и (3) приводят к количественно совпадающим результатам. Из полученных соотношений следует, что при данной скорости  $u$  давление во взаимодействующих сжимаемых телах выше, чем в несжимаемых той же плотности. Иными словами, при взаимодействии тел, сжимаемостью которых пренебречь нельзя, для достижения данной скорости  $u$  и скорости удара  $v$  должна быть более высокой, т. е. отношение  $u/v$  в сжимаемых телах при прочих равных условиях должно быть меньше, чем в несжимаемых [4, 5, 7—10].

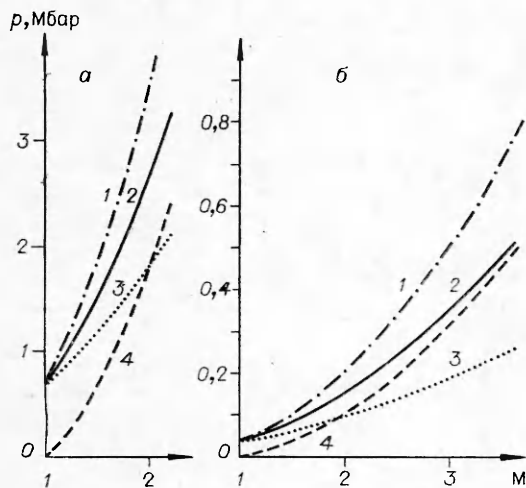


Рис. 1.

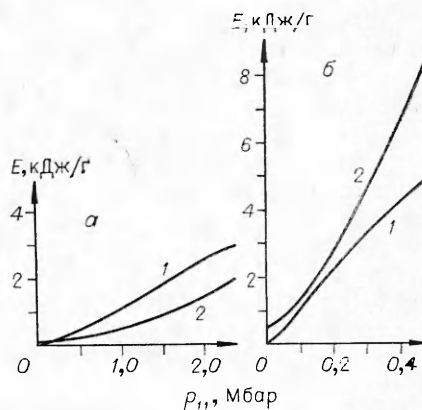


Рис. 2.

Имея в виду, что, согласно закону сохранения массы в ударной волне,

$$\rho_0 / \rho_1 = (u - w) / u,$$

где  $w$  — массовая скорость вещества за фронтом ударной волны, выражение (3) можно представить в виде

$$p_1 = \rho_0 u w + 1/2 \cdot \rho_1 (u - w)^2. \quad (4)$$

Отсюда следует, что при взаимодействии твердых тел в режиме установившегося сверхзвукового течения давление в критической точке потоков можно представить как сумму двух величин:  $p_1 = p_{11} + p_{12}$ , где  $p_{11} = \rho_0 u w$  — давление на фронте ударной волны в покоившемся до соударения тела, а  $p_{12} = 1/2 \cdot \rho_1 (u - w)^2$  — изэнтропическая догрузка между фронтом ударной волны и критической точкой потоков [5, 7, 11].

Физический смысл компоненты давления  $p_{12}$  тот же, что и давления  $p_0$  в несжимаемом теле согласно (1). Обе эти величины следуют из уравнения Бернулли и определяются инерционными свойствами тела. Различие между ними состоит в том, что  $p_{12}$  задается скоростью потока  $u$  относительно ударно-сжатого вещества с плотностью  $\rho_1 > \rho_0$ , имеющего скорость  $w$ , совпадающую по направлению с  $u$ , а  $p_0$  — относительно вещества невозмущенного, покоящегося ( $\rho_1 = \rho_0 = \text{const}$ ,  $w = 0$ ).

На рис. 1, а приведены зависимости от числа Маха потока  $M = u/c$  ( $c$  — скорость звука в покоившемся до удара теле) давления  $p_1$  в критической точке (1) и его составляющих  $p_{11}$  (4) и  $p_{12}$  (3), рассчитанных по (4), а также давления  $p_0$  (2), рассчитанного по уравнению (1) для слабосжимаемого тела (медь,  $c = 4$  км/с); на рис. 1, б приведены те же зависимости для сильносжимаемого тела (полиэтилен,  $c = 2,9$  км/с).

Из данных рис. 1 видно, что при сравнительно невысоких околозвуковых скоростях взаимодействия ( $M \leq 1,2$ )  $p_1$  в критической точке определяется главным образом его составляющей  $p_{12}$  ( $p_{12}/p_1 \geq 0,85 - 0,90$ ). Следовательно, в пределах точности опытов можно считать, что  $p_1 \approx p_{12} \approx p_0$ . Это значит, что изменениями удельного объема и внутренней энергии можно пренебречь и рассматривать взаимодействующие тела как идеальные несжимаемые жидкости.

С увеличением скорости потока возрастает роль давления  $p_{11}$  на фронте ударной волны, и при  $M > 2$   $p_1$  в критической точке определяется преимущественно давлением на фронте ударной волны ( $p_{11}/p_1 \geq 0,5$ ). В этих условиях процесс следует рассматривать как течение сжимаемых

жидкостей и учитывать эффекты, связанные с ударным сжатием взаимодействующих тел.

Ударно-сжатое вещество за счет кинетической энергии ударяющего тела приобретает энергию  $E = p_{11}(\rho_{01}^{-1} - \rho_1^{-1})$ , которая делится на две равные части. Одна часть определяет увеличение кинетической энергии вещества за фронтом ударной волны, другая — увеличение внутренней энергии. Приобретенная внутренняя энергия, в свою очередь, складывается из упругой и тепловой [12]. Следствием увеличения кинетической энергии является установление массовой скорости  $w$ , а увеличение упругой энергии связано с повышением плотности  $\rho_1$  за фронтом ударной волны. Так как эти величины, согласно (4), задают давление  $p_{12}$ , можно установить

$$p_{12}/p_{01} - \rho_1/\rho_{01}[(u - w)/u]^2 = \rho_{01}/\rho_1,$$

т. е. что в случае ударного сжатия взаимодействующих тел давление  $p_{12}$ , задающее деформацию и определяемое кинетической и упругой энергией, ниже давления  $p_{01}$  в критической точке потоков несжимаемой жидкости (см. рис. 1). Тепловая энергия, приобретаемая соударяющимися телами, рассеивается в них и ни на деформационные, ни на кинематические параметры процесса не влияет.

На рис. 2 (*a* — медь, *b* — полиэтилен) показано, что с увеличением амплитуды ударной волны (скорости взаимодействия) тепловые составляющие внутренней энергии растут быстрее (кривые 2), чем упругие (кривые 1). Следствием этого в конечном итоге является возрастающий расход кинетической энергии ударяющего тела на образование единицы объема каверны.

Таким образом, в условиях высокоскоростного взаимодействия твердых тел, в которых реализуется их сжимаемость, давление в критической точке потоков превышает давление, рассчитанное для модели идеальной несжимаемой жидкости. Но вследствие увеличения тепловых составляющих давления и внутренней энергии доля кинетической энергии, которая расходуется на деформирование соударяющихся тел, сокращается. Это приводит при прочих равных условиях к уменьшению деформационных и кинематических параметров процесса соударения по сравнению с процессом, к которому применима модель идеальной несжимаемой жидкости. Такое изменение параметров необходимо учитывать при анализе процесса высокоскоростного взаимодействия твердых тел и прогнозирования его результатов.

Поступила в редакцию  
31/1 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, 12, 4 (76), 41.
2. R. Eichelberger. J. Appl. Phys., 1956, 27, 1, 63.
3. M. Cook. The Science of High Explosives, N. Y., Reinhold, 1958.
4. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
5. Н. А. Златин. — В кн.: Некоторые проблемы прочности твердого тела. М., Изд-во АН СССР, 1959; ЖТФ, 1961, 31, 8, 982; ЖТФ, 1963, 33, 2, 231.
6. М. О. Корнфельд. УФН, 1954, 54, 2, 315.
7. А. Я. Сагомоян. Вестн. МГУ, серия 1, 1964, 5, 39; Проникание, М., изд. МГУ, 1974.
8. Р. Шалль. — В кн.: Физика быстропротекающих процессов. Т. 2, М., Мир, 1971.
9. Л. В. Беляков, Н. А. Златин. ЖТФ, 1967, 37, 10, 1934.
10. Н. А. Златин, А. П. Красильщиков и др. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М., Наука, 1974.
11. Я. Б. Зельдович. Теория ударных волн и введение в газодинамику. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1946.
12. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
13. R. Kinslow (Ed.). High — Velocity Impact Phenomena, N. Y., London, Academic Press, 1970.