

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЧАСТИ ДАВЛЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В. А. Анисичкин
(Новосибирск)

В [1] предложено эмпирическое соотношение, которое хорошо описывает связь кривых «холодного» сжатия и ударных адиабат многих конденсированных веществ

$$\Delta p_x / \Delta p_r = v / v_0, \quad (1)$$

где p_x — потенциальная часть или «холодная» составляющая давления; p_r — полное давление за фронтом ударной волны; v , v_0 — удельный и начальный удельный объемы. Предлагаемый ниже метод анализа процесса ударного сжатия среды объясняет и уточняет соотношение (1) на случай любых сплошных веществ.

Уравнение состояния плотного вещества удобно представлять в виде двучлена

$$p = p_r(v, T) + p_x(v),$$

где p_r — тепловая составляющая давления. Следует учитывать, однако, что кривая «холодного» сжатия, например, при возбуждении внутримолекулярных степеней свободы, фазовых переходов и т. д. может отличаться от изотермы вещества при $T=0$. Поэтому цель работы — нахождение не изотермы при $T=0$, а потенциальной составляющей давления за фронтом ударной волны, как функции усредненного, равновесного межмолекулярного расстояния. Такое p_x , кроме отмеченных выше случаев, практически не зависит от температуры, пока тепловые колебания молекул мало отличаются от гармонических.

Воспользуемся понятием тонкого ударного фронта, по ширине близкого к среднему межмолекулярному расстоянию d_0 . При этом достаточно учитывать взаимодействие только соседних частиц во фронте. На рис. 1 приведена схема такого ударного сжатия. Рассмотрим на примере нескольких условных молекул изменения величин, средних для большого числа частиц, которые будем обозначать символами с чертой.

Пусть в момент времени \bar{t}_1 поршень, состоящий, например, из уже ударно-сжатой части вещества, движущийся со скоростью \bar{u} , приводит в движение некоторую условную молекулу 1 (см. рис. 1), скорость которой меняется так же, как скорость всех молекул во фронте в среднем. Молекула 1 приобретает скорость \bar{u} , передавая импульс $m\bar{u}$ поршню и оказывая тем самым на него давление, величина которого не зависит от величины межмолекулярного потенциала. Скорость же, приобретаемая конкретными молекулами, осциллирует из-за тепловых колебаний около среднего значения массовой скорости \bar{u} .

До момента \bar{t}_2 — прихода ударной волны, движущейся со скоростью \bar{D} к молекуле 2, молекула 2 будет неподвижна. Поэтому в принятом приближении тонкого ударного фронта взаимодействие между молекулами 1 и 2 в течение времени $\Delta t = \bar{t}_2 - \bar{t}_1$ отсутствует. Когда молекула 1 доходит до точки $\bar{1}'$, а ударная волна — до молекулы 2, межмолекулярные силы достигают максимального значения и начинают оказывать потенциальное давление на поршень, роль которого теперь играет молекула 1. Молекула 2 в свою очередь передает импульс поршню, но это уже начало следующего цикла и не относится к рассматриваемому отрезку времени Δt .

В такой схеме ударного сжатия в первой стадии процесса, когда молекулы подобно молекуле 1 передают свой импульс поршню независимо от величины межмолекулярного потенциала, не взаимодействуя на расстоянии с последующим слоем молекул, участвуют частицы, находящиеся на расстоянии $u\Delta t$ от поршня, например молекула 3, т. е. те, с которыми

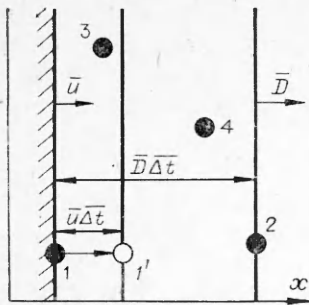


Рис. 1.

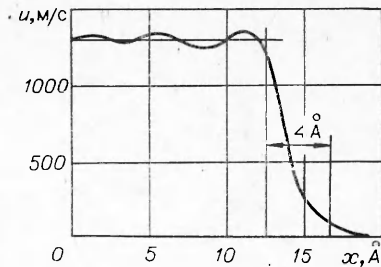


Рис. 2.

поршень успевает столкнуться за время $\overline{\Delta t}$, двигаясь со скоростью \overline{u} . Масса молекул этого слоя $\rho_0 \overline{u} \overline{\Delta t}$ в течение времени $\overline{\Delta t}$ ускоряется до скорости \overline{u} , передавая поршню импульс $\rho_0 \overline{u}^2 \overline{\Delta t}$ или вызывая не зависящий от величины межмолекулярных сил прирост «теплого» давления на поршень

$$\Delta p_x = \rho_0 \overline{u}^2. \quad (2)$$

Во второй стадии процесса ускоряются молекулы, находящиеся на расстоянии от $\overline{u} \overline{\Delta t}$ до $\overline{D} \overline{\Delta t}$ от поршня, такие как молекула 4. Молекулы этого слоя за время $\overline{\Delta t}$ не успевают столкнуться с поршнем, а ускоряются исключительно под воздействием межмолекулярных сил. Толщина этого слоя зависит от величины и характера межмолекулярного потенциала. Молекулы этого слоя, ускоряясь, вызывают прирост потенциального давления на поршень

$$\Delta p_x = \rho_0 (D - \overline{u}) \overline{u}. \quad (3)$$

Как видно, деление молекул слоя толщиной $\overline{D} \overline{\Delta t}$ на ускоряемые в результате непосредственного столкновения с поршнем и ускоряемые на расстоянии под воздействием межмолекулярных сил зависит от выбора момента времени \overline{t}_1 , но количество частиц, ускоряемых тем или иным способом при таком рассмотрении, от этого выбора не зависит. Из соотношений (2), (3) и $v/v_0 = (D - u)/D$ получаем искомую зависимость (1).

Приведенные рассуждения основываются на том, что средняя ширина ударного перехода близка к межмолекулярному расстоянию \overline{d}_0 . Это минимальная возможная ширина ударного фронта, при этом прирост энтропии и тепловой части давления в ударной волне максимален. С увеличением ширины ударного фронта сжатие все более приближается к изэнтропическому.

Следовательно, если соотношение (1) верно, то ширина фронта ударной волны в конденсированной среде должна быть ненамного больше межмолекулярного расстояния. Поскольку экспериментально такую величину измерить пока не удастся (известно лишь, что ширина фронта меньше 10^{-6} см [2]), интересно сравнить ее с численными расчетами [3], результаты которых приведены на рис. 2. Этот график иллюстрирует изменение массовой скорости в аргоне ($u = 1300$ м/с, $D = 3840 \pm 50$ м/с, $\rho_0 = 1,65$ г/см³, среднее межмолекулярное расстояние в аргоне такой плотности около 4 Å). Видно, что на это расстояние приходится 90% прироста массовой скорости. Кроме того, превышение ширины фронта в [3] по сравнению с межмолекулярным расстоянием, возможно, частично связано с особенностями усреднения массовой скорости при численных расчетах.

Оценим, как влияет увеличение ширины фронта ударной волны на точность соотношения (1). В качестве примера рассмотрим случай, когда средняя массовая скорость молекул во фронте меняется от 0 до \overline{u} в результате не одного, а трех столкновений, т. е. ширина ударного перехода составляет $\sim 3d_0$. Пусть прирост средней массовой скорости в результате первого столкновения будет равен $0,05\overline{u}$, в результате второго столкнове-

ния — $0,9\bar{u}$, третьего — $0,05\bar{u}$. Как видно из рис. 2, именно так выглядит расчетный профиль массовой скорости во фронте. Пусть при ударном сжатии плотность возрастает в n раз. Основной рост плотности будет происходить в результате второго соударения, поэтому приближенно можно записать

$$\Delta' p_r \approx \rho_0(0,05\bar{u})^2 + \rho_0(0,9\bar{u})^2 + n\rho_0(0,05\bar{u})^2. \quad (4)$$

Из выражений (2) и (4) получаем отношение приростов «тепловых» давлений в случаях «широкого» и «узкого» фронтов при не очень больших степенях сжатия ($n \leq 4$): $\Delta' p_r / \Delta p_r \approx 85\%$. При дальнейшем увеличении ширины ударного фронта вклад тепловой составляющей быстро уменьшается. Поэтому, исходя из приведенной оценки, при ударном сжатии выполняется скорее не (1), а соотношение

$$\Delta p_x / \Delta p_r \geq v/v_0.$$

Итак, в работе подтверждено полученное ранее эмпирическое соотношение (1), показано, что ширина фронта сильной ударной волны в конденсированной среде ненамного превышает среднее межмолекулярное расстояние.

Автор признателен В. М. Титову и Е. И. Биченкову за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 20/X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 2, 152.
2. К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, С. Б. Кормер. ЖЭТФ, 1968, 7, 12.
3. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1980.

О РАСЧЕТЕ РАСПАДА РАЗРЫВА НА ГРАНИЦЕ ВВ — КОНДЕНСИРОВАННАЯ СРЕДА

С. А. Кинеловский, Ю. А. Тришин
(Новосибирск)

В работе рассматривается упрощенная модель, позволяющая получить аналитические выражения для расчета начального движения конденсированной среды типа металла при взрыве находящегося в контакте с ней заряда ВВ.

Нормальное падение детонационной волны на границу раздела

Рассмотрим одномерный случай, когда вектор скорости детонационной волны нормален к границе раздела среды и заряда. При выходе детонации на границу происходит распад разрыва, в результате которого в среду пойдет ударная волна, а по продуктам взрыва (ПВ) — ударная волна или волна разрежения в зависимости от соотношения акустических сопротивлений материала среды и ПВ. Состояние при распаде разрыва определяется из совместного решения уравнений на фронте ударной волны в среде с аналогичными уравнениями для ПВ или с уравнениями, описывающими волну разрежения в ПВ. Возникающая система имеет громоздкий вид и не допускает аналитического решения. Результирующее состояние обычно находится из численного решения системы либо графически, с помощью $u-p$ -диаграмм (см., например, [1, 2]). Предположим, что ПВ формально удовлетворяют уравнению состояния совершенного газа с показателем адиабаты $k=3$, и запишем его в виде зависимости давления p от скорости звука a :

$$p = 16/27 \cdot a^3. \quad (1)$$