

$\Delta x_{\min} \sim \sqrt{4a\Delta t}$ (Δt — время существования высоких температур; a — коэффициент температуропроводности). Воспользовавшись значениями $a = 2 \cdot 10^{-2}$ см²/с (Fe₃O₄) и $4 \cdot 10^{-3}$ см²/с (стекло) и приняв, что время свечения Fe₃O₄ средней крупности $\tau \sim \Delta t \sim 0,04$ мкс, получим $\Delta x_{\min} \sim 0,6$ мкм для Fe₃O₄ и 0,2 мкм для стекла, что составляет 0,001—0,006 радиуса частицы. В случае, когда экранировка полностью отсутствует, эта же оценка дает Δx_{\max} как максимальную толщину слоя, который успевает остыть за время Δt . Действительно, за время Δt тепло успевает распространиться на расстояние $\sim \sqrt{4a\Delta t}$, при этом толщина слоя возрастает, а температура уменьшается примерно в 2 раза.

В заключение отметим, что экспериментальные данные о степени и времени существования тепловой неравновесности, полученные с помощью различных методик, дополняют друг друга и необходимы для создания моделей, правильно описывающих поведение порошков при ударном сжатии. Известно, что существующие варианты развиваемой в настоящее время модели полых сфер [20] неудовлетворительны, поскольку приводят к неограниченному росту температуры в окрестности поры [7, 8], а также к тому, что расчетная ударная адиабата проходит ниже экспериментальных данных по статическому прессованию [21]. Можно ожидать, что модель, учитывающая частичное испарение материала порошка, будет лучше согласовываться с экспериментами.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Carlson, S. W. Porembka. Bull. Amer. Ceram. Soc., 1966, 45, 2, 266.
2. П. А. Ждан, В. П. Иванов, В. А. Григорьев и др. Изв. АН СССР. Неорг. материалы, 1973, 9, 3, 349.
3. G. H. Blackburn, L. V. Seely. Nature, 1964, 202, 4929, 276.
4. Н. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Ю. И. Сутулов. ПМТФ, 1984, 1, 119.
5. В. С. Соловьев, А. В. Аттетков, А. В. Бабкин и др. — В кн.: Дегонация. Черноголовка, 1985.
6. M. M. Carroll, K. T. Kim, V. F. Nesterenko. J. Appl. Phys., 1986, 59, 6, 1962.
7. А. В. Аттетков, Л. Н. Власова, В. В. Селиванов и др. ПМТФ, 1984, 2, 128.
8. С. З. Дунин, В. В. Сурков. ПМТФ, 1982, 1, 131.
9. G. H. Blackburn, L. V. Seely. Nature, 1962, 194, 4826, 370.
10. В. Ф. Нестеренко, ФГВ, 1975, 11, 3, 444.
11. В. Ф. Нестеренко. — В кн.: III Symp. on Explosive Working of Metals. Marianske Lazne, 19—22.10.76.
12. Г. В. Беляков, В. Н. Родионов, В. П. Самосадный. ФГВ, 1977, 13, 4, 614.
13. Стекло. М.: Стройиздат, 1973.
14. Теплопроводность твердых тел. М.: Энергоатомиздат, 1984.
15. Физико-химические свойства окислов. М.: Металлургия, 1978.
16. Излучательные свойства материалов. М.: Энергия, 1974.
17. Е. Г. Попов, М. А. Цикулин. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
18. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Металловедение, 1965.
19. Compendium of Shock Wave Data. URCL-50108, Lawrence Livermore Lab. Univ. of Calif. Livermore Calif., 1977.
20. M. M. Carroll, A. C. Holt. J. Appl. Phys., 1972, 43, 4(1), 1626.
21. M. M. Carroll, A. C. Holt. Ibid., 1973, 44, 40, 4388.

Поступила в редакцию 20/VI 1986 г.

ШИРИНА ФРОНТА СТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ

Л. А. Мерзиевский
(Новосибирск)

В идеализированном математическом описании ударная волна (УВ) вводится как поверхность, на которой претерпевают разрыв функции, описывающие распределение кинематических и термодинамических параметров. Оценки и измерения для реальных газов и жидкостей дают

значения ширины фронта δ в несколько длин свободного пробега молекул [1, 2].

В кристаллических твердых телах, в частности в металлах, структура фронта волны умеренной интенсивности существенно усложняется ввиду возможности их расщепления на ряд скачков. Скачки распространяются с различными скоростями, поэтому понятие ширины фронта такой волны смысла не имеет. С ростом амплитуды скорости скачков сближаются и УВ снова становится однофронтной. С этого момента ее можно считать стационарной и оценивать δ . Оценка [3] дает тривиальный результат: δ стремится к межмолекулярному расстоянию. Расчеты по методу молекулярной динамики, анализируемые в [4], выполнены с большим количеством серьезных допущений и приводят к δ в единицы-десятки межмолекулярных расстояний.

Первые попытки экспериментального определения ширины фронта УВ в металлах предпринимались на основе металлографических исследований. Обсуждение полученных при этом результатов проведено в [5]. Отмечается, что методика дает завышенные результаты, так как основывается на анализе количества образовавшихся дефектов (двойников), которые могут возникать как во фронте УВ, так и при последующей разгрузке. Наиболее достоверными представляются данные, полученные при прямых измерениях профилей УВ в ряде металлов [6].

Для оценки δ в металлах воспользуемся тем обстоятельством, что в достаточно сильных УВ происходит перестройка атомной структуры материала, в результате чего одномерные деформации атомных ячеек трансформируются в равновесное квазигидростатическое состояние объемного сжатия. Макроскопическое проявление этого эффекта — релаксация касательных напряжений. Введем время релаксации касательных напряжений τ как функцию интенсивности касательных напряжений s и температуры T : $\tau = \tau(s, T)$. Используя принцип суммирования, получаем для ширины фронта УВ t_0 уравнение

$$\int_0^{t_0} \frac{dt}{\tau} = 1 \quad (1)$$

(t — время).

Одна из возможных форм зависимости для τ построена в [7]. При ее выводе предполагалось, что $\tau \sim \epsilon^{-1}$, а для определения скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ применялось известное в динамике дислокаций соотношение Орована $\dot{\epsilon} = bNv$ (b — модуль вектора Бюргера, N — число подвижных дислокаций, v — их средняя скорость). Кроме использованных в [7] известны и другие варианты зависимостей $N = N(\epsilon, s)$, $v = v(s)$, где ϵ — пластическая деформация. С их помощью получается следующий набор зависимостей для τ :

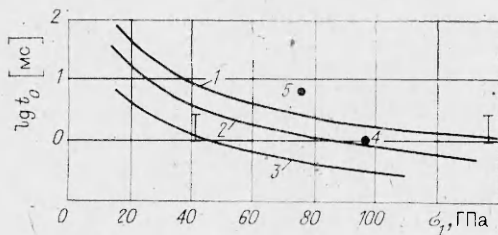
$$\tau = \begin{cases} \frac{\tau_1}{s - s_1} & \text{при } s > s_1, \\ \infty & \text{при } s \leq s_1, \end{cases} \quad (2)$$

$$\tau = \tau_2 (s_2/s)^n, \quad (3)$$

$$\tau = \tau_0 \exp(D_0/s). \quad (4)$$

По методике, изложенной в [7], проведена проверка применимости соотношений (2)–(4) для описания реальных процессов и определены входящие в них параметры τ_1 , s_1 , τ_2 , s_2 , n , τ_0 , D_0 . Оказалось, что (3), (4) могут применяться с одинаковым успехом, хотя предпочтительнее формула (4), так как (3) физически менее обоснована. Зависимость (2) дает хорошие результаты при $\dot{\epsilon} > 10^3$ м/с, т. е. вполне пригодна для описания релаксации касательных напряжений во фронте УВ.

В плоской стационарной волне скорость возмущений, соответствующих любому промежуточному состоянию одноосного сжатия σ_1 , одинакова



и равна скорости ударной волны D . Исключая массовую скорость из законов сохранения на ударном скачке, получаем линию Релея

$$\sigma_1 = \rho_0 D^2 \varepsilon. \quad (5)$$

Здесь $\rho_0 = 1/v_0$; $\varepsilon = 1 - v/v_0$; v_0 , v — начальный и текущий удельные объемы. Соотношение (5) связывает нормальное напряжение с v . В условиях всестороннего сжатия тот же объем достигается при гидростатическом давлении p . Разность $\sigma_1 - p = 4/3s(v)$ дает возможность определения изменения касательного напряжения во фронте УВ. За фронтом достаточно сильной УВ состояние близко к гидростатическому, это дало основание в качестве кривой всестороннего сжатия использовать экспериментальную ударную адиабату исследуемого вещества [8]. Воспользовавшись известным линейным соотношением между D и массовой скоростью u : $D = c + mu$, получим

$$p = \rho_0 c^2 \frac{\varepsilon}{(1 - m\varepsilon)^2},$$

откуда

$$s = \frac{3}{4} \left\{ \rho_0 D^2 \varepsilon - \rho_0 c^2 \frac{\varepsilon}{(1 - m\varepsilon)^2} \right\}. \quad (6)$$

Зависимость (6) описывает изменение касательных напряжений во фронте УВ. Из условия стационарности $\varepsilon \sim t$, т. е. (6) задает эволюцию s во времени, $s = s(t)$. Для перехода в (6) к новой переменной t можно воспользоваться следующим соотношением: $\varepsilon/\varepsilon_0 = t/t_0$, где ε_0 — деформация вещества в УВ. Подстановка выражения для $s(t)$ в (2) — (4) дает зависимости $\tau(t)$, позволяющие решать уравнение (1). В случае (2) выражение (1) интегрируется в явном виде, откуда

$$t_0 \left\{ \frac{3}{8} \rho_0 D^2 \varepsilon_0 - \frac{3}{4} \frac{\rho_0 c^2}{\varepsilon_0 m^2} \left[\ln(1 - m\varepsilon_0) + \frac{1}{1 - m\varepsilon_0} - 1 \right] - s_1 \right\} = \tau_1. \quad (7)$$

С учетом (5) формула (7) дает зависимость $t_0 = t_0(\sigma_1)$.

Значения τ_1 , s_1 для трех материалов приведены ниже:

	Железо	Алюминий	Медь
$\tau_1, 10^{-2}$, мкс·ГПа	2,12	0,45	0,91
s_1 , ГПа	0,38	0,135	0,19

Рассчитанные с их помощью зависимости $t_0(\sigma_1)$ показаны на рисунке, где 1 — железо, 2 — медь, 3 — алюминий. Сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными данными [6] показывает их полное согласие (экспериментальные величины из [6] указаны отрезками для железа и алюминия, точка 4 — для меди). Не противоречат расчету и данные [5] для железа (точка 5), которые, по оценке самого автора, завышены.

Таким образом, сравнение с экспериментальными данными показывает, что полученное простое соотношение вполне пригодно для оценки ширины фронта стационарной УВ в металлах. Использование для этой цели зависимостей (3), (4) усложняет процедуру расчета, но не приводит к принципиальным изменениям результата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Мизес. Механика. Сб. пер., вып. 3, 1951.
2. P. A. Thompson, T. W. Stroock, D. S. Lim. Phys. Fluids, 1983, 26, 1, 48.
3. В. Ф. Анисичкин. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 62. Новосибирск, 1983.

4. Е. А. Дыпин. ФГВ, 1983, 19, 1, 111.
5. М. А. Могилевский. ВИНТИ, № 2830 — 80 Дел.
6. L. D. Chabildas, J. R. Assy. J. Appl. Phys., 1979, 50, 4, 2749.
7. Л. А. Мерзиевский, С. А. Шамонин. ПМТФ, 1980, 5, 170.
8. G. R. Cowan. Trans. Met. Soc. AIME, 1965, 233, 6, 1120.

Поступила в редакцию 13/V 1986

ВОЗДУШНЫЕ УВ ПРИ ВНЕЗАПНОМ РАСШИРЕНИИ СЖАТОЙ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ

С. П. Медведев, А. Н. Поленов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Цыганов
(Москва)

Широкое распространение в промышленности производства, переработки и транспортирования пылевых и гранулированных материалов ставит перед газодинамикой двухфазных сред задачу максимальной оптимизации и интенсификации соответствующих технологических решений. В связи с этим одной из актуальных является проблема взрывобезопасности аппаратов и установок, в которых в качестве рабочего тела используется среда типа газ — твердые частицы с большой объемной долей твердой фазы в смеси. Для выяснения характера взрывных процессов в пылевых средах и оценки последствий таких процессов необходимо ясное понимание динамики взаимодействия частиц и газа, заполняющего промежутки между частицами в отсутствие энерговыделения в системе. Среди прочих представляется достаточно важной задача о параметрах волн давления, которые могут возникнуть в окружающей среде в результате аварийного разрыва сосудов, заполненных высоконапорной концентрированной взвесью твердых частиц в газе.

В [1] сообщались предварительные сведения об измерениях параметров плоских ударных волн (УВ), возбуждаемых в воздухе при разлете сжатого объема аэровзвеси с умеренной концентрацией частиц в газе (300—400 кг/м³). Оказалось, что при одинаковом перепаде давления между сжатой и невозмущенной средой при разлете аэровзвеси в последней генерируются волны меньшей интенсивности, но большей длительности, чем при расширении газа. Разумно предположить, что отмеченные в [1] эффекты усиливаются с ростом объемной доли частиц в сжатой смеси. Для проверки таких предположений представлялось уместным на основе методики, предложенной в [1], измерить параметры плоских УВ при внезапном расширении сжатой среды насыпной плотности. Двухфазная среда насыпной плотности представляет собой образец систем с предельной объемной концентрацией дисперсной твердой фазы. При постановке опытов предполагали, что измерение параметров УВ на различных расстояниях от разорвавшегося объема, установление влияния размера частиц сыпучей среды, а также геометрических характеристик сжатого объема на параметры волн давления имеет не только научное, но и важное прикладное значение.

Поставленная задача представляет, по-видимому, самостоятельный интерес для вопросов безопасности широко распространенных систем пневмотранспорта сыпучих грузов. В промышленных установках транспортировки дисперсных материалов с помощью сжатого газа (обычно воздуха) рабочее давление достигает 0,6—0,8 МПа [2] при размерах частиц сыпучей среды 0,01—10 мм. В последнее время разрабатываются [3] системы пневмотранспорта при высоком давлении — до 1,5 МПа. Область применения — трудносыпучие среды высокой концентрации и удельной плотности (например, подача руды в конвертеры). Тенденция повышения давления газа, видимо, будет сохраняться, и, следовательно, возрастает необходимость понимания физических процессов при возможном аварийном разрыве запыленных сосудов высокого давления.