

чены для случая отражения УВ в алюминии плотностью  $1,35 \text{ г/см}^3$  от «абсолютно жесткой» преграды.

Полученные данные свидетельствуют об удовлетворительном совпадении результатов приближенных и точных расчетов. Это позволяет существенно расширить круг веществ, для которых критические параметры отражения могут быть определены. Приближенный метод представляется особенно удобным для веществ, у которых отсутствуют данные по уравнению состояния, а ударные адиабаты известны или могут быть рассчитаны (сплавы, химические соединения, смеси разнородных порошков и т. д.).

Автор выражает благодарность Ф. А. Сагдиеву за помощь в проведении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Корнер С. В. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, 511, 1382.
2. Костюков Н. А. ПМТФ, 1977, 3, 124.
3. James R. M., Moore P. W. J., Lambourn B. D. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. California, 1976.
4. Костюков Н. А. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. — Новосибирск, 1977.
5. Sternberg H. M., Piacesi D. Phys. Fluids, 1966, 9, 7, 1307.
6. Thouvenin J. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1965.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1962.
8. Рыбаков А. П. ФГВ, 1978, 14, 1, 109.
9. Мак-Куин Р., Марш С. — В кн.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. — М.: Мир, 1965.
10. Баум Ф. А., Орленко Л. П. и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. — М.: Наука, 1975.

*Поступила в редакцию 22/IX 1986,  
после доработки — 11/XI 1986*

### РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*В. Ф. Анисичкин  
(Новосибирск)*

Экспериментально определяемые ударные адиабаты (УА) — один из основных источников сведений, необходимых для построения уравнений состояния веществ при высоких давлениях. УА позволяют с хорошей точностью рассчитать плотность, давление и прирост внутренней энергии за фронтом ударной волны (УВ). Однако для построения уравнений состояния кроме перечисленных величин необходимо знать и температуру  $T$ .

Известны два метода измерения температуры ударно-сжатого вещества. Первый — помещение датчиков (термопары [1] или проводника [2], изменяющего с температурой сопротивление) непосредственно в изучаемую среду. Недостатки метода — сложности анализа механизма нагрева, возникновения ЭДС в термопаре, инерционность и невозможность применения для всех материалов.

Второй метод — дистанционный оптический, в котором регистрируется излучение ударно-сжатого вещества, и на основании определенных представлений об оптических свойствах изучаемой среды находится значение  $T$  [3]. Трудности метода — в интерпретации полученных результатов. Температуру за фронтом УВ можно рассчитать, воспользовавшись той или иной моделью среды [4].

Цель настоящей работы — предложить эмпирически обоснованный единый метод расчета температуры конденсированных веществ за фронтом УВ. Задача нахождения температуры вдоль ударной адиабаты

заключается, во-первых, в выделении из полной внутренней энергии вещества тепловой составляющей и, во-вторых, в расчете теплоемкости среды, фазовое состояние и химический состав которой за фронтом УВ не всегда известны.

Первая часть задачи решена в работах [5, 6]. В [5] на основании анализа большого числа известных экспериментальных УВ веществ в конденсированном состоянии и изотерм ряда веществ до высоких давлений, а также теоретических кривых «холодного» сжатия предложена эмпирическая связь потенциальной части давления и полного давления за фронтом УВ. В [6] показано, что с ростом скорости нарастания давления увеличивается вклад тепловой составляющей в полное давление за фронтом и в пределе при равенстве ширины фронта межатомному расстоянию выполняется совпадающее с найденной в [5] эмпирической связью соотношение

$$\Delta p_x / \Delta p_r = v / v_0,$$

где  $\Delta p_x$  — прирост потенциальной составляющей давления;  $\Delta p_r$  — полный прирост давления во фронте УВ;  $v$ ,  $v_0$  — удельный и начальный удельный объемы. Тогда с помощью известной экспериментальной УА или адиабаты в обобщенном виде [7] прирост тепловой составляющей энергии и, следовательно, температура, если известна теплоемкость, находятся из соотношений:

$$\Delta E_T = \frac{p_r + p_0}{2} (v_0 - v) - \int_v^{v_0} p_x(v) dv, \quad T \approx \frac{\Delta E_T}{c_v} + T_0.$$

Теплоемкость одноатомных веществ, остающихся в конденсированном состоянии за фронтом УВ, в большинстве случаев близка к  $3R$ , где  $R$  — газовая постоянная, и задачу можно считать решенной.

На рис. 1 в качестве примера сплошной линией показан расчет температуры жидкого аргона вдоль УА. В расчетах использовалась обобщенная УА [7]:

$$D = n + 3,4(\rho_0/\mu_0)^{1/3}\sqrt{u} + 9,1(\rho_0/\mu_0)^{2/3}. \quad (1)$$

Здесь  $D$  — скорость УВ;  $u$  — массовая скорость, км/с;  $\rho_0$  — начальная плотность, г/см<sup>3</sup>;  $\mu_0$  — эффективная молекулярная масса (в г), которая для химических элементов, кроме углерода в алмазной фазе, практически равна атомной массе. Точки — эксперимент [8]. Расхождение заметное. Но если в качестве исходной взять экспериментальную УА аргона, аппроксимированную отрезками прямых [9, 10], то расчетная кривая (показана штриховой линией) практически совпадает с экспериментальными результатами. Из приведенного сравнения следует, что основная причина расхождения этих (а также следующих ниже результатов) не в экспериментальной ошибке или некорректности метода расчета температуры, а в выборе той или иной исходной УА, в способе привязки измеренных или расчетных температур тем или иным давлениям.

Теплоемкость простых веществ с высокой температурой Дебая может значительно отличаться от  $3R$ . Этот случай подробно рассмотрен в [11], где для алмаза рассчитано изменение температуры Дебая, теплоемкости и температуры вдоль УА.

Задача усложняется при рассмотрении химических соединений. Минимальное классическое значение теплоемкости конденсированной среды, молекулы которой состоят из  $n$  атомов, равно  $3R$ , максимальное —  $3Rn$  и достигается тогда, когда возбуждены все внутренние степени свободы молекул. Такая оценка, однако, слишком груба и может привести к большой ошибке в расчетах.

Ответ на вопрос, в какой степени возбуждены внутренние степени свободы молекул за фронтом УВ, дает работа [7], из которой следует, что обобщенная УА (1), примененная для химических соединений, позволяет решать обратную задачу, т. е. по имеющейся эксперименталь-

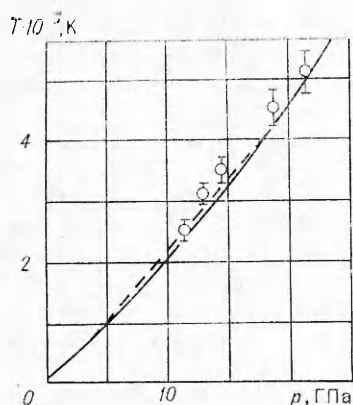


Рис. 1.

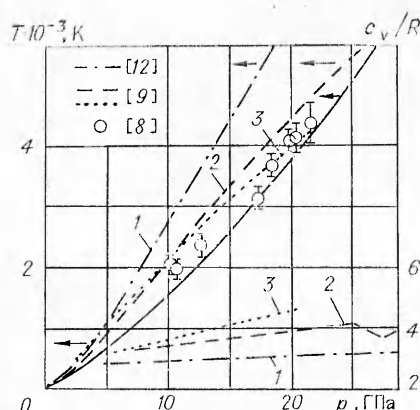


Рис. 2.

ной УА данного вещества определять эффективное значение молекулярной массы  $\mu_0$ . При этом  $\mu_0$  — средняя масса атомов или групп атомов в молекуле, совершающих самостоятельные тепловые колебания с вкладом в теплоемкость  $\sim 3R$ . Так как число таких групп атомов равно  $\mu/\mu_0$ , то теплоемкость

$$c_v \approx 3R \cdot \mu/\mu_0,$$

где  $\mu$  — молекулярная масса данного химического соединения. Величина  $3\mu/\mu_0$ , следовательно, соответствует числу возбужденных колебательных степеней свободы молекулы.

На рис. 2 приведены рассчитанные предложенным методом зависимости  $c_v$  жидкого азота от давления  $p$  вдоль УА. В качестве исходных для расчетов брались экспериментальные УА из работ [9, 12]. Во всех случаях расчетная теплоемкость возрастает, начиная с начальных значений, близких к  $3R$ , характерных для кристаллического состояния, до  $5R$ , соответствующих жидкой фазе. Видно, что, как и для одноатомных молекул, на расчетное значение  $c_v$  сильно влияет выбор в качестве исходной той или иной экспериментальной УА.

На рис. 2 вместе с экспериментальными данными [8] приведены расчетные зависимости температуры ударно-сжатого конденсированного азота. Расчет проводился по экспериментальным УА [9, 12]. Сплошной линией показан расчет температуры по выражению (1) с  $c_v = 5R$ . Данные [12] заметно (до 6% величины  $D$  — скорости УВ) отличаются от результатов [9], что приводит к сильному занижению рассчитанной по ним теплоемкости и, следовательно, завышению температуры. В целом же измеренные температуры [8] находятся внутри интервала значений, рассчитанных по разным УА, и следует ожидать, что уточнение экспериментальной ударной адиабаты азота приведет к более полному совпадению результатов.

Расчет температур за фронтом УВ в КСl, воде, плексигласе и др. и сравнение с экспериментальными данными [3, 13] приводят к удовлетворительному совпадению результатов при давлениях, меньших начала превращений в этих веществах, а с учетом фазовых переходов и химических реакций — и при более высоких давлениях.

Большой интерес представляет расчет температур за фронтом иницирующей УВ во взрывчатых веществах (ВВ). Теплоемкость таких химически сложных веществ, ее изменение в больших диапазонах давлений и температур рассчитать с удовлетворительной точностью, пока не удастся. Прямые же измерения не всегда возможны и достоверны, особенно для гетерогенных ВВ и при давлениях, близких к порогу иницирования.

В качестве примера следует рассмотреть нитрометан, наиболее изученный как теоретически, так и экспериментально в плане определения

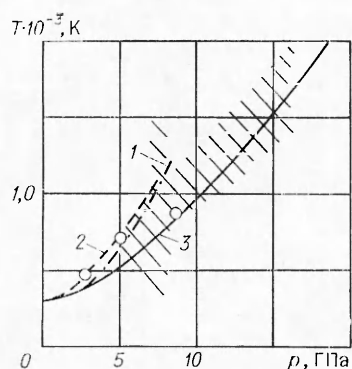


Рис. 3.

температур за фронтом. На рис. 3 заштрихована область, в которой расположены многочисленные расчетные и экспериментальные данные по изменению температуры за фронтом. Точками выделены наиболее современные данные [14]: 1 и 2 — расчет температур по экспериментальным УА [9]  $D = 2,07 + 1,34u$  и  $D = 1,56 + 1,72u$ . Согласно с данными [14] до 5 ГПа — в пределах экспериментальной ошибки определения УА. При больших давлениях УА непрореагировавшего нитрометана измерить трудно, так как начинается детонация.

При давлениях, больших порога инициирования, УА непрореагировавшего нитрометана можно рассчитать из предложенного в [7] обобщенного соотношения, которое с хорошей точностью описывает экспериментальные адиабаты практически всех химических соединений, приведенных в [9]. Такая расчетная УА в отличие от экстраполированных экспериментальных адиабат, снятых при низких давлениях, описывает ударное сжатие вещества с учетом активации и разрыва части химических связей, т. е. состояние частично разложившегося ВВ. Возбуждение или разрыв химических связей в молекулах требует дополнительных затрат энергии, и это снижает скорость роста температуры с давлением в нитрометане от 5 до 8,5 ГПа, что видно из экспериментов [14] и из настоящих расчетов (см. рис. 3). Следовательно, обобщенная УА описывает состояние непосредственно за фронтом инициирующей УВ в нитрометане, как и рассчитанная из нее температура. Именно эта температура и измерена в [14] при  $p = 8,5$  ГПа, совпадение которой с расчетной хорошее.

В сплаве равных количеств тротила и гексогена непосредственно за фронтом инициирующей УВ, согласно расчету,  $T = 2000$  К при амплитуде химика, равной 35 ГПа и рассчитанной по обобщенной УА [7] с  $D = 7,6$  км/с. Величина  $T = 2000$  К ниже температуры в точке Чепмена — Жуге [15], так как последняя описывает состояние среды, прореагировавшей и разогретой в результате прошедших реакций с выделением большого количества тепла.

Сравним настоящие расчеты с другими теоретическими данными. Лучший пример — жидкие водород и дейтерий. Для  $H_2$  и  $D_2$  известны УА и экспериментальные изотермы при 4 К вплоть до высоких давлений, что позволило с большой достоверностью рассчитать уравнения состояния [16]. Так, для жидких  $H_2$  и  $D_2$  при  $p = 10$  ГПа получено [16]  $T \approx 3250$  и  $2400$  К, а результаты настоящей работы дают значения 3500 и 2400 К соответственно.

Таким образом, предложен единый метод расчета теплоемкости и температуры конденсированных веществ за фронтом УВ. Сопоставление результатов с экспериментальными данными и расчетами других авторов для ряда простых и сложных веществ показывает их хорошее согласие.

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bloomquist D. D., Duvall G. E., Dick J. J. J. Appl. Phys., 1979, 50, 4838.
2. Дремин А. Н., Иванов В. П., Михайлов А. И. ФГВ, 1973, 9, 6.
3. Корнер С. Б. УФН, 1968, 94, 4, 641.
4. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
5. Анисичкин В. Ф. ФГВ, 1979, 15, 2, 152.
6. Анисичкин В. Ф. ФГВ, 1984, 20, 1, 124.
7. Анисичкин В. Ф. ФГВ, 1980, 16, 5, 151.
8. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф., Долгобородов Ю. А. Докл. АН СССР, 1979, 246, 3, 579.

9. Van Thiel M., Shaner J. e. a. UCRL-50108, Compendium of shock wave data, Lawrence Livermore Lab., Univ. of California.—Livermore, California, 1977.
10. Nellis W. J., Mitchell A. C. J. Chem. Phys., 1980, 73, 6137.
11. Анисичкин В. Ф. ФГВ. 1984, 20, 1, 77.
12. Зубарев В. Н., Телегин Г. С. Докл. АН СССР, 1962, 142, 2, 309.
13. Lysenga G. A., Ahrens Thomas J., Nellis W. J. e. a. J. Chem. Phys., 1982, 76, 6282.
14. Delpuech Alain, Menil Albert.— In: Shock Waves in Condensed Matter — 1983/Ed. J. R. Asay, North — Holland Physics Publishing, 1984.
15. Xianchu He e. a. The Eighth Symp. (Intern.) on Detonation. Preprints. Albuquerque, 1985.
16. Nellis W. J., Ross M., Mitchell A. C. e. a. Phys. Rev. A, 1983, 27, 1, 608.

*Поступила в редакцию 16/XII 1985*

## О РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЯ СДВИГА В МЕТАЛЛАХ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ

*В. П. Глазырин, Т. М. Платова*  
(Томск)

В настоящее время для описания плоского ударно-волнового нагружения металлов имеется несколько вариантов определяющих уравнений упруговязкопластической модели дислокационного типа с релаксацией напряжения сдвига [1—3]. В основу моделей положены упрощенные представления о движении и размножении дислокаций в условиях квазистатического нагружения, так как при ударном нагружении поведение дефектной структуры изучено довольно слабо ввиду сложности ее регистрации. В данной работе предпринята попытка построения определяющего уравнения металлов, учитывающего релаксацию напряжения сдвига в широком диапазоне скорости деформации на основе анализа данных квазистатических испытаний и моделирования плоского ударно-волнового нагружения.

Эксперименты по сжатию и растяжению образцов с постоянной скоростью деформации дают информацию о зависимости напряжения сдвига от скорости деформации. Однако ее достоверность ограничена сверху величиной скорости деформации  $\dot{\epsilon} = 10^3 \div 10^4 \text{ с}^{-1}$ , так как при больших скоростях невозможно поддерживать однородными напряжения и деформации по рабочей части образца, а также возрастает влияние волновых процессов и радиальной инерции [4].

При плоском соударении пластин достигается  $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$ , т. е. когда реализуется случай плоской симметрии одномерной деформации, который можно смоделировать математически с высокой степенью точности. Сравнение рассчитанных и экспериментально записанных профилей плоских волн сжатия дает информацию о зависимости напряжения сдвига от скорости деформации при  $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

Моделирование плоского ударно-волнового нагружения проводится численным решением методом Лакса — Вендроффа основной системы уравнений в лагранжевых координатах, которая выводится из общих законов сохранения массы, импульса и энергии [5]. Продольная составляющая тензора напряжений имеет вид

$$\sigma_1 = -p + 4/3 \cdot \tau,$$

где  $\tau$  — максимальное касательное напряжение или сдвиговое напряжение. Давление  $p$  определяется по уравнению состояния Ми — Грюнайзена. Выражение для сдвигового напряжения используется в виде

$$\dot{\tau} = \mu (\dot{\epsilon}_1 - 2\dot{\epsilon}_p).$$

Здесь  $\dot{\epsilon}_1$  — продольная составляющая тензора скорости деформации;  $\dot{\epsilon}_p$  — максимальная скорость пластической деформации.