

**О ПЛАВЛЕНИИ И ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛОВ  
В ВОЛНЕ РАЗГРУЗКИ***А. А. Леонтьев, В. Е. Фортков**(Москва)*

Для шестнадцати металлов проведены расчеты термодинамических состояний, приводящих при распаде к плавлению и испарению в изэнтропической волне расширения. Используются полуэмпирические уравнения состояния конденсированной фазы и табличные данные по энтропиям плавления и испарения.

Реализация ряда перспективных технических проектов и устройств (лазерный нагрев [1], линейные пинчи [2], магнитокумулятивные генераторы [3, 4], установки для «мягкого» магнитного сжатия [5] и т. п.) основана на достижении экстремальных параметров путем высокой концентрации энергии. Для анализа и расчета гидродинамических явлений, вызванных распадом таких высокоэнергетических состояний, необходимы сведения о теплофизических свойствах, и в первую очередь данные о фазовом составе вещества в волне разгрузки.

Анализ рассматриваемых процессов может быть проведен в рамках следующей схемы: быстрое энерговыделение (во фронте ударной волны, в скин-слое и т. п.) в конденсированной фазе с последующим расширением вещества в изэнтропической волне разгрузки. В соответствии с этой схемой на основании полуэмпирических уравнений состояния для конденсированной фазы проведены расчеты состояний, приводящих при распаде к плавлению и испарению вещества.

Под испарением здесь подразумевается переход вещества в состояние с низкой плотностью  $\rho \lesssim \rho_c \approx \frac{1}{3}\rho_0$  ( $\rho_0$  — плотность твердого тела,  $\rho_c$  — плотность вещества в критической точке). Имея в виду ударноволновой способ генерации высокоэнергетических состояний, дающий возможность провести экспериментальное исследование теплофизических свойств металлов в широкой области фазовой диаграммы от сильносжатого конденсированного состояния до газовой (плазменной) области, рассчитаны параметры ударных волн и характеристики взрывных устройств динамического нагружения, позволяющие реализовать выбранный интервал параметров.

Для металлов диапазон плотностей  $\frac{1}{5}\rho_0 \lesssim \rho \lesssim \rho_0$  характеризуется малым количеством экспериментального материала и неопределенностью теоретических предсказаний [6], что не дает возможности провести прямые вычисления изэнтроп расширения в этих условиях. При расчетах был использован энтропийный критерий [7], учитывающий условие изэнтропичности течения в волне разгрузки и основанный на сопоставлении табличных [8] значений энтропий фазовых превращений при атмосферном давлении с энтропией конденсированной фазы металлов в области высоких давлений и температур [9].

Расчет энтропии конденсированной фазы производился с использованием полуэмпирических уравнений состояния, построенных на основании экспериментальных данных по ударноволновому сжатию металлов. Подробные расчеты были проведены для Al, Ni, Cu, Pb, для которых имеет-

ся наиболее разработанное уравнение состояния, описывающее данные по ударному сжатию сплошных и пористых образцов в широком диапазоне плотностей и имеющее при высоких температурах асимптотику идеального газа [10]. (Использование в [11] уравнения состояния Ми — Грюнайзена вне области его справедливости привело автора работы к ошибочному выводу о существовании максимума энтропии на линии одного заряда (т. е. пересечению изэнтропы и этой линии в двух точках), что явно противоречит эксперименту [10].)

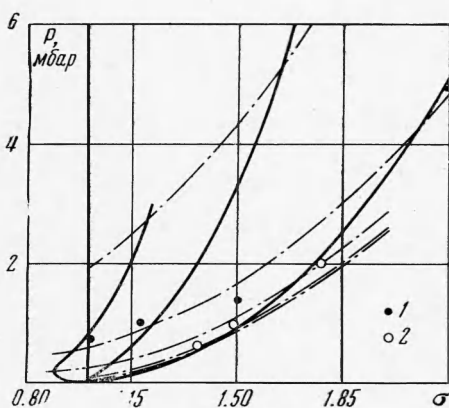
$$(1) \quad p = p_* + \frac{3\gamma + z}{1 + z} \rho R (T - T^*) + g \rho \frac{b^2}{\beta} \ln \operatorname{ch} \frac{\beta T}{b},$$

$$E = E_* + \frac{2 + z}{1 + z} \frac{3}{2} R (T - T^*) + \frac{z^2}{\beta} \ln \operatorname{ch} \frac{\beta T}{b}$$

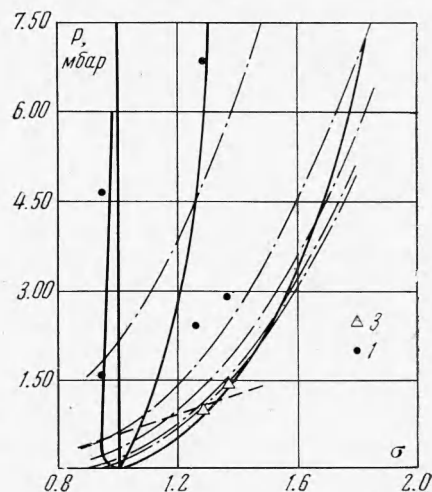
$$p_* = \sum_i^7 a_i \sigma_i^{3+1}, \quad z = \frac{lRT}{C_*^2}, \quad T^* = E_0 - \frac{T_0}{C_v}$$

$$C_*^2 = \partial p_* / \partial \rho, \quad \sigma = \rho / \rho_{0k}, \quad g = -d \ln \beta / d \ln \rho$$

Здесь  $p_*$ ,  $E_*$  — давление и внутренняя энергия на изотерме  $T = 0$ ;  $\gamma$  — коэффициент Грюнайзена;  $\beta$  — коэффициент электронной теплоемкости;  $b$ ,  $l$ ,  $a_i$  — эмпирические константы (см. [10]).



Фиг. 1



Фиг. 2

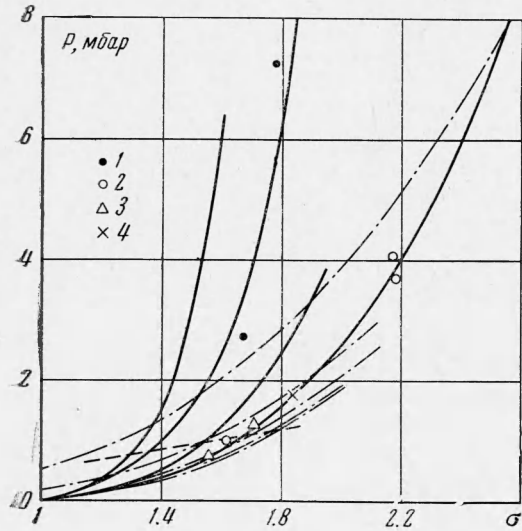
Уравнение состояния (1) приводит к уравнению для энтропии

$$(2) \quad S = S_0 + R \int_{v_0}^v \frac{3\gamma + z_0}{1 + z_0} \frac{dv}{v} + bg \int_{v_0}^v \operatorname{th} \frac{\beta T}{b} \frac{dv}{v} + b \int_{T_0}^T \frac{1}{T} \operatorname{th} \frac{\beta T}{b} dT +$$

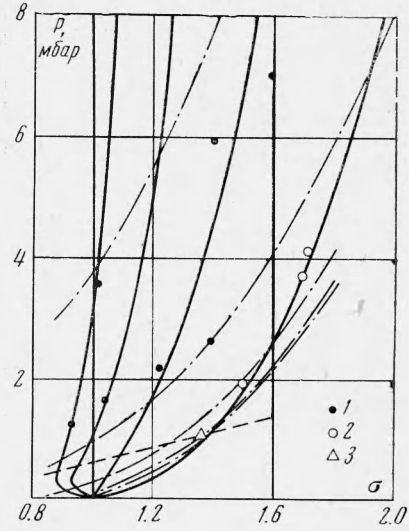
$$+ \frac{3}{2} R \left[ \frac{z_0 - z}{(1 + z)(1 + z_0)} + \ln \frac{T^2 (1 + z_0)}{T_0^2 (1 + z)} \right], \quad z_0 = \frac{lRT^*}{C_*^2}$$

которое использовалось для расчета изэнтроп в области применимости уравнения (1). Значения энтропии  $S_0$  при нормальных условиях, а также энтропий, соответствующих плавлению и кипению ( $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ,  $S_4$  — энтропии, соответствующие началу и концу плавления и кипения) при атмосферном давлении, взяты из справочника [8]. Энтропия в критической точке  $S$  задавалась с учетом оценки, основанной на принципе соответственных состояний.

Полученные результаты для Al, Ni, Cu, Pb приведены на фиг. 1, 2, 3, 4, где наряду с отмеченными штрихпунктиром изэнтропами  $S_1, S_2, S_3, S_k, S_4$  в порядке возрастания давления изображены адиабаты Гюгонио для различной пористости  $m = \rho_0 / \rho_{00}$  ( $\rho_{00}$  — плотность металла перед фронтом ударной волны), а также экспериментальные данные [10, 12-14] (1, 2,

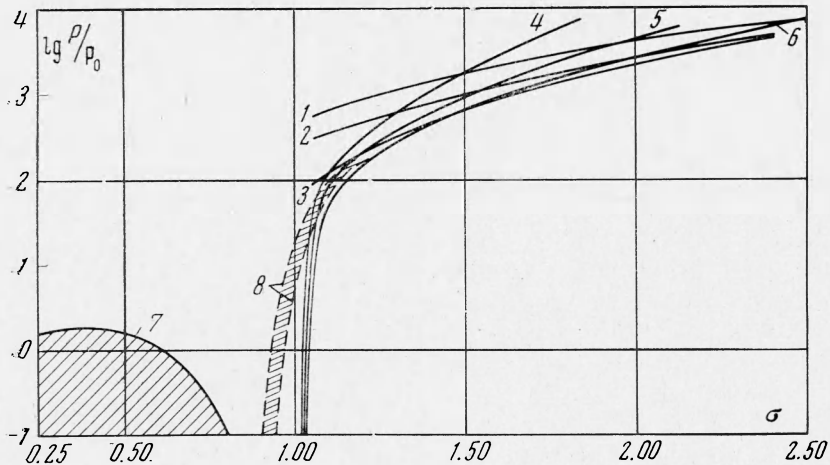


Фиг. 3



Фиг. 4

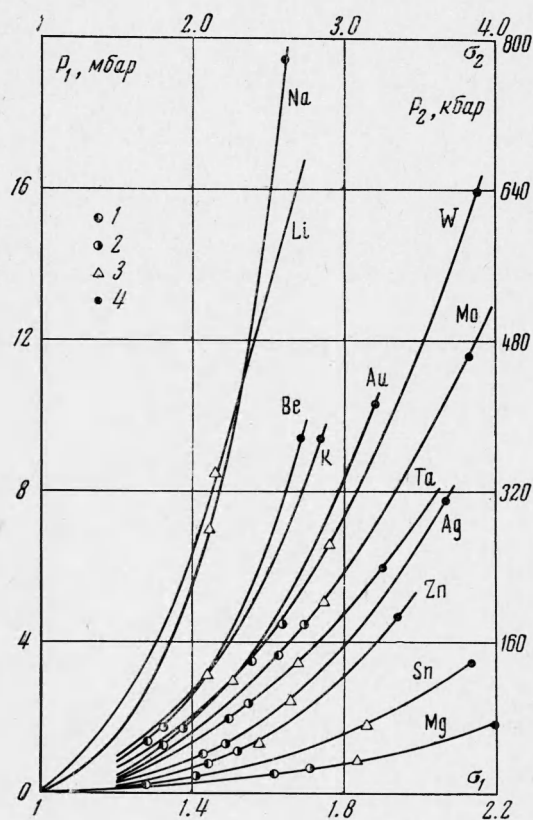
3, 4 соответственно). Состояния за фронтом ударной волны, возникающие при столкновении с мишенью алюминиевого ударника, разогнанного продуктами взрыва до скорости  $\omega = 5.92$  км/сек, отмечены на фиг. 1—4 штрихпунктиром.



Фиг. 5

Увеличение исходной пористости при  $\omega = \text{const}$  приводит к снижению давления во фронте ударной волны. Энтропия на линии одного заряда с ростом пористости существенно возрастает, что позволяет эффективно расширить доступную для динамического эксперимента область фазовой

диаграммы и ограничиться для этой цели линейными генераторами мощных ударных волн [9]. Адиабатами разгрузки перекрывается широкая область параметров от конденсированного до идеальноегазового состояния (фиг. 5), включая труднодоступную для эксперимента область критической точки и плотной сильнонеидеальной плазмы [15].



Фиг. 6

В качестве примера на фиг. 5 представлена фазовая диаграмма свинца (двухфазные области заштрихованы). Кривая плавления  $\delta$  изображена в соответствии с [16]. Приведенные на фиг. 5 ударные адиабаты  $m = 1.67, 1.25, 1$ , обозначенные соответственно 4, 5, 6 и изэнтропы  $S_1, S_k, S_3$  (кривые 1, 2, 3) рассчитаны по уравнениям (1), (2).

При расчетах параметров остальных рассмотренных здесь элементов было использовано уравнение состояния [17], основанное на экспериментальных результатах ударного сжатия сплошного материала и справедливое лишь в окрестности адиабаты Гюгонио  $m = 1$

$$(3) \quad \begin{aligned} P &= P_* + \gamma C_v \rho_{0k} \sigma (T - T^*) + 1/4 \rho_{0k} \beta_* \sigma^{1/2} T^2, \\ E &= E_* + C_v (T - T^*) + 1/2 \beta_* \sigma^{-1/2} T^2 \end{aligned}$$

$$(4) \quad S = S_0 + 3R \int_1^{\sigma} \frac{\gamma(\sigma)}{\sigma} d\sigma + 3R \ln \frac{T}{T_0} + \beta_* \sigma^{-1/2} (T - T_0)$$

Результаты расчетов приведены на фиг. 6, где 1 — начало плавления, 2 — конец плавления, 3 — начало кипения, 4 — критическая точка;  $\sigma_2$ ,

$P_2$  — соответственно степень сжатия и давление для Na, K, Li;  $\sigma_2$ ,  $P_1$  — степень сжатия и давление для Be;  $\sigma_1$ ,  $P_1$  — степень сжатия и давление для остальных элементов. Видно, что за исключением щелочных металлов, имеющих относительно низкие значения критических параметров, для реализации состояний в околокритической и закритической областях необходимы генераторы ударных волн с достаточно высокими параметрами, и только применение пористых образцов позволяет использовать в эксперименте существующие линейные взрывные устройства.

Авторы благодарны Л. В. Альтшулеру и А. Н. Дремину за интерес к работе и дискуссии.

Поступила 10 IX 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
2. Linhart J. G. Very-high-density plasmas for thermonuclear fusion. Nucl. Fusion, 1970, vol. 10, No. 3.
3. Сахаров А. Д. Взрывомагнитные генераторы. Усп. физ. н., 1966, т. 88, вып. 4.
4. Кнопфель Г. К. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
5. Hawke R. S., Duerre D. E., Huebel J. G., Klapper H., Steinberg D. J., Keeler R. N. Method of isentropically compressing materials to several megabars. J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, No. 6.
6. Brush S. G. Theories of the equation of state of matter of high pressures and temperatures. In: Progr. High. Temperat. Phys. and Chem., vol. 1. London — New York, Pergamon Press., 1967.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
8. Still D. R., Sinke G. C. Thermodynamic properties of the elements. In: Adv. Chem. Ser. 118, Washington, Amer. Chem. Soc., 1956.
9. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. н., 1965, т. 85, вып. 2.
10. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
11. Ahrens T. J. Shock melting and vaporization of metals. J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, No. 5.
12. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3.
13. McQueen R. G., March S. P. Equation of state for nineteen metallic elements from shock-wave measurement to two megabars. J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, No. 7.
14. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4.
15. Фортон В. Е. Гидродинамические эффекты в неидеальной плазме. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, № 1.
16. Урлин В. Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне. ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2 (8).
17. Кормер С. Б., Урлин В. Д., Попова Л. Т. Интерполяционное уравнение состояния и его приложение к описанию экспериментальных данных по ударному сжатию металлов. Физика твердого тела, 1961, т. 3, вып. 7.