

ИЗОХОРНО-ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ЖИДКОГО АЛМАЗА

А. М. Молодец, М. А. Молодец, С. С. Набатов

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка

Ранее (см.: Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 4. С. 94–101) изложен новый подход к построению изохорно-изотермического потенциала твердых тел и показана его эффективность на примере определения свойств твердого алмаза при высоких давлениях и температурах ударного сжатия. В настоящей работе этот подход модифицируется с целью его применения для описания теплофизических свойств жидкости. Полученные в этом направлении общие результаты продемонстрированы на примере жидкого алмаза.

ВВЕДЕНИЕ

В [1] разработан новый подход к построению изохорно-изотермического потенциала (свободной энергии) $F(v, T)$ твердого тела в квазигармоническом приближении для системы независимых осцилляторов Эйнштейна:

$$F(v, T) = E_x + 3Rn(\theta/2 + T \ln(1 - \exp(-\theta/T))), \quad (1)$$

где v — удельный объем, T — температура, n — количество атомов в молекуле, R — газовая постоянная, E_x — потенциальная энергия, θ — характеристическая температура. Вид ключевых функций $\theta = \theta(v, T)$ и $E_x = E_x(v)$ установлен на основе общей закономерности для коэффициента Грюнайзена конденсированных сред [2] и согласно [1] определяется следующими соотношениями:

$$\theta = \theta_0 \left(\frac{a - v/v_0}{a - 1} \right)^2 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где

$$a = a(T) = \begin{cases} a_0(1 + q_0 T^2/\theta_0), & T < \theta_0/2, \\ a_0(1 + q_0(T - \theta_0/4)), & T \geq \theta_0/2, \end{cases}$$

$\theta_0 = \text{const}$, $a_0 = 1 + 2/(\gamma_s - 2/3) = \text{const}$, $q_0 = 6\beta Rn/a_0 c_p = \text{const}$, $\gamma_s = \beta K_s v_0/c_v = \text{const}$, и

$$E_x(v) = -a_x v_0 (C_1 H_x(x) + C_2 x) + C_3 + E_m, \quad (3)$$

где

$$H_x(x) = 9 \left(\frac{1}{10} x^{-2/3} + 2x^{1/3} + \frac{3}{2} x^{4/3} - \frac{1}{7} x^{7/3} + \frac{1}{70} x^{10/3} \right),$$

$x = v/a_x v_0$; C_1, C_2, C_3 — индивидуальные константы материала.

Для вычислений по (1)–(3) необходимо располагать сведениями о следующих термодинамических свойствах: β — объемный коэффициент теплового расширения, K_s — адиабатический модуль объемного сжатия, c_v — теплоемкость при постоянном объеме, θ_0 — характеристическая температура Эйнштейна, которые определены в некоторой начальной реперной точке — при начальной температуре T_0 и начальном давлении p_0 и удельном объеме $v_0 = v(T_0 p_0)$. Кроме того, формула (3) содержит подгоночный коэффициент, первое приближение для которого есть

$$a_x = a(0) = a_0 = 1 + 2/(\gamma_s - 2/3). \quad (4)$$

Величина a_x как параметр входит в константы C_1, C_2, C_3 . И наконец, в (3) содержится константа E_m , с помощью которой задается уровень отсчета потенциальной энергии E_x . Воспользуемся функциями (2) и (3) для интерпретации термодинамического поведения жидкости.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Как известно (см., например, [3]), изохорно-изотермический потенциал $F_l(v, T)$ жидкости в так называемой «грубой» модели классического гармонического осциллятора записывается как

$$F_l(v, T) = E_{x,l}(v) + 3RnT \ln(\theta_l/T) - RT, \quad (5)$$

где $E_{x,l}(v)$ — объемная потенциальная энергия жидкости, θ_l — характеристическая температура жидкости.

Очевидно, что (5) близко к выражению (1) для свободной энергии кристалла в приближении Эйнштейна. Действительно, предельный

случай (1), когда $T \gg \theta$, формально отличается от (5) лишь тем, что в свободной энергии для жидкости имеется добавочное энтропийное слагаемое RT . В то же время, в (1) и (5) отражено и различие между жидкостью и твердым телом — помимо энтропийного слагаемого RT это еще и разные функции удельной потенциальной энергии и характеристической температуры для жидкости и твердого тела. Отмеченные различия обстоятельно проанализированы и положены в основу термодинамической модели кристаллического и жидкого состояний в [4].

В [4] при описании как кристаллического, так и жидкого состояния тепловые колебания атомов интерпретируются в обобщенном дебаевском приближении, переходящем в пределе высоких температур и объемов в идеально-газовое. При этом в [4] принято во внимание различие потенциальной энергии для жидкого и твердого тел, а в термодинамические функции жидкости введена конфигурационная составляющая — величина, характеризующая меру ее разупорядоченности и приводящая к конечным значениям энтропии при формальной экстраполяции свойств жидкости на нулевую температуру. В простейшем случае эти идеи при использовании эйнштейновского приближения (1) вместо дебаевского, применяемого в [4], приводят к следующему выражению для свободной энергии жидкости:

$$F_l(v, T) = E_{x,l}(v) + 3Rn[\theta_l/2 + T \ln(1 - \exp(-\theta_l/T))] - a_s RT, \quad (6)$$

где энтропийный параметр a_s , как и в [4], величина безразмерная, характеризующая остаточную энтропию жидкости при нулевой температуре.

Рассуждения, с помощью которых в [2] для коэффициента Грюнайзена получено базовое для [1] соотношение, не ограничены каким-либо типом конденсированных сред. Это проявляется в том, что формулы (2) и (3) содержат лишь общие теплофизические свойства материала, которые определены и имеют тождественный смысл как для твердого тела, так и для жидкости. Поэтому если повторить приемы и математические выкладки [1], приведшие к (2) и (3), то окажется, что функциональный вид зависимостей $\theta(v, T)$ и $E_x(v)$ для жидкости задается прежними формулами (2) и (3) с той лишь разницей, что параметры в них суть параметры для конкретной жидкости в ее некотором начальном состоянии (v_0, T_0) .

Если же в дополнение к этому для изохорно-изотермического потенциала жидкости считать приемлемым выражение (6), то не возникает никаких изменений и в процедуре нахождения констант C_1, C_2, C_3 , которая изложена в [1]. Действительно, согласно [1] при нахождении C_1, C_2, C_3 используются частные производные (1) только по объему. Но как выражение (1), так и (6) дают один и тот же результат, поскольку при дифференцировании по объему энтропийная составляющая $a_s RT$ в (6) исчезает.

Итак, отбрасывая в (6) индекс l и присоединяя к (6) формулу (2) для θ и (3) для E_x , получим изохорно-изотермический потенциал жидкости в завершенной форме:

$$F(v, T) = a_x v_0 (C_1 H_x(x) + C_2 x) + C_3 + E_m + 3Rn[\theta/2 + T \ln(1 - \exp(-\theta/T))] - a_s RT. \quad (7)$$

Соотношения для многих термодинамических свойств при использовании (7), (2) и (3) оказываются такими же, как и в [1]. Так, калорическое уравнение состояния для жидкости имеет традиционную форму Ми — Грюнайзена

$$E = E_x(v) + \frac{v}{H} (p - p_x(v)), \quad (8)$$

где $p_x(v) = -dE_x/dv$. В (8) H представляет собой обобщение коэффициента пропорциональности между тепловым давлением и плотностью тепловой энергии в виде объемно-температурной функции Грюнайзена:

$$H(v, T) = \Gamma / (1 + M). \quad (9)$$

В формулах (8), (9) так же, как и в [1],

$$\Gamma(v, T) = - \left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial \ln v} \right)_T = \frac{2}{3} - \frac{2}{1 - av_0/v}, \quad (10)$$

$$M(v, T) = - \left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial \ln T} \right)_v.$$

Единственным новым параметром в (7) для жидкости с формальной точки зрения является лишь энтропийный параметр a_s . Первое приближение для него может быть приближением «грубой» модели (5), т. е. $a_s = 1$.

Итак, аналогично [1] выражение (7) совместно с (2) и (3) дает полуэмпирическое описание термодинамических свойств жидкости, опирающееся, во-первых, на экспериментально определяемые в точке (p_0, T_0) величины v_0, β, K_t (изотермический модуль объемного сжатия), c_p, θ_0, E_m ; значения $K_s(v_0, T_0)$ и $c_v(v_0, T_0)$ находятся с помощью известных термодинамических соотношений, и, во-вторых, на подгоночные параметры a_x и a_s . Соответственно

полное описание термодинамики фононной части ударного сжатия жидкости плоской одномерной волной сводится к добавлению к (7) соотношения Рэнкина — Гюнио:

$$E - E_0 = 0,5(p + p_0)(v_0 - v), \quad (11)$$

что позволяет рассчитать температуру, а затем и все термодинамические свойства жидкости вдоль ударной адиабаты.

ОБЛАСТЬ ПРИМЕНИМОСТИ СООТНОШЕНИЯ (7)

Отметим, что в области растяжения формула (7) имеет особую точку $v = av_0$. Формально эта точка соответствует нулевому значению характеристической температуры (2). Поэтому в ней испытывают разрыв изохорно-изотермический потенциал, энтропия, давление и т. д. Иными словами, при растяжении по мере увеличения объема применение формул (2), (3), (7) заведомо будет давать увеличивающуюся погрешность. В связи с этим в данной работе (как и ранее для твердого тела) ограничимся лишь областью сжатия $v \leq v_0$, мотивируя это еще и тем, что в указанной области жидкость остается «твердоподобной», для которой приемлемы решеточные модели.

В отличие от описания твердого тела в [1], для жидкости помимо параметра a_x подгоночным является и энтропийный параметр a_s . Не исключено, что первые приближения для $a_x = 1 + 2/(\gamma_s - 2/3)$ (4) и соответственно для $a_s = 1$ сразу окажутся достаточными в некотором диапазоне переменных. В противном случае необходимо корректировать величины a_x и a_s .

Очевидно, что наличие более чем одного подгоночного параметра существенно увеличивает неопределенность задачи. Однако в данном случае положение облегчается следующим обстоятельством. Многие формулы, относящиеся к уравнению состояния, характеризуются частными производными изохорно-изотермического потенциала по объему при постоянной температуре. Поэтому в таких формулах энтропийный член $a_s RT$, как отмечалось, исчезает. Так, например, в термическом уравнении состояния $p(v, T) = -\partial F/\partial v$ содержится только один подгоночный параметр a_x . Поэтому, взяв экспериментальную изотерму жидкости в качестве эталона и варьируя параметр a_x , следует добиться согласия расчетной кривой эталону. Значение a_x , при котором различие между расчетной и эталонной

изотермами будет минимальным, принимается как истинное в том диапазоне, где справедлива эталонная кривая.

Найдя a_x , второй подгоночный параметр a_s можно надежно установить путем подбора такого его значения, которое обеспечит равенство химических потенциалов жидкости и кристалла в какой-либо точке кривой плавления.

Наконец, отметим, что анализ конкретных случаев подбора параметров a_x и a_s дает основания полагать, что по аналогии с [1] в качестве эталонной кривой вместо изотермы можно использовать и ударную адиабату. В этом случае сначала принимается $a_s = 1$ и подбирается такое значение a_x , при котором различие между расчетной и эталонной ударными адиабатами жидкости минимально. Затем с найденным значением a_x подбирается a_s из условия равенства химических потенциалов твердого тела и жидкости в какой-либо точке кривой плавления. Как правило, $a_s \simeq 2$. Повторно рассчитанная ударная адиабата с найденным новым значением a_s изменяется незначительно, не выходя за пределы погрешностей экспериментальных ударных адиабат.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОГО АЛМАЗА

Рассмотрим практическую реализацию предложенного описания термодинамических свойств жидкости. Заметим, что набор ключевых параметров модели ($v_0, \beta, K_t, c_p, \theta_0, E_m, a_x, a_s$) в основном тот же, что и для твердого тела. Тем не менее возникают некоторые трудности при отыскании исходных термодинамических свойств. Дело в том, что не для всех жидкостей и не всегда имеется полный набор термодинамических свойств. Так, например, если такие термодинамические свойства жидкостей, как v_0, β, K_t, c_p в точках плавления, а зачастую и их температурные зависимости, можно найти в публикациях [5–7], то значения характеристической температуры для жидкостей встречаются крайне редко.

Обсудим эти нюансы на примере нахождения указанного выше набора параметров для изохорно-изотермического потенциала жидкого алмаза, для которого особенно ощутим дефицит термодинамических свойств. Поясним термин «жидкий алмаз». На участке кривой плавления углерода выше тройной точки жидкий углерод образуется путем плавления алмаза. В связи с этим для определенности будем использовать термин «жидкий алмаз» вместо более

Таблица 1

Термодинамические параметры фазового перехода алмаз — жидкость в тройной точке [8]

T_{tr} , К	p_{tr} , ГПа	Δv , см ³ /моль	ΔS , Дж/(моль · К)	dT/dp , К/ГПа
4470 ± 70	13,5 ± 0,5	0,236	23,1	10,2

Таблица 2

Свойства твердого из [1] и жидкого алмаза в тройной точке ($p_{tr} = 13,5$ ГПа, $T_{tr} = 4470$ К)

Состояние	θ , К	$1/v$, г/см ³	K_t , ГПа	β , 10 ⁻⁶ 1/К	c_p , Дж/(моль · К)	S , Дж/(моль · К)	W , кДж/г
Твердое	1292,21	3,4364	546,45	12,197	26,038	55,987	-7,32616
Жидкое	1214,03	3,2191	437,16	13,509	26,214	79,063	-7,32615

Примечание. $W = F + pv$ — удельный изобарно-изотермический потенциал (удельная энергия Гиббса).

общего «жидкий углерод». Для удобства будем употреблять и термин «твердый алмаз» наряду с термином «алмаз». Там, где одновременно встречаются свойства твердого алмаза и аналогичные свойства жидкого алмаза, принадлежность к твердому алмазу условимся обозначать индексом s .

Для жидкого алмаза в качестве начальных значений p_0 и T_0 примем значения давления и температуры в тройной точке графит — алмаз — жидкость из работы [8]: $p_0 = p_{tr}$, $T_0 = T_{tr}$. Кроме того, воспользуемся такими экспериментальными величинами, как изменение объема Δv и энтропии ΔS при фазовом переходе алмаз — жидкость в тройной точке. Все эти данные наряду с наклоном кривой плавления алмаза dT/dp в тройной точке из [8] приведены в табл. 1.

На основании данных табл. 1 определим величину E_m для жидкого алмаза: $E_m \simeq E_{m,s} + T_0 \Delta S - p_0 \Delta v$. Что же касается таких свойств жидкого алмаза, как, например, v_0 , K_t , θ_0 , β , c_p , то в доступной литературе они практически отсутствуют. В связи с этим сделаем оценки свойств жидкого алмаза в тройной точке.

Во-первых, воспользуемся результатами и выражением для изохорно-изотермического потенциала твердого алмаза из [1]. Так, в табл. 2 приведены вычисленные в [1] свойства твердого алмаза в тройной точке. С помощью данных табл. 1 и 2 найдем удельный объем жидкого алмаза в тройной точке: $v_0 = v_s + \Delta v$, где v_s — удельный объем твердого алмаза в этой же точке.

Оценим модуль объемного сжатия жидкого алмаза. Как известно (см. [5]), для металлов возрастание изотермической сжимаемости расплава в точке плавления составляет $5 \div 20$ % по сравнению с аналогичным свойством твердого тела в этой же точке. Предполагая это правило справедливым и для жидкого алмаза, примем, что изотермический модуль объемного сжатия жидкого алмаза в тройной точке $K_t = 0,8K_{t,s}$, где модуль объемного сжатия твердого алмаза $K_{t,s}$ взят из табл. 2.

Будем считать, что характеристическая температура Эйнштейна для жидкого алмаза равна $\theta_0 = \theta_s(v_0, T_0)$, где $\theta_s(v_0, T_0)$ — характеристическая температура твердого алмаза в точке (v_0, T_0) (т. е. при значении удельного объема, равном удельному объему жидкого алмаза в тройной точке), вычисленная по соответствующей формуле из [1]. Обоснованием вышепринятой процедуры нахождения θ_0 являются результаты работы [4], где этому вопросу уделено специальное внимание. Воспользуемся аналогичным приемом для оценки свойств β и c_p жидкого алмаза в точке (v_0, T_0) , т. е. примем, что $\beta = \beta_s(v_0, T_0)$ и $c_p = c_{p,s}(v_0, T_0)$.

Полученные для жидкого алмаза значения v_0 , β , K_t , c_p , θ_0 представлены в табл. 2. Что же касается величин a_x , a_s , то для a_x , как и в случае твердого алмаза в [1], ограничимся первым приближением (4), а значение a_s подберем так, чтобы в тройной точке химический потенциал жидкого алмаза равнялся аналогичной величине твердого алмаза из табл. 2. Полученные таким образом значения a_x , a_s совместно с термо-

Таблица 3

Параметры модели для твердого из [1] и жидкого алмаза

Состояние	T_0, K	$1/v_0, г/см^3$	θ_0, K	a_0	$q_0, 10^{-6} 1/K$	a_x	a_s
Твердое	300,0	3,515	1320,0	8,282446	2,958	8,282446	0
Жидкое	4470,0	3,2191	1214,03	8,513046	3,0201	8,513046	2,58895

Состояние	$C_1, ГПа$	$C_2, ГПа$	$C_3, кДж/г$	$E_m, кДж/г$	$1/v_{0,x}, г/см^3$
Твердое	-27,28853	348,44318	-761,02331	0,15826	3,544392
Жидкое	-19,40608	225,52762	-614,26260	8,48876	3,32812

динамическими свойствами позволяют по соответствующим формулам определить остальные параметры изохорно-изотермического потенциала для жидкого алмаза. Они представлены в табл. 3, где также приведены соответствующие параметры для твердого алмаза из [1]. В дальнейшем все авторские расчеты получены только с использованием данных этой таблицы.

В отличие от твердого алмаза параметры для жидкого алмаза, представленные в табл. 3, носят оценочный характер. Поэтому результаты для жидкого алмаза, получаемые с использованием этих параметров, следует расценивать лишь как приближенные. Тем не менее

обсудим эти результаты, поскольку качественно они достоверно иллюстрируют возможности рассмотренного подхода.

Как известно, в случае однокомпонентной системы химический потенциал μ равен удельному изобарно-изотермическому потенциалу (свободной энергии Гиббса), т. е. в обозначениях данной работы $\mu(v, T) = F(v, T) + p(v, T)v$. Воспользовавшись термическим уравнением состояния $p = p(v, T)$, исключим объем и запишем химические потенциалы жидкого и твердого алмаза как $\mu = F(v(p, T), T) + pv(p, T)$ и $\mu_s = F_s(v_s(p, T), T) + pv_s(p, T)$ соответственно. Наконец, решая уравнение $\mu(p, T) = \mu_s(p, T)$ относительно температуры, получим кривую плавления $T_m(p)$. Численное решение уравнения $\mu(p, T) = \mu_s(p, T)$ было аппроксимировано полиномом $T_m = a_i p^i$ ($i = 0 \div 9$), коэф-

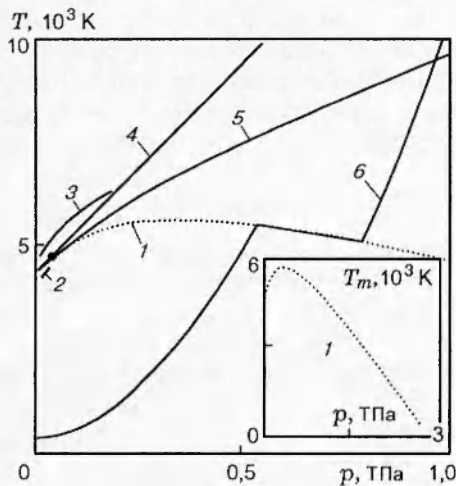


Рис. 1. Кривые плавления (1-5) и температура ударного сжатия монолитного алмаза (6);

1, 6 — настоящая работа, 2 — [10], 3 — [9], 4 — линейная зависимость температуры плавления от давления, крутизна которой совпадает с наклоном кривой плавления 10,2 К/ГПа в тройной точке из [8], 5 — расчет кривой плавления Линдемана для алмаза из [1]; точка — параметры тройной точки из [8]

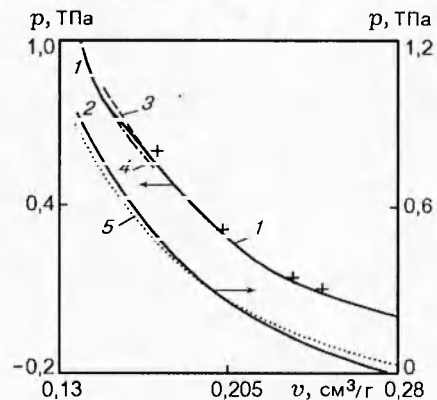


Рис. 2. Сжатие монолитного алмаза:

1 — авторский расчет ударного сжатия алмаза; 2 — потенциальное давление твердого алмаза; 3, 4 — изменение удельного объема твердого и жидкого алмаза соответственно вдоль кривой плавления в области смеси фаз; 5 — потенциальное давление жидкого алмаза; кривые 2, 5 относятся к правой оси ординат, 1, 3, 4 — к левой; точки — экспериментальные данные [13]

Таблица 4

Аппроксимация кривой плавления алмаза полиномом

$$T_m [\text{K}] = 4330,65 + a_i p^i \quad (0 \leq p \leq 2700 \text{ ГПа})$$

$a_1 = 10,8308$	$a_2 = -367,310 \cdot 10^{-4}$	$a_3 = 697,063 \cdot 10^{-7}$
$a_4 = -884,082 \cdot 10^{-10}$	$a_5 = 726,361 \cdot 10^{-13}$	$a_6 = -378,275 \cdot 10^{-16}$
$a_7 = 120,036 \cdot 10^{-19}$	$a_8 = -211,277 \cdot 10^{-23}$	$a_9 = 157,940 \cdot 10^{-27}$

коэффициенты a_i , которого представлены в табл. 4, а сама кривая показана на рис. 1. Как видно на рис. 1, кривая плавления алмаза 1 имеет максимум. Отметим, что в тройной точке (v_{tr}, T_{tr}) эта кривая согласуется с независимыми данными — ее начальный наклон близок к результатам [8–10]. Что же касается максимума на кривой плавления 1, то он возникает в области пересечения графиков потенциального давления жидкого ($p_x(v)$) и твердого ($p_{x,s}(v)$) алмаза, которые показаны на рис. 2.

На рис. 2 представлен также расчет ударной адиабаты алмаза с учетом плавления. Согласно этому расчету плавление при ударном сжатии монолитного алмаза происходит с уменьшением удельного объема, но без образования двухволновой конфигурации. Расчеты ударной адиабаты в координатах T , p и D , u показаны соответственно на рис. 1 и рис. 3. Общие черты поведения ударных адиабат алмаза при пересечении кривой плавления подчиняются правилу из [11] — в координатах T , p и D , u

изломы ударных адиабат слабо заметны, в то время как в координатах T , p ударная адиабата содержит ярко выраженный скачок давления. В случае алмаза этот скачок давления составляет ≈ 150 ГПа при приблизительно постоянной температуре ≈ 5200 К (см. рис. 1).

Как отмечалось выше, в области тройной точки использование изохорно-изотермического потенциала жидкого алмаза дает правильные результаты для кривой плавления. Что же касается параметров плавления алмаза при ударном сжатии, то и здесь можно отметить их разумность. Действительно, как видно на рис. 2, плавление алмаза в ударной волне начинается в точке $p = 543$ ГПа, $v = 0,1726$ см³/г и заканчивается при $p = 792$ ГПа, $v = 0,1477$ см³/г, что согласуется с параметрами начала плавления ударно-сжатого алмаза ($p = 692$ ГПа, $v = 0,1603$ см³/г) из работы [12].

Итак, в работе получено явное выражение для изохорно-изотермического потенциала жидкости, которое позволяет рассчитывать термодинамические свойства жидкого алмаза в диапазонах температур $\approx 4500 \div 5500$ К и давлений $\approx 13 \div 800$ ГПа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Молодец А. М. Изохорно-изотермический потенциал алмаза // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 4. С. 94–101.
2. Молодец А. М. Функция Грюнайзена и нулевая изотерма трех металлов до давлений 10 ТПа // ЖЭТФ. 1995. Т. 107, вып. 3. С. 824–831.
3. Цянь Сюэ-Сень. Физическая механика. М.: Мир, 1965.
4. Воробьев В. С. О модельном описании кристаллического и жидкого состояний // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34, № 3. С. 397–406.
5. Веббер Дж., Стефенс Р. Распространение звука в жидких металлах и сплавах // Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1970. Т. IV, ч. Б.

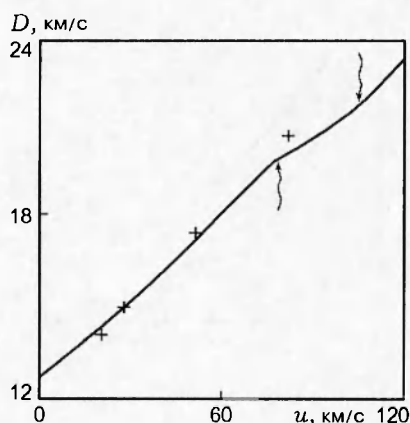


Рис. 3. Зависимость скорости ударной волны D от массовой скорости u для монолитного алмаза:

сплошная линия — расчет ударной адиабаты; волнистыми стрелками выделена область смеси фаз; точки — экспериментальные данные [13]

6. Эмсли Дж. Элементы. М.: Мир, 1993.
7. **Физические** величины / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др. М.: Энергоатомиздат, 1991.
8. **Togaya M.** Thermophysical properties of carbon at high pressure // *Advanced Materials'96: Proc. of the 3rd NIRIM Intern. Symp. on Advanced Materials (ISAM'96)*, Tsukuba, Japan, March 4-8. 1996. P. 251-256.
9. **Bundy F. P.** Pressure-temperature phase diagram of elemental carbon // *Physica A*. 1989. V. 156. P. 169-178.
10. **Averin A. B., Dremov V. V., Samarin S. I., Sapozhnikov A. T.** Equation of state and phase diagram of carbon // *Shock Compression of Condensed Matter-1995* / S. C. Schmidt, W. C. Tao (Eds). Woodbury, New York: AIP Press, 1996. Pt 1. P. 65-68.
11. **Урлин В. Д.** Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне // *ЖЭТФ*. 1965. Т. 49, вып. 2(8). С. 485-492.
12. **Sekine T.** An evaluation of the equation of state of liquid carbon at very high pressure // *Carbon*. 1993. V. 31, N 1. P. 227-233.
13. **Павловский М. Н.** Ударное сжатие алмаза // *Физика твердого тела*. 1971. Т. 13, вып. 3. С. 893-895.

Поступила в редакцию 14/VII 1997 г.
