

УДК 532.593

**О ПЛАВЛЕНИИ ЖЕЛЕЗА ПОСЛЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ**

© 2024 г. А. Б. Медведев

РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики, г. Саров, Россия

E-mail: postmaster@ifv.vniief.ru

Поступила в редакцию 29.01.2024 г.

После доработки 29.01.2024 г.

Принята к публикации 14.02.2024 г.

На основе экспериментальных данных по изэнтропической разгрузке ударно-сжатого железа в различные преграды определено значение ударного давления, вызывающего его плавление при изэнтропической разгрузке до 1 атм. Применимость использованного подхода проверена путем сопоставления результатов с имеющимися экспериментальными данными по плавлению для меди и молибдена. Полученное для железа значение  $170 \pm 30$  ГПа в целом согласуется с более ранними данными (140 и 200 ГПа). С этим значением сопоставлены расчетные значения по полуэмпирическим уравнениям состояния.

DOI: 10.31857/S0040364424030067

**ВВЕДЕНИЕ**

Во многих случаях после ударного воздействия давлением  $P_H$  вещество адиабатически разгружается до конечного  $P = 1$  атм  $= 1.01325 \times 10^{-4}$  ГПа (или другого низкого давления). Такая разгрузка обычно (например, [1–6]) рассматривается как изэнтропическая. Далее также используется это приближение. Конечная температура  $T$  разгруженного до 1 атм вещества увеличивается с ростом  $P_H$ . Если первоначально вещество было твердым, то она может достичь температуры плавления  $T_m$ , отвечающей 1 атм, и превысить ее. Важной характеристикой исходно твердого вещества является значение ударного давления  $P_m$ , при котором его конечная температура становится равной  $T_m$  (начало плавления при изэнтропической разгрузке до 1 атм). Для ряда металлов, до ударного воздействия находившихся при нормальных условиях ( $T = 298$  К,  $P = 1$  атм), имеются экспериментальные значения  $P_m$ . В [1] на основе измерения зависимости конечной температуры от  $P_H$  для Си получено  $P_m \approx 140$  ГПа. В [2], исходя из изменения характера отражения лазерного луча от свободной поверхности разгруженного вещества (смена зеркального отражения на диффузное), определены значения  $P_m$  для Al, Ti, Cu, Mo, равные  $64 \pm 3$ ,  $86.5 \pm 4$ ,  $136 \pm 5$ ,  $252 \pm 16$  ГПа соответственно. Для Си результаты [1, 2] практически совпадают. Согласно [3], для Си  $P_m = 150 \pm 30$  ГПа. Это

значение определено по данным об образовании центрального канала в цилиндрическом образце после воздействия на него ударной волны Маха, распространяющейся вдоль оси образца.

Большой интерес представляет величина  $P_m$  для Fe в силу его широкого применения в технике и важной роли для геофизики. Для него (точнее – для сталей, содержащих ~1% примеси к Fe) основанное на экспериментах значение  $P_m$  приводится в [4, 5]. В [4] оно получено по результатам металлографического анализа железного шара, сохраненного после воздействия на него сферически сходящейся (после отражения от центра шара – расходящейся) ударной волны. Согласно [4],  $P_m \approx 200$  ГПа (точность  $P_m$  не указана). В [5] тем же способом, что и в [3] для Си, получено  $P_m \approx 140$  ГПа (погрешность не приведена). Как видно, значения  $P_m$  для Fe значительно расходятся между собой. Одной из причин (наряду с другими, указанными в [6]) различия данных может быть отсутствие в экспериментах [4, 5] (как и в [3] для Си) контроля ударного давления  $P_H$ , которое, в отличие от [1, 2], определялось расчетным образом.

В настоящей работе значение  $P_m$  получено на основе имеющихся для Fe экспериментальных данных по изэнтропической разгрузке из ударно-сжатых состояний с определенными значениями  $P_H$  в преграды различной динамической жесткости. Использованный ме-

тод проверен путем сопоставления полученных на его основе результатов с данными [1, 2] для Cu и данными [2] для Mo. Определение таким способом давления  $P_m$  для Fe является первой целью настоящей работы. Вторая цель работы – сопоставление экспериментально-го  $P_m$  с расчетными значениями, полученными на основе ряда модельных уравнений состояния (УРС).

**СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
УДАРНОГО ДАВЛЕНИЯ,  
ОТВЕЧАЮЩЕГО ПЛАВЛЕНИЮ  
ПРИ РАЗГРУЗКЕ**

В [7–9] содержатся экспериментальные данные по ударному сжатию исходно твердых Fe, Cu и Mo из состояния  $T = 298$  К,  $P = 1$  атм при начальной плотности  $\rho_0$  (таблица). Данные представлены в виде зависимостей  $P_H$  от массовой скорости вещества за фронтом ударной волны  $U_H$ . Для этих металлов также выполнены эксперименты по изэнтропической разгрузке из нескольких состояний на ударной адиабате (для каждой изэнтропы  $P_H$  и  $U_H$  фиксированы). Они описываются зависимостями  $P(U)$ , где  $U$  – скорость вещества на границе с преградой, реализуемая при его изэнтропической разгрузке от давления  $P_H$  до  $P$ . Функция  $P(U)$  убывает с увеличением  $U$ , при  $U = W$  значение  $P(U) = 1$  атм. Вдоль определенной изэнтропы разгрузки имеет место следующая связь [10]:

$$(dU)^2 = -dP dV, \tag{1}$$

где  $V = 1/\rho$  – удельный объем. Для внутренней энергии  $E$  вдоль изэнтропы выполняется соотношение

$$\frac{dE}{dV} = -P. \tag{2}$$

Из (1), (2) следует

$$\frac{dE}{dU} = \frac{P}{(dP/dU)},$$

откуда получаем

$$E(U) = E_H + \int_{U_H}^U \frac{P}{(dP/dU)} dU. \tag{3}$$

Здесь первое слагаемое (внутренняя энергия ударно-сжатого вещества) определяется уравнением [10]

$$E_H = E_0 + U_H^2 / 2, \tag{4}$$

где  $E_0$  – начальная энергия вещества (ее выбор произволен). Из (3) и (4) следует, что ударная нагрузка до давления  $P_H$  и последующая изэнтропическая разгрузка до  $P = 1$  атм (чему отвечает  $U = W$ ) вызывают увеличение внутренней энергии

Характеристики Fe, Cu и Mo

Металл	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$T_m$ , К	$\Delta H_m$ , кДж/(г К)
Fe	7.85 [9]	1811 [11]	1.05 [11]
Cu	8.93 [9]	1358 [12]	0.47 [12]
Mo	10.21 [9]	2896 [13]	0.92 [13]

$$\begin{aligned} \Delta E(P_H) &= E(W) - E_0 = \\ &= U_H^2 / 2 + \int_{U_H}^W \frac{P}{(dP/dU)} dU. \end{aligned} \tag{5}$$

Для рассматриваемых веществ вдоль изобары  $P = 1$  атм известно изменение энтальпии  $\Delta H(T) = \Delta E(T) + P\Delta V(T)$  при их нагреве от  $T = 298$  К до  $T$  (для Fe по данным [11], Cu – [12], Mo – [13]). В этом выражении первое слагаемое много больше второго и практически точно  $\Delta H(T) = \Delta E(T)$ . Температуре плавления  $T_m$  при  $P = 1$  атм соответствует определенное значение  $\Delta H_m$  (таблица). Из равенства  $\Delta H_m$  и  $\Delta E(P_H)$  (5) определяется значение  $P_H = P_m$ , отвечающее началу плавления (концентрация жидкой фазы равна нулю) при разгрузке до  $P = 1$  атм.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные [9] по изэнтропической разгрузке рассматриваемых металлов в преграды различной динамической жесткости (три набора данных для каждого металла). Самые верхние точки на каждой изэнтропе соответствуют ударному сжатию (расположены на ударной адиабате  $P_H(U_H)$ ). В этих состояниях

$$P_H = \rho_0 D_H U_H, \tag{6}$$

где  $D_H$  – скорость ударной волны. Для Mo в справочнике [9] (и в первичной работе по разгрузке Mo [14]) в исходном состоянии для третьей изэнтропы приведены значения  $P_H = 232.0$  ГПа,  $U_H = 2.73$  км/с,  $D_H = 8.55$  км/с. Они несколько рассогласованы друг относительно друга, так как использование в (6) этих скоростей и  $\rho_0$  из таблицы дает  $P_H = 238.3$  ГПа. Далее принималось это значение  $P_H$ .

Отдельные наборы (три набора для каждого металла) экспериментальных данных по изэнтропической разгрузке были аппроксимированы двумя способами. В первом варианте применялась парабола

$$P = a + bU + cU^2, \tag{7}$$

коэффициенты которой подбирались методом наименьших квадратов. Описание этими зависимостями данных [9] приведено на рис. 1. Во втором варианте использовалась функция, четыре свободные параметра которой определялись исходя из точного описания крайних экспериментальных точек на рассматриваемой изэнтропе, два – с применением аппроксимации

остальных данных на ней методом наименьших квадратов. В этом варианте описание эксперимента близко к представленному на рис. 1 с помощью (7).

При пересечении фазовых границ, например линии плавления (в частности, для Cu в случае  $P_H \geq P_m \approx 140$  ГПа), расчетные по модельным УРС изэнтропические зависимости  $P(U)$  претерпевают небольшие изломы. Они не видны в экспериментах на рис. 1. Использование в (5) плавных, типа (7), аппроксимаций предполагает, что в среднем они передают характер зависимостей  $P(U)$ , сглаживая изломы при их наличии.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 показаны вычисленные по (5) с применением (7) значения  $\Delta E(P_H)$  для каждой из трех изэнтроп Fe, Cu и Mo на рис. 1. Эти данные совместно с начальной точкой  $\Delta E = 0$  при  $P_H = 0$  ГПа (1 атм) аппроксимированы зависимостью  $\Delta E(P_H)$  в виде (7). Результат для каждого вещества показан на рис. 2 сплошной линией. Плюсы на этих линиях отвечают условию  $\Delta E(P_H) = \Delta H_m$  (таблица) и следующим значениям  $P_m$ : Fe – 168, Cu – 137, Mo – 290 ГПа. При применении второго (вместо (7)) варианта аппроксимации данных по разгрузке значения  $P_m$  для Cu и Mo остаются прежними, для Fe из-за некоторого изменения описания третьего набора данных по разгрузке на рис. 1 вычисленное значение  $P_m = 173$  ГПа. Далее для Fe принимается среднее по двум вариантам давление  $P_m = 170$  ГПа. Оно находится посередине между значениями  $P_m$  по [4, 5]. Найденное значение для Cu практически точно совпадает с вышеприведенными данными [1, 2]. Результат для Mo больше значения [2] на ~15%. При этом, если на рис. 2 для Mo не учитывать третью точку (из-за рассогласованности параметров в исходном состоянии для третьей изэнтропы на рис. 1), то расчетное  $P_m$  для него снижается. Если ориентироваться на Mo, то погрешность вычисленного здесь значения  $P_m$  для Fe можно оценить в ~15% (~30 ГПа). Полученный результат для Cu, судя по совпадению с данными [1, 2], показывает для Fe более высокую точность определения  $P_m$ .

Экспериментальные значения  $P_m$  для Fe и других металлов являются опорными данными, которые следует учитывать при построении и тестировании их полуэмпирических УРС, направленных в том числе на описание свойств металлов в твердом и жидком состояниях и их смеси (на линии плавления). Для Fe здесь вполне сопоставление полученного  $P_m$  с расчетными результатами по широкодиапазонным многофазным УРС [15, 16] и относительно локальному УРС Fe [17]. Отвечающая последнему УРС зависимость энтропии вдоль ударной адиабаты

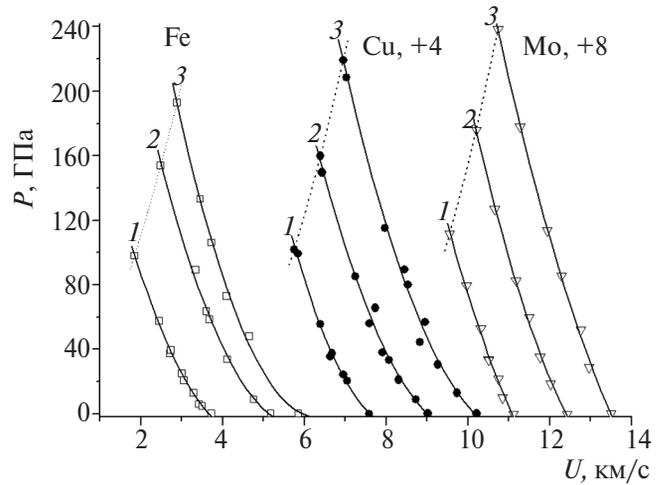


Рис. 1. Зависимости давления  $P$  от массовой скорости  $U$  при изэнтропической разгрузке из трех состояний ударного сжатия для Fe, Cu и Mo: маркеры – экспериментальные данные [9], сплошные линии – аппроксимация данных [9] зависимостью вида (7), пунктирные линии – ударные адиабаты; 1–3 – для разных  $P_H$  [9, 14]; данные для Cu и Mo сдвинуты вправо по  $U$  на 4 и 8 км/с соответственно.

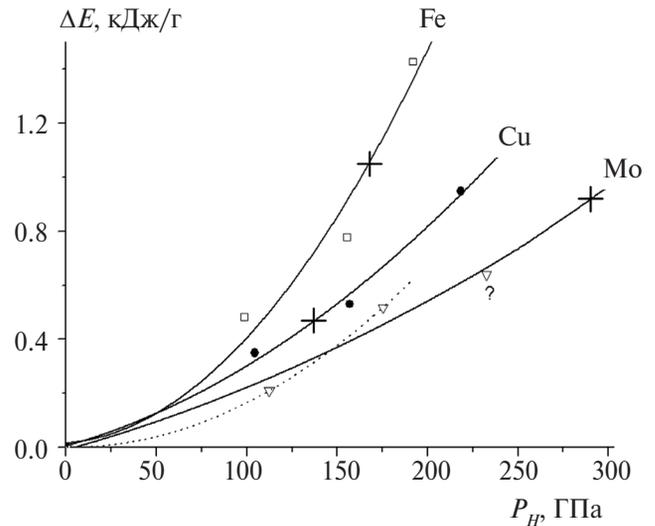


Рис. 2. Зависимости приращения энергии  $\Delta E$  от ударного давления  $P_H$  для Fe, Cu и Mo: маркеры – расчетные данные, сплошные линии – аппроксимация (7); плюсы –  $\Delta H_m$  (таблица); пунктирная линия – аппроксимация (7) для Mo без учета точки с максимальным значением  $P_H$

$S_H(P_H)$  применялась в [17] при построении линии плавления Fe до ~1000 ГПа на основе выполненных в этой работе экспериментов.

Согласно УРС [15],  $P_m = 200$  ГПа, что на ~15% больше определенного здесь  $P_m = 170$  ГПа.

В [16] значение  $P_m$  не дано, но может быть рассчитано на основе других данных этой работы. В ней приведена соответствующая УРС [16] зависимость  $S_H(P_H)$  (воспроизведена на рис. 3).

Согласно данному УРС, при  $P = 1$  атм и температуре плавления  $T_m = 1811$  К энтропия твердого Fe  $S_{m,sol} = 1.65$  Дж/(г К) (см. рис. 2б в [16]). Она практически совпадает с  $S_{m,sol}$  по [11] (откуда взята приведенная в таблице характеристика  $\Delta H_m$ ). Из равенства  $S_H(P_H) = S_{m,sol}$  следует, согласно УРС [16],  $P_m = 225$  ГПа (рис. 3), что превышает эту характеристику по УРС [15] на 10%.

Отвечающая УРС [17] зависимость  $S_H(P_H)$  показана на рис. 3. В этом УРС при  $P = 1$  атм значение  $S_{m,sol} = 1.65$  Дж/(г К). Совместно эти две характеристики приводят к  $P_m = 184$  ГПа (рис. 3), что близко к полученному здесь  $P_m = 170$  ГПа.

Таким образом, среди трех рассмотренных УРС [17] по значению  $P_m$  показывает лучший результат. Это является следствием высокого (рис. 3) расположения его зависимости  $S_H(P_H)$  по сравнению с аналогичными зависимостями [15, 16] в районе  $P_H \approx 200$  ГПа (разница с [16]  $\approx 0.15$  кДж/г). Здесь, судя по небольшому различию  $P_m = 184$  ГПа и  $P_m = 170$  ГПа, энтропия  $S_H(P_H)$  УРС [17] наиболее реалистична.

В УРС [16, 17] зависимости  $S_H(P_H)$  в диапазоне  $P_H \approx 200-500$  ГПа идут практически параллельно друг другу (рис. 3). Параллельность связана с близостью свойств ударно-сжатого жидкого Fe в обоих подходах. В них также близки линии плавления и значения энтропии плавления. В итоге различие между зависимостями  $S_H(P_H)$  [16, 17] при  $P_H \approx 200-500$  ГПа определяется их различием в районе  $P_H \approx 200$  ГПа, от которого зависит  $P_m$ . Поскольку в УРС [17] значение  $P_m = 184$  более реалистично по сравнению с  $P_m = 225$  ГПа [16], то его зависимость  $S_H(P_H)$  предпочтительнее, чем [16] во всем интервале  $P_H$  на рис. 3.

Различие линий  $S_H(P_H)$  в моделях [16, 17] приводит к разным значениям ударного давления  $P_V$ , вызывающего испарение Fe при изэнтропической разгрузке до 1 атм, которое, как и  $P_m$ , является важной характеристикой вещества. Для Fe, согласно эксперименту [11], при  $P = 1$  атм температура кипения  $T_v = 3110$  К, энтропия жидкости  $S_{v,liq} = 2.23$  Дж/(г К). Сопоставление (рис. 3) этого значения  $S_{v,liq}$  с зависимостями  $S_H(P_H)$  [16, 17] дает значения  $P_V$ , равные 467 и 383 ГПа соответственно. Второе на  $\sim 20\%$  меньше первого, что согласуется с процентным различием в значениях  $P_m$  в [16, 17]. По УРС [15]  $P_V = 359$  ГПа (вычислено в [18]). Модели [19, 20] (зависимости  $S_H(P_H)$  для них приведены в [17]), так же как и модели [15, 17], показывают сравнительно низкие значения  $P_V = 355$  и 372 ГПа соответственно. Таким образом, давление  $P_V$  [16] на  $\sim 20-30\%$  превышает результаты [17-20]. При этом следует отметить, что, согласно УРС [16], при  $T_v = 3110$  К модель-

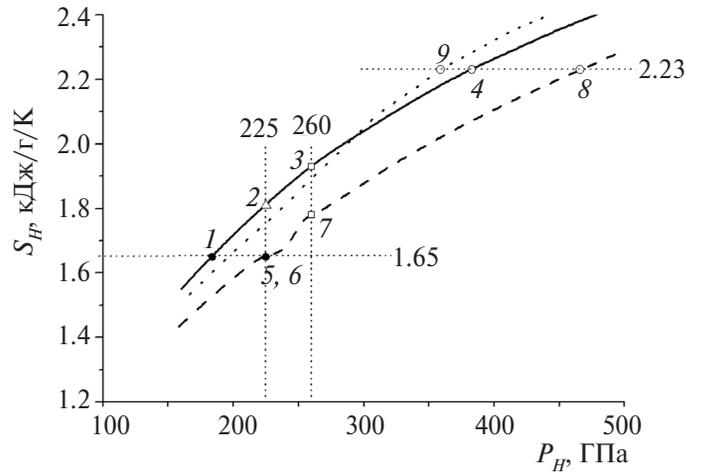


Рис. 3. Зависимости энтропии  $S_H$  от давления  $P_H$  вдоль ударной адиабаты Fe: пунктирная кривая – расчет [15], штриховая – [16], сплошная – [17]; 1, 5 – начало плавления при разгрузке до 1 атм по [17] и [16]; 2, 6 – начало плавления при ударном сжатии [17], [16]; 3, 7 – конец плавления при ударном сжатии [17], [16]; 4, 8, 9 – начало испарения при разгрузке до 1 атм [17], [16], [15].

ная энтропия  $S_{v,liq}$  больше 2.23 Дж/(гК) и равна 2.38 Дж/(гК) (см. рис. 2б и 9б в [16]). Последнему значению соответствует  $P_V = 550$  ГПа, т.е. различие  $P_V$  [16] с другими оценками еще больше возрастает. Можно отметить, что значение  $S_{v,liq} = 2.38$  Дж/(г К) приводит также к значительному увеличению (по сравнению с приведенными в [16] данными при  $S_{v,liq} = 2.23$  Дж/(г К)) расчетных значений  $P_V$  в случае двух других, рассматриваемых в [16], начальных условий для ударного сжатия Fe с пониженными значениями плотности ( $\rho_0 < 7.85$  г/см<sup>3</sup>). Эти  $P_V$  больше в  $\sim 2$  раза рассчитанных в [18] с помощью УРС [15] значений  $P_V$  (132 и 261 ГПа) для тех же двух начальных условий.

По УРС [16] в состоянии  $P = 1$  атм,  $T = T_m$  значения энтропии твердого и жидкого Fe составляют  $S_{m,sol} = 1.65$ ,  $S_{m,liq} = 1.8$  Дж/(г К). Согласно этому УРС, началу плавления Fe вдоль ударной адиабаты соответствует  $P_{H,sol} = 225$  ГПа, полному плавлению –  $P_{H,liq} = 260$  ГПа, которым отвечают  $S_{H,sol} = 1.65$  Дж/(г К) и  $S_{H,liq} = 1.78$  (рис. 3), т.е. в модели [16] в интервале  $\approx 0-260$  ГПа вдоль линии плавления значения энтропии твердого и жидкого Fe в среднем не возрастают. Такое поведение не типично для металлов. Отсутствие роста энтропии обусловлено низким положением  $S_H(P_H)$  в районе  $P_H \approx 200$  ГПа (рис. 3). В УРС [17] значения  $S_{m,sol}$ ,  $S_{m,liq}$ ,  $P_{H,sol}$ ,  $P_{H,liq}$  равны вышеприведенным для УРС [16]. При этом  $S_{H,sol} = 1.81$  Дж/(г К) и  $S_{H,liq} = 1.93$  Дж/(г К) (рис. 3), т.е., согласно [17],

в диапазоне  $\approx 0\text{--}260$  ГПа энтропия твердого и жидкого Fe в среднем увеличивается. То же имеет место в УРС [15].

Низкая энтропия  $S_H(P_H)$  при  $P_H \approx 200$  ГПа сопровождается практически постоянством энтропии жидкого Fe в интервале  $P_H \approx 200\text{--}300$  ГПа по УРС [16] вдоль линии плавления (см. рис. 15с в [16]). В УРС [15, 17] она увеличивается. Последнее лучше соответствует экспериментальным данным [21–23], что показывает следующее рассмотрение.

Вдоль линии плавления изменение  $S$  жидкости определяется уравнением

$$\left(\frac{dS}{dP}\right)_m = \frac{C_p}{T}(T'_m - T'_s), \quad (8)$$

$$T'_s = \frac{\gamma T}{\rho C^2}, \quad (9)$$

где  $C_p$  – изобарическая теплоемкость,  $\gamma$  – коэффициент Грюнайзена,  $\rho$  – плотность,  $C$  – скорость звука жидкости на линии плавления,  $T'_m = \left(\frac{dT}{dP}\right)_m$  – наклон этой линии,  $T'_s = \left(\frac{dT}{dP}\right)_s$  – наклон кривой температуры жидкости вдоль энтропы.

При  $T'_m > 0$ , что выполняется для большинства металлов, в том числе Fe, стандартным является соотношение  $T'_m > T'_s$  (кривая плавления круче энтропы). С этим, в частности, связано плавление при изэнтропической разгрузке ударно-сжатого твердого вещества.

По формуле (8) случаю  $\left(\frac{dS}{dP}\right)_m = 0$  отвечает равенство  $T'_m = T'_s$ . В УРС [16] оно выполняется в среднем в интервале 200–300 ГПа. Согласно этому УРС, среднее  $T'_m = 10$  К/ГПа. Этот модельный наклон воспроизводит средний наклон линии плавления Fe, полученный в экспериментах [21, 22] (при этом между результатами [21, 22] имеется различие в  $\sim 700$  К по самой температуре плавления). По данным [23], основанным на экспериментах по сжатию жидкого Fe, в интервале 200–300 ГПа среднее значение  $T'_s = 7$  К/ГПа. Оно ощутимо меньше экспериментального  $T'_m = 10$  К/ГПа, т.е. следующее из экспериментальных данных [21–23] соотношение  $m$ - и  $S$ -наклонов является стандартным ( $T'_m > T'_s$ ), что не согласуется с их равенством в УРС [16]. По УРС [17] средний наклон  $T'_m = 10$  К/ГПа соответствует данным [21, 22]. В этом УРС жидкость на линии плавления в состоянии  $P = 260$  ГПа,  $T = 5530$  К характеризуется  $\gamma = 1.51$ ,  $\rho = 12.46$  г/см<sup>3</sup>,  $C = 9.5$  км/с. Подстановка этих данных в (9) дает  $T'_s = 7.4$  К/ГПа, что

согласуется с  $S$ -наклоном 7 К/ГПа по [23]. Согласно УРС [15], в интервале 200–300 ГПа средние  $T'_m = 10$  К/ГПа,  $T'_s = 5$  К/ГПа. В других моделях жидкого Fe рассматриваемые  $S$ -наклоны составляют: 5 [24], 6 [25], 7 [26, 27], 8 К/ГПа [28]. Все они, как и  $S$ -наклоны [15, 17], меньше  $m$ -наклона 10 К/ГПа [21, 22] (стандартное соотношение).

Среди моделей [15–17] по степени близости к экспериментам [21–23] средних в интервале  $P = 200\text{--}300$  ГПа значений  $T'_m$ ,  $T'_s$  наиболее приемлемым является подход [17] (как и по значению  $P_m$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на основе экспериментальных данных по изэнтропической разгрузке из нескольких состояний ударного сжатия в преграды различной динамической жесткости определено значение ударного давления, вызывающего плавление Fe при изэнтропической разгрузке до 1 атм. Применимость использованного подхода проверена путем сопоставления следующих из него результатов с имеющимися экспериментальными данными по плавлению при разгрузке для Cu и Mo. Полученное для Fe значение  $170 \pm 30$  ГПа в целом согласуется с более ранними данными. Экспериментальные результаты сопоставлены с расчетными по трем УРС. Сделан вывод о лучшем соответствии эксперименту УРС [17]. Дополнительно представлены отвечающие различным моделям значения ударного давления, вызывающего испарение Fe при изэнтропической разгрузке до 1 атм.

Автор благодарит И.В. Ломоносова за расчет ударного давления, приводящего к испарению Fe при разгрузке по УРС [19].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taylor J.W.* Residual Temperatures of Shocked Copper // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. № 9. P. 2727.
2. *Kanel G.I., Baumung K., Rush D. et al.* Melting of Shock-compressed Metals in Release // *Shock Compression of Condensed Matter-1997* / Eds. Schmidt S.C., Dandekar D.P., Forbes J.W. AIP, 1998. P. 155.
3. *Осипов P.C., Фунтиков A.И., Цыганов B.A.* Определение термодинамических параметров ударного сжатия свинца, олова, меди и никеля по их плавлению в ампулах сохранения // *ТВТ.* 1998. Т. 36. № 4. С. 590.
4. *Зельдович B.И., Литвинов B.B., Пурыгин H.П., Ринкевич O.C., Бузанов B.И., Хейфец A.Э., Хомская И.В.* Квазисферическое взрывное нагружение стали с давлением до 200 ГПа // *Докл. РАН.* 1995. Т. 343. № 5. С. 621.

5. Фунтиков А.И., Осипов Р.С., Цыганов В.А. Изэнтропы разгрузки железа и аустенитной стали из состояния ударного сжатия при давлении 150 ГПа // ТВТ. 1999. Т. 37. № 6. С. 887.
6. Фунтиков А.И. Фазовая диаграмма и кривая плавления железа, полученные по данным статических и ударно-волновых измерений // ТВТ. 2003. Т. 41. № 6. С. 954.
7. LASL Shock Hugoniot Data / Ed. Marsh S.P. Berkeley—Los Angeles—London: Univ. California Press, 1980.
8. Brown J.M., Fritz J.N., Hixson R.S. Hugoniot Data for Iron // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. № 9. P. 5496.
9. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Спр. / Под ред. Трунина Р.Ф. Саров: РФЯЦ—ВНИИЭФ, 2006. С. 531.
10. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. С. 688.
11. Desai P.D. Thermodynamic Properties of Iron and Silicon // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1986. V. 15. № 3. P. 967.
12. Arblaster J.W. Thermodynamic Properties of Copper // J. Phase Equilib. Diffus. 2015. V. 36. № 5. P. 422.
13. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. В 4-х т. Т. 4. Кн. 2 / Под ред. Глушко В.П. М.: Наука, 1982. С. 560.
14. Жерноклетов М.В., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н., Трунин Р.Ф. Изэнтропы расширения алюминия, железа, молибдена, свинца и тантала // ТВТ. 1995. Т. 33. № 1. С. 40.
15. Медведев А.Б. Широкодиапазонное многофазное уравнение состояния железа // ФГВ. 2014. Т. 50. № 5. С. 91.
16. Wu C.J., Benedict L.X., Myint P.C., Hamel S., Prisbrey C.J., Leek J.R. Wide-ranged Multiphase Equation of State for Iron and Model Variations Addressing Uncertainties in High-pressure Melting // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. 014102.
17. Kraus R.G., Hemley R.J., Ali S.J., Belof J.L., Benedict L.X., Bernier J., Braun D., Cohen R., Collins G.W., Coppari F. et al. Measuring the Melting Curve of Iron at Super-Earth Core Conditions // Science. 2022. V. 375. P. 202.
18. Медведев А.Б. Об испарении железа после ударного сжатия // ФГВ. 2022. Т. 58. № 6. С. 100.
19. Fortov V.E., Lomonosov I.V. Thermodynamics of Extreme States of Matter // J. Pure Appl. Chem. 1997. V. 69. № 4. P. 893.
20. Desjarlais M.P. First-principles Calculation of Entropy for Liquid Metals // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. 062145.
21. Anzellini S., Dewaele A., Mezouar M., Loubeyre P., Morard G. Melting of Iron at Earth's Inner Core Boundary Based on Fast X-ray Diffraction // Science. 2013. V. 340. P. 464.
22. Sinmyo R., Hirose K., Ohishi Y. Melting Curve of Iron to 290 GPa Determined in a Resistance Heated Diamond Anvil Cell // Earth Planet. Sci. Lett. 2019. V. 510. P. 45.
23. Kuwayama Y., Morard G., Nakajima Y., Hirose K., Baron A.Q.R., Kawaguchi S.I., Tsuchiya T., Ishikawa D., Hirao N., Ohishi Y. Equation of State of Liquid Iron under Extreme Conditions // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. № 16. 165701.
24. Dorogokupets P.I., Dymshits A.M., Litasov K.D., Sokolova T.S. Thermodynamics and Equations of State of Iron to 350 GPa and 6000 K // Sci. Rep. 2017. V. 7. 41863.
25. Ichikawa H., Tsuchiya T., Tange Y. The  $P$ – $V$ – $T$  Equation of State and Thermodynamic Properties of Liquid Iron // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2014. V. 119. P. 240.
26. Komabayashi T. Thermodynamics of Melting Relations in the System Fe–FeO at High Pressure: Implications for Oxygen in the Earth's Core // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2014. V. 119. P. 4164.
27. Wagle F., Steinle-Neumann G. Liquid Iron Equation of State to the Terapascal Regime from *ab initio* Simulations // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2019. V. 124. P. 3350.
28. Anderson W.W., Ahrens T.J. An Equation of State for Liquid Iron and Implication for Earth's Core // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № B3. P. 4273.