

**СТРУКТУРА УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ТЕЧЕНИЙ
С ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ
В ЖЕЛЕЗЕ ВБЛИЗИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

*Н. Х. Ахмадеев, Н. А. Ахметова, Р. И. Нигматулин
(Уфа, Москва)*

Устойчивая трехфронтная конфигурация ударной волны сжатия в армко-железе, связанная с полиморфным фазовым переходом, была обнаружена в [1]. Тщательное исследование $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ превращения в железе в статических условиях проведено в [2], где был выявлен мартенситный характер фазового перехода и показано, что α - и ϵ -фазы железа сосуществуют в широком интервале давлений, при которых начинаются прямой и обратный фазовые переходы. В [3] с помощью манганиновых датчиков давления непосредственно зарегистрирована многофронтная структура как ударной волны сжатия, так и волны разрежения во внутренних точках железного образца, экспериментально зафиксированы ударные волны разгрузки. В [4] с помощью лазерного интерферометра с хорошей точностью получен профиль скорости свободной поверхности ударным образом нагруженной железной мишени. Наиболее полное исследование полиморфного превращения в железе в условиях динамического нагружения проведено в [5], где также с помощью лазерного интерферометра проведены детальные измерения скорости свободной поверхности образцов из армко-железа при нагружении ударными волнами различной интенсивности и выявлены тонкие ударно-волновые эффекты, связанные с выходом на свободную поверхность ударной волны трехфронтной конфигурации. В частности, показано, что при определенных условиях на профиле скорости свободной поверхности вслед за третьей волной появляется дополнительный четвертый скачок скорости. Эксперименты проведены для образцов различной толщины в широком диапазоне напряжений от 10 до 40 ГПа.

Численные исследования, связанные с прохождением ударных волн в твердых телах и возникающими при этом физико-химическими явлениями, проведены в [6, 7], где разработана модель упругопластического твердого тела с фазовыми превращениями, предложена кинетика фазовых переходов. Дальнейшее исследование кинетики фазовых переходов проведено в [8]. На основе разработанной модели в [8] решалась одномерная нестационарная задача о распространении ударной волны в железе применительно к условиям экспериментов [3, 4]. Сопоставление расчетных профилей давления во внутренних точках с экспериментальными данными [3] и профили скорости свободной поверхности с результатами [4] позволило уточнить кинетику фазовых превращений в железе.

В настоящей работе, которая является продолжением [9], на основе модели, разработанной в [6, 7], и кинетики фазовых переходов [7, 8] проведен численный анализ процессов распространения ударных волн различной интенсивности в армко-железе и эффектов, возникающих при отражении их от свободной поверхности образца. Сравнение результатов численного исследования с известными экспериментальными данными свидетельствует о том, что предложенная математическая модель двухфазного упругопластического твердого тела позволяет адекватно описывать ударно-волновые течения с фазовыми превращениями и без них в железе.

1. В односкоростной, однотемпературной с общим давлением фаз модели двухфазного упругопластического тела с фазовыми переходами каждая фаза характеризуется истинной плотностью ρ_i^0 (отношение массы фазы к объему, занимаемому именно этой фазой) и объемным содержанием α_i ($\alpha_1 + \alpha_2 = 1$), а скорости, температуры и давления фаз совпадают: $v_1 = v_2 = v$, $T_1 = T_2 = T$, $p_1 = p_2 = p$.

Совпадение скоростей и температур фаз обусловлено тем, что силы взаимодействия и интенсивности теплообмена в твердых телах между фазами настолько велики, что макроскопическим смещением фаз относительно друг друга и несовпадением температур можно пренебречь. Равенство давлений объясняется тем, что при распространении сильных ударных

волн ($p > 1$ ГПа), при которых и происходят фазовые переходы, свойства твердого тела приближаются к свойствам жидкостей, а для смесей жидкостей характерно совпадение их давлений. Кроме того, в двухфазных конденсированных средах, образующихся при ударном воздействии, плотности, сжимаемости и теплоемкости фаз не очень сильно отличаются, а это также уменьшает возможности многоскоростных и многотемпературных эффектов и эффектов различия давлений в фазах [7].

Чтобы сохранить в модели некоторые свойства, присущие твердому телу (упругость, пластичность, сопротивляемость деформациям сдвига, более высокая скорость распространения слабых возмущений, чем в гидродинамической модели), вводится девиатор напряжений τ^{kl} . Таким образом, тензор напряжений σ^{kl} представляется в виде суммы гидростатической и девиаторной частей: $\sigma^{kl} = -p\delta^{kl} + \tau^{kl}$, где p зависит только от истинной плотности и температуры фазы: $p = p_1(\rho_1^0, T) = p_2(\rho_2^0, T)$, а τ^{kl} для смеси взято в виде

$$\tau^{kl} = \alpha_1 \tau_1^{kl} + \alpha_2 \tau_2^{kl}.$$

Девиатор напряжений i -й фазы τ_i^{kl} полагается изменяющимся по закону Гука до предела текучести τ_i^* , а дальше начинается пластическое течение, которое характеризуется сохранением τ_i^{kl} на пределе текучести.

Основные уравнения модели в лагранжевых координатах (r, t) для одномерного плоского случая имеют вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\rho_0}{\rho} J_{12} &= 0, \\ \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \rho_2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\rho_0}{\rho} J_{12} &= 0, \quad \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma^1}{\partial r}, \\ \frac{\rho_0}{\rho} \left[\rho_1 \frac{\partial e_1}{\partial t} + \rho_2 \frac{\partial e_2}{\partial t} + (e_2 - e_1) J_{12} \right] &= \sigma^1 \frac{\partial v}{\partial r}, \\ \sigma^1 = -p + \tau^1, \quad p = p_1(\rho_1^0, T) = p_2(\rho_2^0, T), \quad \frac{\partial \tau^1}{\partial t} &= \frac{4}{3} \mu \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \tau^1 \leq \tau^*, \end{aligned}$$

где ρ_i — отношение массы i -й фазы к объему всей смеси, $\rho_i = \rho_0^i \alpha_i$ ($i = 1, 2$); ρ — плотность смеси, $\rho = \rho_1 + \rho_2$; значок 0 внизу указывает на начальное состояние при $t = 0$; J_{12} — скорость фазового перехода, равная массе, перешедшей из первой фазы во вторую за единицу времени в единице объема смеси; e_i — удельная внутренняя энергия i -й фазы; σ^1 и τ^1 — главные компоненты тензора напряжений и девиатора тензора напряжений для смеси. Упругая постоянная μ и предел текучести τ^* для двухфазной смеси брались в виде

$$\mu = \alpha_1 \mu_1 + \alpha_2 \mu_2, \quad \tau^* = \alpha_1 \tau_1^* + \alpha_2 \tau_2^*.$$

Удельную внутреннюю энергию $e(\rho^0, T)$ и давление $p(\rho^0, T)$ для любой из фаз твердого тела можно представить в виде суммы трех составляющих [10, 11], которые описывают упругие свойства холодного тела на гидростатическое сжатие, гармонические колебания атомов в решетке и тепловое возбуждение электронов вместе с ангармоническими эффектами колебаний атомов. Последняя составляющая становится существенной лишь при высоких давлениях и температурах ($p > 100$ ГПа, $T > 10000$ К) и здесь не будет учитываться:

$$(1.2) \quad e(\rho^0, T) = e_p + e_T, \quad p(\rho^0, T) = p_p + p_T.$$

Для описания упругих свойств холодного тела взят потенциал Борна — Майера взаимодействия твердых тел [11]:

$$(1.3) \quad \begin{aligned} p_p(\rho^0) &= Ax^{2/3} \exp b(1 - x^{-1/3}) - Kx^{4/3}, \quad x = \frac{\rho_0}{\rho_0^0}, \\ e_p(\rho^0) &= 3Ab^{-1}(\rho_0^0)^{-1} \exp b(1 - x^{-1/3}) - 3K(\rho_0^0)^{-1} x^{1/3} \end{aligned}$$

где ρ_0^0 — начальная плотность. Тепловые составляющие имеют вид [11]

$$(1.4) \quad p_T(\rho^0, T) = \gamma_T \rho^0 e_T, \quad e_T(\rho^0, T) = c_V T,$$

где $\gamma_T(\rho^0)$ — коэффициент Грюнайзена; c_V — теплоемкость при постоянном объеме.

Интенсивность фазовых превращений тем выше, чем сильнее неравновесность, т. е. чем больше давление p в среде отличается от равновесного значения $p_S(T)$, которое было взято в виде [6]

$$(1.5) \quad p_S(T) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2.$$

Разбивая скорость фазовых переходов J_{12} на два слагаемых

$$J_{12} =: j_{12} - j_{21},$$

каждое из которых может быть только неотрицательным, можно принять следующую кинетику [7, 8]:

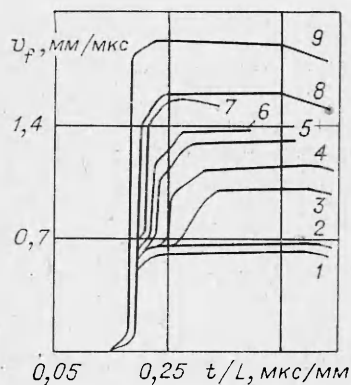
$$(1.6) \quad j_{ij} = \alpha_i j_{ij}^0 \left(1 - \exp \left[- \left| \frac{p - p_S}{\Delta_{ij}} \right|^{n_{ij}} \right] \right), \quad i = 1, 2, \quad j = 1, 2, \quad i \neq j.$$

Эти соотношения ведут к некоторому гистерезису, регулируемому кинетическими параметрами Δ_{ij} и n_{ij} , т. е. $1 \rightarrow 2$ фазовый переход происходит главным образом при давлениях, существенно больших, а $2 \rightarrow 1$ фазовый переход при давлениях, существенно меньших, чем $p_S(T)$.

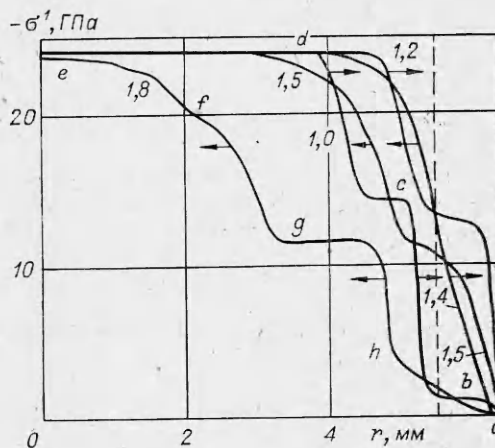
Система уравнений (1.1) совместна с уравнениями состояния (1.2)–(1.4) при заданной линии равновесия фаз (1.5), известных пределах текучести τ_1^* , τ_2^* , модулях сдвига μ_1 и μ_2 , коэффициентах в (1.6) является замкнутой в области непрерывного движения двухфазного твердого тела. Она решалась с применением псевдовязкости методом прямых или частиц. Производные по r во внутренних точках аппроксимировались центральной разделенной разностью второго порядка точности, на границах разностные соотношения выбирались таким образом, чтобы точно соблюдались интегралы энергии и импульса. Полученная система из $6N(N$ — число частиц, на которые разбивается счетная область) обыкновенных дифференциальных уравнений решалась модифицированным методом Эйлера.

2. В рамках приведенной модели была решена одномерная нестационарная задача об ударе пластины о мишень для условий соответствующих экспериментов [5], в которых варьировались скорость удара v_0 и толщина мишени L . Полученные теоретические кривые эволюции скорости свободной поверхности $v_f(t)$ практически совпадают с экспериментальными и приведены на фиг. 1. Время в каждом эксперименте отсчитывалось от момента удара и нормировано к длине мишени. Номера кривых относятся к следующим значениям скоростей ударника и толщины мишени (v_0 , мм/мкс; L , мм): 1 для 0,612; 6,37; 2 для 0,671; 6,38; 3 для 0,992; 6,32; 4 для 1,15; 6,31; 5 для 1,292; 6,314; 6 для 1,40; 15,8; 7 для 1,56; 19,8; 8 для 1,57; 6,37; 9 для 1,90; 6,35. Для детального анализа картины ударно-волнового течения и структуры скорости свободной поверхности был выбран характерный эксперимент, которому соответствует линия 5 на фиг. 1. В этом эксперименте толщина ударника равнялась толщине мишени и составляла 6,314 мм, скорость ударника 1,292 мм/мкс, напряжение, инициируемое при этом, 24 ГПа.

На фиг. 2 представлены сплошными линиями эпюры продольного напряжения $\sigma^1(r)$ в образце для анализируемого случая в различные моменты времени, которые позволяют подробно рассмотреть картину выхода ударной волны трехфронтной конфигурации на свободную поверхность и ее трансформацию в процессе отражения. Возмущение начинается с упругого предвестника ab , за ним движется первая пластическая волна bc , лагранжева скорость которой $D^{(1)} = 5,05$ км/с, что в точности совпадает с результатами [3] и близко к [5] (в [5] $D^{(1)} = 5,07$ км/с), сжимающая вещество в виде первой фазы. Нагружение завершается во второй ударной



Фиг. 1



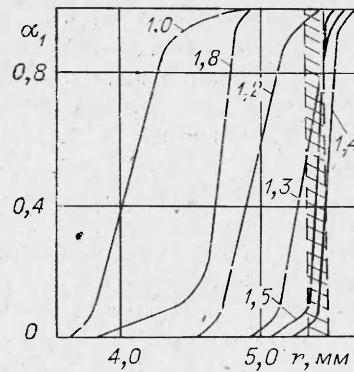
Фиг. 2

волне cd , которая переводит вещество во вторую, более плотную фазу и сжимает его в этой фазе. Скорость второй ударной волны $D^{(12)} = 4,28$ км/с (в [5] она составляет 4,16 км/с). На эюре, соответствующей моменту времени 1,2 мкс, видно, что к свободной поверхности подошла первая ударная волна, но уже ослабленная отраженным упругим предвестником (его интенсивность $\sim 1,2$ ГПа). В следующий момент времени происходит дальнейшее ослабление волны bc за счет отражения от свободной поверхности ее самой. Отраженная волна bc идет в глубь образца, разгружая его на величину давления $p(c)$, в то время как фронт второй ударной волны cd движется к свободной поверхности (эюра, соответствующая моменту времени 1,4 мкс) и достигает ее в $\sim 1,5$ мкс (стрелки на фигуре указывают направление движения волн). На эюре, соответствующей времени 1,8 мкс, можно наблюдать трехфронтную конфигурацию волны разгрузки. Хорошо видна ударная волна разгрузки gh , которая переводит ϵ -фазу железа в α -фазу и затем разгружает ее в пластическом режиме. Виден гистерезис $\alpha \leftrightarrow \epsilon$ фазового перехода. Прямой фазовый переход происходит (в основном) при напряжениях $\sim 14,2$ ГПа, а обратный — при напряжениях $\sim 11,5$ ГПа, что хорошо согласуется с результатами [3] (соответственно 15 и 10,8 ГПа). В [5] напряжение на фронте волны bc , т. е. напряжение, при котором происходит фазовый переход, вычисленное по скорости свободной поверхности, 13,3 ГПа, но измерения скорости свободной поверхности дают информацию о прилегающих к ней слоях, в которых напряжение меньше из-за разгрузки от свободной поверхности. На эюре, соответствующей моменту времени 1,2 мкс, на фиг. 2 видно, что к свободной поверхности подходит волна, на фронте которой напряжение ~ 13 ГПа. Нужно заметить, что в слое толщиной $\sim 0,85$ мм, прилегающем к свободной поверхности, напряжение не превышало 14 ГПа, т. е. в этом слое железо всегда находилось в α -фазе (на фиг. 2 граница этой области нанесена штриховой линией).

На фиг. 3 движение фазовой границы в мишени показано в виде эюр объемного содержания исходной α -фазы железа в различные моменты времени. Видно, что в слое толщиной $\sim 0,85$ мм, прилегающем к свободной поверхности, железо практически всегда находилось в α -фазе. К нему примыкает тонкий слой толщиной $\sim 0,15$ мм (на фиг. 3 он заштрихован), состоящий из смеси обеих фаз железа, в котором происходят интенсивные $\alpha \rightarrow \epsilon$ и $\epsilon \rightarrow \alpha$ превращения. Этот слой, разделяющий α - и ϵ -фазы железа, существует $\sim 0,2$ мкс. В следующие моменты времени граница ϵ -фазы отодвигается влево, а переходная зона размывается.

На фиг. 4 показаны сплошными линиями зависимости напряжения от времени $\sigma^1(t)$ на разных глубинах в образце (цифры соответствуют глубине в миллиметрах). На кривой, соответствующей глубине 5 мм, хорошо вид-

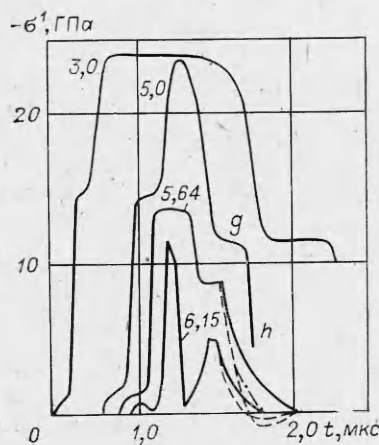
на как ударная волна нагрузки, так и ударная волна разгрузки. На глубине 5,64 мм напряжение не превышает 13,5 ГПа, нет фазового перехода и ударной волны разгрузки. Кривая, соответствующая глубине 6,15 мм, иллюстрирует взаимодействие трехступенчатой ударной волны со свободной поверхностью. В момент времени 1,0 мкс через сечение 6,15 мм проходит упругий предвестник *ab* и затухает. В 1,2 мкс этой глубины достигает волна *bc*, напряжение возрастает до 12 ГПа, но очень быстро падает из-за подхода отраженной от близкой свободной поверхности самой волны *bc*. Затем в эту точку приходит вторая пластическая волна, и напряжение вновь возрастает до 5 ГПа.



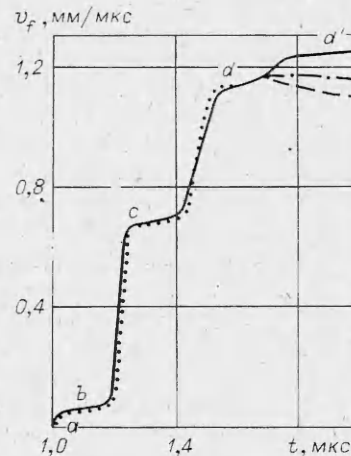
Фиг. 3

На фиг. 5 представлены более подробно полученные экспериментальная (пунктир) и теоретическая (сплошная линия) осциллограммы изменения скорости свободной поверхности. Для идентификации волн профиль скорости свободной поверхности $v_f(t)$ помечен буквами следующим образом: *ab* соответствует отражению упругого предвестника, *bc* — результат отражения первой пластической волны, *cd* — результат отражения волны фазового перехода. На экспериментальном и теоретическом профилях скорости свободной поверхности появляется еще один скачок скорости *dd'*, который авторами [5] назван PIR-волной (Phase Interface Reflection) и интерпретируется как следствие существования поверхности раздела α - и ϵ -фаз железа вблизи свободной поверхности образца. Для выяснения вопроса о том, каким образом поверхность раздела фаз влияет на возникновение PIR-волны, были проведены два модельных расчета для двух гипотетических ситуаций.

Начиная с того момента, когда вторая пластическая волна достигает свободной поверхности (это происходит \sim в 1,5 мкс), коэффициенты j_{ij}^0 ($i, j = 1, 2, i \neq j$) в (1.6) полагались нулями, т. е. предполагалось, что фазовых превращений не происходит, вся среда искусственно полагалась α -фазой железа, тогда поверхности раздела фаз нет, в глубь образца идет волна разгрузки, а профиль скорости свободной поверхности представлен штрихпунктирной линией на фиг. 5. В этом случае скорость свободной поверхности при отражении волны *cd* достигает максимального значения и сохраняет его некоторое время, дополнительного скачка скорости свободной поверхности нет. На фиг. 4 показано также штрихпунктирной линией



Фиг. 4



Фиг. 5

затухание напряжения σ^1 на глубине 5,64 мм при отражении волны cd от свободной поверхности, если вся среда — железо в α -фазе.

Следующий модельный расчет был проведен для такой гипотетической ситуации — с момента достижения второй пластической волной (cd) свободной поверхности фазовые переходы прекращались (коэффициенты j_{ij}^0 ($i, j = 1, 2, i \neq j$) в (1.6) полагались нулями) и среда искусственно «замораживалась», т. е. создавалась неподвижная граница раздела α - и ϵ -фаз железа. В этом случае волна разгрузки, возникающая при отражении волны cd от свободной поверхности, идет сначала по более мягкой среде α -фазы железа, разгружая ее до нулевых напряжений, падает на более жесткий материал ϵ -фазы, расщепляется, частично проходит дальше, частично отражается и идет назад, создавая растягивающие напряжения до 1 ГПа и замедляя скорость свободной поверхности (штриховая линия на фиг. 5). Соответствующие этому случаю зависимости $\sigma^1(t)$ на глубинах 5,64 и 6,15 мм приведены на фиг. 4 также штриховой линией. На обеих кривых видно, что для реальной ситуации напряжения в слое, прилегающем к свободной поверхности, значительно выше, т. е. в этом случае волна разгрузки, возникающая при выходе на свободную поверхность второй пластической волны cd падает на поверхность раздела α - и ϵ -фаз железа, но отражается от нее как волна досжатия, что и вызывает дополнительный скачок скорости свободной поверхности dd' . На самом деле в слое, разделяющем α - и ϵ -фазы, происходит интенсивный $\epsilon \rightarrow \alpha$ фазовый переход, материал при этом резко расширяется и ведет себя как более мягкий, чем α -фаза железа. Поэтому волна разгрузки, падая на этот «мягкий» слой, отражается от него как волна сжатия.

Как показали настоящие расчеты и результаты измерений [5], выделение PIR-волны dd' на профиле $v_f(t)$ возможно не для всех ударных волн с $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ фазовыми превращениями. Можно ввести характерные давления $p_S^{(12)}$ и $p_S^{(21)}$ такие, что при $p > p_S^{(12)}$ достаточно быстро идут фазовые переходы $\alpha \rightarrow \epsilon$, а при $p < p_S^{(21)}$ достаточно быстро — фазовые переходы $\epsilon \rightarrow \alpha$. Эти давления можно представить в виде

$$p_S^{(12)} = p_S + \Delta, \quad p_S^{(21)} = p_S - \Delta \quad (\Delta \approx 5 \text{ ГПа}),$$

и для железа $p_S^{(12)} \approx 18$ ГПа, $p_S^{(21)} \approx 8$ ГПа. Отраженная от свободной поверхности волна bc ослабляет набегающую волну фазового перехода cd на величину давления $p(c) \approx p_S$. Если после ослабления $p(d) < p_S^{(21)}$, то вблизи свободной поверхности, если и есть ϵ -фаза, сразу же быстро идут обратные фазовые переходы $\epsilon \rightarrow \alpha$, которые способствуют уходу упоминавшейся межфазной границы от свободной поверхности. В результате, если интенсивность падающей волны меньше, чем $2p_S - \Delta = 21$ ГПа, волна dd' либо отсутствует, либо сильно размазана (кривые 3 и 4 на фиг. 1). Если же после ослабления $p_S^{(12)} > p(d) > p_S^{(21)}$, т. е. максимальное напряжение меньше 31 ГПа, но больше, чем 21 ГПа, то межфазная граница на некоторое время практически фиксируется на небольшой глубине около свободной поверхности, тем самым способствуя формированию отраженной от межфазной границы PIR-волны.

Когда давление за волной cd , равное $p(d)$, больше $2p_S + \Delta = 31$ ГПа, то после снижения его волной разгрузки из-за отражения от свободной поверхности волны bc оно останется больше, чем $p_S^{(12)}$, поэтому $\alpha \rightarrow \epsilon$ фазовые превращения прекратятся только в процессе отражения от свободной поверхности самой волны cd , и межфазная граница практически вплотную подойдет к свободной поверхности. При этом на профиле $v_f(t)$ волна dd' проявится сразу же за волной cd и PIR-волна не выделится.

Следует иметь в виду, что экспериментальное выделение PIR-волны требует применения очень точной измерительной техники. Только использование возможностей лазерной интерферометрии позволило авторам [5] зарегистрировать ее. Аналогично для выделения PIR-волны в расчетах требуется высокая точность с достаточно мелким шагом счета.

Численное исследование движения ударных волн в железе, претерпевающем $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ фазовые превращения, и сравнение с экспериментами показывают, что использованная здесь модель двухфазной упругопластической сплошной среды с кинетическими параметрами [8] позволяет не только понять и с достаточной точностью описать происходящие ударно-волновые явления с физико-химическими превращениями, но и дополнить экспериментальные результаты, так как экспериментально измерить или вычислить с достаточной точностью по косвенным фактам, например, толщину слоя материала, прилегающего к свободной поверхности и не претерпевающего фазовых превращений, время выхода межфазной границы на максимальную глубину, время выдержки ее на этой глубине, крайне затруднительно, численный же анализ позволяет получить полную картину течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bancroft D., Peterson E. L., Minshall S. Polymorphism of iron at high pressure.— J. Appl. Phys., 1965, vol. 27, N 3.
2. Giles P. M., Longenbach M. N., Marder A. R. High pressure martensitic transformation in iron.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 11.
3. Ананьин А. В., Дремин А. Н., Канель Г. И. Структура ударных волн и волн разрежения в железе.— ФГВ, 1973, № 3.
4. Barker L. M., Hollenbach R. E. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surfaces.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 11.
5. Barker L. M., Hollenbach R. E. Shock-wave study of the phase transition in iron.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N. 11.
6. Нигматулин Р. И. Модель движения и ударные волны в двухфазных металлах с фазовыми переходами.— ПМТФ, 1970, № 1.
7. Grigorian S. S., Kozorezov K. A. et al. Non-steady shock waves in metals with phase transition and hardening by explosion.— Astronautica Acta, 1972, vol. 17, p. 405.
8. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х. Ударные волны и фазовые превращения в железе.— ПМТФ, 1976, № 5.
9. Ахмадеев Н. Х., Ахметова Н. А. Ударно-волновые течения с фазовыми превращениями вблизи свободной поверхности железной мишени.— В кн.: Фазовые переходы и свойства упорядоченных структур. Уфа: БФ АН СССР, 1977.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
11. Жарков В. И., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.

Поступила 18/VII 1983 г.