УДК 536.424

СТРУКТУРА ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КВАРЦЕ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА КВАРЦА В СТИШОВИТ

А. И. Воропинов, М. А. Подурец

(Москва)

Ударная волна — это одно из наиболее мощных средств изучения свойств веществ при высоких давлениях. Среди исследуемых веществ особо выделяются те, которые претерпевают полиморфные фазовые превращения в ударных волнах. Изучение кинетики таких превращений имеет как самостоятельное значение, так и прикладное к проблеме определения свойств фаз высокого давления, поскольку нередко фазовый состав конечных состояний за ударной волной оказывается неравновесным вследствие особенностей кинетики превращения. К настоящему времени получено довольно много экспериментальных данных по фазовым превращениям в ударных волнах, их обзор и анализ содержится в [1]. Несмотря на эти успехи, следует признать, что физическая картина явления, даже в наиболее важных своих чертах, остается все еще недостаточно ясной, а теория явления находится на самой ранней стадии развития. Причина заключается в чрезвычайных методических трудностях эксперимента, перед которым ставится задача проникнуть в детали строения ударного фронта. Традиционный же ударно-волновой метод основан на изучении конечного результата ударного нагружения и дает мало информации о деталях процесса перехода. В этих условиях мы считаем полезным также и встречный подход — построение физически реалистических моделей и численное их исследование с тем, чтобы выявить характерные черты явления, могущие быть проверенными экспериментально. Конечно, в настоящее время не может быть создана полная микроскопическая адэкватная теория, она по необходимости должна быть полуэмпирической, с численными параметрами, которые могут быть определены только грубо. Последующее сопоставление с экспериментом поможет уточнить и модель, и значения численных параметров. Объектом исследования выбран кварц в области перехода его в стишовит. Выбор кварца не случаен. Дело в том, что уже имеющийся эксперимент способен пролить свет на природу кинетики перехода и сильно ограничить произвол в построении модели явления. Таким фундаментальным фактом является постоянство скорости ударной волны без нестационарного раздвоения фронта в области фазового перехода. Этим свойством переход кварца в стишовит (наряду с переходом графита в алмаз) существенно отличается от фазовых превращений других веществ в ударных волнах.

1. Физическая модель. Определяющая система уравнений. В [2] выдвинуто предположение о том, что фазовый переход кварца в стишовит в ударной волне идет по мартенситному механизму. Сейчас признается, что этот механизм является основным при ударно-волновых полиморфных переходах при сравнительно невысоких давлениях [1]. Однако в случае кварца мартенситный механизм выступает не в чистом виде. Для его осуществления необходимо специфическое воздействие ударного фронта. Суть этого воздействия заключается в том, что реакцию вызывает и поддерживает достаточно интенсивное поле сдвиговых напряжений, существующее во фронте волны. В пользу этого предположения можно привести два веских довода: во-первых, в статических экспериментах по фазовому превращению кварца, где отсутствуют сдвиговые напряжения, реакция по мартенситному типу не идет, во-вторых, сдвиговое напряжение — это единственный параметр, который уменьшается скачком при смене однократной сжимаемости на двукратную с образованием нестационарной двухволновой конфигурации. При этом в первой волне за ее фронтом сдвиговые напряжения релаксируют и вторая волна распространяется по среде с изотропным давлением. Напомним, что постоянство скорости ударной волны без раздвоения объясняется именно такой резкой зависимостью концентрации стишовита при смене однократного сжатия на двукратное

[3]. Заметим, что роль сдвигового напряжения двояка: с одной стороны, под его воздействием происходит размножение дефектов решетки — возможных центров зарождения, с другой стороны, сам рост зародыша, несомненно, вынуждается внешним по отношению к нему полем сдвигового напряжения. Если бы последнее было несправедливо, то в статических условиях мартенситный механизм действовал бы, так как в любом реальном образце дефектов всегда достаточно. Кроме того, в раздвоенной ударной волне не было бы торможения реакции, так как в противоположность напряжению сдвига число дефектов слабо зависит от того, одна волна идет по веществу или две.

Как отмечалось в [2], необходимость существования напряжения сдвига для перехода кварц — стишовит, возможно, связана с тем, что собственная деформация перехода не обладает инвариантной плоскостью, а образующаяся разориентировка может быть ликвидирована либо пластическим сдвигом, либо поворотом блока как целого. В этом заключается принципиальное отличие системы кварц — стишовит и им подобных от всех других, где решетки фаз приспособлены хорошо и для осуществления мартенситной реакции нет необходимости во внешнем напряжении сдвига. Мартенситная реакция в системах типа кварц — стишовит может быть выделена из общей массы реакций подобного типа, по своему характерному признаку она может быть названа тензогенной.

Исходя из сказанного, можно сформулировать первое основное требование к построению модели явления. Оно заключается в том, что среда должна описываться как упругопластическая (будем считать ее изотропной) с включением релаксации сдвиговых напряжений, основой которой является динамика дислокаций. Таким образом, в схему должны быть включены уравнения, описывающие движение и размножение дислокаций. Что касается последнего обстоятельства, то на данном этапе можно не вдаваться в детали работы источников дислокаций, а использовать эмпирическую зависимость плотности дислокаций от величины пластического сдвига [4, 5]. Полная деформация должна разделяться на упругое всестороннее сжатие, упругий сдвиг и пластический сдвиг. Еще одна характерная черта модели — применение теории конечных деформаций. Связано это с тем, что, во-первых, на упругом фронте конечен упругий сдвиг, а по мере релаксации сдвиговых напряжений конечным (порядка всестороннего сжатия) становится пластический сдвиг. Конечные деформации вводим по схеме, близкой к схеме работ [6, 7]. Завершают модель кинетическое уравнение для определения концентраций фаз и их уравнения состояния. Рассмотрим одномерное плоское течение и выберем координатные оси так, что ось x направим вдоль течения, а две другие — перпендикулярно ему. Эти направления будут главными осями тензоров деформаций и напряжений.

Матрицы полной деформации F, упругой F^e и пластической F^p выглядят следующим образом:

$$F = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad F^e = \begin{pmatrix} \lambda_1^e & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2^e & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_2^e \end{pmatrix}, \quad F^p = \begin{pmatrix} \lambda_1^p & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2^p & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_2^p \end{pmatrix}.$$

Из условия $F = F^e F^p$ следуют связи

$$\lambda_1 = \lambda_1^p \lambda_1^e, \quad \lambda_2^p \lambda_2^e = 1.$$

Условие того, что пластическая деформация не меняет объема, сводится к

$$\lambda_1^p \left(\lambda_2^p\right)^2 = 1.$$

Удобно вместо этих переменных ввести независимые: всестороннее сжатие

$$\delta = (\lambda_1)^{-1}$$

и упругий чистый сдвиг

$$\xi^e = \lambda_1^e (\lambda_2^e)^{-1}.$$

При этом пластический чистый сдвиг выразится в виде

$$\xi^p = \lambda_1^p (\lambda_2^p)^{-1} = (\delta \xi^e)^{-1}.$$

Введем главные значения тензора напряжений σ_1 и $\sigma_2 = \sigma_3$. Будем полагать, что шаровая часть σ_{ik} — всестороннее давление

$$p = (1/3)(\sigma_1 + 2\sigma_2)$$

при температуре $T = 0$ (холодное давление p_x) — зависит только от сжатия δ, $p_x = p_x(\delta)$. Вид этой функции в нелинейном случае, вообще говоря, произволен и устанавливается отдельно. Рассмотрим девиаторную часть σ_{ik} (максимальное сдвиговое напряжение), обозначим ее через τ

$$\tau = (1/2)(\sigma_1 - \sigma_2).$$

Девиаторы тензоров напряжения и деформации связаны между собой. Для инфинитезимальных преобразований такая связь дается линейным законом Гука. Введем матрицу инфинитезимальной упругой деформации от состояния, деформация которой задана матрицей $\{\lambda^e\}$, до состояния $\{\lambda^e + d\lambda^e\}$. Искомой матрицей будет $\{1 + d\lambda^e/\lambda^e\}$. Тензор деформации будет задан матрицей $\{d\lambda^e/\lambda^e\}$, и закон Гука запишется в виде

$$d\tau = -\mu\left(\frac{d\lambda_1^e}{\lambda_1^e} - \frac{d\lambda_2^e}{\lambda_2^e}\right) = -\mu\frac{d\xi^e}{\xi^e}$$

при $\delta = \text{const}$, т. е.

$$\partial\tau/\partial\xi^e = -\mu/\xi^e. \tag{1.1}$$

Здесь μ — модуль сдвига, функция, вообще говоря, сжатия и упругого сдвига. По существу, (1.1) является определением модуля сдвига, и физическое содержание его появится, когда сделаем дополнительные предположения о функции $\mu(\delta, \xi^e)$. Существенное ограничение вида этой функции может быть получено следующим образом. Вычислим работу упругих сил деформации тела. Работа, производимая телом при изменении λ_i на $d\lambda_i$, отнесенная к единице массы тела, будет

$$dA = (1/\rho_0)(\sigma_1\lambda_2\lambda_3 d\lambda_1 + \sigma_2\lambda_1\lambda_3 d\lambda_2 + \sigma_3\lambda_1\lambda_2 d\lambda_3).$$

Используя свойства рассматриваемой деформации, можно окончательно получить

$$dA = -\frac{1}{\rho^2} p_x(\rho)\, d\rho + \frac{4}{3}\frac{1}{\rho}\tau\left(\frac{d\xi^e}{\xi^e} + \frac{d\xi^p}{\xi^p}\right).$$

Таким образом, полная работа равна сумме упругой работы всестороннего сжатия, работы упругого сдвига и работы пластического сдвига. Определим теперь внутреннюю энергию как функцию деформаций из первого начала термодинамики, исключив пластическую деформацию из-за ее необратимости. Экспериментально установлено, что не вся энергия пластического деформирования переходит в тепло, примерно 10% ее переходит в скрытую энергию упругих напряжений вновь рождаемых дислокаций, однако этой частью будем пренебрегать. Тогда для изменения внутренней упругой энергии получим

$$dE^e = \frac{1}{\rho^2} p_x(\rho)\, d\rho - \frac{4}{3}\frac{\tau}{\rho}\frac{d\xi^e}{\xi^e}.$$

Из того, что dE^e — полный дифференциал, следует

$$\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\frac{\tau}{\rho}\right) = 0.$$

Совместно с (1.1) это дает

$$\mu = \delta\varphi(\xi^e),$$

где $\varphi(\xi^e)$ — произвольная функция упругого сдвига. Поскольку в нашем случае упругий сдвиг почти всегда мал, будем считать $\varphi(\xi^e)$ постоянной, после чего имеем $\mu = \mu_0\delta$, $\tau = -\mu_0\delta \ln \xi^e$, если учесть, что при $\xi^e = 1$ $\tau = 0$.

В целях упрощения модели будем описывать нашу двухкомпонентную среду единым модулем сдвига. В более точной теории следует усреднять модули компонент, причем как модули сдвига, так и модули всестороннего сжатия с взаимным влиянием, так как всестороннее сжатие образца сопровождается сдвигами компонент для сохранения сплошности и наоборот. К упругим давлению и энергии добавляем тепловые члены и полагаем, что имеет место аддитивность объема, внутренней энергии и энтропии компонент при равных температурах и давлении. Кинетику пластического деформирования будем описывать уравнением Орована

(1.2) $$\frac{1}{\xi^p}\frac{d\xi^p}{dt} = -bNv,$$

где b — вектор Бюргерса; N — плотность дислокаций; v — их скорость.

В случае малых деформаций обычно считают величины b и N не зависящими от сжатия, в нашем случае такую зависимость следует учесть. Введем величины b_0 и N_0, относящиеся к несжатому единичному объему, тогда $b = b_0\delta^{-1/3}$, $N = N_0\delta^{2/3}$ (дислокации вморожены в решетку). Теперь перепишем (1.2) в виде

$$\frac{1}{\xi^p}\frac{d\xi^p}{dt} = -b_0N_0\delta^{1/3}v.$$

Производную по времени следует понимать в лагранжевом смысле. Зависимость скорости дислокаций от сдвигового напряжения будем описывать формулой Гилмана

(1.3) $$v = c_t \exp(-\tau_0/\tau),$$

где c_t — поперечная скорость звука; τ_0 — постоянный параметр.

Для плотности дислокаций принимаем линейную зависимость ее от пластической деформации

(1.4) $$N_0 = N_{00} + k \ln \xi^p.$$

В нашей модели полагаем, что релаксация сдвиговых напряжений происходит только за счет консервативного движения дислокаций скольжения. В точной теории следовало бы еще учесть релаксацию за счет фазового перехода. Если мы принимаем, что переход стимулируется сдвиговым напряжением, то, согласно принципу Ле-Шателье, он должен приводить к уменьшению τ.

Последним пунктом модели является кинетическое уравнение фазового превращения. Рассмотрим лагранжев единичный элемент объема.

Тогда в единицу времени в нем рождается dN_0/dt дислокаций. Однако дислокация как линейный объект не может служить центром зарождения. Им может быть, например, пересечение дислокаций, поэтому введем параметр l_0 — среднее расстояние между активными узлами дислокационной сетки. Тогда в расчете на грамм вещества в единицу времени будет зарождаться $(1/\rho_0 l_0)dN_0/dt$ центров. Из полного числа должны быть отобраны те, которые принадлежат неустойчивой фазе. Предполагая, что дефекты распределены равномерно, найдем эту долю. Для этого воспользуемся соотношениями

$$V_1 + V_2 = V, \quad V_1\rho_1 + V_2\rho_2 = 1, \quad \beta/\rho_1 + (1 - \beta)/\rho_2 = 1/\rho,$$

где β — весовая концентрация первой (легкой, неустойчивой) фазы. Получаем, что доля объема $V_1/V = \beta\rho/\rho_1$ и скорость зарождения центров в легкой фазе равна $(\beta\delta/l_0\rho_1)dN_0/dt$.

На образовавшихся центрах начинается рост кристаллов новой фазы. Обозначим момент зарождения через t', а массу кристалла в момент t — через $m(t', t)$. Теперь для того чтобы найти концентрацию тяжелой фазы $1 - \beta$, нужно проинтегрировать по временам зарождения t' всю массу новой фазы в грамме вещества

$$1 - \beta(t) = \frac{1}{l_0}\int\limits_{t_0}^{t} \frac{\beta(t')}{\rho_1(t')}\frac{dN_0}{dt'} m(t', t)\,dt' \tag{1.5}$$

(t_0 — время достижения критических условий для начала перехода). Интегрирование ведется вдоль линии тока. Остается установить вид функции $m(t', t)$. Принимаем, что форма растущего кристалла такая же, как и у равновесного мартенситного кристалла,— двояковыпуклая линза [8], тогда ее объем пропорционален $R^{5/2}$, где R — радиус кромки линзы. Введем скорость роста радиуса линзы v_1, тогда

$$R(t', t) = \int\limits_{t'}^{t} v_1(t'')\,dt''.$$

Здесь придется сделать допущение о скорости роста кристалла v_1, не имея достаточных экспериментальных данных. Известно лишь, что скорость роста мартенситного кристалла может, как и скорость дислокаций, достигать значения поперечной скорости звука. Это естественно, поскольку перестройка решетки на границе происходит посредством движения вдоль границы дислокаций перехода. Исходя из этих грубых представлений, положим, что и зависимость скорости v_1 от сдвигового напряжения (необходимая в случае тензогенного перехода) качественно такая же, как и в случае дислокаций скольжения (1.3). Отличие только в том, что вводим в нее порог по τ

$$v_1 = c_t \exp\left(-\frac{\tau_1}{\tau - \tau_2}\right).$$

При $\tau \leqslant \tau_2$ полагаем $v_1 = 0$. Надо полагать $v_1 = 0$ и в области термодинамической устойчивости легкой фазы. Если ударная волна обладает достаточной интенсивностью, то реакция начинается сразу на фронте с зарождением на дефектах в невозмущенном веществе (слагаемое N_{00} в (1.4)). Этому в кинетическом уравнении (1.5) должно отвечать слагаемое в правой части, эквивалентное δ-образному источнику с временем зарождения, равным времени прихода ударной волны, т. е. dN_0/dt' имеет слагаемое $2N_{00}\delta(t' - t_0)$. Выпишем теперь полную систему уравнений в лагранжевых переменных:

уравнение непрерывности и определение скорости

$$\partial x/\partial a = 1/\rho, \ \partial x/\partial t = u,$$

уравнение Эйлера

$$\partial u/\partial t + \partial \sigma_1/\partial a = 0,$$

энтропийное уравнение

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{T}(\Phi_2 - \Phi_1)\frac{\partial \beta}{\partial t} + \frac{4}{3}\frac{1}{T}\frac{1}{\rho}\frac{\tau}{\xi^p}\frac{\partial \xi^p}{\partial t}$$

(первый член дает рост энтропии из-за неравновесного фазового перехода [2], второй — из-за работы пластического деформирования, Φ_k — термодинамические потенциалы Гиббса),

уравнение состояния

$$V = \beta V_1(p, T) + (1 - \beta)V_2(p, T),$$

$$E = \beta E_1(p, T) + (1 - \beta)E_2(p, T), \ S = \beta S_1(p, T) + (1 - \beta)S_2(p, T)$$

(уравнения состояния отдельных фаз будут приведены ниже),

определение давления

$$p = (1/3)(\sigma_1 + 2\sigma_2),$$

закон Гука для сдвигов

$$\sigma_1 - \sigma_2 = -2\mu_0 \delta \ln \xi^e,$$

связь между сдвигами и всесторонним сжатием

$$\xi^p \xi^e \delta = 1,$$

кинетика пластического течения

$$(1/\xi^p)\partial \xi^p/\partial t = -b_0 N_0 \delta^{1/3} v,$$

$$N_0 = N_{00} + k \ln \xi^p, \ v = c_t \exp(-\tau_0/\tau),$$

кинетика фазового превращения

$$1 - \beta = B\frac{\rho_{20}\beta_F}{\rho_0} N_{00} R^{5/2}(t_0, t) + Bb_0\rho_{20}k\int_{t_0}^{t} \beta(t')\,\delta^{4/3}(t')\rho_1^{-1}(t')\bigl(N_{00} +$$

$$+ k \ln \xi^p\bigr) v R^{5/2}(t', t)\,dt',$$

$$R(t', t) = \int_{t'}^{t} v_1(t'')\,dt'', \quad v_1 = c_t \exp\left(-\frac{\tau_1}{\tau - \tau_2}\right).$$

Здесь β_F — концентрация легкой фазы на фронте волны;

B — коэффициент пропорциональности, варьируемый параметр. Выпишем граничные условия. На поршне $u = u_0$. На упругом фронте ударной волны: отсутствие пластического сдвига $\xi_F^p = 1$, наличие только легкой фазы $\beta_F = 1$ и точные краевые условия Гюгонио.

2. Численные расчеты и их результаты. Для численного интегрирования системы уравнений была создана специальная программа, главные отличительные черты которой — применение метода характеристик и точных граничных условий на упругом фронте ударной волны. Уравнения состояния фаз брались в виде суммы холодных и тепловых членов. Холодное давление бралось в виде

$$p_x(\rho) = \frac{\rho_0 c_0^2}{n}\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n - 1\right],$$

где ρ_0 — начальная плотность; c_0 — начальная объемная скорость звука. Отношение теплового давления p_T к объемной тепловой энергии (коэффициент Грюнайзена Γ) полагается постоянным. Тепловая энергия (на 1 грамм) E_T пропорциональна температуре T с постоянным коэффициентом пропорциональности c_V. Полная энергия, входившая в уравнение Гюгонио для ударной адиабаты $E = (1/2)\sigma_1(1/\rho_0 - 1/\rho)$, записывается в виде

$$E = E_0 + \int\limits_{\rho_0}^{\rho} p_x(\rho)\frac{d\rho}{\rho^2} + \frac{2}{3}\frac{\mu_0}{\rho_0}(\ln\xi^e)^2 + E_T.$$

Энтропия находится интегрированием уравнения

$$TdS = dE_T + p_T dV.$$

Использовались следующие значения постоянных параметров:

кварц

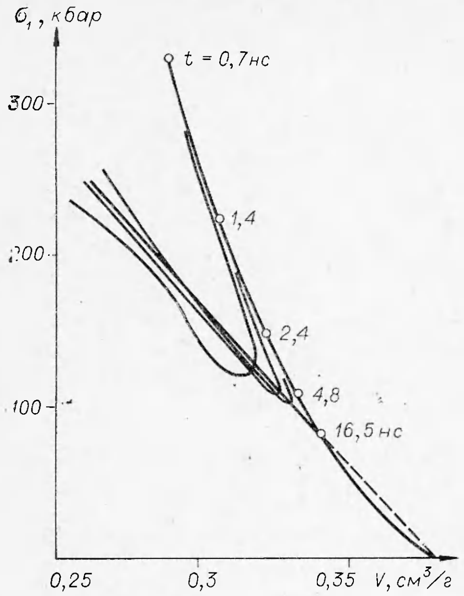
$$\rho_0 = 2{,}65\ \text{г/см}^3,\ c_0 = 3{,}7\ \text{км/с},\ n = 6,\ \Gamma = 0{,}653,\ c_V = 1{,}25\cdot 10^7\ \text{эрг/г}\cdot\text{град},$$
$$E_0 = 0,\ S_0 = 0;$$

стишовит

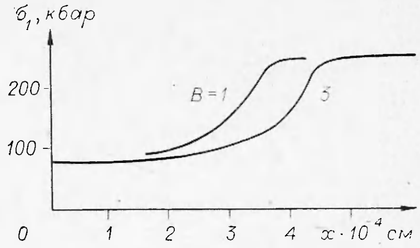
$$\rho_0 = 4{,}29\ \text{г/см}^3,\ c_0 = 7{,}6\ \text{км/с},\ n = 3,\ \Gamma = 1{,}2,\ c_V = 1{,}25\cdot 10^7\ \text{эрг/г}\cdot\text{град},$$
$$E_0 = 6{,}6\cdot 10^9\ \text{эрг/г},\ S_0 = -2{,}6\cdot 10^6\ \text{эрг/г}\cdot\text{град}.$$

Здесь S_0 — энтропия в нормальном состоянии, энтропия и энергия кварца в нормальном состоянии положены равными нулю. Начальный модуль сдвига $\mu_0 = 0{,}2$ Мбар. Модуль вектора Бюргерса $b_0 = 5\cdot 10^{-8}$ см. Параметры в плотности дислокаций $N_{00} = 2\cdot 10^8$ см$^{-2}$, $k = 10^{12}$ см$^{-2}$. Параметры в скоростях дислокаций $\tau_0 = 30$ кбар, $\tau_1 = 30$ кбар, $\tau_2 = 15$ кбар.

Порог $\tau_2 = 15$ кбар выбирался из того условия, чтобы в точке первого излома ударной адиабаты кварца (и ниже ее) реакция была бы невозможной. В стационарной волне с амплитудой на пластическом хвосте $p = 140$ кбар сдвиговые напряжения не превышают этой величины. Все параметры уравнений состояния соответствуют известным данным по динамической сжимаемости кварца и стишовита, за исключением одного пункта, на котором остановимся подробнее. В нашем случае уменьшен модуль сдвига против экспериментального и увеличена крутизна холодного давления кварца. Причина этого следующая. В общем случае расположение упругой ударной адиабаты относительно волнового луча (в плоскости σ_1, V), идущего из точки начального состояния в точку первого излома, может быть произвольным, в частности таким, что волновой луч будет лежать целиком под упругой ударной адиабатой. Для кварца это имеет место на самом деле, так, скорость ударной волны в точке излома $D = 5{,}7$ км/с, а продольная скорость звука $c_l = 6$ км/с. Следствием этого будет постоянный обгон упругой волной пластической, т. е. впереди пластической волны будет распространяться упругий предвестник с постоянно уменьшающейся амплитудой. Наличие упругого предвестника не меняет для нашей задачи ничего по существу, но очень неудобно для численного счета, так как захватывается все большее число счетных точек и тратится весь машинный ресурс на расчет его самого. В нашем же случае волновой луч пересекает упругую ударную адиабату. В этом случае полная картина течения будет в пределе стационарной, что дает возможность обходиться постоянным числом счетных точек. В расчетах использовалось 50 точек. Постоянный множитель в формуле для кинетики перехода варьировался, чтобы показать, что при достаточно «сильной»



Фиг. 1



Фиг. 2

кинетике работает механизм установления постоянства скорости волны. С целью экономии машинного времени это варьирование проводилось следующим образом. Вначале выполнялся расчет с минимальным значением $B = 1$, расчет велся до установления стационарного профиля. Затем проводилась замена на большие значения. Поскольку стационарные профили при разных B уже не сильно отличаются друг от друга, каждое новое установление происходит быстро. Были проведены подобные расчеты с варьированным B для двух значений граничной скорости: $u_0 = 1{,}371$ и $1{,}698$ км/с. Конечные состояния в обоих случаях лежат выше точки излома, в области смеси фаз. Процесс установления удобно иллюстрировать на графике зависимости σ_1 от V. В стационарном профиле точки разреза профиля должны лежать на единой прямой, в нестационарном профиле с двухволновой конфигурацией— на двух прямых. На фиг. 1 показано семейство кривых для случая $u_0 = 1{,}698$ км/с, $B = 1$. Видно установление одного стационарного фронта. Полное время установления составляет $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ с. Надо заметить, что выбранные нами зависимости скоростей дислокаций имеют экспоненциальное стремление к нулю, поэтому формально строгое установление достигается только асимптотически при $t \to \infty$, но уже на временах порядка указанных отличия профилей от предельных незначительны. Оба установившихся решения (для разных u_0) от $B = 1$ до $B=4$ лежат практически на одном и том же волновом луче. При $u_0=1{,}371$ км/с $D = 5{,}63$ км/с, при $u_0 = 1{,}698$ км/с $D = 5{,}66$ км/с, т. е. в пределах точности значения D совпадают.

На фиг. 2 изображен профиль $\sigma_1(x)$ в системе координат, где фронт покоится (для фронта $x = 0$), для случая $u_0 = 1{,}698$ км/с. Отчетливо видно, что фронт представляет собой стационарную последовательность двух фронтов: упругой ударной волны с практически постоянным течением за ней и находящейся на фиксированном расстоянии от нее пластической волны, на которой и происходит фазовый переход. Это расстояние определяется действием механизма устойчивости. Вторая волна находит себе такое место, чтобы интеграл, определяющий концентрацию стишовита (1.5) (в стационарном профиле интеграл по t может быть заменен интегралом по x), имел заданное значение такое, чтобы конечное состояние легло на волновой луч. Если, например, расстояние между волнами уменьшить, то увеличится наработка стишовита и скорость второй волны упадет, после чего расстояние между волнами увеличится, и наоборот. С этой точки зрения ясно, что чем интенсивнее кинетика, тем большим должно быть расстояние между упругой и пластической волнами. Численный расчет это подтверждает. На фиг. 2 изображены профили с $B = 1$ и 3, наглядно иллюстрирующие это обстоятельство.

Интересные задачи встают в связи с возможностями экспериментальной проверки результатов расчета. Желательно было бы установить наличие стационарной двухволновой структуры. К сожалению, эта задача очень трудна, если расстояния и времена соответствуют расчетным, однако, как уже отмечали, кинетические константы могут отличаться от принятых и изучение структуры фронта может оказаться возможным.

Поступила 15 XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **Альтшулер Л. В.** Фазовые превращения в ударных волнах.— ПМТФ, 1978, № 4.
2. **Подурец М. А., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф.** О фазовом равновесии в ударно-сжатом кварце и о характере кинетики фазового перехода.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 7.
3. **Подурец М. А., Трунин Р. Ф.** Об одной особенности ударной сжимаемости кварцита.— ДАН СССР, 1970, т. 195, № 4.
4. **Keh A. S.** Weissmann.— In: Proc. of the Conf. on Electron Microscopy and Strength of Materials. N. Y., 1963.
5. **Gilman J.** Dislocation dynamics and the response of materials.— Appl. Mech. Rev., 1968, vol. 21, N 8.
6. **Lee E. H., Liu D. T.** Finite-strain elastic-plastic theory with application to plane-wave analysis.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 1.
7. **Lee E. H.** Elastic-plastic deformation at finite strain.— J. Appl. Mech., 1969, vol. 36, N 1.
8. **Любов Б. Я.** Кинетическая теория фазовых превращений. М., Металлургия, 1969.

УДК 532.593

О ПРОЦЕССЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Г. И. Канель, Л. Г. Черных

(*Черноголовка*)

Многочисленные исследования откольных явлений после выхода импульса сжатия на свободную поверхность образца показывают, что реализуемая при отколе прочность зависит от характерного времени действия нагрузки. В ряде работ [1—4] предлагаются дискретные критерии откольного разрушения, определяющие возможность разрушения через величину растягивающего напряжения и время его действия в данном сечении образца. Но, с одной стороны, нагрузка в любом сечении, вообще говоря, может произвольно изменяться, с другой стороны, сам процесс разрушения приводит к падению растягивающего напряжения, что затрудняет реальное использование дискретных критериев откола. В [5—7] обсуждается возможность введения в критерий откола непрерывной меры разрушения, в качестве которой могут использоваться размеры и количество трещин, остаточная прочность полуразрушенного образца и т. д. Экспериментальная информация о процессе разрушения может быть получена из металлографического анализа сохранных образцов [5, 6], либо из экспериментов по непрерывной регистрации скорости свободной поверхности образца при выходе на нее импульса сжатия и «откольного» импульса [8—11]. Получение непрерывной количественной информации непосредственно из зоны разрушения в настоящее время невозможно.

В данной работе рассматривается влияние кинетики разрушения на газодинамику волнового процесса. При газодинамическом анализе явления наиболее удобно в качестве меры разрушения взять удельный объем трещин $v_т$. Сдвиговой прочностью среды в дальнейшем будем пренебре-