

и очень быстрым охлаждением узкой зоны больших деформаций за счет теплоотдачи в основной металл, что способствует подавлению таких вредных процессов, как перекристаллизация и формирование интерметаллидной прослойки, ухудшающих качество сварного соединения.

Воспользуемся изложенными соображениями для того, чтобы сделать предположение о возможной причине волнообразования при сварке взрывом. При достаточно малых числах Рейнольдса максимальные давления (3), (4), достигаемые при соударении, оказываются недостаточными для преодоления вязкого сопротивления в зоне формирования кумулятивной пелены. Поэтому течение с большими деформациями обрывается и сменяется режимом упругого соударения. Но в этом режиме в окрестности угловой точки контакта возникает особенность упругого поля с упругими напряжениями, возрастающими до теоретического предела прочности решетки. Вследствие этого вновь становится возможным выдавливание вязкого материала в пелену, и цикл завершается. Регулярное повторение таких циклов и может составлять причину процесса волнообразования.

Таким образом, в условиях сварки взрывом весьма существенны проявления вязких сил, в связи с чем даже простейшая схема рассмотрения должна учитывать влияние масштабного фактора, а область сварки должна рассматриваться, как область в трехмерном пространстве (γ, v, h). Поверхность, ограничивающая эту область снизу (со стороны малых γ) и соответствующая запиранию течения с большими деформациями вязкими силами, может быть составлена из участков, описываемых уравнениями (1), (5)–(8), причем окончательный выбор между этими вариантами должен осуществляться на основании специального эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. М., Коротеев А. Я. Сварка взрывом в металлургии.— М.: Металлургия, 1978.— 166 с.
2. Годунов С. К., Дерибас А. А., Мали В. И. О влиянии вязкости материала на процесс образования струй при соударении металлических пластин // ФГВ.— 1975.— 11, № 1.— С. 3–18.
3. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.— 221 с.
4. Бондарь М. П., Оголихин В. М. Пластическая деформация и образование связы при сварке взрывом медных пластин // ФГВ.— 1988.— 24, № 1.— С. 122–127.
5. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения.— М.: Наука, 1974.— 640 с.
6. Седых В. С. Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Межвед. сб. научн. тр./Под ред. В. С. Седых.— Волгоград: Изд-во ВПИ, 1985.— С. 3–30.
7. Сонин А. П. // Там же.— 1988.— С. 3–17.
8. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.— 304 с.
9. Симонов В. А. Дополнительные ограничения области сварки взрывом // ФГВ.— 1991.— 27, № 3.— С. 110–114.
10. Добрушин Л. Д. К вопросу о нижней границе сварки взрывом // Автоматическая сварка.— 1979.— № 6.— С. 64–65.
11. Wylie H. K., Crossland B. Explosive cladding with thick flyer plates // Int. Conf. on the Use of High-Energy Rate Methods for Forming, Welding and Compaction.— Univ. Leeds.— 1973.— P. 151–157.

г. Киев

Поступила в редакцию 22/VI 1992

УДК 530.1

B. H. Доровский, Ю. В. Перепечко, Е. И. Роменский

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАСЫЩЕННЫХ ПОРИСТЫХ УПРУГОДЕФОРМИРУЕМЫХ СРЕДАХ

В терминах метрического тензора деформаций приведены уравнения движения жидкости во вмещающем деформирующемся осте. Построено уравнение состояния среды без предположения о локальной аддитивности энтропии. Исследовано обратимое гидродинамическое приближение и проанализировано распространение малых

© B. H. Доровский, Ю. В. Перепечко, Е. И. Роменский, 1993.

отклонений от термодинамически равновесного состояния. Показано, что система уравнений звуковых колебаний двухскоростной гидродинамической системы гиперболическая. В указанном приближении в системе существуют три типа колебаний: поперечный звук и два продольных. Построен пример теории, описывающей двухскоростной континуум с одним давлением, уравнения которой в обратимом приближении также гиперболические. Численно исследованы переходные процессы в нелинейной двухскоростной гидродинамике.

В работах [1, 2] предложены дифференциальные уравнения континуальной двухскоростной гидродинамики. Принципиальное отличие развитой теории от существующих построений (см., например, [3]) состоит в отказе от предположения о локальной аддитивности энтропии. Энергия двухскоростного континуума не делится на внутреннюю, зависящую только от термодинамических степеней свободы, и кинетическую. Теория строится на законах сохранения и принципе относительности Галилея. В основе теории лежат известные гидродинамические методы исследования систем с различным характером упорядочения [4]. Установлено, что перечисленные требования однозначно определяют уравнения движения классического двухскоростного континуума, учитывающие деформации пористого насыщенного жидкостью остова.

Уравнения движения

Для ряда приложений удобно определить метрический тензор g_{ik} , описывающий деформации пористого остова, через локальный деформационный репер e^α , используемый в [1]: $g_{ik} = e_i^\alpha e_k^\beta \delta_{\alpha\beta}$. Тогда полная система уравнений гидродинамики двухскоростного континуума примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} &= 0, \quad \mathbf{j} = \rho_s \mathbf{u} + \rho_l \mathbf{v}, \\ \frac{\partial g_{ik}}{\partial t} + (\mathbf{u}, \nabla) g_{ik} + g_{kn} \partial_i u_n + g_{in} \partial_k u_n &= 0, \\ \rho_s = \operatorname{const} \sqrt{\det(g_{ik})}, \quad \rho_l = \rho - \rho_s, \\ \frac{\partial(\rho s)}{\partial t} + \operatorname{div} \left(\mathbf{j} s - \frac{\kappa}{T} \nabla T \right) &= \frac{R}{T}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$R = \frac{\kappa}{T} (\nabla T)^2 + \chi (\mathbf{j} - \rho \mathbf{u})^2 + \frac{\eta}{2} \left(\partial_k v_i + \partial_i v_k - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} \mathbf{v} \right)^2,$$

$$\frac{\partial j_i}{\partial t} + \partial_k \left(\rho_s u_i u_k + \rho_l v_i v_k + h_{in} g_{nk} + p \delta_{ik} - \eta \left(\partial_k v_i + \partial_i v_k - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} \mathbf{v} \right) \right) = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) v_i &= -\frac{1}{\rho} \partial_i p + \frac{\rho_s}{2\rho} \partial_i w^2 - \frac{h_{kj}}{2\rho} \partial_i g_{jk} - \chi (j_i - \rho u_i) + \\ &+ \frac{1}{\rho_l} \partial_k \left(\eta \left(\partial_k v_i + \partial_i v_k - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} \mathbf{v} \right) \right). \end{aligned}$$

Закон сохранения энергии есть следствие приведенных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(e_0 - \frac{\rho v^2}{2} + (\mathbf{v}, \mathbf{j}) \right) + \partial_i \left(\left(\mu + \frac{v^2}{2} + Ts \right) j_i + \rho (\mathbf{u}, \mathbf{i}_0) u_i + h_{ij} g_{jk} u_k - \right. \\ \left. - \eta v_k \left(\partial_k v_i + \partial_i v_k - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} \mathbf{v} \right) - \kappa \partial_i T \right) = 0. \end{aligned}$$

Уравнение состояния

$$e_0 = e_0(\rho, s, g_{ik}, w^2) \quad (2)$$

считается заданным, причем

$$de_0 = \frac{p}{\rho^2} d\rho + T ds + (\mathbf{u} - \mathbf{v}, d\mathbf{i}_0) + \frac{h_{ik}}{2\rho} dg_{ik}, \quad (3)$$

$$\mathbf{i}_0 = \frac{\rho_s}{\rho} (\mathbf{u} - \mathbf{v}), \quad \mathbf{w} = \mathbf{u} - \mathbf{v}.$$

В системе (1) ρ — плотность, ρ_s, ρ_t — парциальные плотности твердого остова и жидкости, присутствующей в нем; \mathbf{u}, \mathbf{v} — скорости остова и жидкости; \mathbf{j} — плотность импульса; T — температура; s — энтропия единицы массы; p — давление; e_0 — внутренняя энергия единицы массы; η — сдвиговая вязкость системы, χ — параметр, учитывающий межфазное трение; κ — теплопроводность. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Дифференциальный оператор ∂_i соответствует $\frac{\partial}{\partial x_i}$.

Уравнение состояния

Для придания системе (1) конкретного содержания, необходимо построить уравнение состояния (2). В гуковском приближении оно строится из общих соображений. Обозначим через \tilde{e}_0 значение e_0 при $\mathbf{w} = 0$ и построим уравнение состояния для этого случая.

Выберем произвольное ненапряженное состояние насыщенного жидкостью пористого тела $T = T_0, \rho = \rho_0, g_{ik} = \delta_{ik}, h_{ik} = 0, p = 0$ и определим два инварианта метрического тензора деформаций

$$I_1 = \delta_{ik}(g_{ik} - \delta_{ik}), \quad I_2 = \delta_{ik}\delta_{jm}(g_{im} - \delta_{im})(g_{jk} - \delta_{jk}).$$

С точностью до кубических членов разложения имеем

$$\begin{aligned} \tilde{e}_0(\rho, s, g_{ik}) &= e_*(I_1, I_2) + e_\rho(I_1)(\rho - \rho_0) + e_s(I_1)(s - s_0) + \\ &+ \frac{e_{\rho\rho}}{2}(\rho - \rho_0)^2 + \frac{e_{ss}}{2}(s - s_0)^2 + e_{\rho s}(\rho - \rho_0)(s - s_0). \end{aligned}$$

При

$$\begin{aligned} e_*(I_1, I_2) &= \text{const} + \frac{\lambda}{8\rho_0} I_1^2 + \frac{\dot{\lambda}}{4\rho_0} I_2, \\ e_\rho(I_1) &= \frac{c_1}{2\rho_0} I_1 \quad \text{и} \quad e_s(I_1) = \frac{c_2}{2\rho_0} I_1 \end{aligned}$$

имеем

$$\begin{aligned} \tilde{e}_0(\rho, s, g_{ik}) &= e_*(I_1, I_2) + \frac{c_1}{2\rho_0} I_1(\rho - \rho_0) + \left(T_0 + \frac{c_2 I_1}{2\rho_0}\right)(s - s_0) + \\ &+ \frac{e_{\rho\rho}}{2}(\rho - \rho_0)^2 + \frac{e_{ss}}{2}(s - s_0)^2 + e_{\rho s}(\rho - \rho_0)(s - s_0). \end{aligned} \quad (4)$$

Дифференциальная форма (3) позволяет, используя (4), вычислить давление, температуру, а также тензор h_{ik} с точностью до квадратичных членов разложения

$$\begin{aligned} p &= \rho^2 \frac{\tilde{e}_0}{\partial \rho} = \frac{\rho_0}{2} c_1 \delta g_{ll} + \rho_0^2 e_{\rho\rho} \delta \rho + \rho_0^2 e_{\rho s} \delta s, \\ T &= \frac{\tilde{e}_0}{\partial s} = T_0 + \frac{1}{2\rho_0} c_2 \delta g_{ll} + e_{ss} \delta s + e_{\rho s} \delta \rho, \\ h_{ik} &= 2\rho \frac{\tilde{e}_0}{\partial g_{ik}} = \mu \left(\delta g_{ik} - \frac{\delta g_{ll}}{3} \delta_{ik} \right) + \frac{K}{2} \delta g_{ll} \delta_{ik} + c_1 \delta_{ik} \delta \rho + c_2 \delta_{ik} \delta s, \\ \delta \rho &= \rho - \rho_0, \quad \delta s = s - s_0, \quad \delta g_{ll} = \delta_{ik}(g_{ik} - \delta_{ik}), \quad \delta g_{ik} = g_{ik} - \delta_{ik}, \\ K &= \frac{2\mu}{3} + \lambda. \end{aligned} \quad (5)$$

Чтобы придать теории физическое содержание необходимо коэффициенты разложения $c_1, c_2, e_{\rho\rho}, e_{\rho s}, e_{ss}$ вычислить, либо указать способ их измерения. С этой целью рассмотрим свободное тепловое расширение

$$\delta g_{ik} = \frac{\delta_{ik}}{3} \delta g_{ll}, \quad h_{ik} = 0, \quad p = 0. \quad (6)$$

Определим теплоемкость c_0 и коэффициент теплового свободного расширения D :

$$\delta\rho = -D\delta T, \quad \delta s = \frac{c_0}{T_0} \delta T.$$

Рассмотрим также изотермическое всестороннее сжатие

$$\delta g_{ih} = \frac{\delta_{ik}}{3} \delta g_{ll}, \quad h_{ik} = -p_* g^{ik}, \quad p \neq 0, \quad T = T_0, \quad (7)$$

которое вводит в рассмотрение коэффициент $(\partial\rho/\partial p)_{T,p*=0}$. Решая уравнения (6), (7) с учетом (5), однозначно определяем коэффициенты в (4) [5]

$$e_{ps} = \frac{TD}{\rho_0^2 c_v} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)^{-1}_{T,p*=0}, \quad c_{ss} = \frac{T}{C_v}, \quad e_{pp} = \frac{C_p}{\rho_0^2 c_v} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)^{-1}_{T,p*=0} + \frac{K}{\rho_0^3},$$

$$c_1 = -\frac{K}{\rho_0}, \quad c_2 = 0.$$

Изотермическая сжимаемость находится при $p_* = 0$, т. е. для случая, когда снято взаимодействие в твердой составляющей континуума. Здесь можно ввести пористость d :

$$\rho = \rho_s^f(p, T)(1-d) + \rho_l^f(p, T)d, \quad (8)$$

где ρ_s^f , ρ_l^f — физические плотности компонент, слагающих континуум. Для двухпараметрических сред соотношение (8) дает

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{p*=0} = \frac{\rho}{\rho_l^f} \frac{\partial \rho_l^f}{\partial p} d + \frac{\rho}{\rho_s^f} \frac{\partial \rho_s^f}{\partial p} (1-d).$$

Кинетическую зависимость $e_0(w)$ установить в общем случае без привлечения сведений о характере взаимодействия в системе нельзя. Тем не менее, используя дифференциальную форму (3), можно ограничиться для значительного числа приложений первыми членами разложения энергии $e_0(\rho, s, \mathbf{i}_0, g_{ik})$ по относительной скорости w

$$e_0(\rho, s, \mathbf{i}_0, g_{ik}) = \tilde{e}_0(\rho, s, g_{ik}) + \frac{\rho_s}{2\rho} w^2, \quad \mathbf{w} = \frac{\mathbf{i}_0}{\rho_s}.$$

Таким образом, собирая полученные формулы, приведем окончательный вид уравнения состояния:

$$e_0(\rho, s, g_{ik}, \mathbf{i}_0) = \text{const} + \frac{\lambda}{8\rho_0} I_1^2 + \frac{\mu}{4\rho_0} I_2 - \frac{K}{2\rho_0^2} I_1 (\rho - \rho_0) + T_0 (s - s_0) +$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\alpha_3 + \frac{K}{\rho_0^3} \right) (\rho - \rho_0)^2 + \frac{\alpha_2}{2} (s - s_0)^2 + \alpha_1 (\rho - \rho_0)(s - s_0) + \frac{\rho_s}{2\rho} w^2. \quad (10)$$

В результате дифференцирования (10) по термодинамическим переменным получим

$$p = -\frac{K}{2} \delta g_{ll} + \left(\rho_0^2 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0} \right) \delta \rho + \rho_0^2 \alpha_1 \delta s + \frac{\rho_s w^2}{2}, \quad T = T_0 + \alpha_2 \delta s + \alpha_1 \delta \rho, \quad (11)$$

$$h_{ik} = \mu g_{ik} + \frac{\lambda}{2} g_{ll} \delta_{ik} - K \frac{\rho}{\rho_0} \delta_{ik} - \frac{K}{2} \delta_{ik} - \frac{g^{ik} \rho_s w^2}{2}.$$

Звук

Система (1) и уравнение состояния (10) позволяют исследовать вопрос о распространении звука в пористых упругодеформируемых насыщенных жидкостью средах. С этой целью опустим из рассмотрения в си-

стеме (1) диссипативные процессы и линеаризуем ее относительно термодинамически равновесного состояния $\mathbf{u} = \mathbf{v} = 0$, $T = T_0$, $\rho = \rho_0$, $h_{ik} = 0$, $p = 0$, тогда с линейной точностью получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{ik}}{\partial t} + \partial_i u_k + \partial_k u_i &= 0, \quad \frac{\partial s}{\partial t} = 0, \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \partial_i p + \frac{1}{\rho_{0,s}} \partial_k h_{ik} &= 0, \quad \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \partial_i p = 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_{0,s} \operatorname{div} \mathbf{u} + \rho_{0,l} \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Система (12) замыкается уравнениями состояния (11)

$$\begin{aligned} p &= -\frac{K}{2} g_{ll} + \left(\rho_0^2 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0} \right) \rho + \rho_0^2 \alpha_1 s + \text{const}, \\ h_{ik} &= \mu g_{ik} + \frac{\lambda}{2} g_{ll} \delta_{ik} - K \frac{\rho}{\rho_0} \delta_{ik} + \text{const}. \end{aligned}$$

Исключим из (12) термодинамические степени свободы. После простейших преобразований приходим к замкнутой относительно скоростей \mathbf{u} , \mathbf{v} системе двух уравнений

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{u}} + \left(\frac{2K}{\rho_0} - \rho_{0,s} \left(\rho_0 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0^2} \right) - \frac{\lambda + \mu}{\rho_{0,s}} \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{u} - \frac{\mu}{\rho_{0,s}} \Delta \mathbf{u} + \\ + \frac{\rho_{0,l}}{\rho_0} \left(\frac{K}{\rho_{0,s}} - \left(\rho_0^2 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0} \right) \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \\ \ddot{\mathbf{v}} + \left(\frac{K}{\rho_0} - \frac{\rho_{0,s}}{\rho_0} \left(\rho_0^2 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0} \right) \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{u} - \frac{\rho_{0,l}}{\rho_0} \left(\frac{K}{\rho_0} + \rho_0^2 \alpha_3 \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Представим скорости в виде $\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t$, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_l + \mathbf{v}_t$ так, что $\operatorname{div} \mathbf{u}_t = \operatorname{div} \mathbf{v}_t = 0$, $\operatorname{rot} \mathbf{u}_t = \operatorname{rot} \mathbf{v}_t = 0$.

Следуя методу [6], получаем уравнения, определяющие продольные и поперечные составляющие скоростей \mathbf{u} и \mathbf{v} :

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{u}}_t - \frac{\mu}{\rho_{s,0}} \Delta \mathbf{u}_t &= 0, \quad \ddot{\mathbf{v}}_t = 0, \\ \ddot{\mathbf{u}}_l + \left(\frac{2K}{\rho_0} - \rho_{0,s} \left(\rho_0 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0^2} \right) - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_{0,s}} \right) \Delta \mathbf{u}_l + \\ + \frac{\rho_{0,l}}{\rho_0} \left(\frac{K}{\rho_{0,s}} - \rho_0^2 \alpha_3 - \frac{K}{\rho_0} \right) \Delta \mathbf{v}_l &= 0, \\ \ddot{\mathbf{v}}_l + \left(\frac{K}{\rho_0} - \frac{\rho_{0,s}}{\rho_0} \left(\rho_0^2 \alpha_3 + \frac{K}{\rho_0} \right) \right) \Delta \mathbf{u}_l - \frac{\rho_{0,l}}{\rho_0} \left(\frac{K}{\rho_0} + \rho_0^2 \alpha_3 \right) \Delta \mathbf{v}_l &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Исследуем условия существования решений системы уравнений (14) в виде монохроматических звуковых волн

$$\mathbf{u}_l = \mathbf{u}_{l0} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{v}_l = \mathbf{v}_{l0} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (15)$$

Подставляя (15) в систему (14), приходим к системе однородных линейных алгебраических уравнений на амплитуды \mathbf{u}_{l0} , \mathbf{v}_{l0}

$$\begin{aligned} \left(c_l^2 + \frac{2K}{\rho_0} - \rho_0 \rho_{0,s} e_{\rho\rho} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_{0,s}} \right) \mathbf{u}_{l0} + \frac{\rho_{0,l}}{\rho_0} \left(\frac{K}{\rho_{s,0}} - \rho_0^2 e_{\rho\rho} \right) \mathbf{v}_{l0} &= 0, \\ \left(\frac{K}{\rho_0} - \rho_0 \rho_{0,s} e_{\rho\rho} \right) \mathbf{u}_{l0} + \left(c_l^2 - \rho_0 \rho_{0,l} e_{\rho\rho} \right) \mathbf{v}_{l0} &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Условие существования решений вида (15) сводится к условию равенства нулю определителя системы уравнений (16)

$$c_l^4 - 2B_* c_l^2 + b_* = 0, \quad (17)$$

где

$$B_* = \frac{c_p}{2c_v} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{T,p*=0}^{-1} + \frac{K}{2\rho_0} \left(\frac{(\lambda + 2\mu)\rho_0}{\left(\lambda + \frac{2}{3}\mu \right)\rho_{0,s}} - 1 \right),$$

$$b_* = (\lambda + 2\mu) \frac{\rho_{0,l}}{\rho_0 \rho_{0,s}} \left(\frac{K}{\rho_0} \left(1 - \frac{K}{\lambda + 2\mu} \right) + \frac{c_p}{c_v} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{T,p*=0}^{-1} \right).$$

Выражение (17) имеет корни:

$$c_{l1}^2 = B_* \left(1 + \sqrt{1 - \frac{b_*}{B_*^2}} \right), \quad c_{l2}^2 = B_* \left(1 - \sqrt{1 - \frac{b_*}{B_*^2}} \right). \quad (18)$$

Для монохроматических волн (15) выполняются условия

$$\text{rot}_i \mathbf{u}_l = \varepsilon_{ijk} \partial_j (u_{l0,k} e^{i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega t)}) = i(\mathbf{k}_l, \mathbf{u}_{l0}) e^{i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = 0, \quad (19)$$

$$\text{rot}_i \mathbf{v}_l = \varepsilon_{ijk} \partial_j (v_{l0,k} e^{i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega t)}) = i(\mathbf{k}_l, \mathbf{v}_{l0}) e^{i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = 0.$$

Амплитуды \mathbf{u}_{l0} , \mathbf{v}_{l0} , как следует из условия (19), параллельны волновому вектору \mathbf{k}_l ($k_l^2 = \omega^2/c_l^2$). Такие продольные волны распространяются с двумя скоростями c_{l1} , c_{l2} , определяемыми формулами (18). Напротив, для монохроматической волны $\mathbf{u}_t = \mathbf{u}_{t0} \exp(i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega t))$ выполняются условия

$$\text{div } \mathbf{u}_t = \partial_i (u_{t0,i} e^{i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega t)}) = i(\mathbf{k}_t, \mathbf{u}_{t0}) e^{i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = 0.$$

Вектор \mathbf{u}_{t0} ортогонален волновому вектору \mathbf{k}_t . В такой поперечной монохроматической волне (см. (13))

$$(\mathbf{k}_t, \mathbf{u}_{t0}) = 0, \quad k_t^2 = \frac{\omega^2}{c_t^2}, \quad c_t^2 = \frac{\mu}{\rho_{s,0}}. \quad (20)$$

Жидкость, заполняющая поры, не имеет поперечных звуковых колебаний. Три скорости звука c_{l1} , c_{l2} , c_t определяются экспериментально. По этой причине равенства (18) и (20) можно рассматривать как соотношения, позволяющие связать три коэффициента упругости с измеряемыми скоростями звука.

Коэффициенты μ , λ , $(\partial \rho / \partial p)_{T,p*=0}$ в общем случае являются функциями термодинамических переменных, характеризующих локальное состояние системы при $w=0$. Одной из таких величин может служить объемная доля жидкости в насыщенном пористом теле d . Зависимость парциальных плотностей от пористости очевидна:

$$\rho_0 = \rho_{s,0}^f (1-d) + \rho_{l,0}^f d, \quad \rho_{s,0} = \rho_{s,0}^f (1-d), \quad \rho_{l,0} = \rho_{l,0}^f d.$$

Если обозначить через λ_s , μ_s коэффициенты Ламэ однородного материала, то следующие предположения вполне очевидны

$$\lim_{d_0 \rightarrow 0} \lambda = \lambda_s, \quad \lim_{d_0 \rightarrow 0} \mu = \mu_s, \quad \lim_{d_0 \rightarrow 0} K = \lim_{d_0 \rightarrow 0} \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu \right) = K_s.$$

Используем введенные пределы для определения предельных значений коэффициентов

$$\lim_{d_0 \rightarrow 0} b_* = 0, \quad \lim_{d_0 \rightarrow 0} 2B_* = \frac{\lambda_s + 2\mu_s}{\rho_s}.$$

Таким образом, предельные соотношения для скоростей звука имеют вид

$$\lim_{d_0 \rightarrow 0} c_{l1} = \sqrt{\frac{\lambda_s + 2\mu_s}{\rho_s}}, \quad \lim_{d_0 \rightarrow 0} c_t = \sqrt{\frac{\mu_s}{\rho_s}}, \quad \lim_{d_0 \rightarrow 0} c_{l2} = 0$$

и совпадают с известными выражениями для продольной и поперечной скоростей звука в однородной, изотропной «гуковской» среде линейной теории упругости [6]. В указанном пределе скорость дополнительных продольных колебаний c_{l2} исчезает.

Затухание звука

Примем во внимание диссипативные процессы при распространении звуковых колебаний, причем ограничимся для простоты только потерей энергии при межкомпонентном трении, вводимом в систему уравнений (1) кинетическим коэффициентом χ . В этом случае уравнения (1), описывающие поглощение звука, с линейной точностью примут вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{ik}}{\partial t} + \partial_i u_k + \partial_k u_i &= 0, \quad \frac{\partial s}{\partial t} = 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_{0,s} \operatorname{div} \mathbf{u} + \rho_{0,l} \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \partial_i p - \chi \rho_{0,s} (u_i - v_i) &= 0, \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \partial_i p + \frac{1}{\rho_{0,s}} \partial_k h_{ik} + \chi \frac{\rho_{0,i}^2}{\rho_{0,s}} (u_i - v_i) &= 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Система (21) замыкается соотношениями (11). Повторив вывод выражения (17) для скоростей продольного звука с учетом затухания, получаем

$$c_{\parallel}^4 + i \frac{\rho_0 \rho_{0,l}}{k_t \rho_{0,s}} \chi c_{\parallel}^3 - 2B_* c_{\parallel}^2 - i \frac{\rho_{0,l}}{k_t \rho_{0,s}} \chi (\lambda + 2\mu + \rho_0^3 e_{\rho\rho} - 2K) c_{\parallel} + b_* = 0. \quad (22)$$

Аналогично для скорости поперечного звука имеем

$$c_{\perp}^3 + i \frac{\rho_0 \rho_{0,i}}{k_t \rho_{0,s}} \chi c_{\perp}^2 - \frac{i}{\rho_{0,s}} c_{\perp} - i \frac{\rho_{0,i}}{k_t \rho_{0,s}} \chi \mu = 0. \quad (23)$$

Определим величину z соотношением $c_{\perp} = i c_t z$, после чего выражение (23) трансформируется в кубический многочлен с действительными положительными коэффициентами:

$$z^3 + v_2 z^2 + z + v_0 = 0, \quad v_2 = \frac{\rho_0}{\rho_{0,s}} v_0, \quad v_0 = \frac{\rho_{0,l}}{k_t c_t} \chi.$$

Необходимое и достаточное условие наличия корней в левой полуплоскости для таких многочленов [7]

$$v_2 - v_0 = \frac{\rho_{0,l}}{\rho_{0,s}} v_0 > 0$$

всегда выполнено, следовательно,

$$z = -\frac{1}{c_t k_t t_*} - i c_t, \quad t_* > 0, \quad \operatorname{Im} c_t = 0.$$

Как следствие, решение системы (21)

$$w_i = w_{0,i} e^{-\frac{t}{t_*} i b_*} e^{i b_* (x - c_{\parallel} z t)} \quad (24)$$

представляется затухающей волной с характерным временем затухания t_* , бегущей со скоростью $c_{\parallel} c_t$. Для продольных волн подстановкой $c_{\parallel} = i \sqrt{2B_* z}$, (22) преобразуется в полином с действительными коэффициентами

$$z^4 + \frac{\rho_0 \rho_{0,l}}{k_t \rho_{0,s} (2B_*)^{1/2}} \chi z^3 + \tilde{z}^2 + \frac{\rho_{0,l}}{k_t \rho_{0,s} (2B_*)^{3/2}} \chi (\lambda + 2\mu + \rho_0^3 e_{\rho\rho} - 2K) \tilde{z} + \frac{b_*}{4B_*^2} = 0.$$

Для затухания звуковых продольных колебаний необходимо и достаточно наличия корней только в левой полуплоскости, что, согласно

критерию Рауса — Гурвица [7], обеспечивается выполнением условий

$$\frac{\rho_0 \rho_{0,l}}{k_l \rho_{0,s} B_*^{1/2}} > 0, \quad B_* > 0, \quad \frac{b_*}{4B_*^2} > 0,$$

$$\frac{\rho_{0,l}^2}{k_l \rho_{0,s}^2 B_*^3} \chi (\lambda + 2\mu) > 0, \quad \frac{16\rho_{0,l}^3}{9k_l \rho_{0,s}^3 B_*^3} \chi^2 > 0,$$

которые, как легко показать, выполняются для всех термодинамически устойчивых веществ. Амплитуды продольных волн имеют пространственно-временную структуру типа (24).

В результате показано затухание продольных и поперечных волн при учете межкомпонентного трения.

Гиперболичность уравнений в двухскоростных средах с одним давлением

Равноправие компонент двухскоростного континуума в системе (1) обеспечивается уравнением состояния, для которого $h_{ik} = -p_* g_{ik}$. В этом случае располагаем теорией с двумя давлениями p и p_* . Численный анализ показывает, что исходная, линеаризованная относительно ненулевого гидродинамического фона система (1) в обратимом гидродинамическом приближении гиперболическая. Существует мнение, что такая гиперболичность есть следствие наличия в системе двух давлений [3].

Можно построить гидродинамическую систему уравнений с одним давлением, линеаризованный вариант которой представляется гиперболической системой уравнений в частных производных. Действительно, положив в обратимом приближении системы (1) $h_{ik} = 0$, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho_s \mathbf{u}) = 0, \\ \frac{\partial (\rho s)}{\partial t} + \operatorname{div} (\mathbf{j} s) = 0, \\ \frac{\partial v_i}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) v_i = -\frac{1}{\rho} \partial_i p + \frac{\rho_s}{2\rho} \partial_i w^2, \\ \frac{\partial j_i}{\partial t} + \partial_i \Pi_{ik} = 0, \quad \Pi_{ik} = \rho_s u_i u_k + \rho_l v_i v_k + p \delta_{ik}, \\ p = p(\rho, s, w^2), \quad \rho = \rho_s + \rho_l, \\ \mathbf{j} = \rho \mathbf{v} + \rho_s \mathbf{w}, \quad \mathbf{w} = \mathbf{u} - \mathbf{v}. \end{aligned} \tag{25}$$

В (25) нарушено равноправие компонент в силу того, что снято взаимодействием в континууме с парциальной плотностью ρ_s . В этом случае можно говорить об увлечении континуума твердых частиц потоком жидкости.

Выберем в качестве гидродинамического фона состояние с $\rho = \rho_0$, $\rho_s = \rho_{0,s}$, $T = T_0$, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0$, $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0$ и линеаризуем систему (25). С линейной точностью в одномерном варианте ($\mathbf{v} = (v, 0, 0)$, $\mathbf{w} = \mathbf{u} - \mathbf{v} = (w, 0, 0)$) уравнения (25) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \rho}{\partial x} + w_0 \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + \rho_{0,s} \frac{\partial w}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + \rho_{0,s} \frac{\partial w}{\partial x} + \rho_{0,s} \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + (u_0 + w_0) \frac{\partial w}{\partial x} + w_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \end{aligned} \tag{26}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{c_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{w_0^2}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_s}{\partial x} = 0,$$

$$p = c_0^2 \rho + \frac{\rho_s w^2}{2}.$$

Здесь используется условие адиабатичности $s = \text{const}$ и учтены кинетические поправки к уравнению состояния.

В (26) перейдем в систему отсчета, связанную с потоком невозмущенного движения твердых частиц $x \rightarrow x - u_0 t$. Решение полученной системы ищем в виде бегущих монохроматических волн

$$(\rho, \rho_s, w, v) = (\tilde{\rho}, \tilde{\rho}_s, \tilde{w}, \tilde{v}) e^{i(kx - \omega t)}. \quad (27)$$

Условие существования решения (27) сводится к существованию корней характеристического уравнения

$$c^4 + w_0 c^3 - (c_0^2 + \gamma w_0^2) c^2 - w_0 \left(\frac{\rho_{0,s} - \rho_{0,l}}{\rho_0} c_0^2 + \gamma w_0^2 \right) c = 0,$$

где $\gamma = 1 + \rho_{0,s}/2\rho_0$; $c = \omega/k$. Введем безразмерную скорость $c_* = c/c_0$, которая определяется из формулы

$$\varphi(c_*) = c_*^3 + \varepsilon c_*^2 - (1 + \gamma \varepsilon^2) c_* - \varepsilon \left(\frac{\rho_{0,s} - \rho_{0,l}}{\rho_0} + \gamma \varepsilon^2 \right) = 0,$$

$$\varepsilon = w_0/c_0.$$

Легко находятся с линейной точностью три действительных корня, которые приводят к четырем значениям c :

$$c^{(1)} = c_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_{0,s} - \rho_{0,l}}{\rho_0} - 1 \right) w_0, \quad c^{(2)} = -c_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_{0,s} - \rho_{0,l}}{\rho_0} - 1 \right) w_0,$$

$$c^{(3)} = 0, \quad c^{(4)} = -\frac{\rho_{0,s} - \rho_{0,l}}{\rho_0} w_0. \quad (28)$$

Сравнивая результат (28) с соответствующими формулами [3], приходим к выводу: для обеспечения гиперболичности уравнений двухскоростного движения нет необходимости введения второго давления. Последнее в уравнениях континуальной двухскоростной гидродинамики следует вводить лишь в случае существования упругого взаимодействия в системе твердых частиц. Таким образом, имеем пример гиперболической двухскоростной системы с одним давлением. Причина регуляризации уравнений состоит в учете обратимых сил реакции $\rho_s \nabla (\mathbf{u} - \mathbf{v})^2/2\rho$ в системе уравнений (1). Искусственное введение второго давления требует по меньшей мере физических комментариев. Природа сил реакции подробно анализировалась в [2].

Численный анализ

Численный анализ нестационарных режимов двухскоростной гидродинамики, описываемых системой (1) с уравнением состояния (10), проведен для двумерной нестационарной задачи о нагнетании импульса в жидкость, находящуюся в упругодеформированном пористом остове, занимающем поровое полупространство.

Анализируется физическая ситуация, когда диссипация энергии происходит только на межкомпонентном трении.

Система двумерных нестационарных уравнений получается из (1):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial j_y}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_{yy}}{\partial y} = 0,$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial g_{xx}}{\partial t} + u_x \frac{\partial g_{xx}}{\partial x} + u_y \frac{\partial g_{xx}}{\partial y} + 2g_{xn} \frac{\partial u_n}{\partial x} = 0, \\
& \frac{\partial g_{xy}}{\partial t} + u_x \frac{\partial g_{xy}}{\partial y} + u_y \frac{\partial g_{xy}}{\partial y} + g_{yn} \frac{\partial u_n}{\partial x} + g_{xn} \frac{\partial u_n}{\partial y} = 0, \\
& \frac{\partial g_{yy}}{\partial t} + u_x \frac{\partial g_{yy}}{\partial x} + u_y \frac{\partial g_{yy}}{\partial y} + 2g_{yn} \frac{\partial u_n}{\partial y} = 0, \\
& \frac{\partial w_x}{\partial t} + w_n \frac{\partial w_n}{\partial x} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} - v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} - v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\rho_l}{\rho_s} \nu_k \omega_x - \frac{1}{2\rho_s} h_{kn} \frac{\partial g_{nn}}{\partial x} + \\
& + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial h_{xn} g_{nx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial h_{xn} g_{ny}}{\partial y} = 0, \\
& \frac{\partial w_y}{\partial t} + w_n \frac{\partial w_n}{\partial y} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} - v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} - v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\rho_l}{\rho_s} \nu_k \omega_y - \frac{1}{2\rho_s} h_{kn} \frac{\partial g_{ny}}{\partial y} + \\
& + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial h_{yn} g_{nx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial h_{yn} g_{ny}}{\partial y} = 0.
\end{aligned} \tag{29}$$

Потоки в системе (29) соответствуют уравнениям (1). Энергия $E = \rho e_0 + \rho v^2/2 + (v, j - \rho v)$, давление p и h_{kn} определяются уравнением состояния (10). Кинетический коэффициент χ связан с коэффициентом проницаемости k и вязкостью жидкости η_l формулой $\chi = \eta_l/(k\rho_l)$.

Расчетная область на плоскости (x, y) является конечным прямоугольником $0 < x < a$, $0 < y < b$ ($a = b = 1$ м). На правой границе расчетной области ($x = a$) задаются «неотражающие» граничные условия, имитирующие бесконечность и заключающиеся в равенстве нулю инвариантов, переносимых характеристиками, уходящими во внутрь расчетной области. На левой границе расчетной области задаются условия нагнетания жидкости:

$$u_x = 0, \quad T = T_0, \quad \sigma_{xy} = 0, \quad \mathbf{v} = (V_0, 0).$$

Здесь V_0 — поддерживаемая постоянной скорость вмещающей жидкости. На верхних и нижних границах задаются условия $u_x = u_y = v_y = 0$. Для численного решения задачи применяется модифицированная схема Годунова первого порядка точности, в которой все величины относятся к точкам сетки, а не к ячейкам [8].

В численном эксперименте исследовался характер нестационарности процессов в пористых упругодеформируемых телах при различных проницаемостях системы. Непосредственный интерес представляет вопрос о предельных нагрузках для реализации необходимых скоростей течения жидкого компонента.

В качестве модельной системы рассматривалась среда с начальными физическими параметрами, близкими по физическим свойствам к кальцитам, насыщенным нефтью: $\rho_s^f = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_l^f = 0,9 \cdot 10^3$ кг/м³ — физические плотности остова и жидкости; $d_0 = 0,2$ — объемная доля жидкого компонента; $c_s^f = 0,48$ кДж/(кг·К), $c_l^f = 0,21$ кДж/(кв·К) — физические теплоемкости; $(\rho_s^f)^{-1} \partial \rho_s^f / \partial T = -3 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹, $(\rho_l^f)^{-1} \partial \rho_l^f / \partial T = -6 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹ — коэффициенты объемного расширения; $(\rho_s^f)^{-1} \partial \rho_s^f / \partial p = 6 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹, $(\rho_l^f)^{-1} \times \partial \rho_l^f / \partial p = 6 \cdot 10^{-10}$ Па⁻¹ — коэффициенты сжимаемости; $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Дж/м³, $\mu = 9,3 \cdot 10^{-3}$ Дж/м³ — коэффициенты Ламэ.

В начальный момент температура T_0 пористого насыщенного жидкостью тела составляла 293 К.

Численный анализ показывает, что характер нагнетания импульса в пористую насыщенную жидкостью систему определяется величиной скорости нагнетания и особенно значением кинетического параметра χ . Обнаружено существование трех принципиально различных динамических режимов.

1. Для высокопроницаемых сред ($k \gg 10^3$ Д) обнаружено (рис. 1) наличие четко выраженного фронта волн, причем за фронтом импульс

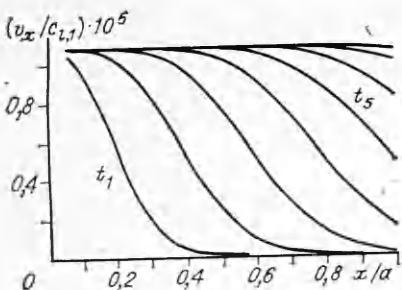


Рис. 1.

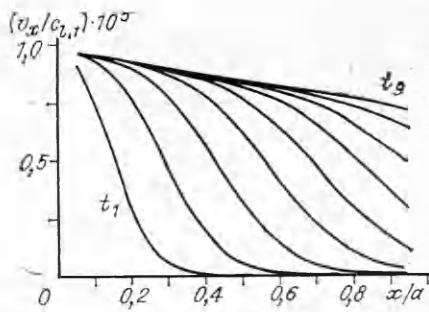


Рис. 2.

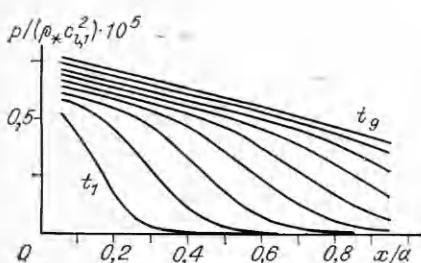


Рис. 3.

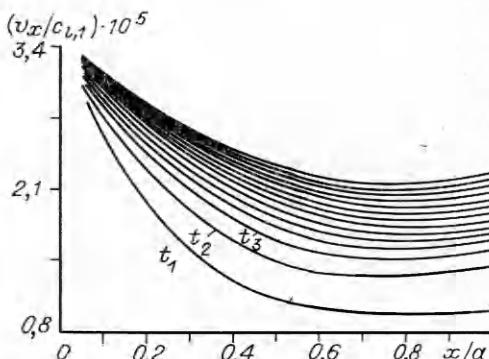


Рис. 4.

жидкости практически не претерпевает последующих изменений. Безразмерные временные указатели находятся в соотношении $t_1 < t_2 < \dots < t_5$ с шагом 0,8 в единицах безразмерного времени.

Приведенная эволюция профилей соответствует значению координаты $y = b/2$. Давление повторяет профили скорости. Границному значению скорости 0,037 м/с соответствует давление нагнетания $p = 70$ кПа, градиент давления за фронтом волны отсутствует. За фронтом волны среда приходит в стационарное состояние, упругие напряжения сдвига вымирают.

2. В области значений проницаемости порядка 10^3 Д наблюдается формирование профиля скорости v_x с постоянным градиентом, который в дальнейшем медленно эволюционирует к постоянному граничному значению (рис. 2).

При достижении промежуточного линейного профиля скорости v_x формируется течение жидкости с постоянным градиентом давления вдоль оси x ($y = b/2$) (рис. 3), которое в дальнейшем не изменяет своего вида. Для поддержания заданной скорости на входе необходимо достичь давление до 150 кПа. На рис. 2, 3 безразмерные временные интервалы составляют 0,63.

3. При $k \ll 10^3$ Д наблюдается принципиальное отличие в динамике течения: промежуточный квазистационарный профиль скорости не формируется.

Подробно рассмотрим практически интересный случай ($k \approx 1$ Д). На рис. 4 показана эволюция продольных профилей скорости жидкости для граничного значения $v_0 = 3,7$ м/с. Видно существование пограничного слоя на начальном этапе процесса, поскольку на рис. 4 $x = 0$ м соответствуют граничные значения $v_0 = 3,7$ м/с, а при $x = 0,05$ м $v_0 = 0,1$ м/с. Поведение давления аналогично случаю умеренной проницаемости, однако его величина может достигать величины $\approx 0,3$ ГПа.

В этом случае интересно посмотреть результаты расчетов составляющих тензора напряжений $h_{im}g_{mj}$, поскольку именно они определяют де-

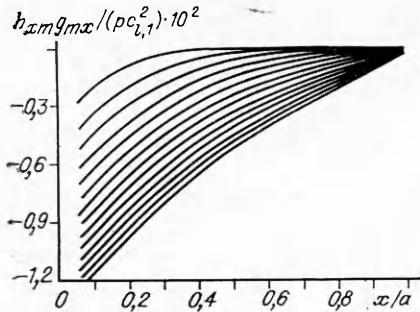


Рис. 5.

рис. 4, 5 безразмерные временные интервалы составляют 6,4.

Достаточно высокий уровень напряжений, а также диссипация энергии за счет межкомпонентного трения приводит к заметному нагреванию среды, повышающему температуру на 10 К.

виаторную часть

$$\sigma_{ih}^\theta = -h_{ih}g_{ih} + \frac{1}{3}(h_{1m}g_{m1} + h_{2m}g_{m2} + h_{3m}g_{m3})\delta_{ih}$$

тензора напряжений σ_{ih} , отвечающего за релаксацию касательных напряжений в системе. Рис. 5 позволяет определить величину σ_{xx}^θ для $v \sim 0,1$ м/с: $\sigma_{xx}^\theta \approx 0,07$ ГПа, что указывает на необходимость учета при таких скоростях релаксации касательных напряжений и возможность разрушения остива. На

ЛИТЕРАТУРА

1. Доровский В. И. Континуальная теория фильтрации // Геология и геофизика.— 1989.— № 7.
2. Доровский В. И., Перепечко Ю. В. Феноменологическое описание двухскоростных сред с релаксирующими касательными напряжениями // ПМТФ.— 1992.— № 3.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Т. 1, 2.
4. Халатников И. М. Теория сверхтекучести.— М.: Наука, 1971.
5. Доровский В. И., Перепечко Ю. В., Роменский Е. И. Нестационарные процессы в пористых упругодеформируемых средах. Препринт ОИГМ СО РАН, № 3, Новосибирск, 1992.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1988.
7. Мишина А. П., Проскуряков И. В. Высшая алгебра.— М.: ГИФМЛ, 1962.
8. Роменский Е. И. Методы расчета двумерных динамических уравнений нелинейной упругопластической среды Максвелла // Тр. ИМ СО АН СССР, 1990, т. 18. Вычислительные проблемы в задачах математической физики.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 4/VIII 1992

УДК 534.222.2 + 532.529

A. И. Сычев

ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕДАХ

Экспериментально изучены детонационные волны в многокомпонентных пузырьковых средах. Получены данные о критических условиях инициирования, структуре, свойствах и пределах существования детонационных волн в таких системах. Установлены закономерности взаимодействия пузырьков с волной детонации и выяснены особенности поведения активных и неактивных пузырьков в волне детонации.

Многокомпонентные пузырьковые среды — сложные системы, жидкость в которых содержит пузырьки нескольких сортов газа. В соответствии с приведенной в [1] классификацией систем жидкость — пузырьки газа можно выделить следующие типы многокомпонентных химически активных пузырьковых сред:

I — химически неактивная жидкость — смесь пузырьков химически активных и неактивных газов;

II — жидкое горючее — смесь пузырьков газа-окислителя и химически неактивных газов;

© А. И. Сычев, 1993.