

$= 2$ атм, $M^2 = 13/7$) получается $x/l = 5,6 \alpha$, т. е. годится ромб с $\alpha < < 1/5,6 \approx 10^\circ$.

Заметим, что старт кольца тем легче, чем меньше его плотность, для стационарного же движения вес его несуществен.

УДК 532.593; 539.374

ПРОЧНОСТЬ АЛЮМИНИЯ ПРИ СЖАТИИ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

*С. М. Бахрах, А. Г. Иванов, Н. П. Ковалев, В. Н. Минеев,
Г. П. Симонов, Е. С. Тюнькин, Н. П. Хохлов*

(Москва)

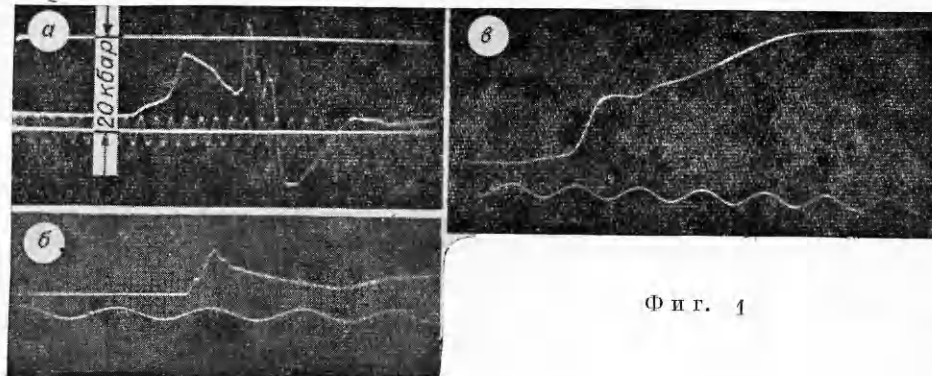
Затухание ударных волн (УВ) в металлах изучается в ряде работ [1—8] с целью получения информации о прочности веществ за фронтом УВ. Ряд экспериментов по высокоскоростному деформированию металлов не удается описать в рамках упругопластической модели с постоянным пределом текучести, для интерпретации экспериментальных данных привлекаются дислокационные модели [9—13].

В данной работе экспериментально и численно исследуются прочностные свойства алюминиевого сплава Д16 при давлениях ударного сжатия от 8 до 20 кбар. Исследуется возможность описания экспериментальных данных по затуханию упругого предвестника и пластической волны на основе модели упругопластического тела и модели, основанной на представлениях динамики дислокаций.

1. Постановка опытов и методика эксперимента. Плоские УВ в мишени толщиной $l = 1—40$ мм создавались путем соударения с ней ударника толщиной $\Delta = 0,9$ мм, со скоростью $w = 275$ м/с. Разброс величины w от опыта к опыту в среднем составлял $\sim 10\%$. Ударник и мишень изготовлялись из сплава Д16 в состоянии поставки. Соударение осуществлялось в баллистической ударной трубе, аналогичной описанной в работе [14]. Параметры одномерных УВ в мишени изучались методом емкостного [15, 16], кварцевого [17] и манганинового [18, 19] датчиков. Разновременность соударения в области диаметром 70 мм не превышала 0,13 мкс, в области установки датчиков $\sim 0,02$ мкс.

Для регистрации профиля давления использовались кварцевые диски диаметром 10 и 20 мм, толщиной 2 и 4 мм. Кварцевый датчик включался в короткозамкнутую цепь с сопротивлением нагрузки $R = 91$ Ом. Время регистрации составляло 0,35 и 0,7 мкс и соответствовало времени пробега T упругой УВ по толщине кварца. Пьезомодуль кварца X -среза принимался равным $2,04 \cdot 10^{-8}$ Кл/кбар·см² при $p_{n1} \leq 6$ кбар и $2,15 \cdot 10^{-8}$ Кл/кбар·см² в диапазоне 9—16 кбар [20]. Записи с кварцевого датчика несут информацию о распределении давления в волне с временным разрешением $\sim 0,03$ мкс, что позволяет выявить структуру упруго-пластических волн.

Манганиновый датчик давления представлял собой плоскую прямоугольную решетку, намотанную из манганиновой проволоки диаметром 0,05 мм (марки МНМцЗ-12 ГОСТ 492-52) на площади 10×10 мм². Толщина датчика составляла 0,15 мм, что соответствует временному разрешению 0,25 мкс. Пьезорезистивный коэффициент манганина принимался равным $2,3 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ при $p_n \leq 15$ кбар и $2,7 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ при $p_n > 15$ кбар [19].



Ф и г. 1

Регистрация мгновенной скорости движения свободной поверхности образца осуществлялась емкостным датчиком площадью $0,78 \text{ см}^2$, включенным в короткозамкнутую цепь ($R = 98 \text{ Ом}$).

Регистрация электрических сигналов с датчиков осуществлялась на осциллографах с полосой пропускания $\sim 20 \text{ МГц}$.

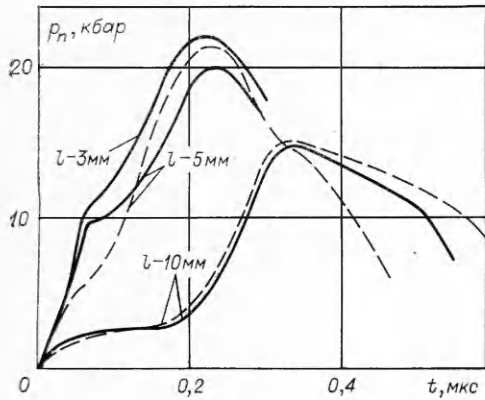
2. Результаты опытов и обсуждение. На фиг. 1 приведены осциллограммы, иллюстрирующие изменение давления в УВ (фиг. 1, *a* — кварцевый датчик давления, $l = 10 \text{ мм}$, метки времени $0,1 \text{ мкс}$, $T = 0,7 \text{ мкс}$) и скорости движения свободной поверхности образца (фиг. 1, *б*, *в* — емкостный датчик, $l = 5$ и 30 мм соответственно, метки времени $1,0 \text{ мкс}$).

Экспериментальные профили волн сжатия при различных толщинах образца, регистрируемые кварцевым датчиком давления (усредненные по результатам 3—4 опытов), приведены на фиг. 2 (сплошные линии). Регистрируемые профили имеют двухволновую конфигурацию. Первая волна упругая, распространяется со скоростью $c_e = 6,2 \pm 0,1 \text{ км/с}$, вторая — пластическая, в исследуемом диапазоне давлений имеет скорость $c_w = 5,3 \pm 0,2 \text{ км/с}$.

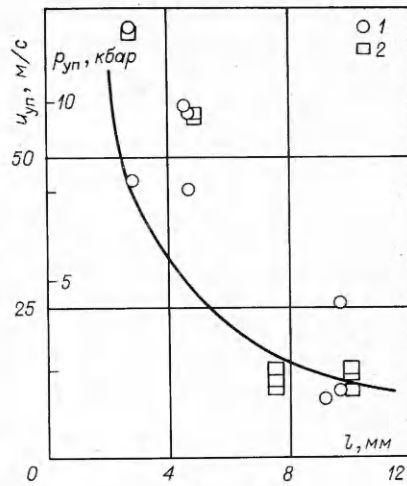
Экспериментальные данные, иллюстрирующие изменение давления $p_{\text{уп}}$ (точки 1) и массовой скорости $u_{\text{уп}}$ (точки 2) на фронте упругой волны в зависимости от толщины мишени, приведены на фиг. 3. Обнаружено существенное уменьшение амплитуды давления в упругой волне от 12 до 2 кбар при увеличении толщины образца от 3 до 10 мм. Затухание упругого предвестника наблюдалось ранее в алюминии [21], армо-железе [22], кремнии [23]. Отметим заметный разброс экспериментальных точек, что, возможно, связано с большой чувствительностью амплитуды предвестника к микроструктуре материала.

Регистрируемый фронт пластической волны (фиг. 2) заметно сглажен. При $l = 10 \text{ мм}$ время нарастания фронта волны составляет $\sim 0,2 \text{ мкс}$, что согласуется с данными работы [5], полученными методом лазерного интерферометра, для алюминия при ударном сжатии до 21 кбар.

На профилях $p(t)$ при $l = 10 \text{ мм}$ фиксируется двухволновая структура волны разгрузки. Согласно модели идеальной упругопластической среды, амплитуда упругого участка волны разгрузки Δp должна быть вдвое больше амплитуды упругого предвестника. В экспериментах величина $\Delta p \approx 1,3 p_{\text{уп}}$. Можно предположить, что одной из возможных причин такого различия может быть эффект Баушингера при ударном сжатии и последующей пластической разгрузке [5]. Этот эффект может быть объяснен с позиции теории дислокаций; в самом деле, конечная скорость движения и размножения дислокаций и связанная с этим задержка текучести приводят к тому, что динамический предел текучести в пластической волне сжатия оказывается в несколько раз выше своего статического значе-



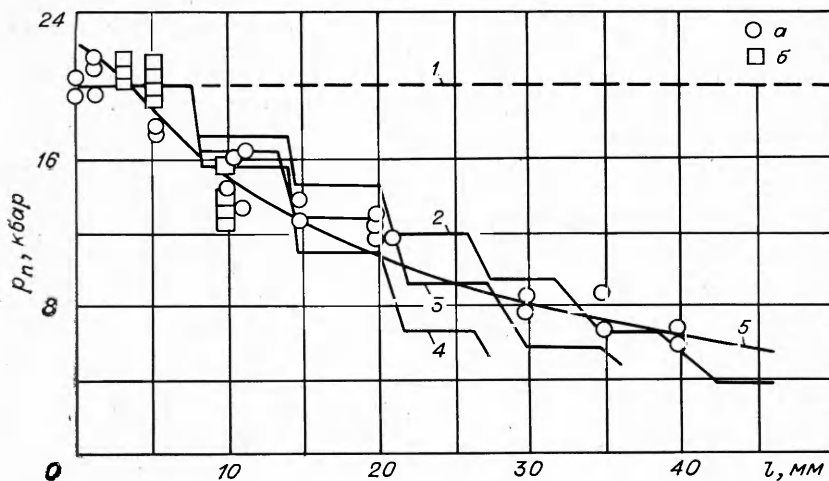
Ф и г. 2



Ф и г. 3

ния. В то же время увеличение числа дислокаций в волне сжатия приводит к тому, что обратный переход от упругости к пластичности при расширении ударно-сжатого материала протекает при значительно меньшем касательном напряжении.

Данные о затухании амплитуды пластической волны по мере ее движения по мишени приведены на фиг. 4 (а — результаты измерений манганиновым датчиком, б — кварцевым датчиком). Распространение импульса давления не может быть описано с точки зрения гидродинамического приближения (кривая 1, рассчитанная по методике [4]). Затухание ударной волны оказывается значительно сильнее, чем это следует из гидродинамической модели. Кривые 2—4 соответствуют ослаблению пластической волны по модели упругопластической среды [1] с амплитудами упругой волны разгрузки 3; 4 и 5 кбар соответственно. Сравнение кривых 2—4 с результатами эксперимента показывает, что затухание пластической УВ в диапазоне от 8 до 20 кбар описывается моделью упругопластической среды с амплитудой упругой волны разгрузки $\Delta p =$



Ф и г. 4

= 3—5 кбар, причем по мере распространения волны амплитуда упругого участка разгрузки уменьшается.

Экстраполяция экспериментальных данных к $l = 0$ (см. фиг. 4) дает для начального давления величину $p_n = 23—24$ кбар. Начальная амплитуда УВ, рассчитанная по формуле $p_n = \rho_0 c_e u$, составляет ~ 22 кбар. Таким образом, нельзя исключить, что в начальный момент реализуется чисто упругий или близкий к нему характер соударения [23, 24].

3. Модель среды. Результаты расчетов. С целью сравнения с описанными экспериментами были проведены расчеты на ЭВМ по усложненной модели среды, основанной на представлениях динамики дислокаций. Рассматривалась задача о столкновении двух пластин в условиях одноосного деформированного состояния. Уравнения движения имеют вид

$$(3.1) \quad \frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{dp}{dt} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2}{3\rho} \frac{\partial s}{\partial x},$$

где x — эйлерова координата частицы; u — скорость; ρ — плотность; p — гидродинамическое давление; s — интенсивность девиатора тензора напряжений. Заметим, что $p_n = p - 2/3s$.

Система (3.1) замыкается уравнениями, определяющими свойства среды. Уравнение состояния бралось в виде

$$(3.2) \quad p = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right]$$

со значениями параметров: $\rho_0 = 2,7$ г/см³, $c_0 = 5,3$ км/с, $n = 2,5$. Определяющие соотношения для девиатора напряжений брались в виде

$$(3.3) \quad \frac{ds}{dt} = 2G \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - 2 \frac{\partial \varepsilon^p}{\partial t} \operatorname{sgn} s \right);$$

$$(3.4) \quad \frac{\partial \varepsilon^p}{\partial t} = bu_* N \exp [-2\tau_*/|s|];$$

$$(3.5) \quad \frac{dN}{dt} = m \frac{\partial \varepsilon^p}{\partial t}, \quad N(0) = N_0,$$

где G — модуль сдвига; $\partial \varepsilon / \partial t = \partial u / \partial x$ — скорость полной деформации; $2\partial \varepsilon^p / \partial t$ — скорость пластической деформации; N — плотность подвижных дислокаций; N_0 — начальная плотность подвижных дислокаций; m — коэффициент размножения; b — вектор Бюргерса; τ_* — характерное сопротивление сдвигу; $u_* = (G/\rho)^{1/2}$ — сдвиговая скорость звука.

Скорость пластической деформации определяется внутренними дислокационными параметрами, согласно соотношению (3.4), только до того момента, пока не станет равной скорости полной деформации. После этого естественно принять, что скорость пластической деформации равна скорости полной сдвиговой деформации (или меньше ее, если вводится упругие). Принималось, что $2\partial \varepsilon^p / \partial t = \partial \varepsilon / \partial t$, если

$$(3.6) \quad \partial \varepsilon / \partial t < 2bu_* N \exp [-2\tau_*/|s|].$$

Тогда $ds/dt = 0$, $s = \text{const}$.

При $|s| < Y_s$ полагалось $\partial \varepsilon^p / \partial t = 0$. При этом поведение среды является чисто упругим, подчиняющимся закону Гука в дифференциальной форме

$$(3.7) \quad ds/dt = 2G\partial \varepsilon / \partial t.$$

Разгрузка также считалась упругой. Модуль сдвига G вычислялся по формуле

$$(3.8) \quad G = \frac{3\rho_0 c_w^2 (1 - 2\nu)}{2(1 + \nu)}.$$

Для счета ударных волн использовался метод псевдовязкости [25]. Счетное размазывание ударных волн может приводить к дополнительному размножению дислокаций на фронте упругого предвестника. В связи с этим в расчетной схеме размножение дислокаций, определяемое соотношением (3.5), допускалось лишь за фронтом упругой волны, локализация фронта производилась по положению первого максимума счетной вязкости.

Дислокационные параметры взяты следующими: $b = 2,86 \cdot 10^{-8}$ см, $N_0 = 2 \cdot 10^8/\text{см}^2$ [21], $u_* = 2,8$ км/с, $m = 40 \cdot 10^9/\text{см}^2$. Полагалось $Y_s = 0,5$ кбар, коэффициент τ_* подбирался численно из сравнения расчетов с экспериментальными данными. Наилучшее совпадение достигалось при $\tau_* = 1$ кбар.

Поведение материала, подчиняющегося уравнениям среды (3.2)—(3.8) в процессе ударного сжатия и последующего расширения, показано схематически на фиг. 5 в координатах p_n — напряжение сжатия в направлении деформации, e — сжатие. Здесь OA — участок упругой деформации, AF — участок «запаздывания текучести», FB — участок пластического нагружения, BC — кривая упругой разгрузки, CD — кривая пластической разгрузки, OE — кривая гидростатического сжатия.

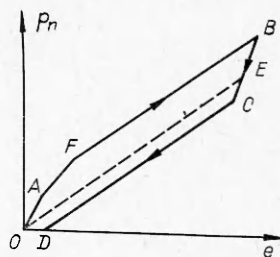
От идеальной упругопластической среды [4, 26] данная модель отличается наличием участка запаздывания текучести, когда плотность подвижных дислокаций недостаточна, чтобы перевести материал в текучее состояние. Величиной этого участка, которая может варьироваться для различных процессов, определяется динамический предел текучести, на который выходит материал. Диаграмма несимметрична относительно кривой гидростатического сжатия. По мере продвижения и затухания волны эта асимметрия уменьшается.

Система уравнений (3.1)—(3.8) решалась численно методом конечных разностей. Методика расчета, основанная на расщеплении по физическим процессам, изложена в работе [27]. Размер счетной ячейки 0,05—0,1 мм.

Расчетные профили $p_n(t)$ обозначены на фиг. 2 штриховыми линиями. Отметим хорошее соответствие расчетных и экспериментальных кривых для $l = 10$ мм. При этом измеренная в опыте амплитуда упругой волны разгрузки для этой толщины образца составила 3,5 кбар, что соответствует полученной оценке величины Δp из анализа затухания ударной волны по [1].

Полученная расчетная кривая затухания амплитуды упругой волны приведена на фиг. 3. Положение предвестника в численном расчете для сравнения с экспериментальными данными определялось по локальному минимуму наклона $p_n(x)$. Можно констатировать качественное согласие экспериментальных и расчетных данных по затуханию упругого предвестника, количественное соответствие можно признать удовлетворительным.

Расчетная кривая затухания амплитуды пластической волны приведена на фиг. 4 (кривая 5). Затухание пластической волны передается в расчете достаточно хорошо.



Ф и г. 5

Таким образом, можно заключить, что рассмотренная модель пластического деформирования отражает в основном особенности поведения алюминия при ударном сжатии до 20 кбар и последующей разгрузке.

Поступила 4 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Curran D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in aluminum.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, N 9.
2. Erkman J. O., Christensen A. V. Attenuation of shock waves in aluminum.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 13.
3. Новиков С. А., Сеницына Л. М. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений сдвига в металлах.— ПМТФ, 1970, № 6.
4. Альтшулер Л. В., Бражник М. П., Телегин Г. С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия.— ПМТФ, 1971, № 6.
5. Barker L. M. Fine structure of compressive and release wave shapes in aluminum measured by the velocity interferometer technique. Preprints of symp. on High Dynamic Pressure, Paris, 11—15 sept., 1967.
6. Воробьев А. А., Дремин А. Н., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне.— ПМТФ, 1974, № 5.
7. Fuller P. J. A., Price J. H. Dynamic stress — strain release paths for aluminium and magnesium measured to 200 кВ.— Brit. J. Appl. Phys., 1969, vol. 2, ser. 2.
8. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах.— ПМТФ, 1976, № 2.
9. Гилман Д. Д. Динамика дислокаций и поведение материалов при ударном воздействии.— Сб. пер. Механика, 1970, № 2.
10. Johnson J. N., Barker L. M. Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminum.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 11.
11. Нигматулин Р. И., Холин Н. Н. Запаздывание текучести и упрочнение при скоростном деформировании металлов.— ДАН СССР, 1973, т. 209, № 1.
12. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Холин Н. И., Ахмадеев Н. Х., Мясников В. П. Численное моделирование физико-химических процессов и распространения ударных волн в твердых телах и композиционных материалах.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 7, № 2. Новосибирск, 1976.
13. Гулидов А. И., Фомин В. М., Яненко Н. Н. Структура волн сжатия в неупругих средах.— Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 5.
14. Fowles G. R., Duvall G. E., Asay J., Bellamy P., Fristman F., Grady D., Mitchells T., Mitchell R. Gas gun for impact studies.— Rev. Sci. Instr., 1970, vol. 41, N 7.
15. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности.— ПТЭ, 1963, № 1.
16. Rice M. H. Capacitor technique for measuring the velocity of a plane conducting surface.— Rev. Sci. Instr., 1961, vol. 32, N 4.
17. Jones O. E., Neilson F. W., Benedick W. B. Dynamic field behavior of explosively loaded metals determined by a quartz transducer technique.— J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 11.
18. Fuller P. J. A., Price J. H. Dynamic pressure measurements to 300 kilobars with resistance transducer.— Brit. J. Appl. Phys., 1964, vol. 15, N 6.
19. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. Препринт ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1973.
20. Graham R. A., Neilson F. W., Renedick W. B. Piezoelectric current from shock-loaded quartz a submicrosecond stress gauge.— J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, N 5.
21. Arwidsson T. E., Gupta Y. M., Duvall G. E. Precursor decay in 1060 aluminum.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 10.
22. Taylor J. W., Rice M. H. Elastic properties of iron.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, N 2.
23. Тюняев Ю. Н., Минеев В. И. Механизм релаксации упругих напряжений при ударном сжатии легированного кремния.— ФТТ, 1975, т. 17, вып. 10.
24. Gupta Y. M., Fowles G. R. Shock-induced dynamic yielding in lithium fluoride single crystals. Metallurgical effects at high strain rates. (A publication of the Metall. Soc. of AIME), N. Y.— L., 1973.
25. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
26. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.

27. Бахрах С. М., Ковалев Н. П. Применение метода расщепления для расчета упругопластических течений.— В кн.: Труды II Всесоюзной конференции по численным методам решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск, 1971.

УДК 539.3

О ПОДОБИИ И РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ПРИ ВЗРЫВЕ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

П. Ф. Коротков, Б. М. Просвирнина

(Москва)

Точное решение задачи о взрыве в твердой среде, где происходят большие деформации, возможно с помощью численных методов [1,2]. В работах [3—9] приводятся результаты расчетов отдельных вариантов сильных взрывов. Для подробного анализа и получения общих закономерностей в данной работе сферически-симметричный взрыв исследуется в среде, которая по сложности описания минимально отличается от упругой, но учитывается важное свойство среды, подвергающейся большим деформациям — способность к пластическому течению. Такая идеальная упругопластическая среда отличается от упругой одним лишним параметром — пределом текучести. Ранее задача о взрыве в такой среде решалась при упрощающих предположениях приближенно, подробный обзор имеется в работах [10—14].

Для нестационарного движения сплошной среды при сферической симметрии в лагранжевых переменных уравнения движения, неразрывности и энергии имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{V} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v), \quad \dot{V} = \frac{\rho_0}{\rho}, \\ \rho_0 \frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t} + V \left(S_r \frac{\partial e_r}{\partial t} + 2S_\varphi \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial e_r}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} = \frac{v}{r}, \quad \sigma_r = -p + S_r, \quad \sigma_\varphi = -p + S_\varphi, \end{aligned}$$

где v — скорость; ρ — плотность среды; ρ_0 — начальная плотность; p — давление; σ_r и σ_φ — радиальное и тангенциальное напряжения; S_r и S_φ — компоненты девиатора напряжений; E — внутренняя энергия среды на единицу массы; e_r и e_φ — компоненты тензора деформаций.

Соотношения между напряжениями и деформациями для упругого материала использованы в виде

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial S_r}{\partial t} = 2\mu \frac{\partial e'_r}{\partial t}, \quad \frac{\partial S_\varphi}{\partial t} = 2\mu \frac{\partial e'_\varphi}{\partial t}, \\ \frac{\partial e'_r}{\partial t} = \frac{\partial e_r}{\partial t} - \frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad \frac{\partial e'_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} - \frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t}, \end{aligned}$$

где μ — модуль сдвига; e'_r , e'_φ — компоненты девиатора деформаций. Эти уравнения получены дифференцированием закона Гука с использованием уравнения неразрывности.

Принято, что пластическое течение наступает при выполнении условия Мизеса, которое при сферической симметрии имеет вид