экспериментах по высокоскоростному растяжению и сжатию стержней, приведены в [7].

Кроме этого, особенность динамического характера деформирования учитывается путем введения в рассмотрение процесса дрейфа напряженного состояния вещества к статическому пределу текучести.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. И. Фадеенко за содействие в процессе работы и обсуждения результатов.

Поступила 19 I 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Петушков В. Г., Фадеенко Ю. И.** О взрывной обработке сварных соединений.— ФГВ, 1980, № 5.
2. **Кудинов В. М., Петушков В. Г. и др.** Параметры зарядов взрывчатого вещества для снятия остаточных напряжений в сварных стыковых соединениях.— Автомат. сварка, 1976, № 1.
3. **Петушков В. Г., Кудинов В. М., Березина Н. В.** Механизм перераспределения остаточных напряжений при взрывном нагружении.— Автомат. сварка, 1974, № 3.
4. **Качанов Л. М.** Основы теории пластичности. М.: Наука, 1969.
5. **Степанов Г. В.** Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наукова думка, 1979.
6. **Рахматулин Х. А., Демьянов Ю. А.** Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М.: Физматиздат, 1961.
7. **Писаренко Г. С., Петушков В. Г. и др.** Механические свойства некоторых материалов при высокоскоростном растяжении.— Проблемы прочности, 1970, № 7.

УДК 534.222

РЕЛАКСАЦИЯ СУБМИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Ю. И. Мещеряков

(*Ленинград*)

Релаксацию напряжения в динамических задачах пластичности с позиций динамики дислокаций описывают с помощью определяющего уравнения Соколовского — Мальверна — Дьювола [1]:

(1) $$\partial\sigma_{ij}/\partial t - \rho c^2 \partial\varepsilon_{ij}/\partial t = -a\partial\varepsilon_{ij}^{p}/\partial t,$$

учитывающего влияние скорости на характер волнового движения деформации. Тензор скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}_{ij}^{l}$ записывается как результат одновременного скольжения в противоположных направлениях положительных и отрицательных дислокаций:

(2) $$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \sum_{m=1}^{M} \left[{}^{+}\alpha_{ik}^{(m)} e_{jkl}\, {}^{+}v_l^{(m)} + {}^{-}\alpha_{ik}^{(m)} e_{jkl}\, {}^{-}v_l^{(m)} \right],$$

где суммирование проводится по всем плоскостям скольжения; ${}^{+}\alpha_{ik}^{(m)}$ и ${}^{-}\alpha_{ik}^{(m)}$ — тензоры плотности положительных и отрицательных дислокаций.

Как правило, условия деформирования при скоростях деформации $\dot{\varepsilon} < 10^3$ обеспечивают в среднем равенство положительных и отрицательных дислокаций, что соответствует равенству нулю суммарного вектора Бюргерса дислокационной структуры. При импульсном и ударном нагружении материала эти условия, однако, могут не выполняться. В соответствии с определением тензора плотности дислокаций в континуальной теории дислокаций последний записывается через градиенты пластической дисторсии в виде $\alpha_{ij} = -e_{ikl}\nabla_k w_{lj}$. Это значит, что в случае больших градиентов смещения, реализуемых при высокоскоростном нагружении, абсолютные значения плотности зарядовых дислокаций могут достигать также больших величин. Как показано в [2, 3], особо благоприятные условия для появления дислокационных зарядов реализуются в приконтактной области нагружения материала.

Как известно, зарядовые дислокации являются источниками дальнодействующих внутренних полей напряжений в кристалле, которые могут возбуждать коллективные движения дислокационной структуры. Один из типов коллективного движения на примере дислокационной стенки рассмотрен в [4]. В случае импульсного нагружения взаимодействие поля напряжения с коллективными колебаниями дислокационной структуры может привести к затуханию нагружающего импульса. Такое затухание может быть причиной дополнительной релаксации напряжения, не учитываемого в определяющем уравнении (1).

Сопоставление экспериментальных данных по релаксации напряжения при высокоскоростном нагружении с моделью определяющего уравнения (1) указывает на существенное расхождение между скоростью релаксации напряжения и плотностью дислокаций. Оказалось, например, что начальная плотность дислокаций, требуемая для адекватного описания скорости затухания упругого предвестника, должна быть на 2—3 порядка выше, чем наблюдается в кристаллах до нагружения [5], если в определяющем уравнении (1) использовать экспоненциальную зависимость скорости дислокаций от напряжения, предложенную Гилманом. Проведенный в [6] анализ затухания упругого предвестника показал, что использование вязкого характера силовой зависимости скорости дислокаций от напряжения дает реальные значения плотности дислокаций во всей области одноосного ударного нагружения, за исключением приконтактной зоны.

В экспериментах по затуханию упругого предвестника нагружение материала обычно осуществляется за счет высокоскоростного соударения пластин. Невозможность получения очень коротких ($< 0{,}1$ мкс) импульсов давления при таком способе нагружения не позволяет проследить за поведением упругого предвестника в приконтактной области нагружения, и кривую затухания предвестника экстраполируют к плоскости соударения. Вместе с тем последние эксперименты по нагружению материала с помощью весьма коротких импульсов давления (30—70 нс), инициируемых лазерным [7] или электронно-пучковым воздействием [8], свидетельствуют о том, что в приконтактной области затухания волна сжатия имеет существенные отличия от ее поведения в дальней зоне. Оказалось, в частности, что в приконтактной области сначала имеет место релаксация всей волны до определенного уровня, а затем уже выделяется упругий предвестник, затухание которого идет с несколько отличной скоростью. Таким образом, релаксация напряжения на упругом предвестнике осуществляется с уровня, до которого вся волна успела затухнуть, прежде чем из нее выделился упругий предвестник, а амплитуда последнего не может быть экстраполирована к плоскости соударения. Затухание волны напряжения складывается, таким образом, из короткого участка затухания волны ($\sim 0{,}5$—2 мм) в приконтактной области нагружения и последующего более медленного затухания упругого предвестника.

Качественное описание процесса релаксации напряжения в ударных волнах с позиций динамики дислокаций дано в [9], где показано, что ударная волна, двигающаяся через кристалл, содержит зарядовую дислокационную поверхность. В отсутствие ее кристаллическая решетка позади фронта должна была бы подвергнуться очень большим сжимающим деформациям. Сдвиговые напряжения, действующие в плоскостях, нормали к которым не совпадают с направлением распространения волны, при определенных условиях могли бы превысить теоретическую прочность твердого тела. Если на ударном фронте существует движущаяся дислокационная поверхность, то за фронтом имеет место релаксация напряжения до уровня гидростатического сжатия.

Как показано в [10], в область позади фронта излучаются продольные и сдвиговые волны, источниками которых являются дислокации на поверхность Смита. Эти волны передают энергию частиц, находящихся на фронте волны, в область за фронтом, создавая быстро флюктуирующие напряжения, взаимодействующие с дислокационной структурой кристалла. Движение дислокаций в случайных полях напряжения характеризуется заметным распределением по скоростям [11, 12], что косвенно подтверждают измерения скорости движения свободной поверхности мишени в ударных экспериментах [13].

Таким образом, на основе вышеизложенного можно представить следующую качественную картину релаксации напряжения в приконтактной области высокоскоростного нагружения: генерируемые на фронте волны высокие плотности зарядовых дислокаций создают быстрофлюктуирующие поля напряжений, которые взаимодействуют с коллективными колебаниями дислокационной структуры, приводя в конечном итоге к диссипации энергии в волне. Существенным для такого типа затухания, как будет показано ниже, является распределение дислокаций по скоростям.

Для количественного описания процесса релаксации импульсов напряжения в приконтактной области воспользуемся известными соотношениями континуальной теории дислокаций, связывающими плотность и поток зарядовых дислокаций с напряжениями и смещениями в среде [14]:

$$\rho \partial u_k/\partial t = \partial \sigma_{ik}/\partial x_i; \tag{3}$$

$$\partial u_k/\partial x_i = \partial w_{ik}/\partial t - j_{ik}, \tag{4}$$

где u — вектор скорости частиц среды; j_{ik} — компоненты тензора плотности потока дислокаций. Наиболее общая связь между j_{ik} и тензором дисторсии w_{ik}, учитывающая как пространственную, так и временную дисперсию волн в среде с дислокациями, установлена в [15] с помощью так называемого тензора дислокационной проводимости σ_{iklm}:

$$j_{ik}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dt' \sigma_{iklm}(x - x', t - t') w_{lm}(x't').$$

Вид тензора σ_{iklm} зависит от распределения дислокационных отрезков по длинам и их ориентации в пространстве. Анализ, проведенный в [15] для частного случая малых колебаний дислокаций, показал, что даже в простейшем случае нельзя представить тензор дислокационной проводимости в таком виде, который соответствует среде с двумя перенормированными константами Ламэ, так как вклад движения дислокаций в различные типы колебаний среды неодинаков. В этой связи более конструктивным представляется рассмотрение процесса взаимодействия полей напряжения только в плоскостях скольжения дислокаций, если иметь в виду, что физически движение дислокаций именно так и осуществляется. При этом вклады в суммарный тензор плотности потока дислокаций от различных систем скольжения можно просуммировать по аналогии с тем, как это сделано для суммарной плотности положительных и отрицательных дислокаций в выражении (2). Дифференцируя (4) по времени и (3) по координате и считая λ_{iklm} постоянным, получим

$$\nabla_i \nabla_l \sigma_{ik} - \rho \lambda_{iklm} \frac{\partial^2 \sigma_{im}}{\partial t^2} + \rho \sum_{m=1}^{M} \frac{\partial j_{lk}^{(m)}}{\partial t} = 0. \tag{5}$$

Дальнейшее рассмотрение удобно вести в фурье-представлении, полагая, что все величины в уравнении (5) изменяются по закону $\exp(ikx - i\omega t)$. Тогда уравнение (5) преобразуется к виду

$$k_i k_l \sigma_{ik} - \rho \omega^2 \lambda_{iklm} \sigma_{im} - i \rho \omega \sum_{m=1}^{M} j_{lk}^{(m)} = 0.$$

В последнем члене тензор плотности потока дислокаций с учетом распределения дислокаций по скоростям может быть записан через функцию распределения по скоростям [16, 17]:

$$(6) \qquad j_{lk}^{(m)} = e_{mli}\tau_l b_k \int\limits_{-\infty}^{\infty} v_m^{(m)} f_{\tau b}^{(m)}(x, v, t)\, dv.$$

Здесь $f_{\tau b}^{(m)}$ — скалярная величина, имеющая смысл функции распределения дислокаций с направлением касательной к линии τ и вектором Бюргерса b. Для ее нахождения можно воспользоваться релаксационной формой кинетического уравнения

$$(7) \qquad \frac{\partial f_{\tau b}^{(m)}}{\partial t} + v_i \frac{\partial f_{\tau b}^{(m)}}{\partial x_i} + e_{ikl}\tau_l b_k \sigma_{im} m_{mn}^{-1} \frac{\partial f_{\tau b}^{(m)}}{\partial v_m} = -\frac{f^{(0)} - f_{\tau b}^{(m)}}{\tau_p},$$

где m_{mn} — тензор эффективной массы дислокации; $f^{(0)}$ — равновесная функция распределения по скоростям. Для упрощения дальнейших рассуждений и записей всюду будем считать, что w_{ik} — это компонента тензора дисторсии, отвечающая плоскости скольжения дислокаций, и σ_{ik} — соответствующая ей компонента сдвигового напряжения. Тогда компоненты функции распределения должны соответствовать направлению касательной к линии дислокации τ_i и компоненте вектора Бюргерса b_k, а модуль упругой податливости равен μ^{-1}—обратной величине от модуля сдвига. В дальнейшем индексы, соответствующие плоскости скольжения, опускаем.

Положим далее, что функция распределения может быть представлена в виде

$$f = f^{(0)} + f^{(1)},$$

где

$$f^{(1)} \ll f^{(0)}.$$

Тогда из уравнения (7) получим в фурье-компонентах:

$$i\omega f^{(1)} + ikvf^{(1)} + \frac{1}{\tau_p} f^{(1)} = -\sigma b m^{-1} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v},$$

откуда

$$f^{(1)} = i\sigma b m^{-1} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v} \left(\omega - kv - \frac{i}{\tau_p}\right)^{-1}.$$

Тензор плотности потока дислокаций (6) в свою очередь определится как

$$j = b \int\limits_{-\infty}^{\infty} v f^{(1)} dv,$$

и дисперсионное уравнение для m-й системы скольжения примет вид

$$(8) \qquad k^2 - \frac{\rho}{\mu}\omega^2 + \frac{b^2}{m}\rho\omega \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v}\left(\omega - kv - \frac{i}{\tau_p}\right)^{-1} dv = 0.$$

Для дальнейшего необходимо конкретизировать вид равновесной функции распределения движущихся дислокаций $f^{(0)}$. Наряду с общими чертами в поведении дислокаций и газа заряженных частиц, в случае дислокаций имеются существенные отличия, связанные с тем обстоятельством, что дислокации находятся в другой среде. Кинетика дислокаций поэтому определяется не только их взаимодействием друг с другом, но и взаимодействием со средой. Последнее взаимодействие приводит, во-первых, к появлению сил торможения дислокаций за счет фононного рассеяния, фононной вязкости, флаттер-эффекта и т. д., во-вторых, к распределению по скоростям из-за разброса по высоте энергетических барьеров на пути движущихся дислокаций, а также термофлюктуаций. Вывод равновесной функции распределения дислокаций по скоростям приведен в приложении. В одномерном случае она имеет следующий вид:

$$(9) \qquad f^{(0)} = \left(\frac{2B}{\pi D_2 m}\right)^{\frac{1}{2}} n \exp\left[-\frac{2B}{D_2 m}(v - \bar{v})^2\right].$$

Здесь $D_2 = \langle\Delta v\Delta v\rangle/\Delta t$—коэффициент диффузии в пространстве скоростей, определяющий величину разброса по скоростям; B — константа вязкого торможения дислокаций. Тогда уравнение (8) примет вид

$$(10)\qquad 1-\frac{\omega^2}{k^2c_t^2}+\frac{c_\text{ф}^2}{c_t^2}\frac{\omega}{v_0^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{v(v-\bar v)\exp\left[-\dfrac{(v-\bar v)^2}{v_0^2}\right]}{\omega-kv-\dfrac{i}{\tau_p}}dv-\frac{c_\text{ф}^2}{c_t^2}=0,$$

где введены следующие обозначения: $c_t^2 = \mu/\rho$ — скорость сдвиговых волн в кристалле; $c_\text{ф}^2 = \omega_0/k$ — фазовая скорость колебаний; $\omega_0 = \mu b^2 n/m$ — собственная частота коллективных колебаний дислокационной структуры; $v_0 = mD_2/2B$ — средняя скорость диффузионного движения дислокаций. Для дальнейшего удобно представить интеграл в виде суммы двух интегралов, каждый из которых является усреднением величин $v^2(\omega - kv - i/\tau_p)^{-1}$ и $v(\omega - kv - i/\tau_p)^{-1}$ по равновесному распределению (9):

$$1-\frac{\omega^2}{k^2c_t^2}+\frac{2c_\text{ф}^2}{c_t^2}\frac{\omega}{iv_0^2}[\langle y_2\rangle-\bar v\langle y_3\rangle]-\frac{c_\text{ф}^2}{c_t^2}=0,$$

где

$$\langle y_2\rangle=\frac{1}{\sqrt{\pi}\,kv_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{v^2\exp\left[-\dfrac{(v-\bar v)^2}{v_0^2}\right]}{\omega-kv-\dfrac{i}{\tau_p}}dv;$$

$$\langle y_3\rangle=\frac{1}{\sqrt{\pi}\,kv_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{v\exp\left[-\dfrac{(v-\bar v)^2}{v_0^2}\right]}{\omega-kv-\dfrac{i}{\tau_p}}dv.$$

После усреднения получим

$$(11)\qquad \langle y_2\rangle=\frac{\omega^2}{ik^2}\left[\frac{\sqrt{\pi}}{kv_0}e^{-\left(\frac{\omega}{kv_0}-\frac{\bar v}{v_0}\right)^2}\right]+\frac{i}{\omega}\left[1+\frac{1}{2}\frac{1}{\left(\frac{\omega}{kv_0}-\frac{v}{v_0}\right)}\right],\quad \langle y_3\rangle=0.$$

С учетом (11) дисперсионное уравнение примет вид

$$1-\frac{\omega^2}{k^2c_t^2}+2i\sqrt{\pi}\left(\frac{\omega}{kv_0}\right)^3e^{-\left(\frac{\omega}{kv_0}-\frac{\bar v}{v_0}\right)^2}+\frac{c_\text{ф}^2}{c_t^2}=0.$$

Частоту колебаний представим в виде суммы вещественной и мнимой частей

$$\omega = \omega_0(1 - i\delta).$$

Тогда в приближении $\omega_0/k \gg v_0$ получим для декремента затухания

$$(12)\qquad \delta=\sqrt{\pi}\left(\frac{\omega_0}{kv_0}\right)^3\left\{\exp\left[-\left(\frac{\omega_0}{kv_0}-\frac{\bar v}{v_0}\right)^2\right]\right\}\frac{c_\text{ф}}{c_t}.$$

При этом мы пренебрегли членом $(c_t^2/c_\text{ф}^2)(1-\delta^2)$ в связи с тем, что $c_t^2/c_\text{ф}^2 \ll 1$. Это пренебрежение тем более оправдано при высоких значениях декремента затухания, когда $\delta \to 1$.

Рассмотрим две предельные ситуации, соответствующие отсутствию вязкости торможения дислокаций ($B = 0$) и, наоборот, очень большим значениям константы торможения ($B = \infty$). В первом случае слагаемое в показателе экспоненты $\bar v/v_0 = (\sigma b/B)(2B/D_2m)^{1/2} \to \infty$, в то время как слагаемое $\omega_0/kv_0 = (\omega_0/k)(2B/D_2m)^{1/2} \to 0$. В итоге $\delta \to 0$, т. е. затухание отсутствует, что и следовало ожидать. Во втором случае $\bar v/v \to 0$ и $\omega_0/$

$lkv_0 \to \infty$, так что затухание также равно нулю, причем в последнем случае отсутствие затухания обусловлено неподвижностью дислокаций. С ростом диффузионной скорости v_0 дислокаций декремент затухания падает, что свидетельствует о том, что разброс дислокаций по скоростям приводит к уменьшению затухания импульса.

С помощью полученных выражений можно оценить величину коэффициента вязкости торможения дислокаций B в предположении, что размножение дислокаций отсутствует. Связь коэффициента демпфирования B с коэффициентом диффузии в пространстве скоростей может быть найдена из соотношения [11]

$$D_{2v} = (b^2/B^2)\mu^2 b^2 n.$$

В этом выражении в соответствии с [11] под величиной D_{2v} понимается дисперсия скорости дислокаций, движущихся вязким образом в поле случайных напряжений кристалла. Для того чтобы получить коэффициент диффузии в пространстве скоростей D_2, необходимо дисперсию D_{2v} усреднить по времени корреляции взаимодействий. Очевидно, в случае дислокаций верхним пределом времени корреляции может служить время выхода дислокации на установившуюся скорость, которая может быть определена из уравнения движения дислокации

$$m\dot{v} = \sigma b - Bv \tag{13}$$

при известных внешнем напряжении и коэффициенте демпфирования. Из уравнения следует

$$v = (\sigma b/B)(1 - e^{-Bt/m}),$$

откуда

$$t_{\text{кор}} = m/B.$$

Тогда коэффициент диффузии D_2 имеет вид

$$D_2 = (b^4/mB)\mu^2 n.$$

Из этого соотношения и из введенного в выражении (10) определения v_0 коэффициент демпфирования определится как

$$B = \sqrt{2}\sqrt{n}b^2\mu/v_0. \tag{14}$$

Величина средней диффузионной скорости v_0 может быть определена с помощью полученных ранее выражений из экспериментов по затуханию субмикросекундных импульсов давления в приконтактной области [7]. Необходимые для расчетов данные помещены в таблице. Этим значениям, согласно определениям (10), соответствует собственная частота коллективных колебаний дислокационной структуры $\omega_0 = 10^{-10}\text{с}^{-1}$. Длительности фронта импульса давления $\tau_{\text{фр}} = 10^{-8}$ с отвечает длина волны основной гармоники колебаний $\lambda = 3\cdot10^{-4}$ см или значения волнового вектора $k = 2\cdot10^4$ см, откуда фазовая скорость колебаний составит величину $c_\text{ф} = (\omega_0/k)^{1/2} = 5\cdot10^5$ см/с. Из выражения (12) можно найти отношение $c_\text{ф}/v_0$, если известна величина декремента затухания δ. Последний может быть определен из кривых затухания импульсов давления в алюминии [7]. Амплитуда импульсов убывает по закону $\sigma = \sigma_0 \exp[-(\omega_0\delta)t]$.

Кривой затухания импульса с начальной амплитудой 0,15 ГПа в [7] соответствует

Плотность дислокаций	10^8 см$^{-2}$
Длительность фронта импульса нагружения	10^{-8}с
Значение вектора Бюргерса (алюминий)	$2{,}86\cdot10^{-8}$ см
Эффективная масса дислокации	$1{,}7\cdot10^{-16}$
Модуль сдвига	25,6 ГПа
Массовая плотность материала	2,7 г/см^3

значение $\delta = 7\cdot10^{-4}$. Тогда, согласно (12), $c_ф/v_0 = 3{,}6$, откуда средняя скорость диффузионного движения дислокаций $v_0 = 1{,}43\cdot10^5$ см/с. Подставляя это значение в выражение (14), получим $B = 2\cdot10^{-5}$ П, что находится в хорошем согласии с опубликованными данными для алюминия [18]. Проведенные оценки показывают, что средняя диффузионная скорость дислокаций в динамическом импульсе сжатия может быть значительной, всего вдвое меньше скорости поперечных колебаний.

В динамической волне сжатия дислокации могут иметь скорость как меньшую, так и большую, чем фазовая скорость колебаний. Известно, что в ансамбле частиц, распределенных по закону типа (9), число частиц со скоростью, меньшей данной, больше, чем число частиц со скоростью, большей данной. Поэтому число дислокаций, увлекаемых волной, превышает число дислокаций, передающих импульс волне. В итоге имеет место затухание волн, получившее название затухание Ландау.

Таким образом, в данной работе показано, что затухание субмикросекундных импульсов давления в приконтактной зоне высокоскоростного нагружения имеет коллективный характер подобно плазменным колебаниям.

В заключение автор выражает благодарность В. И. Владимирову за полезное обсуждение работы.

Приложение. Для нахождения квазиравновесной функции распределения воспользуемся кинетическим уравнением для одночастичной функции распределения по скоростям с оператором взаимодействия в форме Фоккера — Планка [16]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \mathrm{div}_x(vf) + \mathrm{div}_v(\dot{v}f) = -\frac{\partial}{\partial v}(D_1 f) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial v^2}(D_2 f)\ \ldots,$$

где D_1 и D_2 — коэффициенты динамического трения и диффузии в пространстве скоростей соответственно. В развернутом виде переносная часть уравнения включает член $f\partial\dot{v}/\partial v$, зависящий от производной ускорения по скорости, которая может быть определена из уравнения движения дислокации (13).

Пренебрегая в равновесном случае силами поляризационного и флюктуационного торможения по сравнению с вязкими силами, получим уравнение

$$\frac{\partial^2 f}{\partial v^2} - 2\frac{\partial f}{\partial v}\left(\frac{\sigma b}{D_2 m} - \frac{Bv}{D_2 m}\right) + \frac{2B}{D_2 m} f = 0,$$

откуда с учетом нормировки имеем окончательно

$$f^{(0)} = \left(\frac{2B}{\pi D_2 m}\right)^{\frac{1}{2}} n \exp\left[-\frac{2B}{D_2 m}\left(v - \frac{\sigma b}{B}\right)^2\right].$$

Поступила 9 XI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **Duvall G. E.** Propagation of plane shock waves in a stress relaxing medium.— In: Stress Waves in Anelastic Solids. Berlin, 1964.
2. **Владимиров В. И., Кусов А. А.** Эволюция дислокационных неоднородностей при пластической деформации кристаллов.— ФММ, 1975, т. 39, вып. 6.
3. **Владимиров В. И., Кусов А. А.** Моделирование кинетики развития дислокационной структуры вблизи поверхности кристалла.— ФТТ, 1978, т. 20, вып. 10.
4. **Косевич А. М., Поляков М. Л.** Коллективные колебания дислокационной стенки.— ФТТ, 1979, т. 21, вып. 10.
5. **Johnson J. N., Jones O. E., Michaels T. E.** Dislocation dynamics and single-crystal constitutive relation.— J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 6.
6. **Красовский А. Я.** Затухание упругих ударных волн в железе, обусловленное вязким торможением дислокаций.— Проблемы прочности, 1970, № 7.
7. **Недбай А. И., Судьенков Ю. В. и др.** Влияние скорости нагружения на поведение упруго-вязкопластических материалов.— Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 18.
8. **Мещеряков Ю. И., Морозов В. А.** Исследование начальной стадии динамической пластичности в алюминии А-995.— ЧММСС, 1980, т. 11, № 3.

9. **Smith C. S.** Trans. Metall. Society AIME, 1958, vol. 212, p. 574.
10. **Weertman J.** Dislocation mechanics at high strain rates.— In: Metallurgical Efficiencies at High Stress Rates. N. Y., Plenum, 1973.
11. **Алексеев А. А., Струнин Б. М.** Вязкое движение дислокаций в случайных полях внутренних напряжений.— В кн.: Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975.
12. **Алексеев А. А., Струнин Б. М.** Диссипация энергии при движении дислокации.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 6(12).
13. **Asay J. R., Barker L. M.** Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 8.
14. **Косевич А. М.** Динамическая теория дислокаций.— УФН, 1964, т. 84, вып. 4.
15. **Николаев В. В., Орлов А. Н., Талуц Г. Г.** Колебания сплошной среды с подвижными дислокациями.— ФММ, 1967, т. 23, вып. 3.
16. **Мещеряков Ю. И.** Статистическое описание дислокационной структуры на основе уравнения Фоккера — Планка.— ЧММСС, 1974, т. 5, № 1.
17. **Ханнанов Ш. X.** О кинетике непрерывно распределенных дислокаций.— ФММ, 1978, т. 46, вып. 4.
18. **Gorman J. A., Wood D. S., Vreeland T.** Mobility dislocations in aluminium.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 2.

УДК 538.69

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НА ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ ПРИ РАДИАЛЬНОМ СЖАТИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

В. Г. Белан, С. Т. Дурманов, И. А. Иванов, В. Ф. Левашов, В. Л. Подковыров

(*Москва*)

Введение. При радиальном сжатии цилиндрического лайнера со скоростью $\leqslant 10^3$ м/с его движение отличается от рассчитанного по уравнениям гидродинамики идеальной жидкости. Можно добиться совпадения в пределах ошибки измерения экспериментальных данных с расчетом, если учесть потери энергии на деформацию [1]. В [1], как и в данной работе, рассматривается поведение лайнера, изготовленного из однородного и изотропного материала. Его длина предполагается постоянной и настолько большой, что можно пренебречь краевыми эффектами и ограничиться рассмотрением кольца единичной ширины. В такой постановке задачи деформация стенок оболочки эквивалентна их одноосному сжатию.

Уравнение радиального, осесимметричного движения тонкого лайнера под действием внешнего давления $p(t)$ имеет вид [1]

$$\rho h\ddot{R} = N/R - p, \tag{1}$$

где $N = \sigma h$ — окружное мембранное усилие; σ — напряжение в материале лайнера; h — толщина стенок оболочки; $W = (R_0 - R)$ — их перемещение; R — радиус срединной поверхности; R_0 — его начальное значение; ρ — плотность материала. В [1] рассмотрено несколько вариантов решения уравнения (1) для различных моделей деформации, учитывающих зависимость напряжения σ от величины деформации $u = W/R_0$. Показано, что, варьируя формально параметры, входящие в зависимости, всегда удается добиться совпадения расчета с экспериментом. Сами параметры не остаются постоянными при различных режимах сжатия, что не позволяет рассчитать движение лайнера до проведения эксперимента.

В [2] величина напряжения и работа деформации найдены из баланса энергии. Предполагалось, что в процессе сжатия σ остается постоянным. Однако и в этом случае неясно, во-первых, правомерно ли использовать найденное значение напряжения при других режимах сжатия и, во-вторых, насколько точно расчетная кривая описывает истинное движение оболочки.

Цель данной работы — проверить возможность расчета движения лайнера под действием известного импульса внешнего давления для различных режимов нагружения. При этом учитывается рост напряжения в металле как на стадии упругой деформации, так и при пластическом течении, его зависимость от величины деформации и скорости нагружения. Предполагается, что от скорости деформации σ явно не зависит.

Постановка задачи. Из теории прочности твердых тел [3, 4] известно, что при импульсных напряжениях в металлах, даже значительно превышающих статический предел текучести, потеря прочности наступает с запаздыванием относительно момента приложения давления. Это при-