

подвижных дислокаций и вязкостная составляющая. Подвижные дислокации во внутренних объемах ячеек не воспринимают напряжения, приложенного к ячеечному каркасу, и для них напряжение взаимозапираания определяется только величиной n . Для закона движения (2а)

$$(8) \quad \tau = Y_0 + \alpha Gb(\sqrt{N-n} + \sqrt{n}) + \dot{\gamma}B/nb^2.$$

Применяя к (8) условие

$$d\tau/dn \Big|_{\dot{\gamma}, N = \text{const}} = 0,$$

получаем

$$(9a) \quad \frac{\alpha Gb}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - \frac{1}{\sqrt{N-n}} \right) - \frac{\dot{\gamma}B}{n^2 b^2} = 0.$$

Аналогично для закона движения (2б)

$$(9b) \quad \frac{\alpha Gb}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - \frac{1}{\sqrt{N-n}} \right) + \frac{nY_0}{\ln^2 \left(\dot{\gamma}/bnv_0 \right)} = 0.$$

Таким образом, при деформировании в режиме ячеистой структуры вместо системы (1) следует использовать кинетическое уравнение (6) (или (7)) и уравнения (8), (9), из которых путем исключения n определяется значение $\dot{\gamma}$, соответствующее текущим значениям τ , N . Использование уравнений (9) в численных исследованиях не представляет особых затруднений. Эти уравнения применимы до тех пор, пока n не превышает некоторой критической доли N , т. е. пока ячеистая структура устойчива. В частности, при $n \ll N$ получаем оценку

$$n \simeq (2\dot{\gamma}B/\alpha Gb^3)^{2/3}.$$

Поступила 10 III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor J. W. Dislocation dynamics and dynamic yielding.— J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, N 10.
2. Holt D. L. Dislocation cell formation in metals.— J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 8.
3. Beukel van den, A. Dislocation production in cold worked copper.— Scripta Met., 1979, vol. 13, N 1.
4. Владимиров В. И., Кусов А. А. Оценка радиуса аннигиляции дислокаций.— ФТТ, 1981, т. 23, № 4.
5. Murr L. E. Work hardening and the pressure dependence of dislocation density and arrangements in shock loaded nickel and copper.— Scripta Met., 1978, vol. 12, N 2.
6. Ханнанов Ш. X. Термодинамический подход в дислокационной теории ползучести.— ФММ, 1979, т. 47, № 1.

УДК 539.3

О ВЛИЯНИИ ВИНТОВОЙ ДИСЛОКАЦИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В УПРУГОМ ЦИЛИНДРЕ

Л. М. ЗУБОВ, С. И. МОИСЕЕНКО

(Ростов-на-Дону)

Исследуются закономерности распространения волн в бесконечном полом круговом цилиндре с начальными напряжениями, обусловленными наличием в цилиндре винтовой дислокации. Начальное напряженное состояние, в котором боковые поверхности цилиндра свободны от нагрузки, определяется из точного решения задачи о винтовой дислокации при конечных деформациях. Это решение найдено для произвольного изотропного нелинейно-упругого несжимаемого (в том числе неоднородного по радиальной координате) материала. Составлены уравнения малых колебаний относительно описанного состояния равновесия. Эти уравнения допускают решения в виде диспергирующих волн, распространяющихся вдоль оси цилиндра. Построение дисперсионного соотношения сводится к решению однородной краевой задачи для системы обыкновенных дифференциальных уравнений, которое выполнено численным методом. В числовых примерах используется модель материала с упругим потенциалом в форме Муни.

Начальное состояние. Изохорическая деформация сдвига и растяжения цилиндрической панели задается соотношениями [1]

$$(1) \quad \lambda (r^2 - r_0^2) = \rho^2 - \rho_0^2, \quad \theta = \varphi, \quad z = \alpha\varphi + \lambda\zeta,$$

где ρ, φ, ζ — цилиндрические координаты недеформированного состояния; r, θ, z — цилиндрические координаты точек тела после деформации; λ, α — постоянные; ρ_0, r_0 — внешний радиус цилиндра соответственно до и после деформации. Деформацию вида (1) можно осуществить и для замкнутой в угловом направлении цилиндрической оболочки. Для этого надо разрезать оболочку полуплоскостью $\theta = 0$, сдвинуть края разреза один относительно другого в направлении оси цилиндра на величину $2\pi\alpha$ и затем скрепить поверхности разреза. Указанная деформация создает в трубе винтовую дислокацию [2] с вектором Бюргера, направленным по оси цилиндра и имеющим длину $2\pi\alpha$. Заметим, что в отличие от линейной теории упругости [2] здесь величина вектора Бюргера не предполагается малой, т. е. рассматриваются произвольно большие деформации.

Определяющее соотношение изотропного несжимаемого упругого материала имеет вид [1, 3]

$$(2) \quad \mathbf{T} = \kappa_1(I_1, I_2, \rho)\mathbf{F} - \kappa_2(I_1, I_2, \rho)\mathbf{F}^{-1} - p\mathbf{E}, \\ I_1 = \text{tr } \mathbf{F}, \quad I_2 = \text{tr } (\mathbf{F}^{-1}),$$

где \mathbf{T} — тензор напряжений Коши; \mathbf{F} — мера деформации Фингера; \mathbf{E} — единичный тензор; I_1, I_2 — первый и второй инварианты тензора \mathbf{F} (третий инвариант равен единице в силу условия несжимаемости); p — давление в несжимаемом теле, не определяемое деформацией; κ_1, κ_2 — некоторые функции инвариантов, задающие конкретный материал. Явная зависимость этих функций от ρ позволяет учесть возможную неоднородность материала по радиальной координате.

Выражения мер деформации, соответствующие (1), имеют вид

$$(3) \quad \mathbf{F} = \frac{\rho^2}{\lambda^2 r^2} \mathbf{f}_1 \mathbf{f}_1 + \frac{r^2}{\rho^2} \mathbf{f}_2 \mathbf{f}_2 + \frac{\alpha r}{\rho^2} (\mathbf{f}_2 \mathbf{f}_3 + \mathbf{f}_3 \mathbf{f}_2) + \left(\lambda^2 + \frac{\alpha^2}{\rho^2} \right) \mathbf{f}_3 \mathbf{f}_3, \\ \mathbf{F}^{-1} = \frac{\lambda^2 r^2}{\rho^2} \mathbf{f}_1 \mathbf{f}_1 + \frac{\rho^2}{r^2 \lambda^2} \left(\lambda^2 + \frac{\alpha^2}{\rho^2} \right) \mathbf{f}_2 \mathbf{f}_2 - \frac{\alpha}{\lambda r^2} (\mathbf{f}_2 \mathbf{f}_3 + \mathbf{f}_3 \mathbf{f}_2) + \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{f}_3 \mathbf{f}_3.$$

Здесь $\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2, \mathbf{f}_3$ — ортонормированный векторный базис цилиндрических координат в деформированной конфигурации, причем первый индекс соответствует радиальной координате, второй — углу, третий — осевой координате.

Из соотношений (2), (3) и уравнений равновесия следует [1], что касательные напряжения τ_{12} и τ_{13} равны нулю, а остальные компоненты тензора \mathbf{T} в базисе $\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2, \mathbf{f}_3$ зависят только от координаты r .

Если внешняя поверхность $\rho = \rho_0$ цилиндра не нагружена, то удовлетворяющие условиям равновесия выражения напряжений и функция p имеют вид

$$(4) \quad \sigma_1 = \int_r^{\rho_0} \left[\kappa_1(r) \left(\frac{\rho^2}{\lambda^2 r^2} - \frac{r^2}{\rho^2} \right) - \kappa_2(r) \left(\frac{\lambda^2 r^2}{\rho^2} - \frac{\rho^2}{r^2} - \frac{\alpha^2}{\lambda^2 r^2} \right) \right] \frac{dr}{r}, \\ \sigma_2 = \kappa_1(r) \left(\frac{r^2}{\rho^2} - \frac{\rho^2}{\lambda^2 r^2} \right) - \kappa_2(r) \left(\frac{\rho^2}{r^2} + \frac{\alpha^2}{\lambda^2 r^2} - \frac{\lambda^2 r^2}{\rho^2} \right) + \sigma_1, \\ \sigma_3 = \kappa_1(r) \left(\lambda^2 + \frac{\alpha^2}{\rho^2} - \frac{\rho^2}{\lambda^2 r^2} \right) - \kappa_2(r) \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{\lambda^2 r^2}{\rho^2} \right) + \sigma_1, \\ \tau_{23} = \kappa_1(r) \frac{\alpha r}{\rho^2} + \kappa_2(r) \frac{\alpha}{\lambda^2 r}, \quad p = \kappa_1(r) \frac{\rho^2}{\lambda^2 r^2} - \kappa_2(r) \frac{\lambda^2 r^2}{\rho^2} - \sigma_1.$$

Выражения функций $\kappa_1(r), \kappa_2(r)$ можно получить, используя соотношения (1) — (3). Постоянная r_0 определяется из граничного условия $\sigma_1(r_1) = 0$, где r_1 — внутренний радиус цилиндрической оболочки в деформированном состоянии.

Напряжения, действующие в любом поперечном сечении цилиндра, статически эквивалентны продольной силе P и крутящему моменту M , которые являются функциями параметров λ, α :

$$(5) \quad P(\alpha, \lambda) = 2\pi \int_{r_1}^{\rho_0} \sigma_3(r) r dr, \quad M(\alpha, \lambda) = 2\pi \int_{r_1}^{\rho_0} \tau_{23}(r) r^2 dr.$$

Коэффициент осевого растяжения λ в дальнейшем определяется из условия $P = 0$. Численный анализ для материала Муни показал, что любому значению параметра α соответствует значение $\lambda < 1$, т. е. при осевом сдвиге в условиях отсутствия продольной силы цилиндрическая оболочка сжимается в осевом направлении.

Линеаризованные уравнения движения. Допустим, что на начальное деформированное состояние, описанное выше, накладывается малое движение, определяемое вектором перемещения $\eta \mathbf{w}$, где η — малый параметр. Тогда линеаризованные уравне-

ния движения описываются уравнениями [1, 3]

$$(6) \quad \nabla \cdot \Theta = m \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2}, \quad \Theta = \mathbf{T} - (\nabla \mathbf{w})^T \cdot \mathbf{T}, \quad \nabla \cdot \mathbf{w} = 0,$$

$$\mathbf{T} = \frac{\lambda}{\alpha_1} \mathbf{T} (\mathbf{R} + \eta \mathbf{w})|_{r=\alpha}, \quad \nabla = \mathbf{f}_1 \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{f}_2 \frac{\partial}{r \partial \theta} + \mathbf{f}_3 \frac{\partial}{\partial z},$$

где t — время; m — плотность материала; \mathbf{R} — радиус-вектор исходного напряженно-го состояния; ∇ — оператор набла в метрике предварительно напряженного тела.

Так как боковые поверхности оболочки считаем свободными от нагрузок, то граничные условия для уравнений (6) имеют вид

$$(7) \quad \mathbf{f}_1 \cdot \Theta = 0 \text{ при } r = r_1, r_0.$$

Уравнения (6) допускают решения вида

$$(8) \quad \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \\ q \end{pmatrix} = e^{i(\theta n + z v / r_0 - t \omega)} \begin{pmatrix} U(r) \\ V(r) \\ W(r) \\ Q(r) \end{pmatrix}.$$

Здесь v — безразмерное волновое число; n — целое число; ω — частота колебаний; $\mathbf{w} = u \mathbf{f}_1 + v \mathbf{f}_2 + w \mathbf{f}_3$, $q = -p$.

Подстановка решения (8) в уравнения (6) и граничные условия (7) дает однородную краевую задачу относительно функций U , V , W , Q для изотропного несжимаемого материала общего вида. Для однородного цилиндра из материала Муни ($\kappa_1 = 2C_1$, $\kappa_2 = 2C_2$; $C_1, C_2 = \text{const}$) эта краевая задача запишется следующим образом:

$$(9) \quad U'' (\beta_1 + 3\kappa\beta_1^{-1}) + U' [\beta_1' + 3\kappa (\beta_1^{-1})' + p/\kappa_1 + R^{-1} (\beta_1 + 3\beta_1^{-1}\kappa)] +$$

$$+ U [- (1 + n^2) \lambda^{-2} \beta_1^{-1} R^{-2} + 2in\alpha\beta_2 v R^{-1} + v^2 (\beta_3 + \kappa\beta_1^{-1}) - \kappa R^{-2} (3\beta_1\beta_3 + n^2\beta_1^{-1}) +$$

$$+ m r_0^2 \omega^2 / \kappa_1] + V' [(\beta_1^{-1} + \beta_1\beta_3) in\kappa R^{-1} - \kappa v \mu x^{-1} \lambda^{-2} R^{-1}] + V [- 2in\lambda^{-2} \beta_1^{-1} R^{-2} -$$

$$- 2v\alpha\beta_2 R^{-1} + \kappa R^{-2} \lambda^{-2} x^{-1} v \mu - in\kappa R^{-2} (3\beta_1\beta_3 + \beta_1^{-1})] + W' [- \kappa R^{-2} \lambda^{-2} x^{-1} in\mu +$$

$$+ \kappa v (\lambda^{-2} + \beta_1^{-1})] + 2\kappa in\mu \lambda^{-2} R^{-3} x^{-1} W + Q r_0 / \kappa_1 = 0,$$

$$V'' (\beta_1 + \kappa\beta_1\beta_3) + V' [\beta_1' + \kappa (\beta_1\beta_3)' + \beta_1 R^{-1} (1 + \kappa\beta_3)] + V [2in\alpha\beta_2 R^{-1} -$$

$$- \lambda^{-2} \beta_1^{-1} R^{-2} (1 + n^2) + \beta_3 v^2 - p' R^{-1} / \kappa_1 - \kappa R^{-1} (\beta_1^{-1} + \beta_1\beta_3)' - 3n^2 \kappa \beta_1 \beta_3 R^{-2} -$$

$$- \kappa \beta_1^{-1} R^{-2} - 2in\kappa \mu v \lambda^{-2} R^{-2} x^{-1} + \kappa \beta_1 \beta_3 v^2 + m r_0^2 \omega^2 / \kappa_1] + U' \kappa R^{-1} [in (\beta_1^{-1} + \beta_1\beta_3) -$$

$$- \mu v \lambda^{-2} x^{-1}] + U [in R^{-1} p' / \kappa_1 + 2in\lambda^{-2} R^{-2} \beta_1^{-1} + 2\alpha\beta_2 v R^{-1} - \kappa v \mu \lambda^{-2} R^{-2} x^{-1} +$$

$$+ in\kappa R^{-2} (3\beta_1\beta_3 + \beta_1^{-1})] - \kappa \mu \lambda^{-2} R^{-1} x^{-1} (W'' + R^{-1} W') + W [2n^2 \kappa \mu x^{-1} \lambda^{-2} R^{-3} -$$

$$- 2\mu v^2 \kappa x^{-1} \lambda^{-2} R^{-1} + in\lambda^{-2} v \kappa R^{-1} + \beta_1 \beta_3 \kappa in v R^{-1}] + in R^{-1} r_0 Q / \kappa_1 = 0,$$

$$W'' (\beta_1 + \lambda^{-2} \kappa) + W' [\beta_2' + \beta_1 R^{-1} + \lambda^{-2} \kappa R^{-1}] + W [\beta_3 v^2 + 3\lambda^{-1} v^2 \kappa - \lambda^{-2} \beta_1^{-1} n^2 R^{-2} +$$

$$+ 2\alpha\beta_2 in v R^{-1} - \kappa n^2 \lambda^{-2} R^{-2} - 2in\kappa \mu v x^{-1} \lambda^{-2} R^{-2} + m r_0^2 \omega^2 / \kappa_1] + U' [\kappa \beta_1^{-1} v +$$

$$+ \kappa v \lambda^{-2} - in\kappa \mu x^{-1} \lambda^{-2} R^{-2}] + U [v p' / \kappa_1 + \kappa v (\beta_1^{-1})' - in\kappa \mu \lambda^{-2} R^{-3} x^{-1} +$$

$$+ \kappa v \beta_1^{-1} R^{-1} + \kappa v \lambda^{-2} R^{-1}] - \kappa \mu \lambda^{-2} R^{-1} x^{-1} (V'' - R^{-1} V') + V [\mu \kappa x^{-1} \lambda^{-2} R^{-3} (2n^2 -$$

$$- 1) + \kappa \beta_1 \beta_3 in v R^{-1} + in v \kappa \lambda^{-2} R^{-1} - 2\mu v^2 \kappa x^{-1} \lambda^{-2} R^{-1}] + Q v r_0 / \kappa_1 = 0;$$

$$(10) \quad U' + R^{-1} U + in R^{-1} V + v W = 0.$$

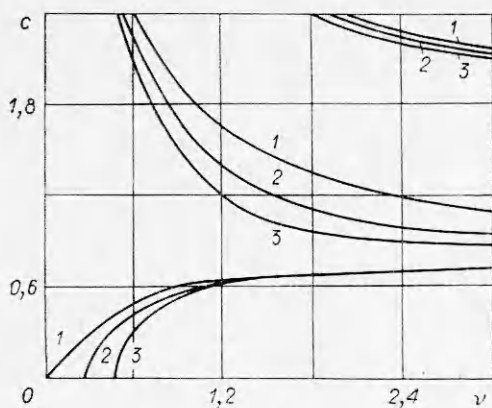
В формулах (9) приняты обозначения: $\beta_1 = \rho^2 / (\lambda r)^2$, $\beta_2 = \alpha r / \rho^2$, $\beta_3 = \lambda^2 + \alpha^2 / \rho^2$, $R = r / r_0$, $\kappa = \kappa_2 / \kappa_1$, $\mu = \alpha / \rho_0$, $x = r_0 / \rho_0$. Штрих означает дифференцирование по безразмерной переменной R . Уравнение (10) есть условие несжимаемости, записанное в цилиндрической системе координат.

Граничные условия на боковых поверхностях станут следующими:

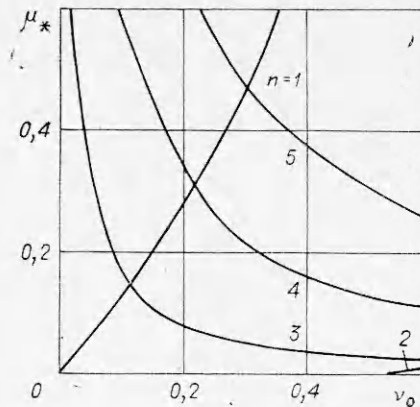
$$(11) \quad (\beta_1 + 3\kappa\beta_1^{-1} + p/\kappa_1) U' + Q r_0 / \kappa_1 = 0,$$

$$(\beta_1 + \kappa\beta_1\beta_3) V' + V [- p R^{-1} / \kappa_1 - \kappa R^{-1} (\beta_1^{-1} + \beta_1\beta_3)] - W' \mu \kappa x^{-1} \lambda^{-2} R^{-1} +$$

$$+ U R^{-1} [in\kappa (\beta_1^{-1} + \beta_1\beta_3) - \mu v \kappa \lambda^{-2} x^{-1} + in p / \kappa_1] = 0,$$



Фиг. 1



Фиг. 2

$$(\beta_1 + \lambda^{-2}\kappa)W' - \mu\kappa\lambda^{-2}R^{-1}x^{-1}V' + \mu\kappa\lambda^{-2}R^{-2}x^{-1}V + U[\kappa\nu(\beta_1^{-1} + \lambda^{-2}) - in\mu\kappa\lambda^{-2}R^{-2}x^{-1} + p\nu/\kappa_1] = 0, \\ R = 1, r_1/r_0.$$

Условие отсутствия сжимающих усилий в силу (4), (5) приводит к равенству

$$(12) \quad (1 - \chi^2)(2\lambda - \lambda^{-2} - \lambda^{-3}x^2) - 2\mu^2\lambda^{-1}\ln\chi^2 + \chi^2\lambda^{-2}\ln\frac{\lambda x^2 + \chi^2 - 1}{\lambda x^2} - \\ - \chi^2\lambda^{-2}\ln\chi^2 + \kappa\left[(1 - \chi^2)(3 - 2\lambda^{-3} - \lambda^{-1}x^{-2} - \mu^2\lambda^{-2}x^{-2}) + (2 - 2\lambda x^2 - \chi^2)\ln\chi^2 + \right. \\ \left. + (2\lambda x^2 - 2 + \chi^2 - \mu^2\lambda^{-2})\ln\frac{\lambda x^2 + \chi^2 - 1}{\lambda x^2}\right] = 0,$$

где $\chi = \rho_1/\rho_0$.

Нетривиальные решения краевой задачи (9)–(11) существуют лишь при определенном дисперсионном соотношении — зависимости фазовой скорости волны $\omega r_0/\nu$ от частоты ω .

Случаю $n = 1$ соответствуют волны изгибно-крутильных колебаний цилиндра. Краевая задача (9)–(11) при условии (12) решается численно методом, во многом аналогичным [4].

Для того чтобы перейти к исследованию задачи устойчивости цилиндрической оболочки, подвергнутой винтовой дислокации, достаточно в уравнениях (8) положить $\omega = 0$.

При этом значении $n = 1$ соответствует стержневая форма выпучивания цилиндра. Как и в [4], можно показать, что решения вида (8) при $n = 1$ в сечениях цилиндра $z = 0$, $z = l = \pi r_0/\nu$ удовлетворяют условиям шарнирного опирания в направлении одной оси поперечного сечения и условиям скользящей заделки в направлении другой оси, ортогональной первой.

Численные результаты. Ограничимся приведением результатов для цилиндрической оболочки из неогукковского материала. Для этого достаточно в соотношениях (9)–(11) положить $\kappa = 0$. Результаты вычислений для $n = 1$ и отношения внутреннего радиуса к внешнему, равного 0,8 в недеформированном состоянии, приведены на фиг. 1. Построены три первые дисперсионные кривые. По оси абсцисс откладывается волновое число ν , по оси ординат — безразмерное значение фазовой скорости распространения изгибно-крутильных волн $c = (m/\kappa_1)^{1/2}\omega r_0/\nu$. Цифрами 1–3 отмечены кривые, отвечающие определенному значению параметра μ , который характеризует величину вектора Бюргера (соответственно $\mu = 0; 0,3; 0,5$). Оказывается, что чем больше начальная деформация, тем меньше фазовая скорость волны. Точки пересечения кривых с осью абсцисс являются точками упругой неустойчивости (бифуркации равновесия) цилиндра, вызванной наличием винтовой дислокации.

Результаты, относящиеся к проблеме устойчивости, более полно представлены на фиг. 2. При $\chi = 0,9$ для значений $n = 1; 2; 3; 4; 5$, характеризующих форму потери устойчивости, построены зависимости критической величины деформации μ_* от параметра ν_0 , связанного с геометрическими параметрами следующим образом: $\nu_0 = \pi\lambda\rho_0/l$, где $2l$ — длина волны формы выпучивания. Стержневая форма выпучивания ($n = 1$) и форма, определяемая значением $n = 2$, характеризуется увеличением параметра μ_* при возрастании ν_0 . Для форм, у которых $n > 2$, справедливо обратное.

Поступила 7 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Лурье А. И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980.
2. Работнов Ю. Н. Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1979.
3. Лурье А. И. Теория упругости. М.: Наука, 1970.
4. Зубов Л. М., Моисеенко С. И. Выпучивание упругого цилиндра при кручении и сжатии. — Изв. АН СССР. МТТ, 1981, № 5.

УДК 539.376

ОБ ОЦЕНКЕ ДОЛГОВЕЧНОСТИ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО МНОГОЦИКЛОВОГО НАГРУЖЕНИЯ

В. П. ГОЛУБ

(Киев)

В различных областях машиностроения серьезное внимание уделяется проблеме длительной прочности и долговечности конструкционных материалов при многоцикловом нагружении. К настоящему времени опубликовано достаточное количество работ, в которых рассматриваются различные аспекты этой проблемы (см., например, [1—4]). Однако в большинстве из них основное внимание концентрировалось на получении экспериментальных данных и формулировке эмпирических зависимостей. Известны лишь отдельные работы [5—7], относящиеся к области нормальных температур, в которых оценка долговечности при многоцикловом нагружении выполнена на основе модельных представлений.

В данной работе предлагается один из возможных вариантов аналитической оценки циклической долговечности для области высоких температур.

1. Основные исходные соотношения. Рассматривается прямой цилиндрический стержень (фиг. 1, а), нагруженный осевой нагрузкой P , изменяющейся во времени согласно соотношению

$$(1.1) \quad P = P_m \pm P_a \Phi(ft),$$

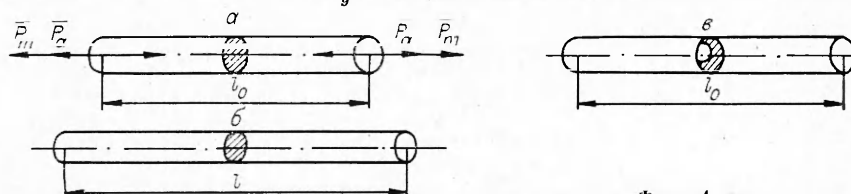
где P — результирующая нагрузка; P_m , P_a — амплитудные значения статической и циклической составляющих; Φ — функция, характеризующая закон изменения P_a во времени t ; f — частота изменения P_a . Для режима многоциклового нагружения характерно, что $f > 1$ Гц, а $\sigma_{\max} = \sigma_m + |\sigma_a| < \sigma_T$, где σ_T — предел текучести материала. При решении задачи будем исходить из того, что при реализации многоциклового нагружения (1.1) в условиях высоких температур, т. е. при $T > 0,5 T_{\text{пл}}$ ($T_{\text{пл}}$ — температура плавления), разрушение стержня может произойти от усталости, от циклической ползучести или от их совместного развития [4, 8, 9]. Для многих элементов конструкций область смешанного разрушения, определяемая взаимодействием усталости и ползучести, является преобладающей. Далее принимаем, что в качестве одной из характеристик состояния может быть выбран параметр ω , описывающий процесс накопления повреждений [8]. При этом считаем, что поврежденность с течением времени будет накапливаться как от ползучести, проявляющейся в изменении геометрии стержня и накоплении рассеянных повреждений (фиг. 1, б), так и от усталости, проявляющейся в накоплении сосредоточенного повреждения в форме усталостной трещины (фиг. 1, в). В результате напряженное состояние стержня в произвольный момент времени t будет определяться величиной текущих (истинных) значений напряжений, которые могут существенно отличаться от первоначально заданных. Переходя от нагрузок к текущим значениям напряжений и выбирая для Φ гармонический закон, условие нагружения (1.1) перепишем в виде

$$(1.2) \quad \sigma = \sigma_m + \sigma_a \sin(2\pi ft + \varphi_0),$$

где φ_0 — угол начальной фазы, который обычно принимается равным нулю; σ , σ_m , σ_a — текущие значения напряжений, которые определяются из уравнений вида

$$(1.3) \quad \sigma = \sigma_0 \Psi(\varepsilon_\Sigma, \omega_y),$$

где σ_0 , σ — начальное и текущее значение напряжения; ε_Σ — текущее значение деформации циклической ползучести; ω_y — текущее значение усталостной поврежденности.



Фиг. 1