

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПЕРАЦИИ ОБРАТНОГО ВЫДАВЛИВАНИЯ ТОЛСТОСТЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ТРУБНЫХ ЗАГОТОВОК

MODELING OPERATIONS BACK EXTRUSION BILLETS THICK-WALLED ANISOTROPIC

В.И. Платонов, С.С. Яковлев

ФГБОУ ВПО «Тульский государственный университет», г. Тула, пр. Ленина, 92, mpf-tula@rambler.ru

Abstract

The mathematical model is an inverse extrusion thick-walled tube blanks of material having anisotropic mechanical properties cylindrical. Relations are given to assess the kinematics of course materials la, stress and strain states, power operation modes reverse extrusion. The results of theoretical investigations of power modes. You are the manifest effects of process parameters on the power mode of operation isothermal reverse extrusion billets of high anisotropic materials in the short-term creep mode.

Рассмотрим операцию обратного выдавливания трубной заготовки при установившемся течении начально анизотропного упрочняющегося материала коническим пуансоном с углом конусности α и степенью деформации $\varepsilon = 1 - F_1/F_0$ (рис. 1), где F_0 и F_1 - площади поперечного сечения трубчатой заготовки и по-

луфабриката соответственно. Принимается, что материал трубной заготовки обладает цилиндрической анизотропией механических свойств, жестко-пластический, подчиняется условию пластичности Мизеса-Хилла и ассоциированному закону пластического течения [1-3].

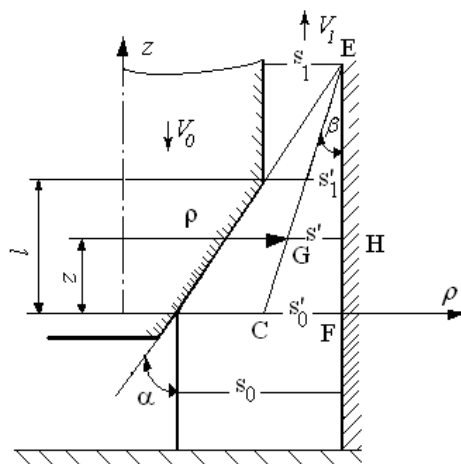


Рис. 1. Схема к анализу процесса обратного выдавливания

Течение материала принимается осесимметричным. Анализ процесса обратного выдавливания реализуется в цилиндрической системе координат. Принимается, что на контактных границах заготовки и рабочего инструмента реализуется закон

трения Кулона. Течение материала принимается установившееся.

Условие несжимаемости материала позволяет установить связь между скоростью течения материала на входе в очаг деформации и выходе из очага деформации

$$V_0 \left[\frac{\pi D_3^2}{4} - \frac{\pi (D_3 - 2s_0)^2}{4} \right] = V_1 \left[\frac{\pi D_3^2}{4} - \frac{\pi (D_3 - 2s_1)^2}{4} \right]. \quad (1)$$

Откуда следует, что

$$V_0 = V_1 \frac{s_1(D_3 - s_1)}{s_0(D_3 - s_0)}; \quad \frac{V_0}{V_1} = \frac{s_1(D_3 - s_1)}{s_0(D_3 - s_0)} = K. \quad (2)$$

Пусть материальная частица на входе в очаг деформации занимает начальное положение, определяемое координатами $\rho_0 = D_3/2 - s'_0$, $z = 0$. На выходе из очага деформации занимает

положение $\rho_1 = D_3 - s'_1$. Принимаем, что линия тока – прямая линия, проходящая под углом β к оси z . Угол β изменяется от 0 при $\rho_0 = D_3/2$ до α при $\rho_0 = D_3/2 - s_0$,

если $z = 0$, тоже имеет место при $\rho_1 = D_3/2$
и $\rho_1 = D_3/2 - s_1$, если $z = l$.

В целях упрощения можно принять линейное изменение $tg\beta$ от величины от 0 до $tg\alpha$ при изменении s'_0 от 0 до s_0 , когда $z = 0$:

$$tg\beta = tg\alpha \frac{s'_0}{s_0}.$$

Компоненты осевой V_z и радиальной V_ρ скоростей течения могут быть определены по выражениям:

$$V_z = V_0 \frac{s_0^2(D_3 + 2\rho) - 2D_3s_0ztg\alpha}{(D_3 + 2\rho)(s_0 - ztg\alpha)^2}; \quad (3)$$

$$V_\rho = V_0 \frac{s_0^2(D_3 + 2\rho) - 2D_3s_0ztg\alpha}{(D_3 + 2\rho)(s_0 - ztg\alpha)^2} tg\beta, \quad (4)$$

$$\text{где } tg\beta = \frac{(D_3 - 2\rho)tg\alpha}{2(s_0 - ztg\alpha)}.$$

Скорости деформации рассчитываются по выражениям:

$$\xi_z = \frac{\partial V_z}{\partial z}; \quad \xi_\rho = \frac{\partial V_\rho}{\partial \rho}; \quad \xi_\theta = \frac{V_\rho}{\rho}; \quad 2\xi_{\rho z} = \frac{\partial V_\rho}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial \rho}. \quad (5)$$

Приведем окончательные выражения для определения компонент скоростей деформаций ξ_z , ξ_ρ , ξ_θ , $\xi_{\rho z}$, полученных с учетом выра-

жений (3) и (4), условия несжимаемости материала $\xi_\rho = -\xi_z - \xi_\theta$:

$$\xi_z = \frac{\partial V_z}{\partial z} = 2V_0 \frac{tg\alpha s_0(s_0 2\rho - D_3 ztg\alpha)}{(D_3 + 2\rho)(s_0 - ztg\alpha)^3}; \quad (6)$$

$$\xi_\theta = \frac{V_\rho}{\rho} = \frac{V_0 s_0}{\rho} \frac{[s_0(D_3 + 2\rho) - 2D_3 ztg\alpha](D_3 - 2\rho)tg\alpha}{2(D_3 + 2\rho)(s_0 - ztg\alpha)^3}; \quad (7)$$

$$\xi_\rho = \frac{\partial V_\rho}{\partial \rho} = \frac{V_0 s_0 tg\alpha D_3}{2(D_3 + 2\rho)\rho} \frac{[s_0 D_3 - 2ztg\alpha(D_3 + \rho)]}{(s_0 - ztg\alpha)^3}; \quad (8)$$

$$\xi_{\rho z} = \frac{1}{2} V_0 \frac{U}{V}, \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} U &= s_0 tg\alpha [8(s_0 - ztg\alpha)^2 zD_3 + (D_3^2 - 4\rho^2)(s_0 D_3 + 6s_0 \rho - 4D_3 ztg\alpha)tg\alpha]; \\ V &= 2(s_0 - ztg\alpha)^4 (D_3 + 2\rho)^2. \end{aligned} \right\}$$

Величина интенсивности скоростей деформаций ξ_i вычисляется по выражению [3]:

$$\xi_i = \sqrt{2(R_z + R_\theta + R_z R_\theta) \left\{ R_\theta^2 [(1 + R_z)\xi_\theta + R_z \xi_z]^2 + \right.} \\ \left. + R_z R_\theta [(1 + R_\theta)\xi_z + R_\theta \xi_\theta]^2 + \right.} \\ \left. + R_\theta (R_z \xi_z - R_\theta \xi_\theta)^2 + \frac{2R_\theta^2 (1 + R_\theta + R_z)^2 \xi_{\rho z}^2}{R_{\rho z}} \right\}^{1/2} /$$

$$/\sqrt{3}\sqrt{R_z R_0}(1+R_0+R_z), \quad (10)$$

где $R_z = H/G$; $R_0 = H/F$;

$R_{\rho z} = M/F$; F, G, H, M - параметры анизотропии.

Выражение (10) позволяет определить распределение интенсивностей скоростей деформаций вдоль ряда (n) траекторий течения материала.

Среднюю величину интенсивности скорости деформации по очагу деформации по этим n траекториям

$$\xi_{icp} = \frac{\xi_{i0cp} + \xi_{i1cp} + \dots + \xi_{incp}}{n+1}. \quad (11)$$

Накопленная интенсивность деформации вдоль k -ой траектории определяется по выражению без учета добавки деформации, связанной с изменением поворота траектории при входе в очаг деформации следующим образом

$$\varepsilon_{ik} = \int_0^t \xi_{ik} dt = \int_0^{l_k} \xi_{ik} \frac{dl_k}{V_{lk}} = \int_0^l \xi_{ik} \frac{dz}{V_{zk}},$$

где $k=1, 2, \dots, n$ (траектории течения материала).

Для определения этой добавки запишем выражение для определения приращения интенсивности деформации при чистом сдвиге, когда

$$\xi_\rho = \xi_\theta = \xi_z = \xi_{z\theta} = \xi_{\theta\rho} = 0, \quad \xi_{\rho z} \neq 0,$$

следующим образом

$$\Delta \varepsilon_{ik} = \sqrt{\frac{2(R_z + R_0 + R_z R_0)}{3R_z}} \left(\frac{2\Delta \varepsilon_{\rho z k}^2}{R_{\rho z}} \right)^{1/2}.$$

$$\begin{aligned} \sigma_z - \sigma_\theta &= \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_0 + R_z + R_0)(R_z \xi_z - R_0 \xi_\theta)}{R_z R_0 (1 + R_0 + R_z)}; \\ \sigma_\theta - \sigma_\rho &= \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_0 + R_z + R_0)(\xi_\theta - R_z \xi_\rho)}{R_z (1 + R_0 + R_z)}; \\ \sigma_\rho - \sigma_z &= \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_0 + R_z + R_0)(R_0 \xi_\rho - \xi_z)}{R_0 (1 + R_0 + R_z)}; \\ \tau_{\rho z} &= \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_0 + R_z + R_0)}{R_{\rho z} R_z} \xi_{\rho z}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\sigma_\rho, \sigma_\theta, \sigma_z, \tau_{\rho z}$ - нормальные и касательные напряжения, являющиеся функциями ρ и z .

Учтём, что

$$\Delta \varepsilon_{\rho z} = \frac{1}{2} \frac{V_{\rho k}}{V_{zk}} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \beta,$$

тогда будет иметь

$$\Delta \varepsilon_{ik} = \sqrt{\frac{2(R_z + R_0 + R_z R_0)}{3R_z}} \sqrt{\frac{1}{2R_{\rho z}}} \operatorname{tg} \beta. \quad (12)$$

Таким образом, величина накопленной интенсивности деформации вдоль траектории k будет определяться по формуле в очаге деформации

$$\varepsilon_{ik} = \sum_{z=0}^l \frac{\xi_{ik} \Delta z}{V_{zk}} + \sqrt{\frac{2(R_z + R_0 + R_z R_0)}{3R_z}} \sqrt{\frac{1}{2R_{\rho z}}} \operatorname{tg} \beta. \quad (13)$$

Если нужно определить накопленную интенсивность деформации в заготовке после деформации, то следует к рассчитанной величине добавить второе слагаемое, которое определяется также по выражению (13) на выходе из очага деформации. Это позволит оценить механические свойства заготовки с использованием кривой упрочнения

$$\sigma_i = \sigma_{i0} + B \varepsilon_{icp}^n, \quad (14)$$

куда входит величина средней интенсивности деформации в очаге деформации по формуле

$$\varepsilon_{icp} = \frac{\varepsilon_{i0cp} + \varepsilon_{i1cp} + \dots + \varepsilon_{incp}}{n+1}. \quad (15)$$

Уравнения связи между напряжениями и скоростями деформаций для рассматриваемых условий деформирования примет вид:

Запишем систему уравнений (16) через среднее напряжение σ :

$$\begin{aligned} \sigma_z &= \sigma - \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_0 + R_z + R_0)}{R_0 (1 + R_0 + R_z)} \frac{[(R_0 + 2R_z)\xi_\theta + R_z(R_0 + 2)\xi_\rho]}{3R_z}; \\ \sigma_\theta &= \sigma - \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_0 + R_z + R_0)}{R_0 (1 + R_0 + R_z)} \frac{[R_0(R_z + 2)\xi_z + (R_z + 2R_0)\xi_\rho]}{3R_z}; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\sigma_\rho = \sigma - \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_\theta + R_z + R_\theta) [R_\theta (2R_z + 1) \xi_\theta + R_z (2R_\theta + 1) \xi_z]}{R_\theta (1 + R_z + R_\theta) 3R_z};$$

$$\tau_{\rho z} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \frac{(R_z R_\theta + R_z + R_\theta)}{R_{\rho z} R_z} \xi_{\rho z}.$$

Введя обозначения

$$\mu_i = \frac{1}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i}; \quad A = \frac{R_z R_\theta + R_z + R_\theta}{R_\theta (1 + R_z + R_\theta)}; \quad A_{\rho z} = \frac{R_z R_\theta + R_z + R_\theta}{R_{\rho z} R_z};$$

$$F_z(\rho, z) = \frac{(R_\theta + 2R_z) \xi_\theta + R_z (R_\theta + 2) \xi_\rho}{3R_z};$$

$$F_\theta(\rho, z) = \frac{R_\theta (R_z + 2) \xi_z + (R_z + 2R_\theta) \xi_\rho}{3R_z};$$

$$F_\rho(\rho, z) = \frac{R_\theta (2R_z + 1) \xi_\theta + R_z (2R_\theta + 1) \xi_z}{3R_z}; \quad F_{\rho z}(\rho, z) = \xi_{\rho z},$$

соотношения (17) запишутся в следующем

виде:

$$\begin{aligned} \sigma_z &= \sigma - 2\mu_i A F_z(\rho, z); \quad \sigma_\theta = \sigma - 2\mu_i A F_\theta(\rho, z); \\ \sigma_\rho &= \sigma - 2\mu_i A F_\rho(\rho, z); \quad \tau_{\rho z} = 2\mu_i A_{\rho z} F_{\rho z}(\rho, z). \end{aligned} \quad (18)$$

Для определения напряжений в очаге деформации располагаем указанными выше уравнениями теории пластического течения анизотропного материала (16) и уравнениями равновесия в цилиндрической системе координат [4]:

тропного материала (16) и уравнениями равновесия в цилиндрической системе координат [4]:

$$\frac{\partial \sigma_\rho}{\partial \rho} + \frac{\partial \tau_{\rho z}}{\partial z} + \frac{\sigma_\rho - \sigma_\theta}{\rho} = 0; \quad \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} = 0; \quad \frac{\partial \tau_{\rho z}}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{z\rho}}{\rho} = 0. \quad (19)$$

Подставив выражения (18) в уравнения равновесия (19), имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial \rho} - 2A \frac{\partial(\mu_i F_\rho(\rho, z))}{\partial \rho} + 2A_{\rho z} \frac{\partial(\mu_i F_{\rho z}(\rho, z))}{\partial z} + 2A\mu_i \frac{F_\theta(\rho, z) - F_\rho(\rho, z)}{\rho} &= 0; \\ \frac{\partial \sigma}{\partial z} - 2A \frac{\partial(\mu_i F_z(\rho, z))}{\partial z} + 2A_{\rho z} \frac{\partial(\mu_i F_{\rho z}(\rho, z))}{\partial \rho} + 2A_{\rho z} \frac{\mu_i F_{\rho z}(\rho, z)}{\rho} &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Представим приведенные выше уравнения в виде конечных разностей. С этой целью рассмотрим схему разбивки очага деформации координатными линиями $\rho = const$ и $z = const$:

ординатными линиями $\rho = const$ и $z = const$:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{m,n} - \sigma_{m-1,n}}{\rho_{m,n} - \rho_{m-1,n}} - 2A \frac{\mu_{i,m,n} F_\rho(\rho_{m,n}, z_{m,n}) - \mu_{i,m-1,n} F_\rho(\rho_{m-1,n}, z_{m-1,n})}{\rho_{m,n} - \rho_{m-1,n}} + \\ + 2A_{\rho z} \frac{\mu_{i,m,n+1} F_{\rho z}(\rho_{m,n+1}, z_{m,n+1}) - \mu_{i,m,n} F_{\rho z}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{z_{m,n+1} - z_{m,n}} + \\ + 2A\mu_{i,m,n} \frac{F_\theta(\rho_{m,n}, z_{m,n}) - F_\rho(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{\rho_{m,n}} = 0; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\frac{\sigma_{m,n+1} - \sigma_{m,n}}{z_{m,n+1} - z_{m,n}} - 2A \frac{\mu_{i,m,n+1} F_z(\rho_{m,n+1}, z_{m,n+1}) - \mu_{i,m,n} F_z(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{z_{m,n+1} - z_{m,n}} +$$

$$+ 2A_{\rho z} \frac{\mu_{i_{m+1,n}} F_{\rho z}(\rho_{m+1,n}, z_{m+1,n}) - \mu_{i_{m,n}} F_{\rho z}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{\rho_{m+1,n} - \rho_{m,n}} +$$

$$+ 2A_{\rho z} \frac{\mu_{i_{m,n}} F_{\rho z}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{\rho_{m,n}} = 0.$$

Разрешив каждое из уравнений системы (21) относительно среднего напряжения, получим вы-

ражения для определения величины среднего напряжения σ_{mn} :

по ρ - линии ($z = \text{const}$)

$$\sigma_{m,n} = \sigma_{m-1,n} + 2A[\mu_{i_{m,n}} F_{\rho}(\rho_{m,n}, z_{m,n}) - \mu_{i_{m-1,n}} F_{\rho}(\rho_{m-1,n}, z_{m-1,n})] -$$

$$- 2A_{\rho z} \frac{\mu_{i_{m,n+1}} F_{\rho z}(\rho_{m,n+1}, z_{m,n+1}) - \mu_{i_{m,n}} F_{\rho z}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{z_{m,n+1} - z_{m,n}} (\rho_{m,n} - \rho_{m-1,n}) -$$

$$- 2A\mu_{i_{m,n}} \frac{F_{\theta}(\rho_{m,n}, z_{m,n}) - F_{\rho}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{\rho_{m,n}} (\rho_{m,n} - \rho_{m-1,n}); \quad (22)$$

по z - линии ($\rho = \text{const}$)

$$\sigma_{m,n} = \sigma_{m,n+1} - 2A[\mu_{i_{m,n+1}} F_z(\rho_{m,n+1}, z_{m,n+1}) - \mu_{i_{m,n}} F_z(\rho_{m,n}, z_{m,n})] +$$

$$+ 2A_{\rho z} \frac{\mu_{i_{m+1,n}} F_{\rho z}(\rho_{m+1,n}, z_{m+1,n}) - \mu_{i_{m,n}} F_{\rho z}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{\rho_{m+1,n} - \rho_{m,n}} (z_{m,n+1} - z_{m,n}) +$$

$$+ 2A_{\rho z} \frac{\mu_{i_{m,n}} F_{\rho z}(\rho_{m,n}, z_{m,n})}{\rho_{m,n}} (z_{m,n+1} - z_{m,n}); \quad (23)$$

Для интегрирования этих уравнений нужно сформулировать граничные условия. В соответствии с выбранной кинематикой течения на входе в очаг деформации и выходе из него происходит резкое изменение направления течения от вертикального до наклонного к осевой под

углом β , что связано с разрывом тангенциальной составляющей скорости течения V_{ρ} .

Это изменение направления течения учитывается путем коррекции напряжения на границе очага деформации по методу баланса мощностей

$$\Delta P_l V_l = \tau_{s\rho z} \Delta F V_{\rho}, \quad (24)$$

где

$$\Delta P_l = \Delta \sigma_l \Delta F_l; \quad \Delta F_l = \Delta F \cos \beta; \quad V_l = \frac{V_{\rho}}{\sin \beta}; \quad \Delta P_l = \Delta P_z \frac{1}{\cos \beta}. \quad (25)$$

На основании соотношений (24) и (25) следует, что

$$\frac{\Delta \sigma_l \Delta F \cos \beta V_{\rho}}{\sin \beta} = \tau_{s\rho z} \Delta F V_{\rho} \quad (26)$$

и

$$\Delta \sigma_l = \tau_{s z x} \operatorname{tg} \beta. \quad (27)$$

Используя выражения (25) и (27), найдем

$$\Delta P_z = \Delta P_l \cos \beta; \quad \Delta \sigma_z \Delta F = \Delta \sigma_l \Delta F_l \cos \beta; \quad \Delta \sigma_z = \tau_{s\rho z} \sin \beta \cos \beta. \quad (28)$$

Заметим, что угол β на входе в очаг деформации определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{s'_0}{s_0} \operatorname{tg} \alpha,$$

а при выходе из очага деформации так

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{s'_1}{s_1} \operatorname{tg} \alpha.$$

Соотношение (28) является граничным условием для определения σ_z при $z=l$. Определяется величина среднего напряжения σ по выражениям (22) и (23). Компоненты напряжений $\sigma_z, \sigma_\rho, \sigma_\theta$ и $\tau_{\rho z}$ определяются из уравнений (16).

Отметим особенности полученного решения по распределению напряжений в очаге деформации. Они связаны с выбранной кинематикой течения материала в коническом канале, учитывают возникающие добавки напряжений в связи с изменением направления течения при поступлении материала в очаг деформации и выходе из него. Не учтены граничные условия в напряжениях на контактных поверхностях пуансона и матрицы. Эти условия обычно задаются в виде закона Кулона $\tau_{kM} = \mu_M \sigma_{nM}$ и $\tau_{k\Pi} = \mu_\Pi \sigma_{n\Pi}$, где μ_Π и μ_M - коэффициенты трения на контактных поверхностях матрицы и пуансона. При оценке силовых режимов необходимо учитывать эти условия.

Определение силы процесса обратного выдавливания осуществляется следующим образом.

Подставив ρ и $d\rho$ в уравнение (33) получим:

$$P_{z2} = \pi \int_0^l (D_3 - 2s_0 + 2z \operatorname{tg} \alpha + dz \operatorname{tg} \alpha) \mu_\Pi \sigma_n dz.$$

Величина σ_n на контактной поверхности с пуансоном определяется по формулам преобразования компонент напряжений при переходе от одной системы координат к другой

$$\sigma_{n\Pi} = \sigma_\rho \cos^2 \alpha + \sigma_z \sin^2 \alpha + \tau_{\rho z} \sin 2\alpha. \quad (34)$$

Полученные соотношения позволили оценить силовые режимы операции обратного выдавливания

Рассчитывается на входе напряжение $\sigma_z(\rho)$ с учетом изменения направления течения материала на входе в очаг деформации и выходе из него. Осева составляющая силы определяется по выражению

$$P_{z0} = 2\pi \int_{D_3/2-s_0}^{D_3/2} \sigma_z(\rho, \theta) \rho d\rho. \quad (30)$$

С учетом составляющей трения осевая сила P_z определяется следующим образом:

$$P_z = P_{z0} + P_{z1} + P_{z2}, \quad (31)$$

где P_{z1} и P_{z2} - составляющие на ось z силы трения на матрице и пуансоне, которые определяется следующим образом:

$$P_{z1} = \pi D_3 \int_0^l \mu_M \sigma_n dz; \quad (32)$$

$$P_{z2} = \pi \int_0^l (2\rho + d\rho) \mu_\Pi \sigma_n \frac{dz}{\cos \alpha} \cos \alpha. \quad (33)$$

Вдоль границы течения материала по пуансону ρ определяется по формуле:

$$\rho = D_3/2 - s_0 + z \operatorname{tg} \alpha, \text{ а } d\rho = dz \operatorname{tg} \alpha.$$

ливания трубных заготовок из анизотропных материалов в режиме кратковременной ползучести. Механические характеристики исследуемых материалов приведены в таблице [5]. Расчеты выполнены при $s_0 = 4$ мм; $D_3 = 40$ мм; $\mu_n = 0,2$; $\mu_M = 0,1$.

Таблица

Механические характеристики исследуемых материалов

Материал	$T, ^\circ C$	$\sigma_{e0}, \text{ МПа}$	$B, 1/c$	n	R_z	R_θ	$R_{\rho z}$
Сплав ВТ6С	930	38,0	7.89E-4	2,03	0,85	0,77	2,9
Сплав АМг6	450	26,8	2.67E-3	3,81	0,75	0,71	2,9

На рис. 2 приведены графические зависимости изменения относительной силы $\bar{P} = P/[\pi(D_3 - s_0)s_0\sigma_{e0}]$ от угла конусности пуансона α при обратном выдавливании трубных заготовок из сплавов ВТ6С и АМг6. Здесь кривая 1 соответствует $\varepsilon = 0,1$; кривая 2 - $\varepsilon = 0,2$; кривая 3 - $\varepsilon = 0,3$; кривая 4; $\varepsilon = 0,4$; кривая 5 - $\varepsilon = 0,5$.

Анализ графиков и результатов расчета показывает, что с увеличением степени деформации

ε относительная величина силы \bar{P} возрастает. Интенсивность роста тем выше, чем больше степень деформации ε .

Выявлены оптимальные углы конусности пуансона в пределах $20...25^\circ$, соответствующие наименьшей величине силы. Величина оптимальных углов конусности пуансона α с увеличением степени деформации ε смещается в сторону больших углов.

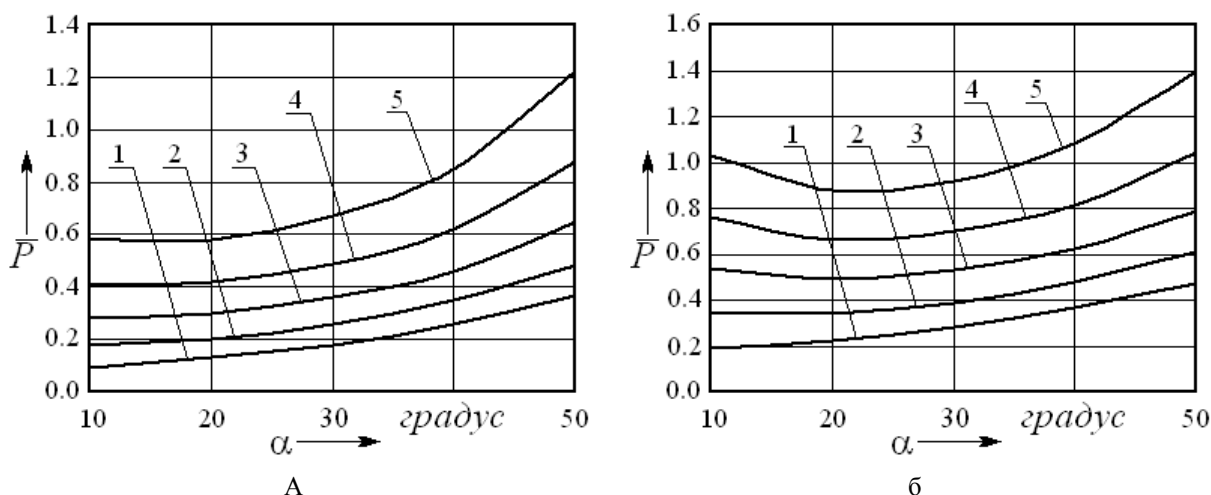


Рис. 2. Зависимости изменения \bar{P} от α при обратном выдавливании трубных заготовок из сплавов ВТ6С (а) и АМг6 (б)
 $(V = 0,001 \text{ мм/с}; \mu_M = 0,1; \mu_n = 0,2)$ $(V = 0,005 \text{ мм/с}; \mu_M = 0,1; \mu_n = 0,2)$

Анализ графиков и результатов расчета показывает, что с увеличением степени деформации ε относительная величина силы \bar{P} возрастает. Интенсивность роста тем выше, чем больше степень деформации ε .

Выявлены оптимальные углы конусности пуансона в пределах $20...25^\circ$, соответствующие наименьшей величине силы. Величина оптимальных углов конусности пуансона α с увеличением степени деформации ε смещается в сторону больших углов.

На рис. 3 представлены графические зависимости изменения относительной силы \bar{P} от

степени деформации ε при различных значениях скорости перемещения пуансона V . Здесь кривая 1 соответствует $V = 0,0005 \text{ мм/с}$; кривая 2 - $V = 0,001 \text{ мм/с}$; кривая 3 - $V = 0,003 \text{ мм/с}$; кривая 4 - $V = 0,005 \text{ мм/с}$. Из графиков видно, что с увеличением V относительная величина силы \bar{P} возрастает. При больших значениях ε с увеличением скорости перемещения пуансона, \bar{P} возрастает интенсивнее.

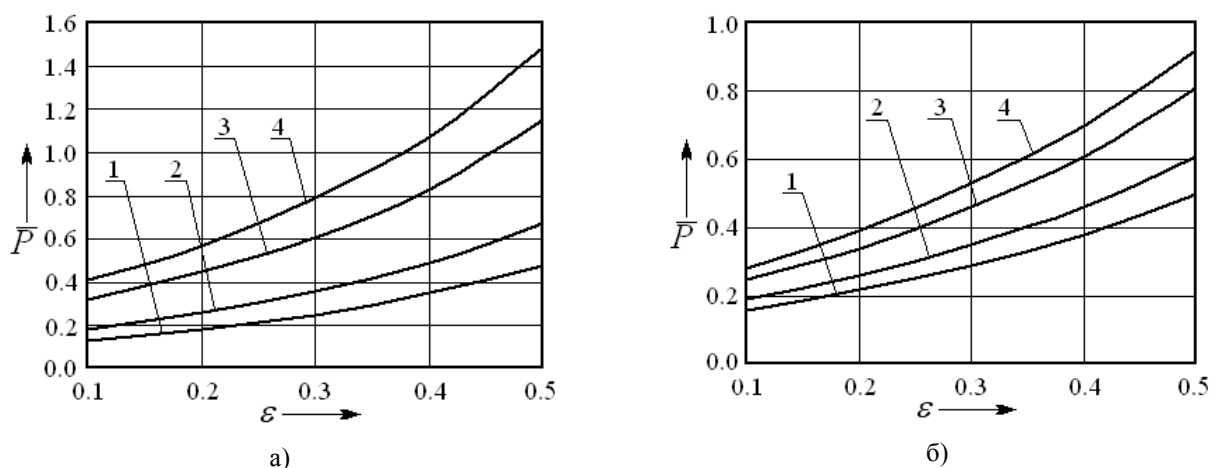


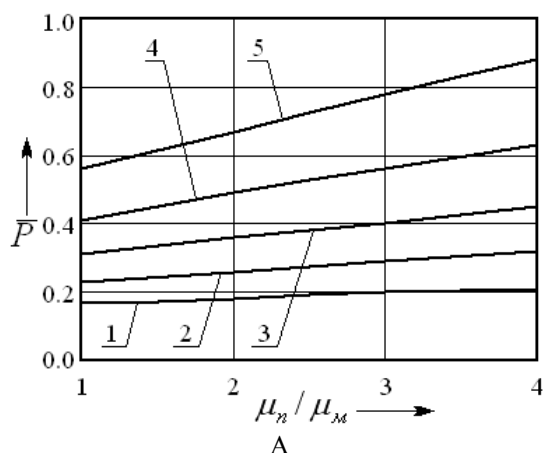
Рис. 3. Зависимости изменения \bar{P} от ε при обратном выдавливании трубных заготовок из сплавов ВТ6С (а) и АМг6 (б)

$$(\alpha = 30^\circ; \mu_M = 0,1; \mu_n = 0,2)$$

Графические зависимости изменения относительной величины силы \bar{P} от коэффициента трения на пуансоне (μ_n/μ_M) при фиксирован-

ном коэффициенте трения на матрице ($\mu_M = 0,1$) и угле конусности пуансона $\alpha = 30^\circ$ для исследуемых материалов приведены на рис. 4. Здесь введены обозначения: кривая 1 соответствует $\varepsilon = 0,1$;

кривая 2 - $\varepsilon = 0,2$; кривая 3 - $\varepsilon = 0,3$; кривая 4 -



$\varepsilon = 0,4$; кривая 5 - $\varepsilon = 0,5$.

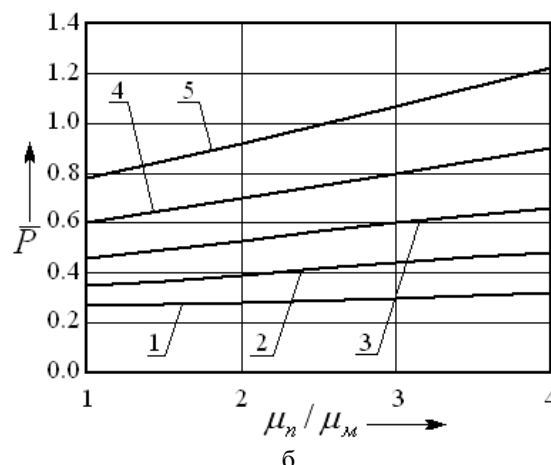


Рис. 4. Зависимости изменения \bar{P} от μ_n/μ_m при обратном выдавливании трубных заготовок из сплавов ВТ6С (а) и АМг6 (б):

а - $V = 0,001$ мм/с; $\alpha = 30^\circ$

б - $V = 0,005$ мм/с; $\alpha = 30^\circ$

Анализ результатов расчетов и графических зависимостей показал, что изменение условий трения на контактной поверхности пуансона существенно влияет на относительную величину силы \bar{P} . С ростом коэффициента трения на пуансоне μ_n (при $\mu_m = 0,1$) величина относительной силы \bar{P} возрастает. Этот эффект проявляется существеннее при больших величинах степени деформации ε . Так, при $\varepsilon = 0,1$ увеличение отношения μ_n/μ_m от 1 до 4 приводит к росту \bar{P} на 20 %, при $\varepsilon = 0,5$ - на 50 %.

Таким образом, приведенные выше соотношения могут быть использованы для оценки силовых режимов операции обратного выдавливания трубных заготовок из анизотропных материалов в режиме кратковременной ползучести.

Работа выполнена по государственному заданию Министерства образования и науки Российской Федерации на 2012-2014 годы и грантам РФФИ.

Список литературы

1. Яковлев С.П., Кухарь В.Д. Штамповка анизотропных заготовок. М.: Машиностроение, 1986. 136 с.
2. Гречников Ф.В. Деформирование анизотропных материалов. М.: Машиностроение, 1998. 446 с.
3. Яковлев С.П., Яковлев С.С., Андрейченко В.А. Обработка давлением анизотропных материалов. Кишинев: Квант. 1997. 332 с.
4. Попов Е.А. Основы теории листовой штамповки. М.: Машиностроение, 1968. 283 с.
5. Изотермическое формоизменение анизотропных материалов жестким инструментом в режиме кратковременной ползучести / С.С. Яковлев, С.П. Яковлев, В.Н. Чудин, В.И. Трегубов, А.В. Черняев / под ред. С.С. Яковлева. М.: Машиностроение, 2009. 412 с.