

Динамическое нагружение камеры сжатия и ствола баллистической установки

© В.В. Дубинин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Решена задача определения напряженно-деформированного состояния (НДС) упругого полого цилиндра, нагруженного одновременно бегущей с постоянной скоростью V и радиальной нагрузками. Бегущий импульс имеет прямоугольную форму. Расчеты, проведенные лишь по бегущей нагрузке, использованы для определения НДС ствола установки. Нагружение проводится внутри полости камеры сжатия ствола (цилиндра). Получены зависимости параметров НДС цилиндра от скорости движения импульса давления, его ширины для разных размеров цилиндра. Представлены зависимости параметров НДС цилиндра для общей задачи, которая выполнена суперпозицией решений о НДС для реальной установки при указанных нагрузках.

Ключевые слова: упругий полый цилиндр, движущаяся нагрузка, радиальная нагрузка, суперпозиция решений.

Задача определения напряженно-деформированного состояния (НДС) полого упругого цилиндра под действием бегущей и радиальной нагрузок ставится при расчете прочности баллистических установок (легкогазовых пушек) [1].

Метод решения задачи о НДС цилиндра при нагружении бегущей нагрузкой был разработан в [2]. Однако для практических выводов о проектировании стволов баллистических установок потребовались расчетные материалы, подробный анализ зависимостей НДС ствола, учет влияния ширины прямоугольного импульса $2c$, скорости V его движения на геометрическую характеристику ствола (цилиндра) b/a (b , a — наружный и внутренний радиусы цилиндра).

При выборе параметров ствола следует определять опасные сечения с точки зрения появления пластических деформаций, допускать которые нельзя, так как при повторных нагружениях они могут расти [3]. Необходимо учитывать и характер напряженного состояния сечений цилиндра. Задача для подвижной нагрузки решается в подвижных координатах, движущихся вместе с нагрузкой, при этом используется интегральное преобразование Фурье.

Граничные условия задачи в подвижной системе координат r , θ , z имеют вид

$$\sigma_r = -p(z), \quad \tau = 0 \quad \text{при } r = a;$$

$$\sigma_r = \tau = 0 \quad \text{при } r = b;$$

$$p(z) = \begin{cases} P & \text{при } |z| \leq c, \\ 0 & \text{при } |z| > c, \end{cases}$$

где $p(z)$ — давление в прямоугольном импульсе; r, θ, z — радиальная окружная и осевая координаты.

Применив преобразование Фурье для функций u — радиальное перемещение, θ — объемная деформация, σ_r — радиальное напряжение, τ — касательное напряжение, получим решение в виде

$$u = \frac{2Pa}{\pi G} \int_0^\infty \frac{1}{\Delta} \left\{ -\varepsilon \left[\Delta_A I_1 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) + \Delta_B K_1 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) \right] + \left[\Delta_C I_1 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right) - \Delta_D K_1 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right) \right] \right\} \times \sin \left(\eta \frac{c}{a} \right) \cos \left(\eta \frac{z}{a} \right) d\eta,$$

$$\theta = \frac{2P\varepsilon_1}{\pi G} \int_0^\infty \frac{\eta}{\Delta} \left\{ \Delta_A I_0 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) - \Delta_B K_0 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) \right\} \sin \left(\eta \frac{c}{a} \right) \cos \left(\eta \frac{z}{a} \right) d\eta,$$

где $\varepsilon_1 = 1 - \varepsilon^2$;

$$\begin{aligned} \sigma_r = & \frac{2P}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\Delta} \left\{ -\Delta_A \left[(1 + \gamma^2) \eta I_0 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) - \frac{2\varepsilon}{r} I_1 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) \right] + \right. \\ & + \Delta_B \left[\eta (1 + \gamma^2) K_0 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) + \frac{2\varepsilon}{r} K_1 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) \right] + 2\Delta_C \left[\eta \gamma I_0 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right) - \frac{I_1 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right)}{r} \right] + \\ & \left. + 2\Delta_D \left[\eta \gamma K_0 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right) + \frac{K_1 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right)}{r} \right] \right\} \sin \left(\eta \frac{c}{a} \right) \cos \left(\eta \frac{z}{a} \right) d\eta; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau = & \frac{2P}{\pi} \int_0^\infty \frac{\eta}{\Delta} \left\{ (1 + \gamma^2) \left[-\Delta_C I_1 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right) + \Delta_D K_1 \left(\gamma \eta \frac{r}{a} \right) \right] + \right. \\ & \left. + 2\varepsilon \left[\Delta_A I_1 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) + \Delta_B K_1 \left(\varepsilon \eta \frac{r}{a} \right) \right] \right\} \sin \left(\eta \frac{c}{a} \right) \sin \left(\eta \frac{z}{a} \right) d\eta, \end{aligned}$$

где I_0, K_0, I_1, K_1 — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода нулевого и первого порядков; η — параметр преобразования Фурье.

В составленных программах описаны приведенные решения и их алгоритм.

С помощью пакета программ получена база расчетных данных различных зависимостей параметров НДС. Необходимо было установить наиболее опасное сечение цилиндра, в котором возможен переход материала в пластическое состояние. При построении приведенных далее зависимостей определялось НДС для ряда точек кривых. Все зависимости позволяют проводить конструкторские расчеты по выбору оптимального профиля ствола баллистической установки.

Появление пластических деформаций в сечениях (точках) цилиндра-ствола оценивается равенством

$$\sigma_i = \sigma_s \text{ (или } \frac{\sigma_i}{\sigma_s} = 1),$$

где σ_i — интенсивность напряжений в опасных точках цилиндра; σ_s — предел текучести материала конструкции.

При расчетах используется и параметр $\bar{\sigma}_i = \frac{\sigma_i}{P}$, где P — давление в прямоугольном импульсе.

В расчетных формулах зависимость параметров скорости ε и γ имеет вид

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{1}{C_1^2}(1 - \gamma^2)},$$

где $C_1 = \sqrt{\frac{2(1-\mu)}{1-2\mu}}$; μ — коэффициент Пуассона. В расчетах принято $\mu = 1/3$.

На рис. 1 представлены зависимости $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = f\left(\frac{r}{a}\right)$ и $\bar{\sigma}_i = \bar{\sigma}_i\left(\frac{r}{a}\right)$ при $\frac{c}{a} = \frac{5\pi}{32}$, $\gamma = 0,6$, $\frac{b}{a} = 4$.

Расчеты показали, что опасным является сечение при $\frac{z}{a} = 0$. На рис. 1 видно, что в таких условиях нагружения цилиндра пластические деформации могут появиться на внутренней его поверхности в случае $\frac{r}{a} = 1$. При вычислениях принято $\frac{P}{\sigma_s} = 0,615$.

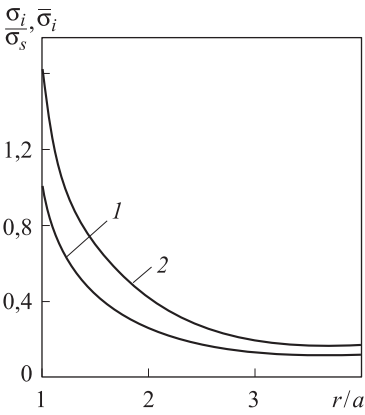


Рис. 1. Распределение безразмерной интенсивности напряжений $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}$, $\bar{\sigma}_i$ по радиальной координате $\frac{r}{a}$:

$$1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_s} = f\left(\frac{r}{a}\right);$$

$$2 - \bar{\sigma}_i = \bar{\sigma}_i\left(\frac{r}{a}\right),$$

$$\frac{b}{a} = 4, \gamma = 0,6, \frac{c}{a} = \frac{5\pi}{32}, \frac{z}{a} = 0,$$

$$\frac{P}{\sigma_s} = 0,616$$

Влияние ширины прямоугольного импульса на параметр $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}$ можно проследить по рис. 2. При $\frac{P}{\sigma_s} = 1$ отношение

$\frac{\sigma_i}{\sigma_s} > 1$, что показывает невозможность избежать пластических деформаций при $\frac{r}{a} = 1, \frac{z}{a} = 0$ для $\gamma = 0,6$. На этом же рисунке показана ось ординат для $\frac{P}{\sigma_s} = 0,6$. Рабочая зона по $\frac{c}{a}$ значи-

тельно расширяется для $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = 1$ во всех

представленных значениях $\frac{b}{a}$. Если

понизить давление внутри камеры сжатия (ствола) до $\frac{P}{\sigma_s} = 0,435$, то все кри-

вые по $\frac{c}{a}$ оказываются рабочими, т. е.

отсутствуют пластические деформации при $\frac{r}{a} = 1$.

На рис. 3 представлена серия зависимостей $\gamma = \gamma\left(\frac{c}{a}\right)$ для различных значений $\frac{b}{a}$. Эти кривые определяют оптимальное поведение данной конструкции, т. е. данного цилиндра с фиксированной величиной $\frac{b}{a}$. На кривых фиксируются точки, которые указывают критическое состояние цилиндра при данном отношении $\frac{b}{a}$, где $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = 1$.

Рабочая зона для каждого значения $\frac{b}{a}$ расположена выше и левее соответствующей кривой.

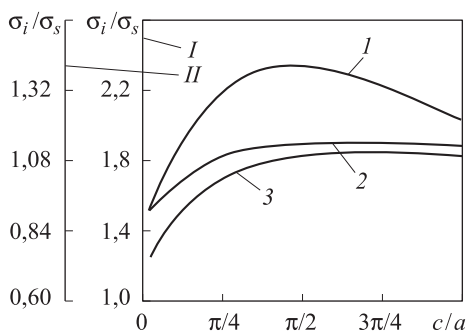


Рис. 2. Зависимости безразмерной интенсивности напряжений от полуширины прямоугольного импульса $\frac{c}{a}$ при $\gamma=0,6$, $\frac{z}{a}=0$, $\frac{r}{a}=1$ (оси ординат: *I* — для $\frac{P}{\sigma_s}=1$, *II* — для $\frac{P}{\sigma_s}=0,6$, кривые *1* — $\frac{b}{a}=3$; *2* — $\frac{b}{a}=4$; *3* — $\frac{b}{a}=5$)

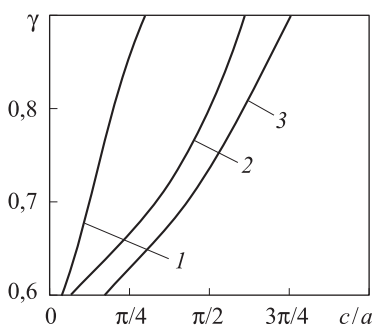
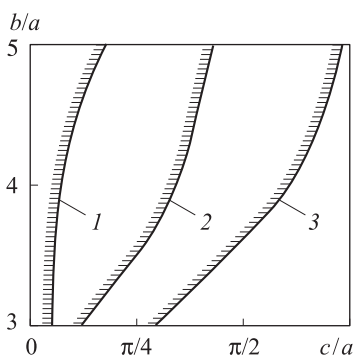


Рис. 3. Предельные кривые, определяющие расчетные зоны по параметрам γ и $\frac{c}{a}$ для заданных параметров конструкции $\frac{b}{a}$ (расчетные зоны находятся левее кривых; $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}=1$; $\frac{P}{\sigma_s}=0,625$, $\frac{z}{a}=0$, $\frac{r}{a}=1$; на кривых *1* — $\frac{b}{a}=3$; *2* — $\frac{b}{a}=4$; *3* — $\frac{b}{a}=5$)

На рис. 4 показаны зависимости $\frac{b}{a} = \left(\frac{b}{a}\right)\left(\frac{c}{a}\right)$ для различных значений скоростного параметра γ (нагружение прямоугольным импульсом). Представлены предельные кривые. Рабочая зона заштрихована. Эти зависимости построены при $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}=1$ и $\frac{P}{\sigma_s}=0,625$ для выбора параметра ствола $\frac{b}{a}$ реальных установок.

Рис. 4. Зависимости геометрии ствола $\frac{b}{a}$ от ширины импульса давления при $\frac{z}{a}=0$, $\frac{r}{a}=1$ для различных значений γ : *1* — 0,6; *2* — 0,7; *3* — 0,9



В ряде случаев пользуются характеристикой напряженного состояния, записанной в виде

$$\Pi = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{\sigma_i},$$

где $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — главные напряжения в точке тела.

Для значений параметров $\frac{b}{a} = 4, \gamma = 0,6, \frac{r}{a} = 1, \frac{c}{a} = \frac{5\pi}{32}$ на рис. 5 построена зависимость $\Pi = f(z/a)$.

По значению Π можно судить о напряженном состоянии внутренней поверхности цилиндра. Следует отметить, что «опасную» точку необходимо характеризовать в общем случае двумя параметрами — σ_i и Π .

Напряжение σ_i характеризует переход материала тела в пластическое состояние $\frac{r}{a} = 1$, если $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = 1$; Π характеризует «опасное» напряженное состояние. Обычное напряженное состояние при одинаковом σ_i тем опаснее, чем больше алгебраическое значение Π . Например, $\Pi = -1$ для одноосного сжатия, $\Pi = 1$ для одноосного растяжения, $\Pi = 2$ для двухосного равномерного растяжения. При одинаковом значении σ_i более опасными могли быть точки, начиная с $\frac{z}{a} > \frac{c}{a} > \frac{5\pi}{32}$.

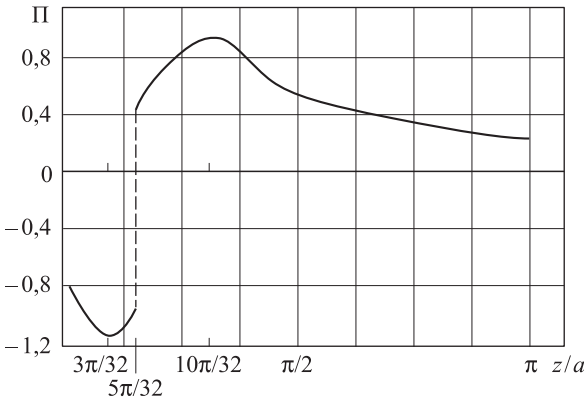


Рис. 5. Изменение параметра напряженного состояния Π вдоль осевой координаты

z/a при $\frac{b}{a} = 4; \gamma = 0,6; \frac{r}{a} = 1; \frac{c}{a} = \frac{5\pi}{32}$

Максимум получается близким к $\Pi \approx 1$ для $\frac{z}{a} \approx \frac{10\pi}{32}$. С точки зрения напряженного состояния эта точка может быть опасной при появлении, например, остаточных деформаций.

Задача о колебаниях полого упругого однородного цилиндра была решена ранее [4], однако до сих пор пока еще не рассматривалось НДС цилиндра и практически отсутствуют расчеты по задачам определения НДС.

Приведем алгоритм решения задачи определения НДС цилиндра под действием радиальной нагрузки.

Граничные условия задачи

$$\sigma_r = \begin{cases} P_0(1 - \cos \omega t) & \text{при } r = a, t \geq 0, \\ 0 & \text{при } r = b, t \geq 0, \end{cases}$$

начальные условия $u = \frac{\partial u}{\partial t} = 0$ для $a \leq r \leq b$,

$$2\hat{u} = \frac{2u}{a} \frac{G}{P_0} = \frac{a}{r} \frac{(2\beta - 1) \frac{b^2}{a^2} + \left(\frac{r}{a}\right)^2}{(2\beta - 1) \left(\frac{b^2}{a^2} - 1\right)} +$$

$$+ 2 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\Phi(i\gamma_s) \cos \gamma_s t j(a) j(b)}{\left(\beta^2 \gamma_s^2 \frac{a^2}{c^2} - 2\beta + 1\right) j^2(b) - \left(\beta^2 \gamma_s^2 \frac{b^2}{c^2} - 2\beta + 1\right) j^2(a)};$$

$$2\hat{\varepsilon}_r = 2\varepsilon_r \frac{G}{P_0} = \frac{1 - (2\beta - 1) \frac{b^2}{a^2}}{(2\beta - 1) \left(\frac{b^2}{a^2} - 1\right)} +$$

$$+ 2 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{\Phi}(i\gamma_s) \cos \gamma_s t j(a) j(b)}{\left(\beta^2 \gamma_s^2 \frac{a^2}{c^2} - 2\beta + 1\right) j^2(b) - \left(\beta^2 \gamma_s^2 \frac{b^2}{c^2} - 2\beta + 1\right) j^2(a)}.$$

Введем обозначения $\frac{\gamma_s a}{c} = y_s$ и $\gamma_s = \frac{c y_s}{a}$. Тогда

$$\gamma_s \frac{b}{c} = \gamma_s \frac{a}{c} \frac{b}{a} = y_s \frac{b}{a},$$

$$j(a) = J_1(y_s) - \beta y_s J_0(y_s),$$

$$j(b) = J_1\left(\frac{b}{a} y_s\right) - \beta y_s \frac{b}{a} J_0\left(\frac{b}{a} y_s\right),$$

$$\bar{\Phi}(i\gamma_s) = -\Phi(i\gamma_s) + f(x^{(\gamma_s)}),$$

где $x^{(\gamma_s)} = \frac{\gamma r}{c} = \frac{\gamma a}{c} \frac{r}{a} = y \frac{r}{a}$. При $\gamma = \gamma_s$ имеем $x^{(\gamma_s)} = y_s \frac{r}{a}$,

$$\Phi(i\gamma_s) = -\frac{\pi}{2} \left\{ \left[Y_1 \left(\frac{b}{a} y_s \right) - \beta \frac{b}{a} y_s Y_0 \left(\frac{b}{a} y_s \right) \right] J_1 \left(y_s \frac{r}{a} \right) - j(b) Y_1 \left(y_s \frac{r}{a} \right) \right\},$$

$$f(x^{(\gamma_s)}) = -\frac{\pi}{2} \left[z(b) y_s \frac{r}{a} J_0 \left(y_s \frac{r}{a} \right) - j(b) y_s \frac{r}{a} Y_0 \left(y_s \frac{r}{a} \right) \right],$$

$$z(b) = Y_1 \left(y_s \frac{b}{a} \right) - \beta y_s \frac{b}{a} Y_0 \left(y_s \frac{b}{a} \right).$$

В этих уравнениях J_0, J_1, Y_0 и Y_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Далее запишем

$$\hat{u} = \frac{u}{a} \frac{G}{P_0}, \quad \hat{\varepsilon}_r = \varepsilon_r \frac{G}{P_0}, \quad \hat{\varepsilon}_\theta = \varepsilon_\theta \frac{G}{P_0}, \quad \hat{\theta} = \theta \frac{G}{P_0},$$

$$\hat{\theta} = \hat{\varepsilon}_r + \hat{\varepsilon}_\theta, \quad \hat{\varepsilon}_\theta = \frac{\hat{u}}{r/a},$$

$$\sigma_r = \frac{\sigma_r}{P_0} = 2\hat{\varepsilon}_r + \frac{2\mu}{1-2\mu} \hat{\theta}, \quad \bar{\sigma}_\theta = \frac{\sigma_\theta}{P_0} = 2\hat{\varepsilon}_\theta + \frac{2\mu}{1-2\mu} \hat{\theta}, \quad \bar{\sigma}_z = \frac{\sigma_z}{P_0} = \frac{2\mu}{1-2\mu} \hat{\theta},$$

$$\hat{\varepsilon}_r = \varepsilon_r \frac{G}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{1 - (2\beta - 1) \frac{b^2}{r^2}}{(2\beta - 1) \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)} +$$

$$+ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{a}{r} \frac{\bar{\Phi}(i\gamma_s) \cos \frac{cy_s}{a} tj(a) j(b)}{\left(\beta^2 y_s^2 - 2\beta + 1 \right) j^2(b) - \left(\beta^2 y_s^2 \frac{b^2}{a^2} - 2\beta + 1 \right) j^2(a)},$$

где $C = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}$ — скорость объемной волны; λ, G — параметры

Ляме; $\beta = \frac{\lambda + 2G}{2G}$.

По указанным выше зависимостям решаем задачу определения НДС цилиндра при радиальном нагружении. Затем используем метод суперпозиции решений:

$$\varepsilon_{\theta} = \frac{u}{r} \text{ или } \varepsilon_{\theta_1} = \frac{u_1}{r};$$

$$\varepsilon_{\theta_2} = \frac{u_2}{r}, \varepsilon_{\theta_1} + \varepsilon_{\theta_2} = \frac{u_1}{r} + \frac{u_2}{r} = \frac{u}{r} = \varepsilon_{\theta},$$

где ε_{θ} — решение для комплексной задачи.

Кроме того, запишем

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial (u_1 + u_2)}{\partial r} = \varepsilon_{r_1} + \varepsilon_{r_2}$$

и далее $\varepsilon_z = \varepsilon_{z_1} + \varepsilon_{z_2} = \varepsilon_{z_1}$, $\varepsilon_{z_2} = 0$.

Из предыдущего имеем

$$\theta = \varepsilon_{\theta} + \varepsilon_r + \varepsilon_z = \theta_1 + \theta_2,$$

где $\theta_1 = \varepsilon_{\theta_1} + \varepsilon_{r_1} + \varepsilon_{z_1}$; $\theta_2 = \varepsilon_{\theta_2} + \varepsilon_{r_2}$.

Далее доказываем следующее:

$$\sigma_r = 2G\varepsilon_r + \lambda\theta = 2G(\varepsilon_{r_1} + \varepsilon_{r_2}) + \lambda(\theta_1 + \theta_2) = \sigma_{r_1} + \sigma_{r_2},$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{r_1} &= 2G\varepsilon_{r_1} + \lambda\theta_1, \sigma_{r_2} = 2G\varepsilon_{r_2} + \lambda\theta_2, \sigma_{\theta} = 2G\varepsilon_{\theta} + \lambda\theta = \sigma_{\theta_1} + \sigma_{\theta_2}, \\ \sigma_{\theta_1} &= 2G\varepsilon_{\theta_1} + \lambda\theta_1, \sigma_{\theta_2} = 2G\varepsilon_{\theta_2} + \lambda\theta_2, \sigma_z = 2G\varepsilon_z + \lambda\theta = \sigma_{z_1} + \sigma_{z_2}, \\ \sigma_{z_1} &= 2G\varepsilon_{z_1} + \lambda\theta_1, \sigma_{z_2} = \lambda\theta_2. \end{aligned}$$

То же имеем и для $\tau = \tau_1 + \tau_2 = \tau_1$, так как $\tau_2 = 0$.

Из предыдущего

$$\frac{u}{a} = \frac{u_1}{a} + \frac{u_2}{a}.$$

После простого пересчета запишем

$$\frac{u_1}{a} = \bar{u} \frac{2P}{\pi G} \text{ и } \frac{u_2}{a} = \hat{u} \frac{P_0}{G}.$$

Тогда

$$\frac{u}{a} = \frac{2}{\pi} \bar{u} \frac{P}{G} + \hat{u} \frac{P_0}{G}.$$

Далее

$$\sigma_r = \sigma_{r1} + \sigma_{r2}$$

или

$$\frac{\sigma_r}{P} = \frac{\sigma_{r1}}{P} + \frac{\sigma_{r2}}{P_0} \frac{P_0}{P}, \quad \bar{\sigma}_r = \bar{\sigma}_{r1} + \bar{\sigma}_{r2} \frac{P_0}{P},$$

где P — давление в прямоугольном импульсе в первой задаче; P_0 — давление во второй задаче.

Далее $\theta = \theta_1 + \theta_2$, $\theta_1 = \bar{\theta} \frac{2}{\pi} \frac{P}{G}$, $\theta_2 = \hat{\theta} \frac{P_0}{G}$ и окончательно получим

$$\theta = \frac{2}{\pi} \frac{P}{G} \bar{\theta} + \frac{P_0}{G} \hat{\theta}, \quad \varepsilon_r = \varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2},$$

где $\varepsilon_{r1} = \frac{2}{\pi} \frac{P}{G} \bar{\varepsilon}_r$; $\varepsilon_{r2} = \hat{\varepsilon}_r \frac{P_0}{G}$.

В итоге расчетов:

$$\varepsilon_{r1} = \frac{2}{\pi} \frac{P}{G} \bar{\varepsilon}_r + \frac{P_0}{G} \hat{\varepsilon}_r, \quad \varepsilon_z = \varepsilon_{z1} = \frac{2}{\pi} \frac{P}{G} \bar{\varepsilon}_z;$$

$$\varepsilon_{\theta} = \varepsilon_{\theta1} + \varepsilon_{\theta2} = \frac{2}{\pi} \frac{P}{G} \bar{\varepsilon}_{\theta} + \frac{P_0}{G} \hat{\varepsilon}_{\theta}.$$

$$\sigma_{\theta} = \sigma_{\theta1} + \sigma_{\theta2}, \quad \sigma_z = \sigma_{z1} + \sigma_{z2};$$

$$\frac{\sigma_{\theta}}{P} = \frac{\sigma_{\theta1}}{P} + \frac{\sigma_{\theta2}}{P_0} \frac{P_0}{P}, \quad \frac{\sigma_z}{P} = \frac{\sigma_{z1}}{P} + \frac{\sigma_{z2}}{P_0} \frac{P_0}{P}$$

или

$$\bar{\sigma}_{\theta} = \bar{\sigma}_{\theta1} + \bar{\sigma}_{\theta2} \frac{P_0}{P}, \quad \bar{\sigma}_z = \bar{\sigma}_{z1} + \bar{\sigma}_{z2} \frac{P_0}{P}.$$

Здесь и выше обозначены $\bar{\sigma}_r, \bar{\sigma}_\theta, \bar{\sigma}_z$ — безразмерные суммарные значения напряжений. Интенсивность их рассчитывается по формуле

$$\frac{\sigma_i}{P} = \bar{\sigma}_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(\bar{\sigma}_z - \bar{\sigma}_r)^2 + (\bar{\sigma}_z - \bar{\sigma}_\theta)^2 + (\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_\theta)^2 + 6\bar{\tau}_{rz}^2},$$

где $\bar{\tau}_{rz} = \bar{\tau} = \frac{\tau}{P}$.

Критическим значением σ_i является σ_s , поэтому для упругого деформирования материала необходимо выполнить условие $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} \leq 1$.

Найдем $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}$:

$$\bar{\sigma}_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_s} \frac{\sigma_s}{P},$$

отсюда

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = \frac{P}{\sigma_s} \bar{\sigma}_i.$$

Для упругой области имеем $\frac{P}{\sigma_s} \bar{\sigma}_i \leq 1$.

На рис. 6 представлены зависимости для $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}$ с учетом влияния давления фона P_0 , которое принято в долях давления бегущего импульса. Эти зависимости представлены для момента времени $t = t_{\max}$. Они построены для определенных значений $\frac{P}{\sigma_s}$. Зависимости, лежащие ниже $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = 1$, указывают на тот факт, что ствол в опасной точке находится в упругом состоянии.

Параметр $\gamma = \sqrt{1 - \left(\frac{V}{C_2}\right)^2}$, где C_2 — скорость сдвиговой волны (для

стали $C_2 = 3180$ м/с). При расчетах $V = 1800 \dots 2400$ м/с, $\frac{c}{a} = 16 \dots 24$.

Метод решения задач, изложенный в [2], был обобщен и использован для решения более сложных задач [5, 6].

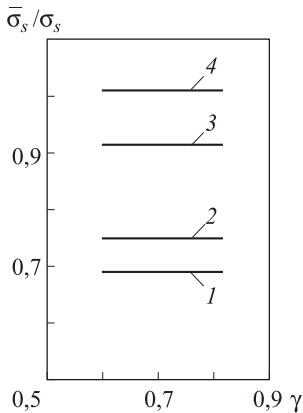


Рис. 6. Параметр $\frac{\sigma_i}{\sigma_s}$ НДС при изменении скоростного параметра γ $\left(\frac{P}{\sigma_s} = 0,417\right)$ для установки с $\frac{b}{a} = 4,4$; нагрузки бегущая плюс радиальная, $\frac{r}{a} = 1, \frac{z}{a} = 0$; кривые: 1 — $\frac{P_0}{P} = 0$, 2 — $\frac{P_0}{P} = 0,25$, 3 — $\frac{P_0}{P} = 1$, 4 — $\frac{P_0}{P} = 1,1$; $\frac{c}{a} = 16,6; 18,5; 20,3; 22,5$

Выводы. 1. Решена задача определения напряженно-деформированного состояния полого упругого цилиндра при одновременном действии движущейся и радиальной нагрузок.

2. Разработан метод расчета НДС полого упругого цилиндра, составлена программа расчетов и приведены расчеты, позволяющие сделать заключение о НДС реального ствола баллистической установки или дать рекомендации о его параметрах при проектировании.

3. Изображенные на рис. 3–6 зависимости потребовали провести циклы расчетов НДС цилиндра и получить материал, который позволяет решать обратные оптимизационные (конструкторские) задачи по выбору параметров ствола установки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. *Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях*. Москва, Наука, ГРФМЛ, 1974, 344 с.
- [2] Дубинин В.В., Максимов Г.М., Шурыгин В.М. Нагружение упругого полого цилиндра «бегущим» с постоянной скоростью импульсом давления. *Изв. АН СССР. Механика твердого тела*, 1978, № 1.
- [3] Ильюшин А.А., Огибалов П.М. *Упругопластические деформации полых цилиндров*. Москва, Изд-во. Моск. ун-та, 1960, 228 с.
- [4] Снеддон И. *Преобразования Фурье*. Москва, Изд-во иностр. лит-ры, 1955, 668 с.
- [5] Дубинин В.В., Ремизов А.В. Полый цилиндр в упругой оболочке. Современные естественно-научные и гуманитарные проблемы. *Сб. трудов научно-методической конференции, посвященной 40-летию НУК ФН 1 декабря 2004 г., Москва. Секция «Современные проблемы естествознания»*. Москва, Логос, 2005, с. 186–193.

- [6] Дубинин В.В. Решение контактной задачи о нагружении полого цилиндра движущимся телом. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2010, № 1, с. 57–64.

Статья поступила в редакцию 05.02.2014

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Дубинин В.В. Динамическое нагружение камеры сжатия и ствола баллистической установки. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2014, вып. 1. URL: <http://engjournal.ru/catalog/eng/teormech/1177.html>

Дубинин Владимир Валентинович родился в 1937 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1961 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры «Теоретическая механика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 250 научных работ в области теоретической и прикладной механики. e-mail: fn3@bmstu.ru

Dynamic loading of the compression chamber and the tube of a ballistic installation

© V.V. Dubinin

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

The paper considers the problem of defining the stress-strain state (SSS) of the elastic hollow cylinder, having a traveling wave with a constant velocity and radial load. The traveling pulse is of a rectangular shape. The calculations were made on the traveling load and were used for defining the SSS of the tube. Loading is produced inside the compression chamber of the cylinder. There were obtained parameters depending on the speed of pressure pulse movement, its width for different sizes of the cylinder. The author presents parameter dependences of SSS for the general problem, which is solved by superposition of solutions of SSS for real installation at the loads given above.

Keywords: elastic hollow cylinder, traveling load, radial load, superposition of solutions.

REFERENCES

- [1] Zlatin N.A., Krasil'shchikov A.P., Mishin G.I., Popov N.N. *Ballisticheskie ustanovki i ikh primeneniye v eksperimental'nykh issledovaniyakh* [Ballistic equipment and its use in experimental studies]. Moscow, Nauka Publ., GRFML, 1974, 344 p.
- [2] Dubinin V.V., Maksimov G.M., Shurygin V.M. *Izv. AN SSSR. Mekhanika tverdogo tela — Proc. USSR Academy Sci. Mechanics of rigid body*, 1978, no. 1, pp. 57–63.
- [3] Ilyushin A.A., Ogibalov P.M. *Uprugoplasticheskie deformatsii polykh tsilindrov* [Elastoplastic deformation of hollow cylinders]. Moscow, Moscow University Publ., 1960, 228 s.
- [4] Sneddon I. *Preobrazovaniya Fur'e* [Fourier transformations]. Moscow, Foreign literature Publ., 1955, 668 p.
- [5] Dubinin V.V., Remizov A.V. *Polyi tsilindr v uprugoi obolochke. Sovremennye estestvenno-nauchnye i gumanitarnye problemy* [A hollow cylinder in the elastic shell. Modern problems of natural sciences and humanities]. *Sb. trudov nauchno-metodicheskoi konferentsii, posvyashchennoi 40-letiyu NUK FN 1 dekabrya 2004 g., Moskva. Sektsiya «Sovremennye problemy estestvoznaniya»* [Proc. of sci. conf. devoted to the 40th anniversary of the sci. and educ. complex Fund. Sci. December 1, 2004, Moscow. Section “Modern problems of natural science”]. Moscow, Logos Publ., 2005, pp. 186–193.
- [6] Dubinin V.V. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana Seriya Estestvennye nauki*, 2010, no. 1, pp. 57–64.

Dubinin V.V. (b. 1937) graduated from Bauman Moscow Higher Technical School in 1961. Ph.D., Assoc. Professor of the Department of Theoretical Mechanics at Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 250 scientific publications in the field of theoretical and applied mechanics. e-mail: fn3@bmstu.ru