УДК 539.4
DOI: 10.52190/2073-2562_2024_4_11
EDN: WJEQVL

Расчет низкоскоростного удара торцом жесткого цилиндра по композитной ортотропной пластине

[1, 2] А. В. ОСТРИК, д-р техн. наук; [2] И. В. БУГАЙ, канд. техн. наук
[1] Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, г. Черноголовка, Московская обл., Россия
[2] Технологический университет им. А. А. Леонова, г. Королев, Московская обл., Россия

Построены механическая и численная модели ударного воздействия массивного затупленного тела на плоскую тонкостенную композитную конструкцию. Численная модель позволяет моделировать деформирование ортотропной гибкой пластины переменной толщины при ударе абсолютно твердым телом. Приведены результаты расчетов параметров нестационарного деформирования стеклопластиковой ортотропной пластины при ударном воздействии торцом стального цилиндра с энергией 25 кДж.

Ключевые слова: тонкостенные композитные конструкции, низкоскоростной удар, ортотропная пластина, уравнения Кармана, законы сохранения энергии и импульса.

Низкоскоростной удар массивных затупленных тел представляет серьезную опасность для тонкостенных конструкций. К таким ударным по своей природе событиям относятся: столкновение птиц с летательными аппаратами [1]; воздействие града на самолеты (зерна града диаметром 5 см и более могут причинить самолету серьезные повреждения) [2] и другие виды транспорта; падение якорей и различного падающего компактного тяжелого мусора на защитные конструкции критически важного подводного оборудования [3]; низкоскоростное воздействие пуль и осколков на системы коллективной и индивидуальной бронезащиты, а также на элементы защиты автомобильной техники [4].

Ударозащитные тонкостенные конструкции изготавливают из высокомодульных композитных материалов, обладающих выраженной анизотропией [5].

В данной работе в качестве объекта исследований рассмотрен простейший элемент тонкостенной композитной конструкции: ортотропная упругая прямоугольная пластина, шарнирно опертая или жестко защемленная по краям. Удар затупленного тела моделируется действием торца абсолютно жесткого цилиндра с заданной кинетической энергией. Пренебрежение деформацией цилиндра существенно упрощает решение рассматриваемой контактной задачи. Расчет проводится по нелинейной модели гибкой упругой пластины Кармана [6—8], в которой учитываются деформации срединной поверхности и допустимо рассматривать прогибы, превышающие несколько толщин конструкции. Оригинальным является предлагаемый расчетный подход, в котором явно не считают контактные усилия, а изменение скорости ударяющего тела определяют из закона сохранения полной механической энергии. Контроль же точности и устойчивости счета проводится на основе закона сохранения импульса с учетом импульсов усилий на краях пластины.

Расчетная модель удара

Напряженно-деформированное состояние гибкой ортотропной прямоугольной пластины выражается через перемещения срединной поверхности u, v и прогиб w по соотношениям (предполагается совпадение осей ортотропии и осей координат x, y, z):

$$\begin{aligned}
\varepsilon_x^z &= \varepsilon_x + z\chi_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 - z\frac{\partial^2 w}{\partial x^2},\\
\varepsilon_y^z &= \varepsilon_y + z\chi_y = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 - z\frac{\partial^2 w}{\partial y^2},\\
\gamma^z &= \gamma + 2z\chi_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y} - 2z\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y},
\end{aligned} \qquad (1)$$

Острик Афанасий Викторович, профессор, главный научный сотрудник.
E-mail: ostrik@ficp.ac.ru
Бугай Ирина Владимировна, заведующая кафедрой математики и естественнонаучных дисциплин.
E-mail: ibug@mail.ru

Статья поступила в редакцию 29 июля 2024 г.

$$\sigma_x^z = \frac{E_x}{1-\nu_x\nu_y}(\varepsilon_x^z + \nu_y\,\varepsilon_y^z) = \frac{E_x}{1-\nu_x\nu_y}\varepsilon_x + \frac{E_x\nu_y}{1-\nu_x\nu_y}\varepsilon_y + \frac{E_x z}{1-\nu_x\nu_y}\chi_x + \frac{E_x\nu_y z}{1-\nu_x\nu_y}\chi_y, \tag{2}$$

$$\sigma_y^z = \frac{E_y}{1-\nu_x\nu_y}(\varepsilon_y^z + \nu_x\,\varepsilon_x^z) = \frac{E_y}{1-\nu_x\nu_y}\varepsilon_y + \frac{E_y\nu_x}{1-\nu_x\nu_y}\varepsilon_x + \frac{E_y z}{1-\nu_x\nu_y}\chi_y + \frac{E_y\nu_x z}{1-\nu_x\nu_y}\chi_x, \tag{3}$$

$$\tau^z = G\gamma^z = G\gamma + 2G\,z\chi_{xy}, \tag{4}$$

откуда, интегрируя по толщине однородной (или с симметричными относительно срединной поверхности деформационными свойствами) пластины, получаем (учтено, что $E_x\nu_y = E_y\nu_x$):

$$N_x = \int_{-h/2}^{h/2}\sigma_x dz = B_x\varepsilon_x + B\varepsilon_y = B_x\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right) + B\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right), \tag{5}$$

$$N_y = \int_{-h/2}^{h/2}\sigma_y dz = B_y\varepsilon_y + B\varepsilon_x = B_y\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right) + B\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right), \tag{6}$$

$$N_{xy} = N_{yx} = \int_{-h/2}^{h/2}\tau\,dz = B_\gamma\gamma = B_\gamma\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y}\right), \tag{7}$$

$$M_x = \int_{-h/2}^{h/2}\sigma_x z dz = D_x\chi_x + D\chi_y = -\left(D_x\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + D\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right), \tag{8}$$

$$M_y = \int_{-h/2}^{h/2}\sigma_y z\,dz = D_y\chi_{yx} + D\chi_x = -\left(D_y\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + D\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right), \tag{9}$$

$$H = \int_{-h/2}^{h/2}\tau\,z\,dz = 2D_\gamma\chi_{xy} = -2D_\gamma\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y}, \tag{10}$$

$$B_x = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_x}{1-\nu_x\nu_y}dz, \quad B_y = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_y}{1-\nu_x\nu_y}dz,$$
$$B = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_x\nu_y}{1-\nu_x\nu_y}dz = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_y\nu_x}{1-\nu_x\nu_y}dz, \tag{11}$$
$$B_\gamma = \int_{-h/2}^{h/2}G\,dz,$$

$$D_x = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_x z^2}{1-\nu_x\nu_y}dz, \quad D_y = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_y z^2}{1-\nu_x\nu_y}dz,$$
$$D = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_x\nu_y z^2}{1-\nu_x\nu_y}dz = \int_{-h/2}^{h/2}\frac{E_y\nu_x z^2}{1-\nu_x\nu_y}dz, \tag{12}$$
$$D_\gamma = \int_{-h/2}^{h/2}G\,z^2 dz,$$

где $h = h(x, y)$ — толщина пластины;

B_x, B_y, B, B_γ — жесткости пластины на растяжение—сжатие и на сдвиг;

D_x, D_y, D, D_γ — жесткости на изгиб и кручение.

Уравнения движения в проекциях на оси x и y имеют вид

$$m\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y}, \quad m\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial N_y}{\partial y} + \frac{\partial N_{yx}}{\partial x}, \quad m = \int_{-h/2}^{h/2}\rho\,dz, \tag{13}$$

где $m = m(x, y)$ — поверхностная плотность массы пластины.

Из (5)—(7), (13) получаем уравнения движения в перемещениях срединной поверхности

$$m\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left[B_x\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right) + B\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[B_\gamma\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y}\right)\right], \tag{14}$$

$$m\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial y}\left[B_y\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right) + B\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[B_\gamma\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y}\right)\right]. \tag{15}$$

Рассматриваем случаи шарнирного опирания или жесткого защемления прямоугольной пластины по контуру, что соответствует нулевым значениям перемещений в качестве граничных условий для уравнений (14), (15)

$$u\big|_{x=0,\,L_x} = 0, \quad u\big|_{y=0,\,L_y} = 0, \quad v\big|_{x=0,\,L_x} = 0, \quad v\big|_{y=0,\,L_y} = 0, \tag{16}$$

где $L_x,\ L_y$ — размеры прямоугольной пластины.

Проекция уравнения движения на ось z (нормаль к срединной поверхности) для деформированного состояния пластины записывается в виде [7] (учтено, что $N_{xy} = N_{yx}$)

$$m\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(N_x\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(N_y\frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(N_{xy}\frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(N_{xy}\frac{\partial w}{\partial x}\right) + q(t,x,y), \quad (17)$$

где $q(t, x, y)$ — внешнее нестационарное давление (при расчете удара приняли $q \equiv 0$).

Подставляя в (17) выражения для Q_x, Q_y из уравнений равновесия (инерцией вращения пренебрегаем) в моментах относительно осей y, x

$$Q_x = \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y}, \qquad Q_y = \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y},$$

и, используя (5)—(10), получаем проекцию уравнения движения на ось z в перемещениях

$$m\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -\left[\begin{array}{l}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D_x\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right)\right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D_y\left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)\right) + \\ + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D\left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)\right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right)\right) + \\ +4\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\left(D_\gamma\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y}\right)\right)\end{array}\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left(\left(B_x\varepsilon_x + B\varepsilon_y\right)\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\left(B_y\varepsilon_y + B\varepsilon_x\right)\frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(B_\gamma\gamma\frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(B_\gamma\gamma\frac{\partial w}{\partial x}\right) + q(t,x,y), \quad (18)$$

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2, \quad \varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2,$$

$$\gamma = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y}.$$

Для уравнения (18) и условий шарнирного опирания требуется задать по два граничных условия на каждой границе в виде (в качестве примера взяты границы $x = 0, L_x$)

$$w\big|_{x=0,L_x} = 0, \; M_x\big|_{x=0,L_x} = -\left(D_x\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + D\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)\Bigg|_{x=0,L_x} = -D_x\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\Bigg|_{x=0,L_x} = 0 \to \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\Bigg|_{x=0,L_x} = 0. \quad (19)$$

В случае жесткого защемления граничные условия записываем как

$$w\big|_{x=0,L_x} = 0, \qquad \frac{\partial w}{\partial x}\Bigg|_{x=0,L_x} = 0. \quad (20)$$

Начальные условия принимаем в виде

$$w\big|_{t=0} = u\big|_{t=0} = v\big|_{t=0} = 0, \qquad \frac{\partial v}{\partial t}\Bigg|_{t=0} = \frac{\partial u}{\partial t}\Bigg|_{t=0} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial t}\Bigg|_{t=0} = V_0'\,f\left(r(x,y)\right), \quad (21)$$

$$V_0' = V_0 - P_{sl\,z0}/M,$$

$$f(r) = \begin{cases}1, & r \le R\\ \cos^2\left(\pi\left(r-R\right)/\Delta/2\right), & R < r \le R+\Delta,\\ 0, & r > R+\Delta\end{cases}$$

$$r(x,y) = \sqrt{\left(x-x_b\right)^2 + \left(y-y_b\right)^2},$$

где M, V_0 — масса и начальная скорость ударника;

V_0' — скорость ударяющего тела после выравнивания скоростей ударника и части пластины, находящейся в области удара;

Δ — параметр, который вводится для сглаживания начального распределения скорости пластины на границах контакта с ударником;

$P_{sl\,z0}$ — z-компонента импульса, приобретаемая пластиной при неупругом ударе с цилиндром (соотношение для расчета величины этой компоненты импульса приводим далее);

(x_b, y_b) — центра удара (принималось $x_b = L_x/2, y_b = L_y/2$ для обеспечения вертикального движения ударника без вращения в силу симметрии ударного взаимодействия; для этого также необходима симметрия свойств пластины относительно двух взаимно-перпендикулярных плоскостей, проходящих через центр удара параллельно одной из координатных плоскостей zx или zy).

Так сформулированные начальные условия учитывают, что на начальном этапе удара в результате взаимодействия волн, распространяющихся перпендикулярно пластине, выравниваются скорости ударника и части пластины в области контакта. При этом суммарный импульс системы ударник—пластина сохраняется, а ее энергия уменьшается, что соответствует случаю неупругого удара.

Уравнения (14), (15), (18) с граничными условиями (16), (19) (или (20)) и начальными условиями (21) интегрируются численно по неявной конечно-разностной схеме со вторым порядком аппроксимации по временной и пространственным переменным.

Баланс энергии для всей системы в целом (пластины и ударника) записывается, как (V — текущая скорость ударника)

$$T + U + \frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}MV_0'^2 + T_0, \qquad (22)$$

где T_0 — кинетическая энергия, приобретаемая пластиной под ударником после их неупругого соударения, а T, U — кинетическая и потенциальная энергии пластины, которые рассчитываются в каждый момент времени численным интегрированием по площади ее срединной поверхности F:

$$T = \frac{1}{2}\iint m\left[\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)^2\right]dF,$$

$$U = \frac{1}{2}\iint\begin{pmatrix} D_x\chi_x{}^2 + 2D\chi_x\chi_y + D_y\chi_y{}^2 + 4D_\gamma\chi_{xy}{}^2 + \\ +B_x\varepsilon_x{}^2 + 2B\varepsilon_x\varepsilon_y + B_x\varepsilon_y{}^2 + B_\gamma\gamma^2 \end{pmatrix}dF.$$

Из (22) получаем расчетное соотношение для скорости ударника

$$V = \pm\sqrt{V_0'^2 - \frac{2\left(T - T_0 + U\right)}{M}}, \qquad (23)$$

где знак перед корнем выбирается в зависимости от текущего направления движения ударяющего тела.

Устойчивость и точность расчета контролировали мерой отклонения δ численного решения от закона сохранения импульса в проекции на ось z

$$\delta = \frac{\left|P_{sl\,z} - P_{leg\,z} + MV - MV_0\right|}{MV_0},$$

где $P_{slz}, P_{leg\,z}$ — z-компоненты импульса пластины и импульса сил, действующих со стороны опор по краям пластины, которые рассчитывали по соотношениям (интегрирование по площади срединной поверхности и вдоль границ пластины проводили численно; учтено, что в силу принятых граничных условий опирания при $x = 0, L_x$ производные прогиба по y равны нулю, а при $y = 0, L_y$ — по x)

$$P_{slz} = \iint m\frac{\partial w}{\partial t}dF,$$

$$P_{legz} = \iint\left(V_y\Big|_{y=L_y} - V_y\Big|_{y=0}\right)dx\,dt +$$

$$+\iint\left(V_x\Big|_{x=L_x} - V_x\Big|_{x=0}\right)dy\,dt +$$

$$+\int\begin{pmatrix} F_z\big|_{x=0,\,y=0} + F_z\big|_{x=L_x,\,y=L_y} - \\ -F_z\big|_{x=L_x,\,y=0} - F_z\big|_{x=0,\,y=L_y} \end{pmatrix}dt,$$

$$V_x\Big|_{x=0,\,L_x} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(D_x\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right) + B_x\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right)\frac{\partial w}{\partial x}\Bigg|_{x=0,\,L_x},$$

$$V_y\Big|_{y=0,L_y} = -\frac{\partial}{\partial y}\left(D_y\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) + B_y\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right)\frac{\partial w}{\partial y}\Bigg|_{y=0,\,L_y},$$

$$F_z = -2\left(D + 2D_\gamma\right)\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y},$$

где V_x, V_y — силы реакции опор на единицу длины соответствующей границы пластины;

F_z — z-компоненты сосредоточенных сил, приложенных в углах прямоугольной пластины.

Результаты расчетов

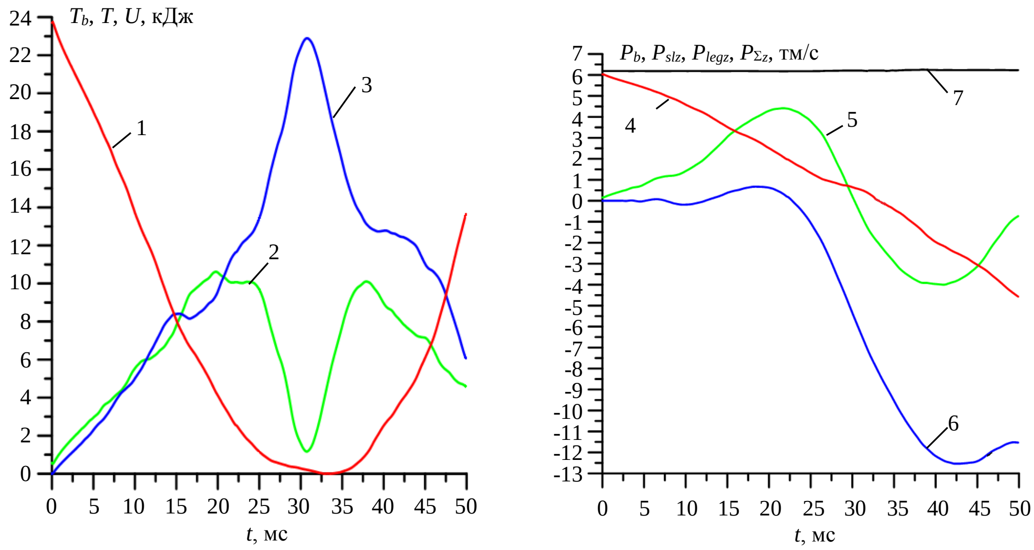
Рассмотрен удар торцом стального (ρ = = 7,8 г/см^3) цилиндра с радиусом R = 250 мм, длиной $L = 2R$ (масса такого ударника равна $M \approx 765{,}76$ кг) и энергией 25 кДж по стеклопластиковой пластинке плотностью ρ_{sl} = 1,8 г/см^3, толщиной h = 30 мм и размерами L_x = 5 м, L_y = = 4,5 м. Пластина считалась шарнирно опёртой по всему контуру. Начальная скорость ударника при рассматриваемых массе и энергии составила $V_0 \approx$ 8,08 м/с. После неупругого взаимодействия с пластиной в области контакта скорость уменьшилась до $V_0' \approx 7{,}87$ м/с, импульс системы при этом не изменился ($MV_0' + P_{sl\,z0} = MV_0 \approx 6{,}19$ т·м/с). Значения упругих характеристик ортотропного материала пластины в расчетах были заданы следующие: E_x = 17 ГПа, E_y = 11 ГПа, G = 2,5 ГПа, ν_x = 0,3.

На рис. 1, *а* показаны временные зависимости составляющих энергии системы ударник—пластина. Суммарная энергия системы ударник—пластина сохраняется практически (с машинной точностью) точно в силу предложенного способа расчета скорости ударника. Скорость ударника обращается в ноль к моменту времени $t_{ост} \approx 33$ мс, когда уже кинетическая энергия пластины прошла свой минимум, а её потенциальная энергия — максимум. На рис. 1, *б* представлены изменения составляющих *z*-компоненты импульса в системе (линия 7 близка к горизонтальной прямой, вследствие закона сохранения *z*-компоненты суммарного импульса, которая остается постоянной и равной $P_{\Sigma z} = MV_0 \approx 6{,}19$ т·м/с).

На момент остановки ударника пластина в целом уже поменяла направление движения (её суммарная *z*-компонента импульса — отрицательна).

На рис. 2 показаны распределения прогибов при $y = L_y / 2$ на моменты времени *t* = 1; 2,5; 5; 10; 25; 35; 45; 50 мс (пунктирными линиями показаны распределения прогибов после смены пластиной направления движения). Видно, что прогиб достигает величины *w* = 135 мм, что составляет 4,5 толщины пластины и, следовательно, растяжение срединной поверхности необходимо учитывать.

На рис. 3 показаны распределения деформации ε_x^z при $y = L_y / 2$ на внешних по отношению к удару волокнах (*z* = *h*/2) для моментов времени *t* = 1, 5, 10, 35, 50 мс (кривые 1, 2, 3, 4, 5, соответственно). Максимальные деформации растяжения не превышают 1,6 %, что, как правило, недостаточно для разрушения стеклопластиковой пластины в динамике [9].



а *б*

Рис. 1. Временные зависимости составляющих энергий (а) и импульсов (б) в системе ударник—пластина:
1 — кинетическая энергия ударника ($T_b = MV^2/2$); 2 — кинетическая энергия пластины (T); 3 — потенциальная энергия пластины (U); 4 — импульс ударника ($P_b = MV$); 5 — импульс пластины(P_{slz}); 6 — суммарный импульс сил реакции опор (P_{legz}); 7 — суммарный импульс системы ($P_{\Sigma z}$)

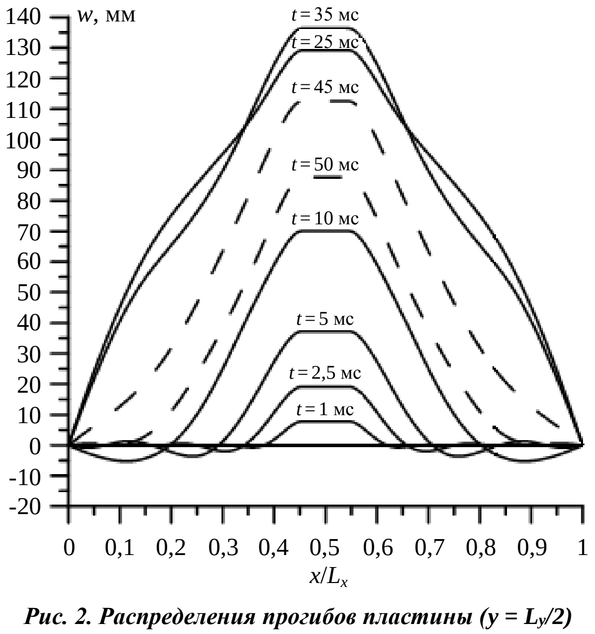


Рис. 2. Распределения прогибов пластины (y = L_y/2) для различных моментов времени

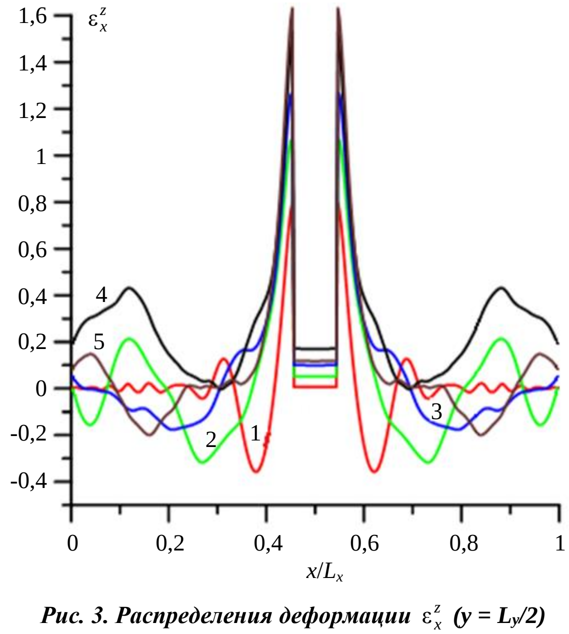


Рис. 3. Распределения деформации ε_x^z (y = L_y/2) для различных моментов времени

Вывод

Разработана методика расчета упругих деформаций ортотропной гибкой пластины переменной толщины, позволяющая численно исследовать ударное низкоскоростное воздействие на плоские тонкостенные элементы композитных конструкций затупленных жестких тел.

Показано, что удар торцом стального цилиндра радиусом 250 мм с энергией 25 кДж не приводит к разрушению стеклопластиковой пластины толщиной 30 мм. Максимальный прогиб при этом составил более четырех толщин, что свидетельствует о необходимости учета деформаций срединной поверхности в рассматриваемой задаче.

Работа выполнена в рамках Госзадания (регистрационный номер 124020600049-8).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Силаева О. Л., Турусов Р. А., Ильичёв В. Д.** Расчет силы удара при столкновении самолета с птицей. Материалы Первой Всероссийской науч.-техн. конф. "Проблемы авиационной орнитологии". — М: ИПЭЭ РАН, 2009. С. 68—74.

2. **Вьет Туан Ле** Численное моделирование ударных повреждений льдом композитных панелей самолета // Вестник Московского авиационного института. 2023. Т. 30. № 4. С. 120—129.

3. **Самойлов Б. В. и др.** Сооружение подводных трубопроводов. — М.: Недра, 1995. — 304 с.

4. **Григорян В. А., Кобылкин И. Ф., Маринин В. М., Чистяков Е. Н.** Материалы и защитные структуры для локального и индивидуального бронирования. — М.: Изд.-РадиоСофт, 2008. — 406 с.

5. **Славин А. В., Донецкий К. И., Хрульков А. В.** Перспективы применения ПКМ в авиационных конструкциях в 2025—2035 гг. (обзор) // Труды ВИАМ. 2022. Вып. 11. С. 81—92.

6. **Вольмир А. С.** Устойчивость деформируемых систем. — М.: Наука, 1967. — 964 с.

7. **Биргера И. А., Пановко Я. Г.** Прочность, устойчивость, колебания. Справочник в 3 томах. Т. 1. — М.: Машиностроение, 1968. — 832 с.

8. **Ciarlet P. G.** Mathematical elasticity. 1997. V. 2: theory of plates. Elsevier, Academic Press. — 561 p.

9. **Бакулин В. Н., Грибанов В. М., Острик А. В., Ромадинова Е. А., Чепрунов А. А.** Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. — М.: ФМЛ, 2008. — 256 с.

Calculation of low-speed impact on the composite orthotropic plate by the end of a rigid cylinder

[1, 2] A. V. OSTRIK, [2] I. V. BUGAY
[1] Federal research center of problems of chemical physics and medical RAS, Chernogolovka, Moscow region, Russia
[2] Leonov Technological University, Korolev, Moscow Region, Russia

A mechanical and numerical models of the impact effect of a massive blunt body on a flat thin-walled composite construction has been developed. The numerical model is designed to simulate the deformation of an orthotropic flexible plate of variable thickness as a result of an impact of an absolutely solid body. The results of calculations of parameters of non-stationary deformation of fiberglass orthotropic plate at impact action by the end of steel cylinder with energy of 25 kJ are given.

Keywords: thin-walled composite structures, low-speed impact, orthotropic plate, Kármán equations, conservation laws for energy and momentum.