

Д. М. Ли́ла

Эксцентричная форма неустойчивости вращающегося составного плоского кругового диска

(Представлено академиком НАН Украины А. А. Мартынюком)

Предложен способ исследования методом малого параметра возможной потери устойчивости вращающегося составного плоского кругового диска. Получено в первом приближении характеристическое уравнение относительно критического радиуса пластической зоны. Численно найдены значения критической угловой скорости вращения при различных параметрах диска.

Способ применения приближенного метода малого параметра к решению задач о потере устойчивости [1] и несущей способности [2] простейших быстро вращающихся упругих дисков [3, 4] по эксцентричной и самоуравновешенной форме предложен в работах [5–8]. Этот способ был уточнен и получил дальнейшее развитие в исследованиях [9–11], посвященных динамике возмущения формы границы [12] как сплошных, так и кольцевых плоских и ступенчатых круговых дисков, а также дисков произвольного профиля. В указанных работах удалось учесть геометрию дисков и характер их нагружения в условиях сопряжения на неизвестной упруго-пластической границе [13] для вычисления критической угловой скорости, определяющей потерю устойчивости. Построена схема расчета самоуравновешенной формы потери устойчивости простейшего неоднородного сплошного кругового диска.

В настоящей работе указанный результат распространен и на эксцентричную форму потери устойчивости. Эффективность предложенного способа изучения неустойчивости составных дисков проиллюстрирована примерами (см. пункт 5).

1. Постановка задачи. Объектом исследования является быстро вращающийся составной плоский круговой диск D . Возрастающие с увеличением скорости вращения диска центробежные нагрузки влекут значительное его радиальное растяжение. Это приводит к появлению и значительному росту пластических зон вплоть до критических размеров, при которых диск принимает новую плоскую равновесную форму.

Диск представим выполненным в виде единого целого путем жесткого соединения однородного и изотропного сплошного кругового диска D_1 радиусом a и однородного изотропного кругового кольцевого диска D_2 с внутренним радиусом a и внешним радиусом b . Предел текучести материала диска D_1 обозначим σ_{s1} , модуль упругости — E_1 , плотность — γ_1 , коэффициент Пуассона — ν_1 . Одноименные параметры материала диска D_2 обозначим σ_{s2} , E_2 , γ_2 и ν_2 соответственно.

Остановимся на эксцентричной (и мало отличающейся от круговой) форме потери устойчивости диска D , когда уравнение внешней его границы с точностью до бесконечно малых первого порядка представимо в виде

$$r = b + d \cos \theta, \quad d = \text{const},$$

или

$$\rho = 1 + \delta \cos \theta, \tag{1}$$

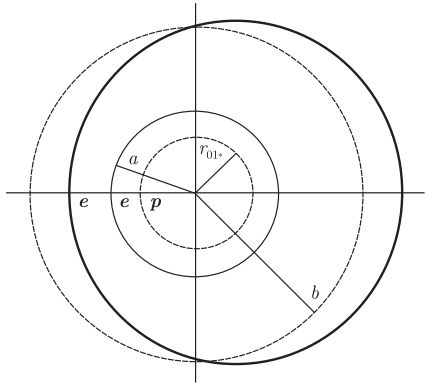


Рис. 1

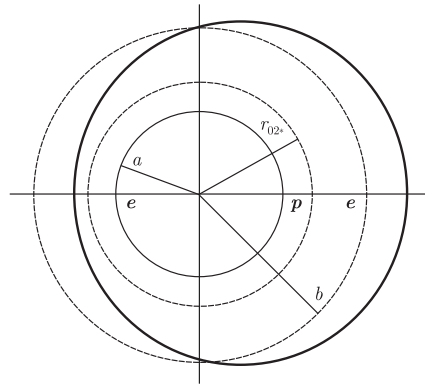


Рис. 2

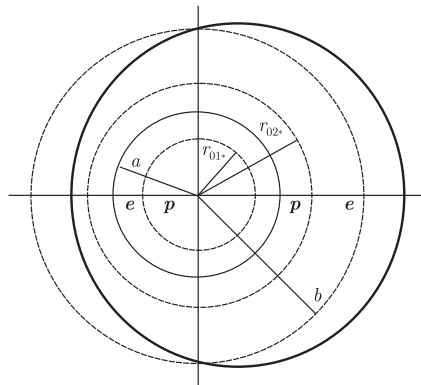


Рис. 3

где $\rho = r/b$ — безразмерный текущий радиус; δ — малый параметр; θ — полярный угол. Предмет исследований составляет механизм развития эксцентричной формы неустойчивости. Он может реализоваться по сценарию (а) D1peD2e, когда центральная круговая область радиуса $r_{01*} < a$ диска D1 пластическая, тогда как внешняя кольцевая область диска D1 и весь диск D2 в момент потери устойчивости пребывают в упругом состоянии (рис. 1); по сценарию (б) D1eD2pe, когда кольцевая пластическая зона радиуса $r_{02*} > a$ примыкает в D2 к окружности $r = a$, а диск D1 полностью упругий (рис. 2); по сценарию (в) D1peD2pe с образованием двух пластических зон соответствующих радиусов (рис. 3).

Постоянную угловую скорость вращения диска D обозначим ω , а текущий радиус пластической зоны невозмущенного диска — r_{01} или/и r_{02} .

Требуется для описываемой зависимостью (1) формы границы диска получить в первом приближении характеристическое уравнение для критического радиуса пластической зоны $r_0 = r_{0*}$ и определить соответствующую величину критической угловой скорости вращения $\omega = \omega_*$. Напомним, что для этого нужно установить условие существования нетривиальных решений системы линейных однородных уравнений

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} + \frac{d\sigma_{rr}^0}{dr}u &= 0 \quad \text{при} \quad r = b, \\ \sigma_{r\theta} - \frac{\sigma_{\theta\theta}^0 - \sigma_{rr}^0}{b} \frac{du}{d\theta} &= 0 \quad \text{при} \quad r = b, \\ \sigma_{r\theta} &= 0 \quad \text{при} \quad r = r_0 \end{aligned}$$

относительно произвольных постоянных, входящих в выражения для компонент напряжений и перемещений σ_{rr} , $\sigma_{r\theta}$ и u , определяющих возмущенное напряженно-деформированное состояние вращающегося диска D. Указанные линеаризованные возмущения первого порядка малости удовлетворяют дифференциальным уравнениям равновесия плоской задачи и уравнениям связи между напряжениями и перемещениями [4] в частных производных, тогда как невозмущенное напряженное состояние (обозначено верхним индексом 0) определено обыкновенными дифференциальными уравнениями квазистатического равновесия [4] и уравнениями связи в упругой зоне или условием текучести Сен-Венана — в пластической зоне.

2. Решение в случае D1peD2e. Невозмущенное напряженное состояние диска D (см. рис. 1) имеет следующий вид:

$$\sigma_{\theta\theta} = \begin{cases} s, & \rho \in [0, \beta_0], \\ C_1 + \frac{C_2}{\rho^2} - \frac{\sigma_1(3\nu_1 + 1)}{8\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in [\beta_0, \beta], \\ C_3 \left(1 + \frac{1}{\rho^2}\right) + \frac{\sigma_2(\nu_2 + 3)}{8\sigma_{s2}} - \frac{\sigma_2(3\nu_2 + 1)}{8\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in (\beta, 1], \end{cases} \quad (2)$$

$$\sigma_{rr} = \begin{cases} s - \frac{\sigma_1}{3\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in [0, \beta_0], \\ C_1 - \frac{C_2}{\rho^2} - \frac{\sigma_1(\nu_1 + 3)}{8\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in [\beta_0, \beta], \\ C_3 \left(1 - \frac{1}{\rho^2}\right) + \frac{\sigma_2(\nu_2 + 3)}{8\sigma_{s2}}(1 - \rho^2), & \rho \in [\beta, 1]. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{\theta\theta}$ и σ_{rr} — касательное и радиальное напряжения, отнесенные к σ_{s2} , $\sigma_1 = \gamma_1 b^2 \omega^2$, $\sigma_2 = \gamma_2 b^2 \omega^2$;

$$\begin{aligned} C_1 &= s + 2\Gamma(3\nu_1 + 1)\beta_0^2 x, & C_2 &= \Gamma(3\nu_1 + 1)\beta_0^4 x, \\ C_3 &= \{s + [m + \Gamma(3\nu_1 + 1)(2 - \beta^{-2}\beta_0^2)\beta_0^2]x\}\{1 - \beta^{-2}\}^{-1}, \\ x &= \frac{s}{24\Gamma} \frac{\omega^2}{q_1^2} = \frac{1}{24} \frac{\omega^2}{q_2^2} = -s\{1 + \beta^2 + (\varepsilon + k)(1 - \beta^2)\}\{(1 + \beta^2)[m + \Gamma(3\nu_1 + 1) \times \\ &\quad \times (2 - \beta^{-2}\beta_0^2)\beta_0^2] + (1 - \beta^2)[l + \Gamma(3\nu_1 + 1)\{2(\varepsilon + k) + \beta^{-2}(\varepsilon - k)\beta_0^2\}\beta_0^2]\}^{-1}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \frac{r_{01}}{b}, & \beta &= \frac{a}{b}, & s &= \frac{\sigma_{s1}}{\sigma_{s2}}, & \Gamma &= \frac{\gamma_1}{\gamma_2}, & \varepsilon &= \frac{E_2}{E_1}, & k &= \nu_2 - \varepsilon\nu_1, \\ l &= -3\{\nu_2 + 3 + \beta^2\{\Gamma[\varepsilon(3\nu_1 + 1) + k(\nu_1 + 3)] - (3\nu_2 + 1)\}\}, \\ m &= -3\{\nu_2 + 3 + \beta^2[\Gamma(\nu_1 + 3) - (\nu_2 + 3)]\}, & q_1 &= b^{-1}\sqrt{\sigma_{s1}\gamma_1}, & q_2 &= b^{-1}\sqrt{\sigma_{s2}/\gamma_2}. \end{aligned}$$

Учтем далее результаты работ [5, 6, 8, 9], в которых доказано, что единственным критическим значением радиуса пластической зоны однородного сплошного диска с эксцентричной формой неустойчивости является $\beta_{0*} = 0$. Ссылаясь на это доказательство, без нахождения возмущенного состояния диска D укажем на основании (2) и (3) формулу для определения критической скорости вращения, соответствующей $\beta_{0*} = 0$:

$$\omega_*^2 = -24sq_2^2\{1 + \beta^2 + (\varepsilon + k)(1 - \beta^2)\}\{m(1 + \beta^2) + l(1 - \beta^2)\}^{-1}. \quad (4)$$

3. Решение в случае D1eD2pe. Теперь невозмущенное напряженное состояние исследуемого составного диска D (см. рис. 2) следует принять в виде

$$\sigma_{\theta\theta} = \begin{cases} C_1 - \frac{\sigma_1(3\nu_1 + 1)}{8\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in [0, \beta), \\ 1, & \rho \in (\beta, \beta_0], \\ C_3 \left(1 + \frac{1}{\rho^2}\right) + \frac{\sigma_2(\nu_2 + 3)}{8\sigma_{s2}} - \frac{\sigma_2(3\nu_2 + 1)}{8\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in [\beta_0, 1], \end{cases} \quad (5)$$

$$\sigma_{rr} = \begin{cases} C_1 - \frac{\sigma_1(\nu_1 + 3)}{8\sigma_{s2}}\rho^2, & \rho \in [0, \beta], \\ 1 - \frac{\sigma_2}{3\sigma_{s2}}\rho^2 + \frac{C_2}{\rho}, & \rho \in [\beta, \beta_0], \\ C_3 \left(1 - \frac{1}{\rho^2}\right) + \frac{\sigma_2(\nu_2 + 3)}{8\sigma_{s2}}(1 - \rho^2), & \rho \in [\beta_0, 1], \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \frac{r_{02}}{b}, \quad C_1 = \{1 + 3\beta^2\Gamma[\varepsilon(3\nu_1 + 1) + k(\nu_1 + 3)]x\}\{\varepsilon + k\}^{-1}, \\ C_2 &= \beta\{1 - (\varepsilon + k) + \beta^2[8(\varepsilon + k) - 6\Gamma\varepsilon(1 - \nu_1)]x\}\{\varepsilon + k\}^{-1}, \\ C_3 &= \{1 - 3[\nu_2 + 3 - (3\nu_2 + 1)\beta_0^2]x\}\{1 + \beta_0^{-2}\}^{-1}, \\ x &= \{\varepsilon + k + 0,5\beta(1 - (\varepsilon + k))(1 + \beta_0^2)\beta_0^{-1}\}\{(\varepsilon + k)[3(\nu_2 + 3) - (3\nu_2 + 1)(2 - \beta_0^2)\beta_0^2] - \\ &\quad - \beta^3[4(\varepsilon + k) - 3\Gamma\varepsilon(1 - \nu_1)](1 + \beta_0^2)\beta_0^{-1}\}^{-1}. \end{aligned}$$

Возмущенное состояние внешней упругой однородной кольцевой области D2e может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^e &= (2A\rho + (3m_2 + 1)B\rho^{-1} - 2C\rho^{-3})\cos\theta, \\ \sigma_{\theta\theta}^e &= (6A\rho - (m_2 - 1)B\rho^{-1} + 2C\rho^{-3})\cos\theta, \\ \sigma_{r\theta}^e &= (2A\rho - (m_2 - 1)B\rho^{-1} - 2C\rho^{-3})\sin\theta, \\ u^e &= \frac{\sigma_{s2}}{E_2} \left(\frac{m_2 - 3}{m_2}A\rho^2 + \frac{(m_2 + 1)(3m_2 - 1)}{m_2}B\ln\rho + \frac{m_2 + 1}{m_2}C\rho^{-2} \right) \cos\theta, \end{aligned}$$

где $m_2 = \nu_2^{-1}$, σ_{rr}^e , $\sigma_{\theta\theta}^e$ и $\sigma_{r\theta}^e$ — возмущения первого порядка малости соответствующих компонент напряжения, отнесенные к σ_{s2} ; u^e — возмущение первого порядка малости радиального смещения, отнесенное к b , а A , B и C — неопределенные коэффициенты. Следовательно, характеристическое уравнение приобретает вид [9]

$$\tilde{\Delta}(\beta_0) = 0, \quad (7)$$

где $\tilde{\Delta}(\beta_0)$ — определитель матрицы $(a_{ij})_{i,j=1}^3$ с

$$a_{11} = 2 + A_1 \frac{\sigma_{s2}}{E_2} \frac{m_2 - 3}{m_2}, \quad a_{12} = 3m_2 + 1, \quad a_{13} = -2 + A_1 \frac{\sigma_{s2}}{E_2} \frac{m_2 + 1}{m_2},$$

$$a_{21} = 2 + A_2 \frac{\sigma_{s2}}{E_2} \frac{m_2 - 3}{m_2}, \quad a_{22} = -(m_2 - 1), \quad a_{23} = -2 + A_2 \frac{\sigma_{s2}}{E_2} \frac{m_2 + 1}{m_2}, \quad a_{31} = 2\beta_0,$$

$$a_{32} = -(m_2 - 1)\beta_0^{-1}, \quad a_{33} = -2\beta_0^{-3}, \quad A_1 = 2C_3 - 6(\nu_2 + 3)x, \quad A_2 = A_1 + 24x.$$

4. Решение в случае D1реD2ре. Здесь анализу подлежит возможный механизм потери устойчивости составного диска D (см. рис. 3) с образованием двух пластических зон (круговой в D1 и кольцевой в D2). Невозмущенное состояние диска D определяется так:

$$\sigma_{\theta\theta} = \begin{cases} s, & \rho \in [0, \beta_{01}], \\ C_1 + \frac{C_2}{\rho^2} - \frac{\sigma_1(3\nu_1 + 1)}{8\sigma_{s2}} \rho^2, & \rho \in [\beta_{01}, \beta), \\ 1, & \rho \in (\beta, \beta_0], \\ C_4 \left(1 + \frac{1}{\rho^2}\right) + \frac{\sigma_2(\nu_2 + 3)}{8\sigma_{s2}} - \frac{\sigma_2(3\nu_2 + 1)}{8\sigma_{s2}} \rho^2, & \rho \in [\beta_0, 1], \end{cases} \quad (8)$$

$$\sigma_{rr} = \begin{cases} s - \frac{\sigma_1}{3\sigma_{s2}} \rho^2, & \rho \in [0, \beta_{01}], \\ C_1 - \frac{C_2}{\rho^2} - \frac{\sigma_1(\nu_1 + 3)}{8\sigma_{s2}} \rho^2, & \rho \in [\beta_{01}, \beta], \\ 1 - \frac{\sigma_2}{3\sigma_{s2}} \rho^2 + \frac{C_3}{\rho}, & \rho \in [\beta, \beta_0], \\ C_4 \left(1 - \frac{1}{\rho^2}\right) + \frac{\sigma_2(\nu_2 + 3)}{8\sigma_{s2}} (1 - \rho^2), & \rho \in [\beta_0, 1], \end{cases} \quad (9)$$

где

$$\beta_{01} = \frac{r_{01}}{b}, \quad \beta_0 = \frac{r_{02}}{b}, \quad C_1 = s + 2\Gamma(3\nu_1 + 1)\beta_{01}^2 x, \quad C_2 = \Gamma(3\nu_1 + 1)\beta_{01}^4 x,$$

$$C_3 = 2\beta_0 \{ [3(\nu_2 + 3) - (3\nu_2 + 1)(2 - \beta_0^2)\beta_0^2]x - 1 \} \{1 + \beta_0^2\}^{-1},$$

$$C_4 = \{1 - 3(\nu_2 + 3 - (3\nu_2 + 1)\beta_0^2)x\} \{1 + \beta_0^{-2}\}^{-1},$$

$$x = \frac{1 - s(\varepsilon + k)}{\Gamma\{(3\nu_1 + 1)[2(\varepsilon + k) + (\varepsilon - k)\beta^{-2}\beta_{01}^2]\beta_{01}^2 - 3\beta^2[\varepsilon(3\nu_1 + 1) + k(\nu_1 + 3)]\}},$$

$$\beta_{01}^2 = \frac{-c_2 \pm \sqrt{c_2^2 - 4c_1 c_3}}{2c_1},$$

причем

$$c_1 = -\beta^2 \Gamma(3\nu_1 + 1) \{ [1 - 2\varepsilon s + \varepsilon - k](1 + \beta_0^2) - 2(\varepsilon - k)\beta^{-1}\beta_0 \},$$

$$c_2 = 2\Gamma(3\nu_1 + 1) \{ [1 - (\varepsilon + k)](1 + \beta_0^2) + 2(\varepsilon + k)\beta^{-1}\beta_0 \},$$

$$c_3 = 3\beta^2 \Gamma[\varepsilon(3\nu_1 + 1) + k(\nu_1 + 3)] \{ (1 - s)(1 + \beta_0^2) - 2\beta^{-1}\beta_0 \} + [1 - s(\varepsilon + k)] \times \\ \times \{ \beta^2(8 - 3\Gamma(\nu_1 + 3))(1 + \beta_0^2) - 2\beta^{-1}\beta_0 [3(\nu_2 + 3) - (3\nu_2 + 1)(2 - \beta_0^2)\beta_0^2] \}.$$

С учетом этого в характеристическом уравнении (7) нужно переопределить A_1 и A_2 :

$$A_1 = 2C_4 - 6(\nu_2 + 3)x, \quad A_2 = A_1 + 24x.$$

Общий вид элементов a_{ij} , $i, j = 1, \dots, 3$, совпадает с приведенным в пункте 3.

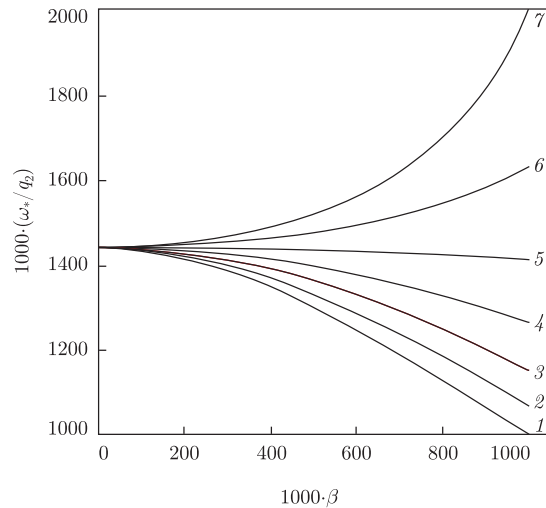


Рис. 4

Решив характеристическое уравнение (7), по найденному критическому значению $\beta_0 = \beta_{0*}$ радиуса кольцевой пластической области D2р определяем согласно (8) и (9) критический радиус $\beta_{01} = \beta_{01*}$ круговой пластической зоны D1р и критическую угловую скорость ω_* .

5. Примеры. Относительная критическая скорость вращения диска с параметрами $\beta = 0,93$, $\nu_1 = 0,31$, $\nu_2 = 0,3$, $\varepsilon = 1$, $\Gamma = 0,99$, $s = 0,99$, $\sigma_{s2}/E_2 = 0,01$, теряющего, по предположению, устойчивость по сценарию (а), равна 1,5533. Для диска с $\beta = 0,1$, $\nu_1 = 0,3$, $\nu_2 = 0,4$, $\varepsilon = 1,1$, $\Gamma = 0,9$, $s = 1,1$, $\sigma_{s2}/E_2 = 0,01$ относительная критическая скорость в этом случае равна 1,6757, а для диска с $\beta = 0,5$, $\nu_1 = 0,3$, $\nu_2 = 0,2$, $\varepsilon = 1,2$, $\Gamma = 0,9$, $s = 1,1$, $\sigma_{s2}/E_2 = 0,01$ — 1,6807. Не меняя в каждом из дисков значения β и полагая при этом $\nu_1 = \nu_2 = 0,5$, $\varepsilon = \Gamma = s = 1$, получаем известное значение [5, 9] “первой критической скорости” $\omega_*/q_2 = 1,5118$ для плоского сплошного однородного диска. Для каждого из трех указанных составных дисков, рассмотренных ранее в связи с анализом самоуравновешенной формы потери устойчивости, не существует решений характеристического уравнения (7) в предположении, что реализуется какой-либо из механизмов (б) или (в) эксцентричной формы неустойчивости.

На рис. 4 представлены графики зависимостей относительной критической скорости от радиуса окружности $\rho = \beta$, отделяющей D1 от D2, для диска D с параметрами $\nu_1 = 0,4$, $\nu_2 = 0,3$, $\varepsilon = 1,2$, $s = 0,85$, $\sigma_{s2}/E_2 = 0,01$ при различных Γ : 1 — $\Gamma = 2$; 2 — $\Gamma = 1,75$; 3 — $\Gamma = 1,5$; 4 — $\Gamma = 1,25$; 5 — $\Gamma = 1$; 6 — $\Gamma = 0,75$; 7 — $\Gamma = 0,5$.

По мере расширения круговой секции D1 за счет сужения кольцевой секции D2 и убывания отношения $\Gamma = \gamma_1/\gamma_2$ от 1 до 0,5 исследуемый составной диск D становится менее массивным и более устойчивым — допустимая постоянная скорость вращения увеличивается с возрастанием β и убыванием Γ (кривые 6, 7). В случае убывания отношения γ_1/γ_2 от 2 до 1 критическая скорость тоже возрастает, убывая, естественно, с увеличением β при каждом фиксированном значении Γ из указанного диапазона (кривые 1–5).

6. Обсуждение результатов. Как видно из пункта 5, предложенным в данной работе способом изучения развития неустойчивости можно рассчитать момент перехода быстро вращающегося составного сплошного кругового диска в неустойчивое состояние по одному

из механизмов (а)–(в). При этом полученный в работе результат в случае (а) обобщает аналогичный результат для сплошного однородного диска [5, 6, 8, 10].

Случаи (б) и (в) интерпретируются как потеря устойчивости однородным кольцевым диском D2, специальным образом нагруженным в его плоскости по внутреннему контуру [11]. В связи с этим отсутствие, по крайней мере, в соответствующих примерах из пункта 5 ненулевых корней полученного характеристического уравнения полностью согласуется с упомянутыми в пункте 2 результатами работ [5, 6, 8, 9].

1. *Гузь А. Н., Бабич И. Ю.* Трехмерная теория устойчивости деформируемых тел. – Киев: Наук. думка, 1985. – 280 с.
2. *Надаи А.* Пластичность и разрушение твердых тел: в 2 т. – Москва: Изд-во иностр. лит., 1954. – Т. 1. – 648 с.
3. *Бицено К. Б., Граммель Р.* Техническая динамика. Т. 1. – Москва; Ленинград: ГИТТЛ, 1950. – 900 с.
4. *Бицено К. Б., Граммель Р.* Техническая динамика. Т. 2. – Москва; Ленинград: ГИТТЛ, 1952. – 640 с.
5. *Ершов Л. В., Ивлев Д. Д.* О потере устойчивости вращающихся дисков // Изв. АН СССР, ОТН. – 1958. – № 1. – С. 124–125.
6. *Ивлев Д. Д.* Механика пластических сред. Т. 2. – Москва: Физматлит, 2002. – 448 с.
7. *Ивлев Д. Д.* О потере несущей способности вращающихся дисков, близких к круговому // Изв. АН СССР, ОТН. – 1957. – № 1. – С. 141–144.
8. *Ивлев Д. Д., Ершов Л. В.* Метод возмущений в теории упруго-пластического тела. – Москва: Наука, 1978. – 208 с.
9. *Лила Д. М.* Эксцентричная форма потери устойчивости вращающегося упруго-пластического диска // Доп. НАН України. – 2011. – № 2. – С. 49–53.
10. *Лила Д. М., Мартынюк А. А.* О потере устойчивости вращающегося упруго-пластического кругового диска // Там само. – 2011. – № 1. – С. 44–51.
11. *Lila D. M., Martyniuk A. A.* Stability loss of rotating elastoplastic discs of the specific form // Appl. Mathematics. – 2011. – 2, No 5. – P. 579–585.
12. *Гузь А. Н., Немчи Ю. Н.* Метод возмущения формы границы в механике сплошных сред. – Киев: Выща шк., 1989. – 352 с.
13. *Соколовский В. В.* Теория пластичности. – Москва: Высш. шк., 1969. – 608 с.

*Институт механики им. С. П. Тимошенко
НАН Украины, Киев*

Поступило в редакцию 28.12.2011

Д. М. Ли́ла

Ексцентрична форма нестійкості складеного плоского кругового диска, що обертається

Запропоновано спосіб дослідження методом малого параметра можливої втрати стійкості складеного плоского кругового диска, що обертається. Одержано у першому наближенні характеристичне рівняння відносно критичного радіуса пластичної зони. Чисельно знайдено значення критичної кутової швидкості обертання при різних параметрах диска.

D. M. Lila

Eccentric instability form of a rotating composite plane circular disc

A way of calculating the possible stability loss by a rotating elastoplastic composite plane circular disc is suggested within the small-parameter method. A characteristic equation for the critical radius of a plastic zone is obtained as the first approximation. The values of critical angular velocity of rotation for various parameters of the disc are found numerically.