

УДК 539.3.01

## СМЕШАННАЯ ЗАДАЧА О СЖАТИИ ТОРЦЕВЫМИ ШТАМПАМИ УПРУГОГО ЦИЛИНДРА КОНЕЧНОЙ ВЫСОТЫ

ЗЛАТИН А. Н., УФЛЯНД Я. С.

Осесимметричная задача о сдавливании упругого цилиндра со свободной боковой поверхностью гладкими штампами решается при помощи метода парных уравнений [1]. Использование однородных решений для цилиндра задача сведена к паре систем сумматорных уравнений специального вида, а затем — к двум связанным регулярным интегральным уравнениям Фредгольма второго рода.

Задачам, в которых смешанные условия задаются на торцах упругого цилиндра, посвящены работы [2–8]. Случай дискообразной трещины в цилиндре со свободной боковой поверхностью рассмотрен в [2–4]; решение аналогичной периодической задачи дается в [5]. В [6–8] на боковой поверхности цилиндра были поставлены условия скользящей заделки, позволяющие свести эти задачи к известным парным сумматорным уравнениям [9].

**1. Постановка задачи и сведение ее к системам сумматорных уравнений.** Пусть цилиндр конечной высоты, боковая поверхность которого свободна от напряжений, сжимается гладкими внешними штампами, как это показано на фигуре. Предположим, что в процессе деформирования верхний штамп неподвижен, а нижний перемещается вдоль оси  $x$  на величину  $w_*$ .

Относя все геометрические параметры к величине радиуса цилиндра  $R$ , введем безразмерные цилиндрические координаты  $(\rho, \varphi, x)$ , в которых краевые условия задачи принимают вид

$$\sigma_\rho|_{\rho=1} = \tau_{\rho x}|_{\rho=1} = 0 \quad (-l < x < 0) \quad (1.1)$$

$$\tau_{\varphi\rho}|_{x=0, -l} = 0 \quad (0 \leq \rho \leq 1) \quad (1.2)$$

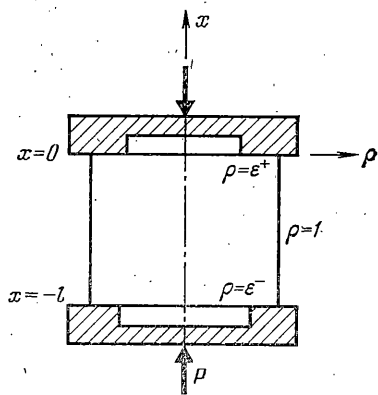
$$\sigma_x|_{x=0} = 0 \quad (0 \leq \rho < \varepsilon^+), \quad \sigma_x|_{x=-l} = 0 \quad (0 \leq \rho < \varepsilon^-)$$

$$w|_{x=0} = 0 \quad (\varepsilon^+ \leq \rho \leq 1), \quad w|_{x=0} = w_* \quad (\varepsilon^- \leq \rho \leq 1)$$

Здесь  $\{u, 0, w\}$  — вектор перемещений,  $\sigma_\rho, \tau_{\rho x}, \dots$  — составляющие тензора напряжений, а  $\varepsilon^+, \varepsilon^-$  — радиусы отверстий, соответственно, верхнего и нижнего штампов. Суммарное осевое усилие, действующее на штампы, примем равным  $P = -\pi R^2 \sigma_x$ .

Решение задачи будем разыскивать в виде следующих рядов по однородным решениям, оставляющим боковую поверхность цилиндра свободной от напряжений:

$$\sigma_\rho = 2G \sum_k [C_k^+ \operatorname{ch} p_k(x+l) + C_k^- \operatorname{ch} p_k x] \frac{\zeta_k(\rho)}{\operatorname{sh} p_k l}$$



$$\tau_{xp} = 2G \sum_k [C_k^+ \operatorname{sh} p_k(x+l) + C_k^- \operatorname{sh} p_k x] \frac{\tau_k(\rho)}{\operatorname{sh} p_k l} \quad (1.3)$$

$$\sigma_x = -\sigma_* + 2G \sum_k [C_k^+ \operatorname{ch} p_k(x+l) + C_k^- \operatorname{ch} p_k x] \frac{\sigma_k(\rho)}{\operatorname{sh} p_k l}$$

$$w = -\frac{\sigma_* x}{2G(1+\nu)} + C_0^+ + \sum_k [C_k^+ \operatorname{sh} p_k(x+l) + C_k^- \operatorname{sh} p_k x] \frac{w_k(\rho)}{\operatorname{sh} p_k l}$$

$$u = \frac{\sigma_* \nu \rho}{2G(1+\nu)} + \sum_k [C_k^+ \operatorname{ch} p_k(x+l) + C_k^- \operatorname{ch} p_k x] \frac{u_k(\rho)}{\operatorname{sh} p_k l}$$

$$\xi_k(\rho) = \left[ \frac{2(1-\nu)}{p_k \rho} - p_k \rho \right] J_1(p_k) J_1(p_k \rho) - p_k J_0(p_k) J_0(p_k \rho) -$$

$$- J_1(p_k) J_0(p_k \rho) + \frac{1}{\rho} J_0(p_k) J_1(p_k \rho), \quad \sigma_k(\rho) = \sigma^*(p_k, \rho) \quad (1.4)$$

$$\sigma^*(p, \rho) = p J_0(p) J_0(p \rho) + p \rho J_1(p) J_1(p \rho) - 2 J_1(p) J_0(p \rho)$$

$$\tau_k(\rho) = p_k [\rho J_1(p_k) J_0(p_k \rho) - J_0(p_k) J_1(p_k \rho)]$$

$$w_k(\rho) = J_0(p_k) J_0(p_k \rho) + \rho J_1(p_k) J_1(p_k \rho) - 2 \frac{1-\nu}{p_k} J_1(p_k) J_0(p_k \rho)$$

$$u_k(\rho) = \rho J_1(p_k) J_0(p_k \rho) - J_0(p_k) J_1(p_k \rho) - 2 \frac{1-\nu}{p_k} J_1(p_k) J_1(p_k \rho)$$

Здесь  $G$ ,  $\nu$  — модуль сдвига и коэффициент Пуассона материала цилиндра; знак суммирования распространен на все корни  $p_k$  уравнения Шиффа [10]:

$$s(p) \equiv 2(1-\nu) J_1^2(p) - p^2 [J_0^2(p) + J_1^2(p)] = 0 \quad (1.5)$$

расположенные в правой полуплоскости ( $k = \pm 1, \pm 2, \dots$ ).

Введенные формулами (1.3) однородные решения удовлетворяют так называемому соотношению обобщенной ортогональности Шиффа [11, 12], которое может быть представлено в виде [12, 13]:

$$\int_0^1 [w_k(\rho) \sigma_n(\rho) - \tau_k(\rho) u_n(\rho)] \rho d\rho = S_n \delta_{nk}$$

$$(n, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad \sigma_0(\rho) = w_0(\rho) \equiv 1$$

$$\tau_0(\rho) \equiv 0, \quad u_0(\rho) = -\frac{\nu}{1+\nu} \rho, \quad \mu_n = \frac{J_1(p_n)}{J_0(p_n)}, \quad S_0 = \frac{1}{2} \quad (1.6)$$

$$S_n = \frac{2(1-\nu)}{p_n} J_0^2(p_n) J_1^2(p_n) \left[ 1 - 2(1-\nu) \frac{\mu_n}{p_n} \left( 1 - \frac{\mu_n}{p_n} \right) \right]$$

где  $\delta_{nk}$  — символ Кронекера.

При выборе решения в форме (1.3) условия (1.1) оказываются выполненными тождественно, а (1.2) — сводят задачу к паре связанных систем

сумматорных уравнений

$$\sum_k C_k^\pm \tau_k(\rho) = 0 \quad (0 \leq \rho \leq 1), \quad C_0^\pm + \sum_k C_k^\pm w_k(\rho) = 0 \quad (\varepsilon^\pm \leq \rho \leq 1) \quad (1.7)$$

$$2G \sum_k [C_k^\pm \operatorname{cth} p_k l + C_k^\mp \operatorname{sh}^{-1} p_k l] \sigma_k(\rho) = \sigma_* \quad (0 \leq \rho < \varepsilon^\pm)$$

$$C_0^- = -1/2 \sigma_* l / G(1+\nu) - C_0^+ + w_*$$

**2. Решение «ключевой» системы сумматорных уравнений.** Схему решения полученных сумматорных уравнений проследим сначала на примере ключевой системы

$$\sum_k C_k \tau_k(\rho) = 0 \quad (0 \leq \rho \leq 1) \quad (2.1)$$

$$C_0 + \sum_k C_k w_k(\rho) = 0 \quad (\varepsilon \leq \rho \leq 1) \quad (2.2)$$

$$2 \sum_k C_k \sigma_k(\rho) = F(\rho) \quad (0 \leq \rho < \varepsilon) \quad (2.3)$$

Доопределим уравнение (2.2) следующим образом<sup>1</sup>:

$$C_0 + \sum_k C_k w_k(\rho) = 0 \quad (\varepsilon \leq \rho \leq 1) \quad (2.4)$$

$$C_0 + \sum_k C_k w_k(\rho) = (1-\nu) \int_\rho^\varepsilon \frac{g_\infty(t) dt}{\sqrt{t^2 - \rho^2}} \quad (0 \leq \rho \leq \varepsilon)$$

где  $g_\infty(t)$  — искомая функция, относительно которой предполагается, что она непрерывно дифференцируема на  $[0, \varepsilon]$  и в нуле обращается в нуль

$$g_\infty(t) \in C^{(1)}[0, \varepsilon], \quad g_\infty(0) = 0 \quad (2.5)$$

Из уравнений (2.1), (2.4) коэффициенты  $C_k$  теперь могут быть определены при помощи соотношения обобщенной ортогональности (1.6). Домножая первое из этих уравнений на  $-u_n(\rho)\rho$ , а второе — на  $\sigma_n(\rho)\rho$ , складывая и интегрируя по  $\rho \in [0, 1]$ , после замены порядка интегрирования получим

$$C_k = \frac{1-\nu}{S_k} \int_0^\varepsilon \varphi_k(t) g_\infty(t) dt \quad (k=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.6)$$

$$\varphi_0(t) = t, \quad \varphi_k(t) = \int_0^t \frac{\rho \sigma_k(\rho) d\rho}{\sqrt{t^2 - \rho^2}} = \varphi(p_k, t) \quad (k=\pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.7)$$

<sup>1</sup> Аналогичная идея была впервые высказана в [14].

$$\varphi(p, t) = \int_0^t \frac{\rho \sigma^*(p, \rho) d\rho}{\sqrt{t^2 - \rho^2}} = \left[ J_0(p) - \frac{J_1(p)}{p} \right] \sin pt - t J_1(p) \cos pt$$

Проинтегрировав (2.6) по частям с учетом (2.5), получаем

$$C_k = \frac{1-\nu}{S_k} \left[ g_\infty(\varepsilon) \Phi_k(\varepsilon) - \int_0^\varepsilon g_\infty'(t) \Phi_k(t) dt \right] \quad (2.8)$$

где введены функции, являющиеся первообразными для (2.7):

$$\Phi_k(t) = \Phi(p_k, t), \quad \Phi(p, t) = -\frac{J_0(p)}{p} \cos pt - \frac{J_1(p)}{p} t \sin pt \quad (2.9)$$

Таким образом, уравнения (2.1), (2.2) оказываются выполненными тождественно за счет выбора коэффициентов  $C_k$  в виде (2.6).

Для преобразования третьего уравнения ключевой системы воспользуемся следующим разрывным рядом:

$$-2(1-\nu) \sum_k S_k^{-1} \sigma_k(\rho) \Phi_k(t) = \frac{H(\rho-t)}{\sqrt{\rho^2-t^2}} + Q(\rho, t) \quad (\rho+t < 2) \quad (2.10)$$

$$Q(\rho, t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{K_1(y)}{I_1(y)} I_0(\rho y) (\operatorname{ch} ty - 1) dy +$$

$$+ \frac{2}{\pi} (1-\nu) \int_0^\infty \frac{\sigma^*(iy, \rho) \Phi(iy, t) dy}{\Delta(iy)} + \gamma(\rho)$$

$$\Delta(p) = (1-\nu) p^{-2} J_1^2(p) s(p)$$

где  $H(x)$  — функция Хевисайда,  $\gamma(\rho)$  — некоторая известная функция, которая в последующих выкладках не используется.

Не останавливаясь подробно на получении соотношения (2.10), укажем, что при его выводе был использован контурный интеграл

$$\int_L \frac{\sigma^*(p, \rho) \Phi(p, t) dp}{\Delta(p)},$$

взятый по части мнимой оси, замкнутой вправо

окружностью бесконечно большого радиуса. В правой полуплоскости подынтегральная функция имеет полюсы первого порядка в точках  $p_k$  и полюсы второго порядка в точках  $\lambda_k$  — корнях функции Бесселя  $J_1(p)$ . После применения теоремы Коши о вычетах ряд (2.10) приводится к некоторому ряду Дини, разрывная сумма которого может быть найдена с помощью другой процедуры контурного интегрирования, идея которой изложена в [9].

Коэффициенты  $C_k$  (2.8) подставим теперь в левую часть уравнения (2.3), переменим порядок суммирования и интегрирования и воспользуемся разрывным рядом (2.10); тогда это уравнение окажется сведенным к следующему:

$$\int_0^\rho \frac{g_\infty'(t) dt}{\sqrt{\rho^2-t^2}} = f(\rho) = \int_0^\varepsilon g_\infty(t) [Q(\rho, t)]' dt + F(\rho) \quad (0 \leq \rho < \varepsilon)$$

Главная часть этого уравнения представляет собой оператор типа Абеля, обращая который при помощи формулы [15]:

$$g_{\infty}(s) = \frac{2}{\pi} \int_0^s \frac{f(\rho) \rho d\rho}{\sqrt{s^2 - \rho^2}} \quad (s \in [0, \varepsilon])$$

(здесь учтено также (2.5)), приходим окончательно к регулярному интегральному уравнению Фредгольма второго рода

$$g_{\infty}(s) = \int_0^s K(s, t) g_{\infty}(t) dt + \frac{2}{\pi} \int_0^s \frac{F(\rho) \rho d\rho}{\sqrt{s^2 - \rho^2}} \quad (s \in [0, \varepsilon]) \quad (2.11)$$

с симметричным ядром

$$K(s, t) = \frac{4}{\pi^2} \int_0^{\infty} \left[ \frac{\omega(y, s) \omega(y, t)}{D(y)} + \frac{K_1(y)}{I_1(y)} \operatorname{sh} sy \operatorname{sh} ty \right] dy \quad (2.12)$$

$$\omega(y, t) = -i\varphi(iy, t) = \left[ I_0(y) - \frac{I_1(y)}{y} \right] \operatorname{sh} ty - t I_1(y) \operatorname{ch} ty$$

$$D(y) = -\frac{\Delta(iy)}{1-\nu} = I_1^2(y) \left[ I_0^2(y) - I_1^2(y) - \frac{2(1-\nu)}{y^2} I_1^2(y) \right]$$

**3. Решение сумматорных систем.** Для решения систем уравнений (1.7) положим

$$C_k^{\pm} = \frac{\sigma_*(1-\nu)}{GS_k} \int_0^{\varepsilon^{\pm}} \varphi_k(t) g^{\pm}(t) dt \quad (k=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.1)$$

$$g^{\pm}(t) \in C^{(1)}[0, \varepsilon^{\pm}], \quad g^{\pm}(0) = 0$$

При таком выборе коэффициентов первые два уравнения систем (1.7) оказываются удовлетворенными тождественно. При подстановке (3.1) в последние уравнения этих систем и после повторения выкладок п. 2 приходим окончательно к паре регулярных интегральных уравнений Фредгольма второго рода

$$g^{\pm}(s) = \int_0^{\varepsilon^{\pm}} M(s, t) g^{\pm}(t) dt + \int_0^{\varepsilon^{\mp}} N(s, t) g^{\mp}(t) dt + \frac{2}{\pi} s \quad (0 \leq s \leq \varepsilon^{\pm}) \quad (3.2)$$

$$M(s, t) = K(s, t) - \frac{4(1-\nu)}{\pi} \sum_k S_k^{-1} (\operatorname{cth} p_k l - 1) \varphi_k(s) \varphi_k(t)$$

$$N(s, t) = -\frac{4(1-\nu)}{\pi} \sum_k S_k^{-1} \operatorname{sh}^{-1} p_k l \varphi_k(s) \varphi_k(t)$$

Общее решение задачи о сжатии цилиндра внешними штампами, определяемое формулами (1.3), (3.1), (3.2), может на этом считаться законченным.

**4. Числовые результаты.** Большой интерес в рассматриваемой задаче представляет определение величины податливости  $D = w_*/P$ , т. е. коэффициента пропорциональности между осевой силой  $P$  и взаимным перемещением штампов  $w_*$ . Ее можно

Таблица 1

$\varepsilon$	$d(\varepsilon)$	$\gamma_{\infty}(\varepsilon)$	$\varepsilon$	$d(\varepsilon)$	$\gamma_{\infty}(\varepsilon)$
0,05	0,0001	1,000	0,5	0,1070	1,077
0,1	0,0008	1,001	0,55	0,1463	1,107
0,15	0,0027	1,002	0,6	0,1965	1,147
0,2	0,0064	1,005	0,65	0,2607	1,199
0,25	0,0126	1,008	0,7	0,3435	1,270
0,3	0,0218	1,015	0,75	0,4523	1,366
0,35	0,0350	1,024	0,8	0,5995	1,504
0,4	0,0528	1,037	0,85	0,8089	1,716
0,45	0,0764	1,054	0,9	1,1343	2,083

Таблица 2

$\varepsilon^+$	$l=1/4$	$l=3/8$	$l=1/2$	$l=3/4$	$l=1$	$l=3/2$
0,1	1,003 (1,003)	1,002 —	1,002 (1,002)	1,001 (1,001)	1,001 (1,001)	1,001 (1,001)
0,3	1,064 (1,087)	1,051 —	1,041 (1,044)	1,029 (1,027)	1,022 (1,022)	1,015 (1,015)
0,5	1,245 —	1,214 —	1,185 (1,214)	1,139 (1,134)	1,107 (1,107)	1,071 (1,071)
0,7	1,707 —	1,632 —	1,565 (1,687)	1,441 (1,429)	1,343 (1,344)	1,229 (1,229)
0,9	3,665 —	3,280 —	2,969 (3,269)	2,481 (2,418)	2,137 (2,134)	1,756 (1,757)

Таблица 3

$\varepsilon^+$	$l=1/4$	$l=3/8$	$l=1/2$	$l=3/4$	$l=1$	$l \geq 2$
0,1	0,976	0,993	0,998	1,000	1,001	1,001
0,3	0,801	0,913	0,967	1,005	1,014	1,015
0,5	0,755	0,882	0,969	1,054	1,076	1,077
0,7	0,901	1,045	1,147	1,249	1,271	1,270
0,9	1,789	1,941	2,080	2,079	2,087	2,083

представить в форме

$$D = D_0 \delta, \quad D_0 = l [2\pi R^2 G (1 + \nu)]^{-1} \quad (4.1)$$

где  $D_0$  — податливость упругого цилиндра, сдавливаемого сплошными штампами ( $\varepsilon^{\pm} = 0$ ), а безразмерная величина  $\delta$  связана с решением уравнений (3.2) следующим образом:

$$\delta = 1 + \frac{4(1-\nu^2)}{l} \left[ \int_0^{\varepsilon^+} tg^+(t) dt + \int_0^{\varepsilon^-} tg^-(t) dt \right] \quad (4.2)$$

По аналогии с задачами о трещинах введем для характеристики концентрации напряжений у краев штампов коэффициенты интенсивности  $K^+$  и  $K^-$ , определив их формулой  $K^{\pm} = \lim_{\rho \rightarrow \varepsilon^{\pm}} [2\pi(\rho - \varepsilon^{\pm})]^{1/2} \sigma_x$  при  $\rho \rightarrow \varepsilon^{\pm}$ . После подстановки (3.1) в (1.3) и при учете разрывного ряда (2.10) получим

$$K^{\pm} = \gamma^{\pm} 2\sigma_* \sqrt{\varepsilon^{\pm}} / \pi = {}^{1/2}\pi g^{\pm}(\varepsilon^{\pm}) / \varepsilon^{\pm} \quad (4.3)$$

Подробное табулирование введенных величин (4.2), (4.3) в зависимости от параметров  $l$ ,  $\varepsilon^+$ ,  $\varepsilon^-$  является громоздкой задачей. В связи с этим заметим, что для достаточно длинного цилиндра ( $l \geq 1$ ) можно получить следующие приближенные формулы:

$$\delta \approx 1 + [d(\varepsilon^+) + d(\varepsilon^-)] / l, \quad \gamma^{\pm} \approx \gamma_{\infty}(\varepsilon^{\pm}) \quad (4.4)$$

$$d(\varepsilon) = 4(1-\nu^2) \int_0^{\varepsilon} t g_{\infty}(t) dt, \quad \gamma_{\infty}(\varepsilon) = \frac{\pi}{2} \frac{g_{\infty}(\varepsilon)}{\varepsilon}$$

где  $g_{\infty}(t)$  — решение уравнения (2.11).

Значения величин  $d(\varepsilon)$  и  $\gamma_{\infty}(\varepsilon)$ , найденные в результате численного решения интегрального уравнения (2.11), для  $\nu=0,25$  приведены в табл. 1.

Рассмотрим частный случай, когда нижний штамп является сплошным ( $\varepsilon=0$ ). При этом система (3.2) вырождается в одно интегральное уравнение, которое по форме совпадает с соответствующим уравнением, полученным в [5] для задачи о периодически расположенных дискообразных трещинах в цилиндре. Пользуясь найденным численно решением этого уравнения, можно определить и безразмерную податливость (4.2). Результаты вычислений этой величины при  $\nu=0,25$  сведены в табл. 2; здесь же в ряде случаев в скобках даны асимптотические значения, найденные по формуле (4.4) с использованием данных табл. 1.

В табл. 3 приведены аналогичные результаты для величины  $\gamma^+$ .

Сравнение этих данных указывает на хорошее совпадение результатов при  $l \geq 1$ , что и объясняет высказанное выше предположение о возможности использования асимптотических формул (4.4) при таких значениях параметра  $l$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Уфлянд Я. С. Метод парных уравнений в задачах математической физики. Л.: Наука, 1977. 220 с.
2. Collins W. D. Some axially symmetric stress distributions in elastic solids containing penny-shaped cracks. III. A crack in a circular beam.—Proc. Edinb. Math. Soc. Ser. II, 1962, v. 13, pt 1, p. 69–78.
3. Sneddon I. N., Welch J. T. A note on the distribution of stress in a cylinder containing a penny-shaped crack.—Internat. J. Engng Sci., 1963, v. 1, No. 3, p. 411–419.
4. Злагин А. Н., Уфлянд Я. С. Напряженно-деформируемое состояние цилиндра, ослабленного дискообразной трещиной.—Актуальные проблемы механики деформируемых сред: Сб. научн. тр. Днепропетровск: Изд-во Днепропетровск. ун-та, 1979, с. 112–116.
5. Злагин А. Н. Растяжение цилиндра, содержащего периодически расположенные дискообразные трещины.—Докл. АН СССР, 1978, т. 241, № 6, с. 1300–1302.
6. Sneddon I. N., Tait R. J. The effect of a penny-shaped crack on the distribution of stress in a long circular cylinder.—Internat. J. Engng Sci., 1963, v. 1, No. 3, p. 391–409.
7. Бородачев Н. М. О вдавлении штампа в торец полубесконечного упругого цилиндра.—Прикл. механика, 1967, т. 3, вып. 9, с. 83–89.
8. Кудрявцев Б. А., Паргон В. З. Кручение и растяжение цилиндра с внешним кольцевым разрезом.—ПММ, 1973, т. 37, вып. 2, с. 316–325.
9. Srivastav R. P. Dual series relations. II. Dual series relations involving Dini-series.—Proc. Roy. Soc. Edinb. Ser. A, 1964, v. 66, pt 3, p. 161–172.
10. Лурье А. И. Пространственные задачи теории упругости. М.: Гостехиздат, 1955. 492 с.
11. Нуллер Б. М. О соотношении обобщенной ортогональности П. А. Шиффа.—ПММ, 1969, т. 33, вып. 2, с. 376–383.
12. Костарев А. В. О соотношениях ортогональности однородных решений двумерных задач теории упругости.—Тепловые напряжения в элементах конструкций: Респ. межвед. сб. Киев: Наукова думка, 1978, вып. 18, с. 83–87.
13. Злагин А. Н. Некоторые теоремы разложения по однородным решениям для цилиндра.—Изв. АН АрмССР. Механика, 1979, т. 32, № 5, с. 16–24.
14. Copson E. T. On the problem of the electrified disc.—Proc. Edinb. Math. Soc., 1947, Ser. II, v. 8, pt 1, p. 14–19.
15. Srivastav R. P. A note on certain integral equation of Abel — type.—Proc. Edinb. Math. Soc. Ser. II, 1963, v. 3, pt 3, p. 271–272.

Ленинград

Поступила в редакцию  
20.XII.1979