

*ПОЛЯНСКАЯ Т. С.***К РЕШЕНИЮ СИНГУЛЯРНОГО ИНТЕГРАЛЬНОГО  
УРАВНЕНИЯ НА СИСТЕМЕ ОТРЕЗКОВ**

1. Ряд смешанных краевых задач математической физики приводит к следующему сингулярному интегральному уравнению на системе интервалов [I]:

$$\int_E \frac{F(y)}{y-x} dy + \int_E K(x, y) F(y) dy = f(x), \quad x \in E, \quad (1)$$

где  $E = \bigcup_{k=1}^m (a_k, b_k)$ ,  $-\infty < a_1 < b_1 < \dots < a_m < b_m < \infty$ ,  $f(x)$ ,

$x \in \bar{E}$   $m$  раз непрерывно дифференцируема и  $f^{(u)}(x) \in H(\gamma)$ ,  $(f(x) \in C_{\bar{E}}^{\mu, \gamma})$ ,  $K(x, y) \in C_{\bar{E}}^{\mu, \gamma}$  по каждой из переменных равномерно относительно другой переменной.

Решение  $F(y)$ ,  $y \in \bar{E}$  ищется в классе функций, представимых в виде

$$F(y) = \Phi(y) \prod_{k=1}^m |b_k - y|^{\alpha_k} |y - a_k|^{\beta_k}, \quad y \in E,$$

где  $\alpha_k = \pm \frac{1}{2}$ ,  $\beta_k = \pm \frac{1}{2}$ ,  $(k = 1, \dots, m)$  — заданные числа,  $\Phi(y) \in H$ ,  $y \in \bar{E}$ . Обозначим  $\bar{\kappa} = (\kappa_1, \dots, \kappa_m)$  — индекс уравнения (1). Если  $\kappa_k = 1$ , то требуем выполнения условия

$$\int_{a_k}^{b_k} F(y) dy = 0. \quad (2)$$

Случай  $\kappa_i = 0$  будем рассматривать только при  $\alpha_i = \frac{1}{2}$ ,  $\beta_i = -\frac{1}{2}$ .

Обозначим  $f_k(x) \equiv f(x)|_{x \in (a_k, b_k)}$ ;  $F_k(y) \equiv F(x)|_{y \in (a_k, b_k)} = u_k(y) \times \times (b_k - y)^{\alpha_k} (y - a_k)^{\beta_k}$ ,  $y \in (a_k, b_k)$ ,  $k = 1, \dots, m$ .

Производя в каждом из интегралов по интервалам  $(a_k, b_k)$ , замену переменных [2]  $g_k: (-1, 1) \rightarrow (a_k, b_k): \tau \rightarrow ((b_k - a_k)/2)\tau + (b_k + a_k)/2$  и вводя обозначения  $\rho_{\kappa_i}(\tau) = (1 - \tau)^{\alpha_i} (1 + \tau)^{\beta_i}$ ;

$$v_i(t) = u_i(g_i(t)); \quad Q_{ik}(t, \tau) = \left[ \frac{1}{g_k(\tau) - g_i(t)} (1 - \delta_{ik}) + \right. \\ \left. + K(g_i(t), g_k(\tau)) \right] \left( \frac{b_k - a_k}{2} \right)^{1 - \alpha_k} \left( \frac{b_i - a_i}{2} \right)^{\alpha_i},$$

$$h_i(t) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{b_i - a_i}{2} \right)^{\alpha_i} f_i(g_i(t)); \quad i, k = 1, \dots, m,$$

( $\delta_{ik}$  — символ Кронекера), получаем систему

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{v_i(\tau)}{\tau - t} \rho_{\kappa_i}(\tau) d\tau + \sum_{k=1}^m \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 Q_{ik}(t, \tau) v_k(\tau) \rho_{\kappa_k}(\tau) d\tau = \\ = h_i(t), \quad t \in (-1, 1), \quad i = 1, \dots, m, \quad (3)$$

$$\eta(\kappa_k) \int_{-1}^1 v_k(\tau) \rho_{\kappa_k}(\tau) d\tau = 0, \quad k = 1, \dots, m, \quad (4)$$

где  $\eta(x) = 1$  при  $x > 0$ ,  $\eta(x) = 0$  при  $x \leq 0$ .

Для разрешимости системы (3) необходимо, чтобы выполнялись условия

$$\eta(-\kappa_i) \int_{-1}^1 \left[ h_i(t) - \sum_{k=1}^m \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 Q_{ik}(t, \tau) v_k(\tau) \rho_{\kappa_k}(\tau) d\tau \right] \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}} = 0, \quad (5)$$

$i = 1, \dots, m$ .

2. Пусть  $L_{\rho_i}^{2,0}$  — гильбертово пространство со скалярным произведением  $(v, u)_{\rho_i} = \int_{-1}^1 v(t) \bar{u}(t) \rho_i(t) dt$ , элементы которого обладают

свойством  $\int_{-1}^1 v(t) \rho_i(t) dt = 0$ . Пусть  $\vec{e}_k(t) = (\delta_{ik})_{i=1}^m$ . Обозначим

$\vec{L}_I^{2,0}$  и  $\vec{L}_{II}^{2,0}$  — гильбертовы пространства вектор-функций со скалярными произведениями  $(\vec{v}, \vec{u})_I = \sum_{k=1}^m (v_k, u_k)_{\rho_{\kappa_k}}$  и  $(\vec{v}, \vec{u})_{II} = \sum_{k=1}^m (v_k, u_k)_{\rho_{\kappa_k}}^{-1}$ ,

соответственно, элементы которых обладают свойством  $(\vec{v}, \eta(\kappa_k) \vec{e}_k)_I = 0$  и  $(\vec{v}, \eta(-\kappa_k) \vec{e}_k)_{II} = 0$ . Введем операторы:

$$\hat{A}: (\hat{A} \vec{v})(t) = ((A_{\kappa_i} v_i)(t))_{i=1}^m = \left( \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{v_i(\tau) \rho_{\kappa_i}(\tau) d\tau}{\tau - t} \right)_{i=1}^m;$$

$$\hat{Q}_R = (\hat{Q}_R \vec{v})(t) = \left( \sum_{k=1}^m \left[ \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 Q_{ik}(t, \tau) v_k(\tau) \rho_{\kappa_k}(\tau) d\tau - \eta(-\kappa_i) \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \left( \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 Q_{ik}(t, \tau) v_k(\tau) \rho_{\kappa_k}(\tau) d\tau \right) \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}} \right] \right)_{i=1}^m.$$

Обозначим

$$\vec{h}_R(t) = (h_i(t) - \eta(-\kappa_i) \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 h_i(t) \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}})_{i=1}^m \in \vec{L}_{II}^{2,0}.$$

Тогда систему (3), (4) с учетом условий (5) можно записать в виде

$$(\hat{A} + \hat{Q}_R) \vec{v} = \vec{h}_R; \quad (6)$$

$$(\vec{v}, \eta(\kappa_k) \vec{e}_k)_I = 0, \quad k = 1, \dots, m. \quad (7)$$

Уравнение (6) рассматривается в паре пространств  $(\vec{L}_I^{2,0}, \vec{L}_{II}^{2,0})$ , в которой оператор  $\hat{A}$  непрерывно обратим. Пусть  $\{g_n^{(\kappa, 1)}(t)\}_{n=0}^{\infty}$  — система ортогональных на  $[-1, 1]$  относительно веса  $\rho_{\kappa}(t)$  полиномов. Введем обозначения для двух типов интерполяционных полиномов Лагранжа:  $(L_n^{(\kappa, 1)} f)(t)$  — по корням  $t_j^{(\kappa, n)}$ ,  $j = 1, \dots, n$

полинома  $g_n^{(x,1)}(t)$  и  $(L_{n-x}^{(x,2)} f)(t)$  — по корням  $\tilde{t}_p^{(x,n)}$ ,  $p = 1, \dots, n-x$  полинома  $g_{n-x}^{(x,2)}(t) = (A_x g_n^{(x,1)})/(t)$ .

Приближенное решение системы (3), (4) ищется в виде полинома  $(n_i - 1)$ -й степени  $v_i, n_i(t) = (L_{n_i}^{(x_i,1)} v_{i,n_i})(t)$ ,  $i = 1, \dots, m$ .

Если среди частных индексов системы (3) имеется хотя бы один, равный  $-1$ , то при аппроксимации ее системой линейных алгебраических уравнений получаем переопределенную систему. Проводя регуляризацию по Лифанову, вводим дополнительные неизвестные  $\beta_{i\tilde{n}}$  [3], [4]. При замене интегралов квадратурными формулами мы не должны выйти из рассматриваемой пары пространств  $(\tilde{L}_1^{2,0}, \tilde{L}_{11}^{2,0})$ . Но, вообще говоря, для  $f(t) \in L_{p_1}^{2,0} (L_{n+1}^{(-1,2)} f)(t)$  может не принадлежать пространству  $L_{p_1}^{2,0}$ . Поэтому вводится оператор [5]:

$$(\tilde{L}_{n+1}^{(-1,2)} f)(t) = (L_{n+1}^{(-1,2)} f)(t) - \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{(L_{n+1}^{(-1,2)} f)(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt \in L_{p_1}^{2,0}.$$

Положим, что при  $x = 1; 0$ ,  $\tilde{L}_{n-x}^{(x,2)} \equiv L_{n-x}^{(x,2)}$ .

Рассмотрим систему линейных алгебраических уравнений, которая получается из (6), (7) заменой  $v_i(\tau)$  на  $v_{i,n_i}(\tau)$ , применением к обеим частям  $i$ -го уравнения оператора  $\tilde{L}_{n_i-x_i}^{(x_i,2)}$  и последующим вычислением интегралов с помощью гауссовых квадратур:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^{n_i} A_{i_i}^{(x_i, n_i)} \frac{v_{i,n_i}(t_{i_i}^{(x_i, n_i)})}{t_{i_i}^{(x_i, n_i)} - \tilde{t}_{p_i}^{(x_i, n_i)}} + \\ & + \sum_{k=1}^m \sum_{j_k=1}^{n_k} A_{j_k}^{(x_k, n_k)} Q_{i_k}(\tilde{t}_{p_i}^{(x_i, n_i)}, t_{j_k}^{(x_k, n_k)}) v_{k,n_k}(t_{j_k}^{(x_k, n_k)}) + \\ & + \eta(-x_i) \beta_{i\tilde{n}} = h_i(t_{p_i}^{(x_i, n_i)}), \quad p = 1, \dots, n_i - x_i, \quad i = 1, \dots, m, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\eta(x_k) \sum_{j_k=1}^{n_k} A_{j_k}^{(x_k, n_k)} v_{k,n_k}(t_{j_k}^{(x_k, n_k)}) = 0, \quad k = 1, \dots, m.$$

Как отмечено в [6], условия (5) выполняются тогда и только тогда, когда  $\beta_{i\tilde{n}} \rightarrow 0$  при  $n \rightarrow \infty$  ( $n = \min\{n_1, \dots, n_m\}$ ).

Обозначим  $\vec{v}_{\tilde{n}} = (v_i, n_i(t))_{i=1}^m$ ;  $\Pi_r$  — множество всех полиномов степени не выше  $r$ ;  $\vec{\Pi}_{\tilde{n}}^0 = \{\vec{v}_{\tilde{n}}(t) \in \vec{L}_{\tilde{n}}^{2,0} : v_i, n_i(t) \in \Pi_{n_i}, i = 1, \dots, m\}$ ;

$$\vec{\Pi}_{\tilde{n}-x}^0 \{\vec{v}_{\tilde{n}-x}(t) \in \vec{L}_{\tilde{n}-x}^{2,0} : v_{i,n_i-x_i}(t) \in \Pi_{n_i-x_i}, i = 1, \dots, m\};$$

$$(\tilde{L}_{\tilde{n}} \vec{f})(t) = ((\tilde{L}_{n_i-x_i}^{(x_i,2)} f_i)(t))_{i=1}^m.$$

Тогда систему (8) можно записать в виде операторного уравнения  $(\hat{L}_n \hat{A} + \hat{Q}_n) \vec{v}_n = \hat{L}_n \vec{h}$ , которое рассматривается в паре  $(\vec{\Pi}_n^0, \vec{\Pi}_{n-\bar{x}}^0)$ . Используя результаты работы [5], можно показать, что имеет место

**Теорема.** Пусть  $h_i(t) \in C_{[-1, 1]}^{\mu, \gamma}$  и  $Q_{ik} \in C_{[-1, 1]}^{\mu, \gamma}$ , ( $i, k = 1, \dots, m$ ) по каждой из переменных, равномерно относительно другой переменной. Пусть оператор  $\hat{A} + \hat{Q}_R$  непрерывно обратим в паре пространств  $(\vec{L}_1^{2,0}, \vec{L}_{11}^{2,0})$ . Тогда при достаточно большом  $n$  оператор  $\hat{L}_n \hat{A} + \hat{Q}_n$  непрерывно обратим в паре пространств  $(\vec{\Pi}_n^0, \vec{\Pi}_{n-\bar{x}}^0)$ , причем имеет место оценка  $\|\vec{v} - \vec{v}_n\|_1 = O(n^{-\mu-\gamma})$ , ( $n \rightarrow \infty$ ).

**Список литературы:** 1. Гандель Ю. В. О парных рядах Фурье некоторых смешанных краевых задач математической физики.— Теория функций, функционал. анализ и их прил., 1982, вып. 38, с. 15—18. 2. Лифанов И. К., Матвеев А. Ф. О сингулярном интегральном уравнении на системе отрезков.— Теория функций, функционал. анализ и их прил., 1982, вып. 38, с. 15—18. 3. Лифанов И. К. О сингулярных интегральных уравнениях с одномерными и кратными интегралами типа Коши.— Докл. АН СССР, 1978, 239, № 2, с. 265—268. 4. Лифанов И. К. О некорректности и регуляризации численного решения сингулярных интегральных уравнений первого рода.— Докл. АН СССР, 1980, 255, № 5, с. 1046—1050. 5. Junghanns P., Silbermann B. Zur Theorie der Näherungsverfahren für singuläre Integralgleichungen auf Intervallen.— Math. Nachr., 103, 1981, s. 199—244. 6. Лифанов И. К., Саакян А. В. Метод численного решения задачи о вдавлении движущегося штампа в упругую полуплоскость с учетом тепловыделения.— Прикл. мат. и механ., 1982, 46, вып. 3, с. 494—501.

Поступила в редколлегию 12.11.83