

ЛЬВІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ІВАНА
ФРАНКА

Факультет прикладної математики та інформатики
Кафедра обчислювальної математики

Курсова робота
на тему:

Метод інтегральних рівнянь для оберненої крайової задачі для бігармонійного рівняння

Студентки IV курсу групи ПМП-41
Напряму підготовки “Прикладна математика”
Багрій А. Г.

Керівник:
проф. Хапко Р. С.
Національна шкала: _____
Кількість балів: _____
Оцінка ECTS: _____

Львів-2020

Зміст

Вступ	2
1 Загальні положення	3
1.1 Зведення до IP	3
1.2 Алгоритм знаходення розв’язку оберненої крайової задачі	4
2 Чисельне розв’язування коректної системи IP	5
2.1 Параметризація	5
2.2 Метод Нистрьома	7
3 Чисельне розв’язування некоректного IP	9
4 Чисельні експерименти	11
Висновки	12
Література	13

Вступ

Нехай $\Omega \subset \mathbb{R}^2$ двоз'язна область з межею $\Gamma = \Gamma_1 \cup \Gamma_2$, де Γ_1 є внутрішньою межею і Γ_2 - зовнішньою. Розглянемо

$$\begin{cases} \Delta^2 u(x) = 0, & x \in \Omega, \\ u(x) = \frac{\partial u(x)}{\partial n} = 0, & x \in \Gamma_1, \\ \frac{\partial u(x)}{\partial n} = g(x), & x \in \Gamma_2, \\ Mu(x) = q(x), & x \in \Gamma_2, \end{cases} \quad (1)$$

$$u(x) = f(x), \quad x \in \Gamma_2, \quad (2)$$

де

$$\Delta^2 u(x) = \frac{\partial^4}{\partial x_1^4} u(x) + 2 \frac{\partial^4}{\partial x_1^2 \partial x_2^2} u(x) + \frac{\partial^4}{\partial x_2^4} u(x) - \text{бігармонійний оператор,}$$

$u(x) = u(x_1, x_2) \in C^2(\Omega) \cap C(\bar{\Omega})$, $n = (n_1, n_2)$ - зовнішня нормаль до Γ ,

$$Mu = \nu \Delta u + (1 - \nu)(u_{x_1 x_1} n_1^2 + 2u_{x_1 x_2} n_1 n_2 + u_{x_2 x_2} n_2^2) - \text{згинальний момент пластини } \Omega,$$

$\nu \in (0, 1)$ - коефіцієнт Пуассона і $g(x), q(x), f(x)$ - деякі задані функції.

Задача (1)-(2) полягає у знаходженні невідомої Γ_1 для заданих граничних умов. Дана обернена задача є нелінійною і некоректною.

Теорема 1 (Існування і єдиність розв'язку непрямої задачі). *Нехай $\tilde{\Gamma}_1, \Gamma_1$ - замкнені криві, що містяться всередині Γ_2 , \tilde{u}, u - розв'язки задачі (1) для $\tilde{\Gamma}_1$ і Γ_1 відповідно. Нехай $g \neq 0, q \neq 0$ і $u = \tilde{u}$ на відкритій підмножині Γ_2 . Тоді $\tilde{\Gamma}_1 = \Gamma_1$.*

Доведення. Доведемо від протилежного. Нехай $\tilde{\Gamma}_1 \neq \Gamma_1$. Нехай Ω_2 - область, обмежена Γ_2 , $\Omega_1, \tilde{\Omega}_1$ - області обмежені $\Gamma_1, \tilde{\Gamma}_1$ відповідно.

$$W := \Omega_2 \setminus (\Omega_1 \cup \tilde{\Omega}_1), \quad \Gamma_2 \subset \delta W.$$

За теоремою Гольмгрена [4] маємо $u = \tilde{u}$ в W . Без втрати загальності припустимо, що $W^* := (\Omega_2 \setminus \bar{W}) \setminus \Omega_1$ непорожня множина. Тоді u є визначена в W^* як розв'язок задачі (1) для Γ_1 . Вона є неперервною в \bar{W}^* і задовольняє граничні умови на δW^* . Ця гранична умова впливає з того, що кожна точка з W^* належить або Γ_1 , або $\delta W \cap \tilde{\Gamma}_1$. Для $x \in \Gamma_1$ маємо $u(x) = 0$ як наслідок граничних умов для u , для $x \in \tilde{\Gamma}_1$ маємо $u(x) = \tilde{u}(x)$ і тому $u(x) = 0$ як наслідок граничних умов для \tilde{u} . Тоді за принципом максимуму $u = 0$ в W^* і тому $u = 0$ в D . Це суперечить тому, що $g \neq 0, q \neq 0$.

□

Розділ 1

Загальні положення

1.1 Зведення до ІР

Фундаментальний розв'язок бігармонійного рівняння має вигляд

$$G(x, y) = \frac{1}{8\pi} |x - y|^2 \ln |x - y|, \quad x, y \in \mathbb{R}^2. \quad (1.1)$$

Розглянемо потенціал простого шару для бігармонійного рівняння [1] з густинами φ , ψ , що визначені на Γ :

$$u(x) = \int_{\Gamma} \left(G(x, y) \varphi(y) + \frac{\partial G(x, y)}{\partial n_y} \psi(y) \right) d\sigma_y, \quad x \in \Omega.$$

Теорема 2. Розв'язок прямої крайової задачі (1) можна подати у вигляді

$$u(x) = \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \left(G(x, y) \varphi_k(y) + \frac{\partial G(x, y)}{\partial n_y} \psi_k(y) \right) d\sigma_y + \omega(x), \quad x \in \Omega, \quad (1.2)$$

де $\omega(x) = \alpha_0 + \alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2$ ($(\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2) \in R^3$), $\varphi_k, \psi_k \in C(\Gamma_k)$, $k = 1, 2$, і невідомі густини визначаються із системи інтегральних рівнянь

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \left(G(x, y) \varphi_k(y) + \frac{\partial G(x, y)}{\partial n_y} \psi_k(y) \right) d\sigma_y + \omega(x) = 0, \quad x \in \Gamma_1, \\ \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \left(\frac{\partial G(x, y)}{\partial n_x} \varphi_k(y) + \frac{\partial^2 G(x, y)}{\partial n_y \partial n_x} \psi_k(y) \right) d\sigma_y + \frac{\partial \omega(x)}{\partial n} = 0, \quad x \in \Gamma_1, \\ \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \left(\frac{\partial G(x, y)}{\partial n_x} \varphi_k(y) + \frac{\partial^2 G(x, y)}{\partial n_y \partial n_x} \psi_k(y) \right) d\sigma_y + \frac{\partial \omega(x)}{\partial n} = g(x), \quad x \in \Gamma_2, \\ \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \left(M_x G(x, y) \varphi_k(y) + \frac{\partial M_x G(x, y)}{\partial n_y} \psi_k(y) \right) d\sigma_y + M_x \omega(x) = q(x), \quad x \in \Gamma_2, \\ \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \varphi_k(y) d\sigma_y = A_0, \\ \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} (y_1 \varphi_k(y) + n_1(y) \psi_k(y)) d\sigma_y = A_1, \\ \sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} (y_2 \varphi_k(y) + n_2(y) \psi_k(y)) d\sigma_y = A_2, \end{array} \right. \quad (1.3)$$

для заданих $(A_0, A_1, A_2) \in R^3$.

З умови (2) маємо

$$\sum_{k=1}^2 \int_{\Gamma_k} \left(G(x, y) \varphi_k(y) + \frac{\partial G(x, y)}{\partial n_y} \psi_k(y) \right) d\sigma_y + \omega(x) = f(x), \quad x \in \Gamma_2. \quad (1.4)$$

В системі (1.3) ядра мають вигляд

$$\frac{\partial G(x, y)}{\partial n_y} = -\frac{1}{8\pi} n(y) \cdot (x - y)(1 + 2 \ln |x - y|),$$

$$\frac{\partial G(x, y)}{\partial n_x} = \frac{1}{8\pi} n(x) \cdot (x - y)(1 + 2 \ln |x - y|),$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 G(x, y)}{\partial n_x \partial n_y} = \frac{\partial^2 G(x, y)}{\partial n_y \partial n_x} = -\frac{1}{8\pi} \left(2 \frac{n(x) \cdot (x - y) n(y) \cdot (x - y)}{|x - y|^2} \right. \\ \left. + n(x) \cdot n(y)(1 + 2 \ln |x - y|) \right), \end{aligned}$$

$$M_x G(x, y) = \frac{1 + 3\nu}{8\pi} + \frac{(1 - \nu)(n(x) \cdot (x - y))^2}{4\pi |x - y|^2} + \frac{(1 + \nu) \ln |x - y|^2}{8\pi},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_x G(x, y)}{\partial n_y} = \frac{1 - \nu}{2\pi} \left(\frac{(n(x) \cdot (x - y))^2 n(y) \cdot (x - y)}{|x - y|^4} - \frac{n(x) \cdot n(y) n(x) \cdot (x - y)}{|x - y|^2} \right) \\ - \frac{(1 + \nu) n(y) \cdot (x - y)}{4\pi |x - y|^2}. \end{aligned}$$

Теорема 3. *Обернена крайова задача (1)-(2) еквівалентна системі інтегральних рівнянь (1.3)-(1.4).*

1.2 Алгоритм знаходення розв'язку оберненої крайової задачі

Знаходження розв'язку задачі (1.3)-(1.4) складається з наступного ітераційного процесу:

- Для заданого початкового наближення Γ_1 розв'язуємо пряму задачу для (1.3) і знаходимо невідомі густини.
- Лінеаризуємо рівняння (1.4) і покращуємо Γ_1 , розв'язуючи лінеаризоване рівняння (1.4) для фіксованих густин, які є відомими з (1.3).

Розділ 2

Чисельне розв'язування коректної системи ІР

2.1 Параметризація

Припустимо, що криві Γ_1 і Γ_2 достатньо гладкі і їх можна подати у параметричному заданні

$$\Gamma_l = \{x_l(s) = (x_{1l}(s), x_{2l}(s)) : s \in [0, 2\pi]\}, \quad (2.1)$$

де x_l ($l = 1, 2$) - аналітична й 2π -періодична функція, $|x'(s)| > 0$. Тоді систему можна записати

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} \left(H_{1k}(s, \sigma) \varphi_k(\sigma) + \tilde{H}_{1k}(s, \sigma) \psi_k(\sigma) \right) d\sigma + \omega(x_1(s)) = 0, \\ \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} \left(\tilde{\tilde{H}}_{1k}(s, \sigma) \varphi_k(\sigma) + \hat{H}_{1k}(s, \sigma) \psi_k(\sigma) \right) d\sigma + \frac{\partial \omega(x_1(s))}{\partial n_1} = 0, \\ \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} \left(\tilde{\tilde{H}}_{2k}(s, \sigma) \varphi_k(\sigma) + \hat{H}_{2k}(s, \sigma) \psi_k(\sigma) \right) d\sigma + \frac{\partial \omega(x_2(s))}{\partial n_2} = g(x_2(s)), \\ \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} \left(\hat{\hat{H}}_{2k}(s, \sigma) \varphi_k(\sigma) + \bar{H}_{2k}(s, \sigma) \psi_k(\sigma) \right) d\sigma + M_x \omega(x_2(s)) = q(x_2(s)), \\ \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} \varphi_k(\sigma) d\sigma = A_0, \\ \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} (x_{1k} \varphi_k(\sigma) + n_1(x_k(\sigma)) \psi_k(\sigma)) d\sigma = A_1, \\ \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} (x_{2k} \varphi_k(\sigma) + n_2(x_k(\sigma)) \psi_k(\sigma)) d\sigma = A_2, \end{array} \right. \quad (2.2)$$

Тут $\varphi_l(s) := \varphi_k(x_l(s))|x'_l(s)|$, $\psi_l(s) := \psi_k(x_l(s))|x'_l(s)|$ - невідомі густини і ядра мають вигляд

$$\begin{aligned}
H_{lk}(s, \sigma) &= G(x_l(s), x_k(\sigma)), \quad \tilde{H}_{lk}(s, \sigma) = \frac{\partial G(x_l(s), x_k(\sigma))}{\partial n_y}, \\
\tilde{\tilde{H}}_{lk}(s, \sigma) &= \frac{\partial G(x_l(s), x_k(\sigma))}{\partial n_x}, \quad \hat{H}_{lk}(s, \sigma) = \frac{\partial^2 G(x_l(s), x_k(\sigma))}{\partial n_y \partial n_x}, \\
\hat{\hat{H}}_{lk}(s, \sigma) &= M_x G(x_l(s), x_k(\sigma)), \quad \bar{H}_{lk}(s, \sigma) = \frac{\partial M_x G(x_l(s), x_k(\sigma))}{\partial n_y}, \\
n(x(s)) &= \left(\frac{x'_2(s)}{|x'(s)|}, -\frac{x'_1(s)}{|x'(s)|} \right).
\end{aligned}$$

Дані ядра є неперервними в області $\bar{\Omega}$. Але коли точка інтегрування співпадає з точкою спостереження на Γ_l ($l = 1, 2$) під час диференціювання маємо логарифмічну особливість. Для чисельного розв'язування доцільно виділити цю особливість, виконавши певні перетворення. Отримуємо наступне подання ядер

$$H_{ll}(s, \sigma) = H_{ll}^{(1)}(s, \sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) + H_{ll}^{(2)}(s, \sigma), \quad (2.3)$$

$$\tilde{H}_{ll}(s, \sigma) = \tilde{H}_{ll}^{(1)}(s, \sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) + \tilde{H}_{ll}^{(2)}(s, \sigma), \quad (2.4)$$

$$\tilde{\tilde{H}}_{ll}(s, \sigma) = \tilde{\tilde{H}}_{ll}^{(1)}(s, \sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) + \tilde{\tilde{H}}_{ll}^{(2)}(s, \sigma), \quad (2.5)$$

$$\hat{H}_{ll}(s, \sigma) = \hat{H}_{ll}^{(1)}(s, \sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) + \hat{H}_{ll}^{(2)}(s, \sigma), \quad (2.6)$$

$$\hat{\hat{H}}_{ll}(s, \sigma) = \hat{\hat{H}}_{ll}^{(1)}(s, \sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) + \hat{\hat{H}}_{ll}^{(2)}(s, \sigma), \quad (2.7)$$

$$\bar{H}_{ll}(s, \sigma) = \bar{H}_{ll}^{(1)}(s, \sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) + \bar{H}_{ll}^{(2)}(s, \sigma), \quad (2.8)$$

де

$$\begin{aligned}
H_u^{(1)}(s, \sigma) &= \frac{1}{8}|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2, \quad H_u^{(2)}(s, \sigma) = \frac{1}{8}|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2 \ln \left(\frac{e|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2}{4 \sin^2 \frac{s-\sigma}{2}} \right), \\
\tilde{H}_u^{(1)}(s, \sigma) &= -\frac{1}{4}n(x_l(\sigma)) \cdot (x_l(s) - x_l(\sigma)), \\
\tilde{H}_u^{(2)}(s, \sigma) &= \frac{1}{4}n(x_l(\sigma)) \cdot (x_l(s) - x_l(\sigma)) \left(\ln \left(\frac{4 \sin^2 \frac{s-\sigma}{2}}{e|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2} \right) - 1 \right), \\
\tilde{\tilde{H}}_u^{(1)}(s, \sigma) &= \frac{1}{4}n(x_l(s)) \cdot (x_l(s) - x_l(\sigma)), \\
\tilde{\tilde{H}}_u^{(2)}(s, \sigma) &= \frac{1}{4}n(x_l(s)) \cdot (x_l(s) - x_l(\sigma)) \left(\ln \left(\frac{e|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2}{4 \sin^2 \frac{s-\sigma}{2}} \right) + 1 \right), \\
\hat{H}_u^{(1)}(s, \sigma) &= -\frac{1}{4}n(x_l(s)) \cdot n(x_l(\sigma)), \\
\hat{H}_u^{(2)}(s, \sigma) &= \frac{1}{4}n(x_l(s)) \cdot n(x_l(\sigma)) \cdot \left(\ln \left(\frac{4 \sin^2 \frac{s-\sigma}{2}}{e|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2} \right) - 2 \frac{(x_l(s) - x_l(\sigma))^2}{|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2} - 1 \right), \\
\hat{\hat{H}}_u^{(1)}(s, \sigma) &= \frac{1 + \nu}{4}, \\
\hat{\hat{H}}_u^{(2)}(s, \sigma) &= \frac{1 + 3\nu}{8\pi} + \frac{(1 - \nu)(n(x_l(s)) \cdot (x_l(s) - x_l(\sigma)))^2}{4\pi|x_l(s) - x_l(\sigma)|^2} + \frac{(1 + \nu) \ln |x_l(s) - x_l(\sigma)|^2}{8\pi} \\
&\quad - \frac{1 + \nu}{4} \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right).
\end{aligned}$$

При $s = \sigma$ всі ядра дорівнюють нулю, окрім

$$\begin{aligned}
\hat{\hat{H}}_u^{(2)}(s, s) &= \frac{1 + 3\nu}{4} + \frac{1 + \nu}{4} \ln(e|x'_l(s)|^2), \\
\bar{H}_u(s, s) &= \frac{1 - 3\nu}{4} \frac{n(x_l(s)) \cdot x''_l(s)}{|x'_l(s)|^2}.
\end{aligned}$$

2.2 Метод Нистрьома

Для чисельного розв'язування отриманої системи інтегральних рівнянь використовуємо метод Нистрьома, який полягає у заміні інтегралу відповідною квадратурною формулою з певними ваговими функціями [7]. Виберемо тригонометричні квадратури та рівновіддалений поділ,

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\sigma) d\sigma \approx \frac{1}{2m} \sum_{j=0}^{2m-1} f(s_j), \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\sigma) \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{s - \sigma}{2} \right) d\sigma \approx \frac{1}{2m} \sum_{j=0}^{2m-1} R_j(s) f(s_j) \quad (2.10)$$

з вузлами

$$s_k = kh, \quad k = 0, \dots, 2m - 1, \quad h = \frac{\pi}{m}, \quad (2.11)$$

і ваговими функціями

$$R_k(s) = -\frac{1}{m} \left(\frac{1}{2} + \sum_{j=1}^{m-1} \frac{1}{j} \cos \frac{jk\pi}{m} + \frac{(-1)^k}{2m} \right). \quad (2.12)$$

Застосувавши даний метод до параметризованої системи інтегральних рівнянь (2.2) із врахованими логарифмічними особливостями ядер, отримаємо повністю дискретизовану систему лінійних рівнянь,

$$\left\{ \begin{aligned} & \sum_{j=0}^{2m-1} \left((H_{11}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} + \frac{1}{2m} H_{11}^{(2)}(s_i, s_j)) \varphi_{1j} + \frac{1}{2m} H_{12}(s_i, s_j) \varphi_{2j} + (\tilde{H}_{11}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{11}^{(2)}(s_i, s_j)) \psi_{1j} + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{12}(s_i, s_j) \psi_{2j} \right) + \omega_{1i} = 0, \\ & \sum_{j=0}^{2m-1} \left((\tilde{H}_{11}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{11}^{(2)}(s_i, s_j)) \varphi_{1j} + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{12} \varphi_{2j} + (\hat{H}_{11}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{2m} \hat{H}_{11}^{(2)}(s_i, s_j)) \psi_{1j} + \frac{1}{2m} \hat{H}_{12} \psi_{2j} \right) + \frac{\partial \omega_{1i}}{\partial n_1} = 0, \\ & \sum_{j=0}^{2m-1} \left(\frac{1}{2m} \tilde{H}_{21} \varphi_{1j} + (\tilde{H}_{22}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{22}^{(2)}(s_i, s_j)) \varphi_{2j} + \frac{1}{2m} \hat{H}_{21}(s_i, s_j) \psi_{1j} \right. \\ & \quad \left. + (\hat{H}_{22}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} + \frac{1}{2m} \hat{H}_{22}^{(2)}(s_i, s_j)) \psi_{2j} \right) + \frac{\partial \omega_{2i}}{\partial n_2} = g_{2i}, \\ & \sum_{j=0}^{2m-1} \left(\frac{1}{2m} \hat{H}_{21}(s_i, s_j) \varphi_{1j} + (\hat{H}_{22}^{(1)}(s_i, s_j) R_{|i-j|} + \frac{1}{2m} \hat{H}_{22}^{(2)}(s_i, s_j)) \varphi_{2j} + \frac{1}{2m} (\bar{H}_{21}(s_i, s_j) \psi_{1j} \right. \\ & \quad \left. + \bar{H}_{22}(s_i, s_j) \psi_{2j}) + M \omega_{2i} = q_{2i}, \\ & h \sum_{k=1}^2 \sum_{j=0}^{2m-1} \varphi_{kj} = A_0, \\ & h \sum_{k=1}^2 \sum_{j=0}^{2m-1} (x_{1k}(s_j) \varphi_{kj} + n_1(x_k(s_j)) \psi_{kj}) = A_1, \\ & h \sum_{k=1}^2 \sum_{j=0}^{2m-1} (x_{2k}(s_j) \varphi_{kj} + n_2(x_k(s_j)) \psi_{kj}) = A_2 \end{aligned} \right. \quad (2.13)$$

для $i = 0, \dots, 2m-1$. Тут $g_{2i} = g(x_2(s_i))$, $q_{2i} = q(x_2(s_i))$, $\omega_{1i} = \omega(x_1(s_i))$, $\frac{\partial \omega_{li}}{\partial n_l} = \frac{\partial \omega(x_l(s_i))}{\partial n_l}$ ($l = 1, 2$), $M \omega_{2i} = \omega(x_2(s_i))$, $R_j = R(s_j)$. Розв'язавши систему (2.13), отримаємо шукані коефіцієнти $(a_0, a_1, a_2) \in R^3$ і значення густин потенціалів на вибраному розбитті $\varphi_{kj} \approx \varphi_k(s_j)$, $\psi_{kj} \approx \psi_k(s_j)$, $k = 1, 2$, $j = 0, \dots, 2m-1$.

Розділ 3

Чисельне розв'язування некоректного ІР

Ми припускаємо, що крива Γ_1 належить класу так званих "зіркових" кривих. Таким чином, параметризація задається як $x_1(t) = \{r(t)c(t) : t \in [0, 2\pi]\}$, де $c(t) = (\cos(t), \sin(t))$ і $r : \mathbb{R} \rightarrow (0, \infty)$ є 2π -періодичною функцією, яка задає радіус.

Тоді рівняння (1.4) можна записати як

$$\frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \int_0^{2\pi} \left(H_{2k}(s, \sigma) \varphi_k(\sigma) + \tilde{H}_{2k}(s, \sigma) \psi_k(\sigma) \right) d\sigma + \omega(x_2(s)) = f(x_2(s)), \quad (3.1)$$

Подамо рівняння (3.1) через оператори.

$$\begin{aligned} (S_k \varphi)(s) &:= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} H_{2k}(s, \sigma) \varphi(\sigma) d\sigma, \\ (\tilde{S}_k \psi)(s) &:= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{H}_{2k}(s, \sigma) \psi(\sigma) d\sigma. \end{aligned}$$

Нехай $r = 21$. Тоді (3.1) можна записати так

$$S_1 \varphi_1 + \tilde{S}_1 \psi_1 + S_2 \varphi_2 + \tilde{S}_2 \psi_2 + \omega = f \quad \text{на } \Gamma_2. \quad (3.2)$$

Лінеаризоване рівняння матиме вигляд

$$\begin{aligned} (S'_1[r, \varphi]q)(s) + (\tilde{S}'_1[r, \psi]q)(s) = \\ f(s) - (S_1 \varphi_1)(s) - (\tilde{S}_1 \psi_1)(s) - (S_2 \varphi_2)(s) - (\tilde{S}_2 \psi_2)(s) - \omega(s), \end{aligned} \quad (3.3)$$

де q - радіальна функція, що задає покращення для Γ_1 , $(S'_1[r, \varphi]q)(s)$, $(\tilde{S}'_1[r, \psi]q)(s)$ - похідні Фреше операторів S і \tilde{S} відповідно, і мають наступний вигляд

$$(S'_1[r, \varphi]q)(s) = \frac{1}{8\pi} \int_0^{2\pi} q(\sigma) N_r(s, \sigma) \varphi(\sigma) d\sigma, \quad (3.4)$$

де $N_r(s, \sigma) = c(\sigma) \cdot \nabla_{x_1(\sigma)} |x_2(s) - x_1(\sigma)|^2 \ln |x_2(s) - x_1(\sigma)| = c(\sigma) \cdot (x_2(s) - x_1(\sigma)) (2 \ln |x_2(s) - x_1(\sigma)| + 1)$,

$$(\tilde{S}'_1[r, \psi]q)(s) = -\frac{1}{8\pi} \int_0^{2\pi} q(\sigma) \tilde{N}_r(s, \sigma) \psi(\sigma) d\sigma, \quad (3.5)$$

$\tilde{N}_r(s, \sigma) = c(\sigma) \cdot \nabla_{x_1(\sigma)} n(x_1(\sigma)) \cdot (x_2(s) - x_1(\sigma)) (1 + 2 \ln |x_2(s) - x_1(\sigma)|) = c(\sigma) \cdot n(x_1(\sigma)) (-1 - \ln |x_2(s) - x_1(\sigma)| + (x_2(s) - x_1(\sigma)) (1 - \frac{2(x_2(s) - x_1(\sigma))}{|x_2(s) - x_1(\sigma)|^2} - \frac{x'_1(\sigma) x''_1(\sigma) (1 + 2 \ln |x_2(s) - x_1(\sigma)|)}{|x'_1(\sigma)|^2}))$.

Рівняння (3.3) розв'яжемо методом колокацій, апроксимуючи q у вигляді

$$q_n(s) = \sum_{i=0}^{2n} q_{ni} l_i(s), \quad n \in N, \quad n > m,$$

де $l_i(s) = \cos is$, коли $i = 0, \dots, n$ і $l_i(t) = \sin(n-i)s$ для $i = n+1, \dots, 2n$.

Тоді необхідно розв'язати таку систему лінійних рівнянь

$$\sum_{j=0}^{2n} q_{nj} A_{ij} = b_i, \quad i = 0, \dots, 2m-1, \quad (3.6)$$

де

$$A_{ij} = \frac{1}{8m} \sum_{k=0}^{2m-1} \left(l_j(s_k) N_r(s_i, s_k) \varphi_{1m}(s_k) + l_j(s_k) \tilde{N}_r(s_i, s_k) \psi_{1m}(s_k) \right)$$

і

$$b_i = f(t_i) - w(t_i) - \sum_{k=0}^{2m-1} \left(\frac{1}{2m} H_{21}(t_i, t_k) \varphi_{1n}(t_k) + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{21}(t_i, t_k) \psi_{1n}(t_k) + \right. \\ \left. (R_j(t_i) H_{22}^{(1)}(t_i, t_k) + \frac{1}{2m} H_{22}^{(2)}(t_i, t_k)) \varphi_{2n}(t_k) + (R_j(t_i) \tilde{H}_{22}^{(1)}(t_i, t_k) + \frac{1}{2m} \tilde{H}_{22}^{(2)}(t_i, t_k)) \psi_{2n}(t_k) \right).$$

Оскільки система (3.6) є погано обумовленою і перевизначеною, то для знаходження її розв'язку застосуємо метод найменших квадратів і регуляризацію Тихонова. Тоді розв'язок матиме такий вигляд

$$q = (A^T A + \lambda I)^{-1} A^T b. \quad (3.7)$$

Нове наближення радіальної функції r обчислюється як $r = r + q$.

Отже, можна сформулювати наступний ітераційний процес.

1. Вибрати початкове наближення для r .
2. Розв'язати дискретизовану систему лінійних рівнянь для знаходження невідомих густин φ_k, ψ_k , $k = 1, 2$.
3. Для фіксованих r, φ_k, ψ_k , $k = 1, 2$ розв'язати лінеаризоване рівняння (3.3) відносно функції q , що задає покращення для Γ_1 .
4. Обрахувати нове наближення для радіальної функції $r = r + q$.
5. Якщо $\|q\|_2 < \epsilon$, то наближення до Γ_1 знайдено. Інакше перейти до кроку 2.

Розділ 4

Чисельні експерименти

Висновки

Література

- [1] Chapko R. Integral Equations for Biharmonic Data Completion / Roman Chapko, B. Tomas Johansson. - Inverse Problems and Imaging - 2019. - 16 p.
- [2] Chapko R. On The Non-Linear Integral Equation Method For The Reconstruction of The Inclusion in The Elastic Body / Roman Chapko, Vasyl Vavrychuk, Olha Ivanyshyn Yaman. - Lviv, 2019. - 17 p.
- [3] Kress R. Inverse Dirichlet Problem and Conformal Mapping / Rainer Kress. - 2004. - 255-265 p.
- [4] Hedenmalm H. On the uniqueness theorem of Holmgren / Haakan Hedenmalm. - 2013. - 14 p.
- [5] Chapko R. On a Hybrid Method For Shape Reconstruction of a Buried Object in an Elastostatic Half Plane / Roman Chapko. - Lviv, 2009. - 199-210 p.
- [6] Kress R. An Inverse Boundary Value Problem for the Oseen Equation / Rainer Kress, Sascha Meyer. - 18 p.
- [7] Kress R. Linear Integral Equations / Rainer Kress. - New York : Springer, 1989. - 412 p.