

Розв'язування задачі Діріхле-Неймана для рівняння Лапласа

Бугрії Богдан, Середович Віктор

Львівський національний університет імені Івана Франка
Факультет прикладної математики та інформатики

9 грудня 2020 р.

Зміст

- 1 Мішана задача у двозв'язній області
 - Постановка задачі
 - Єдиність розв'язку
- 2 Зведення до системи інтегральних рівнянь
 - Пов'язані поняття. Теорія потенціалів
 - Загальний вигляд розв'язку
 - Коректність системи IP
- 3 Параметризація та виділення особливостей
- 4 Чисельне розв'язування
 - Метод колокації
 - Похибка
- 5 Чисельні експерименти

Вступ

Постановка задачі

Нехай $D_1 \subset \mathbb{R}^2$ – обмежена область з гладкою границею $\Gamma_1 \in C^2$ та $D_2 \subset \mathbb{R}^2$ – обмежена область з гладкою границею $\Gamma_2 \in C^2$, причому $D_1 \subset D_2$. Розглядатимемо двов'язну область $D = D_2 \setminus \overline{D_1}$, яка має вигляд

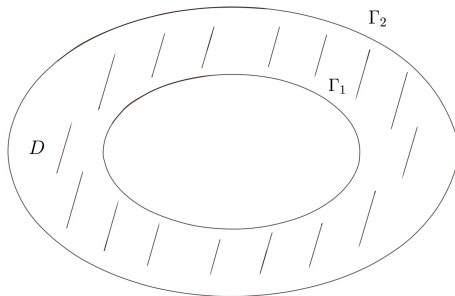


Рис.: Область D

Розглядаємо мішану задачу Діріхле-Неймана для рівняння Лапласа.

Завдання. Знайти функцію $u \in C^2(D) \cap C^1(\bar{D})$ що задовольняє рівняння (1.1) та граничні умови (1.2), (1.3)

❶ Рівняння Лапласа:

$$\Delta u = 0 \quad \text{в} \quad D \quad (1.1)$$

❷ Граничні умови:

$$u = f_1 \quad \text{на} \quad \Gamma_1, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \nu} = f_2 \quad \text{на} \quad \Gamma_2, \quad (1.3)$$

де $\nu = \nu(x)$ - одиничний вектор зовнішньої нормалі, (1.2) називатимемо умовою Діріхле, а (1.3) – умовою Неймана.

Єдиність розв'язку

Theorem (про єдиність розв'язку)

Нехай Γ_1, Γ_2 – гладкі границі, що належать класу C^1 , обмежують двозв'язну область D . Тоді задача (1.1) – (1.3) має на D не більше одного розв'язку.

Доведення.

Від супротивного. Припустимо, що $\exists u_1, u_2 \in C^2(\bar{D}) : u_1 \neq u_2$ – два різні розв'язки задачі (1.1) – (1.3). Запишемо цю задачу для функції $u^* = u_1 - u_2$ та застосуємо для її розв'язку першу формулу Гріна. Підставивши в отриманий вираз граничні умови та опираючись на неперервність функції u^* в \bar{D} , легко бачити, що $u^* \equiv 0 \Rightarrow u_1 \equiv u_2$. Отримано суперечність □

Пов'язані поняття. Теорія потенціалів

Потенціал простого шару

$$u(x) = \int_{\partial D} \varphi(y) \Phi(x, y) ds(y), \quad x \in \partial D$$

Похідна від потенціалу простого шару

$$\frac{\partial u_{\pm}}{\partial \nu}(x) = \int_{\partial D} \varphi(y) \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial \nu(x)} ds(y) \mp \frac{1}{2} \varphi(x), \quad x \in \partial D$$

Загальний вигляд розв'язку

Передумови

- Потенціал простого шару є гармонічною функцією
- Задача (1.1) – (1.3) зводиться до системи IP

Вигляд розв'язку

$$u(x) = \int_{\Gamma_1} \varphi_1(y) \Phi(x, y) ds(y) + \int_{\Gamma_2} \varphi_2(y) \Phi(x, y) ds(y), \quad x \in D$$

Система ІР

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Gamma_1} \varphi_1(y) \Phi(x, y) ds(y) + \int_{\Gamma_2} \varphi_2(y) \Phi(x, y) ds(y) = f_1(x), \quad x \in \Gamma_1 \\ \int_{\Gamma_1} \varphi_1(y) \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial \nu(x)} ds(y) + \\ + \frac{1}{2} \varphi_2(x) + \int_{\Gamma_2} \varphi_2(y) \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial \nu(x)} ds(y) = f_2(x), \quad x \in \Gamma_2 \end{array} \right.$$

Коректність системи IP

Параметризація та виділення особливостей

Припустимо, що криві Γ_1 та Γ_2 задані в параметричному вигляді:

$$\Gamma_i := \{x_i(t) = (x_{i1}(t), x_{i2}(t)), t \in [0, 2\pi]\}, \quad i = 1, 2 \quad (3.1)$$

де $x_i : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^2$, 2π періодична $\forall t |x'(t)| > 0$

Подано систему ref в параметричному вигляді

$$\begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_1(\tau) K_{11}(t, \tau) d\tau + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_2(\tau) K_{12}(t, \tau) d\tau = g_1(t) \\ -\frac{\psi_2(t)}{|x'_2(t)|} + \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \psi_1(\tau) K_{21}(t, \tau) d\tau + \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \psi_2(\tau) K_{22}(t, \tau) d\tau = 2g_2(t) \end{cases} \quad (3.2)$$

де $\psi_i(t) = \varphi(x_i(t)) \cdot |x'_i(t)|$, $g_i = f_i(x_i(t))$, $i = 1, 2$; $t \in [0, 2\pi]$

В системі (3.2) ядра мають вигляд:

$$K_{11}(t, \tau) = \ln \frac{1}{|x - y|} \bigg|_{\substack{x = x_1(t) \\ y = x_1(\tau)}} , \quad t \neq \tau$$

$$K_{12}(t, \tau) = \ln \frac{1}{|x - y|} \bigg|_{\substack{x = x_1(t) \\ y = x_2(\tau)}} ;$$

$$K_{21}(t, \tau) = \frac{(y - x) \cdot \nu(x)}{r^2} \bigg|_{\substack{x = x_2(t) \\ y = x_1(\tau)}} ;$$

$$K_{22}(t, \tau) = \frac{(y - x) \cdot \nu(x)}{r^2} \bigg|_{\substack{x = x_2(t) \\ y = x_2(\tau)}} , \quad t \neq \tau$$

Виділяємо логарифмічну особливість для ядра K_{11} . За допомогою нескладних перетворень подамо його у вигляді:

$$K_{11}(t, \tau) = K_{11}^{(1)} \ln \left(\frac{4}{e} \sin^2 \frac{t - \tau}{2} \right) + K_{11}^{(2)}(t, \tau)$$

$$K_{11}^{(1)}(t, \tau) = -\frac{1}{2}; \quad \text{та} \quad K_{11}^{(2)}(t, \tau) = \frac{1}{2} \ln \frac{\frac{4}{e} \sin^2 \frac{t - \tau}{2}}{|x_1(t) - x_1(\tau)|^2}, \quad t \neq \tau;$$

Для того щоб до визначити $K_{11}^{(2)}$, знайдемо границю за правилом Лопітала і в результаті отримаємо:

$$K_{11}^{(2)}(t, \tau) = \begin{cases} \frac{1}{2} \ln \frac{\frac{4}{e} \sin^2 \frac{t - \tau}{2}}{|x_1(t) - x_1(\tau)|^2}, & t \neq \tau \\ \frac{1}{2} \ln \frac{1}{e |x_1'(t)|^2}, & t = \tau \end{cases}$$

Виділимо сингулярну особливість ядра K_{22} . Знайдемо границю при $\tau \rightarrow t$

$$\lim_{\tau \rightarrow t} \frac{\partial \Phi(x_2(t), x_2(\tau))}{\partial \nu(t)} = \frac{x_2''(\tau) \cdot \nu(x_2(t))}{2|x_2'(t)|^2}$$

Отримаємо наступне параметризоване подання ядра:

$$K_{22}(t, \tau) = \begin{cases} \frac{(x_2(\tau) - x_2(t)) \cdot \nu(x_2(t))}{|x_2(t) - x_2(\tau)|^2}, & t \neq \tau \\ \frac{x_2''(t) \cdot \nu(x_2(t))}{2|x_2'(t)|^2}, & t = \tau \end{cases}$$

Подання розв'язку TODO ref в параметричному вигляді:

$$u(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_1(\tau) K_1(x, \tau) d\tau + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_2(\tau) K_2(x, \tau) d\tau, \quad x \in D$$

де відповідні ядра K_1 і K_2 мають вигляд:

$$K_1(x, \tau) = \ln \frac{1}{|x - x_1(\tau)|} \quad \text{та} \quad K_2(x, \tau) = \ln \frac{1}{|x - x_2(\tau)|}$$

Метод колокації

$$G_{ji}^{(1)} = \int_0^{2\pi} \gamma_j^{(1)}(\tau) K_{11}(t_i, \tau) d\tau$$

$$G_{ji}^{(2)} = \int_0^{2\pi} \gamma_j^{(2)}(\tau) K_{12}(t_i, \tau) d\tau$$

$$G_{ji}^{(3)} = \int_0^{2\pi} \gamma_j^{(1)}(\tau) K_{21}(t_i, \tau) d\tau$$

$$G_{ji}^{(4)} = \pi \frac{\gamma_j^{(2)}(t_i)}{|x_2'(t_i))|} + \int_0^{2\pi} \gamma_j^{(2)}(\tau) K_{22}(t_i, \tau) d\tau$$

Результуюча СЛАР




$$Ac = g$$

$$\begin{pmatrix} G_{11}^{(1)} & \dots & G_{1n}^{(1)} & G_{11}^{(2)} & \dots & G_{1n}^{(2)} \\ \vdots & \ddots & & \vdots & \ddots & \\ G_{n1}^{(1)} & & G_{nn}^{(1)} & G_{n1}^{(2)} & & G_{nn}^{(2)} \\ G_{11}^{(3)} & \dots & G_{1n}^{(3)} & G_{11}^{(4)} & \dots & G_{1n}^{(4)} \\ \vdots & \ddots & & \vdots & \ddots & \\ G_{n1}^{(3)} & & G_{nn}^{(3)} & G_{n1}^{(4)} & & G_{nn}^{(4)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1^{(1)} \\ \vdots \\ c_n^{(1)} \\ c_1^{(2)} \\ \vdots \\ c_n^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\pi g_1(x_1) \\ \vdots \\ 2\pi g_1(x_n) \\ 2\pi g_2(x_1) \\ \vdots \\ 2\pi g_2(x_n) \end{pmatrix}$$

Похибка

Приклад 1.

Приклад 2.

-  *Kress R. Linear Integral Equations, 2nd. ed. / R. Kress. – New-York: Springer-Verlag, 1989. – 367 с.*
-  *Chapko R., Johansson B.T. An alternating boundary integral based method for inverse potential flow around immersed bodies, No. 1, 2009*
-  *Абрамовиц М. Справочник по специальным функциям / М. Абрамовиц, И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с.*

Table

Treatments	Response 1	Response 2
Treatment 1	0.0003262	0.562
Treatment 2	0.0015681	0.910
Treatment 3	0.0009271	0.296

Табл.: Table caption