



Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Факультет вычислительной математики и кибернетики

Кафедра математической физики

Кузнецов Дмитрий Константинович

**Теоретическое и численное исследование обратной  
задачи теплопроводности с финальным  
переопределением для краевых условий второго рода.**

**КУРСОВАЯ РАБОТА**

**Научный руководитель:**

д.ф.-м.н., профессор

И.В. Тихонов

Москва, 2017

## Оглавление

§ 1. Точная теоретическая постановка задачи	3
§ 2. Редуцированная обратная задача	3
§ 3. Теоретический алгоритм решения обратной задачи для вторых краевых условий	4
§ 4. Краткая схема алгоритма для вторых краевых условий	7
Литература	9

## § 1. Точная теоретическая постановка задачи

Поставим общую краевую задачу теплопроводности с классическими краевыми условиями второго рода

$$\begin{cases} u_t = a^2 u_{xx} + p(x), & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ u_x(0, t) = \mu_0(t), & u_x(L, t) = \mu_1(t), \\ u(x, 0) = u_0(x). \end{cases} \quad (1)$$

Функции  $\mu_0(t)$ ,  $\mu_1(t)$ ,  $u_0(x)$  предполагаются заданными, правая часть  $p(x)$  — неизвестной. Для восстановления функции источника  $p(x)$  добавим специальное условие — финальное переопределение

$$u(x, T) = u_1(x), \quad 0 < x < L. \quad (2)$$

В итоге полная постановка рассматриваемой обратной задачи для нахождения неизвестных функций  $u(x, t)$  и  $p(x)$  выглядит так

$$\begin{cases} u_t = a^2 u_{xx} + p(x), & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ u_x(0, t) = \mu_0(t), & u_x(L, t) = \mu_1(t), \\ u(x, 0) = u_0(x), & u(x, T) = u_1(x). \end{cases} \quad (3)$$

Функции  $\mu_0(t)$ ,  $\mu_1(t)$ ,  $u_0(x)$ ,  $u_1(x)$  в задаче (3) считаем заданными и достаточно гладкими. Общая постановка задачи (3) легко сводится к специальному редуцированному случаю, когда задаваемая функция фигурирует только в одном финальном условии.

## § 2. Редуцированная обратная задача

Рассмотрим вспомогательную прямую задачу

$$\begin{cases} w_t = a^2 w_{xx}, & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ w_x(0, t) = \mu_0(t), & w_x(L, t) = \mu_1(t), \\ w(x, 0) = u_0(x), \end{cases} \quad (4)$$

с функциями  $\mu_0(t)$ ,  $\mu_1(t)$ ,  $u_1(x)$ , взятыми из исходной обратной задачи (3). Тогда решение задачи (3) представимо в виде

$$u(x, t) = w(x, t) + v(x, t), \quad (5)$$

где  $w(x, t)$  — решение вспомогательной задачи (4), а функция  $v(x, t)$  удовлетворяет условиям

$$\begin{cases} v_t = a^2 v_{xx} + p(x), & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ v_x(0, t) = 0, & v_x(L, t) = 0, \\ v(x, 0) = 0, & v(x, T) = \varphi(x), \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\varphi(x) = u_1(x) - w(x, T). \quad (7)$$

Поскольку функция  $u_1(x)$  была задана, а функция  $w(x, t)$  легко находится из стандартной системы (4), то значения  $\varphi(x)$  из формулы (7) можно считать известными.

Возникшую обратную задачу (6) будем называть *редуцированной обратной задачей*, для которой и будет проводиться основное исследование.

### § 3. Теоретический алгоритм решения обратной задачи для вторых краевых условий

Теперь рассмотрим редуцированную обратную задачу для вторых краевых условий

$$\begin{cases} v_t = a^2 v_{xx} + p(x), & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ v_x(0, t) = 0, & v_x(L, t) = 0, \\ v(x, 0) = 0, & v(x, T) = \varphi(x), \end{cases} \quad (8)$$

с неизвестными функциями  $p(x)$ ,  $v(x, t)$ . Функцию  $\varphi(x)$  считаем заданной и достаточно гладкой. Решение задачи (8) будем искать методом Фурье.

Составим задачу Штурма–Лиувилля с краевыми условиями второго рода

$$\begin{cases} X''(x) + \lambda X(x) = 0, \\ X'(0) = 0, & X'(L) = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Спектр задачи (9) имеет вид

$$\begin{cases} \lambda_k = \left(\frac{\pi k}{L}\right)^2, & X_k(x) = \cos\left(\frac{\pi k x}{L}\right), & k \in \mathbb{N}, \\ \lambda_0 = 0, & X_0(x) = 1. \end{cases}$$

Разложим неизвестные функции из системы (8) в ряды Фурье по собственным функциям задачи Штурма–Лиувилля

$$v(x, t) = \sum_{k=0}^{\infty} T_k(t) X_k(x), \quad p(x) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k X_k(x). \quad (10)$$

с неизвестными коэффициентами  $T_k(t)$ ,  $A_k$ . При подстановке (10) в уравнение теплопроводности и начальное условие из задачи (8) получим соотношения

$$\begin{cases} \sum_{k=0}^{\infty} T'_k(t) X_k(x) = -a^2 \sum_{k=0}^{\infty} T_k(t) (-\lambda_k X_k(x)) + \sum_{k=0}^{\infty} A_k X_k(x) & 0 \leq t \leq T, \\ \sum_{k=0}^{\infty} T_k(0) X_k(x) = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Приравнявая соответствующие коэффициенты Фурье приходим к счетному набору задач Коши

$$\begin{cases} T'_0(t) = A_0, \\ T_0(0) = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} T'_k(t) = -a^2 \lambda_k T_k(t) + A_k, \\ T_k(0) = 0, \end{cases}$$

Отсюда получаем

$$T_0(t) = A_0 t, \quad T_k(t) = \frac{A_k}{a^2 \lambda_k} \left(1 - e^{-a^2 \lambda_k t}\right).$$

В результате

$$v(x, t) = A_0 t + \frac{1}{a^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{\lambda_k} \left(1 - e^{-a^2 \lambda_k t}\right) X_k(x). \quad (12)$$

В финальный момент времени  $t = T$  получим

$$v(x, T) = A_0 T + \frac{1}{a^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{a^2 \lambda_k} \left(1 - e^{-a^2 \lambda_k T}\right) X_k(x) = \varphi(x). \quad (13)$$

Представим  $v(x, t)$  как

$$v(x, t) = A_0 t + \tilde{v}(x, t), \quad (14)$$

где

$$\tilde{v}(x, t) = \frac{1}{a^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{a^2 \lambda_k} \left(1 - e^{-a^2 \lambda_k T}\right) X_k(x). \quad (15)$$

Разобьем поиск решения задачи (8) на две подзадачи: поиск неизвестной  $A_0$  и поиск решения  $\tilde{v}(x, t)$ .

Соотношение (13) трактуем, как ряд Фурье для функции  $\varphi(x)$ . Коэффициенты формально находятся по формулам Фурье. Тогда

$$A_0 T = \frac{1}{L} \int_0^L \varphi(x) dx \quad \Rightarrow \quad A_0 = \frac{1}{LT} \int_0^L \varphi(x) dx. \quad (16)$$

Получившиеся значение  $A_0$  — точное. Рассмотрим вторую сумму из (13). Применяя к ней оператор  $a^2 \frac{d^2}{dx^2}$  и учитывая, что

$$-X''_k(x) = \lambda_k X_k(x),$$

приходим к соотношению

$$-\alpha^2 \varphi''(x) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \left(1 - e^{-\alpha^2 \lambda_k T}\right) X_k(x). \quad (17)$$

Перепишем (17) в виде

$$f(x) = \tilde{p}(x) - \sum_{k=1}^{\infty} A_k e^{-\alpha^2 \lambda_k T} X_k(x), \quad (18)$$

где

$$f(x) = -\alpha^2 \varphi''(x), \tilde{p}(x) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k X_k(x) = p(x) - A_0. \quad (19)$$

Сумму ряда из (18) можно интерпретировать как значение

$$z(x, T) = z(x, T; \tilde{p}), \quad (20)$$

где  $z(x, T; \tilde{p})$  получается как решение вспомогательной прямой задачи

$$\begin{cases} z_t = \alpha^2 z_{xx}, & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ z_x(0, t) = 0, & z_x(L, t) = 0, \\ z(x, 0) = \tilde{p}(x), \end{cases} \quad (21)$$

где  $\tilde{p}(x) = p(x) - A_0$ . Действительно, решение задачи (21) имеет вид

$$z(x, t; \tilde{p}) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k e^{-\alpha^2 \lambda_k t} X_k(x), \quad (22)$$

Тогда

$$\tilde{p}(x) - z(x, T; \tilde{p}) = -\alpha^2 \varphi''(x). \quad (23)$$

Формула (23) дает ключевое операторное уравнение

$$\tilde{p} - B\tilde{p} = f,$$

где  $f(x) = -\alpha^2 \varphi''(x)$ . Оператор  $B$  определяется формулой

$$B\tilde{p} = z(x, T; \tilde{p}), \quad (24)$$

где  $z(x, t; \tilde{p})$  — решение вспомогательной задачи (21). В силу экспоненциального убывания  $u_0 t$  решения (22) оператор  $B$  из формулы (24) будет строго сжимающим  $\|B\| < 1$  в стандартной  $L_2$  — норме. Итак, считаем, что  $\|B\| < 1$ . В таком случае решение операторного уравнения (24) выражается в ряде Неймана

$$\tilde{p} = f + Bf + B^2 f + \dots = \sum_{k=0}^{\infty} B^k f, \quad (25)$$

где  $Bf = z(x, T; f)$ . Аналогично с задачей для первых краевых условий:  $B^k f = z(x, kT; f)$ . Тогда, воспользуясь этим, найдем восстановленную функцию источника для различного количества итераций:

- $\tilde{p}_0(x) = f(x) = -a^2 \varphi''(x)$ , (нулевая итерация)
- $\tilde{p}_1(x) = f(x) + z(x, T; f)$ , (первая итерация)
- $\tilde{p}_2(x) = f(x) + z(x, T; f) + z(x, 2T; f)$ , (вторая итерация)

и, вообще,

- $\tilde{p}_n = f + \sum_{k=1}^n z(x, kT; f) = f + z(x, T; f) + z(x, 2T; f) + \dots + z(x, nT; f)$ .

Здесь  $z(x, t)$  — вспомогательная прямая задача

$$\begin{cases} z_t = a^2 v_{xx}, & 0 < x < L, & t > 0, \\ z_x(0, t) = 0, & z_x(L, t) = 0, \\ z(x, 0) = f(x), \end{cases} \quad (26)$$

с начальным условием

$$f(x) = -a^2 \varphi''(x). \quad (27)$$

Согласно второй формуле (19) для неизвестной правой части в задаче (8) получаем выражение

$$p(x) = A_0 + \tilde{p}(x) \quad (28)$$

или в итерационном виде

$$p_n(x) = A_0 + \tilde{p}_n(x) = A_0 + f(x) + \sum_{k=1}^n z(x, kT; f). \quad (29)$$

Функция  $v(x, t)$  восстанавливается как решение задачи (8) с найденной правой частью  $p(x)$  численным решением по невной схеме.

#### § 4. Краткая схема алгоритма для вторых краевых условий

Итак, рассматриваем редуцированную обратную задачу

$$\begin{cases} v_t = a^2 v_{xx} + p(x), & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ v_x(0, t) = 0, & v_x(L, t) = 0, \\ v(x, 0) = 0, & v(x, T) = \varphi(x), \end{cases} \quad (30)$$

где функция  $\varphi(x)$  задается. По ней восстанавливается функция  $p(x)$ , а затем  $v(x, t)$ .

Краткий алгоритм решения обратной задачи (30) выглядит так.

1. Вычисляется поправочный коэффициент  $A_0 = \frac{1}{LT} \int_0^L \varphi(x) dx$ .
2. На отрезке  $[0, L]$  вычисляется функция  $f(x) = -a^2 \varphi''(x)$ .
3. Составляется вспомогательная прямая задача

$$\begin{cases} z_t = a^2 v_{xx}, & 0 < x < L, & t > 0, \\ z_x(0, t) = 0, & z_x(L, t) = 0, \\ z(x, 0) = f(x), \end{cases} \quad (31)$$

где

$$f(x) = -a^2 \varphi''(x). \quad (32)$$

4. Выбирается значение  $n$  (номер итерации) и ищется приближенное решение

$$p_n(x) = A_0 + f(x) + z(x, T) + z(x, 2T) + \dots + z(x, nT) = A_0 + f(x) + \sum_{k=1}^n z(x, kT; f). \quad (33)$$

5. Составляется задача

$$\begin{cases} v_t = a^2 v_{xx} + p_n(x), & 0 < x < L, & 0 < t \leq T, \\ v(0, t) = 0, & v(L, t) = 0, \\ v(x, 0) = 0. \end{cases} \quad (34)$$

Задача (34) решается по неявной схеме. Находится решение  $v = v_n(x, t)$ .

6. Производится сравнение

$$\delta_n(x) = v_n(x, T) - \varphi(x), \quad 0 \leq x \leq 1,$$

с оценкой погрешности  $\delta_n = \max_{0 \leq x \leq 1} |\delta_n(x)|$ . Подбирая значение  $n \in \mathbb{N}$ , добиваемся того, чтобы величина  $\delta_n$  не превосходила желаемый уровень.



## Литература

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М. : Наука, 1977.
2. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел — 1964.
3. Фарлоу С. Уравнения с частными производными для научных работников и инженеров: Пер. с англ. — М.: Мир, 1985
4. Денисов А. М. Введение в теорию обратных задач. — Учебное пособие. — М. : Изд-во МГУ, 1994.
5. Prilepko A. I., Orlovsky D. G., Vasin I. A. Methods for solving inverse problems in mathematical physics. (Monographs and Textbooks in Pure and Applied Mathematics, vol.231). — Marcel Dekker, Inc New York, 2000. — P. 724.
6. Rundel W. Determination of an unknown non-homogeneous term in a linear partial differential equation from overspecified boundary data// Applicable Analysis. 1980. Vol. 10. №3. P. 231-242.
7. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. — М. : Наука, 1989.