

УДК 517.549.8

МЕТОД РОТЕ РЕШЕНИЯ ПЕРВОЙ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ
ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ФИЛЬТРАЦИИ
В ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

А. П. Хапов, М. Х. Шхануков-Лафишев

Установлена сходимость метода Роте со скоростью $O(\tau^2)$ для достаточно гладких решений первой начально краевой задачи для уравнения фильтрации в трещиновато-пористой среде.

В работах [1] и [2] сформулированы основные положения и уравнения нестационарной фильтрации в трещиновато-пористых средах. В случае изотропной среды исследование течения однородной слабосжимаемой жидкости приводит к дифференциальному уравнению псевдопараболического типа

$$\frac{\partial U}{\partial t} = a^2 \Delta U + \chi \frac{\partial \Delta U}{\partial t} + f(x, t), \quad (1)$$

где

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial x_3^2},$$

$a^2, \chi > 0$ — постоянные, зависящие от геометрии пласта и свойств фильтрующей жидкости.

В области $Q_T = \Omega \times (0, T)$, $\Omega \equiv \{x \mid 0 < x_\alpha < l_\alpha, \alpha = 1, 2, 3\}$ для уравнения (1) рассмотрим задачу

$$U|_{\partial\omega} = 0, \quad U(x, 0) = \varphi(x). \quad (2)$$

1. Априорная оценка. Пусть существует регулярное решение задачи (1)–(2). Сначала получим для решения задачи априорную оценку в дифференциальной форме. Для этого умножим уравнение (1) скалярно на U .

$$(U_t, U) - a^2(\Delta U, U) - \chi \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta U, U \right) = (f, U). \quad (3)$$

Преобразуем с учетом граничных условий (2) каждое слагаемое выражения (3)

$$(f, U) \leq \frac{1}{4\varepsilon} \|f\|_{2,\Omega}^2 + \varepsilon \|U\|_{2,\Omega}^2,$$

$$\int_{\Omega} \frac{\partial U}{\partial t} U dx = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U^2 dx = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \|U\|_{2,\Omega}^2,$$

$$\int_{\Omega} \Delta U \cdot U dx = -\|U\|_{2,\Omega}^2, \quad U_x^2 = U_{x_1}^2 + U_{x_2}^2 + U_{x_3}^2,$$

$$\|U_x\|_{2,\Omega}^2 = \int_{\Omega} U_x^2 dx,$$

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \Delta U \cdot U dx = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \|U_x\|_{2,\Omega}^2,$$

где $\varepsilon > 0$ — произвольная постоянная.

Подставляя полученные выражения в тождество (3), получаем

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \|U\|_{2,\Omega}^2 + a^2 \|U_x\|_{2,\Omega}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \|U_x\|_{2,\Omega}^2 \leq \frac{1}{4\varepsilon} \|f\|_{2,\Omega}^2 + \varepsilon \|U\|_{2,\Omega}^2. \quad (4)$$

Так как

$$\|U\|_{2,\Omega}^2 \leq \frac{l^2}{2} \|U_x\|_{2,\Omega}^2, \quad l^2 = l_1^2 + l_2^2 + l_3^2,$$

то из (4) при $\varepsilon < 2a^2/l^2$ находим

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \|U\|_{2,\Omega}^2 + \left(a^2 - \frac{\varepsilon l^2}{2}\right) \|U_x\|_{2,\Omega}^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \|U\|_{2,\Omega}^2 \leq \frac{1}{4\varepsilon} \|f\|_{2,\Omega}^2.$$

Проинтегрируем последнее выражение по τ от 0 до t . Тогда получим

$$\|U\|_{2,\Omega}^2 + \nu \|U_x\|_{2,Q_t}^2 + \|U_x\|_{2,\Omega}^2 \leq \frac{1}{2\varepsilon} \|f\|_{2,Q_t}^2 + \|U(x, 0)\|_{2,\Omega}^2 + \|U_x(x, 0)\|_{2,\Omega}^2, \quad (5)$$

где $\|U\|_{2,Q_t}^2 = \int_0^t \|U\|_{2,Q_t}^2 d\tau$, ν — положительная постоянная.

Из априорной оценки (5) следует единственность решения задачи (1)–(2).

2. Метод Рунге. Уравнение (1) заменим дифференциально-разностным

$$y_{\bar{t}} = a^2(\sigma \Delta y + (1 - \sigma) \Delta \bar{y}) + \chi \Delta y_{\bar{t}} + f(x, t), \quad (6)$$

где $y_{\bar{t}} = (y - \check{y})/\tau$, $y = y^j = y(x, t_j)$, $\check{y} = y^{j-1}$, τ — шаг сетки по времени, σ — числовой параметр.

В дальнейшем будем рассматривать только случай $\sigma = \frac{1}{2}$.

К уравнению (6) применим дополнительные условия

$$y|_{\partial\Omega} = 0, \quad y(x, 0) = \varphi(x). \quad (7)$$

Для доказательства сходимости метода Рунге, получим априорную оценку для решения задачи (6), (7).

Умножим уравнение (6) скалярно на $y_{\bar{t}}$

$$(y_{\bar{t}}, y_{\bar{t}}) - 0.5a^2(\Delta(y + \check{y}), y_{\bar{t}}) - \chi(\Delta y_{\bar{t}}, y_{\bar{t}}) = (f, y_{\bar{t}}). \quad (8)$$

Преобразуем каждое слагаемое (8) с учетом граничных условий (7)

$$(\Delta(y + \check{y}), y_{\bar{t}}) = \int_{\Omega_j} \Delta(y + \check{y}) \cdot y_{\bar{t}} dx = - \left(\int_{\Omega_j} y_x^2 dx \right), \quad (9)$$

где $y_x^2 = y_{x_1}^2 + y_{x_2}^2 + y_{x_3}^2$, $\Omega_j = \Omega(t_j)$ — сечение Q_t плоскостью $t = t_j = j \cdot \tau$,

$$(\Delta y_{\bar{t}}, y_{\bar{t}}) = - \int_{\Omega_j} y_{x\bar{t}}^2 dx. \quad (10)$$

Подставляя (9), (10) в соотношение (8), находим

$$\|y_{\bar{t}}\|_{2, \Omega_j}^2 + 0.5a^2 \left(\|y_x\|_{2, \Omega_j}^2 \right)_{\bar{t}} + \chi \|y_{\bar{t}}\|_{2, \Omega_j}^2 \leq \frac{1}{4\varepsilon} \|f\|_{2, \Omega_j}^2 + \varepsilon \|y_{\bar{t}}\|_{2, \Omega_j}^2. \quad (11)$$

Выберем в (11) $\varepsilon = \frac{1}{2}$, затем проинтегрируем полученное выражение по t от τ до T' . Тогда получим требуемую оценку

$$\begin{aligned} \sum_{t=\tau}^{T'} \|y_{\bar{t}}\|_{2, \Omega_j}^2 \tau + a^2 \|y_x\|_{2, \Omega_j}^2 + \chi \sum_{t=\tau}^{T'} \|y_{x\bar{t}}(t)\|_{2, \Omega_j}^2 \tau \\ \leq \sum_{t=\tau}^{T'} \|f(t)\|_{2, \Omega_j}^2 \tau + a^2 \|y(x, 0)\|_{2, \Omega_0}^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Обозначим через $z = y - u$ и подставим $y = z + u$ в уравнение (6), тогда найдем

$$\begin{aligned} z_t &= 0.5a^2 \Delta(z + \check{z}) + \chi \Delta z_{\bar{t}} + \psi, \\ z_0 &= z_N = 0, \\ z(x, 0) &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\psi = 0.5a^2 \Delta(U + \check{U}) + \chi \Delta U_{\bar{t}} + f - \Delta U_{\bar{t}} = O(\tau^2)$. Применяя оценку (12) к задаче (1)–(2) для погрешности (13) получим, что в классе достаточно гладких решений исходной задачи (1)–(2) метод Рунге сходится со скоростью $O(\tau^2)$.

Литература

1. Баренблатт Г. И., Желтов Ю. П., Кочина И. Н. Об основных представлениях теории фильтраций однородных жидкостей в трещиноватых породах // ПММ.—1960.—Т. 25, вып. 5.—С. 852–864.
2. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах.—М.: Недра, 1984.