

УДК 532.546

© 1996 г. С.Е. ХОЛОДОВСКИЙ

## О ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ В КУСОЧНО-ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ С ТРЕЩИНАМИ И ЗАВЕСАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА ОДНОЙ ПРЯМОЙ

Рассматривается плоская линейная фильтрация жидкости, индуцированная произвольно заданными особыми точками (источниками, стоками и т.д.), в кусочно-однородных средах при наличии прямолинейной системы последовательно соединенных сильнопроницаемых трещин и слабопроницаемых завес. Рассмотрены случаи, когда система состоит из трещины и завесы в виде лучей, выходящих из одной точки, и из двух завес в виде лучей, разделенных трещиной в виде отрезка. Получены интегральные представления потенциалов течений через гармонические функции. Приведены конкретные примеры течений.

Контакты разнородных сред, как правило, не бывают идеальными и содержат тонкие прослойки в виде трещин и завес, которые необходимо учитывать в уточненных моделях. Так, в результате тектонической деформации локальное сжатие на контакте приводит к проникновению одной пористой среды в другую с образованием тонкой завесы на данном участке и к разъединению сред с образованием трещин на других участках контакта. Прерывистые завесы также моделируют перемычки с литологическими окнами. Искусственные завесы-экраны и трещины-дренажи широко используются при ограждении загрязненных зон, перехвате и стимулировании потоков и т.д. Потенциалы в средах с параллельными соприкасающимися и пересекающимися трещинами и завесами построены в [1, 2]. Отдельные трещины и завесы в фильтрационных потоках исследуются в [3–6]. В [3] задачи фильтрации при наличии трещины в виде отрезка сводятся к решению интегродифференциального уравнения. В [4] для последнего случая построены потенциалы поступательного потока методом разложения по малому параметру.

В данной работе трещины и завесы моделируются бесконечно тонкими слоями с бесконечно большой для трещин и бесконечно малой для завес проницаемостью, что соответствует реальным фильтрационным процессам, так как, например, проницаемость трещин, заполненных свободной жидкостью, много больше, а их раскрытие много меньше соответствующих характерных величин области фильтрации. Принятая модель трещин отличается от известной модели Буссинеска, взятой из теории смазочного слоя, согласно которой проницаемость трещины пропорциональна кубу ее раскрытия, т.е. ничтожно мала, что в теории фильтрации соответствует случаю непроницаемых блоков [7, 8].

1. Рассмотрим на плоскости с декартовыми координатами  $x, y$  фильтрационные течения в кусочно-однородных средах, состоящих из зон  $D_1(y < 0)$  и  $D_2(y > 0)$  с проницаемостью соответственно  $K_1$  и  $K_2$ , когда контакты зон  $D_j$  не идеальны. Пусть луч  $L_1(x < 0, y = 0)$  является трещиной, а луч  $L_2(x > 0, y = 0)$  – завесой.

Для вывода обобщенных условий сопряжения на лучах  $L_j$  рассмотрим параболические координаты  $\xi, \eta$

$$x = \xi^2 - \eta^2, \quad y = 2\xi\eta, \quad \eta \geq 0 \tag{1.1}$$

$$z = \zeta^2, \quad z = x + iy, \quad \zeta = \xi + i\eta$$

и будем моделировать трещину  $L_1$  слоем  $D_3(-l < \xi < l)$  проницаемости  $K_3$  с идеальным контактом и без особых точек течения (при  $l \rightarrow 0$  имеем  $D_3 \rightarrow L_1$ ). Для потенциалов  $\varphi_j(\xi, \eta)$ ,  $j = 1, 2, 3$ , соответственно в зонах  $D_1$  ( $\xi < -l$ ),  $D_2$  ( $\xi > l$ ) и  $D_3$ ,  $\eta > 0$  имеем уравнение

$$\partial_{\xi\xi}\varphi_j + \partial_{\eta\eta}\varphi_j = 0 \quad (1.2)$$

( $\partial_\xi = \partial/\partial\xi$ ) при условиях сопряжения на  $\partial D_3$ , выражающих непрерывность потенциала и потока. Отсюда в точках  $\partial D_3$ , которые при  $l \rightarrow 0$  сольются в одну точку, имеем

$$\varphi_{2ll} - \varphi_{1l-l} = \varphi_{3ll} - \varphi_{3l-l} = \frac{2l}{K_3} \nu_{3l\alpha} \quad (1.3)$$

$$\nu_{2ll} - \nu_{1l-l} = \nu_{3ll} - \nu_{3l-l} = 2lK_3 \partial_{\xi\xi} \varphi_{3l\beta} \quad (1.4)$$

$$\varphi_{ll} \equiv \varphi(l, \eta); \quad \nu_j = K_j \partial_\xi \varphi_j; \quad \alpha, \beta \in (-l, l)$$

Переходя к пределу в (1.3) при  $l \rightarrow 0$ ,  $K_3 \rightarrow \infty$ , с учетом принципа максимума получим

$$\lim_{l \rightarrow 0, K_3 \rightarrow \infty} \varphi_{3l\beta} = \lim \varphi_{3l-l} = \lim \varphi_{1l-l} = \varphi_{1l0}.$$

Дифференцируя последнее соотношение дважды по  $\eta$ , из (1.2)–(1.4) получим условия сопряжения на трещине

$$\xi = 0: \quad \varphi_2 = \varphi_1, \quad \nu_2 - \nu_1 = A \partial_{\xi\xi} \varphi_1 \quad (1.5)$$

$$A = 2 \lim_{l \rightarrow 0, K_3 \rightarrow \infty} lK_3$$

Здесь  $A$  – параметр трещины.

Аналогично будем моделировать завесу  $L_2$  слоем  $D_0(0 < \eta < h, \xi \in R)$  проницаемости  $K_0$  с разрезом  $L(x > 0, y = 0) \in D_0$ , в каждой точке которого  $\eta = 0$ , а  $\xi$  на берегах разреза отличаются знаками (при  $h \rightarrow 0$  имеем  $D_0 \rightarrow L_2 = L$ ). Отсюда для потенциала  $\varphi_0$ , определенного в  $D_0$ , должны выполняться условия

$$\eta = 0: \quad \varphi_0(\xi, \eta) = \varphi_0(-\xi, \eta), \quad \partial_\eta \varphi_0(\xi, \eta) = -\partial_\eta \varphi_0(-\xi, \eta) \quad (1.6)$$

При этом на  $\partial D_0$  имеем

$$\varphi_2(\xi, h) - \varphi_1(-\xi, h) = \Delta \varphi_0(\xi) - \Delta \varphi_0(-\xi) = \frac{h}{K_0} [u_0(\xi, C_1) - u_0(-\xi, C_2)]$$

$$u_2(\xi, h) + u_1(-\xi, h) = \Delta u_0(\xi) + \Delta u_0(-\xi) = K_0 h \partial_{\eta\eta} [\varphi_0(\xi, C_3) + \varphi_0(-\xi, C_4)] \quad (1.7)$$

$$\xi > 0, \quad \Delta g(\xi) = g(\xi, h) - g(\xi, 0), \quad C_j \in (0, h), \quad u_j = K_j \partial_\eta \varphi_j$$

Тогда при  $h \rightarrow 0$ ,  $K_0 \rightarrow 0$  из (1.7) следует

$$\lim_{h \rightarrow 0, K_0 \rightarrow 0} u_0(\xi, C_j) = u_2(\xi, 0), \quad \lim_{h \rightarrow 0, K_0 \rightarrow 0} u_0(-\xi, C_j) = u_1(-\xi, 0)$$

При этом условия на завесе  $L_2$  примут вид

$$\varphi_2(\xi, 0) - \varphi_1(-\xi, 0) = -B_0 u_1(-\xi, 0), \quad u_2(\xi, 0) = -u_1(-\xi, 0) \quad (1.8)$$

$$B_0 = 2 \lim_{h \rightarrow 0, K_0 \rightarrow 0} h / K_0$$

Из условий (1.5), (1.8) следует, что поток на трещине и потенциал на завесе в общем случае терпят разрывы. Последнее объясняется тем, что частицы жидкости, протекая по трещине, могут вытекать из точки, отличной от точки втекания, и, чтобы «прорвать» завесу, следует на ней задать определенную разность потенциалов.

Пусть особые точки потенциала заданы в  $D_2(\xi > 0, \eta > 0)$  и описываются гармонической функцией  $f(\xi, \eta)$ .

Таким образом, для потенциалов  $\varphi_j$  в  $D_j, j = 1, 2$ , имеем задачу (1.2), (1.5), (1.8), причем  $\varphi_2 \sim f(\xi, \eta)$  в окрестности особых точек.

Представим потенциалы  $\varphi_j$  в виде

$$\varphi_1 = C \int_{-\infty}^{\xi} e^{p(t-\xi)} \Phi(t, \eta) dt, \quad \xi < 0$$

$$\varphi_2 = \Phi(\xi, \eta) - \Phi(-\xi, \eta) + C \int_{-\infty}^{-\xi} e^{p(t+\xi)} \Phi(t, \eta) dt, \quad \xi > 0 \quad (1.9)$$

$$C = \frac{2K_2}{A}, \quad p = \frac{K_1 + K_2}{A}, \quad \eta > 0$$

При этом для произвольной гармонической функции  $\Phi(\xi, \eta)$ , имеющей особые точки в  $D_2$ , функции  $\varphi_j$  – гармонические, удовлетворяют условиям (1.5) и  $\varphi_2 \sim \Phi$  в окрестности особых точек [2]. Функцию  $\Phi$  при  $\eta > 0$  представим в виде

$$\Phi(\xi, \eta) = f(\xi, \eta) + \int_0^{\infty} e^{-\lambda\eta} \sum_{\nu=0}^1 a_{\nu} \sigma_{\nu} d\lambda, \quad \sigma_0 = \cos \lambda\xi, \quad \sigma_1 = \sin \lambda\xi \quad (1.10)$$

где  $a_{\nu}$  – неизвестные параметры. Предположим сначала, что  $f(\xi, 0)$  разлагается в интеграл Фурье по функциям  $\sigma_{\nu}$  с коэффициентами  $f_{\nu}$ . Отсюда, представляя функцию  $f(\xi, \eta)$  при  $\eta < 0$ , где она не имеет особых точек, в виде

$$f(\xi, \eta) = \int_0^{\infty} e^{\lambda\eta} \sum_{\nu=0}^1 f_{\nu} \sigma_{\nu} d\lambda \quad (1.11)$$

и сравнивая коэффициенты при  $\sigma_{\nu}$  в условиях (1.8), для двух параметров  $a_{\nu}$  получим систему четырех алгебраических уравнений, которая имеет единственное решение

$$a_0 = f_0 - \frac{2q\lambda}{p(\lambda+q)} f_1, \quad a_1 = \left(1 - \frac{2q}{\lambda+q}\right) f_1, \quad q = \frac{K_1 + K_2}{K_1 K_2 B_0} \quad (1.12)$$

Разлагая функцию  $f(\xi, -\eta) - f(-\xi, -\eta)$  (1.11) при  $\eta > 0$  по  $\sin \lambda\xi$ , умножая полученное разложение на  $\exp(-q\eta)$  и интегрируя по  $\eta$ , получим формулу

$$2 \int_0^{\infty} \frac{f_1}{\lambda+q} e^{-\lambda\eta} \sigma_1 d\lambda = \int_{-\infty}^{-\eta} e^{q(\eta+\tau)} [f(\xi, \tau) - f(-\xi, \tau)] d\tau \quad (1.13)$$

а также формулу, полученную из (1.13) дифференцированием по  $\xi$ . Свертывая по указанным формулам интегралы (1.10) с коэффициентами (1.12), потенциалы (1.9) выразим непосредственно через заданную гармоническую функцию  $f$  в виде

$$\varphi_1(\xi, \eta) = W_1(-\xi, \eta), \quad \xi < 0$$

$$\varphi_2(\xi, \eta) = G_1(\xi, \eta) - G_1(-\xi, \eta) + W_2(\xi, \eta), \quad \xi > 0 \quad (1.14)$$

$$W_j(\xi, \eta) = \frac{2K_2}{A} \int_{-\infty}^{-\xi} e^{p(\xi+t)} G_1(t, \eta) dt - (-1)^j \frac{2}{K_j B_0} \int_{-\infty}^{-\eta} e^{q(\eta+\tau)} G_2(\xi, \tau) d\tau$$

$$G_1(\xi, \eta) = f(\xi, \eta) + f(\xi, -\eta), \quad G_2(\xi, \eta) = f(\xi, \eta) - f(-\xi, \eta)$$

При этом функция  $f$  в конечных точках зоны  $D_2$  может иметь произвольные особенности, а в бесконечности – полюсы произвольного порядка.

Интегрируя по частям и переходя к пределу при  $A \rightarrow 0$ ,  $B_0 \rightarrow 0$ , из формул (1.14) получим теорему о прямой для идеального контакта сред [9]

$$\Phi_1 = \frac{2K_2}{K_1 + K_2} F(x, y), \quad \Phi_2 = F(x, y) + \frac{K_2 - K_1}{K_1 + K_2} F(x, -y)$$

$$F(x, y) = f(\xi, \eta) + f(-\xi, -\eta)$$

причем функция  $F$  имеет особые точки на плоскости  $\xi, \eta$  в первом и третьем квадрантах симметрично относительно точки  $(0, 0)$ , а на плоскости течения – при  $y > 0$ . Указанная теорема выражает возмущение течения с потенциалом  $F(x, y)$  в среде проницаемости  $K_2$  внесением в среду включения в виде полуплоскости  $y < 0$  проницаемости  $K_1$  при идеальном контакте сред.

Для исследования влияния системы трещин – завеса  $y = 0$  на течения рассмотрим произвольный поступательный поток, т.е. зададим  $f = ax + by$ , при этом грунт считаем однородным:  $K_1 = K_2 = 1$ . В переменных  $x, y$  (1.1) потенциалы (1.14) примут вид

$$\Phi_j = ax + by + [bB_0 + (-1)^j aA] \text{sign}(y) \left[ \frac{1}{2} [(x^2 + y^2)^{1/2} + x] \right]^{1/2}$$

$$a = v_0 \cos \alpha_0, \quad b = v_0 \sin \alpha_0$$

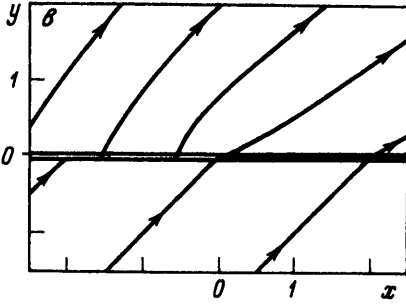
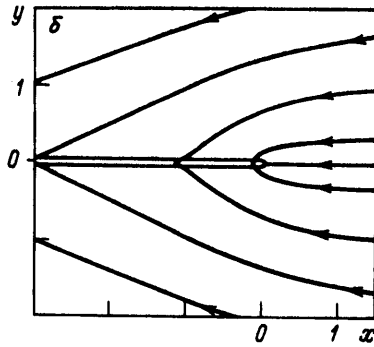
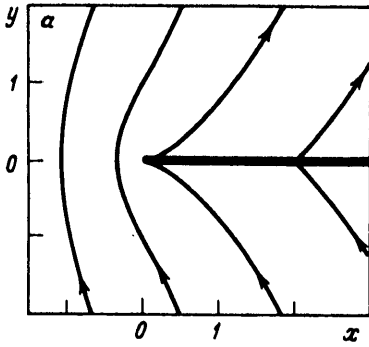
где  $j = 1, 2$  соответственно при  $y < 0$  и  $y > 0$ ,  $\alpha_0$  – угол наклона невозмущенного потока к оси  $x$ . Из анализа полученных потенциалов следует, что при  $A = 0$ ,  $\alpha_0 = \pi/2$  имеем обтекание завесы  $L_2$  ( $x > 0, y = 0$ ) с частичным протеканием сквозь нее потока, который в бесконечности течет перпендикулярно завесе (см. фигуру, а). При  $A = 0$ ,  $\alpha_0 = 0$  имеем  $\Phi_j = f$ , т.е. завеса, расположенная вдоль линии тока невозмущенного течения, не влияет на это течение.

При  $B_0 = 0$ ,  $\alpha_0 = \pi$  имеем обтекание трещины  $L_1$  ( $x < 0, y = 0$ ) потоком, который в бесконечности течет к трещине параллельно ей, при этом трещина «притягивает» и частично поглощает поток, уходящий по ней в бесконечность (см. фигуру, б). При  $\alpha_0 = \pi/2$  трещина, расположенная вдоль эквипотенциали невозмущенного течения, не влияет на это течение.

При  $A > 0$ ,  $B_0 > 0$  существует угол  $\alpha_0$ , при котором внесение в невозмущенный поток рассматриваемой системы трещина – завеса  $y = 0$  не меняет потенциала в одной из зон  $D_j$ . Так,  $\Phi_1 = f = ax + by$  при  $\alpha_0 = \arctg(A/B_0)$ . Последнее объясняется тем, что для указанного  $\alpha_0$  при  $A = 0$  течение, возмущенное завесой  $L_2$ , в  $D_1$  отклоняется влево к окну на прямой  $y = 0$ . При  $B_0 = 0$  поток из бесконечности, текущий по трещине  $L_1$ , вытекает из нее в обе стороны (трещина ограничена по ходу потока) и отклоняет невозмущенный поток вправо. В случае  $A > 0$ ,  $B_0 > 0$  указанные отклонения потока полностью компенсируют друг друга в  $D_1$  (см. фигуру, в).

При построении особенностей типа источника следует в (1.14) задать  $f = Q \ln [(\xi - \xi_0)^2 + (\eta - \eta_0)^2]$ , при этом потенциалы (1.14) выражаются в конечном виде через интегральную показательную функцию с помощью формулы 1.3.2.32 из [10].

2. Рассмотрим случай, когда в отличие от предыдущего прямая  $y = 0$  состоит из завесы  $L_1$  ( $x < -a$ ), трещины  $L_2$  ( $|x| < a$ ) и завесы  $L_3$  ( $x > a$ ), причем лучи  $L_1, L_3$  будем моделировать вырожденными гиперболами, а отрезок  $L_2$  – вырожденным эллипсом.



Линии тока  $\psi = c_i$  для системы трещина – завеса с шагом  $a - \Delta c_i = 1, A = 0, B = 2, \alpha_0 = \pi/2$   
 $b - \Delta c_i = 1, A = 2, B = 0, \alpha_0 = \pi$   
 $v - \Delta c_i = 2, A = B = 1, \alpha_0 = \pi/4$

Рассуждая аналогично изложенному выше, в гиперболических координатах

$$x = a \cos \eta \operatorname{ch} \xi, \quad y = a \sin \eta \operatorname{sh} \xi, \quad 0 < \eta < \pi \quad (2.1)$$

$$z = a \cos i \zeta, \quad z = x + iy, \quad \zeta = \xi + i\eta$$

для потенциалов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  соответственно в  $D_1(\xi < 0)$  и  $D_2(\xi > 0)$ ,  $0 < \eta < \pi$  получим задачу (1.2), (1.5), (1.8)

$$\varphi_2(\xi, \pi) - \varphi_1(-\xi, \pi) = B_1 u_1(-\xi, \pi), \quad u_2(\xi, \pi) = -u_1(-\xi, \pi) \quad (2.2)$$

$\varphi_2 \sim f(\xi, \eta)$ , где  $B_1$  – параметр завесы  $L_1$ .

Представим потенциалы  $\varphi_j$  в виде (1.9), где

$$\Phi(\xi, \eta) = f(\xi, \eta) + \int_0^{\infty} \sum_{v=0}^1 M_v \sigma_v d\lambda, \quad M_v = a_v \operatorname{ch} \lambda(\eta - \pi) + b_v \operatorname{sh} \lambda \eta \quad (2.3)$$

Таким образом,  $\varphi_j$  удовлетворяют уравнению (1.2), условиям на трещине (1.5) и  $\varphi_2 \sim f(\xi, \eta)$ . Пусть заданная гармоническая функция  $f(\xi, \eta)$ , имеющая особые точки в  $D_2$ , удовлетворяет условиям (1.6) при  $\eta = 0, \eta = \pi$  и, кроме того,  $\partial_\eta f$  при  $\eta = 0, \eta = \pi$  разлагается в интегралы Фурье. Функцию  $f(\xi, \eta)$  можно построить, задавая ее в координатах  $x, y$  с последующей заменой переменных (2.1). В частности, фундаментальное решение

$$f(\xi, \eta) = Q \ln[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2], \quad y_0 > 0 \quad (2.4)$$

где  $x, y$  равны (2.1), удовлетворяет указанным условиям.

Из условий (1.8), (2.2) для четырех параметров  $a_v, b_v$  получим систему восьми уравнений, которая имеет единственное решение

$$b_0 = \frac{F_1 + b_1 c \lambda}{pc}, \quad a_0 = \frac{b_0 p - a_1 q_0 c}{ps}$$

$$a_1 = \frac{F_0 R - F_1 \lambda}{RT + q_1 \lambda}, \quad b_1 = -\frac{F_1 T + F_0 q_1}{RT + q_1 \lambda} \quad (2.5)$$

$$R = q_1 s + c \lambda, \quad T = q_0 c + s \lambda, \quad s = \text{Sh } \lambda \pi, \quad c = \text{ch } \lambda \pi, \quad q_j = \frac{K_1 + K_2}{K_1 K_2 B_j}$$

Здесь  $F_0$  и  $F_1$  – коэффициенты разложения функции  $\partial_{\eta} f$  соответственно при  $\eta = 0$  и  $\eta = \pi$  по  $\sin \lambda \xi$ . Отсюда потенциалы (1.9) примут вид

$$\varphi_1(\xi, \eta) = CN(-\xi, \eta)$$

$$\varphi_2(\xi, \eta) = G_2(\xi, \eta) + 2 \int_0^{\infty} M_1 \sigma_1 d\lambda + CN(\xi, \eta) \quad (2.6)$$

$$N(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{-\xi} e^{p(t+\xi)} f(t, \eta) dt + \int_0^{\infty} \sum_{v=0}^1 M_v S_v \frac{d\lambda}{\lambda^2 + p^2}$$

$$S_v = p \sigma_v - (-1)^v \lambda \sigma_{\mu}$$

Здесь  $\mu = 0, 1$  соответственно при  $v = 1, 0$ ; параметры  $C, p, \sigma_v, G_2, M_v$  определены в (1.9), (1.10), (1.14), (2.3);  $a_v$  и  $b_v$  имеют вид (2.5). В частности, для функции  $f$  вида (2.4) при  $x_0 = 0, y_0 = a \text{ sh } \xi_0, \xi_0 < \pi/2$  с учетом формулы 2.5.48.16 из [10] найдем  $F_1 = 2Q \sin(\lambda \xi_0) / \text{ch}(\lambda \pi / 2), F_0 = -F_1$ , при этом потенциалы (2.6) выражаются через функцию  $f$  в виде однократных квадратур.

Если функция  $f(\xi, \eta)$  имеет в бесконечности полюс произвольного порядка, то аналогично [2], дифференцируя задачу (1.2), (1.5), (1.8), (2.2),  $\varphi_2 \sim f$  дважды по  $\xi$ , относительно функций  $\psi_j = \partial_{\xi \xi} \varphi_j$  получим ту же задачу (1.2), (1.5), (1.8), (2.2),  $\psi_2 \sim \partial_{\xi \xi} f$  при пониженном порядке полюса в бесконечности (условия (1.5) дифференцируем по  $\eta$  и учитываем уравнение (1.2)). Дифференцируя указанную задачу необходимое число раз, приведем ее к рассмотренному выше случаю. Потенциалы  $\varphi_j$  по функциям  $\psi_j$  восстанавливаются в квадратурах.

**Заключение.** Дано интегральное представление потенциалов течений через гармонические функции для фильтрации жидкостей в кусочно-неоднородном пласте при наличии трещин и завес, расположенных на одной прямой. Полученное представление позволяет исследовать влияние системы трещина-завеса на фильтрационный поток.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Холодовский С.Е. Интегральное представление потенциалов в средах с кольцевыми соприкасающимися трещинами и завесами // ПММ. 1994. Т. 58. Вып. 2. С. 167–170.
2. Холодовский С.Е. О фильтрации в слоистых средах с пересекающимися трещинами и завесами // Докл. РАН. 1994. Т. 338. № 5. С. 622–624.
3. Абдурахманов И.М. О возмущении фильтрационного потока одиночной трещиной // ПММ. 1969. Т. 33. Вып. 5. С. 871–875.

4. *Гуревич А.В., Крылов А.Л., Топор Д.Н.* Решение плоских задач гидродинамики пористых сред вблизи разрывных нарушений методом комплексного потенциала // Докл. АН СССР. 1988. Т. 298. № 4. С. 846–850.
5. *Зазовский А.Ф., Тодуа Г.Т.* О стационарном притоке жидкости к скважине с вертикальной трещиной гидроразрыва большой протяженности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 107–116.
6. *Ентов В.М., Мурзенко В.В.* Стационарная фильтрация однородной жидкости в элементе разработки нефтяного пласта с трещиной гидроразрыва // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 1. С. 104–112.
7. *Ромм Е.С.* Структурные модели порового пространства горных пород. Л.: Недра, 1985. 240 с.
8. *Дмитриев Н.М.* Просветность и проницаемость пористых сред с периодической микроструктурой // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 1. С. 79–85.
9. *Голубева О.В.* Обобщение теоремы об окружности на фильтрационные течения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 113–116.
10. *Прудников А.П., Брычков Ю.М., Маричев О.И.* Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981. 798 с.

Чита

Поступила в редакцию  
28.VI.1995