

Научно-исследовательский радиофизический институт
Министерство науки, высшей школы и технической политики
Российской Федерации

Препринт N 434

**ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ В СРЕДЕ С
ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ПОРИСТОСТЬЮ**

Д. И. Иудин,
Д. А. Касьянов
Г. М. Шалашов

Нижний Новгород, 1997

Иудин Д. И., Касьянов Д. А., Шалашов Г. М.

Фильтрационное течение в среде с изменяющейся пористостью // Препринт N 434. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1997. 12 с.

УДК 532.546:515.124

В работе осуществлена экспериментальная проверка выводов континуальной теории протекания для фильтрационных течений в дисперсных средах с переменной пористостью. Основное утверждение теории о том, что вблизи порога протекания активная пористость и проницаемость системы изменяются по скейлинговому закону, было подтверждено в серии экспериментов, где полная пористость модельной среды изменялась под действием одноосного сжатия в цилиндрическом стакане. Экспериментально исследовалась зависимость порога протекания от корреляционных свойств пространственного распределения пор. В экспериментах с монодисперсными ансамблями измерялась скорость распространения фронта возмущения, вызванного резким включением градиента давления в системе. В работе обсуждаются перспективы неоднородного обобщения перкаляционной проблемы в дисперсных системах.

Дмитрий Игоревич Иудин
Дмитрий Альбертович Касьянов
Геннадий Михайлович Шалашов

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ В СРЕДЕ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ
ПОРИСТОСТЬЮ

Подписано в печать 03.11.97 г. Формат 60 × 84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,1 усл. п. л.
Заказ 5465. Тираж 30

Отпечатано в НИРФИ

В описании явлений переноса в дисперсных средах естественное применение находят методы стохастической геометрии. Так, в последние годы, появились модели нефтяных и газовых коллекторов, основанные на решеточных задачах теории протекания [1, 2]. Эти модели хорошо приспособлены для компьютерного моделирования и дают качественное представление о типичных режимах фильтрации, однако, они не могут претендовать на количественное соответствие реальным процессам, поскольку фигурирующие в них параметры носят феноменологический характер и не связаны с физически измеримыми величинами. Количественные сопоставления возможны в континуальных моделях протекания, где критическим параметром является полная пористость системы, а активная пористость естественно интерпретируется как параметр порядка перколяционного перехода. Таким образом, идеология континуальной теории протекания позволяет с единой точки зрения рассмотреть непрерывный набор сред, различающихся между собой величиной критического параметра, сопоставляя им обобщенную систему с переменной пористостью. Основное утверждение теории заключается в том, что вблизи порога протекания активная пористость и проницаемость обобщенной системы изменяются по скейлинговому закону.

В данной работе обсуждаются результаты экспериментального исследования фильтрации в среде с изменяющейся пористостью. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Пористая среда представлена неправильными кубиками полиуретана, занимающими объем цилиндрического стакана между проницаемой перегородкой E и проницаемым поршнем F . При диаметре цилиндра 0,2 м размеры частичек полиуретана в различных экспериментах составляли 0,7 мм и 5 мм. Перемещением поршня F относительно перегородки E достигается изменение полной пористости

$$x = 1 - \frac{M}{\rho S h}, \quad (1)$$

где M — полная масса полиуретановых кубиков в стакане, ρ —

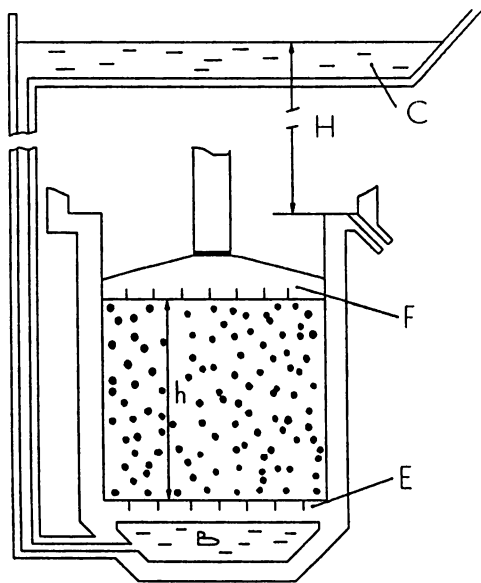


Рис. 1.

плотность полиуретана, h — расстояние между F и E , S — площадь сечения стакана. Поддон B сообщается с сосудом C , поднятым на высоту H относительно уровня стока, так, что перепад давления вызывающий фильтрацию в установке описывается соотношением

$$\nabla p - \rho_0 \vec{g} = \rho_0 \vec{g} \frac{H}{h}, \quad (2)$$

где p — давление в воде, ρ_0 — плотность воды, \vec{g} — ускорение свободного падения. В одномерной геометрии эксперимента скорость фильтрации определяется расходом θ

$$u = \frac{\theta}{s}. \quad (3)$$

При каждом фиксированном значении пористости (фиксированное значение h) градиент давления в системе изменялся от нуля

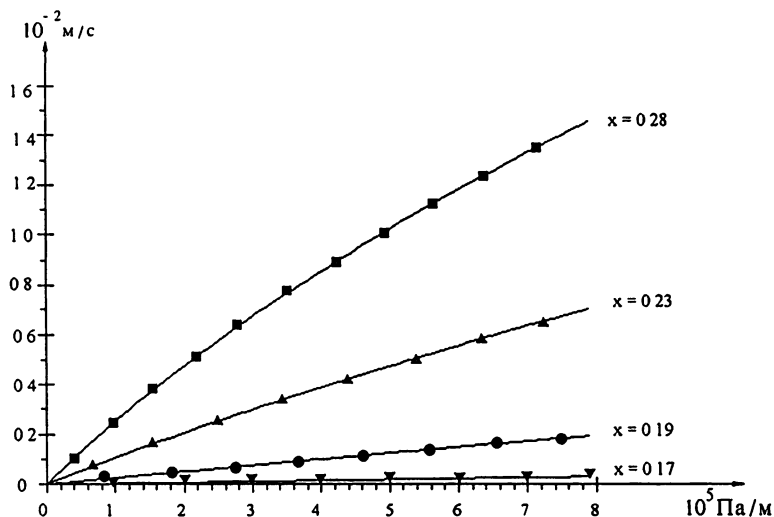


Рис. 2.

до величины порядка 10^5 Па/м. Соответствующие экспериментальные зависимости скорости фильтрации от величины перепада давления для различных значений пористости представлены на рис. 2. Экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретические зависимости, полученные с помощью двухчленного закона фильтрации [3]

$$-\frac{k}{\mu} \rho_0 \vec{g} \frac{H}{h} = \vec{u}(1 + \text{Re}), \quad (4)$$

где

$$\text{Re} = \frac{\rho_0 d_0 u}{\mu} \quad (5)$$

— число Рейнольдса для фильтрационного течения, μ — вязкость воды, k — проницаемость, d_0 — параметр с размерностью длины, характеризующий мелкомасштабную структуру порового пространства.

В экспериментах с монодисперсными ансамблями кубиков с разными характерным размерами (относительные вариации раз-

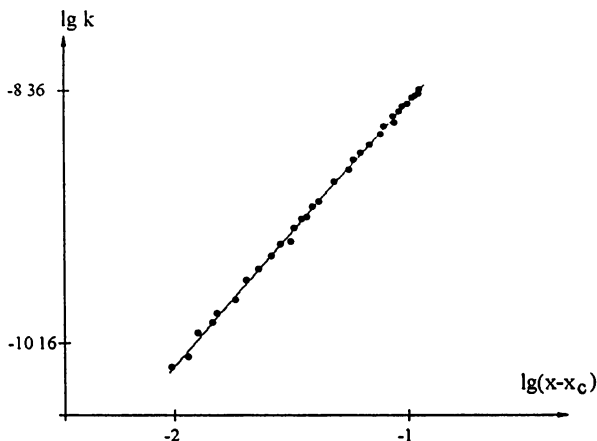


Рис. 3.

меров в каждом ансамбле не превышали 20%) система становилась непрозрачной для фильтрационного течения при одном и том же критическом значении полной пористости $x_c = 0,16 \pm 0,1$. На рис. 3 проницаемость как функция полной пористости представлена в двойном логарифмическом масштабе. Полученные в эксперименте значения проницаемости хорошо аппроксимируются степенной зависимостью

$$k = k_0(x - x_c)^{1,7 \pm 0,1}, \quad (6)$$

где x_c — критическое значение пористости, $t = 1,7 \pm 0,1$ — критический индекс проницаемости. Величина k_0 пропорциональна квадрату размеров частичек в ансамбле, причем в пределах экспериментальной точности $k_0 = d_0^2$. Величина d_0 не меняется сколько-нибудь заметно при изменении пористости вблизи порога. Это связано с тем, что инерционные эффекты, приводящие к отклонению от линейного закона Дарси, определяются локальными особенностями порового пространства и слабо зависят от его крупномасштабной геометрии. В то же время, изменение полной пористости сказывается, прежде всего, именно на глобальной

структуре порового пространства, в меньшей степени затрагивая его локальные геометрические параметры. Поэтому, используя соотношение (2) и вспоминая, что активная пористость m является параметром порядка перколяционного перехода и изменяется вблизи порога по скейлинговому закону, т. е.

$$m \cong (x - x_c)^\beta, \quad (7)$$

где β — критический индекс параметра порядка [4], получаем

$$\text{Re} = \frac{u\rho k^{1/2}}{\mu m^{t/2\beta}}. \quad (8)$$

В свое время неоднократно делались попытки выразить число Рейнольдса Re (или характерный размер d_0) через параметры дисперсной системы таким образом, чтобы процесс фильтрации в пористых средах различной структуры описать единой формулой [3]. Результат (8) обеспечивает универсальную форму записи двухчленного закон фильтрации (4) для широкого класса дисперсных сред, объединенных общей геологической историей.

Наблюдаемое в эксперименте критическое значение $x_c = 0,16 \pm 0,1$ является стандартом для трехмерных задач теории протекания попадающих в один класс универсальности с такими классическими объектами как задача твердых сфер и трехмерная задача об уровне протекания [4]. В этих задачах предполагается случайно однородное распределение в пространстве перколирующих элементов. Сильные корреляции в распределении могут значительно изменить величину порога. Достаточно, например, заменить кубики на шарики, для того чтобы в распределении пор возникли сильные корреляции, обусловленные существованием ближнего порядка в ансамбле сферических частиц. При этом критическое значение понижается до величины порядка 3%, что не сильно отличается от величины теоретического порога для случая регулярной ГЦК упаковки шаров [5, 6].

Другим примером резкого понижения порога по сравнению с задачей со случайно однородной функцией распределения могут

служить фрактальные структуры, где медленно спадающие корреляции в ансамбле пор обусловлены самоподобием системы. В данной работе экспериментально был исследован случай, когда систему образовывали два типа кубиков с сильно различающимися размерами (0,7 мм и 0,5 мм). Структура ансамбля контролируется параметром

$$\alpha = \frac{q}{q + Q}, \quad (9)$$

где q, Q — удельные объемы соответственно маленьких и больших кубиков, при этом

$$q + Q = 1 - x. \quad (10)$$

Очевидно, что значения $\alpha = 0$, $\alpha = 1$ соответствуют моодисперсным ансамблям. В пределе сильно различающихся размеров легко получить аналитические выражения для критического значения полной пористости как функции структурного параметра α . Действительно, при значениях $q \ll 1$ ($\alpha \ll 1$) наибольшее количество маленьких кубиков расположено в порах структуры, образованной ансамблем больших кубиков. Очевидно, что в этом случае критическое значение пористости линейно падает с увеличением q : $x_c(q) = x_c(0) - q$, или с использованием (9), (10)

$$x_c(\alpha) = \frac{x_c(0) - \alpha}{1 - \alpha}. \quad (11)$$

Наоборот, когда $Q \ll 1$ ($\alpha \lesssim 1$) изменение критического значения полной пористости обусловлено уменьшением размеров системы на величину объема занимаемого большими кубиками, т. е. $x_c(Q) = (1 - Q) x_c(0)$. Используя опять (9), (10), получаем

$$x_c(\alpha) = \frac{x_c(0) \cdot \alpha}{1 + x_c(0) \alpha - x_c(0)}. \quad (12)$$

Асимптотики (11), (12) представлены на рис. 4 сплошными линиями. Видно, что при $\alpha_c = \frac{x_c(0)}{1 + x_c(0)}$ происходит своеобразный

геометрический фазовый переход от режима (11) к режиму (12). Минимальное значение критического значения полной пористости составляет величину $x_c(\alpha_c) = x_c^2(0)$. Результаты экспериментов представлены на рис. 4.

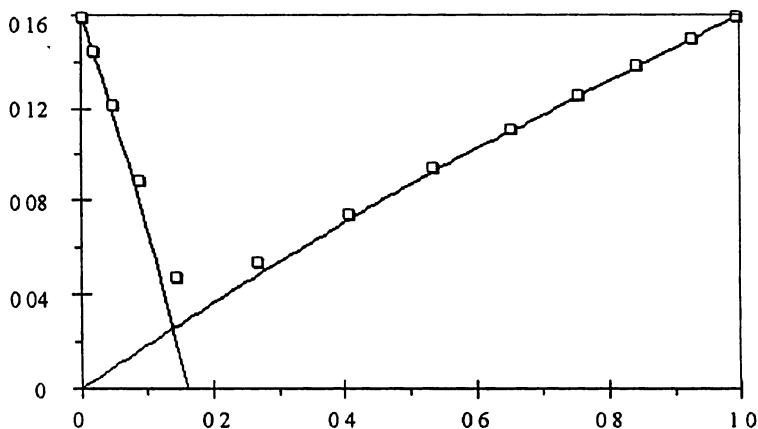


Рис. 4.

В экспериментах с монодисперсными ансамблями измерялась скорость распространения фронта возмущения, вызванного резким включением градиента давления в системе. При приближении к порогу прозрачности эта скорость стремилась к нулю как степень величины $x - x_c$. Соответствующий критический показатель, определяющий величину критического замедления в системе, составил значение $\varphi = 0,31 \pm 0,02$, которое совпадает с результатами компьютерных экспериментов [7].

В заключение рассмотрим простейшее неоднородное обобщение задачи, которое касается известной ситуации отклонения петрофизических данных, получаемых, например, в процессе бурения скважин, от линии "нормального уплотнения", т. е. возникновения зон, так называемого "аномального давления", см., например, [8, 9]. Обобщением является зависимость критического параметра от одной пространственной координаты. Именно такая ситуация возникает при фильтрации флюида в пористой среде, испытывающей литостатическое давление [10]. Под действием

собственного веса материал изменяет свою пористость, которая на некотором горизонте достигает своего критического значения. Ниже этого горизонта система непроницаема для флюида, причем зоны прозрачности отделены друг от друга флуктуационным фронтом, структура и ширина которого могут быть определены в рамках приближения градиентной перколяции [11–13].

Более интересная для приложений модель возникает тогда, когда полная пористость системы является случайной функцией пространственных координат. При этом целесообразно рассматривать не кластеры пор, а перколяцию зон прозрачности. Присутствие в системе градиентов среднего значения полной пористости обеспечивает здесь формирование иерархии флуктуационных фронтов (см. рис. 5). Заметим, что аналогичные флуктуационные фронты могут возникнуть из-за пространственной неоднородности критического значения полной пористости.

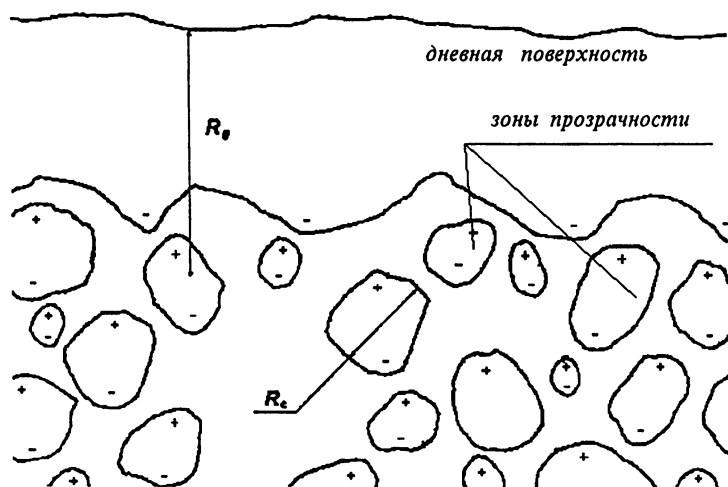


Рис. 5.

Более того, когда пористость становится динамической переменной, изменения которой во времени обусловлены геохимическими и геофизическими процессами, в системе возникают эффекты, связанные с нелинейностью пористость – проницаемость вблизи порога перколяции [14, 15]. При этом флуктуационный фронт становится активным элементом распределенного стохастического генератора, например, генератора шума [16].

Литература

1. Bakurov V. G., Gusev V. I., Izmailov A. F., Kessel L. R. // *J. Phys.* 1990. V. A23. P. 250–257.
2. Федер Е. Фракталы. — М.: Мир, 1991.
3. Барентблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. — М.: Недра, 1984. 211 с.
4. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // *УФН.* 1975. Т. 117. С. 401.
5. Roberts J. N., Schwartz L. M. Crain consolidation and electrical conductivity in porous media // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. N 9. P. 5990.
6. Schwartz L. M., Banavar J. R. Calculation of electrical transport in continuum system by diffusin simulation // *Phys. A.* 1989. V. 157. N 9. P. 230.
7. Соколов И. М. Размерности и другие геометрические критические показатели в теории протекания // *УФН.* 1986. Т. 150. Вып. 2. С. 221.
8. Добрынин В. М., Серебряков В. А. Методы прогнозирования аномальных высоких пластовых давлений. — М.: Недра, 1978. 232 с.

9. Итон Б. Использование получаемых в процессе бурения петрофизических данных для оценки перспектив // Нефтегазовые технологии. 1993. № 3. С. 15–25.
10. Иудин Д. И., Шалашов Г. М. Механизм сейсмической активности. Препринт N 382. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1994. 10 с.
11. Gouet J. F. Invasion noise during drainage in porous media // Physica A. 1990. V. 168. P. 581.
12. Gouet J. F., Sapoval B., Boughaleb Y., Rosso M. Structura of noise generated on diffusion fronts // Physica A. 1990. V. 157. P. 620.
13. Rosco M., Gouet J.-F., Sapoval B. // Phys. Rev. B. 1985.
14. Iudin D. I. Model of the seismic noise generation mechanism. Session N 2.2 / SE 42 // Scaling, Fractals and nonlinearity in solid Earth Geophysics. EGS XXI General assembly. — Gaague, 1996.
15. Iudin D. I., Kas'yanov D. A. Percolation Unstability in Gravitational Field and Stochastic Seismology // The 29th General Assembly of the International association of Seismology and Physics of the Earth's interior, S6. Thessaloniki, Greece, August, 1997.
16. Iudin D. I., Kas'yanov D. A. Percolation model of seismic activity // Seismo-Atmospheric and Ionospheric Phenomena. (be published in 1998 by Terra Scientific Publishing Company, Tokyo.)