

УДК 534.131.1+532.685

## НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЛАКСАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ШУМА ФИЛЬТРАЦИИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

А. В. Лебедев\*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Предложена модель, объясняющая на микроскопическом уровне причину возникновения нестационарности и связанной с ней генерации шума фильтрации в пористых средах. Шум не связан с гидродинамическими источниками, и для его возникновения не требуется переход к турбулентному режиму течения в порах. Физический механизм нестационарности течения связан с развитием неустойчивости в области контакта трещин или зёрен, а также с наличием релаксационных явлений в полостях и каналах, всегда имеющих в горных породах. Показано, что при наличии таких структурных элементов возникает режим автоколебаний. Предложенная модель находится в удовлетворительном согласии с известными экспериментальными данными.

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования [1–3] показывают, что стационарная фильтрация жидкости, которой отвечает её равномерное макроскопическое движение в пористых средах, вызванное приложенным извне постоянным во времени градиентом давления, сопровождается появлением высокочастотного шума. Характерные частоты лежат в области от  $1\div 3$  до 10 кГц, а в отдельных случаях простираются и в область более высоких частот. Перечислим результаты экспериментальных исследований, важные для дальнейшего понимания сути рассматриваемой проблемы.

В экспериментальных исследованиях, представленных в работе [1], установлено следующее.

1) Энергия акустического излучения пропорциональна квадрату градиента давления, или, что то же самое в случае линейности закона Дарси (см., например, работы [4–6]), прямо пропорциональна кинетической энергии течения жидкости или газа в пористой среде.

2) Положение максимумов спектральной плотности мощности шума фильтрации связано со структурой пространства пор, т. е. является характеристикой материала.

3) Положение максимумов спектральной плотности мощности шума фильтрации не зависит (или зависит слабо) от типа флюида (газ, жидкость или жидкость с растворённым газом). При этом интенсивность излучения шума при фильтрации газа больше, чем при фильтрации жидкости.

Выводы работы [1] затем были подтверждены экспериментальными исследованиями в работах [2, 3]. Эти данные также обсуждаются в одном из разделов монографии [7].

Для возникновения звука необходимо отличие от нуля производной скорости течения по времени. В качестве основной причины нестационарности рассматривалась турбулентность потока жидкости в пористой среде и связанное с турбулентностью излучение звука в классической теории Лайтхилла [8]. Для объяснения наличия характерных частот в спектре мощности шума предлагалось рассматривать набор микроскопических резонаторов в виде выступающих зёрен, колебания которых возбуждаются турбулентными пульсациями (в качестве гипотезы эта идея высказана в работе [1] и получила дальнейшее развитие в работах одного из авторов [9]). Не вдаваясь в анализ деталей подобных моделей, следует заметить, что наличие указанных микроскопических резонаторов должно проявиться в измерениях акустических характеристик горных

\* swan@appl.sci-nnov.ru

пород. Однако, как известно из обширной литературы по этой теме [6], соответствующие эффекты в измерениях в области частот существенно ниже сотен килогерц не проявляются. Таким образом, в области доминантных частот шума фильтрации модели, связанные с возбуждением микроскопических резонаторов, следует признать несоответствующими большому объёму экспериментальных фактов.

В недавно опубликованной монографии [7] в качестве основного источника нестационарности потока флюида через пористую среду также указывается турбулентность. При этом присутствует ошибочное утверждение со ссылкой на работу [4] о том, что переход к турбулентному режиму течения в пористых средах имеет место при значениях числа Рейнольдса течения  $Re \approx 1 \div 10$ . В монографии [4] введено понятие числа Рейнольдса для течения в пористых средах и, действительно, указывается на отклонение закона фильтрации Дарси от линейного для величин  $Re \approx 1 \div 10$ . Отметим, что для всех обсуждаемых экспериментов число Рейнольдса течения мало и в крайних случаях не превышает 30. В монографии [4] отмечается, что отклонение от линейного закона фильтрации не означает переход к турбулентному режиму течения, а связано с проявлением инерции жидкости (члена  $(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}$ , где  $\mathbf{v}$  — вектор скорости течения) в уравнении Навье—Стокса. Причина распространённого заблуждения о связи отклонения от линейности закона фильтрации с переходом к турбулентному режиму течения связана с переносом результатов для прямолинейных каналов на случай искривлённых извилистых каналов в реальных пористых средах (см. также разъяснение на странице 14 классической монографии [5]). До сих пор предположение о турбулентном характере течения используется для интерпретации экспериментальных результатов (см., например, недавно опубликованную работу [10]).

Кроме турбулентности, в качестве источников нестационарности рассматривались и другие механизмы. В монографии [7] указывается на возможность возникновения пульсаций течения на микроскопическом уровне в местах сужения капилляров. В этом случае предполагается, что места сужений раскрываются под действием напора и возникающего перепада давления, а затем схлопываются, перекрывая течение через капилляр. К сожалению, проведённое в монографии [7] и в более ранней работе [3] феноменологическое рассмотрение не позволяет понять, какие параметры являются ключевыми для описания течения с пульсациями и с какими физическими явлениями связано появление пульсаций. Идея прерывистости течения на микроскопическом уровне развивалась также в работе [11], где рассматривалась задача о фильтрации газа с парами жидкости через пористую среду и предполагалось, что течение газа сопровождается отрывом капель жидкости, конденсированной на поверхности пространства пор и перекрывающей микроскопический канал фильтрации газа. Образовавшиеся затем брызги вновь сливаются в новую каплю жидкости и процесс повторяется. Таким образом, скачок давления, сопровождающий расширение газа после прорыва капли, является причиной генерации шума. Развиваемые автором [11] представления идеологически близки к концепции наличия предела сдвиговой прочности флюида (реологической или неньютоновской жидкости), когда при превышении предела прочности связи (сил поверхностного натяжения на границе раздела жидкость—газ) начинается движение флюида и появляется звук. Имеющиеся экспериментальные данные указывают на генерацию шума при фильтрации сухого газа или воды, которая не относится к структурированным жидкостям. Поэтому предложенная модель [11] не может рассматриваться в качестве универсальной.

Говоря о моделях генерации шума фильтрации, следует указать на цикл исследований [12]. В этих работах анализируются нелинейные динамические процессы при фильтрации структурированных неньютоновских жидкостей и двухфазных флюидов в пористых средах. Значительное внимание уделено изучению динамики течения жидкости с растворённым в ней газом, когда давление в порах близко к давлению насыщенных паров и возможно выделение растворённого газа из жидкости. Представленные результаты экспериментальных исследований указывают на появ-

ление автоколебаний концентрации двух фаз. Приведённое математическое описание в рамках нелинейной модели типа «хищник—жертва» (см., например, [13]) согласуется с представленными экспериментальными данными. Излучение звука в работе [12] не рассматривается, но нетрудно догадаться, что обнаруженная нестационарность может быть источником шума. Рассмотренный в [12] механизм возникновения нестационарности связан с наличием двух фаз и особенностями течения вблизи порога перколяции по отношению к величинам относительной фазовой проницаемости (см. [5, глава 4]), и поэтому такой механизм также не может объяснить весь набор экспериментальных фактов по возникновению шума фильтрации.

Таким образом, анализ литературы, посвящённой генерации шума при фильтрации жидкости в пористых средах, показывает отсутствие универсального описания данного явления. Из литературы также следует, что многие авторы искали механизмы, отвечающие за прерывистый характер течения на микроскопическом уровне. Наличие характерных частот в спектре шума и их независимость от типа флюида указывают на существование квазипериодических процессов, связанных с особенностями внутреннего устройства пористых сред. Из результатов исследований [12] следует, что имеют место сложные нелинейные режимы и возникновение автоколебаний, в том числе наблюдавшиеся в экспериментах. Всё это послужило основой для представленной ниже модели генерации шума фильтрации.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим возможную модель возникновения нестационарности течения. Прежде всего, необходимо сформулировать общие требования к такой модели.

Во-первых, модель прерывистого течения не должна быть связана с развитием необратимых процессов, например процессов разрушения, когда канал течения, однажды закрывшись или открывшись, больше не сможет восстановить своё исходное состояние.

Во-вторых, открытие и закрытие канала течения жидкости (газа) должно иметь гистерезис. В противном случае течение прерывается на бесконечно малое время и энергетика процесса невелика, т. е. генерация звука будет иметь низкую эффективность из-за сильного затухания высокочастотных составляющих в спектре возмущений.

В-третьих, модель должна описывать генерацию звука для случая фильтрации жидкости, газа и жидкости с газом. Следовательно, в первом приближении мы должны выделить основной механизм, являющийся общим для всех вариантов фильтрации, а затем, по мере необходимости, учитывать особенности, связанные с движением двухфазной жидкости и т. п.

В качестве механизма прерывания течения предлагается рассматривать гистерезис адгезии контакта зёрен или микроскопических трещин в пространстве между зёрнами. Гистерезис связан с различием напряжений, необходимых для разрыва и восстановления связей, а сам разрыв контакта связан с развитием неустойчивости [14]. Наличие трещин в межзёрненном пространстве является хорошо известным и надёжно установленным фактом (см., например, цветные микрофотографии в приложениях к монографии [15] и обзоры [16, 17]). Наличие гистерезиса в деформациях структурно неоднородных горных пород подтверждено многочисленными экспериментами и модельными соображениями [15]. Связь гистерезиса и других особенностей отклика горных пород на внешнее воздействие с силами Ван-дер-Ваальса наглядно показана в работе [18]. Соответствующие процессы являются обратимыми и проявляются в области деформаций  $\varepsilon \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$  [18]. Оценки показывают, что в экспериментальных исследованиях шумов фильтрации характерные величины градиента давления в породах отвечают бóльшим значениям деформации, чем указанные пороговые величины. Таким образом, предложенный механизм удовлетворяет всем исходным требованиям: он имеет ясную физическую природу, не противоречит известным в акустике

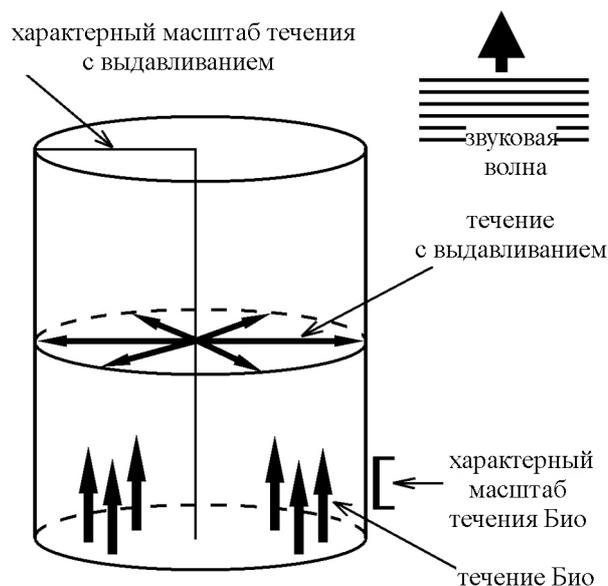


Рис. 1. Схема течения с выдавливанием (см. также работы [19, 20])

Напомним, что первой моделью, описывающей дисперсию звука в пористых средах, была модель Био [21]. В этой модели частота максимума поглощения (частота Био) определяется из условия равенства сил инерции и вязких сил и составляет  $\omega_b = \nu\phi/k$ , где  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости, заполняющей поры,  $\phi$  — пористость,  $k$  — проницаемость. Величина проницаемости отвечает движению жидкости через связанную систему пор вдоль градиента давления или в направлении волнового вектора звуковой волны, как показано на рис. 1. Характерные частоты  $\omega/(2\pi)$  лежат в области  $10^5$  Гц и выше [6], что не позволяет связать соответствующие течения с механизмом генерации шума фильтрации.

Движения жидкости с выдавливанием связаны с тем, что из-за наличия ненулевого градиента напряжений в волне имеет место растяжение и сжатие протяжённых трещин, вытянутых перпендикулярно волновому вектору. При сжатии краёв протяжённой трещины происходит выдавливание заполняющей трещину жидкости, и в силу её несжимаемости возникают значительные течения в поперечном к сжатию направлении. Поэтому подобные течения происходят преимущественно перпендикулярном к волновому вектору звуковой волны направлении (см. рис. 1). Узкие каналы имеют большую протяжённость, чем размеры полостей между зёрнами, что приводит к уменьшению частоты, связанной с релаксационными процессами перераспределения жидкости, по сравнению с характерной частотой в теории Био.

Представленная на рис. 2 схема поясняет причины появления шума фильтрации и характерных частот в спектре этого шума. В исходном состоянии термодинамического равновесия давления внутри пласта одинаковы ( $p_2 = p_1 = p_0$  на рис. 2) и движение жидкости отсутствует. При подаче давления со стороны нагнетательной скважины в пористом пласте величина  $p_2$  возрастает, превышая давление  $p_1$  в точке вдоль канала (кластера бесконечной длины в терминологии теории перколяции см., например, работы [22, 23]), отвечающего за ненулевую проницаемость (способность жидкости протекать через пористую среду). Величина  $p_2$  также становится больше величины  $p_0$ , что приводит к появлению сил,двигающих жидкость в тупиковый кластер, который связан с основным каналом трещиной, закрытой в исходном состоянии равновесия. Возникает переходный процесс, связанный с микроскопическими потоками жидкости, в том числе

структурно-неоднородных сред фактам, не связан с развитием необратимых процессов и практически не зависит от наличия флюида в порах.

Как отмечено выше, экспериментальные данные указывают на квазипериодичность процессов, связанных с генерацией шума. Поэтому необходимо найти структурные элементы внутри горных пород, которые могли бы обеспечить наличие характерных времён. Из физики горных пород известно [6], что в интересующем нас диапазоне частот  $1 \div 10$  кГц экспериментально обнаружена дисперсия звуковых волн. Эта дисперсия связана с релаксационными процессами перетекания жидкости поперёк основного потока. На рис. 1 схематично показаны такие течения. Теоретическое описание приведено в работах [19, 20], а сами характерные временные масштабы связаны с течением в узких каналах (открытых трещинах), примыкающих к основному каналу течения.

и в тупиковые кластеры (полости). Это течение аналогично течениям в моделях с выдавливанием [19, 20]. Поскольку часть этих полостей (кластеров) связана друг с другом и с основным перколяционным кластером через исходно закрытые каналы (трещины), приложение внешнего давления приводит к открытию каналов (переходу их в метастабильное состояние в терминологии работы [18]). Возникает течение через канал с последующим сбросом давления и закрытием трещины (канала). Данный процесс обратимый, он не связан с разрушением и может повторяться бесконечное число раз. Возникает режим автоколебаний разрывного типа с быстрыми и медленными движениями [24].

Отметим, что предположение о наличии тупиковых кластеров является непротиворечивым. В теории перколяции (см., например, работу [22]) показывается, что в пористой среде имеется критическое значение пористости, ниже которого проницаемость равна нулю (см. работы [6, 22, 23]). При достижении критического значения пористости возникает кластер бесконечной длины и пористая среда становится проницаемой. Количество тупиковых кластеров или каналов, ответвляющихся от основного канала течения, тем больше, чем ближе величина пористости к критическому значению. Число тупиковых кластеров асимптотически стремится к нулю в пределе  $\phi \rightarrow 1$ . Таким образом, тупиковые ответвления в пористой среде имеются всегда. Более подробно с теорией перколяции можно ознакомиться по работам [22, 23], где представлено её ясное изложение с физическими примерами, а также по многим другим источникам.

Медленные процессы имеют релаксационную природу и связаны с заполнением и опустошением упругих полостей через узкие каналы. Быстрые процессы связаны с развитием неустойчивости при разрыве и восстановлении контакта двух поверхностей, закрывающих каждую трещину (дополнительный, динамически активируемый канал). Каждый раз при открытии каналов возникает выброс порции жидкости, что отвечает монополюсному источнику акустического излучения. В результате, как и в эксперименте, мощность акустического шума прямо пропорциональна кинетической энергии потока. Для генерации такого шума не требуется турбулизация течения, а нестационарность возникает естественным образом. Рассмотрим предложенную модель подробнее.

Вверху на рис. 2 показано исходное состояние, когда трещина, соединяющая ответвление с основным каналом, по которому происходит течение флюида, закрыта. При этом сжатие флюида в полости объёма  $V_0$  приводит к росту его давления  $p_0$  и появлению сил, стремящихся раскрыть трещину. Нижняя часть рис. 2 соответствует интервалу времени, когда эти силы, превысив порог прочности связи, определяемый силами адгезии, раскрывают трещину. В течение этого интервала накопленные излишки флюида в полости  $V_0$  выходят в канал  $p_2 - p_1$ . Выход излишков флюида означает действие источника с переменной объёмной скоростью, что приводит к возбуждению звука. По мере истечения флюида из объёма  $V_0$  давление, раскрывавшее трещину, уменьшается и трещина закрывается. Процесс повторяется бесконечное число раз. При этом в отсутствие градиента давления все структурные элементы находятся в состоянии термодинамического равновесия, параметры не зависят от времени и шум также отсутствует.

Таким образом, мы имеем дело с процессом разрывных автоколебаний. Следует указать на

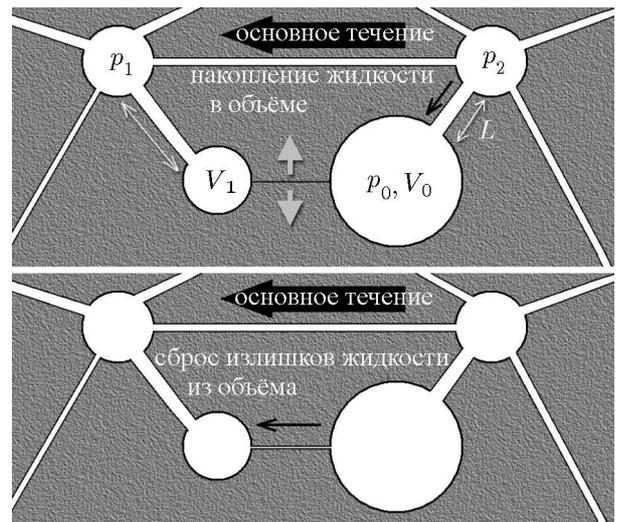


Рис. 2. Модель пульсирующего канала

аналогию рассмотренной схемы возникновения автоколебаний с хорошо известной цепью из сопротивления и конденсатора, подключённого к неоновой лампе [24]. При подсоединении к сопротивлению источника постоянного тока начинается заряд конденсатора. Когда напряжение на обкладках конденсатора превысит напряжение пробоя неоновой лампы, конденсатор начинает разряжаться через неоновую лампу. По мере падения напряжения условия для протекания тока через неоновую лампу перестают выполняться и электрическое сопротивление лампы становится бесконечным. Начинается новый цикл заряда конденсатора и т. д. Неоновая лампа обладает гистерезисом: напряжение включения превышает напряжение отключения, что обеспечивает отличные от нуля времена заряда и разряда конденсатора.

В рассматриваемой нами модели (рис. 2) роль конденсатора играет полость объёма  $V_0$ , в которой накапливаются излишки жидкости (заряд на обкладках конденсатора). Роль электрического сопротивления играет канал с длиной  $L$  (рис. 2), по которому идёт поток вязкой жидкости из основного канала течения в объём  $V_0$ . Наконец, роль нелинейного элемента (неоновой лампы) играет контакт с адгезией, для которого давление, разрывающее контакт, больше давления, при котором он восстанавливается. Важно отметить, что из-за малой величины пороговой деформации, отвечающей переходу к режиму деформации с гистерезисом, рассмотренный режим возбуждения автоколебаний близок к мягкому [24]. Поэтому появление течения в пористой среде всегда будет сопровождаться генерацией шума (за исключением очень медленных течений).

Перед тем, как переходить к математическому описанию, следует отметить важную особенность рассматриваемой модели генерации шума фильтрации. В отсутствие создаваемого извне градиента давления нет причин для перемещения жидкости в тупиковые кластеры. При естественном истечении нефти или газа за счёт значительного давления в пласте будет иметь место постоянное уменьшение давления в пористой среде. При этом течение жидкости приведёт к дополнительному уменьшению давления из-за пусть небольшой, но отличной от нуля кинетической энергии течения (см. соответствующий член в уравнении Бернулли [8]). В таком режиме течения  $p_2 < p_0$  и отсутствуют причины для заполнения объёма в тупиковом кластере. Можно предположить, что в режиме самотёка (фонтанирующий режим работы добывающей скважины) в рамках предложенной модели шум фильтрации должен отсутствовать. Ещё раз отметим, что все имеющиеся экспериментальные факты, объяснить которые призвана данная работа, связаны с течением при наличии приложенного извне избыточного давления жидкости в порах.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим заполнение жидкостью объёма  $V_0$ . В равновесном состоянии величины давления одинаковы,  $p_1 = p_2 = p_0$ , и течение в канале  $L$  отсутствует, как и течение в основном канале ( $p_2 - p_1$  на рис. 2). Жидкость в пористой среде потечёт, если создать дополнительное давление в порах. В этом случае  $p_2 > p_1$  и  $p_2 > p_0$ . В дальнейшем для удобства равновесные значения давления  $p_2$ ,  $p_1$  и  $p_0$  полагаем равными нулю.

Скорость течения в канале  $L$  определяется уравнением Дарси, которое в линейном приближении имеет вид (см., например, [5, 6]):

$$v(t) = \frac{k_0}{\eta} \frac{p_2 - p_0(t)}{L}, \quad (1)$$

где  $k_0$  — проницаемость канала длины  $L$  на рис. 2,  $\eta$  — динамическая вязкость жидкости.

Поскольку жидкость или газ, как и полость объёма  $V_0$  в твёрдом теле, имеют отличные от

нуля сжимаемости, зависимость давления  $p_0$  от времени определяется интегралом

$$p_0(t) = \mathcal{K} \frac{S_0}{V_0} \int_0^t v(t') dt', \quad (2)$$

где  $\mathcal{K}$  — модуль объёмной жёсткости объёма  $V_0$ , который учитывает жёсткость флюида и скелета. Величина  $S_0$  равна площади поперечного сечения поры, соединяющей области с давлением  $p_2$  и  $p_0$  на рис. 2, под интегралом стоит скорость течения в этой поре, а сам интеграл, умноженный на площадь, определяет изменение объёма жидкости. Таким образом, давление  $p_0$  равно произведению модуля объёмной жёсткости полости на малое относительное изменение её объёма, зависящее от времени.

Объединив уравнения (1) и (2), получаем интегральное уравнение Вольтерра второго рода относительно  $v(t)$ :

$$\frac{k_0 p_2}{\eta L} = v(t) + \mathcal{K} \frac{k_0 S_0}{\eta V_0 L} \int_0^t v(t') dt'. \quad (3)$$

Решение этого уравнения имеет вид [25]

$$v(t) = \frac{k_0 p_2}{\eta L} \exp\left(-\frac{k_0 \mathcal{K} S_0}{\eta L V_0} t\right) \equiv v_0 \exp(-\alpha_0 t). \quad (4)$$

Величина  $v_0 = k_0 p_2 / (\eta L)$  представляет собой начальное значение скорости, показатель экспоненты  $\alpha_0 = k_0 \mathcal{K} S_0 / (\eta L V_0)$ . Заполнение полости жидкостью происходит тем медленнее, чем длиннее канал, больше объём  $V_0$  и меньше жёсткость полости. Увеличение времени заполнения означает уменьшение частоты релаксационных автоколебаний. Давление внутри объёма с учётом решения (4) вычисляется по формуле (2), что приводит к следующей зависимости  $p_0(t)$  после появления потока жидкости ( $p_2 \neq 0$ ):  $p_0(t) = p_2 [1 - \exp(-\alpha_0 t)]$ .

Для упрощения дальнейшего анализа и прямого сопоставления с хорошо известной электрической цепью, в которой возбуждаются разрывные автоколебания [24], целесообразно рассмотреть электромеханическую аналогию схемы, представленной на рис. 2. Отметим, что электромеханические аналогии часто используются при моделировании течений в пористых средах (см., например, [4]). В этом случае давление аналогично электрическому потенциалу, а скорость течения — электрическому току. Из соображений размерности нетрудно показать, что комбинация  $R_0 = \eta L / k_0$  играет роль электрического сопротивления, а  $C_0 = V_0 / (S_0 \mathcal{K})$  — электрической ёмкости. На рис. 3 показана электрическая схема, представляющая собой аналог механической модели на рис. 2.

Потенциал  $E$  отвечает разности  $p_2 - p_1$ , потенциал  $U_0$  — разности  $p_0 - p_1$ . Раскрытие трещины приводит к отличной от бесконечности величине сопротивления канала течения для накопленных в объёме  $V_0$  излишков жидкости. Это сопротивление равно  $R_c = \eta L_c / k_c$ , где  $L_c$  — длина трещины,  $k_c$  — соответствующая проницаемость. Состояние ключа (открыт—закрыт) определяется потенциалом  $U_0$ : ключ открыт, если  $U_0 > U_{\text{он}}$ , и закрыт, если  $U_0 < U_{\text{оф}}$ , что условно показано пунктиром на рис. 3. Излучение звука возникает из-за отличной от нуля производной по времени от объёмной скорости  $v_c S_c$ , где множитель  $v_c$  аналогичен протекающему току  $i_c$  и  $S_c$  — площадь поперечного сечения канала течения через трещину.

Рассмотрение элементов  $R_1$  и  $C_1$ , которым в механике отвечает возможное существование полости с объёмом  $V_1$  и канала с длиной  $L_1$ , соединяющего эту полость с основным потоком

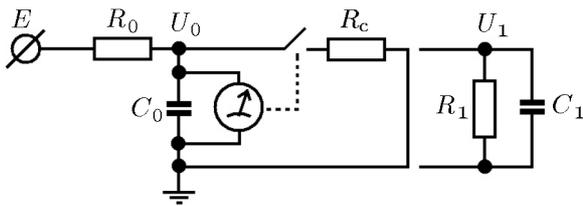


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема

(рис. 2), не приносит в рассмотрение ничего качественно нового. Эти элементы могут лишь способствовать увеличению времени разряда ёмкости  $C_0$  из-за увеличения сопротивления  $R_c + R_1$  по мере заряда ёмкости  $C_1$ . Как мы увидим ниже, основную роль играет скорость перехода ключа в замкнутое состояние, что не связано с наличием или отсутствием дополнительных цепей релаксации. В данной работе мы стремимся к мак-

симальным упрощениям и предполагаем, что сопротивление протеканию жидкости через узкую трещину должно быть больше сопротивлений  $R_0$  и  $R_1$ .

При замыкании ключа на рис. 3 ток, протекающий через сопротивление  $R_c$ , и напряжение  $U_0$  имеют следующие зависимости от времени:

$$i_c(t) = \frac{E}{R_0(1 + \gamma)} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{1 + \gamma}{\gamma\tau_0} t\right) \right] + \frac{U_{\text{on}}}{R_0\gamma} \exp\left(-\frac{1 + \gamma}{\gamma\tau_0} t\right), \tag{5}$$

$$U_0(t) = \frac{E\gamma}{1 + \gamma} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{1 + \gamma}{\gamma\tau_0} t\right) \right] + U_{\text{on}} \exp\left(-\frac{1 + \gamma}{\gamma\tau_0} t\right), \tag{6}$$

где время отсчитывается от момента замыкания ключа,  $\gamma = R_c/R_0$ ,  $\tau_0 = R_0C_0$ . Время разряда определяется выражением

$$T_d = \frac{\gamma\tau_0}{1 + \gamma} \ln \left[ \frac{U_{\text{on}}(1 + \gamma) - E\gamma}{U_{\text{off}}(1 + \gamma) - E\gamma} \right]. \tag{7}$$

При падении напряжения  $U_0(t)$  до  $U_{\text{off}}$  ключ на рис. 3 размыкается и начинается процесс заряда конденсатора  $C_0$ . Представляющие интерес величины равны

$$i_c(t) = 0, \tag{8}$$

$$U_0(t) = E \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right] + U_{\text{off}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \tag{9}$$

где время отсчитывается от момента размыкания ключа и заряд длится в течение интервала

$$T_c = \tau_0 \ln \left( \frac{E - U_{\text{off}}}{E - U_{\text{on}}} \right). \tag{10}$$

Для возникновения режима автоколебаний необходимо выполнение двух неравенств:  $U_{\text{on}} < E$  и  $U_{\text{off}} > E\gamma/(1 + \gamma)$ . Можно показать, что в предельном случае  $\gamma \gg 1$  период колебаний  $T = T_c + T_d \lesssim \tau_0$  и  $T_c \sim T_d$ . Частоты порядка  $1/\tau_0$  отвечают максимумам поглощения в модели течения с выдавливанием [19, 20]. Следовательно, максимум спектральной плотности мощности акустического излучения, возникающего при фильтрации флюида, имеет место на тех же характерных частотах.

На рис. 4 показаны качественные временные зависимости напряжения  $U_0(t)$  и тока  $i_c(t)$ . Звук генерируется за счёт выброса излишков жидкости, что отвечает простому (монопольному) источнику акустического излучения [26]. При этом основной вклад в излучение дают моменты замыкания и размыкания ключа на рис. 3 (открывания и закрывания трещины, отмеченные на рис. 4 линиями 1 и 2 соответственно). Шум фильтрации возникает из-за наличия множества элементов, срабатывающих независимо друг от друга в случайные моменты времени, отвечающие индивидуальным порогам срабатывания. Механизмы синхронизации из-за возможного нелинейного взаимодействия между близкорасположенными структурными элементами, отвечающими

за излучение звука, в данной работе не рассматриваются.

Периодичность процесса на рис. 4 позволяет представить временную зависимость тока  $i_c(t)$  или аналогичную зависимость для объёмной скорости в виде ряда Фурье. В результате мощность излучения звука простым источником, помещённым в безграничное пространство, определяется соотношением

$$W = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho}{8\pi V_P} q_n^2, \quad (11)$$

где  $\rho$  и  $V_P$  — эффективные значения плотности горной породы и скорости продольных волн в ней соответственно. Эти величины слабо зависят от пористости среды и типа насыщающего флюида, а соответствующие модели эффективных сред представлены, например, в работе [6]. Амплитуды гармоник  $q_n^2$  равны

$$q_n^2 = \left( \frac{k_c S_c}{\eta L_c} \right)^2 \left( \frac{p_{on} - p_{\infty}}{T} \right)^2 \frac{4\pi^2 n^2}{(\alpha T)^2 + 4\pi^2 n^2} \times \left[ 1 + \exp(-2\alpha T_d) - 2 \exp(-\alpha T_d) \cos\left(\frac{2\pi n T_d}{T}\right) \right], \quad (12)$$

где  $p_{\infty}$  — установившееся давление в полости  $V_0$  (аналог напряжения  $E(R_c)/(R_0 + R_c)$ ),  $\alpha = 1 + \gamma/(\gamma\tau_0)$ ,  $T$  — период автоколебаний.

В рамках рассматриваемой модели в момент срабатывания ключа (рис. 3) ток через сопротивление  $R_c$  мгновенно возрастает от нуля до  $U_{on}/R_c$  с последующим уменьшением, отвечающим релаксации. Это приводит к наличию скачка первой производной  $U_0(t)$  и появлению бесконечной производной тока или эквивалентной бесконечной производной объёмной скорости. Периодичность процесса в итоге приведёт к появлению физически нереализуемой бесконечной мощности излучения из-за отсутствия ослабления высших гармоник в спектре зависимости  $di_c(t)/dt$ . Из выражения (12) нетрудно видеть, что  $\lim_{n \rightarrow \infty} q_n^2 \neq 0$ . Объяснение причин появления такого рода бесконечности дано в теории колебаний [24].

Во-первых, процессы включения/выключения конечны по времени, что определяется развитием неустойчивости (быстрого движения на фазовой плоскости в терминах [24]). Следовательно, разрыв первой производной  $U_0(t)$  в момент изменения состояния ключа отсутствует. Важность диссипативных процессов в кинетике разрыва контакта с адгезией и, в частности, для определения динамического коэффициента адгезии отмечалась в экспериментальных исследованиях (см., например, [27]). Описание этих процессов сильно затруднено и, как правило, выполняется феноменологически (см., например, [28, 29]). Ниже будет приведён простой численный пример, показывающий ограничение амплитуд гармоник высших порядков при учёте конечности времени переключения.

Во-вторых, наличие ненулевых индуктивностей в электрической схеме на рис. 3 (учёт сил инерции при движении жидкости в порах) также приведёт к ограничению производной тока  $i_c$ ,

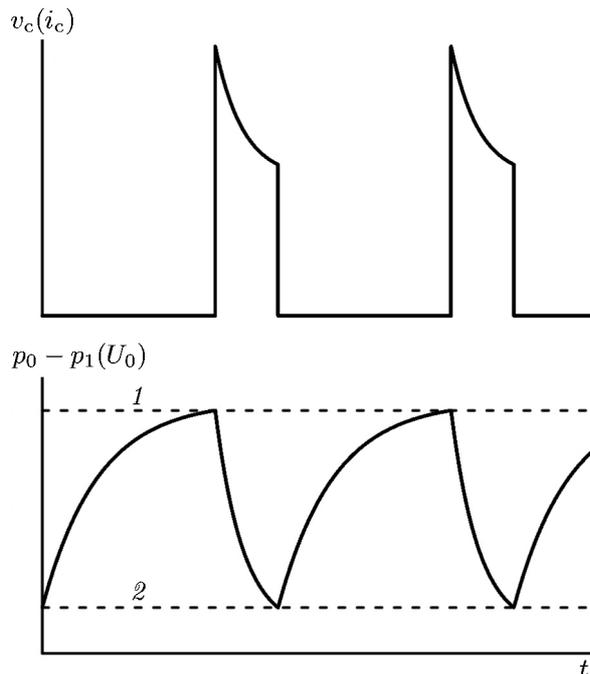


Рис. 4. Режим автоколебаний ( $\gamma = 1$ )

что отмечено в работе [24] при обсуждении релаксационных автоколебаний в схеме с неоновой лампой. Соответствующие характерные частоты имеют порядок частоты Био, что составляет около  $10^5$  Гц и выше (см. [6]). Эти частоты значительно превышают характерные частоты максимума спектральной плотности мощности шума фильтрации [1–3]. Наконец, при регистрации шума присущее пористым средам значительное затухание сильно ограничит высокочастотные спектральные составляющие.

Из выражений (11) и (12) видно, что мощность акустического излучения пропорциональна квадрату разности давлений  $p_{\text{он}} - p_{\infty}$ . В свою очередь, при наличии гладкой функции распределения элементарных ячеек излучения по давлениям  $p_{\text{он}}$  и  $p_{\text{офф}}$  эта величина оказывается пропорциональной разности давлений  $p_2 - p_1$  (достаточно рассмотреть первую производную по давлению от указанной функции распределения и использовать разложение в ряд Тейлора). С учётом размера излучающей звук ячейки разность  $p_2 - p_1$  пропорциональна градиенту давления:  $p_2 - p_1 = |\nabla p| L_{21}$ , где  $L_{21}$  — расстояние между областями с величинами давления  $p_1$  и  $p_2$ . Таким образом, многократно наблюдавшаяся в экспериментах [1–3] пропорциональность мощности акустического излучения квадрату градиента давления находит естественное объяснение в рамках предложенной модели.

Период автоколебаний  $T = T_c + T_d$ , где времена «заряда» и «разряда» элементарной ячейки, излучающей звук, определены выражениями (10) и (7) соответственно. Период колебаний имеет порядок  $\tau_0 = \eta L V_0 / (k_0 S_0 \mathcal{K})$  и не зависит от градиента давления. Поскольку сопротивление протеканию жидкости через узкий канал в виде трещины с большой вероятностью превышает сопротивление  $\eta L / k_0$ , период автоколебаний  $T$  оказывается меньше  $\tau_0$  и тем меньше, чем больше отношение сопротивлений  $\gamma = R_c / R_0$ . Следовательно, имеется тенденция к увеличению частоты автоколебаний при наличии узких пор с большим сопротивлением течению, на что указывают результаты работы [1] (см. рис. 1 в указанной работе).

Таким образом, в рамках предложенной модели находит объяснение многократно проверенное экспериментально [1–3] отсутствие зависимости частоты максимума спектральной плотности мощности шума фильтрации от градиента давления. Также получает разумное объяснение наличие значительного количества высокочастотных составляющих шума, что связано с указанной тенденцией уменьшения периода автоколебаний по сравнению с  $\tau_0$ , а также с наличием большого количества гармоник в спектре.

Выше отмечалось, что в рамках предложенной модели переход ключа из открытого в закрытое состояние и обратно происходит мгновенно, и это приводит к не имеющей физического смысла бесконечной мощности излучения. Роль конечного времени, которое требуется для развития неустойчивости и отрыва контакта с адгезией, можно проиллюстрировать следующим простым примером. В выражении (12) для квадрата модуля амплитуд гармоник объёмной скорости необходимо учесть, что подынтегральная функция изменяется от нуля до единицы за конечное время. Это можно сделать, добавив член вида  $1 - \exp(-\beta t)$  в начальный участок зависимости  $i_c(t)$ , где  $\beta$  определяет ограничение скорости разрыва. Аналогичный член необходимо добавить и в момент выключения. Величины  $\beta$  в этих двух экспоненциальных зависимостях могут быть, вообще говоря, различными, поскольку в первом случае описывается процесс открытия трещины, а во втором — закрытия. Для целей дальнейшего изложения такое разделение непринципиально. Соответствующие коэффициенты ряда Фурье можно вычислить аналитически, но из-за их громоздкости и физической ясности конечного результата приводить формулы для них не имеет смысла.

На рис. 5 показано, к чему приводит появление указанных выше членов. В пределе  $\beta \tau_0 \rightarrow \infty$  получается выражение (12). Как и следовало ожидать, конечная длительность включения/выключения, имеющая порядок  $1/\beta$ , приводит к ограничению высокочастотных составляющих

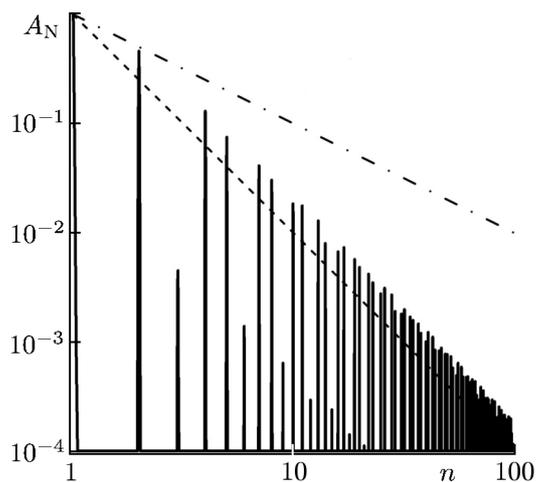


Рис. 5. Влияние конечного времени включения/выключения на спектр излучения звука. По оси абсцисс отложен номер гармоники  $n$  (произведение её частоты на период автоколебаний), по оси ординат — нормированные на максимум амплитуды гармоник. Расчёт проведён для  $\beta\tau_0 = 10$ , штриховая линия соответствует зависимости  $1/n^2$ , штрих-пунктирная —  $1/n$

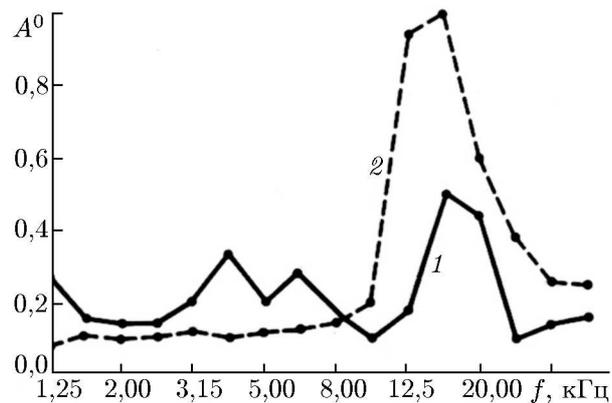


Рис. 6. Спектр шума при фильтрации воды (1) и углекислого газа (2) в экспериментах [1]

щих в излучении. Это является ожидаемым эффектом, поскольку за высокие частоты отвечают резкие изменения в зависимости от времени и, если такие изменения сгладить, то высокие частоты должны быть ослаблены. Показанные на рис. 5 штриховой и штрих-пунктирной линиями зависимости относительной амплитуды гармоник от их порядка указывают на сходимость соответствующего ряда (11). Таким образом, с учётом конечности времени переключения (времени, необходимого для развития неустойчивости) высокочастотные составляющие спектра излучения шума фильтрации ограничены, как и полная мощность излучения.

Параметры структурных элементов в гетерогенных средах часто удовлетворительно описываются логнормальным распределением (см., например, недавний обзор [30]). Характерная частота в спектре излучения определяется периодом автоколебаний, а этот период — размерами полостей, длинами каналов и прочими характеристиками, которые распределены по логнормальному закону. Поэтому спектр излучения шума от множества структурных элементов, показанных на рис. 2, должен быть близок к логнормальному распределению. Эта особенность действительно наблюдается в экспериментах, что отмечено в работе [9].

Таким образом, перечисленные в начале данной работы результаты экспериментальных исследований получили разумное объяснение в рамках предложенной модели, которая, в свою очередь, согласуется с физическими свойствами горных пород. Осталось дать объяснение наблюдавшейся в экспериментах независимости доминантной частоты излучения шума от типа флюида, который движется в пористой среде. На рис. 6, который заимствован из работы [1], видно, что положение главных максимумов в спектре шума практически одинаково при фильтрации воды и углекислого газа. Аналогичное сравнение спектров шума при фильтрации жидкости и газа приведено в работе [2], где также подтверждён вывод о слабой зависимости доминантной частоты шума от типа флюида.

Период автоколебаний пропорционален времени релаксации  $\tau_0$ . Эта величина зависит от типа

флюида через его динамическую вязкость и жёсткость полости объёма  $V_0$ :

$$\tau_0 = A \frac{\eta}{\mathcal{K}}, \quad (13)$$

где  $A = V_0 L / (k_0 S_0)$  — коэффициент пропорциональности, определяемый геометрией пространства. Особенности, связанные с поверхностными эффектами и, например, возможными изменениями проницаемости при переходе от фильтрации газа к фильтрации жидкости [7], в данной работе не рассматриваются.

Жёсткость  $\mathcal{K}$  в случае неподвижных стенок объёма  $V_0$  равна объёмной жёсткости флюида  $K_f = \rho_f C_f^2$ , где  $\rho_f$  и  $C_f$  — плотность и скорость звука в данном флюиде соответственно. Из-за конечной величины жёсткости полости  $K_p$  величина  $\mathcal{K}$  определяется формулой

$$\mathcal{K} = \left( \frac{1}{K_p} + \frac{1}{K_f} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Величина  $K_p$  зависит от геометрии объёма  $V_0$  и даётся следующими выражениями [6, §2.9]:

$$\frac{K_p}{K_s} = \begin{cases} \frac{2(1 - \nu_s)}{3(1 - \nu_s)} & \text{для сферической полости;} \\ \frac{3\pi\epsilon(1 - 2\nu_s)}{4(1 - \nu_s^2)} & \text{для полости в виде почти плоской трещины;} \\ \frac{3(1 - 2\nu_s)}{5 - 4\nu_s} & \text{для полости в виде вытянутого эллипсоида.} \end{cases} \quad (15)$$

Здесь  $K_s$ ,  $\nu_s$  — объёмная жёсткость и коэффициент Пуассона смеси минералов, составляющих горную породу, соответственно. Величина  $\epsilon \ll 1$  равна отношению малой полуоси сплюснутого эллипсоида к его большой полуоси и характеризует хорошо известное увеличение податливости вытянутой трещины.

Используем значения вязкости углекислого газа и воды из справочника [31], а также характерные величины  $K_s$  и  $\nu_s$  для песчаников [6]. Несложно показать, что отношение  $\eta/\mathcal{K}$  в выражении (13) для воды и углекислого газа одинаково, если полость  $V_0$  представляет собой плоскую трещину с  $\epsilon \approx 10^{-3}$ . В природе встречаются трещины с  $10^{-4} \lesssim \epsilon \lesssim 10^{-1}$  [6, 32], и поэтому полученная оценка не является противоречивой. С другой стороны, для существования полости необходимо, чтобы трещина была раскрытой. Давление, при котором трещина закрывается, пропорционально  $\epsilon$  [6]:

$$\sigma = \frac{\pi\mu_s\epsilon}{2(1 - \nu_s)}, \quad (16)$$

где  $\mu_s = 3K_s(1 - 2\nu_s)/[2(1 + \nu_s)]$  — модуль сдвига. Для характерных значений модуля сдвига песчаника  $\mu_s \approx 20$  ГПа критическое давление имеет порядок 30 МПа. Этой величине отвечает такое же по порядку величины давление в пласте, что может иметь место на глубинах более 1,5 км.

Таким образом, независимость частоты максимума в спектре шума на рис. 6 можно объяснить, сделав дополнительное допущение относительно геометрии полостей  $V_0$ . При этом данное допущение не приводит к явным противоречиям. Во-первых, если мы связываем шум с фильтрацией через пространство трещин, то совершенно естественным представляется, что часть трещин находится в открытом состоянии, а часть — в закрытом, и некоторая часть из закрытых трещин находится в состоянии, близком к порогу открытия. Во-вторых, сделанные оценки не приводят к противоречиям: трещины могут оставаться в открытом состоянии на достаточно больших глубинах, что согласуется с известными экспериментальными данными [17]. В-третьих, наличие пустот

в виде трещин и в виде почти сферических полостей приведёт к тому, что в первую очередь будут сжиматься наиболее податливые полости в виде трещин. В рамках предложенной модели и сделанных допущений относительно геометрии объёма  $V_0$  должна появиться связь между доминантной частотой в спектре шума и типом флюида на больших глубинах, где полости в виде трещин закрываются. В этом случае постоянство отношения  $\eta/K$  обеспечить не удастся. На данный момент экспериментальные свидетельства такого эффекта отсутствуют.

К сожалению, во всех упомянутых экспериментальных исследованиях абсолютные (размерные) значения интенсивности шума или спектральной плотности амплитуд давления шума не приводятся. Это затрудняет прямое сравнение модели (с использованием формул (11) и (12)) с экспериментом. Сравнение относительных изменений для различных типов флюидов также невозможно. Например, скорости течения, соответствующие данным на рис. 6, заимствованным из работы [1], не приведены, а в работах [2, 3, 7] при известных скоростях фильтрации флюидов данные для газа и воды отвечают различным физическим характеристикам: акустической эмиссии в случае фильтрации газа и электромагнитной эмиссии при фильтрации воды. Таким образом, по имеющимся экспериментальным данным проверить зависимость амплитуды шума от типа флюида не представляется возможным.

## ВЫВОДЫ

Предложенная модель объясняет причину возникновения нестационарности на микроскопическом уровне и генерации шума фильтрации. Шум не связан с гидродинамическими источниками, и для его возникновения не требуется переход к турбулентному режиму течения в порах. Физический механизм нестационарности течения связан с развитием неустойчивости в контакте с адгезией [14] из-за накопления деформаций, вызванных притоком жидкости в область локализации трещины. Кроме того, модель имеет следующие достоинства.

1) Она объясняет зависимость мощности излучения от квадрата градиента давления и независимость доминантной частоты излучения от градиента давления.

2) Известный из эксперимента факт независимости доминантной частоты шума от типа флюида также может быть объяснён в рамках предложенной модели при дополнительных разумных предположениях относительно геометрии пространства коллектора, с которым связано излучение.

3) Согласие вида спектра с логнормальным распределением, параметром которого является частота, находит естественное объяснение в рамках предложенной модели. Также объясняется тенденция смещения доминантной частоты в спектре шума вверх при уменьшении размера зёрен и, предположительно, уменьшении размеров структурных элементов, связанных с излучением звука.

4) В основе модели лежат физические явления, хорошо изученные при теоретических и экспериментальных исследованиях в области контактной механики, разведочной геофизики и геоакустики. К таким явлениям относятся хорошо известный гистерезис в зависимости напряжение—деформация в горных породах, а также возникновение дисперсии скорости звука из-за релаксационных явлений при перемещении жидкости в длинных узких каналах поперёк основного течения.

Важно отметить, что в рамках предложенной модели можно указать на неизвестные особенности поведения шума фильтрации. Во-первых, должно существовать пороговое значение градиента давления, ниже которого шум не возбуждается, хотя жидкость при этом может течь. Наличие такого порога связано со существованием амплитуды деформации, до достижения которой эффекты гистерезиса не наблюдаются [15, 18]. Во-вторых, на больших глубинах (порядка 1,5 км

и более) должна появиться зависимость доминантной частоты в спектре шума от типа флюида. Отметим, что оба предположения допускают экспериментальную проверку.

Работа выполнена по заказу «TGT-Oil» (Казань, контракт 15–04–01) и при частичной поддержке РФФИ (проекты 15–05–08196 и 15–45–02450, из результатов выполнения которых заимствованы некоторые идеи представленной работы).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николаев С. А., Овчинников М. Н. // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 1. С. 114.
2. Ипатов А. И., Городнов А. В., Петров Л. П. и др. // АИС «Каротажник». 2004. № 122. С. 51.
3. Ипатов А. И., Городнов А. В., Ипатов С. И. и др. // Геофизика. 2004. Т. 2. С. 25.
4. Щелкачев В. Н., Лапук Б. Б. Подземная гидравлика. М.: Государственное научно-техн. из-во нефтяной и горно-топливной литературы, 1949. 525 с.
5. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
6. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. The Rock Physics Handbook. Tools For Seismic Analysis in Porous Media. Boston, MA: Cambridge University Press, 2009. 524 p.
7. Ипатов А. И., Кременецкий М. И. Геофизический и гидродинамический контроль разработки месторождений углеводородов. М.: РГУ нефти и газа им. И. М. Губкина, научно-исследовательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2010. 780 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Том. VI. Теоретическая физика. М.: Наука, 1988. 736 с.
9. Овчинников М. Н. Реологические модели и эволюция физических полей в подземной гидросфере: Дис. ... доктора физ.-мат. наук. Казанский университет, 2004.
10. Марфин Е. А., Метелёв И. С., Гарифьянов Б. А., Абдрашитов А. А. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2014. №6. 146316.
11. Заславский Ю. М. // Электронный журнал "Техническая акустика <http://ejta.org/>, 2005, 5.
12. Мирзаджанзаде А. Х., Хасанов М. М., Бахтизин Р. Н. Моделирование процессов нефтегазодобычи. Нелинейность, неравновесность, неопределённость. М., Ижевск: Ин-т компьютерных исслед., 2004. 368 с.
13. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 2001. 560 с.
14. Johnson K. L. Механика контактного взаимодействия. М: Мир, 1989. 510 с.
15. Guyer R. A., Johnson P. A. Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of rocks, soil, concrete. Weinheim: Wiley-VCH, 2009. 410 p.
16. Brace W. F., Silver E., Hadley K., Goetze C. // Science. 1972. V. 178, No. 4057. P. 162.
17. Kranz R. L. // Tectonophys. 1983. V. 100, No. 1–3. P. 449.
18. Lebedev A. V., Ostrovsky L. A. // Acoust. Phys. 2014. V. 60, No. 5. P. 555.
19. Dvorkin J., Nur A. // Geophys. 1993. V. 58, No. 4. P. 524.
20. Dvorkin J., Nolen-Hoeksema R., Nur A. // Geophys. 1994. V. 59, No. 3. P. 428.
21. Biot M. A. // J. Acoust. Soc. Am. 1956. V. 28, No. 2. P. 168.
22. Sahimi M. Applications of percolation theory. London: Taylor and Francis, 1994. 258 p.
23. Клеман М., Лаврентович О. Д. Основы физики частично упорядоченных сред. М.: Физматлит, 2007. 680 с.
24. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М: Физматгиз, 1959. 915 с.

25. Polyanin A. D. Manzhirov A. V. Handbook of Integral Equations. Boca Raton: CRC Press, 1998. 796 p.
26. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
27. Maugis D., Barquins M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1978. V. 11, No. 14. P. 1989.
28. Дерягин Б. В., Чураев Н. В., Муллер В. М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1985. 400 с.
29. Kendall K. Energy analysis of adhesion // Adhesion Science and Engineering. Vol. 1. The mechanics of adhesion / ed. by Dillard D. A., Pocius A. V. Amsterdam: Elsevier, 2002. P. 77-110.
30. Bonnet E., Bour O., Odling N. E., et al. // Rev. Geophys. 2001. V. 39, No. 3. P. 347.
31. Кикоин И. К. Справочник физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1 008 с.
32. Zhang J. J., Bentley L. R. // CREWES Res. Report. 2003. V. 15. P. 1.

Поступила в редакцию 21 июня 2017 г.; принята в печать 27 апреля 2018 г.

## A NONLINEAR RELAXATION MECHANISM OF FILTRATION NOISE GENERATION IN POROUS MEDIA

*A. V. Lebedev*

We propose a model that explains the microscopic origin of the nonstationarity and related filtration-noise generation in porous media. The noise is not determined by hydrodynamic sources, and the transition to a turbulent flow regime in pores is not required for its occurrence. The physical mechanism of a nonstationary flow is connected with the development of instability at contacts inside cracks or grains, as well as with the presence of relaxation phenomena in voids and channels always available in rocks. It has been shown that the structural elements in rocks provide a self-excited oscillation regime. The model proposed is in good agreement with known experimental data.