

## СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЙ ШУМА ФИЛЬТРАЦИИ ФЛЮИДА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

© 2022 г. А. В. Лебедев\*

*Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Н. Новгород, 603950 Россия*

*\*e-mail: swan@appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 25.03.2022 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Рассматривается один из методов дистанционных исследований структурно-неоднородных сред – изучение шума фильтрации. Дано краткое описание предложенной ранее модели возникновения шума фильтрации. Приводятся результаты вычислений, отмечаются особенности внутренней структуры природных пористых материалов, обуславливающие генерацию акустического излучения. Результаты расчета сопоставлены с недавно опубликованными в Акустическом журнале экспериментальными данными. Показано, что имеется удовлетворительное согласие между предсказанием в рамках предложенной теоретической модели и результатами измерений. Это открывает возможности для определения параметров пористых сред и скорости флюида по измерению шума фильтрации.

*Ключевые слова:* акустика пористых сред, дистанционная акустическая диагностика

DOI: 10.31857/S0320791922040062

### ВВЕДЕНИЕ

Способность акустических волн проникать на значительные глубины выделяет акустические методы исследования природных сред по сравнению с другими физическими методами. Здесь следует указать на масштабные сейсмоакустические методы исследований (например, [1–3]), которые направлены на исследование недр Земли, поиск полезных ископаемых и решение инженерно-технических задач с использованием искусственных источников пробных волн. Наряду с активными методами исследований в последнее время набирают популярность пассивные методы, использующие природные источники. Здесь также существует большой массив работ по исследованию строения Земли, томографии зон разломов и донных отложений с использованием природного микросейсмического шума (например, [4–9]). Отдельный интерес представляют акустические методы исследования строения природных пористых сред, основанные на анализе шума, возникающего при фильтрации флюида (газ, жидкость). Эти методы занимают промежуточное положение между активными и пассивными сейсмоакустическими методами, поскольку, с одной стороны, источники шума имеют природное происхождение, а с другой, – без наличия внешнего воздействия, приводящего

к появлению потока флюида в пористой среде, шум фильтрации отсутствует.

В 1973 г. была опубликована работа [10], в которой обсуждалась информативность амплитудно-частотных спектров акустического шума при изучении характеристик турбулентного течения флюидов в эксплуатационной скважине и законном пространстве. Результаты [10] дали толчок к развитию диагностики течения флюида в нефтегазовой промышленности и поиску информативных параметров в характеристиках акустического шума, которые можно было бы использовать в диагностических целях. Анализ низкочастотных акустических шумов в полосе от долей Гц до единиц кГц использовался для диагностики скорости притока флюида из пласта в области, примыкающей к скважине. Анализ шума в области 5–100 кГц, который обоснованно связывается с течением флюида в порах, позволяет осуществлять пассивную акустическую диагностику притоков флюида из более удаленных от скважины областей. При этом до настоящего момента времени в качестве источника шума в этих областях рассматривается предложенный в [11] механизм акустического излучения турбулентным течением в порах [12–16], что, на взгляд автора настоящей работы, неверно из-за малости числа Рейнольдса соответствующих течений. Отметим, что течение в самой скважине, являвшееся предметом исследо-

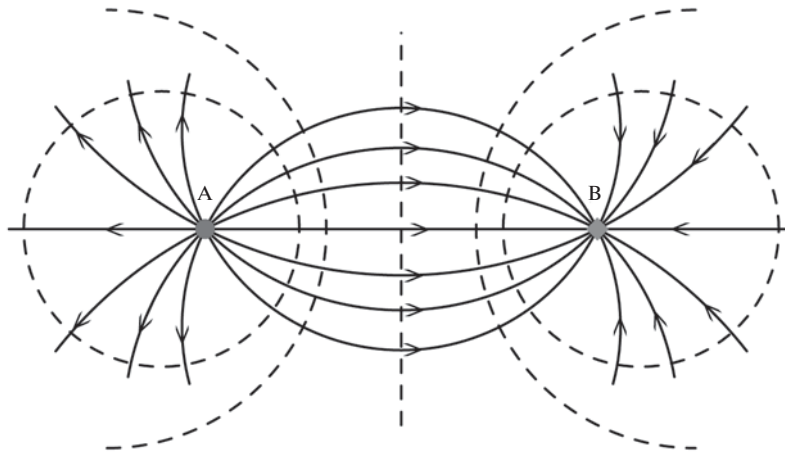


Рис. 1. Типичная схема возникновения потока флюида в пористой среде.

вания в [10], характеризуется значительными величинами числа Рейнольдса, и генерация шума такого течения действительно связана с турбулентными пульсациями потока флюида.

Схема работы нагнетательной и эксплуатационной скважин в однородной пористой среде (“вид сверху”) показана на рис. 1 (см. также [17], рис. 40). Сплошными линиями со стрелками показаны линии тока, штриховыми линиями отмечены линии равного давления. Давление в точке А (исток) больше давления в точке В (сток), что заставляет жидкость в порах двигаться в нужном направлении, например, выдавливая нефть из пористой среды (коллектора) в эксплуатационную скважину В. Экспериментам на образцах пористых пород [12–16] отвечает линия тока в виде прямой, соединяющей точки А и В.

Для возникновения звука необходимо отличие от нуля производной по времени от скорости течения [18, 19]. По прошествии некоторого времени (порядка часов или суток [20]), необходимого для установления распределения давления, макроскопические значения давления и скорости течения стационарны. Следовательно, на первый взгляд, причины для возникновения шума фильтрации отсутствуют. Экспериментальные же данные указывают на наличие шума фильтрации, в том числе, и в режиме стационарных значений давления и скорости течения.

Следует коротко остановиться на существующих моделях генерации шума фильтрации. В качестве основной причины нестационарности рассматривалась и продолжает рассматриваться (например, недавние публикации [15, 16]) турбулентность потока жидкости в пористой среде и связанное с турбулентностью излучение звука в классической теории Лайтхилла [18]. Для объяснения наличия характерных частот в спектре мощности шума предлагалось рассматривать на-

бор микроскопических резонаторов в виде выступающих зерен, колебания которых возбуждаются турбулентными пульсациями (в качестве гипотезы эта идея высказана в работе [12]).

В сравнительно недавно опубликованной монографии [13] в качестве основного источника нестационарности потока флюида через пористую среду также указывается на турбулентность. При этом присутствует ошибочное утверждение со ссылкой на [20] о том, что переход к турбулентному режиму течения в пористых средах имеет место при значениях числа Рейнольдса течения  $R \sim 1-10$ . В монографии [20] введено понятие числа Рейнольдса для течения в пористых средах, и, действительно, указывается на отклонение закона фильтрации Дарси от линейного для величин  $R \sim 1-10$ . Там же дано пояснение (страницы 124 и 125), что отклонение от линейного закона Дарси не связано с переходом к турбулентному режиму течения, а обусловлено инерцией жидкости при движении по искривленным каналам — порам или членом  $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}$ , где  $\mathbf{v}$  — вектор скорости течения в уравнении Навье–Стокса (см. также разъяснение на странице 14 монографии [21] и выделенный курсивом текст в конце §6 [17]). Еще раз подчеркнем, что в ставшей классической монографии [20], которая была впервые издана в 1949 г., уже указывалось на наличие заблуждений о связи отклонения закона Дарси от линейного с турбулентностью потока. Тем не менее, ошибочное утверждение о переходе к турбулентному режиму при числах Рейнольдса течения  $R \sim 1-10$  оказалось удивительно “живучим”, повторяясь в работах различных авторов на протяжении десятилетий.

Кроме турбулентности в качестве источников нестационарности рассматривались и другие механизмы. В монографии [13] представлено выражение для характерного времени пульсации в мо-

дели двух полостей, соединенных порой, которая может открываться и закрываться при некоторых пороговых значениях давления. При этом в качестве механизма, управляющего открытием и закрытием поры, предлагается рассматривать изменение давления, вызванное течением флюида (закон Бернулли [18]). Несложные оценки показывают, что для реализации подобного сценария скорость микроскопического течения в поре должна быть сопоставима по порядку величины со скоростью звука в флюиде и/или вмещающей пору среде. Поэтому предложенный механизм представляется маловероятным.

Кроме механизма возбуждения звука турбулентностью рассматривалось излучение звука микроскопическими вихрями в режиме течения с отклонением от линейного закона Дарси. Соответствующие экспериментальные результаты и их обсуждение представлены в [22]. Широкий спектр шума фильтрации связывается с наличием микроскопических вихрей различных пространственных масштабов. Поскольку шум фильтрации наблюдается не только для чисел Рейнольдса  $R \approx 1-10$ , но и при  $R \approx 1$ , возникает вопрос об универсальности предлагаемого авторами [22] механизма генерации шума. Идея прерывистости течения на микроскопическом уровне развивалась в работе [23], 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 [23] представления идеологически близки к представлениям о наличии 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, что в момент нестационарности приведет к появлению акустического излучения. Однако имеющиеся экспериментальные данные [12] указывают на генерацию шума при фильтрации сухого газа или воды, которая не относится к структурированным жидкостям. Поэтому предложенная модель [23] не может рассматриваться в качестве универсальной. Кроме того, механизм отрыва капли реализуется при величине числа Вебера (отношение кинетической энергии потока к потенциальной энергии сил поверхностного натяжения), превышающей единицу, что, как

правило, отвечает числу Рейнольдса порядка  $10^3-10^4$ .

Говоря о моделях генерации шума фильтрации, следует указать на интересный цикл исследований [24]. В этих работах анализируются нелинейные динамические процессы при фильтрации структурированных неньютоновских жидкостей и двухфазных флюидов в пористых средах. Значительное внимание уделено исследованию динамики течения жидкости с растворенным в ней газом, когда давление в порах близко к давлению насыщенных паров и возможно выделение растворенного газа из жидкости. Представленные результаты экспериментальных исследований указывают на появление автоколебаний концентрации двух фаз. Приведенное математическое описание в рамках нелинейной модели типа “хищник–жертва” [25] согласуется с представленными экспериментальными данными. Излучение звука в [24] не рассматривается, но нетрудно догадаться, что обнаруженная нестационарность может быть источником шума. Это нашло подтверждение в недавно опубликованной работе [26], где представлены экспериментальные исследования особенностей генерации шума при выдавливании одного флюида другим. Рассмотренный в [24] механизм возникновения нестационарности связан с наличием двух фаз и особенностями течения вблизи порога перколяции по отношению к величинам относительной фазовой проницаемости (см., например, [21], Глава 4), и поэтому такой механизм также не может объяснить весь набор экспериментальных фактов по возникновению шума фильтрации. Кроме того, характерные временные масштабы, отвечающие выделению растворенного газа и его поглощению, недостаточно малы для объяснения шума фильтрации на частотах в несколько кГц.

Таким образом, анализ литературы, посвященной генерации шума при фильтрации жидкости в пористых средах, показывает отсутствие универсального описания явления. Из анализа 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 присутствие квазипериодических или релаксационных процессов, связанных с особенностями внутреннего устройства пористых сред. Из результатов исследований [24] следует существование сложных нелинейных режимов и возникновение автоколебаний, в том числе, наблюдавшихся в экспериментах. Все это послужило основой модели генерации шума фильтрации, предложенной в работе [27] и получившей развитие в [28].

## МОДЕЛЬ ШУМА ФИЛЬТРАЦИИ

Принципиальное отличие моделей [27, 28] от предложенных ранее состоит в механизме возникновения нестационарности. Модель предполагает, что нестационарность обусловлена возникновением режима релаксационных автоколебаний [25, 29]. Источником акустического шума является выброс порций жидкости (простой источник акустического излучения [19]), а шумовой характер акустического излучения обусловлен случайностью таких выбросов от множества структурных элементов, связанных с существованием режима автоколебаний. В работе [27] отмечается, что для возникновения режима релаксационных автоколебаний с медленными и быстрыми движениями [25, 29] принципиально необходимо наличие нелинейного элемента с гистерезисом: т.е. открытие и закрытие канала сброса излишков флюида имеет место при различающемся давлении. Заметим, что модель [27], будучи согласованной с теорией колебаний и физикой горных пород (смотри ниже), с этой точки зрения принципиально отличается от упомянутой выше модели пульсирующего канала [13].

Модель элементарного источника акустического излучения показана на рис. 2 (см. также [27, 28]). Представленная на рис. 2 схема поясняет причины появления шума фильтрации и характерных частот в спектре этого шума. В исходном состоянии термодинамического равновесия давление внутри пласта на заданной глубине одинаково ( $p_2 = p_1 = p_0^{(1)} = p_0^{(2)}$  на рис. 2), и движение жидкости отсутствует. При подаче давления извне, например, 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, например, [30, 31]), отвечающего за ненулевую проницаемость (способность жидкости протекать через пористую среду). Величина  $p_2$  также становится больше  $p_0^{(1)}$ , что приводит к появлению сил,двигающих жидкость в тупиковый кластер, связанный с основным каналом трещиной, которая в исходном состоянии равновесия закрыта. Возникает переходный процесс, связанный с микроскопическими потоками жидкости, в том числе, и в тупиковые кластеры (полости).

Это течение аналогично течениям в моделях с выдавливанием [32, 33], с которыми связывается наблюдавшаяся в натурных исследованиях дисперсия сейсмических волн в диапазоне  $\sim 10$  кГц.

Несмотря на похожесть полости объема  $V_0^{(1)}$  с каналом длины  $L_0$  (рис. 2) на резонатор Гельмгольца [19], нельзя говорить о резонансных колебаниях (оценка добротности приведена ниже). Дело в

том, что канал  $L_0$  является узким, и поэтому силы вязкого трения преобладают над силами инерции флюида, заполняющего канал. Здесь имеется аналогия с теорией Био [34], в рамках которой силы вязкого трения превышают силы инерции в диапазоне частот ниже сотен кГц. Поэтому модели [32, 33] течения флюида поперек основного потока описывают релаксационные, а не резонансные явления в пористых средах.

Поскольку часть полостей (кластеров) связана друг с другом и с основным перколяционным кластером через исходно закрытые каналы—трещины, приложение внешнего давления приводит к открытию каналов в результате развития неустойчивости контакта с адгезией и разрыву этого контакта при давлении  $p_{\text{он}}$  [35]. Возникает течение через канал с последующим сбросом давления и закрытием трещины—канала через интервал времени, необходимый для сброса давления до величины  $p_{\text{off}}$ , отвечающей закрытию канала. Закрытие канала также связано с развитием неустойчивости, обусловленной сильным взаимодействием поверхностей через силы Ван-дер-Ваальса. Таким образом, процесс возникновения пульсаций связывается с наличием контактов с адгезией или трещин между зернами, т.е. всегда присутствующих в горных породах структурных элементов (например, обзоры [36, 37], также цветные иллюстрации в [38]), при этом гистерезис адгезии при отрыве/восстановлении контакта поверхностей также хорошо известен [35, 39]. Процесс обратимый, он не связан с разрушением, и может повторяться бесконечное число раз. Возникает режим автоколебаний разрывного типа с быстрыми (отрыв/восстановление контакта с адгезией) и медленными (накопление излишков жидкости и их сброс) движениями, общая теория которых представлена в [25, 29].

Параметрами, определяющими временные масштабы, являются жесткость полостей объема  $V_0^{(1,2)}$  (рис. 2) в изначально тупиковых ответвлениях (кластерах) от основного потока жидкости и гидродинамическое сопротивление каналов длины  $L_{0,1}$  (рис. 2), соединяющих эти полости с основным потоком. Наличие подобных элементов релаксации физически обосновано и опирается на работы [32, 33], которые получили экспериментальное подтверждение при наблюдении дисперсии сейсмических волн в диапазоне частот порядка 1–10 кГц (см. также [34], где представлено обсуждение этих работ). Наличие тупиковых ответвлений также согласуется с результатами теории перколяции (например, [30, 31]), где показывается, что число тупиковых кластеров стремится к бесконечности вблизи порога перколяции, а затем плавно уменьшается. Нелинейным элементом, обеспечивающим существование “быстрых

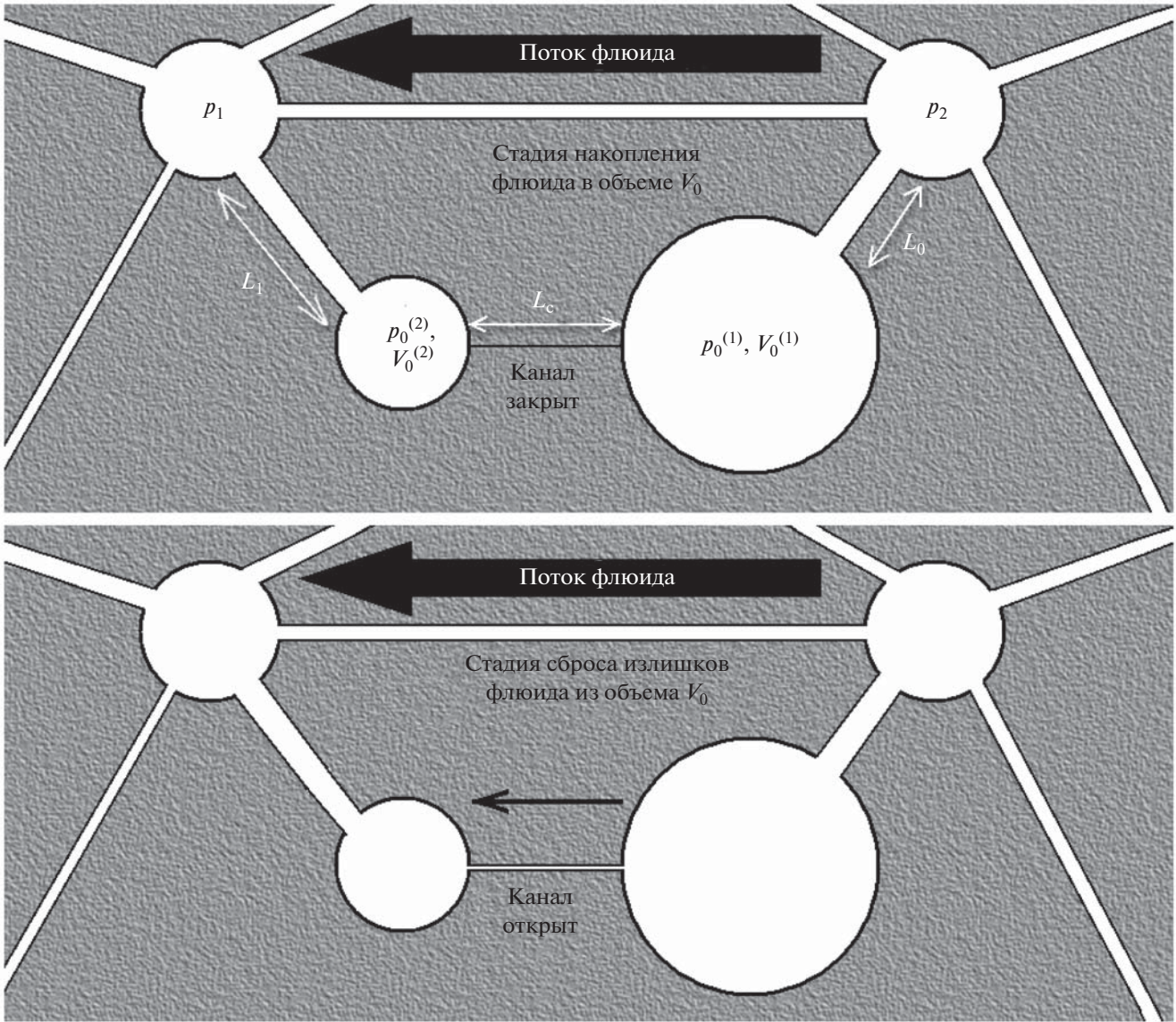


Рис. 2. Модель пульсирующего канала (адаптировано из [27, 28]).

движений” на фазовой плоскости [25, 29], является контакт с адгезией, который может открываться и закрываться в зависимости от расклинивающего давления жидкости, заполняющей расположенную рядом полость. Наличие таких контактов с адгезией, по-видимому, является отличительной чертой горных пород, поскольку позволяет единообразно описать широкий класс нелинейных явлений в таких средах [35].

Из-за наличия очевидной симметрии относительно направления фильтрации и предполагаемой изотропии природной среды  $L_1 = L_0$  и  $V_0^{(1)} = V_0^{(2)} = V_0$ . Система дифференциальных уравнений, описывающих изменение объемов флюида в полостях  $V_0^{(1)}$  и  $V_0^{(2)}$ , имеет вид:

$$\frac{\rho_f L_0 V_0}{S_0} \left[ \ddot{y}_0 + \ddot{y}_1 + \frac{v_f}{k_0} (\dot{y}_0 + \dot{y}_1) + \omega_0^2 y_0 \right] = p_2 - p_1, \quad (1)$$

$$\frac{\omega_0^2 k_0}{v_f} \frac{y_0 - y_1 + y_2}{\kappa} = \dot{y}_1, \quad (2)$$

$$\omega_0^2 (y_1 - y_2) = \dot{y}_2 + \frac{v_f}{k_0} \dot{y}_2, \quad (3)$$

где безразмерные величины  $y_j$  отвечают изменению объема флюида плотности  $\rho_f$  в полости  $V_0^{(1)}$ , открывающемся канале длины  $L_c$  (рис. 2) и в полости  $V_0^{(2)}$  соответственно. Нормировка изменения объемов выполнена на величину  $V_0$ . Величины  $S_0$  и

$k_0$  определяют площадь поперечного сечения и проницаемость каналов длины  $L_0$  и  $L_1$ ,  $\nu_f$  – кинематическая вязкость флюида,  $\omega_0^2$  – квадрат собственной частоты резонатора Гельмгольца, образованного полостью объема  $V_0$  и каналом длины  $L_0$ . Величина  $\omega_0^2 = \frac{\mathcal{H}S_0}{\rho_f L_0 V_0}$ , где  $\mathcal{H}$  – объемная жест-

кость полости объема  $V_0$ , учитывающая объемные жесткости скелета пористой среды и флюида. При фильтрации флюида, имеющего низкую объемную жесткость (газа) по сравнению с жесткостью скелета, величина  $\mathcal{H} = \rho_f c_f^2$ , где  $c_f$  – скорость звука во флюиде.

Акустическое давление от элементарной ячейки (рис. 2) создается простым источником:

$$p_a(R, t) = \frac{\rho_p V_0}{4\pi R} \ddot{y}_2 \Big|_{t-R/V_p}, \quad (4)$$

где  $\rho_p$  – плотность скелета пористой среды,  $V_p$  – скорость продольной волны, распространяющейся в скелете. Значение производной  $\ddot{y}_2$  в выражении (4) берется в момент времени  $t - R/V_p$ , что учитывает запаздывание при распространении акустической волны.

За генерацию автоколебаний отвечает безразмерная величина  $k$ , которая описывает отношение гидродинамических сопротивлений каналов  $L_c$  и  $L_0$ . Значение  $1/k$  зависит от времени следующим образом:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_0} \begin{cases} 1 - \exp\left(-\frac{t-t_{\text{он}}}{\tau_1}\right), & p_0(t) > p_{\text{он}}, \\ \exp\left(-\frac{t-t_{\text{офф}}}{\tau_2}\right), & p_0(t) < p_{\text{офф}}, \end{cases} \quad (5)$$

где  $k_0$  – отношение гидродинамического сопротивления полностью открытого канала длины  $L_c$  к гидродинамическому сопротивлению канала длины  $L_0$ . Величина гидродинамического сопротивления определяется как отношение разности давлений к скорости изменения соответствующего объема. Давление в полости  $V_0^{(1)}$  равно  $p_0(t) = \mathcal{H}y_0(t)$ . Моменты времени  $t_{\text{он}}$  и  $t_{\text{офф}}$  определяются равенствами  $p_0(t_{\text{он}}) = p_{\text{он}}$  и  $p_0(t_{\text{офф}}) = p_{\text{офф}}$  для каждого цикла автоколебаний. Величины  $\tau_1$  и  $\tau_2$  отвечают характерным масштабам времени развития неустойчивости в момент отрыва контакта с адгезией и его восстановления, т.е. ограничивают скорость “быстрых движений” в релаксационных автоколебаниях. Анализ динамических эффектов, связанных с разрывом и восстановлением контактов с адгезией, представляет собой сложную задачу из-за наличия

множества релаксационных процессов с плохо определенными параметрами (подробнее в [39]). Поэтому величины  $\tau_{1,2}$  являются феноменологическими параметрами модели.

Величина  $k_0$  зависит от площади поперечного сечения и длины открытого канала сброса излишков флюида. С одной стороны, площадь поперечного сечения открытого канала много меньше  $S_0$ , поскольку, например, раскрытие трещины в виде разорванного контакта с адгезией может иметь очень малый размер порядка нескольких нанометров (смотри примеры расчета в [35]). С другой стороны, длина этого открытого канала, очевидно, существенно меньше  $L_0$ , имея порядок размера области контакта зерен, что уменьшает его гидродинамическое сопротивление. Указанные соображения позволяют положить  $k_0 \approx 1$ , как это было сделано в [28], либо значительно больше единицы  $k_0 \gg 1$  (см. ниже).

Параметры  $L_0$ ,  $S_0$ ,  $V_0$  и  $k_0$  целесообразно выразить через характерный диаметр зерна  $D_g$ . Длину канала  $L_0$  целесообразно выразить в виде  $L_0 = \xi_1 D_g$ , где  $\xi_1 \geq 1$  – безразмерная величина. Объем полости  $V_0$  целесообразно выразить в виде  $V_0 = \xi_2 V_g$ , где  $V_g = \pi D_g^3/6$  – объем, занимаемый зерном, и  $\xi_2 \geq 1$  – безразмерная величина. Параметр площади возможно связать с диаметром поры, который составляет примерно  $D_g/6$  (см. [34], стр. 269), что отвечает  $S_0 \approx \pi D_g^2/144 \approx 0.022 D_g^2$ . Для определения проницаемости  $k_0$  можно воспользоваться теорией Козени–Кармана [34, §8.4]:

$$k_0 = \frac{D_g^2}{72} \frac{\phi^3}{(1-\phi)^2 \alpha^2} = \beta S_0, \quad (6)$$

где  $\phi$  – пористость, равная отношению объема пустот и пор к полному объему пористого материала,  $\alpha = 1 + (1-\phi)/2\phi$  – извилистость пор [34],

$\beta = \frac{2\phi^3}{\pi(1-\phi)^2 \alpha^2}$ . Характерной величине пористости  $\phi = 0.2$  отвечает  $\beta = 8.8 \times 10^{-4}$ . Большой набор экспериментальных данных представлен в [40],

где показано, что  $k_0 \propto \phi^{3m}$  при  $1 \leq m \leq 2$  и для большинства пористых материалов  $m \approx 1$ , исключая среды с низкой проницаемостью (ил и глина), для которых характерна величина  $m = 2$ .

Плотность  $\rho_f$  и кинематическая вязкость  $\nu_f$  флюида, а также скорость звука  $c_f$  известны, поскольку известен тип флюида, который фильтруется через поры. В частности, для воздуха, фильтрация которого исследовалась в статье [16], плотность, вязкость воздуха и скорость звука

составляют [41]:  $\rho_f = 1.3 \text{ кг/м}^3$ ,  $v_f = 1.4 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $c_f = 343 \text{ м/с}$  для комнатной температуры. Оценим добротность колебаний резонатора Гельмгольца, образованного полостью объема  $V_0$  и каналом  $L_0$ . Для данных [16] характерный размер зерна  $D_g = 0.4 \text{ мм}$ , проницаемость  $k_0 \sim 10^{-12} \text{ м}^2$  (см. в следующем разделе). Величина  $\omega_0 = \sqrt{\frac{0.04 c_f}{\xi_1 \xi_2 D_g}} \approx \frac{1.7 \times 10^5}{\sqrt{\xi_1 \xi_2}} \text{ с}^{-2}$ , величина  $\frac{v_f}{k_0} \approx 1.4 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  оказывается существенно больше  $\omega_0$ , что отвечает добротности колебаний значительно меньше единицы при  $\xi_{1,2} \geq 1$  или релаксационным колебаниям.

Характерное время релаксации  $\frac{v_f}{k_0 \omega_0^2}$  составляет не более 0.5 мс, что отвечает частоте основной гармоники акустического излучения не менее 2 кГц для  $\xi_1 = \xi_2 = 1$ .

### ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ, ОТВЕЧАЮЩИХ ЭКСПЕРИМЕНТУ [16]

В подавляющем большинстве работ, посвященных экспериментальным исследованиям шума фильтрации [12–15], ввиду большой сложности измерений и калибровки приемников акустического шума фильтрации приводятся безразмерные (нормированные на максимум) спектральные амплитуды. Это затрудняет сравнение теоретических оценок с результатами измерений. Приятным исключением является недавно опубликованная работа [16], где на одном из графиков (рис. 8 указанной статьи) представлена зависимость интенсивности акустического излучения в Вт/м<sup>2</sup> от скорости потока в м/с. Отмеченная в [16] квадратичная зависимость интенсивности акустического шумового излучения от скорости потока согласуется с предсказанием теории [27, 28], где мощность акустического шума фильтрации пропорциональна кинетической энергии потока.

К сожалению, при описании рис. 8 авторы статьи не дали достаточно подробного пояснения относительно того, что они понимают под “максимумом звуковой интенсивности” в спектре. Размерность величины по оси ординат на рис. 8 указанной статьи явно не отвечает спектральной плотности интенсивности звукового излучения. Поэтому мы в дальнейшем будем трактовать данные [16] как стандартное определение интенсивности акустического поля [19]:

$$I_a = \frac{p_a^2}{\rho_f c_f}, \quad (7)$$

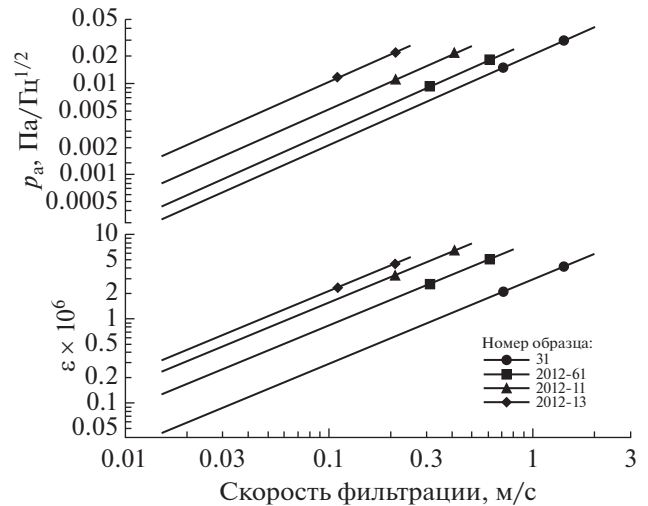


Рис. 3. Вверху показана зависимость среднеквадратичной амплитуды давления от скорости потока, отвечающая данным рисунка 8 из [16]. Внизу — оценки амплитуды деформаций в пористом материале при фильтрации жидкости. Данные для четырех образцов приведены в той же области параметров, что и на рис. 8 статьи [16].

где  $p_a$  — среднеквадратичная амплитуда давления, которое регистрировал контактный микрофон (см. схему измерений на рис. 1 статьи [16] и пояснения). Величины среднеквадратичной амплитуды давления определены по формуле (7):  $p_a = \sqrt{\rho_f c_f I_a}$ , где величина интенсивности взята из данных работы [16]. Анализ представленных в работе спектров указывает на то, что в спектральном анализе использовалось разрешение по частоте  $\Delta f = 50 \text{ Гц}$ . Для перехода к спектральной плотности амплитуды акустического шума поделим вычисленное значение  $p_a$  на  $\sqrt{\Delta f}$ .

На рис. 3 представлены зависимости интенсивности шума фильтрации от скорости потока по данным рис. 8 из статьи [16]. Линии на рис. 3 отвечают полученным в статье регрессиям. Величины интенсивности акустического излучения (шума), приведенные на рис. 8 статьи, пересчитаны по формуле (7) к среднеквадратичным амплитудам давления. Давление прямо пропорционально скорости потока. Символы на графике (рис. 3) отвечают символам, использованным в статье [16] для удобства сравнения.

В основе модели возникновения релаксационных автоколебаний лежит предположение о существовании элементов с гистерезисом адгезии. Выше отмечалось, что режим деформации с гистерезисом (отрывом и восстановлением контактов) реализуется при уровне деформации  $\epsilon \geq 10^{-7}$  [42]. Поэтому для дополнительной проверки обоснованности модели необходимо иметь оцен-

**Таблица 1.** Характеристики образцов, для которых в [16] приведены размерные величины акустического шума. Размер зерна  $D_g$  есть результат оценки (6).

№	$\phi$ , %	$k_0$ , мД	$\rho_p$ , г/см <sup>3</sup>	$D_g$ , мм	Символ
31	22.46	3189.8	2.67	0.30	●
2012 – 61	15.79	1116.8	2.66	0.44	■
2012 – 11	13.65	598.25	2.69	0.47	▲
2012 – 13	11.49	438.6	2.70	0.62	◆

ку уровня деформаций в эксперименте [16]. Подробное описание вычислений опустим из-за ограничений на объем публикации. На нижнем графике (рис. 3) представлены зависимости амплитуды деформации от скорости фильтрации в эксперименте [16], вычисленные по формулам теории Био [34] в предположении свободных боковых границ цилиндрических образцов (в эксперименте образцы крепились через эластичные прокладки, что является основанием для использования указанного предположения). Нетрудно видеть, что скоростям фильтрации, при которых в работе [16] регистрировался шум фильтрации, отвечают деформации порядка  $10^{-7}$ – $10^{-5}$ . Отметим, что величина  $\varepsilon \sim 10^{-7}$  отвечает переходу от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа [35, 42], и экспериментальные данные не противоречат исходным предположениям теоретической модели [27, 28].

Параметры модели, связанные с размером зерен, проницаемостью и другими структурными особенностями, возьмем из статьи [16], где в табл. 1 приведены характеристики исследованных образцов пористых сред. Данные рис. 3 отвечают карбонатным горным породам. Для 4-х образцов значения пористости, проницаемости и плотности приведены в табл. 1 (выборка из табл. 1 [16]). Символы в правой колонке (табл. 1) отвечают соответствующим образом отмеченным кривым на графиках (рис. 3). Величина  $\phi$  отвечает пористости (объемному содержанию пустот), величина  $k_0$  отвечает проницаемости горной породы, значение которой приведено в табл. 1 во внесистемных единицах: 1 Дарси приблизительно равен  $0.9869 \text{ мкм}^2$ ,  $\rho_p$  отвечает плотности горной породы.

Важным параметром модели [28] является размер зерна. Величина объема полостей и длины каналов связаны с этим размером. Гранулометрический состав в статье [16] представлен только для терригенных образцов горных пород. Графики на рис. 8 статьи [16] отвечают карбонатным породам, для которых результаты гранулометрического анализа не приведены. Поэтому характерный диаметр зерен  $D_g$  в табл. 1 оценивался по

формуле (6), связывающей проницаемость и размер зерна:

$$D_g = \sqrt{\frac{144k_0}{\pi\beta}} \approx 0.4 \text{ мм}, \quad (8)$$

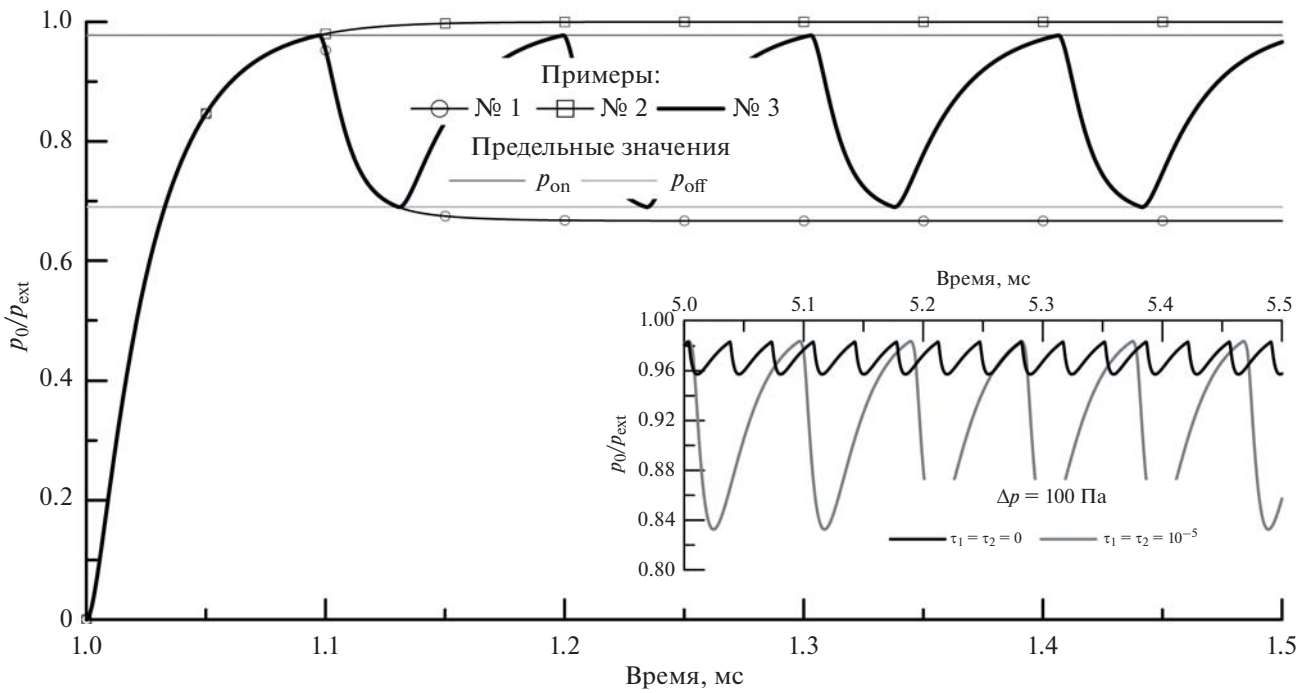
где значение  $D_g$  справа отвечает характерной величине  $\phi = 20\%$ . Величины  $D_g$  в табл. 1 отвечают оценкам по формуле (8).

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА [16]

На рис. 4 представлены результаты численного интегрирования системы дифференциальных уравнений [28] для одного элементарного источника акустического излучения. Для возникновения режима автоколебаний необходимо выполнение очевидных условий: (1) давление  $p_{\text{он}}$ , открывающее канал сброса излишков жидкости, должно быть меньше  $p_2$  (рис. 2); (2) давление  $p_{\text{офф}} < p_{\text{он}}$ , при котором канал сброса излишков жидкости закрывается, должно быть больше равновесного давления при условии постоянно открытого канала. В работе [27] отмечалась аналогия предложенной модели возникновения акустического излучения с процессом заряда и разряда электрической емкости, подсоединенной к неоновой лампе (см. [29], рис. 195). Для возникновения автоколебаний в этой электрической цепи требуется достаточное напряжение для зажигания неоновой лампы и падение этого напряжения до значения, достаточного для исчезновения тлеющего разряда.

Пример № 1 отвечает ситуации, когда условие (1) выполняется, а условие (2) не выполняется. В этом случае исходно закрытый канал сброса излишков жидкости при подаче давления извне открывается, и остается в таком состоянии в дальнейшем. Пример № 2 отвечает случаю, когда условие (1) не выполняется, и канал сброса излишков жидкости не может открыться. Наконец, пример № 3 отвечает случаю, когда оба условия выполнены, и возникает режим релаксационных автоколебаний. Давление в полости  $V_0$  (рис. 2) изменяется между двумя предельными значениями, отвечающими открытию и закрытию канала





**Рис. 4.** Возникновение режима релаксационных автоколебаний для элементарного источника излучения звука. Параметры  $V_0/V_g = 2$ ,  $L_0/D_g = 2$ ,  $\tau_1 = \tau_2 = 0$ , скорость фильтрации 2 м/с. На вставке показаны зависимости  $p_0(t)$  для  $p_{\text{on}} - p_{\text{off}} = 100$  Па, серая линия отвечает  $\tau_1 = \tau_2 = 10^{-5}$  с.

сброса излишков жидкости. Для всех примеров момент времени 1 мс отвечает включению внешнего давления. До момента времени около 4 мс длится переходный процесс, связанный с заполнением объема  $V_0$  до величины, отвечающей избыточному давлению  $p_2 - p_0$  (рис. 2).

Упругие характеристики скелета отвечают значениям из справочной литературы, параметры пористости и проницаемости отвечают образцу № 31 (табл. 1 и рис. 3), скорость фильтрации задавалась равной 2 м/с. В этом случае для проницаемости  $k_0 \approx 10^{-12}$  м<sup>2</sup> оценка с использованием линейного уравнения Дарси приводит к значениям градиента внешнего давления  $|\nabla p_{\text{ext}}| \approx 10^7$  Па/м и величине избыточного давления  $p_{\text{ext}} = p_2 - p_1 \approx 7$  кПа (предполагается, что характерный пространственный масштаб элементарной ячейки на рис. 2 вдоль направления течения флюида имеет порядок  $L_0$ ). Длина канала  $L_0$  (рис. 2) задавалась равной  $5D_g$ , объем полости  $V_0 = V_g$ , безразмерное сопротивление канала сброса излишков флюида  $\kappa_0 = 1$ . Значения величин давления, отвечающих за открытие и закрытие канала сброса излишков флюида в примере № 3, равны  $p_{\text{on}} = 6.8$  кПа,  $p_{\text{off}} = 4.8$  кПа и  $\Delta p = p_{\text{on}} - p_{\text{off}} = 2$  кПа. Указанные величины являются нереалистичными для

заданной скорости фильтрации (см. ниже), а расчет для этих параметров приведен, поскольку в этом случае лучше видны детали зависимости давления  $p_0(t)$ . Вставка на рис. 4 отвечает величинам давления открытия и закрытия канала сброса излишков флюида  $p_{\text{on}} = 6$  кПа и  $p_{\text{off}} = 5.9$  кПа, т.е. разности критических значений  $\Delta p = 100$  Па. Отметим, что уменьшение величины  $\Delta p$  приводит к увеличению частоты автоколебаний [27]. Учет конечной величины времени развития неустойчивости (серая линия на вставке рис. 4) приводит к возникновению почти синусоидальной зависимости  $p_0(t)$ .

Значения параметров  $p_{\text{on}}$  и  $p_{\text{off}}$  не могут быть заданы произвольно. Эти величины зависят от радиусов кривизны контактирующих поверхностей и величины коэффициента адгезии (пример расчета представлен на рис. 2 в [35]). Сила разрыва контактов с адгезией пропорциональна произведению коэффициента адгезии на приведенный радиус кривизны  $R$  контактирующих поверхностей. Так, для данных работы [35], где на рис. 2 приведен результат расчета для  $R = 1$  мм и коэффициента адгезии  $0.1$  Дж/м<sup>2</sup>, разрыв контакта имеет место при напряжении 100 Па, а восстановление контакта при нулевом напряжении. Таким образом, данные на вставке рис. 4 являются более реалистичными по сравнению с  $\Delta p \approx 2$  кПа для

примера № 3, соответствуя характерным размерам зерен горных пород, исследованных в работе [16].

Были выполнены расчеты, направленные на установление зависимости амплитуды акустического излучения от величин  $\Delta p$  и  $\kappa_0$ . Соответствующие иллюстрации опущены из-за ограничений на объем публикации. Общий вывод из полученных результатов численного моделирования таков: (1) зависимость  $p_a(\Delta p)$  слабая, и величина  $\Delta p$  сказывается главным образом на частоте основного тона излучения (см. рис. 4); (2) увеличение  $\kappa_0$  приводит к уменьшению амплитуды простого источника и подавлению высших гармоник. Отсутствие выраженной зависимости  $p_a(\Delta p)$  связано с тем, что пропорционально уменьшению объема выбрасываемого излишка флюида, который линейно зависит от  $\Delta p$ , уменьшается и время, необходимое для этого процесса. Поскольку акустическое давление пропорционально производной от объемной скорости, его амплитуда оказывается приблизительно постоянной. Увеличение  $\kappa_0$  приводит к уменьшению объема выбрасываемого излишка флюида, что приводит к уменьшению акустического излучения  $p_a$ . Ограничение амплитуды высших гармоник излучения связано с появлением механического фильтра, составленного из гидродинамического сопротивления канала сброса излишков флюида и полости  $V_0^{(2)}$ . При этом наибольшему подавлению подвергаются четные гармоники акустического излучения, что приводит к ослаблению асимметрии сжатия и разрежения временной зависимости  $p_a(t)$ .

Наличие большого числа элементарных ячеек акустического излучения, имеющих различные характерные частоты основного тона и времена открытия/закрытия канала сброса излишков флюида, приведет к тому, что в результате интерференции высших гармоник их вклад будет подавлен, а в окрестности основного тона появится максимум спектральной плотности совокупного акустического излучения. Оценим максимально возможное число элементарных источников акустического излучения. В работе [16] исследовались цилиндрические образцы с диаметром  $D_s = 25$  мм и длиной  $L_s = 30$  мм. Полное число зерен в образцах можно оценить как отношение объема образца к объему, занимаемому зерном:

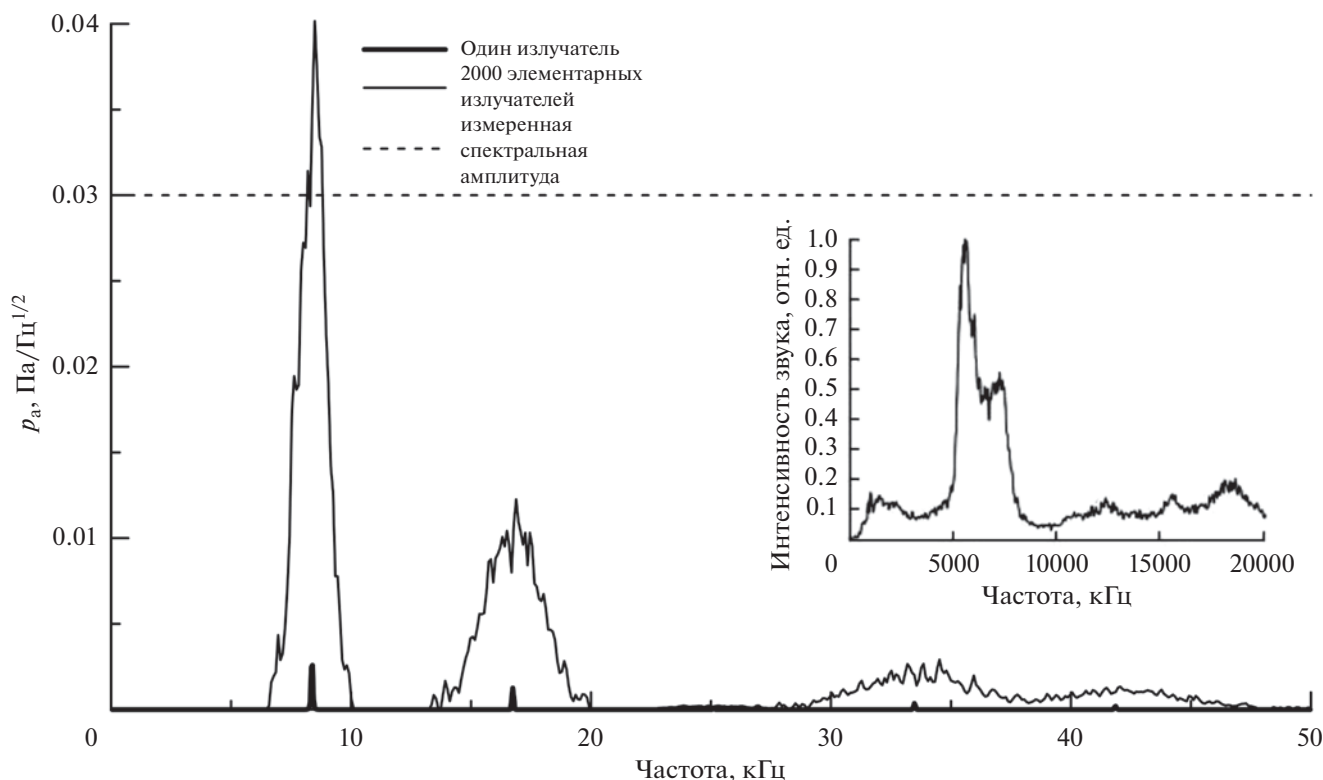
$$N_g = \frac{\pi D_s^2 L_s}{4V_g} \approx 10^6 \quad (9)$$

где числовое значение отвечает  $D_g = 0.3$  мм (табл. 1).

В случае, когда зерна имеют плотную случайную упаковку, число контактов, приходящихся на каждое зерно, составляет 9 [34]. Поэтому общее число контактов между зернами в образце состав-

ляет  $9N_g \approx 10^7$ . При учете контактов неровностей зерен общее число контактов может оказаться еще больше. Рассмотрим данные рис. 3 для образца № 31 при скорости фильтрации флюида 2 м/с. В этом случае измеренная величина составляет  $p_a = 0.03$  Па/ $\sqrt{\text{Гц}}$ . На рис. 5 жирной линией показан результат расчета акустического излучения одного источника, расположенного в центре цилиндрического образца, при величине гидродинамического сопротивления канала сброса излишков жидкости  $\kappa_0 = 100$ . Увеличение  $\kappa_0$ , как указывалось выше, приводит к ослаблению преимущественно четных гармоник, что привело бы к лучшему согласию с экспериментом (см. далее). Однако при этом возникают сложности настройки численной модели из-за необходимости аккуратного подбора параметров  $p_{\text{он}}$  и  $p_{\text{off}}$ , и поэтому мы ограничились расчетом для указанного значения  $\kappa_0$ . На рис. 5 также представлен результат сложения акустических откликов  $N_s = 200$  элементарных источников, равномерно распределенных внутри цилиндрического образца и имеющих вариации частоты основного тона автоколебаний в пределах  $\pm 5\%$ . Здесь же на рис. 5 штриховой линией показана измеренная в эксперименте [16] величина спектральной плотности амплитуды акустического шума фильтрации на частоте максимума излучения. Следует заметить, что число источников  $N_s$  составляет примерно 0.01% от общего числа контактов. Очевидно, что число открывающихся и закрывающихся контактов не может составлять существенную долю от общего числа контактов, поскольку в этом случае неизбежно возникнет вопрос об отсутствии разрушений материала. Таким образом, полученный количественный результат, будучи согласованным с результатами измерений [16], также является непротиворечивым и согласуется с представлением об отсутствии разрушений внутри пористого материала при фильтрации флюида.

Вставка на рис. 5 отвечает рисунку 2 статьи [16] и показывает вид спектра для образца № 2012 – 13 (табл. 1). Выбор значения  $\kappa_0 = 100$  был обусловлен тем, что меньшие значения  $\kappa_0$  приводят к относительному увеличению спектральных амплитуд в окрестности второй гармоники основного тона, а большие значения  $\kappa_0$  сопряжены с усложнением настройки численной процедуры. Сравнение вида вычисленного спектра шума фильтрации с измерениями на вставке рис. 5 указывает на небольшое различие модельного и измеренного спектров шума. Это различие проявляется в менее выраженной амплитуде составляющих в области частот, отвечающих второй гармонике основного тона автоколебаний, для экспериментальных данных. Поскольку амплитуда второй



**Рис. 5.** Результат суперпозиции излучения 2000 элементарных источников с отличающимися частотами основного тона. Вставка отвечает рис. 2 статьи [16].

гармоники существенно ослабляется при увеличении гидродинамического сопротивления канала сброса накопленных излишков флюида, можно предположить, что более разумным параметром модели будет  $\kappa_0 \gg 1$  (узкий канал с низкой проницаемостью). В качестве таких каналов могут выступать узкие трещины между зернами горной породы. Таким образом, в рамках предложенной модели генерации шума фильтрации открываются интересные возможности по диагностике пространства пор, через которое происходит фильтрация флюида.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итог и перечислим основные результаты выполненной работы.

1. Проведено сравнение недавно опубликованных в Акустическом журнале результатов измерения акустического шума, возникающего при фильтрации флюида через пористую среду, с результатами численного моделирования на основе предложенной ранее модели.

2. Полученное в результате сравнения согласие экспериментальных и теоретических значений позволяет сделать утверждение о корректности

предложенной модели и физического механизма, отвечающего за генерацию шума фильтрации.

3. Удовлетворительное согласие теории с экспериментом создает базу для исследования природных сред по регистрируемому шуму фильтрации: определения параметров пористых сред и характеристик течения. Таким образом, открываются возможности дистанционной диагностики пористых сред и характеристик течения в них.

Представленный материал указывает на необходимость более тонкой настройки расчетной схемы для рассмотрения каналов сброса с величинами  $\kappa_0 \ll 1$ . В процессе настройки желательно располагать дополнительной информацией о характерной длине каналов и размерах пустот внутри материала, т.е. располагать результатами петрографического, гранулометрического, минералогического и химического анализов. В качестве примера приведем работу [43], где наличие указанных стандартных геологических исследований позволило обосновать выводы, сделанные на основе прецизионных акустических измерений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 22-22-00230).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шерифф Р., Гелдарт Л. Сейсморазведка. Т. 1: История, теория и получение данных. 448 с. Т. 2: Обработка и интерпретация данных. 400 с. М.: Мир, 1987.
2. Нолет Г. Сейсмическая томография. М.: Мир, 1990. 416 с.
3. Активная сейсмология с мощными вибрационными источниками. Отв. ред. Цибульчик Г.М. Новосибирск: “ГЕО”, 2004. 375 с.
4. Brenguier F., Campillo M., Hadziioannou C., Shapiro N., Nadeau R., Larose E. Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations // *Science*. 2008. V. 321. № 5895. P. 1478–1481.
5. Королева Т.Ю., Яновская Т.Б., Патрушева С.С. Использование сейсмического шума для определения структуры верхней толщи Земли // *Физика Земли*. 2009. Т. 45. № 5. С. 3–14.
6. Яновская Т.Б. К теории метода микросейсмического зондирования // *Физика Земли*. 2017. Т. 53. № 6. С. 18–23.
7. Schuster G.T. Seismic interferometry. Cambridge UP. 2009. 274 p.
8. Тихоцкий С.А., Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С. Использование низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии дна океана // *Акуст. журн*. 2021. Т. 67. № 1. С. 107–116.
9. Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Шуруп А.С. Фундаментальные основы совершенствования пассивных сейсмогидроакустических методов исследования шельфа арктики // *Акуст. журн*. 2021. Т. 67. № 1. С. 72–97.
10. McKinly R.M., Bower F.M., Rumble R.C. The structure and interpretation of noise flow behind cemented casing // *J. Petrol. Tech*. 1973. V. 25. № 3. P. 329–338.
11. Афанасьев Е.Ф., Грделова К.Л., Плющев Д.В. Об источниках генерации звука в насыщенных флюидом пористых средах // *ДАН СССР*. 1987. Т. 3. С. 554–557.
12. Николаев С.А., Овчинников М.Н. Генерация звука фильтрационным потоком в пористых средах // *Акуст. журн*. 1992. Т. 38. № 1. С. 114–118.
13. Ипатов А.И., Кременецкий М.И. Геофизический и гидродинамический контроль разработки месторождений углеводородов. М.–Ижевск: из-во “Регулярная и хаотическая динамика”, 2010. 780 с.
14. Марфин Е.А. Скважинная шумометрия и виброакустическое воздействие на флюидонасыщенные пласты. Учебно-методическое пособие. Министерство образования и науки РФ, Казанский (приволжский) федеральный университет. Казань, 2012. 44 с.
15. Марфин Е.А., Метелёв И.С., Гарифьянов Б.А., Абдрашитов А.А. Исследование спектров фильтрационных шумов // *Ученые записки физического факультета*. 2014. Т. 6. С. 146316(1–4).
16. Метелёв С.А., Овчинников М.Н., Марфин Е.А., Гайфутдинов Р.Р., Сагиров Р.Н. Исследование акустических шумов при фильтрации газа через пористую среду // *Акуст. журн*. 2019. Т. 65. № 2. С. 214–222.
17. Пыхачев Г.Б., Исаев Р.Г. Подземная гидравлика. М.: Недра, 1973. 360 с.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. Т. VI. М.: Наука, 1988. 736 с.
19. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
20. Щелкачев В.Н., Ланук Б.Б. Подземная гидравлика. М.: Государственное научно-техническое из-во нефтяной и горно-топливной литературы, 1949. 525 с. Репринтное издание: Москва–Ижевск, НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. 736 с.
21. Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
22. Sergeev S.I., Ryzhikov N.I., Mikhailov D.N. Laboratory investigation of sound induced by gas flow in porous media // *J. Petrol. Sci. and Eng*. 2019. V. 172. P. 654–661.
23. Заславский Ю.М. К теории акустической эмиссии при фильтрации газа частично флюидонасыщенной средой // *Электронный журнал “Техническая акустика”*. 2005. Т. 5. 11 с.
24. Мирзаджанзаде А.Х., Хасанов М.М., Бахтизин Р.Н. Моделирование процессов нефтегазодобычи. Нелинейность, неравновесность, неопределенность. Москва, Ижевск: институт компьютерных исследований, 2004. 368 с.
25. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 2001. 560 с.
26. Mikhailov D., Sergeev S. Investigation parameters for sound induced by fluid displacement in rock samples // *Water Resources Research*. 2019. V. 55. № 5. P. 4220–4232.
27. Лебедев А.В. Нелинейный релаксационный механизм генерации шума фильтрации в пористых средах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2018. Т. 61. № 4. С. 343–357.
28. Лебедев А.В. Численное моделирование шума фильтрации // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2020. Т. 63. № 2. С. 155–171.
29. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959. 915 с.
30. Sahimi M. Applications of percolation theory. Taylor and Francis, London. 1994. 258 p.
31. Клеман М., Лаврентович О.Д. Основы физики частично упорядоченных сред. М.: Физматлит, 2007. 680 с.
32. Dvorkin J., Nur A. Dynamic poroelasticity: A unified model with the squirt and the Biot mechanisms // *Geophysics*. 1993. V. 58. № 4. P. 524–533.
33. Dvorkin J., Nolen-Hoeksema R., Nur A. The squirt-flow mechanism: Macroscopic description // *Geophysics*. 1994. V. 59. № 3. P. 428–438.

34. *Mavko G., Mukeji T., Dvorkin J.* The Rock Physics Handbook. Tools For Seismic Analysis in Porous Media. Cambridge University Press. MA. 2-nd edition. 2009. 524 p.
35. *Lebedev A.V., Ostrovsky L.A.* A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials // *Acoust. Phys.* 2014. V. 60. № 5. P. 555–561.
36. *Brace W.F., Silver E., Hadley K., Goetze C.* Cracks and pores: a closer look // *Science*. 1972. V. 178. P. 162–164.
37. *Kranz R.L.* Microcracks in rocks: a review // *Tectonophysics*. 1983. V. 100. P. 449–480.
38. *Guyer R.A., Johnson P.A.* Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of rocks, soil, concrete. Wiley-VCH. 2009. 410 p.
39. *Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М.* Поверхностные силы. М.: Наука, 1985. 400 с.
40. *Chrotiros N.P.* Acoustics of the seabed as a poroelastic medium. ASA press, N.Y.: Springer, 2017. 99 p.
41. *Кикоин И.К.* Справочник физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
42. *Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манakov С.А.* Нелинейная акустическая спектроскопия карбонатной горной породы // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 3. С. 323–336.
43. *Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A.* Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock // *Acoust. Phys.* 2010. V. S56. P. 794–806.