

УДК 550.34.01+550.348.433

ФЛЮИДНАЯ ИНИЦИАЦИЯ РАЗРУШЕНИЯ В СУХИХ И ВОДОНАСЫЩЕННЫХ ГОРНЫХ ПОРОДАХ

© 2020 г. В. Б. Смирнов^{1,2,*}, А. В. Пономарев², А. В. Исаева¹, Н. Б. Бондаренко^{1,2},
А. В. Патонин^{2,3}, П. А. Казначеев², С. М. Строганова², М. Г. Потанина^{1,2},
R. K. Chadha⁴, K. Arora⁴

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

²Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

³Геофизическая обсерватория “Борок”, ИФЗ РАН, п. Борок, Россия

⁴CSIR-National Geophysical Research Institute, Hyderabad, India

*E-mail: vs60@mail.ru

Поступила в редакцию 10.04.2020 г.

После доработки 28.06.2020 г.

Принята к публикации 04.07.2020 г.

Представлены результаты лабораторных исследований флюидной инициации разрушения в пористо-трещиноватых образцах горных пород при их первичном насыщении флюидом, инжестируемым в породу под давлением, и при последующем повышении давления флюида в насыщенных породах. Эксперименты проводились в Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН. Лаборатория оснащена электрогидравлическим прессом INOVA-1000. Эксперименты проводились на образцах горных пород, существенно различающихся по величине пористости. Были использованы песчаники Буффало, граниты из скважины в сейсмически активном районе, граниты из скважины в Воронежском кристаллическом массиве. Для варьирования проницаемости гранитных образцов применялась методика их искусственного контролируемого растрескивания посредством последовательного нагрева и охлаждения. Опыты проводились по следующей схеме: высушенный заранее образец вначале подвергался одноосному нагружению в условиях всестороннего сжатия. Нагружение проводилось с постоянной скоростью деформации до момента ускорения нарастания активности акустической эмиссии, соответствующего приближению напряжения к пределу прочности. Далее скорость нагружения уменьшалась на порядок, и с верхнего торца в образец подавалась вода. Нижний торец был наглухо закрыт и непроницаем для воды. После этого в уже насыщенном водой образце скачками увеличивалось поровое давление, величины скачков варьировались. Полученные результаты лабораторных исследований свидетельствуют, что характер и величина флюидной инициации разрушения значительно различаются при первом внедрении жидкости в пористо-трещиноватые образцы и последующих увеличениях порового давления в насыщенных образцах. Задержка отклика относительно момента флюидной инициации и его величина оказались больше в случае обводнения сухих образцов по сравнению с повышением порового давления в насыщенных образцах. Также обнаружен отклик акустической эмиссии на уменьшение порового давления. Теоретический анализ движения жидкости в поровом пространстве образца, заполненном воздухом, на основе модели, разработанной в предположении поршневого характера вытеснения воздуха, показал, что при обводнении сухого образца распространение фронта давления жидкости происходит медленнее, чем в случае насыщенного образца.

Ключевые слова: флюидные инициации, песчаники Буффало, акустическая эмиссия.

DOI: 10.31857/S000233720060095

ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-временные особенности развития сейсмичности с учетом влияния присутствующего в геологической среде флюида остаются недостаточно изученными. Исследование этого вопроса в естественных условиях сейсмоактивного региона затруднительно, так как не известны степень насыщения флюидом области будущего очага на глубинах до десятков километров, действующие в среде напряжения и прочностные свойства

пород. Лабораторные эксперименты, нацеленные на выявление роли порового давления при подготовке разрушения горных пород, остаются актуальными и практически востребованными.

Полевые исследования наведенного сейсмического режима выявили временную задержку отклика индуцированной сейсмичности по отношению к началу воздействия флюида, в частности, при эксплуатации водохранилищ, хотя механизм задержки оставался и остается не вполне поня-

тым [Simpson et al., 1988; 2018; Gupta et al., 2016; Gahalaut et al., 2016; Михайлов и др., 2017; Смирнов и др., 2018а; 2018б]. Было предположено, что “задержанный” отклик связан с понижением эффективной прочности в тех местах, куда проникла вода (при обводнении сухой среды) или дошла волна порового давления (при диффузии давления в ранее обводненной среде) [Shapiro, 2015; Смирнов и др., 2018а]. Альтернативная гипотеза связывает пик сейсмической активности с разгрузкой среды в области водохранилищ [Gupta, 2001].

В недавно опубликованном обзоре [Benson et al., 2019] обсуждается ряд достижений и проблем в области анализа индуцированной сейсмичности и оценивается применение новых и инновационных лабораторных методов. Авторы обзора отмечают существование термогидравлической связи в вулканогенных средах (Thermal-Hydraulic-Coupling) и эффекты вулканического тремора и невулканического тремора, связанного с резонансными явлениями при движении флюида на различных глубинах [Fazio et al., 2017; Rubinstein et al., 2007; Burlini et al., 2009].

В работах [Molenda et al., 2015; Da Silva, Einstein, 2018; Stanchits et al., 2011; Li et al., 2018] исследовался триггерный характер возникновения микротрещин и их пространственно-временные распределения в зависимости от условий трехосного напряжения и движения фронта порового давления. Возникновение инициируемых нарушений контролировалось в основном методами акустической эмиссии; применялись также скоростная видеосъемка, сканирующая электронная микроскопия и рентгеновская компьютерная томография. Было установлено, что акустические события вызывались миграцией критического уровня порового давления через образец, причем пространственно-временное распределение индуцированной акустической активности сильно зависело от истории нагружения образца [Mayr et al., 2011].

В работе [Смирнов и др., 2019] исследовались параметры афтершокового режима на образцах песчаника при постоянном поровом давлении и при различных осевом напряжении и давлении всестороннего сжатия. Были получены зависимости прочности образцов от разности давления всестороннего сжатия и порового давления и выявлена экспоненциальная зависимость задержки начала спада афтершоковой активности от напряжений и эффективной прочности среды.

В исследовании [Benson et al., 2019] испытывался насыщенный водой образец андезита с естественной сдвиговой зоной разрушения, который нагревался до 175°C с последующим резким уменьшением порового давления флюида. Было зарегистрировано множество событий акустической эмиссии (АЭ) в виде акустических роев, которые продолжались в течение нескольких десятков секунд после падения порового давления до 0.1 МПа, причем максимум акустической актив-

ности запаздывал на несколько секунд относительно момента сброса давления. Авторы предположили, что флюид медленно проходит через раздробленную сдвиговую зону, сжатую всесторонним давлением, что приводит к длительному акустическому тремору. Эти эксперименты были поставлены на инновационном оборудовании, которое позволяло моделировать движение флюида вдоль сдвиговой зоны разрушения, формируемой между скважинами, заранее просверленными в керне.

В экспериментах с гидроразрывом низкопроницаемого сланца авторы работы [Gehne, Benson, 2019] пришли к выводу, что эффективная проницаемость определяется исключительно геометрией трещин, образующихся в зоне разрушения. Вывод базировался на данных рентгеновской компьютерной томографии образца после гидроразрыва. В этих оригинальных опытах использовались трубчатые цилиндрические образцы, которые одноосно нагружались в условиях всестороннего сжатия. В середине внутренней части образцов монтировалась металлическая ячейка, которая плотно входила в ствол образца. Через отверстие в ячейке под давлением около 20 МПа подавался флюид. Такая технология позволяла имитировать архитектуру гидравлического разрыва “изнутри”, вследствие повышения давления и возникновения растягивающих напряжений в заданном месте внутри образца.

Близкие по идеологии эксперименты поставили [Da Silva, Einstein, 2018]. В этих опытах призматические образцы гранита разрушались путем создания гидравлического давления около 5 МПа внутри заранее созданных одиночных и двойных разрезов (щелей) шириной 0.7 мм в теле образца в условиях постоянной осевой нагрузки. Это давление последовательно увеличивающимися ступенями по 0.5 МПа и продолжительностью около 150 с каждая передавалось через герметически прижатую к области разрезов пластину, так что внутри щелей возникали растягивающие напряжения. Исследователи обнаружили, что первая ступень давления вызвала в два раза больший расход флюида, чем последующие, но возможная причина этого не обсуждалась. Для сравнения были проведены также “сухие” опыты, без приложения порового давления. Исследователи показали, что обычно гидравлическое растрескивание предваряется развитием в кончиках щелей зон микротрещиноватости (характерный размер — микроны и десятки микрон), которые существуют несколько секунд и затем формируют более крупную видимую трещину. Скорость распространения видимых трещин достигала 40 м/с. Были зафиксированы также короткоживущие зоны микротрещин, которые существуют доли миллисекунды, прежде чем превратиться в видимые трещины. Эти короткоживущие образования наблюдались только в экспериментах с гидравличе-

ским растрескиванием, и их природа остается предметом будущих исследований.

В этой связи возникает вопрос о роли кинетики процесса разрушения в сопоставлении с чисто гидродинамическим объяснением, то есть о наличии другого механизма развития области разрушения, действующего в дополнение к гидродинамическому механизму. По-видимому, это явление может быть понятно с позиции кинетической концепции разрушения, описывающей слияние мелких дефектов в более крупные. Возможность постепенного (диффузионного) увеличения области разрушения вообще без участия жидкости подтверждается анализом лабораторных экспериментов [Смирнов и др., 2010]. Таким образом, можно предполагать, что разрушение предшествует движению фронта флюида, который под воздействием порового давления заполняет дефекты среды. Идея опережающего и неустойчивого роста микротрещин по отношению к движению флюида обсуждается в концептуальной модели, развиваемой в работе [Gehne et al., 2019], где авторы интерпретируют лабораторные данные по микрогидроразрыву в песчанике и сланце. При этом предполагается, что, как только трещина подрастает, давление жидкости снимается распространяющимся разрывом, который движется слишком быстро, чтобы жидкость могла его восполнить. В результате давление жидкости падает вместе с активностью АЭ.

Важным механизмом гидростимуляции пласта и индуцированной сейсмичности считается реактивация ранее существовавших трещин (разломов) вследствие нагнетания в них флюида [Fang et al., 2017; Passelègue et al., 2018]. Значительная часть исследований в этом направлении с регистрацией акустической эмиссии посвящена лабораторному моделированию с использованием различных методик создания сети трещин в нагружаемых образцах. Как правило, применялись искусственные нарушения в виде щелей или скважин, которые стимулировали слияние ранее существовавших трещин и формирование новых дефектов [French et al., 2016]. В единичных опытах было показано, что распространение и коалесценция ранее существовавших трещин увеличивает проницаемость пласта более чем на порядок даже при низком давлении инъекции порового флюида [Ye, Ghassemi, 2019]. Выяснилось также, что существенное значение играет ориентация трещин и анизотропия породы [Stanchits et al., 2011]. Повышенная и меняющаяся проницаемость в зонах активных разломов объяснялась как созданием новых путей прохождения флюида, так и в результате повторного открытия ранее существовавших трещин в ответ на гидравлическое давление. Для описания таких явлений был предложен термин “переходная” или динамическая, проницаемость (transient permeabilities) [Ingebritsen, Manning, 2010]. В то же вре-

мя в длительных экспериментах было показано, что проницаемость разрушенного трещинами гранита может экспоненциально снижаться при заданной температуре более чем на порядок за счет гидротермальных реакций и “запечатывания” трещинового пространства [Morrow et al., 2001]. Аналогичные эффекты продемонстрированы для низкопроницаемых разностей известняка [Барышников и др., 2019].

Естественно ожидать меняющейся активности АЭ в процессе закачки флюида при постепенном формировании зоны разрушения. Обычно исследователи сосредотачивались на изучении быстрого отклика акустической активности на инъекцию жидкости и меньше внимания уделяли задержанной реакции. В наших экспериментах мы сконцентрировались на исследовании активности АЭ при длительном нагружении образцов различного состава и физических свойств в условиях ступенчатых инъекций воды под давлением в образец с целью выявить различия в динамике акустической активности по мере поступления флюида в образец при его первичном насыщении и при последующем повышении давления флюида в насыщенном образце. В отличие от традиционных опытов мы использовали не только цельные, ненарушенные образцы, но и керны, в которых были сформированы узкие зоны естественного макроразрушения в результате специальных методик нагружения.

ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились в Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН. Общее описание лабораторного оборудования представлено в работе [Патонин и др., 2013; 2018].

Лаборатория оснащена электрогидравлическим прессом INOVA-1000. Максимальная нагрузка, развиваемая системой, составляет 1000 кН, максимальное перемещение пуансона — 100 мм. Система контроля и управления реализована на основе программируемого регулятора с обратной связью; точность управления по нагрузке — до 50 Н, точность удержания положения пуансона пресса ± 0.05 мкм. Перемещение пуансона осуществляется дискретными шагами, минимальный шаг — 0.24 мкм.

Максимальное всестороннее сжатие до 100 МПа создается давлением масла в камере высокого давления, образец защищается от проникновения масла специальным герметичным жакетом. Максимальное поровое давление 50 МПа. Цилиндрические образцы диаметром 30 мм и длиной 60 мм монтируются в специальной измерительной ячейке, снабженной датчиками осевой нагрузки, радиальной деформации и пьезоэлектрическими приемниками акустических сигналов (16 приемников размещаются на боковой по-

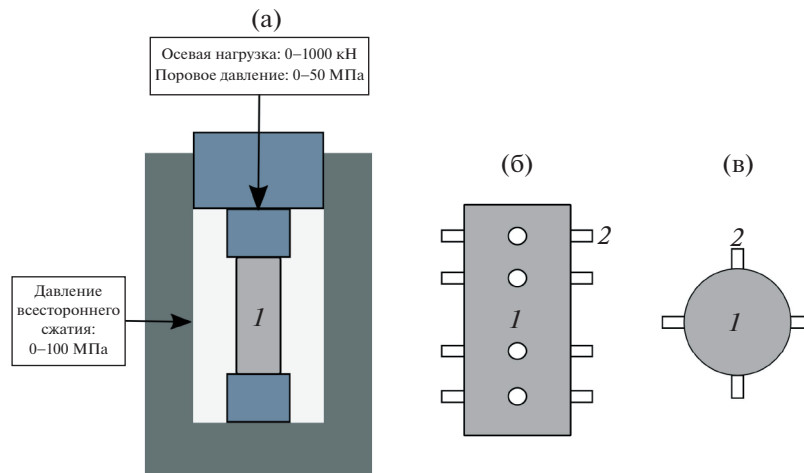


Рис. 1. (а) — схема размещения образца внутри камеры высокого давления; схема размещения ультразвуковых датчиков на образце: (б) — вид сбоку; (в) — вид снизу; 1 — образец; 2 — пьезоэлектрические датчики акустической эмиссии.

верхности образца, 1 в пуансоне пресса). Схема расположения образца в камере и датчиков акустических сигналов на образце представлена на рис. 1.

Для регистрации акустической эмиссии (АЭ) используются две независимые системы регистрации. Первая система — многоканальная станция регистрации волновых форм. Сигналы АЭ поступают на 16 резонансных (резонансная частота — 375 кГц) пьезоэлектрических приемных датчиков.

Вторая акустическая система производит непрерывную регистрацию потока АЭ с выделением отдельных событий АЭ с разрешением 25 мкс. Эта система использует пьезоэлектрический датчик с резонансной частотой 290 кГц, установленный в нижнем пуансоне пресса и прижимаемый к образцу осевой нагрузкой, что позволяет обеспечить надежный акустический контакт измерителя с нижним основанием образца в течение всего времени испытания. Для оценок энергии, числа импульсов АЭ и анализа использовались данные этой системы регистрации.

Опыты проводились по следующей схеме: высушенный заранее образец вначале подвергался одноосному нагружению в условиях всестороннего сжатия. Нагружение проводилось в условиях управления по деформации (strain control) с постоянной скоростью деформации до момента ускорения нарастания активности АЭ, соответствующего приближению напряжения к пределу прочности. Далее скорость нагружения уменьшалась на порядок, и с верхнего торца в образец подавалась вода. Нижний торец был наглухо закрыт и непроницаем для воды. После этого в уже насыщенном водой образце скачками увеличивалось поровое давление, величины скачков варьировались в диапазоне от 1 до 5 МПа. Измерение давления воды производилось вне образца, вблизи его верхней грани. Объем воды, поступившей в образец к данному моменту времени, определяется

раз в секунду по калиброванному перемещению поршня нагнетающего насоса.

Основной параметр, который исследовался на настоящем этапе — активность АЭ (количество импульсов АЭ в единицу времени), которая рассчитывалась в скользящих событийных окнах с перекрытием. Размер окна (количество событий) для расчета активности АЭ выбирался в зависимости от общего уровня акустической активности в эксперименте на конкретном образце, перекрытие составляло половину размера окна.

Эксперименты проводились на образцах горных пород, существенно различающихся по величине пористости. Были использованы песчаники Буффало с пористостью 15–20%, граниты из скважины в области наведенной сейсмичности Койна–Варна [Goswami et al., 2017] с пористостью около 1%, граниты из скважины в Воронежском кристаллическом массиве (ВКМ) с исходной пористостью 0.2%.

МЕТОДИКА УВЕЛИЧЕНИЯ ПОРИСТОСТИ ОБРАЗЦОВ ГРАНИТА

С целью увеличения пористости образцов гранита была использована методика, предполагающая развитие термически стимулированных разрушений в образцах при полном сохранении их целостности. Увеличение пористости при термическом воздействии происходит за счет развития сети микротрещин, которые, в свою очередь, развиваются вследствие увеличения термомеханических напряжений [Шкуратник и др., 2015]. Микротрещины могут развиваться как внутри зерен, так и на границах между ними, причем резкое увеличение трещиноватости гранитов наблюдается при максимальных температурах нагрева 400–500°C и выше. Для гранитов Вестерли эти данные подтверждаются по измерениям пористости, проницаемости, плотности трещин, ширины

их раскрытия, скоростей упругих волн, прочности [Nasseri et al., 2009; Faoro et al., 2013]. Существенный вклад в увеличение трещиноватости вносит полиморфный $\alpha \rightarrow \beta$ переход в зернах [Nasseri et al., 2009; Faoro et al., 2013], происходящий при температуре около 570°C.

Исходя из этих соображений, температура нагрева образцов гранитов Вестерли выбиралась в диапазоне 530–650°C для достижения существенного увеличения их пористости и проницаемости.

Термическое воздействие производилось в устройстве нагрева по методике, подробно описанной в работе [Казначеев и др., 2019], циклами нагрев–охлаждение, со скоростью нагрева около 2–3°C/мин. При этом отдельный образец мог подвергаться нескольким циклам нагрев–охлаждение подряд, с достижением разных максимальных температур. Количество циклов составляло 2, 3 или 4, для разных образцов; максимальная температура в каждом цикле могла последовательно увеличиваться или быть сопоставимой.

На рис. 2 представлены результаты термического воздействия на примере коллекции из 7 образцов, вырезанных из одного керна гранита из ВКМ. Исходная пористость составляла $(0.46 \pm 0.03)\%$. После термического воздействия пористость всех образцов увеличилась на 2–3% и достигла значений в 2.5–3.5%. На рис. 2 видно, что увеличение (прирост) пористости обнаруживает возможную слабую зависимость от максимальной температуры нагрева, что согласуется с представлениями в работе [Nasseri et al., 2009]. В то же время оказалось, что прирост пористости не зависит от количества циклов нагрев–охлаждение, что соответствует представлениям о термическом аналоге эффекта Кайзера [Jones et al., 1997; Шкуратник и др., 2015].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Задержка отклика АЭ

Серия экспериментов была направлена на выяснение вопроса о величине задержки отклика режима АЭ при обводнении сухого образца и при распространении волны давления в насыщенном образце.

На рис. 3 показана типичная история нагружения образцов на примере образца гранита КВН-5-548-3, отобранного с глубины 548 м из скважины в области наведенной сейсмичности Койна–Варна в Западной Индии. В образце в ходе подготовительного эксперимента была сформирована “разломная зона”, возникшая в результате естественного разрушения с образованием узкой зоны макроразрушения. Тем самым в этом опыте мы попытались качественно приблизить условия эксперимента к условиям в природной области, подверженной динамическим процессам разру-

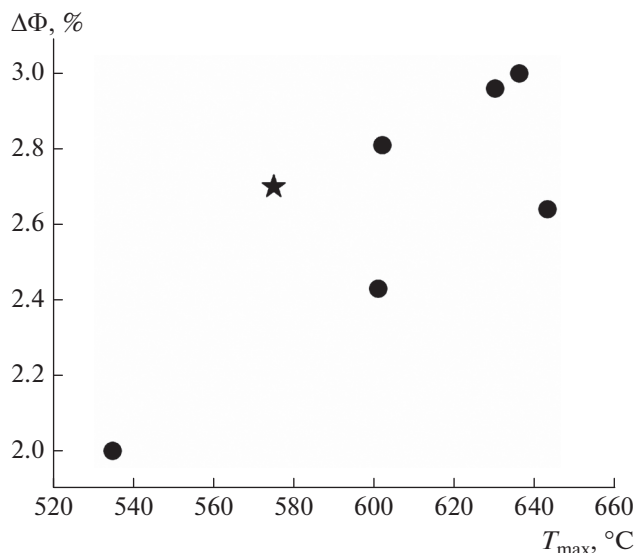


Рис. 2. Прирост пористости $\Delta\Phi$ образцов гранита после термического воздействия в зависимости от максимальной температуры нагрева $T_{\max}$. Каждая точка соответствует отдельному образцу. Звездочка — образец ВКМ-167-4, использованный в экспериментах с флюидной инициацией разрушения (см. ниже, рис. 6д); образец обладал наиболее близкой к средней по серии плотностью и пористостью, был подвергнут двум циклам нагрев–охлаждение до максимальной температуры 575°C и показал прирост пористости около 2.7%.

шения, сформировавшим в ней разломно-трещиноватую дефектность.

Как отмечалось выше, высушенный заранее образец вначале подвергался одноосному нагружению при всестороннем сжатии до момента начала ускорения роста АЭ, соответствующего приближению нагрузки к пределу прочности “разломной зоны”. Далее скорость нагружения уменьшалась на порядок, и с торца в образец подавалась вода со скачком давления $\Delta P_p = 1$ МПа. После этого в уже насыщенном водой образце скачками увеличивалось поровое давление, величины скачков варьировались в этом опыте в диапазоне от 1 до 2.6 МПа. Изменение порового давления на верхнем торце происходит не более, чем за 1–2 с, поэтому можно считать, что оно имеет форму прямоугольной ступеньки.

Скачки порового давления вызывали увеличение АЭ, причем максимум акустической активности достигался с задержками относительно момента скачка порового давления. На рис. 4 показаны соответствующие графики, на которых подписаны величины в секундах измеренных задержек максимумов АЭ.

В рамках закона Дарси скорость течения жидкости в пустотном пространстве породы определяется проницаемостью k , динамической вязкостью жидкости η и задаваемым скачком давления

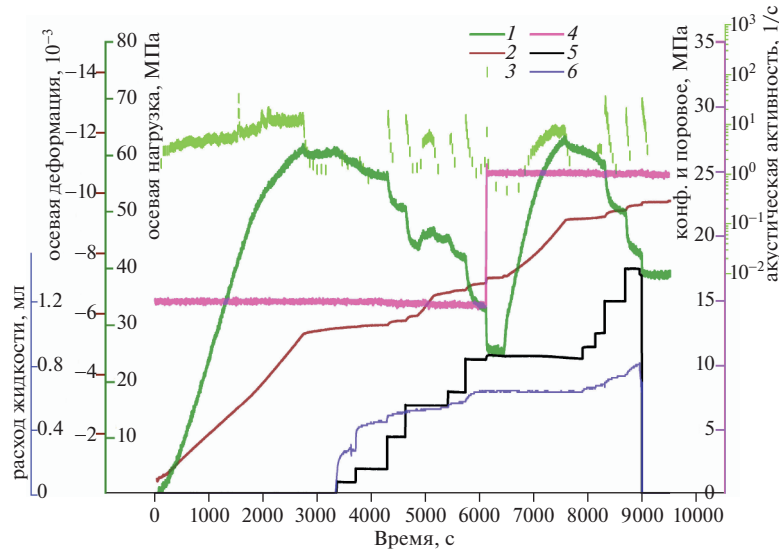


Рис. 3. Обзорная история нагружения в опыте на образце гранита КВН-5-548-3: 1 – осевая нагрузка; 2 – осевая деформация; 3 – акустическая активность; 4 – давление всестороннего сжатия (конфайнинг); 5 – поровое давление; 6 – расход воды на “входе” в образец.

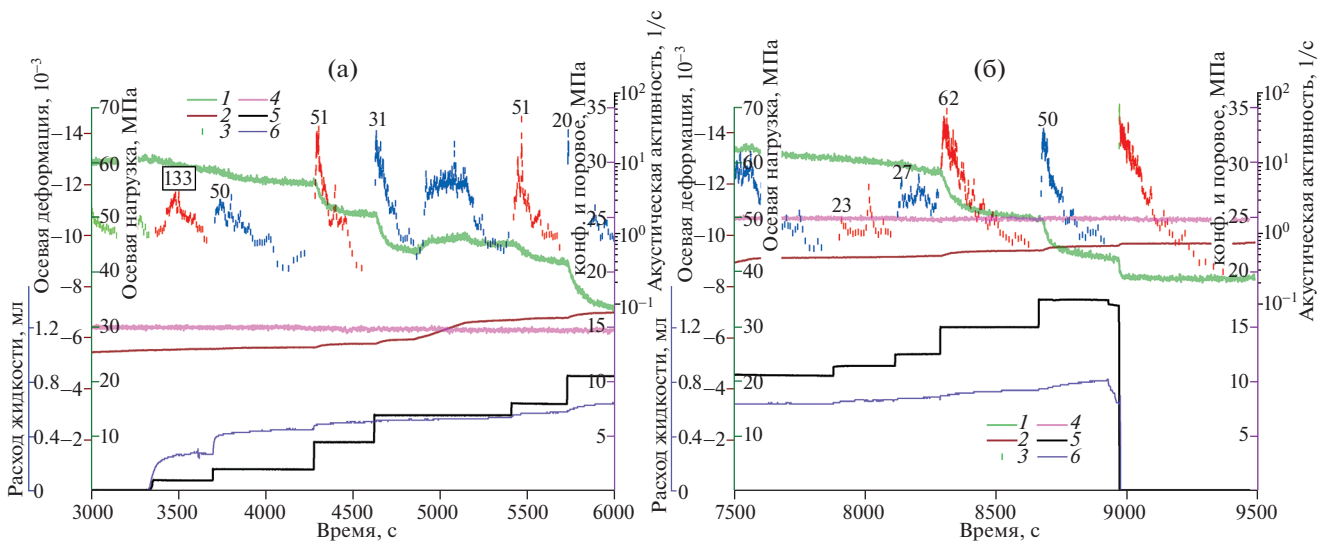


Рис. 4. Акустическая активность при инициации ступенями порового давления в первой (а) и второй (б) частях опыта на образце гранита КВН-5-548-3 (рис. 3): 1 – осевая нагрузка; 2 – осевая деформация; 3 – акустическая активность (зеленый – подготовительная стадия, красный и синий чередуются для последовательных ступеней порового давления); 4 – давление всестороннего сжатия (конфайнинг); 5 – поровое давление; 6 – расход воды на “входе” в образец. У максимумов активности подписаны величины задержек в секундах.

ΔP_p [Yeh et al., 2015; Shapiro, 2015]. В упрощенном виде это можно записать как:

$$|u| = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{k \Delta P_p}{\eta \Delta l}, \quad (1)$$

$$\Delta l^2 = D \Delta t, \quad D = \frac{k \Delta P_p}{\eta}.$$

Следовательно, эффективный коэффициент диффузии определяется параметром образца

(проницаемостью k), параметром флюида (вязкостью η) и задаваемым в эксперименте скачком давления ΔP_p (формула (1)).

Если принять, что задержка максимума АЭ обусловлена временем распространения воды в сухом образце при его обводнении или порового давления в обводненном образце на характерное расстояние l , определяемое размером образца, то величину этой задержки можно представить как:

$$\tau = C \frac{l^2}{D} \sim \frac{1}{\Delta P_p}, \quad (2)$$

где коэффициент C учитывает геометрию фронта диффузии и особенности инициации АЭ. Для проверки справедливости этих допущений, мы построили зависимость времени задержки τ от обратной величины скачка порового давления $1/\Delta P_p$ (рис. 5). На рисунке видно, что точки, отвечающие активизации АЭ в насыщенном образце, ложатся на прямолинейную зависимость, следующую из (2) в предположении неизменности входящих в правую часть коэффициентов при $1/\Delta P_p$. При этом красная точка, отвечающая задержке максимума АЭ при обводнении сухого образца, лежит значительно выше прямой.

Во всех экспериментах мы варьировали величину иницирующего скачка порового давления ΔP_p . Согласно (1) в этом случае величины задержек для разных скачков порового давления тоже будут различны:

$$\frac{\tau(\Delta P_{p1})}{\tau(\Delta P_{p2})} = \frac{\Delta P_{p2}}{\Delta P_{p1}}. \quad (3)$$

Полагая в (3) $\Delta P_{p1} = 1$, а ΔP_{p2} — равным величине скачка порового давления на соответствующей ступени инициации, получим выражение для приведения гидродинамических задержек к единичному (в 1 МПа) скачку давления:

$$\tau(1 \text{ МПа}) = \tau(\Delta P_p) \Delta P_p. \quad (4)$$

График зависимости задержки (приведенной согласно (4) к $\Delta P_p = 1$) от уровня порового давления P_p , при котором подавалась иницирующая ступенька, представлен на рис. 6. На рисунке видно, что приведенные задержки на стадии диффузии порового давления в насыщенном образце примерно одинаковы и лежат в диапазоне 20–50 с. Приведенная задержка на первой стадии диффузии воды в сухом образце в 3–6 раз больше.

На рис. 7 представлены результаты других экспериментов на образцах песчаников и гранитов. Во всех проведенных экспериментах, задержка инициации разрушения при распространении флюида в сухой среде оказалась в несколько раз больше, чем при распространении фронта диффузии порового давления в насыщенной среде.

Величина отклика АЭ

В ряде экспериментов было замечено, что величина отклика АЭ, отражающая интенсивность процесса разрушения, оказывается различной при инициации сухого образца внедрением флюида и при повышении порового давления в насыщенном образце. При прочих равных условиях

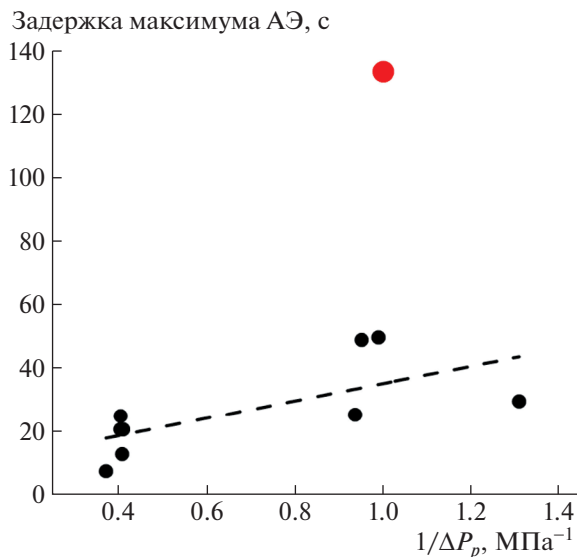


Рис. 5. Зависимость задержки максимума АЭ от обратной величины иницирующего скачка порового давления в опыте на образце гранита КВН-5-548-3. Красная точка — стадия обводнения сухого образца, черные — стадия диффузии фронта давления в насыщенном образце, пунктирная прямая соответствует формуле (2).

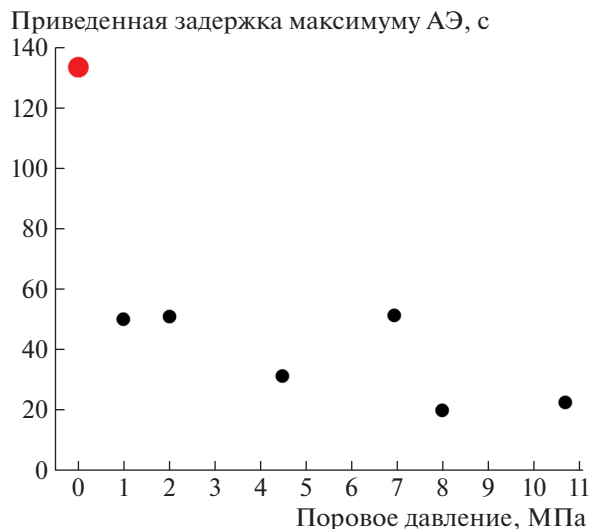


Рис. 6. Величина задержки максимума АЭ, приведенная к величине скачка иницирующего порового давления в 1 МПа, от уровня порового давления, при котором подавался иницирующий скачок. Опыт на образце гранита КВН-5-548-3. Точки — так же, как на рис. 5.

отклик на сухом образце оказывался более сильным, чем в обводненном образце.

На рис. 8 представлены результаты эксперимента на образце песчаника ВuРр-07. В этом примере первая ступенька порового давления создается в сухом образце, а вторая уже в насыщенном водой образце. Можно видеть, что активность АЭ после инъекции воды в сухой образец в несколь-

ко раз больше, чем в случае увеличения порового давления в насыщенном образце.

Отклик АЭ при уменьшении порового давления

На рис. 9, рис. 10 представлены результаты экспериментов, в которых наблюдается увеличение активности акустической эмиссии после уменьшения порового давления.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Задержка отклика АЭ

Для пояснения обнаруженного эффекта задержки отклика АЭ при ступенчатом увеличении давления жидкости на торце образца нужно представлять, каков характер движения жидкости в поровом пространстве образца. Проведенные в настоящей работе эксперименты по закачке флюида можно описать в рамках следующей модели (см. рис. 11). В цилиндрический образец породы длиной L и диаметром D слева под давлением нагнетается флюид. По мере продвижения в образце флюид вытесняет воздух, которым исходно было заполнено пустотное пространство образца (поры и трещины). Правый торец образца будем считать герметично закрытым, а вытеснение воздуха флюидом — поршневым (слева от фронта вытеснения флюид занимает максимально доступный ему объем пустотного пространства образца). В модели не учитываются такие эффекты как сжимаемость флюида, упругость породы, растворение воздуха во флюиде, зависимости параметров флюида от давления и др., поскольку эти эффекты дают в рассматриваемом случае малый вклад и не могут быть верифицированы по имеющимся экспериментальным данным.

Введем следующие обозначения: $\tilde{l}(t)$ — координата фронта вытеснения воздуха флюидом в момент времени $t > 0$; S — площадь поперечного сечения образца; ϕ — коэффициент пористости образца; k — величина абсолютной проницаемости образца (считаем, что пористость и проницаемость не меняются вдоль образца, а также остаются постоянными в течение всего процесса нагнетания флюида в образец); ρ — плотность флюида; $u(t, x)$ — скорость фильтрационного течения флюида в образце, $0 \leq x \leq \tilde{l}(t)$, $t > 0$ (см. рис. 11). Поскольку мы считаем флюид несжимаемым ($\rho = \text{const}$), а пористость неизменной в течение всего процесса нагнетания флюида в образец ($\phi = \text{const}$), из уравнения неразрывности для движущегося флюида $\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)$ ожидаемо получаем $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$.

Будем считать, что связь скорости фильтрационного течения с давлением флюида описывает соотношение Дарси:

$$u = -\frac{k}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5)$$

где: η — динамическая вязкость флюида; $p(t, x)$ — давление; $0 \leq x \leq \tilde{l}(t)$, $t > 0$. Тогда, считая вязкость флюида постоянной ($\eta = \text{const}$), из $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$

получаем уравнение для давления $\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0$, откуда следует допустимый вид зависимости давления флюида от координаты и времени: $p(t, x) = A(t)x + B(t)$, где $A(t)$ и $B(t)$ — некоторые функции времени, $0 \leq x \leq \tilde{l}(t)$, $t > 0$.

Определим $A(t)$ и $B(t)$ через параметры процесса вытеснения воздуха флюидом. Во-первых, заметим, что $B(t) = p(t, x = 0)$ совпадает с давлением флюида на левом торце (см. рис. 11), т.е. совпадает с давлением нагнетания флюида в образец. Обозначим давление нагнетания флюида в образец как $P_{\text{in}}(t)$, тогда $B(t) = P_{\text{in}}(t)$. Во-вторых, введем давление $\tilde{P}(t)$ на фронте вытеснения воздуха флюидом, т.е. $p(t, x = \tilde{l}(t)) = \tilde{P}(t)$. Тогда для $A(t)$ получим $A(t) = \left(\frac{\tilde{P}(t) - P_{\text{in}}(t)}{\tilde{l}(t)} \right)$. Окончательно для давления запишем:

$$p(t, x) = P_{\text{in}}(t) - (P_{\text{in}}(t) - \tilde{P}(t)) \frac{x}{\tilde{l}(t)}, \quad (6)$$

$$0 \leq x \leq \tilde{l}(t), \quad t > 0.$$

Рассмотрим подробнее изменение во времени давления $\tilde{P}(t)$ на фронте вытеснения воздуха флюидом. Будем считать, что на фронте вытеснения давление флюида и воздуха одинаковы и равны $\tilde{P}(t)$ (отсутствует капиллярная разница давлений для двух контактирующих в пустотном пространстве образцов фаз: воздуха и флюида). Если рассматривать воздух как идеальный газ и считать, что давление в нем одинаково в рамках всего объема $V_{\text{air}}(t)$, который он занимает в текущий момент времени $t > 0$, то получаем $\tilde{P}(t)V_{\text{air}}(t) = \text{const}$, предполагая, что все наблюдаемые процессы являются изотермическими. В частности, $\tilde{P}(t)V_{\text{air}}(t) = P_0V_0$, где: P_0 — давление воздуха в начальный момент времени (перед закачкой флюида в образец); V_0 — начальный объем, занимаемый воздухом, кото-

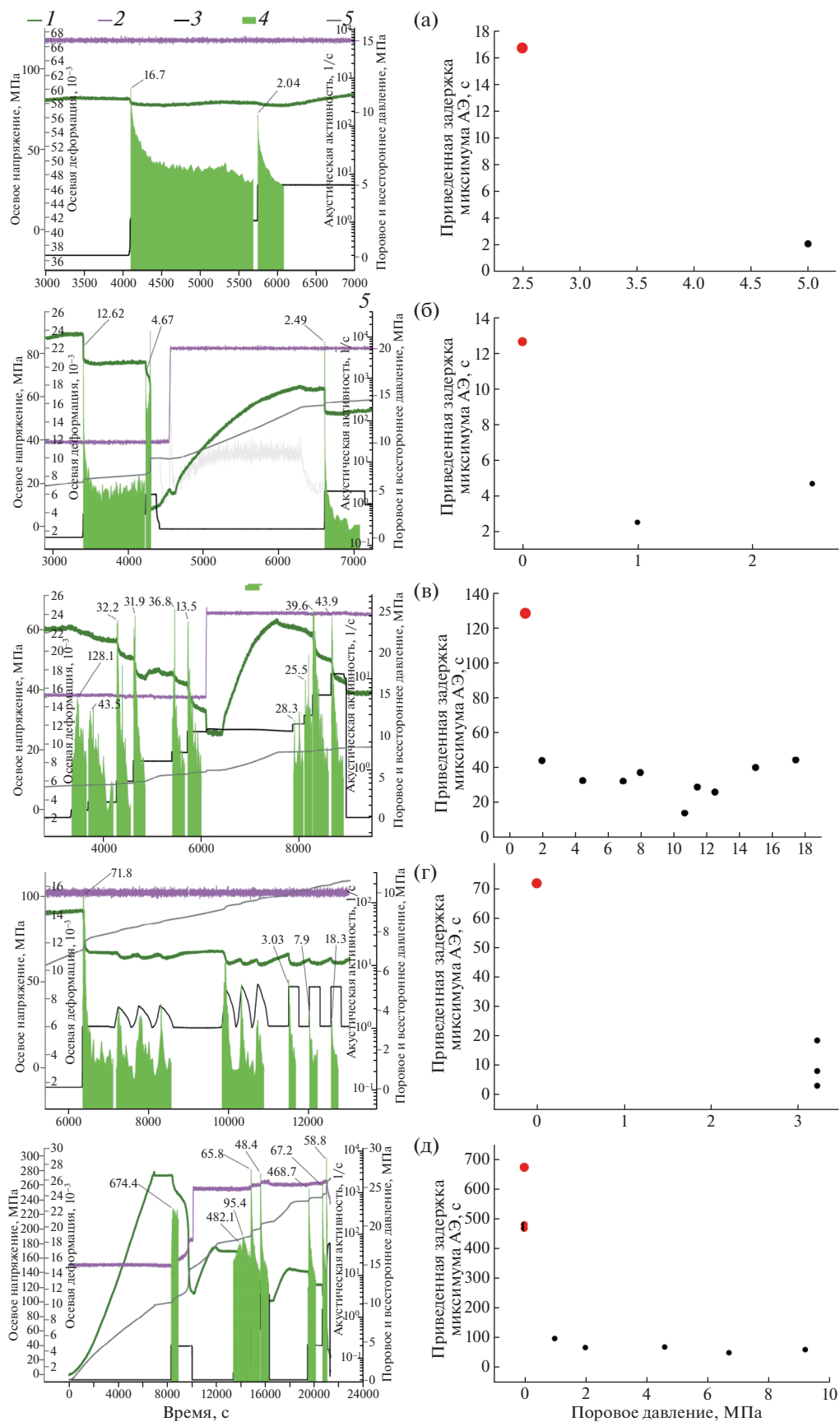


Рис. 7. Акустическая активность при инициации ступенями порового давления (левый столбец) и величина задержки максимума АЭ, приведенная к величине скачка иницирующего порового давления в 1 МПа (правый столбец). В левом столбце: 1 – осевая нагрузка; 2 – давление всестороннего сжатия; 3 – поровое давление; 4 – акустическая активность; 5 – осевая деформация; цифрами подписаны величины задержек в секундах. В правом столбце: красная точка – задержка при обводнении сухого образца, черные точки – при распространении фронта порового давления; красно-черные точки на рисунке: (д) – частично обводненный образец; (а), (б) – песчаник Буффало (образцы ВuРр-07 и ВuРz-3); (в), (г) – гранит, скважина, область Койна–Варна (образы КВН-5-548-3 и КВН-5-548-1); (д) – гранит, скважина, Воронешский кристаллический массив (образец ВКМ-167-4).

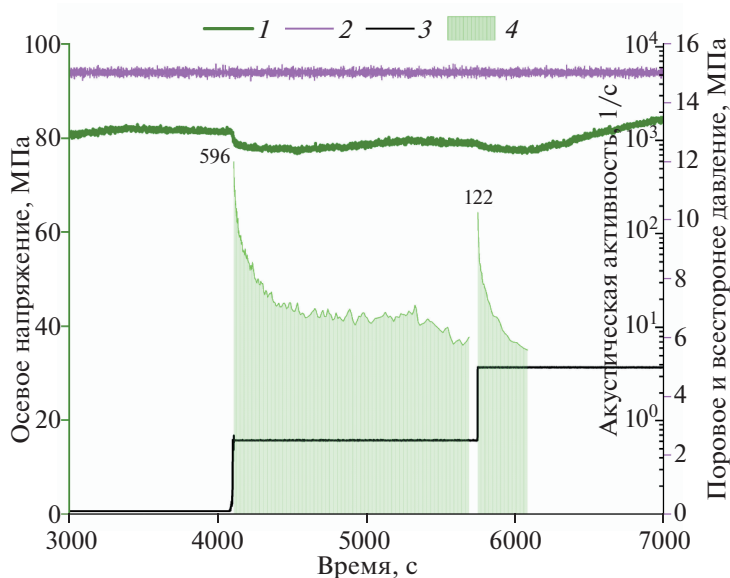


Рис. 8. Величины максимумов активности акустической эмиссии (песчаник, образец ВуПр-07): 1 – осевая нагрузка; 2 – давление всестороннего сжатия; 3 – поровое давление; 4 – акустическая активность. Числами подписана активность АЭ на максимумах.

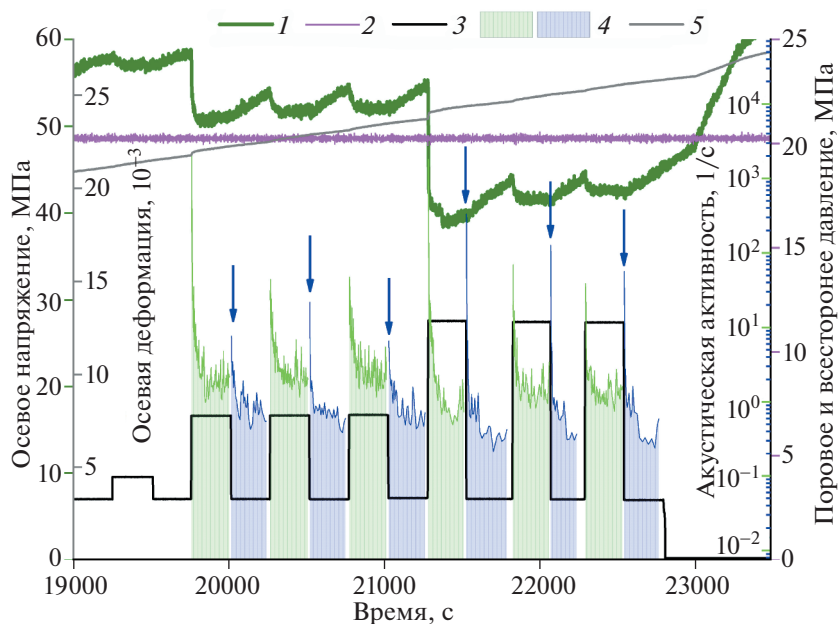


Рис. 9. Изменение активности АЭ при уменьшении порового давления: 1 – осевая нагрузка; 2 – давление всестороннего сжатия; 3 – поровое давление; 4 – акустическая активность; 5 – осевая деформация. Синими стрелками показаны максимумы активности АЭ после уменьшения порового давления. Образец песчаника BuPz-11.

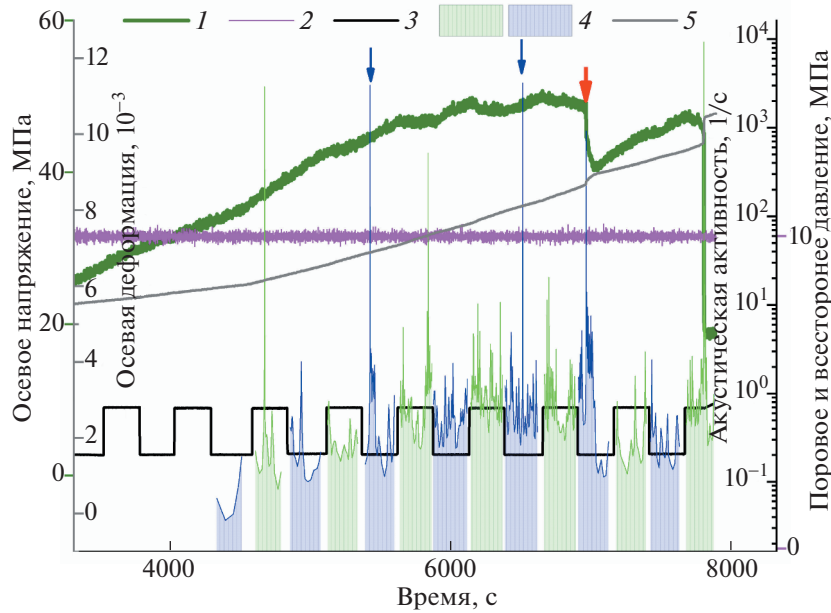


Рис. 10. Изменение активности АЭ при уменьшении порового давления (образец гранита): 1 — осевая нагрузка; 2 — давление всестороннего сжатия; 3 — поровое давление; 4 — акустическая активность; 5 — осевая деформация. Синими стрелками показаны максимумы активности АЭ после уменьшения порового давления. Красной стрелкой показан момент образования макроразрыва.

рый равен пустотному пространству образца $V_0 = \phi SL$.

Когда фронт вытеснения воздуха флюидом достигает координаты $\tilde{l}(t)$, в предположении поршневого характера вытеснения получаем, что воздух заполняет часть пустотного пространства образца $V_{\text{air}}(t) = \phi S(L - \tilde{l}(t))$. Тогда для давления на фронте $\tilde{P}(t)$ можем записать:

$$\tilde{P}(t) = P_0 \left(1 - \frac{\tilde{l}(t)}{L} \right)^{(-1)}. \quad (7)$$

Заметим, из (7) следует, что по мере приближения $\tilde{l}(t)$ к L давление на фронте $\tilde{P}(t)$ растет, вообще говоря, до произвольных значений. В то же время из выражения (6) с помощью соотношения Дарси (5) для скорости фильтрационного течения

флюида получаем $u(t) = \frac{k}{\eta} \left(\frac{P_{\text{in}}(t) - \tilde{P}(t)}{\tilde{l}(t)} \right)$, $t > 0$.

Используя соотношение (7) для давления на фронте $\tilde{P}(t)$ и выражая из него $\tilde{l}(t)$, перепишем скорость в виде $u(t) = \frac{k}{\eta} \frac{\tilde{P}(t)}{L} \left(\frac{P_{\text{in}}(t) - \tilde{P}(t)}{\tilde{P}(t) - P_0} \right)$. Из последнего соотношения видно, что рост давления на фронте $\tilde{P}(t)$ будет ограничен, вообще говоря, давлением нагнетания флюида в образец на левом торце: если давление на фронте сравняется с давлением нагнетания, то скорость фильтрацион-

ного течения флюида станет равной нулю, фронт остановится, рост давления $\tilde{P}(t)$ прекратится.

Скорость фильтрационного течения флюида $u(t)$ связана с динамикой фронта вытеснения воздуха флюидом соотношением $u(t) = \phi \frac{d\tilde{l}}{dt}$, из которого с учетом (7) можно получить дифференциальное уравнение относительно координаты фронта вытеснения воздуха флюидом $\tilde{l}(t)$:

$$\phi \frac{d\tilde{l}}{dt} = \frac{k}{\eta} \left(\frac{P_{\text{in}}(t) - P_0 \left(1 - \frac{\tilde{l}(t)}{L} \right)^{(-1)}}{\tilde{l}(t)} \right). \quad (8)$$

Удобно переписать уравнение (8) в безразмерном виде. Введем безразмерную координату фронта $\xi(t) = \tilde{l}(t)/L$, а также безразмерное время

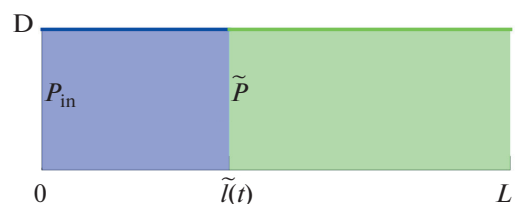


Рис. 11. Принципиальная схема эксперимента в рамках модели движения флюида в образце.

$\tau = (kP_0 t) / (\varphi \eta L^2)$. Тогда уравнение (8) приобретет вид:

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \frac{\frac{P_{in}(\tau)}{P_0} - (1 - \xi(\tau))^{(-1)}}{\xi(\tau)}. \quad (9)$$

Условиям проведенных экспериментов соответствует случай, когда давление нагнетания флюида на левом торце менялось скачкообразно во времени. Таким образом, можно считать, что $P_{in}(t) = P_{in}^1 = \text{const}$, $0 < t \leq T_1$, где T_1 — момент переключения давления нагнетания на следующий уровень. Введем безразмерную величину $\xi_* = 1 - P_0 / P_{in}^1$ и решим дифференциальное уравнение (9) относительно $\tau = \tau(\xi)$. Получим зависимость:

$$\tau = (1 - \xi_*) \times \left(\frac{\xi^2}{2} - (1 - \xi_*)\xi - (1 - \xi_*)\xi_* \ln \left(1 - \frac{\xi}{\xi_*} \right) \right). \quad (10)$$

Выражение (10) позволяет определить момент времени, в который фронт вытеснения воздуха флюидом достигнет заданной координаты $\tilde{l}$. Для проведения соответствующего расчета необходимо вычислить безразмерную координату фронта как $\xi = \tilde{l} / L$. Затем с помощью выражения (10) вычислить безразмерное время τ . Для перехода к физическому времени следует рассчитать величину:

$$t = \frac{\varphi \eta L^2 \tau}{k P_0}. \quad (11)$$

Подстановка (10) в (11) с учетом $\xi_* = 1 - P_0 / P_{in}^1$ дает:

$$t = \frac{\varphi \eta L^2 \tau}{k P_{in}^1} \times \left(\frac{\xi^2}{2} - (1 - \xi_*)\xi - (1 - \xi_*)\xi_* \ln \left(1 - \frac{\xi}{\xi_*} \right) \right). \quad (12)$$

С помощью (10) может быть решена и обратная задача: определено положение фронта в заданный момент времени. Заметим, что текущее положение фронта вытеснения воздуха флюидом имеет простую связь с расходом флюида: $Q(t) = \varphi S \tilde{l}(t)$, где $Q(t)$ — накопленный к моменту t расход закаченного флюида, $S = \pi D^2 / 4$ в случае образца цилиндрической формы.

Как было отмечено ранее, если давление на фронте сравнивается с давлением нагнетания, то скорость фильтрационного течения флюида станет равной нулю, соответственно, фронт остановится. В безразмерных переменных этой ситуации соответствует $\xi = \xi_*$. С помощью выражений (10)—(12) можно приближенно оценить время, за

которое фронт вытеснения воздуха флюидом пройдет расстояние $\alpha \xi_*$, где α близко к 1, т.е. продвижение фронта практически прекратится. Можно считать, что проведенным в лаборатории экспериментам соответствует $0.8 < \xi_* < 0.995$. Тогда для $0.99 < \alpha < 0.995$ из (10)—(12) получим приближенную оценку времени торможения фронта в виде:

$$t_0 \approx \varepsilon \frac{\varphi \eta L^2}{k P_{in}^1}, \quad (13)$$

где безразмерный коэффициент $0.5 \leq \varepsilon \leq 1.0$.

Заметим, что (13) отличается от приближенных оценок (1)—(4) тем, что при детальном рассмотрении движения фронта вытеснения в оценке характерного времени появляется еще один параметр образца — пористость. Такой результат ожидаем, если проводить аналогию с другими задачами, часто рассматриваемыми в физике нефтяного пласта, в которых изучается поведение фронтов вытеснения в пористой среде [Азиз, Сеттари, 2004; Jayasinghe et al., 2018]. Так, из аналитического выражения для скорости вытеснения нефти водой в классической задаче Бакли—Левретта следует, что скорость фронта обратно пропорциональна пористости. Соответственно, время достижения фронтом заданной координаты будет прямо пропорционально пористости среды [Исаева, Сердобольская, 2012]. Аналогичную зависимость наблюдаем в (13).

Также следует заметить, что оценка времени (13) может быть соотнесена с еще одним параметром, характеризующим пустотное пространство образца. Этот параметр — коэффициент связности пустотного пространства. В работе [Гасеми, Баяк, 2020] было показано, что логарифм отношения проницаемости к пористости пропорционален коэффициенту связности пустотного пространства. В выражении (13) фигурирует отношение пористости к проницаемости. Соответственно, получаем, что чем выше значение коэффициента связности пустотного пространства образца (а значит — больше отношение проницаемости к пористости), тем быстрее пройдет вытеснение воздуха флюидом в образце: из (13) следует, что t_0 при этом уменьшается.

На основе описанной выше математической модели (5)—(10) было разработано программное обеспечение, которое позволило численно моделировать процесс закачки флюида в образец. На рис. 12 для примера показаны типичные результаты численного моделирования. На графиках приведена динамика накопленного расхода закачиваемой в образцы воды для геометрии образцов, соответствующей экспериментам: диаметр — 30 мм, длина — 60 мм. В примере пористость образца была принята в 1%, проницаемость — 1 мД. Рис. 12а иллюстрирует случай, когда давление закачки воды в образец поддерживалось постоянным, равным 0.7 МПа. Рис. 12б соответствует случаю, ко-

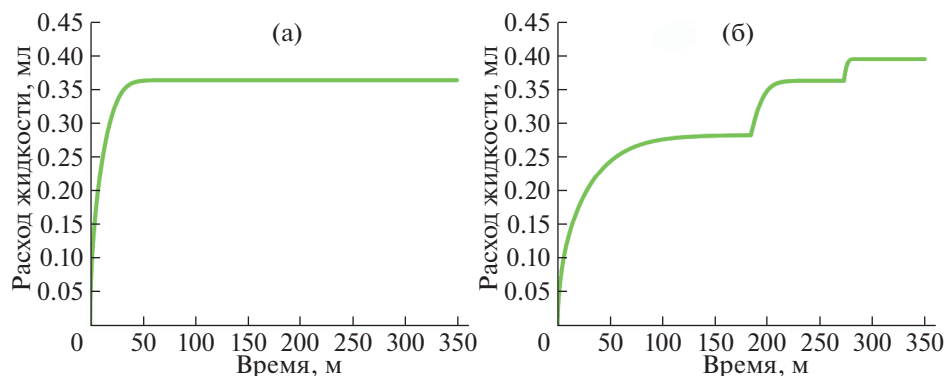


Рис. 12. Типичные результаты моделирования: зависимость от времени расхода нагнетаемого в образец флюида: (а) — случай постоянного давления нагнетания; (б) — случай ступенчатого увеличения давления нагнетания.

гда давление нагнетания воды в образец ступенчато увеличивалось: сначала оно составляло 0.3 МПа, потом увеличилось до 0.7 МПа, далее — увеличилось до 1.5 МПа.

Заметим, что, согласно модели, зависимость накопленного расхода закачиваемой воды от времени имеет характерную форму. После скачка давления нагнетания сначала наблюдается быстрый рост объема закачиваемой воды, затем рост спадает, накопленный расход воды фактически выходит на постоянный уровень (рис. 12а). Это означает, что вода в образец уже практически не заходит. Как было отмечено выше, такое поведение ожидаемо. Если правый торец образца герметично закрыт, то оставшийся в пустотном пространстве образца воздух сжимается, его давление растет. По мере того, как это давление становится сопоставимым с давлением нагнетания воды в образец, вода все больше замедляет свое продвижение. Таким образом, количество закачиваемой воды в единицу времени уменьшается, а накопленный расход воды выходит на постоянное значение.

При повторном скачкообразном увеличении давления закачки воды вновь наблюдается рост объема закачиваемой воды (рис. 12б). Запертый в пустотном пространстве образца воздух продолжает сжиматься, пока его давление не становится сопоставимым с новым, более высоким уровнем давления закачки. С повышением давления сжимающегося воздуха продвижение воды вновь замедляется, накопленный расход воды выходит на новое постоянное значение (рис. 12б). Заметим, что для последующих, более высоких уровней давления закачки воды выход накопленного расхода воды на постоянный уровень происходит заметно быстрее. Так, время первого выхода накопленного расхода на постоянное значение в несколько раз превышает время “доустановления” новых уровней накопленного расхода воды после каждого повышения давления закачки (рис. 12б). Как следствие, это значит, что время перераспределения порового давления в образце при первом внедрении воды в свободное поровое простран-

ство всего сухого образца также будет значительно больше, чем в случае последующих этапов, когда давление закачки воды скачкообразно повышается в насыщенном флюидом пространстве.

Сопоставление модели с экспериментами

Для проверки адекватности предложенной модели рассчитанные по ней теоретические расходы жидкости были сопоставлены с расходами, полученными в проведенных экспериментах. Входящая в модель пористость (формула (11)) задавалась по экспериментальным данным о полном количестве воды, нагнетенной в образец на ступени скачка порового давления, а проницаемость определялась по наилучшему совпадению теоретической и экспериментальных кривых зависимости расхода воды от времени.

Такая последовательность действий обусловлена свойствами полученного решения (10). Рассмотрим случай внедрения воды в исходно сухой образец. Этот случай иллюстрирует рис. 12а. Как обсуждалось выше, при постоянном давлении нагнетания воды накопленный расход воды со временем выходит на постоянный уровень. При фиксированных геометрических параметрах образца значение этого уровня определяют, во-первых, отношение исходного давления воздуха, содержащегося в пустотном пространстве образца, к давлению закачки воды, во-вторых — величина пористости. Таким образом, сопоставление расчетных и экспериментальных значений “предельного” уровня накопленного расхода воды позволяет оценить величину пористости образца. Далее, для окончательного сопоставления рассчитываемой по модели и экспериментальной динамики расхода воды имеем один независимый параметр — проницаемость. Визуально можно представить себе эффект от варьирования значения проницаемости как растяжение или сжатие по горизонтальной графика на рис. 12а. Таким образом, величина проницаемости определялась по наилучшему совпадению расчетной и экспери-

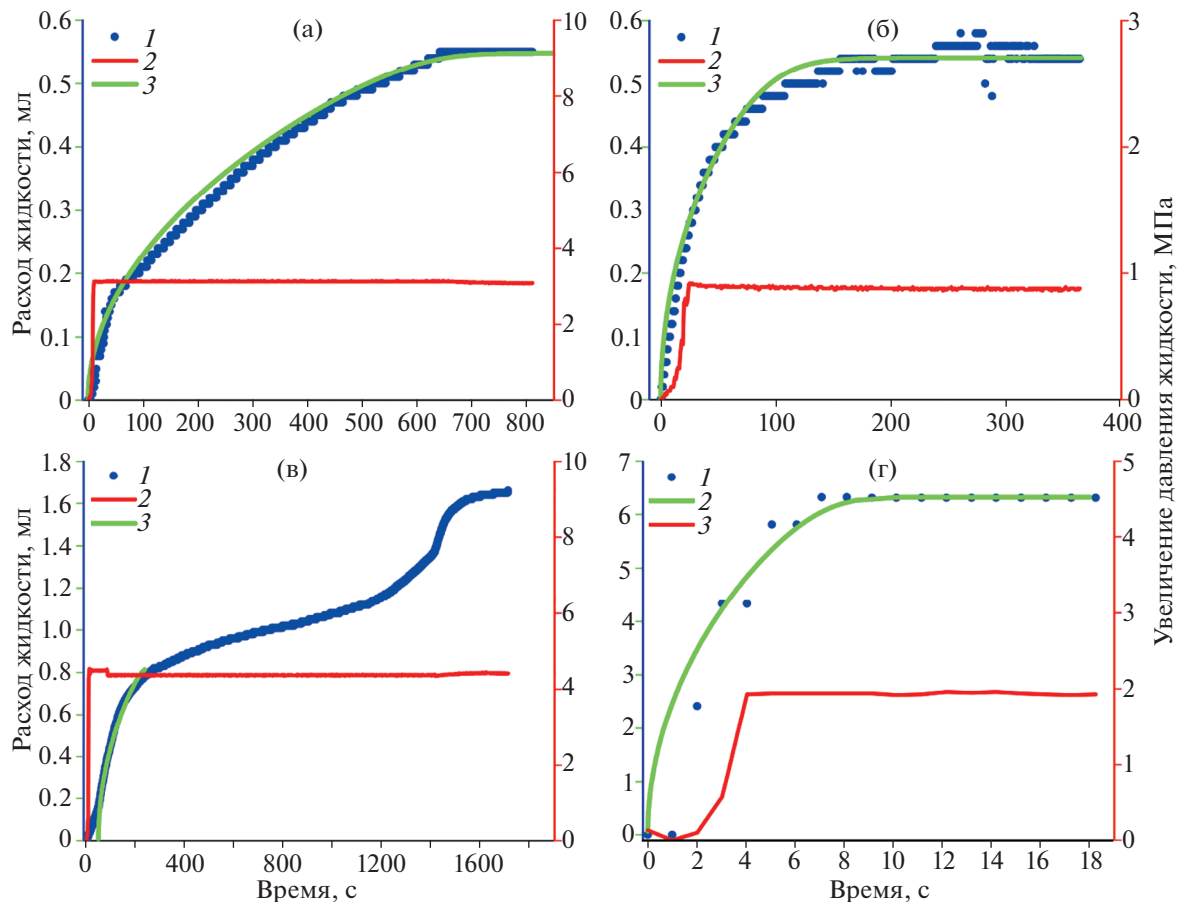


Рис. 13. Расход воды в экспериментах и его модельная аппроксимация: 1 – экспериментальные данные расхода воды; 2 – инициирующее поровое давление; 3 – модельная аппроксимация расхода воды. Опыты: (а) – КВН-5-548-1, (б) – КВН-5-548-3, (в) – ВКМ-167-4, (г) – ВuPz-3.

ментальной зависимостей расхода закачиваемой в образец воды.

Результаты сопоставления для четырех из пяти проведенных экспериментов представлены на рис. 13 для первых ступеней порового давления – на стадии обводнения сухих образцов. В пятом эксперименте на образце песчаника ВuPp-07 нарастание порового давления осуществлялось недостаточно резко для применения формулы (10) к этому случаю.

В образцах КВН-5-548-1 и КВН-5-548-3 до начала обсуждаемых экспериментов были заранее сформированы наклонные разломные зоны (макротрещины), выходящие на торцы образцов. В образцах ВКМ-167-4 и ВuPz-3 такие зоны заранее (до начала экспериментов) не создавались.

В опыте ВКМ-167-4 инициация разрушения ступенькой порового давления привела к формированию макроскопического разлома (трещины) в образце непосредственно на ступени инициации (в момент времени 1450 с, см. рис. 13в). Анализ акустической активности показал, что образование макротрещины происходило постепенно, согласно сценарию лавинно-неустойчивого тре-

щинообразования. Формирование зоны локализации и последующее ее разрушение наклонной трещиной, вероятно, изменило фильтрационные свойства образца, что видно на рис. 13в по резкому увеличению расхода воды в момент образования макротрещины. Поскольку наша теоретическая модель движения флюида построена в предположении неизменности фильтрационных свойств образца, на рис. 13в приведена теоретическая аппроксимация данных только на начальном интервале времени, задолго до начала формирования зоны макроскопического разрушения.

Рисунок 13 демонстрирует хорошее согласие теоретических кривых с эмпирическими данными, что свидетельствует об адекватности предложенной модели распространения жидкости в пористых образцах. В табл. 1 представлена сводка полученных оценок пористостей и проницаемостей, отвечающих кривым на рис. 13. В этой же таблице приведены оценки пористостей и проницаемостей, полученные для некоторых образцов в ОАО “НПЦ Тверьгеофизика” по ГОСТ 26450.1-85. Определение проницаемости по жидкости проводилось методом стационарной фильтрации.

Таблица 1. Оценки параметров фильтрационных свойств образцов и задержек максимумов АЭ в экспериментах

Образец	Материал и особенность	Пористость, эксперимент, %	Проницаемость, эксперимент, мД	Пористость, измерение*, %	Проницаемость измерение**, мД	Приведенная задержка АЭ θ_0 , “сухой”, с	Приведенная задержка АЭ θ_1 , “мокрый”, с	θ_0/θ_1
ВКМ-167-4	Гранит, термически повышенная пористость	2	0.047	—	—	674	67 ± 17	10 ± 3
КВН-5-548-3	Гранит, две открытых макротрещины	0.72	0.15	—	—	128	33 ± 10	4 ± 1
КВН-5-548-1	Гранит, закрытая макротрещина	1.3	0.013	1.66	0.03	72	10 ± 8	7 ± 6
BuPz-3	Песчаник, без макротрещины	15.8	23.2	15.8	65***	13	4 ± 2	3 ± 1

Примечание: * — при атмосферном давлении; ** — при давлении всестороннего сжатия (конфайнинге) 40 МПа; *** — образец с макротрещиной, которая образовалась позже завершения первой ступени порового давления.

Образец помещался в кернодержатель и с помощью системы гидрообжима и суховоздушного термостата доводился до заданного термобарического состояния. После стабилизации всех параметров, через входную магистраль кернодержателя в образец подавался минерализованный флюид (концентрации хлористого натрия 5 г/л) с постоянной объемной скоростью от 0.01 см³/мин для гранитов до 1 см³/мин для песчаников. Измерение перепада давления на торцах образца осуществлялось с помощью дифференциального манометра, подключенного ко входной и выходной магистралям кернодержателя. Поровое давление поддерживалось на уровне 5 МПа. Расчет проницаемости выполнялся по формуле Дарси.

Также в табл. 1 внесены величины времен задержек откликов акустической активности, отвечающие результатам, представленным на рис. 7.

Из табл. 1 видна достаточно хорошая сходимость оценок пористости в экспериментах с данными стандартных измерений. Оценки проницаемости, полученные в рамках разработанной модели, согласуются с данными измерений по порядку величины, что также следует рассматривать как положительный результат, поскольку условия измерения этого параметра существенно различались в экспериментах и в тестовых условиях. В последних измерения производились при всестороннем сжатии образцов, тогда как в экспериментах вместе со всесторонним сжатием образцы были подвергнуты существенному одноосному нагружению. Наличие в экспериментах значительной девиаторной составляющей поля напряжений наверняка приводило к изменению состояния раскрытия–закрытия трещин и пор, что, очевидно, могло оказывать влияние на величину проницаемости. С этими оговорками мы можем заключить, что предложенная нами модель обводнения порового пространства образцов не только качественно, но и количественно подтверждается данными экспериментов.

Значительно более высокая проницаемость образца КВН-5-548-3 по сравнению с образцом КВН-5-548-1, вырезанным из того же керна, объясняется наличием в КВН-5-548-3 открытых макротрещин, замкнутых только действием давления всестороннего сжатия, тогда как в КВН-5-548-1 была сформирована закрытая трещина (рис. 14).

На рис. 15 показана зависимость проницаемости k от пористости ϕ , построенная по данным, полученным в результате аппроксимации экспериментальных расходов воды нашей моделью (табл. 1). Точка для КВН-5-548-3 выпадает из общей зависимости, поскольку проницаемость для этого образца, вероятно, определяется в основном “разломными зонами” (микротрещинами), а не пористостью целой части образца. Для построения надежной зависимости k от ϕ наших данных, конечно, недостаточно, но все же отметим, что линия, соединяющая точки на рис. 15, соответствует формуле $k \sim \phi^3$, что согласуется с известными эмпирическими соотношениями между пористостью и проницаемостью [Schön, 2011]. Это также говорит в пользу предложенной модели, по которой получены оценки, представленные на рис. 15.

Сопоставим теперь величины приведенных задержек максимумов активности АЭ на первых — “сухих” — ступенях θ_0 (рис. 7 и табл. 1) с характерными временами заполнения порового пространства водой. Последнее является характерным временем выравнивания давления в поровом пространстве t_0 и определяется формулой (12) при $P_{in}^1 = 1$ МПа (1 МПа — это давление приведения экспериментальных задержек активности АЭ). На рис. 16 представлена зависимость времени задержки АЭ θ_0 от t_0 .

Видно, что для трех из четырех образцов время задержки отклика АЭ примерно совпадает с характерным временем обводнения образца. Это

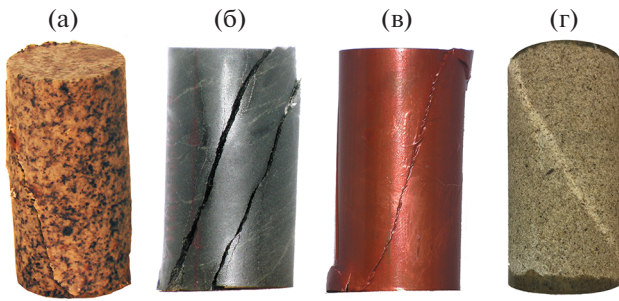


Рис. 14. Фотографии образцов после завершения экспериментов: (а) — ВКМ-167-4; (б) — КВН-5-548-3; (в) — КВН-5-548-1 (в медном жакете); (г) — BuPz-3.

означает, что задержка отклика определяется, в основном, временем распространения фронта обводнения. Причина “выпадения” из этой зависимости данных по образцу КВН-5-548-1 не ясна. Величина задержки активизации АЭ в этом образце оказалась значительно меньше, чем “предсказывает” скорость обводнения. Возможно, активизация в этом случае была спровоцирована каким-то триггерным эффектом.

В последнем столбце табл. 1 приведены отношения величин задержек отклика АЭ на скачки давления флюида в случаях сухих и обводненных образцов. Видно, что задержки в сухих условиях в 3–10 больше, чем в условиях обводнения. Предложенная нами модель перемещения жидкости в образцах объясняет большую скорость процессов в обводненном образце меньшим объемом незанятого порового пространства (см. рис. 126).

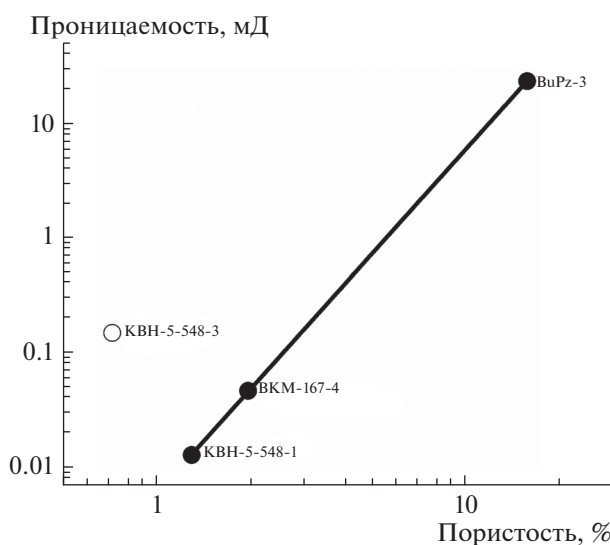


Рис. 15. Зависимость модельных оценок проницаемости от пористости по данным экспериментов. Около точек подписаны шифры образцов (см. табл. 1).

Один из проведенных экспериментов позволяет проверить адекватность выводов модели в случае двухступенчатого флюидного инициирования. На рис. 17 представлены экспериментальные данные по первым двум ступеням в опыте с образцом КВН-5-548-3 и их аппроксимация согласно предлагаемой модели.

На рис. 17 видно хорошее согласие теоретической аппроксимации и лабораторных данных. Согласно модели, приведенное (к величине инициирующего скачка в 1 МПа) характерное время установления давления поровой жидкости на первой ступени (сухой образец), составляет 128 с, на второй ступени — 40 с, что соответствует диапазону соотношения задержек АЭ от 3 до 10 раз.

Величина отклика АЭ

Вопрос о природе обнаруженного в экспериментах более сильного отклика АЭ на повышение порового давления при обводнении образца по сравнению с откликом на такое же повышение порового давления в насыщенном образце остается пока открытым. Возможно, увеличение отклика АЭ при обводнении связано с добавлением к механическому действию повышения порового давления эффекта уменьшения прочности среды при смачивании поверхностей пор и существующих трещин — эффектом Ребиндера [Соболев и др., 2010]. Актуальность такого механизма применительно к разрушению горных пород и искусственных материалов подтверждается экспериментами по инициацию разрушения при внедрении воды в образец без существенного увеличения порового

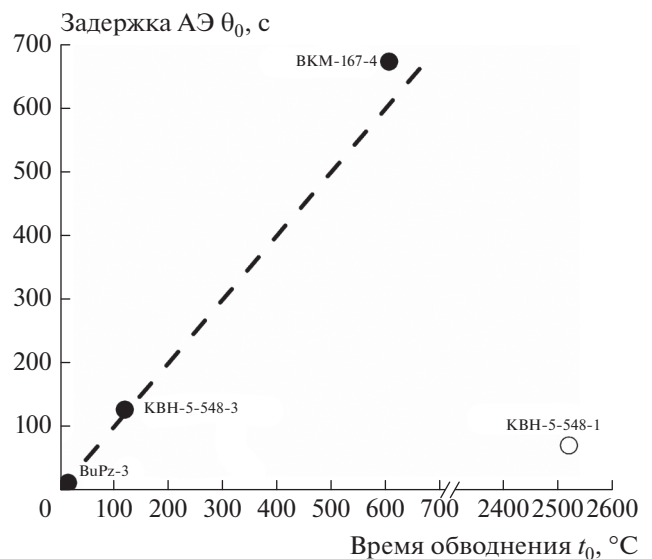


Рис. 16. Зависимость времени задержки максимума активности АЭ θ_0 от времени обводнения t_0 . Пунктирная линия: $\theta_0 = t_0$.

давления [Соболев и др., 2006; 2010; Потанина и др., 2015; Соболев, Пономарев, 2011].

Отклик АЭ при уменьшении порового давления

С точки зрения критерия разрушения Кулона–Мора уменьшение порового давления одновременно во всем образце должно приводить к упрочнению образца. Однако может происходить неравномерное уменьшение давления. Если поровое давление уменьшилось на верхнем торце образца, то от этого торца начинает распространяться фронт уменьшения порового давления, и возникает неоднородное распределение: в верхних слоях поровое давление уже снизилось, а в нижних еще нет. Возможно, такая неоднородность распределения порового давления отвечает за обнаруженную в экспериментах активизацию процесса разрушения при падении давления жидкости на верхней грани образца.

Результаты лабораторных экспериментов по изучению влияния уменьшения порового давления флюида на деформации образцов горных пород представлены в монографии [Кузьмин, Жуков, 2004]. Авторы монографии отмечают, что в условиях постоянной механической нагрузки при последовательном снижении порового давления происходит ужесточение образца и, достигнув определенного уровня деформации, он в дальнейшем не деформируется при последующих снижениях порового давления. Они предполагают, что уменьшение, а затем и приостановка процесса деформирования при снижении порового давления может приводить к активизации АЭ, и указывают на реализацию такого сценария в природных условиях, при разработке месторождений нефти и газа.

Попытки обнаружить изменения активности АЭ при циклическом нагружении образца в лабораторных условиях были предприняты в исследовании [Lei et al., 2016], где авторы не выявили оживления АЭ на фазе разгрузки. В то же время, в экспериментах с циклическим одноосным нагружением образцов гранита в условиях всестороннего сжатия было обнаружено заметное увеличение активности АЭ на фазах уменьшения осевой нагрузки, но только после достижения предельной прочности и начала неустойчивой деформации. Авторы объясняют этот эффект формированием поверхности сдвига, который обеспечивает пространство для подвижки и связанной АЭ [Zhou et al., 2018].

В работе [Huang R., Huang D., 2014] использовались кубические модели, сделанные из кварцевого песка, цемента и гипса с искусственными (первичными) трещинами, которые деформировались в условиях двухосного сжатия. Эти опыты показали, что при разгрузке может наблюдаться массовое образование вторичных трещин, причем на их развитие влияют как угол наклона от-

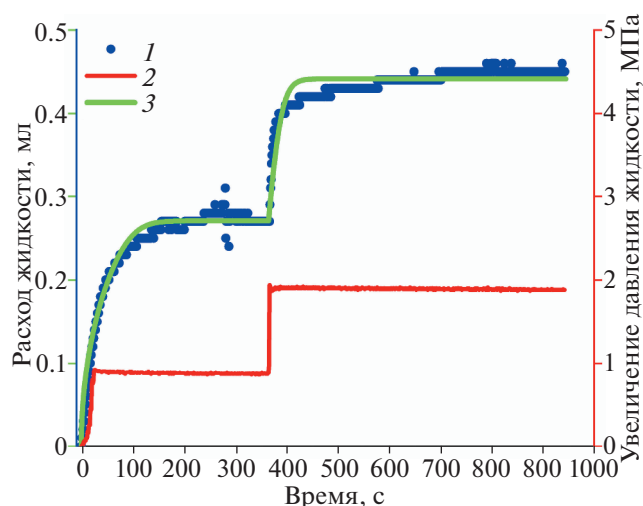


Рис. 17. Расход воды в эксперименте и его модельная аппроксимация: 1 — экспериментальные данные расхода воды; 2 — инициирующее поровое давление; 3 — модельная аппроксимация расхода воды. Образец КВН-5-548-3.

дельных трещин в зависимости от направления разгрузки, так и геометрия ансамбля первичных нарушений. В этих экспериментах не применялись наблюдения АЭ, а фиксация развития трещин осуществлялась фотосъемкой.

По-видимому, одни из первых целевых экспериментов по исследованию АЭ в образцах горных пород при разгрузке были поставлены еще 30 лет назад [Пономарев и др., 1991]. В этих опытах призматические образцы гранита сжимались одноосной нагрузкой, выдерживались некоторое время и разгружались. После этого во всех образцах, свободных от нагрузки, наблюдалась высокая акустическая активность, постепенно затухающая в течение нескольких часов. Авторы сделали вывод, что горная порода способна связывать (аккумулировать) упругую энергию, сообщаемую внешним источником, и после устранения внешнего воздействия, длительно поддерживать процесс излучения “самопроизвольной” АЭ за счет накопленной энергии. По сути, это отвечает модели зонной релаксации напряжений, согласно которой процесс релаксации начинается не во всех точках релаксирующего тела одновременно, а постепенно мигрирует в глубину геологического блока [Пономарев, 1981; 2008]. Упомянутые здесь опыты ставились на сухих образцах, однако можно полагать, что присутствие и миграция флюидной фазы также поддерживает неоднородность распределения напряжений в среде и способствует формированию акустического излучения.

Переходя к масштабу природных наблюдений, следует упомянуть гипотезу, высказанную в работе [Gupta, 2001], которая связывает один из пиков наведенной сейсмической активности в области Койна с разгрузкой среды при сбросе воды в во-

дохранилище. Быстрая разгрузка в период снижения уровня воды может приводить к ослаблению прочности разломов, поскольку упругие напряжения убывают быстрее, чем снимается поровое давление в зоне разлома за счет диффузии воды в соседние слабопроницаемые области [Bell, Nur, 1978; Simpson et al., 2018; Смирнов и др., 2018a]. Качественно это предположение не противоречит нашим лабораторным экспериментам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты лабораторных исследований свидетельствуют, что характер и величина флюидной инициации разрушения значительно различаются при первом внедрении жидкости в пористо-трещиноватые образцы и последующих увеличениях порового давления в насыщенных образцах. Задержка отклика относительно момента флюидной инициации и его величина оказалась больше в случае обводнения сухих образцов по сравнению с повышением порового давления в насыщенных образцах. Также обнаружен отклик АЭ на уменьшение порового давления.

Теоретический анализ движения жидкости в поровом пространстве образца, заполненном воздухом, на основе модели, разработанной в предположении поршневого характера вытеснения воздуха, показал, что при обводнении сухого образца распространение фронта давления жидкости происходит медленнее, чем в случае насыщенного образца. Разница скоростей обусловлена разницей свободного порового пространства в сухих и обводненных образцах. В количественном отношении различные скорости процессов роста порового давления флюида в сухих и обводненных образцах объясняют различия задержек отклика акустической эмиссии на флюидную инициацию разрушения в сухих и обводненных образцах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны руководителю ЦПГИ ИФЗ РАН Фокину И.В. и сотрудникам ОАО “НПЦ Тверь-геофизика” за помощь в проведении экспериментов и петрофизических измерениях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Мегагранта Минобрнауки РФ 14.W03.31.0033 “Геофизические исследования, мониторинг и прогноз развития катастрофических геодинамических процессов на Дальнем Востоке РФ”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Азиз Х., Сеттари Э. Математическое моделирование пластовых систем. Москва-Ижевск: ИКИ. 2004. 416 с.

Барышников Н.А., Зенченко Е.В., Турунтаев С.Б. Изменение проницаемости ультранизкопроницаемого известнякового образца под воздействием сжимающего давления в ходе цикла нагружения – разгрузки // Динамические процессы в геосферах. 2019. № 11. С. 10–17. <https://doi.org/10.26006/IDG.2019.11.38471>

Гасеми М.Ф., Баюк И.О. Граничные значения параметров строения пустотного пространства петроупругих моделей карбонатных пород // Физика Земли. 2020. № 2. С. 69–88.

Исаева А.В., Сердобольская М.Л. Решение уравнения Бакли–Леверетта со случайным коэффициентом пористости // Вычислительные методы и программирование. 2012. Т. 13. Вып. 4. С. 517–524.

Казначеев П.А., Майбук З.Ю., Пономарев А.В. Оборудование и методика исследования термоакустоэмиссионных эффектов памяти в горных породах // Сейсмические приборы. 2019. Т. 55. № 1. С. 29–45. <https://doi.org/10.21455/si2019.1-2>

Кузьмин Ю.О., Жуков В.С. Современная геодинамика и вариации физических свойств горных пород. М.: изд-во МГГУ. 2004. 262 с.

Михайлов В.О., Арора К., Пономарев А.В., Шринагеш Д., Смирнов В.Б., Чадда Р. Наведенная сейсмичность в районе водохранилищ Койна и Варна, Индия: обзор современных данных и гипотез // Физика Земли. 2017. № 4. С. 28–39. <https://doi.org/10.7868/S0002333717030048>

Патонин А.В., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Аппаратно-программный лабораторный комплекс для решения задач физики разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2013. Т. 49. № 1. С. 19–34.

Патонин А.В., Шихова Н.М., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Модульная система непрерывной регистрации акустической эмиссии для лабораторных исследований разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2018. Т. 54. № 3. С. 35–55.

Пономарев В.С. Зонная релаксация напряжений при разгрузке массивов горных пород // Докл. АН СССР. 1981. Т. 259. № 6. С. 1337–1339.

Пономарев В.С. Энергонасыщенность геологической среды. Труды Геологического института РАН. 2008. Вып. 582. 379 с.

Пономарев В.С., Стрижков С.А., Терентьев В.А. Исследования акустической эмиссии образцов горных пород в условиях разгрузки // Докл. АН СССР. 1991. Т. 317. № 5. С. 1112.

Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Пономарев А., Бернар П., Любушин А., Шозиев Ш. Особенности акустической эмиссии при флюидной инициации разрушения по данным лабораторного моделирования // Физика Земли. 2015. № 2. С. 126–138.

Смирнов В., Пономарев А., Станчиц С., Потанина М., Патонин А., Dresen G., Narteau C., Bernard P., Строганова С. Лабораторное моделирование афтершоковых последовательностей: зависимость параметров Омори и Гутенберга–Рихтера от напряжений // Физика Земли. 2019. № 1. С. 149–165. <https://doi.org/10.31857/S0002-333720191149-165>

Смирнов В.Б., Михайлов В.О., Пономарев А.В., Арора К., Chadha R.K., Srinagesh D., Потанина М.Г. О динамике сезонных компонент наведенной сейсмичности в области Койна–Варна, западная Индия // Физика Земли. 2018а. № 4. С. 100–109.

- Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Карцева Т.И., Михайлов В.О., Chadha R.K., Айдаров Ф. Динамика наведенной сейсмичности при заполнении Нурекского водохранилища // *Физика Земли*. 20186. № 4. С. 110–120.
- Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Бернар П., Патонин А.В. Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и натурного моделирования // *Физика Земли*. 2010. № 2. С. 17–49.
- Соболев Г.А. и др. Динамика акустической эмиссии при иницировании водой // *Физика Земли*. 2010. № 2. С. 50–67.
- Соболев Г.А., Пономарев А.В. Динамика разрушения моделей геологической среды при триггерном влиянии жидкости // *Физика Земли*. 2011. № 10. С. 48–63.
- Соболев Г.А., Пономарев А.В., Кольцов А.В., Круглов А.А., Луцкий В.А., Цивинская Ю.В. Влияние инъекции воды на акустическую эмиссию при долговременном эксперименте // *Геология и геофизика*. 2006. Т. 47. С. 608–621.
- Шкуратник В.Л., Новиков Е.А., Вознесенский А.С., Винников В.А. Термостимулированная акустическая эмиссия в геоматериалах. М.: Горная книга. 2015. 241 с.
- Bell M.L., Nur A. Strength changes due to reservoir-induced pore pressure and stresses and application to Lake Oroville // *Journ. Geoph. Res.* 1978. V. 83. P. 4469–4483. <https://doi.org/10.1029/JB083iB09p04469>
- Benson P.M., Austria D.C., Gehne S. et al. Laboratory simulations of fluid-induced seismicity, hydraulic fracture, and fluid flow // *Geomechanics for Energy and the Environment*. 2019. 100169. <https://doi.org/10.1016/j.gete.2019.100169>
- Burlini L., Di Toro G., Meredith P. Seismic tremor in subduction zones: Rock physics evidence // *Geophysical Research Letters*. 2009. V. 36. L08305. <https://doi.org/10.1029/2009GL037735>
- Da Silva B.G., Einstein H. Physical processes involved in the laboratory hydraulic fracturing of granite: Visual observations and interpretation // *Engineering Fracture Mechanics*. 2018. V. 191. P. 125–142.
- Fang Y., Elsworth D., Wang C., Ishibashi T., Fitts J.P. Frictional stability-permeability relationships for fractures in shales // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2017. V. 122(3). P. 1760–1776. <https://doi.org/10.1002/2016JB013435>
- Faoro I., Vinciguerra S., Marone C., Elsworth D., Schubnel A. Linking permeability to crack density evolution in thermally stressed rocks under cyclic loading // *Geophysical Research Letters*. V. 40. № 11. P. 2590–2595. <https://doi.org/10.1002/grl.50436>
- Fazio M., Benson P.M., Vinciguerra S. On the generation mechanisms of fluid-driven seismic signals related to volcano tectonics // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44. P. 734–742.
- French M. E., Wenlu Z., Jeremy B. Fault slip controlled by stress path and fluid pressurization rate // *Geophysical Research Letters*. 2016. V. 43(9). P. 4330–4339. <https://doi.org/10.1002/2016GL068893>
- Gahalaut K., Tuan T.A., Purnachandra R.N. Rapid and Delayed Earthquake Triggering by the Song Tranh 2 Reservoir, Vietnam // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2016. V. 106. № 5. P. 2389–2394. <https://doi.org/10.1785/0120160106>
- Gehne S., Benson P.M. Permeability enhancement through hydraulic fracturing: laboratory measurements combining a 3D printed jacket and pore fluid over-pressure // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. 12573. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-49093-1>
- Gehne S., Benson P.M., Koor N., Dobson K.J., Enfield M., Barber A. Seismo-mechanical response of anisotropic rocks under hydraulic fracture conditions: New experimental insights // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2019. V. 124. № 9. P. 9562–9579. <https://doi.org/10.1029/2019JB017342>
- Goswami Deepjyoti, Akkiraju Vyasulu V., Misra Surajit, Roy Sukanta, Singh Santosh K., Sinha Amalendu, Gupta Harsh, Bansal B.K., Nayak Shailesh. Rock strength measurements on Archaean basement granitoids recovered from scientific drilling in the active Koyna seismogenic zone, western India // *Tectonophysics*. 2017. V. 712–713. P. 182–192.
- Gupta H.K. Short-term earthquake forecasting may be feasible at Koyna, India // *Tectonophysics*. 2001. V. 338. P. 353–357.
- Gupta H.K., Arora K., Purnachandra R.N. et al. Investigations of continued reservoir triggered seismicity at Koyna, India / Mukherjee S., Misra A.A., Calvès G., Nemčok M. (eds) *Tectonics of the Deccan Large Igneous Province*. Geological Society. London: Special Publications. 2016. V. 445. <https://doi.org/10.1144/SP445.1110.1144/SP445.11>
- Huang R.Q., Huang D. Evolution of Rock Cracks Under Unloading Condition // *Rock Mech Rock Eng.* 2014. V. 47. P. 453–466. <https://doi.org/10.1007/s00603-013-0429-0>
- Ingebritsen S.E., Manning C.E. Permeability of the continental crust: dynamic variations inferred from seismicity and metamorphism // *Geofluids*. 2010. V. 10(1–2). P. 193–205. <https://doi.org/10.1111/j.1468-8123.2010.00278.x>
- Jayasinghe S., Darmofal D.L., Galbraith M.C., Burgess N.K., Allmaras S.R. Adjoint analysis of Buckley-Leverett and two-phase flow equations // *Computational Geosciences*. 2018. V. 22. № 2. P. 527–542.
- Jones C., Keaney G., Meredith P.G., Murrell S.A.F. Acoustic emission and fluid permeability measurements on thermal cracked rocks // *Phys. Chem. Earth*. 1997. V. 22. № 1–2. P. 13–17.
- Lei X., Funatsu T., Ma S., Liu L. A laboratory acoustic emission experiment and numerical simulation of rock fracture driven by a high-pressure fluid source // *J. Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*. 2016. V. 8(1). P. 27–34. <https://doi.org/10.1016/j.jrmge.2015.02.010>
- Li N., Zhang S., Yushi Z., Xinfang M., Zhaopeng Z., Sihai L., Ming C., Yueyue S. Acoustic Emission Response of Laboratory Hydraulic Fracturing in Layered Shale // *Rock Mech Rock Eng.* 2018. V. 51. P. 3395–3406. <https://doi.org/10.1007/s00603-018-1547-5>
- Mayr S.I., Stanchits S., Langenbruch C., Shapiro S. Acoustic emission induced by pore-pressure changes in sandstone samples // *Geophysics*. 2011. V. 76(3). MA21–MA32.
- Molenda M., Stöckhert F., Brenne S., Alber M. Acoustic Emission monitoring of laboratory scale hydraulic fracturing experiments. 49th US Rock Mechanics. Geomechanics Symposium. American Rock Mechanics Association. 2015. ARMA 15–69.
- Morrow C.A., Moore D.E., Lockner D.A., Permeability reduction in granite under hydrothermal conditions // *J. Geophysical Research*. 2001. V. 106. № B12. P. 30551–30560.
- Nasser M.H.B., Schubnel A., Benson P.M., Young R.P. Common evolution of mechanical and transport properties in thermally cracked Westerly granite at elevated hydrostatic

- pressure // *Pure Appl. Geophys.* 2009. V. 166. P. 927–948.
<https://doi.org/10.1007/s00024-009-0485-2>
- Passelègue F.X., Brantut N., Mitchell T.M.* Fault Reactivation by Fluid Injection: Controls From Stress State and Injection Rate // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45(23). P. 12837–12846.
<https://doi.org/10.1029/2018gl080470>
- Rubinstein J., Vidale J.E., Gomberg J., Bodin P., Creager K.C., Malone S.D.* Nonvolcanic tremor driven by large transient shear stresses // *Nature*. 2007. V. 448. P. 579–582.
- Schön J.H.* Physical Properties of Rocks. A Workbook. Elsevier. 2011. 494 p.
- Shapiro S.A.* Fluid-induced seismicity. Cambridge Univ. Press. 2015. 276 p.
- Simpson D.W., Leith W.S., Scholz C.H.* Two types of reservoir induced seismicity // *Bull. Seism. Soc. Am.* 1988. V. 78. P. 2025–2040.
- Simpson D.W., Stachnik J.C., Negmatoullaev S.K.* Rate of Change in Lake Level and Its Impact on Reservoir Triggered Seismicity // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2018. V. 108(5B). P. 2943–2954.
<https://doi.org/10.1785/0120180026>
- Stanchits S., Mayr S., Shapiro S., Dresen G.* Fracturing of porous rock induced by fluid injection // *Tectonophysics*. 2011. V. 503. P. 129–145.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2010.09.022>
- Ye Z., Ghassemi A.* Injection-induced Propagation and Coalescence of Pre-existing Fractures in Granite under Triaxial Stress // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. V. 124. № 8. P. 7806–7821.
<https://doi.org/10.1029/2019jb017400>
- Yeh T.-Ch.J., Khaleel R., Carroll K.C.* Flow through heterogeneous geologic media. Cambridge Univ. Press. 2015. 343 p.
- Zhou H.W., Wang Z.H., Wang C.S., Liu J.F.* On Acoustic Emission and Post-peak Energy Evolution in Beishan Granite Under Cyclic Loading // *Rock Mechanics and Rock Engineering*. 2018. V. 54(2).
<https://doi.org/10.1007/s00603-018-1614-y>

Fluid Initiation of Fracture in Dry and Water Saturated Rocks

V. B. Smirnov^{a, b, *}, A. V. Ponomarev^b, A. V. Isaeva^a, N. B. Bondarenko^{a, b}, A. V. Patonin^{b, c}, P. A. Kaznacheev^b, S. M. Stroganova^b, M. G. Potanina^{a, b}, R. K. Chadha^d, and K. Arora^d

^a*Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

^b*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

^c*Geophysical Observatory “Borok”, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Borok, 152742 Russia*

^d*CSIR: National Geophysical Research Institute (NGRI), Hyderabad-500007, Telangana, India*

*e-mail: vs60@mail.ru

We present the results of the laboratory studies on fluid initiated fracture in the samples of porous-fractured rocks that have been initially saturated with a pressure-injected fluid and then tested under increasing fluid pressure in a saturated specimen. The tests were conducted at the Geophysical observatory “Borok” of Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences. The laboratory is equipped with electrohydraulic press INOVA-1000. The experiments were conducted on the rock samples with substantially different porosity. The tested specimens were made of Buffalo sandstones, granites from a well in a seismically active region and granites from a well in the Voronezh crystalline massif. The permeability of granite samples was varied by artificial formation of cracks in the tested specimens under their successive heating and cooling. The experimental procedure was set up in the following way. A preliminarily dried specimen was initially subjected to uniaxial loading in uniform compression (confining pressure). Loading was performed at a constant strain rate until the moment when the growth rate of acoustic emission (AE) activity began to accelerate which indicates that the stress level approaches ultimate strength. Since that, the loading rate was decreased by an order of magnitude, and water was supplied into the specimen from its top face. The bottom face was tightly sealed and impermeable to water. After this, pore pressure in the water-presaturated specimen was raised in steps of varying amplitude. The obtained results of the laboratory studies show that the character and intensity of fluid initiation of fracture markedly differ under the primary fluid infusion into the porous-fractured samples and under the subsequent increases of the pore pressure in the saturated specimens. The delay of the response relative to the fluid initiation and the amplitude of the response proved to be larger in the case of wetting the dry specimens than in the case of raising the pore pressure in the saturated specimens. The AE response to the decrease in the pore pressure is another established phenomenon. The theoretical analysis of fluid propagation in a pore space of an air-filled specimen based on the piston-type air displacement model has shown that the fluid pressure front propagates in the case of wetting a dry specimen more slowly than in the case of a saturated specimen.

Keywords: fluid initiation, Buffalo sandstone, acoustic emission