



ВЕСТНИК ПНИПУ. МЕХАНИКА

№ 4, 2016

PNRPU MECHANICS BULLETIN

<http://vestnik.pstu.ru/mechanics/about/inf/>



DOI 10.15593/perm.mech/2016.4.13

УДК 51-7:539.4.019:539.411:539.415

ВЛИЯНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ ФЛЮИДА НА ПРОЧНОСТЬ ПОРИСТЫХ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННЫХ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

А.В. Димаки¹, Е.В. Шилько^{1,2}, С.В. Астафуров¹, С.Г. Псахье^{1,3}

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

³Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

О СТАТЬЕ

Получена: 01 июля 2016 г.

Принята: 04 декабря 2016 г.

Опубликована: 30 декабря 2016 г.

Ключевые слова:

трещиновато-пористая среда, проницаемость, флюид, численное моделирование, метод гибридных клеточных автоматов, поровое давление, фильтрация, дилатансия, разрушение, прочность.

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена изучению зависимости прочности флюидонасыщенных проницаемых хрупких материалов от скорости деформирования. Исследование проведено путем численного моделирования методом гибридных клеточных автоматов с применением связанной модели, учитывающей взаимосвязь процессов деформирования твердофазного каркаса, изменения порового давления и фильтрации флюида. Установлено, что влияние порового флюида на прочность материала определяется конкуренцией процессов изменения порового давления флюида (вследствие объемной деформации твердофазного каркаса) и фильтрации. Путем параметрического анализа получены комбинации физико-механических характеристик твердофазного каркаса и флюида и линейных размеров образцов, однозначно определяющие связь величины прочности деформируемого флюидонасыщенного образца со скоростью деформирования. На примерах испытаний на одноосное сжатие и стесненный сдвиг показано, что характер и степень влияния фильтрации флюида на величину прочности образца определяются знаком и величиной изменения порового объема в процессе деформирования. При нагружении, сопровождающемся уменьшением объема фильтрационного пространства и ростом порового давления, перераспределение флюида способствует снижению локальных максимумов порового давления и тем самым обеспечивает увеличение прочности образцов. В условиях нагружения, обуславливающих увеличение объема фильтрационного пространства и падение порового давления, фильтрация способствует поддержанию давления флюида и тем самым снижает прочность образцов. По результатам моделирования построены обобщающие зависимости прочности образцов хрупких материалов от скорости нагружения, механических свойств жидкости и вмещающего каркаса и размеров образца, имеющие логистический характер. Приведенные результаты демонстрируют, что нестационарный характер связанных процессов деформирования и фильтрации определяет существенные изменения величины прочности образцов проницаемых материалов даже в области малых скоростей деформации.

© ПНИПУ

© Димаки Андрей Викторович – кандидат технических наук, научный сотрудник, e-mail: dav@ispms.tsc.ru

Шилько Евгений Викторович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, e-mail: shilko@ispms.tsc.ru

Астафуров Сергей Владимирович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, e-mail: svastafurov@gmail.com

Псахье Сергей Григорьевич – член-корреспондент РАН, e-mail: sp@ispms.tsc.ru

Andrey V. Dimaki – PhD in Technical Sciences, Researcher, e-mail: dav@ispms.tsc.ru

Evgeny V. Shilko – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, e-mail: shilko@ispms.tsc.ru

Sergey V. Astafurov – PhD in Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, e-mail: svastafurov@gmail.com

Sergey G. Psakhie – Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, e-mail: sp@ispms.tsc.ru

THE INFLUENCE OF FLUID FILTRATION ON THE STRENGTH OF POROUS FLUID-SATURATED BRITTLE MATERIALS

A.V. Dimaki¹, E.V. Shilko^{1,2}, S.V. Astafurov¹, S.G. Psakhie^{1,3}

¹Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russian Federation

²National Research Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation

³National Research Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation

ARTICLE INFO

Received: 01 July 2016
Accepted: 04 December 2016
Published: 30 December 2016

Keywords:

fractured porous medium, permeability, fluid, numerical modeling, hybrid cellular automata method, pore pressure, filtration, dilatancy, fracture, strength.

ABSTRACT

The paper is devoted to the study on how the strength of fluid-saturated permeable brittle materials depends on strain rate. The study has been carried out by means of a numerical simulation using a hybrid cellular automata method and a coupled model, which takes into account the interplay of deformation of solid skeleton, pore pressure change and fluid filtration. It has been found that the influence of pore fluid on the material strength is determined by the competition of fluid pore pressure change (due to the volume deformation of solid skeleton) with filtration. On the basis of a parametric study we obtained the combinations of physical and mechanical characteristics of solid skeleton and fluid as well as of linear dimensions of the samples, which uniquely defines the dependence between the strength of the deformed fluid-saturated sample and the strain rate. By the examples of uniaxial compression and constrained shear tests we have shown that the character of influence of the fluid filtration on the sample strength is determined by the sign and magnitude of pore volume change during the course of deformation. Under the loading accompanied by a decrease in the pore volume and increase in the pore pressure, fluid redistribution reduces the local maxima of pore pressure and thereby provides an increase in strength of the samples. Under the loading conditions which determine an increase in the pore volume and pore pressure drop, the filtration maintains the fluid pressure and thereby reduces the strength of the samples. Based on the simulation results, we have constructed the generalized logistic dependences between the samples strength of brittle permeable materials and strain rate, mechanical properties of liquid and solid skeleton and sample dimensions. These results show that the non-stationary character of the related deformation and filtration processes determines a significant variation of the strength in the samples of permeable materials even at low strain rates.

© PNRPU

Введение

Известно, что наличие жидкой фазы в порах вмещающей среды оказывает существенное влияние на ее физико-механические свойства, включая прочность. При этом особое внимание уделяется изучению роли флюидов в поведении хрупких материалов, в первую очередь горных пород [1–12]. Такой интерес обусловлен высоким содержанием различных флюидов в свободном состоянии в хрупком верхнем слое литосферы [13, 14]. Степень влияния флюида на предельное сопротивление и деформационную способность материала определяется целым рядом структурных и физико-химических факторов. В то же время общим «макроскопическим» фактором, определяющим роль жидкой фазы в поведении различных проницаемых хрупких материалов, является поровое давление, величина которого непосредственно связана с величиной внешних механических напряжений, действующих на рассматриваемый флюидонасыщенный объем (другими словами, со степенью стеснения объема).

Хорошо известно, что прочность хрупких материалов возрастает с ростом характерного значения действующих в системе средних напряжений. Помимо этого, величина среднего напряжения определяет и характер разрушения. При достижении некоторого порогового уровня сжимающих средних напряжений характер разрушения пористых ма-

териалов меняется с типично хрупкого (динамического и локализованного в форме одной или нескольких трещин) на локализованное квазипластическое течение, связанное с образованием полосы неупругого сдвига (shear band), а при еще более высоких сжимающих напряжениях – на распределенное в объеме образца катакластическое течение [8, 15–19]. Особенностью двух последних режимов разрушения является значительная неупругая объемная деформация (дилатансия), связанная с формированием в материале новых повреждений/трещин и раскрытием существующих. Предельная (к моменту потери целостности образца) величина дилатансии возрастает с ростом сжимающих напряжений. Интегральное влияние порового флюида на напряженное состояние вмещающего твердофазного каркаса традиционно определяется в рамках концепции эффективных напряжений, предложенной Терцаги. Данная концепция предполагает, что механическое поведение некоторого объема пористого материала определяется не просто приложенными внешними напряжениями $\sigma_{\alpha\beta}$, но их суперпозицией с поровым давлением флюида P_{pore} : $\sigma_{\alpha\beta}^{eff} = \sigma_{\alpha\beta} + \delta_{\alpha\beta}\chi P_{pore}$, где $\delta_{\alpha\beta}$ – символы Кронекера ($\alpha, \beta = x, y, z$); $0 < \chi \leq 1$ – материальный коэффициент. Данные напряжения называются эффективными. Как следует из определения эффективного напряжения, в области положительных или отрицательных и малых по модулю значений среднего приложенного давления $\sigma_{mean} = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$, отвечающих хрупкому поведению материала, ненулевое поровое давление обуславливает снижение прочности материала. Более того, в условиях деформирования, сопровождающегося направленным увеличением σ_{mean} , величина порового давления возрастает, как минимум, в той же пропорции, что и среднее давление в каркасе. Это приводит к увеличению не только абсолютного, но и относительного вклада P_{pore} в уменьшение величины прочности. В то же время при высоких по модулю отрицательных значениях σ_{mean} , обуславливающих квазипластический характер разрушения, на стадии неупругого отклика материала происходит увеличение объема трещинно-порового пространства, доступного для флюида (дилатансия материала). Вследствие этого поровое давление флюида резко снижается вплоть до нуля, что приводит к росту (по модулю) эффективных напряжений в каркасе и соответствующему увеличению пределов пластичности и прочности материала вплоть до значений, отвечающих необводненному материалу. Причиной такого увеличения прочностных свойств проницаемых материалов считается увеличение нормальных сжимающих напряжений на поверхностях существующих повреждений и трещин. Данный эффект называется дилатансионным упрочнением [8, 20, 21]. Таким образом, характер влияния жидкой фазы на механический отклик пористых проницаемых хрупких материалов может различаться кардинально в зависимости от степени стеснения и способности таких материалов к объемной пластической деформации [22].

Изменение порового давления в объеме материала связано не только с деформацией твердофазного каркаса, но и с фильтрацией флюида, направление и интенсивность которой определяется динамикой деформационных процессов и граничными условиями. Традиционно изучение отклика проницаемых образцов, насыщенных флюидом, осуществляется в одной из двух «предельных» постановок: 1) в условиях свободного оттока (или притока) жидкости (drained condition) или 2) гидроизолированный образец (undrained condition). В рамках первой постановки, как правило, изучается влияние флюида на механическое поведение материала в условиях квазистатически изменяющихся нагрузок, когда характерная

скорость перераспределения флюида в твердофазном каркасе значительно превышает скорость внешнего механического деформирования этого каркаса. В этом случае упругое и пластическое изменение объема порового пространства практически не влияют на величину и распределение порового давления в образце. Вторая постановка имитирует условия, когда скорость деформации существенно превышает скорость фильтрационных процессов, и на масштабе времени нагружения фильтрационным переносом флюида можно пренебречь. В данном случае характер изменения порового давления определяется абсолютной величиной и изменением среднего приложенного напряжения σ_{mean} .

В то же время значительно меньшее внимание уделяется изучению физико-механических свойств (включая прочность) хрупких проницаемых материалов в интервале изменения параметров нагружения, обеспечивающем промежуточные условия между режимом свободного оттока жидкости и режимом гидроизолированного образца. В этой области распределение флюида в изучаемом объеме материала уже нельзя считать равномерным даже на стадии упругого деформирования. Более того, поскольку пластическая деформация, сопровождающаяся необратимым изменением объема, носит локализованный характер, она приводит к возникновению высоких локальных градиентов порового давления флюида как в объеме образца, так и на его границах. Следствием этого является неустановившаяся и пространственно неравномерная фильтрация флюида. Очевидно, что эволюция образца или фрагмента среды, в объеме которого протекают неустановившиеся фильтрационные и неразрывно связанные с ними деформационные процессы, определяется соотношением скоростей перераспределения (фильтрации) флюида и механического нагружения каркаса.

Влияние скоростей деформации и перераспределения флюида в поровом объеме флюидонасыщенных хрупких материалов на их механический отклик является предметом обсуждения на протяжении более чем полувека [4, 5, 23–27]. В последние годы интерес исследователей смещается в сторону изучения влияния неустановившегося режима фильтрации на локализацию деформаций (в частности, режим проскальзывания в полосе сдвига) и прочность материалов в условиях стесненного сдвига. В частности, в работах, посвященных изучению отклика водонасыщенных строительных материалов и горных пород на динамическое сдвиговое нагружение, отмечается значительное влияние скорости деформации (и, следовательно, интенсивности процессов фильтрации) на эффективные значения модулей упругости и прочность таких материалов [28, 29]. При этом степень влияния скорости сдвиговой деформации на прочность дилатирующей водонасыщенной среды в значительной степени определяется граничными условиями (гидроизолированный образец или образец в окружении, допускающем обмен жидкостью) [30, 31].

Возрастающий интерес к изучению особенностей механического отклика хрупких пористых материалов и сред в условиях неустановившихся процессов деформирования и фильтрации во многом определяется актуальностью применения полученных результатов к проблеме зарождения землетрясений и продолжительности сейсмического цикла. Так, одной из двух общепринятых концепций подготовки землетрясений является дилатантно-диффузионная [32, 33]. В рамках данной концепции ключевая роль в процессах зарождения землетрясений в активных разломных зонах, слагаемых проницаемыми материалами, принадлежит жидкости. Важную роль при этом играет не только поровое давление жидкости, но и ее перераспределение в разломной зоне и прилегающих объемах ок-

ружающих блоков [34–36]. Как отмечено в ряде работ, наличие жидкости оказывает существенное влияние на землетрясения, приуроченные к разломам, в связи с тем, что давление жидкости частично компенсирует нормальное давление в плоскости разлома, снижая тем самым его сдвиговую прочность [34, 37, 38]. При этом также отмечается, что влияние флюида на условия возникновения и динамику землетрясений в значительной степени определяется соотношением характерных скоростей выравнивания порового давления и сдвиговой деформации в разломной зоне [39]. В частности, при низких значениях проницаемости среды, ограничивающих приток флюида в дилатирующую зону из окружающих объемов блоков, дилатансионное упрочнение препятствует локализации деформаций и тем самым способствует увеличению сдвиговой прочности и «медленному» слабосейсмичному проскальзыванию блоков.

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению прочностных свойств водонасыщенных упругопластических проницаемых сред, до сих пор отсутствуют исчерпывающие представления и функциональные оценки влияния взаимосвязи деформационных и фильтрационных процессов на деформационный отклик и прочность таких материалов. Эффективным инструментом, который позволяет детально проанализировать влияние физико-механических параметров и их взаимосвязей на прочностные свойства флюидонасыщенных проницаемых сред, является численное моделирование. Настоящая работа посвящена изучению данной проблемы на основе численного моделирования методом гибридных клеточных автоматов [40, 41] с использованием связанной макроскопической модели флюидонасыщенных трещиновато-пористых хрупких материалов [42, 43].

1. Описание модели

В рамках метода гибридных клеточных автоматов (ГКА) проницаемое твердое тело моделируется ансамблем проницаемых дискретных элементов. Отметим, что термин «дискретные элементы» обобщает широкую группу численных методов, основанных на представлении твердофазной среды ансамблем частиц конечного размера и определенной формы [44–46]. В настоящей работе используется разновидность дискретных элементов, именуемых отдельными (*distinct*) элементами [45, 47, 48]. Их особенностью является аппроксимация реальной формы дискретного элемента эквивалентным диском (в двумерной постановке задачи) или сферой при сохранении массы и объема элемента. Данная аппроксимация позволяет упростить формулировку уравнений движения для поворотных степеней свободы элементов, а также дает возможность рассматривать силы нормального и тангенциального взаимодействия элементов как независимые составляющие общего вектора силы. Основными отличиями используемой в настоящей работе модели механического отклика отдельных элементов от традиционных моделей являются использование приближения однородного распределения деформаций в объеме элемента и многочастичная формулировка соотношений для сил межэлементного взаимодействия [49–51].

В зависимости от особенностей структуры проницаемого материала и моделируемого масштабного уровня размеры дискретного элемента могут значительно превышать линейные размеры несплошностей в твердом теле, быть сопоставимыми с ними или меньшими их. Влияние содержащихся в объеме элемента несплошностей (их характерные размеры меньше размера элемента) на его механические свойства и напряженно-деформированное состояние учитывается неявно. Окружающее твердое тело пространство (а также внутрен-

ние «макроскопические» несплошности, размеры которых превышают размер дискретного элемента) моделируется мелкой сеткой, «вмороженной» в лабораторную систему координат. Эта сетка используется для расчета пространственного распределения флюида в окружающем тело пространстве (и во внутренних «макроскопических» несплошностях), а также для вычисления объемов этих «макроскопических» областей [42, 43].

В методе ГКА решение связанной задачи деформирования твердофазного каркаса, моделируемого дискретными элементами, и фильтрации флюида через внутриэлементное трещинно-поровое пространство осуществляется посредством численного интегрирования системы уравнений движения Ньютона-Эйлера и переноса плотности жидкости на ансамбле автоматов [43]:

$$\begin{cases} m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \sum_{N_{nb}} (\vec{F}_n + \vec{F}_\tau), \\ J \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \sum_{N_{nb}} \vec{M}, \end{cases} \quad (1)$$

$$\varphi \frac{\partial \rho}{\partial t} = K_{fl} \nabla \left[\frac{k}{\eta} \nabla \rho \right], \quad (2)$$

где \vec{r} , \vec{v} и $\vec{\omega}$ – радиус-вектор и векторы линейной скорости и угловой скорости подвижного клеточного автомата; m и J – масса автомата и момент инерции соответствующего автомату эквивалентного диска/сферы; \vec{F}_n и \vec{F}_τ – нормальная (центральная) и тангенциальная силы взаимодействия рассматриваемого автомата с соседним; \vec{M} – момент сил взаимодействия; N_{nb} – число взаимодействующих соседей автомата; φ и k – текущие значения пористости (определяемой через отношение текущего фильтрационного объема в автомате к текущему значению объема автомата [43]) и проницаемости материала подвижного клеточного автомата; ρ , η и K_{fl} – текущие значения плотности жидкости, ее вязкости и модуля всестороннего сжатия.

Расчет переноса флюида между проницаемыми дискретными элементами и внешней средой (порами и полостями, размер которых превышает размер дискретного элемента) осуществляется путем решения уравнения переноса, аналогичного уравнению (2). Детали численной реализации данного расчета приведены, в частности, в работе [43].

В рамках используемого приближения однородно деформируемого элемента функциональный вид соотношений, связывающих силы нормального и тангенциального взаимодействия пары дискретных элементов с их относительными нормальным и тангенциальным перемещениями, однозначно определяется функциональный вид определяющих соотношений для материала элемента [49–51]. В настоящей работе используется макроскопическое описание проницаемых твердых тел, при этом полагается, что размеры соединяющихся несплошностей, образующих фильтрационный объем, много меньше размера дискретного элемента. Описание влияния флюида, содержащегося в трещинно-поровом пространстве дискретного элемента, на напряженно-деформированное состояние элемента, осуществляется на основе линейной модели пороупругости Био [1–3]. В приближении изотропности материала дискретного элемента в качестве определяющего соотношения для него в упругой области используется линейный закон Гука для локально изотропной флюидонасыщенной среды, записанный в гипопругой форме [3]:

$$\Delta \bar{\sigma}_{\alpha\beta} = 2G_i \left(\Delta \bar{\varepsilon}_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta} \frac{\Delta P_{fluid}}{K} \right) + \delta_{\alpha\beta} \left(1 - \frac{2G}{K} \right) \Delta \bar{\sigma}_{mean}, \quad (3)$$

где символ Δ обозначает приращение соответствующей переменной за шаг по времени численной схемы интегрирования уравнений динамики; $\bar{\sigma}_{\alpha\beta}$ и $\bar{\varepsilon}_{\alpha\beta}$ – компоненты тензоров усредненных (однородно распределенных) напряжений и деформаций в объеме элемента; $\bar{\sigma}_{mean}$ – среднее напряжение; G и K – модули сдвига и объемной деформации материала элемента; P_{fluid} – вклад порового давления флюида в трещинно-поровом пространстве элемента в величину усредненных по объему элемента эффективных напряжений. В соответствии с моделью Био величина P_{fluid} линейно связана со средним значением порового давления флюида P_{pore} в трещинно-поровом пространстве элемента:

$$P_{fluid} = aP_{pore}, \quad (4)$$

где $a = 1 - K/K_s$; K_s – модуль объемной деформации беспористого материала (монолитных стенок твердого каркаса).

Связь между плотностью и давлением порового флюида устанавливается линейным уравнением состояния, используемым для описания слабосжимаемых жидкостей [52]:

$$\rho_{fl}(P_{pore}) = \rho_{fl}^0 \left(1 + (P_{pore} - P_{pore}^0) / K_{fl} \right), \quad (5)$$

где ρ_{fl}^0 и P_{pore}^0 – равновесные значения плотности и давления жидкости при атмосферных условиях (в отсутствии механического ограничения объема жидкости).

Неупругое поведение пронизываемого хрупкого материала, составляющего дискретный элемент, описывается на основе модели пластического течения с неассоциированным законом течения и критерием Мизеса–Шлейхера достижения предела упругости (модель Николаевского) [53, 54]. Для учета влияния порового давления вмещаемого флюида критерий Мизеса–Шлейхера формулируется с использованием эффективного среднего напряжения $\bar{\sigma}_{mean}^{eff}$:

$$\beta \bar{\sigma}_{mean}^{eff} + \frac{\bar{\sigma}_{eq}}{\sqrt{3}} = \beta (\bar{\sigma}_{mean} + bP_{pore}) + \frac{\bar{\sigma}_{eq}}{\sqrt{3}} = Y, \quad (6)$$

где $\bar{\sigma}_{eq}$ – интенсивность усредненных напряжений в объеме элемента; b – материальный коэффициент, эффективно учитывающий вклад порового давления флюида в трещинно-поровом пространстве элемента на возникновение и развитие новых повреждений (формирование которых и обеспечивает макроскопически неупругое поведение хрупких материалов).

В качестве критерия разрушения, моделируемого в методах дискретных элементов путем изменения состояния пар взаимодействующих элементов из связанного в несвязанное [47], используется критерий Друккера-Прагера (представляющий собой модифицированную форму записи критерия Мизеса-Шлейхера) в следующей формулировке:

$$\sigma_{DP} = 0,5(\lambda + 1)\sigma_{eq} + 1,5(\lambda - 1)(\sigma_{mean} + bP_{pore}) = \sigma_c, \quad (7)$$

где $\lambda = \sigma_c / \sigma_t$ – отношение значений прочности «сухого» материала при одноосном сжатии (σ_c) и растяжении (σ_t).

Описанная модель использует предположение о том, что влияние порового давления флюида на образование трещин различного ранга является одинаковым (в соотношениях (6) и (7) используется один и тот же материальный коэффициент b). Для большинства проницаемых хрупких материалов справедливо правило Терцаги $b \approx 1$ [6, 8]. В то же время особенности порового пространства и микроскопической структуры твердофазного каркаса могут определять более сложную связь между поровым давлением и накоплением повреждений, в которой величина b как больше, так и существенно меньше единицы и является функцией параметров пористости, соотношения приложенного и порового давлений, интенсивности напряжений и т.д. [6, 55–58]. Поэтому в настоящей работе материальный коэффициент b используется в качестве варьируемого модельного параметра для анализа зависимости выявляемых закономерностей отклика флюидонасыщенного материала от степени влияния порового давления на условия формирования и развития повреждений и трещин. В качестве нижней границы значений параметра b рассматривается начальная величина пористости φ_0 материала [8].

2. Обобщенное выражение для прочности образцов флюидонасыщенных хрупких материалов при одноосном сжатии

Известно, что в условиях одноосного нагружения и нестесненного сдвига, отвечающих низким (по модулю) значениям среднего напряжения, большинство проницаемых хрупких материалов (граниты, песчаники, керамики и т.д.) демонстрируют упругий отклик вплоть до разрушения. В таких условиях изменение порового давления связано только с упругим изменением объема порового пространства и возможностью перераспределения флюида [42, 43]. В частности, в условиях одноосного сжатия флюидонасыщенного образца хрупкого пористого материала средние напряжения в образце являются отрицательными и возрастают по модулю в процессе деформирования. Это сопровождается уменьшением объема порового пространства и, следовательно, ростом порового давления, что приводит к истечению жидкости из образца через боковые поверхности, обеспечивающему снижение порового давления. Величина прочности образца в таких условиях определяется соотношением скоростей осевого сжатия и фильтрации флюида (приводящей к ее оттоку из образца). В наших предыдущих работах [42, 43] показано, что величина прочности хрупких образцов флюидонасыщенных материалов в условиях одноосного сжатия является однозначной функцией отношения проницаемости материала k к скорости осевой деформации. Характер данной зависимости является существенно нелинейным и описывается логистической функцией, что является следствием конкуренции процессов роста порового давления за счет сжатия пор и оттока жидкости из образца. В то же время в работах [42, 43] нами не были получены выражения для коэффициентов, входящих в данную зависимость. Поэтому в настоящей работе для выявления общих закономерностей конкуренции процессов сжатия порового пространства и фильтрации флюида проведено детальное параметрическое изучение влияния скорости деформирования на прочность образцов, насыщенных жидкостью.

Как и в работах [42, 43], численное моделирование одноосного сжатия осуществлялось в двумерной постановке в приближении плосконапряженного состояния на образцах прямоугольной формы, сжимаемых с постоянной скоростью V . Структура образца полагалась однородной, макроскопические поры и включения отсутствовали. Начальное по-

ровое давление флюида полагалось равным атмосферному: $P_{pore}^0 = 0,1$ МПа. Физико-механические характеристики проницаемого хрупкого материала и флюида, а также линейные размеры образцов варьировались в широких пределах. В качестве базовых значений материальных характеристик использовались следующие, отвечающие песчанику и воде: $G = 5,77$ ГПа, $K = 37,5$ ГПа, $K_s = 107$ ГПа, $\sigma_c = 70$ МПа, $\lambda = 3$, $\varphi_0 = 0,1$, $b = 0,1$, $\rho_{fl}^0 = 1000$ кг/м³, $K_{fl} = 2,2$ ГПа, $\eta = 10^{-3}$ Па·с.

2.1. Вывод комбинации определяющих параметров

Анализ уравнений, определяющих динамику поведения системы, позволяет выделить комбинации параметров, которые однозначно определяют искомую величину прочности флюидонасыщенного материала. В данном случае комбинацию материальных параметров, определяющих скорости конкурирующих процессов, можно получить на основе следующей аналитической оценки. Пренебрегая нелинейностью градиента порового давления по сечению образца, баланс процессов роста порового давления за счет осевого сжатия образца и оттока (фильтрации) жидкости во внешнюю среду через боковые поверхности можно описать следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{dP_{pore}}{dt} = C_{solid} K_{fl} \dot{\epsilon} - \frac{P_{pore}(t)}{t_{filtr}}, \quad (8)$$

где t – время; C_{solid} – коэффициент, определяющий связь объемной деформации пор вмещающего каркаса с величиной осевой деформации образца при одноосном нагружении; $\dot{\epsilon}$ – скорость осевой деформации сжатия (определяется как отношение приложенной скорости сжатия V к высоте образца H); t_{filtr} – характерное время фильтрации жидкости через боковые стенки образца, которое можно оценить следующим образом:

$$t_{filtr} = \frac{\eta}{K_{fl}} \frac{\varphi_0}{4k} W^2, \quad (9)$$

где W – ширина образца (линейный размер в поперечном по отношению к оси нагружения направлении). Данную оценку легко получить путем следующих замен в уравнении (2): $\partial t \approx t_{filtr}$, $\partial x^2 \approx W^2$. Отметим, что оценка (9) характерного времени выравнивания порового давления в поперечном к линии нагружения направлении подразумевает постоянство градиента давления в этом направлении и поэтому является заниженной. Решение дифференциального уравнения (8) с нулевыми начальными условиями имеет вид

$$P_{pore}(t) = C_{solid} \frac{\eta \varphi_0 W^2}{4k} \dot{\epsilon} \left(1 - e^{-t/t_{filtr}}\right). \quad (10)$$

Как следует из аналитической оценки (10), с увеличением ширины образца W при прочих равных условиях поровое давление жидкости на оси образца возрастает пропорционально W^2 . Действительно, с увеличением ширины образца доля материала, примыкающего к боковой поверхности и «более подверженного» оттоку жидкости во внешнее пространство, снижается. Соответственно, удельное количество и давление жидкости в поровом пространстве образца при том же значении осевой деформации возрастает

с увеличением значения W . Отсюда следует неожиданный вывод: при прочих равных условиях прочность флюидонасыщенного образца большей ширины оказывается ниже прочности более узкого образца. Данный вывод подтверждается результатами численного моделирования [43].

Из выражения (10) следует, что поровое давление в образце и, соответственно, прочность флюидонасыщенного образца при одноосном сжатии определяются произведением трех множителей $C_{solid}(\eta\varphi_0 W^2/4k)\dot{\epsilon}$, отражающих влияние различных факторов. Первый из них (C_{solid}) характеризует сжимаемость пор и связан с механическими и структурными характеристиками твердофазного каркаса (в том числе начальной пористостью φ_0). Второй ($\eta\varphi_0 W^2/4k$) и третий ($\dot{\epsilon}$) множители определяют скорости конкурирующих процессов снижения порового давления в результате оттока из образца и увеличения P_{pore} вследствие сжимающей осевой деформации.

2.2. Эмпирическое определение обобщенной логистической зависимости

Полученная выше управляющая комбинация параметров материала и флюида была использована для эмпирического определения обобщенной зависимости прочности образца σ_{comp} при одноосном сжатии от параметров нагружения, геометрии образцов и физико-механических свойств вмещающего пористого каркаса и флюида. Построение такой обобщенной зависимости осуществлялось на основе численного моделирования одноосного сжатия образцов вплоть до момента разрушения.

На первом этапе анализировалось влияние параметров, определяющих баланс скоростей конкурирующих процессов сжатия твердофазного каркаса и фильтрации. Для этого значения $\dot{\epsilon}$, η , k и W варьировались в широких пределах, а остальные характеристики двухфазной системы сохранялись неизменными (это обеспечивает постоянство величины коэффициента влияния свойств твердофазного каркаса C_{solid}). Результаты моделирования подтвердили существование однозначной зависимости величины прочности образца σ_{comp} от комбинации параметров $(\eta W^2/4k)\dot{\epsilon}$ при $C_{solid} = \text{const}$ и $\varphi_0 = \text{const}$. Данная зависимость носит логистический характер.

На рис. 1 приведены примеры численно полученных зависимостей $\sigma_{comp}((\eta W^2/4k)\dot{\epsilon})$, полученных варьированием указанных четырех параметров. Здесь представлены несколько серий точек, отвечающих различным значениям скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Каждая серия точек получена варьированием параметров η , k и W в широких пределах при постоянном значении $\dot{\epsilon}$. Можно видеть, что в области малых значений аргумента $(\eta W^2/4k)\dot{\epsilon} \rightarrow 0$, отвечающей малым скоростям деформации, малой ширине образца, малой вязкости флюида и/или высокой проницаемости материала, прочность на сжатие флюидонасыщенного образца стремится к верхнему пределу σ_{max} , соответствующему прочности на сжатие «сухого» образца. Данный эффект объясняется медленным возрастанием порового давления в процессе деформирования образца вследствие превалирования скорости фильтрации над скоростью сжатия флюида. Увеличение аргумента $(\eta W^2/4k)\dot{\epsilon}$, связанное с увеличением скорости деформации, ширины образца, вязкости флюида и/или уменьшением проницаемости материала, сопровождается нелинейным снижением прочности σ_{comp} . Причиной это-

го является ускорение роста порового давления флюида вследствие недостаточно быстрой фильтрации флюида. В области высоких значений аргумента прочность образца стремится к нижнему пределу σ_{\min} , соответствующему прочности флюидонасыщенного образца в отсутствие фильтрации. Такая ситуация может иметь место, например, в нанопористых материалах при относительно небольших давлениях, когда система наноразмерных каналов является практически непроницаемой, или при динамическом нагружении. Аналитическая оценка величины σ_{\min} для хрупкого материала в условиях одноосного сжатия материала может быть получена из (3) и (7) [43]:

$$\sigma_{\min} = \sigma_c / \left[1 + 1,5(\lambda - 1) \frac{bK_{fl}}{\varphi_0} \left(\frac{1}{K} - \frac{1}{K_s} \right) \right]. \quad (11)$$

Анализ результатов моделирования показывает, что погрешность аналитической оценки не превышает нескольких процентов от величины σ_{\min} .

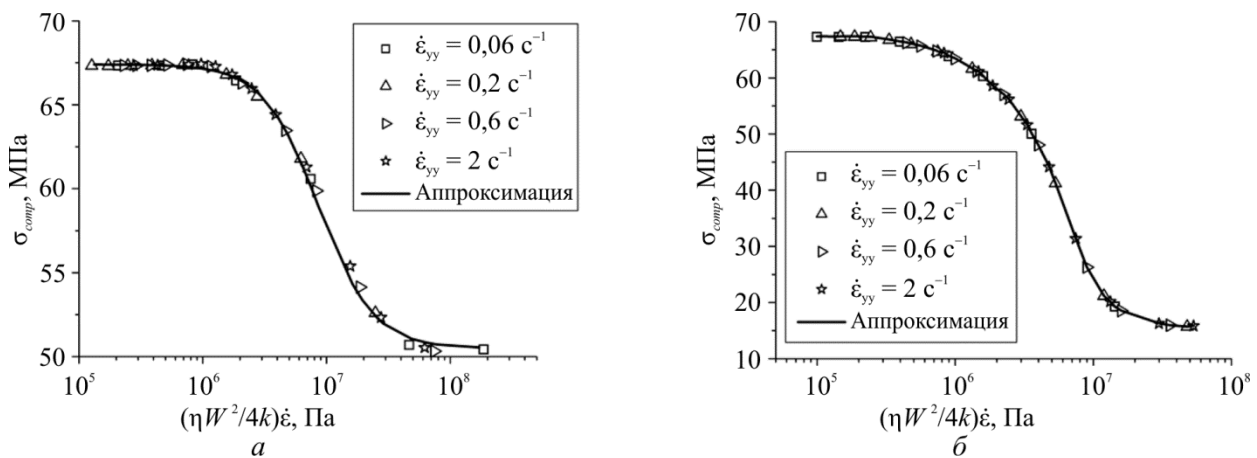


Рис. 1. Зависимости прочности флюидонасыщенных образцов от значений комбинации параметров $(\eta W^2/4k)\dot{\epsilon}$: (а) $b = \varphi_0 = 0,1$; (б) $b = 1$

Fig. 1. Dependences between strength of fluid-saturated samples and values of parameters combinations $(\eta W^2/4k)\dot{\epsilon}$: (а) $b = \varphi_0 = 0,1$; (б) $b = 1$

На втором этапе определялся вид функциональной зависимости материального коэффициента C_{solid} , которая способна обеспечить единственность зависимости $\sigma_{comp}(C_{solid}(\eta\varphi_0 W^2/4k)\dot{\epsilon})$ для проницаемых материалов с различными упругими и прочностными характеристиками и пористостями. Из рис. 1 и соотношений (7) и (11) следует, что нижний предел прочности σ_{\min} , а следовательно, и конкретное значение σ_{comp} при заданном значении аргумента $(\eta W^2/4k)\dot{\epsilon}$ в значительной степени определяется коэффициентом влияния порового давления на прочность материала b . Кроме того, ввиду нестационарности процесса фильтрации, по крайней мере, на начальной стадии деформирования образца [42, 43], очевидно, что конкретное значение σ_{comp} (в интервале между σ_{\max} и σ_{\min}) должно зависеть и от величины σ_c . Поскольку параметры b и σ_c напрямую не связаны со степенью деформирования порового пространства при сжатии твердофазного каркаса, анализ функционального вида коэффициента C_{solid} осуществлялся в предположении разделения упругих и прочностных параметров: $C_{solid} = C_{solid}^{elast} C_{solid}^{strength}$, где C_{solid}^{elast} опреде-

ляется упругими константами и пористостью каркаса, а $C_{solid}^{strength}$ – параметрами, определяющими прочность материала. Для определения вида параметра C_{solid}^{elast} осуществлялось варьирование модулей Юнга E и объемной деформации K твердофазного каркаса, модуля всестороннего сжатия флюида K_f , начальной пористости ϕ_0 и коэффициента влияния порового давления на упругие напряжения a . При этом значения прочности «сухого» материала на сжатие σ_c и коэффициента b , определяющие $C_{solid}^{strength}$, полагались постоянными. Результаты моделирования показали, что значения прочности флюидонасыщенных образцов ложатся на единую логистическую кривую (для материала с заданными σ_c и b), если $C_{solid}^{elast} = E\sqrt{a/K\phi_0^{2/3}}$. Аналогичные исследования (моделирование одноосного сжатия при различных значениях параметров σ_c и b) позволили установить следующий вид второго материального коэффициента: $C_{solid}^{strength} = \sqrt{b}/\sigma_c$.

Совместное использование аналитических оценок и численного моделирования позволило определить комбинацию физических, механических и геометрических параметров, однозначно определяющих величину прочности на сжатие образцов флюидонасыщенных хрупких материалов:

$$A_{fluid}C_{solid} = \dot{\epsilon}(\eta\phi_0 W^2/4k)\left(E\sqrt{ab/K\phi_0^{2/3}}/\sigma_c\right). \quad (12)$$

Анализ результатов моделирования показал, что зависимости $\sigma_{comp}(A_{fluid}C_{solid})$, отвечающие проницаемым хрупким материалам с различными значениями прочности на сжатие σ_c и коэффициента b , могут быть сведены в единую кривую при использовании приведенного значения прочности $(\sigma_{comp} - \sigma_{min})/(\sigma_c - \sigma_{min})$ (рис. 2).

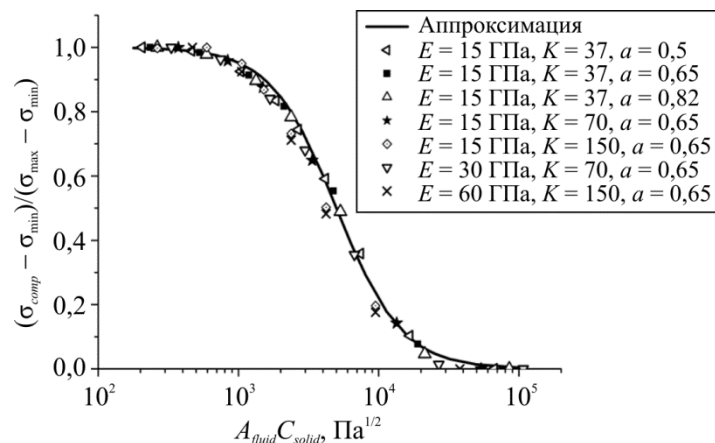


Рис. 2. Обобщенная зависимость прочности флюидонасыщенных образцов хрупких материалов от величины параметра $A_{fluid}C_{solid}$

Fig. 2. Generalized dependence between strength of fluid-saturated samples of brittle materials and the parameter value $A_{fluid}C_{solid}$

Как отмечалось выше, процессы, протекание которых определяется конкуренцией некоторых факторов или явлений (например, рост биологических популяций и т.д.), зачастую описываются логистическими функциями [59]. Хорошую аппроксимацию приве-

денной на рис. 2 единой кривой прочности флюидонасыщенных образцов хрупких материалов обеспечивает логистическая функция вида

$$\sigma_{comp} = \sigma_{min} + \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{1 + \left(\left(A_{fluid} C_{solid} \right) / B_0 \right)^p}, \quad (13)$$

где σ_{max} – прочность образца при одноосном сжатии в отсутствие жидкости в поровом пространстве; σ_{min} – прочность водонасыщенного образца в условиях «запирания» жидкости в порах (может быть оценена из (11)); $B_0 = 1 \text{ Па}^{1/2}$ – нормировочная константа; $p \approx 1,8$ – показатель степени. Отметим, что зависимость (13) справедлива в интервале скоростей деформаций, при которых влиянием скорости деформирования на прочность самого твердофазного каркаса можно пренебречь. Для большинства материалов это соответствует $\dot{\epsilon} < 10 \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, даже в области параметров нагружения, отвечающей упруго-хрупкому поведению материала, сложный конкурентный характер взаимосвязей между механическим откликом твердого каркаса и жидкой фазы и динамикой фильтрационного перераспределения флюида в связанной системе несплошностей существенно определяет нелинейную зависимость прочности образцов от характеристик материала и скорости деформирования.

3. Влияние жидкой фазы на прочность упругопластического слоя в условиях стесненного сдвига

Как отмечалось во Введении, в области параметров нагружения, обуславливающих неупругий механический отклик хрупких проницаемых материалов, влияние флюида на механические свойства может качественно отличаться от того же в условиях упруго-хрупкого отклика. Эти отличия в значительной мере связаны с дилатансионным характером макроскопической неупругой деформации, механизмами которой являются формирование новых повреждений, рост и раскрытие существующих. Увеличение объема порового пространства сопровождается резким падением локального порового давления. Известно, что неупругая деформация, как правило, носит локализованный характер и проявляется в виде узких полос локализованного сдвига (в геосредах такими макроскопическими полосами являются разломные зоны) [8, 15, 19, 36, 39]. При этом прилегающие к полосам локализованного сдвига области материала или структурные блоки геосреды испытывают в основном упругую деформацию. Дилатансионные процессы в таких полосах приводят к возникновению резких градиентов порового давления в поперечном по отношению к полосе сдвига направлении и, следовательно, к интенсивному переносу флюида в объеме материала (применительно к разломным зонам данный эффект называют «всасыванием» жидкой фазы в разлом). Очевидно, что соотношение между скоростью сдвиговой деформации в полосе локализованного сдвига и скоростью фильтрации флюида из прилегающих упругодеформированных областей/блоков будет в значительной степени определять сдвиговую прочность этой полосы, а также деформационную способность и величину дилатансии к моменту начала сдвигового разупрочнения и перехода сдвиговых смещений в динамический режим.

Численное изучение зависимости сдвиговой прочности полосы локализованного сдвига от соотношения скоростей сдвига и фильтрации осуществлялось на следующей упрощенной модельной системе. Она представляет собой бесконечно протяженный одно-

родный слой упругопластического материала шириной L_0 , моделирующий интерфейсную зону между упругими блоками (рис. 3, а). Упругие блоки имитируют прилегающие к границе раздела области среды, характеризующиеся малой поврежденностью и поэтому находящиеся в состоянии упругого отклика при рассматриваемых условиях нагружения. Упругие характеристики материалов интерфейсной зоны и блоков полагаются одинаковыми и соответствуют «базовым» характеристикам модельного материала в подразд. 2. Диаграммы одноосного нагружения модельных материалов интерфейсной зоны и прилегающих областей приведены на рис. 3, б. Для упругопластического материала интерфейса использовались значения коэффициентов внутреннего трения $\beta = 0,57$ и дилатансии $\Lambda = 0,36$, а также прочностные характеристики $\sigma_c = 70$ МПа, $\lambda = 3$, характерные для консолидированных песчаников. Использовано предположение о том, что прочность окружающих объемов среды существенно превышает прочность полосы локализованного сдвига, поэтому материал упругих блоков в модели рассматривается как неразрушаемый.

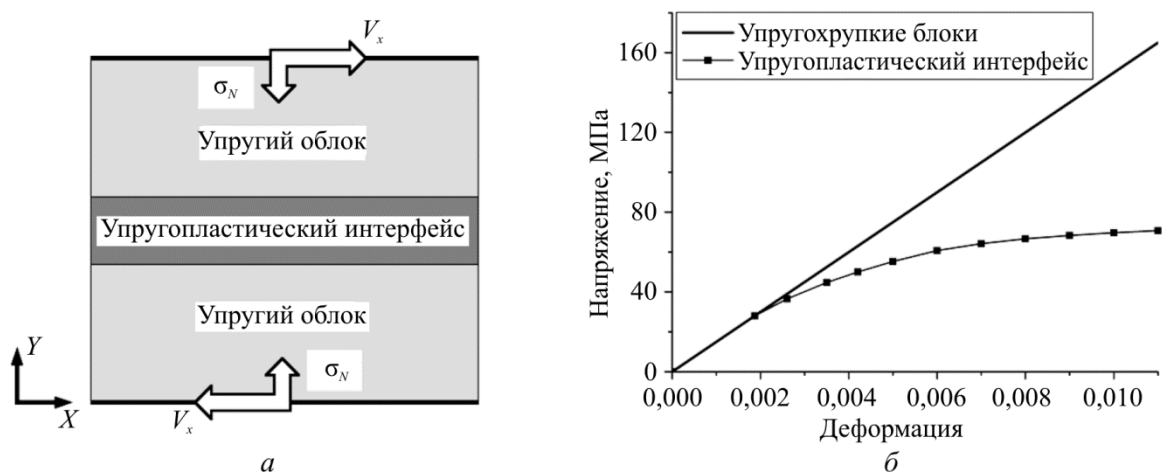


Рис. 3. Схема реализации стесненного сдвига модельного образца пористого водонасыщенного материала (а) и диаграммы одноосного сжатия модельных материалов блоков и интерфейсной зоны (б)

Fig. 3. Schematic illustration of constrained shear implementation for a porous water-saturated material (a) and diagram of uniaxial compression of blocks' model materials and interface zone (b)

Упругопластический интерфейс и прилегающие участки упругой среды являются проницаемыми и насыщенными жидкостью. Начальные (до приложения нагрузки) значения проницаемости и пористости материалов интерфейса и блоков считались одинаковыми ($\varphi_0 = 0,1$). Начальное давление жидкости в интерфейсной зоне и блоках полагалось равным атмосферному. Верхняя и нижняя поверхности образца полагались непроницаемыми (рассматривалась «гидроизолированная» область, окружающая границу раздела). На боковых поверхностях в горизонтальном направлении были заданы периодические граничные условия. Задача решалась в двумерной постановке в приближении плоской деформации.

Моделировался стесненный сдвиг модельного образца в горизонтальной плоскости (см. рис. 3, а). Нагружение проводилось в два этапа. На первом этапе к верхней и нижней поверхностям образца прикладывалось нормальное давление σ_N , после чего производилась выдержка образца до затухания в нем упругих волн. На втором этапе производилось сдви-

говое нагружение предварительно сжатого образца путем приложения постоянной тангенциальной скорости V_x к верхней и нижней поверхностям. При этом вертикальная составляющая векторов скорости на верхней и нижней границах полагалась равной нулю. Образцы деформировались до момента формирования разрыва в интерфейсной зоне. Отметим, что описанная двумерная система может быть интерпретирована, в частности, как упрощенная модель горизонтального сечения границы раздела структурных блоков геологической среды (залеченной трещины, участка разлома и т.д.) на некоторой глубине. Как показано в [60], применяемая схема нагружения адекватно отражает основные особенности напряженного состояния активных разломных зон вдали от дневной поверхности.

На рис. 4 показана типичная зависимость сдвиговой прочности флюидонасыщенной интерфейсной зоны от величины сжимающих напряжений σ_N в отсутствие перераспределения жидкости в поровом объеме блоков (иными словами, при нулевой проницаемости блоков).

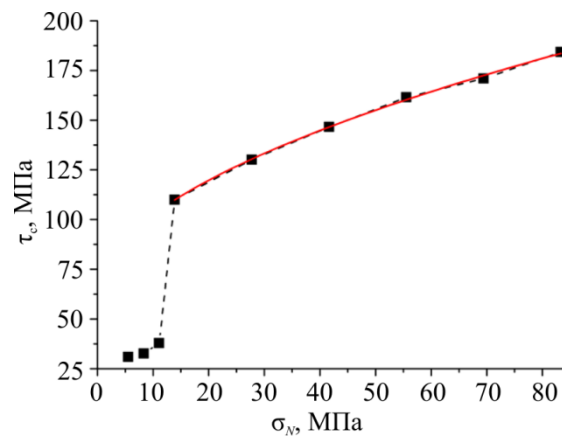


Рис. 4. Зависимость сдвиговой прочности от нормальной нагрузки для непроницаемого водонасыщенного интерфейса. Красной линией выделена аппроксимирующая зависимость (14)

Fig. 4. Dependence between shear strength and normal loading for impermeable water-saturated interface. The approximating dependence is shown in red (14)

На ней хорошо видны два участка. Первый из них (в области относительно малых сжимающих нормальных нагрузок и средних напряжений) соответствует упругохрупкому деформированию интерфейса и его разрушению до достижения предела упругости на сдвиг. На втором участке разрушению интерфейса предшествует его пластическое деформирование, сопровождающееся дилатансией. «Скачок» сдвиговой прочности интерфейса при переходе в область средних напряжений, обеспечивающих неупругое деформирование интерфейсной зоны, связан с дилатансионным упрочнением. В процессе дилатансии увеличение объема порового пространства в интерфейсной зоне приводит к быстрому падению порового давления жидкости от исходного, определяемого величиной сжимающей нагрузки σ_N , до нуля. При этом вследствие отсутствия притока флюида из объема блоков имеет место дилатансионное упрочнение интерфейса, то есть заметное возрастание его наблюдаемой сдвиговой прочности τ_c с ростом среднего напряжения в среде (связанного с σ_N). Данный участок с хорошей точностью описывается следующей зависимостью:

$$\tau_c(k=0) \approx \tau_0 \left(1 + \left(\sigma_N / \sigma_N^0 \right)^{0.55} \right), \quad (14)$$

где τ_0 и σ_N^0 – параметры, определяемые физико-механическими свойствами материала. Представленные далее результаты получены в диапазоне значений нормальных нагрузок σ_N , при которых разрушение упругопластического интерфейса происходит после достижения им предела упругости (то есть в условиях пластического деформирования).

3.1. Влияние фильтрации флюида на сдвиговую прочность интерфейсной зоны

На основании результатов, полученных в п. 2, в качестве базовой комбинации параметров, определяющей сдвиговую прочность интерфейса, была использована комбинация характеристик скоростей сдвигового деформирования и фильтрации $A'_{fluid} = (\eta L^2 / 4k) \dot{\epsilon}_{xy}$, где $\dot{\epsilon}_{xy} = V_x / L$, где L – ширина образца (расстояние между верхней и нижней поверхностями на рис. 3, а). Результаты моделирования показали, что при неизменных значениях механических свойств твердофазного каркаса, приложенной нормальной нагрузки σ_N и отношения линейных размеров интерфейса и образца (L_0/L) зависимости сдвиговой прочности интерфейса τ_c от скорости сдвига, вязкости жидкости, проницаемости среды и ширины образца сводятся в единую функцию $\tau_c(A'_{fluid})$. Пример такой кривой приведен на рис. 5, а.

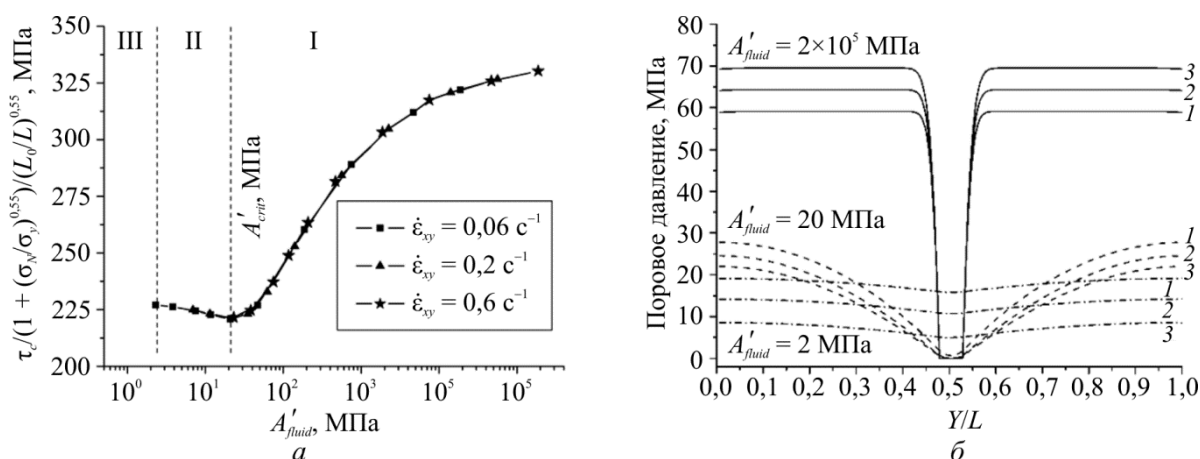


Рис. 5. Зависимость сдвиговой прочности интерфейса ($L_0/L = 0,052$, $\sigma_N = 41,7$ МПа) от величины параметра A'_{fluid} при различных значениях скорости сдвиговой деформации $\dot{\epsilon}_{xy}$ (а); распределения порового давления жидкости P_{pore} в поперечном к линии интерфейса направлении в образцах, характеризующихся различными величинами параметра A'_{fluid} (б), при различных значениях приложенной сдвиговой деформации ϵ_{xy} : $0,82 \epsilon_c^{\min}$ (1); $0,89 \epsilon_c^{\min}$ (2); $0,96 \epsilon_c^{\min}$ (3). Здесь ϵ_c^{\min} – предельное (в момент разрушения) значение приложенной сдвиговой деформации для образца с $A'_{fluid} = A'_{crit}$

Fig. 5. Dependence between interface shear strength ($L_0/L = 0,052$, $\sigma_N = 41,7$ mPa) and parameter value A'_{fluid} at different values of shear-strain rate $\dot{\epsilon}_{xy}$ (a); distribution of pores pressure of fluid P_{pore} in a direction transverse to the interface line in samples, which are characterized with different values of parameter A'_{fluid} (b) at different values of applied shear strain ϵ_{xy} : $0,82 \epsilon_c^{\min}$ (1); $0,89 \epsilon_c^{\min}$ (2); $0,96 \epsilon_c^{\min}$ (3). Here ϵ_c^{\min} is an ultimate (at the moment of fracture) value of the applied shear strain for the sample with $A'_{fluid} = A'_{crit}$

Важной особенностью кривой, приведенной на рис. 5, а, является ее немонотонный характер. Объяснение немонотонности зависимости $\tau_c(A'_{fluid})$ можно дать на основе ана-

лиза динамики изменения распределения порового давления по ширине образцов (в вертикальном сечении на рис. 3, а).

При больших значениях параметра A'_{fluid} уже в начале стадии неупругого деформирования интерфейса, сопровождающегося его дилатансией, поровое давление флюида в интерфейсе падает до нуля. Вследствие этого величина эффективного среднего напряжения σ_{mean}^{eff} в интерфейсной зоне возрастает (по модулю) до максимального значения $\sigma_{mean}^{eff} = \sigma_{mean}$, где величина σ_{mean} определяется сжимающим действием упругих блоков. Сила сжатия упругими блоками интерфейса напрямую зависит от содержания в блоках жидкости, оказывающей распирающее воздействие. Поэтому максимальные значения σ_{mean} в интерфейсе (и в объеме блоков) достигаются в условиях, когда фильтрацию флюида из блоков в интерфейс можно считать пренебрежимо малой.

В качестве примера на рис. 5, б приведены распределения порового давления в образце с практически непроницаемыми блоками ($A'_{fluid} = 2 \cdot 10^5$ МПа) при различных значениях приложенной сдвиговой деформации ϵ_{xy} на стадии неупругого деформирования. Можно видеть, что по мере деформирования величина порового давления в блоках возрастает. Это является следствием дилатансии интерфейса, которое приводит к увеличению сжатия блоков расширяющейся интерфейсной зоной, и пренебрежимо малой интенсивности оттока жидкости из объема блоков в интерфейс. Соответственно, величина σ_{mean} в интерфейсной зоне (и в объеме блоков) в процессе неупругого деформирования постоянно возрастает по модулю и достигает максимума к моменту формирования разрыва, что и определяет высокие значения сдвиговой прочности при больших значениях A'_{fluid} . Максимальная сдвиговая прочность интерфейса достигается при $A'_{fluid} \rightarrow \infty$.

Уменьшение параметра A'_{fluid} , например, вследствие увеличения проницаемости среды или уменьшения скорости деформирования приводит к увеличению поступления флюида в дилатирующую интерфейсную зону. При этом нулевое значение порового давления в интерфейсе устанавливается при достижении достаточно больших значений приложенной сдвиговой деформации ϵ_{xy} , а рост порового давления в блоках в процессе сдвигового деформирования замедляется.

Более того, при достаточно малых значениях A'_{fluid} рост порового давления в блоках сменяется его снижением, несмотря на дилатансию интерфейса (кривые для $A'_{fluid} = 20$ МПа на рис. 5, б). Это приводит к тому, что при одной той же величине приложенной сдвиговой деформации степень сжатия интерфейсной зоны и блоков (то есть значения σ_{mean}) в более проницаемых системах оказывается меньше, чем в менее проницаемых. Данный эффект обуславливает снижение сдвиговой прочности интерфейса τ_c при уменьшении величины параметра системы A'_{fluid} (участок I на рис. 5, а).

При некотором «пороговом» сочетании параметров фильтрации и деформации $A'_{fluid} = A'_{crit}$ величина сдвиговой прочности интерфейса τ_c достигает минимального значения (граница участков I и II на рис. 5, а). В области $A'_{fluid} < A'_{crit}$ соотношение скоростей фильтрации флюида и деформации становится достаточным для поддержания ненулевого давления жидкости в интерфейсе вплоть до момента разрушения (кривые для $A'_{fluid} = 2$ МПа на рис. 5, б).

При некотором «пороговом» сочетании параметров фильтрации и деформации $A'_{fluid} = A'_{crit}$ (в рассматриваемом случае $A'_{crit} \approx 20$ МПа) величина сдвиговой прочности интерфейса τ_c достигает минимального значения (граница участков I и II на рис. 5, а).

В области $A'_{fluid} < A'_{crit}$ (участок II на рис. 5, а) величина сдвиговой прочности начинает возрастать с уменьшением A'_{fluid} . Отметим, что эта область отвечает интервалу соотношений скоростей фильтрации флюида и деформации, таких, что ненулевое давление жидкости в интерфейсе сохраняется вплоть до момента разрушения (кривые для $A'_{fluid} = 2$ МПа на рис. 5, б).

Причиной возрастания прочности с уменьшением величины A'_{fluid} на участке II является изменение характера распределения среднего напряжения σ_{mean} в поперечном сечении интерфейсной зоны. Как видно из рис. 5, б (кривые для $A'_{fluid} = 20$ МПа), конечная проницаемость блоков приводит к возникновению значительных градиентов порового давления в поперечном сечении образца, в том числе в интерфейсной зоне. Минимальные значения P_{pore} достигаются в центре интерфейса, поэтому данная зона вовлекается в неупругую деформацию (и дилатансию) менее активно в сравнении с периферийными областями интерфейса. Соответственно, распределение средних напряжений σ_{mean} на периферии интерфейсной зоны выше (по модулю), чем в центре. В качестве примера на рис. 6 приведены типичные распределения σ_{mean} в поперечном сечении интерфейсной зоны при одинаковом значении приложенной сдвиговой деформации. Можно видеть, что средние

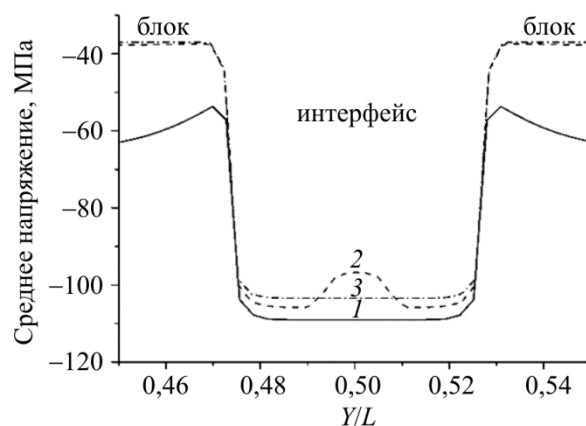


Рис. 6. Распределения среднего напряжения σ_{mean} в поперечном сечении интерфейсной зоны при $\varepsilon_{xy} = 0,96 \varepsilon_c^{min}$ в образцах, характеризующихся различными значениями параметра A'_{fluid} : $2 \cdot 10^5$ МПа (1); 20 МПа (2); 2 МПа (3)

Fig. 6. Distribution of average strain σ_{mean} in the cross-section of interface zone at $\varepsilon_{xy} = 0,96 \varepsilon_c^{min}$ in samples which are characterized with different values of parameter A'_{fluid} : $2 \cdot 10^5$ mPa (1); 20 mPa (2); 2 mPa (3)

напряжения в интерфейсной зоне образцов с практически непроницаемыми блоками ($A'_{fluid} = 2 \cdot 10^5$ МПа) являются максимальными (по модулю) и практически однородно распределенными. С ростом проницаемости блоков распределение σ_{mean} становится существ-

венно неоднородным и характеризуется наличием двух максимумов (по модулю) в периферийных областях и минимумом в центре интерфейсной зоны ($A'_{fluid} = 20$ МПа на рис. 6). Этот центральный слой интерфейсной зоны, характеризующийся наименьшим (по модулю) значением эффективного среднего напряжения является местом будущего разрушения. Неоднородность распределения средних напряжений увеличивается по мере уменьшения A'_{fluid} на участке I (см. рис. 5, а) и достигает максимума в точке A'_{crit} . На участке II (см. рис. 5, а) ввиду достаточной фильтрационной способности системы по мере уменьшения A'_{fluid} распределение порового давления в поперечном сечении интерфейсной зоны становится более однородным. Это определяет более однородный характер распределения σ_{mean} в интерфейсной зоне (кривая при $A'_{fluid} = 2$ МПа на рис. 6) и как следствие некоторое увеличение сдвиговой прочности образца.

При достаточно малых A'_{fluid} (высокая проницаемость блоков и/или малая скорость приложенной сдвиговой деформации) распределение средних напряжений в интерфейсе становится практически однородным, а поровое давление в объеме блоков к моменту разрушения снижается почти до нуля. Это определяет окончание возрастающего тренда зависимости $\tau_c(A'_{fluid})$ и выход ее на насыщение (на участке III на рис. 5, а).

Отметим, что описанные закономерности изменения сдвиговой прочности системы справедливы для механически стесненных полос локализованного сдвига (в рассматриваемой задаче ширина образца L в процессе сдвигового деформирования не меняется), к которым относятся как полосы локализованного сдвига в толще массивных образцов, так и участки разломных зон на достаточно больших глубинах.

3.2. Общий вид соотношения для сдвиговой прочности флюидонасыщенной полосы локализованного сдвига

Сформулированные предположения об определяющем влиянии процессов дилатансии и массопереноса жидкости в совокупности с результатами численных экспериментов позволили предложить следующий вид зависимости, обобщающей полученные данные о зависимости сдвиговой прочности полос локализованного неупругого сдвига от проницаемости среды, вязкости флюида, характерной ширины полосы и скорости сдвигового деформирования:

$$\tau_c \approx \tau_0 + \frac{\tau_1}{1 + (c_1 A'_{fluid})^{-p}} + \tau_2 e^{-c_2 A'_{fluid}}, \quad (15)$$

где значение $(\tau_0 + \tau_1)$ определяет сдвиговую прочность необводненного образца; $(\tau_0 + \tau_2)$ – сдвиговая прочность непроницаемого обводненного образца. Параметры c_1 и c_2 характеризуют скорость изменения сигмоидальной и экспоненциальной ветвей зависимости (15).

Отметим, что сигмоидальный член в выражении (15) описывает характер влияния фильтрации флюида на степень сжатия интерфейсной зоны упругими блоками при нулевом поровом давлении жидкости в нём. Экспоненциальный член характеризует влияние фильтрации на увеличение порового давления в интерфейсной зоне и, следовательно, на скорость дилатансии, определяющую рост модуля среднего напряжения в интерфейсе.

Значения τ_0 , τ_1 и τ_2 зависят от ширины упругопластического интерфейса, физико-механических параметров материалов блоков и интерфейса и особенностей граничных условий. На рис. 7 приведены примеры зависимостей $\tau_c(A'_{fluid})$ для образцов, характеризующихся различными степенью начального сжатия и относительной шириной интерфейсной зоны. Можно видеть, что в области высоких значений $A'_{fluid} \sim 10^5$ МПа, соответствующей пренебрежимо малому вкладу фильтрации в изменение порового давления (в сравнении с эффектом дилатансии), приведенное значение прочности интерфейса не зависит от нормальной нагрузки и относительной ширины интерфейсной зоны. В то же время с уменьшением величины A'_{fluid} , что соответствует усилению роли фильтрационных процессов, кривые, отвечающие различным значениям σ_N и L_0/L , начинают существенно расходиться. В частности, на рис. 7, а можно видеть, что с ростом σ_N размах изменений приведенной величины τ_c уменьшается во всем интервале значений A'_{fluid} . Это связано с тем, что с ростом модуля характерных средних напряжений в системе относительный вклад порового давления флюида в эффективные напряжения снижается. На рис. 7, б видно, что заметные различия сдвиговой прочности образцов с интерфейсными зонами различной относительной ширины имеют место в области малых A'_{fluid} , соответствующих относительно высоким скоростям фильтрации (по отношению к скорости дилатансии). Эти различия объясняются влиянием «флюидоёмкости» интерфейсной зоны. С ростом ширины интерфейса возрастает количество флюида, фильтрующегося из объема блоков в интерфейс. При этом уменьшается поровое давление в блоках и сила сжатия интерфейса, а следовательно, снижается и модуль эффективного среднего напряжения в интерфейсе и его сдвиговая прочность. Предварительные вычисления показали, что $(\tau_0 + \tau_1) \sim (L_0/L)^{0,55}$ и $(\tau_0 + \tau_2) \sim (L_0/L)^2$. Определение вида зависимости параметров соотношения (15) от совокупности характеристик системы является предметом дальнейших исследований.

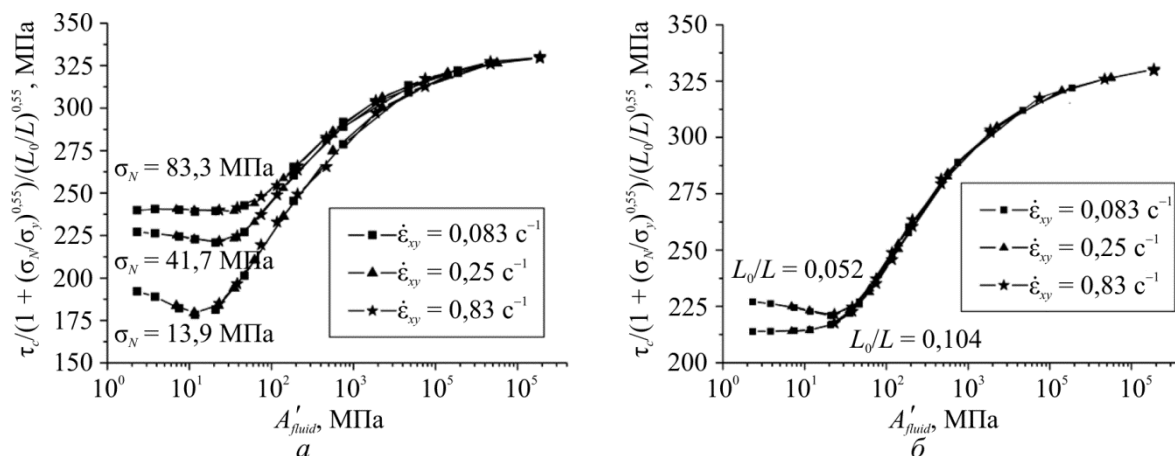


Рис. 7. Примеры зависимости сдвиговой прочности интерфейса от величины параметра A'_{fluid} при различных значениях скорости сдвиговой деформации $\dot{\epsilon}_{xy}$: а – при различных значениях нормальной нагрузки ($L_0/L = 0,052$); б – при различной ширине интерфейсной зоны ($\sigma_N = 41,7$ МПа)
 Fig. 7. Example of dependencies of interface shear strength on the parameter value A'_{fluid} at different values of shear strain $\dot{\epsilon}_{xy}$: а – is at different values of normal loading ($L_0/L = 0,052$); б – is at different widths of interface zone ($\sigma_N = 41,7$ mPa)

Приведенные результаты численных исследований получены для «гидроизолированных» систем. Для проверки общности выявленных закономерностей были проведены специальные исследования в условиях, имитирующих режим свободного массообмена флюида с внешней средой. В этих исследованиях поровое давление флюида на верхней и нижней границах системы (см. рис. 4, *a*) поддерживалось постоянным и равным значению в момент начала сдвигового деформирования. Данные условия имитируют перераспределение флюида в бесконечно протяженной проницаемой флюидонасыщенной среде. Результаты моделирования показали, что полученный для «гидроизолированных» образцов вид зависимости прочности от соотношения параметров скоростей фильтрации и деформации (15), справедлив и для образцов с проницаемыми границами (имеют место лишь изменения численных значений параметров c_1 , c_2 и p).

Таким образом, нелинейный и немонотонный характер зависимости сдвиговой прочности границы раздела блоков в хрупкой проницаемой среде от соотношения скоростей фильтрации и деформации определяется совместным действием трех процессов: 1) дилатансии упруго-пластического интерфейса при достижении предела текучести и соответствующего увеличения (по модулю) среднего напряжения в нем; 2) переноса жидкости из фильтрационного объема упругих блоков в фильтрационный объем интерфейсной зоны и 3) связанного с данным переносом перераспределения порового давления жидкости.

Заключение

Приведенные в работе результаты моделирования показывают, что влияние флюида, находящегося в трещинно-поровом пространстве проницаемого хрупкого материала, на его прочность определяется конкуренцией процессов деформирования твердофазного каркаса и фильтрации флюида, инициируемой неоднородным распределением объемных деформаций в каркасе. При этом характер зависимости прочности материала от соотношения скоростей этих процессов может претерпевать качественное изменение с ростом абсолютной величины объемных напряжений в каркасе.

При небольших по абсолютной величине сжимающих средних напряжениях, как правило, меньших величины прочности материала в условиях чистого сдвига, хрупкие материалы демонстрируют упругий отклик вплоть до разрушения. В таких условиях влияние фильтрации порового флюида на напряженное состояние и прочность проницаемого хрупкого материала становится существенным при нагружении обеспечивающем монотонное изменение объема порового пространства. В частности, в неизолированных нагружаемых системах, которые могут обмениваться флюидом с окружающей средой, конкуренция между процессами роста порового давления вследствие сжатия порового объема и выхода избыточного флюида из системы приводит к логистической зависимости прочности образца от соотношения констант, определяющих скорости этих процессов. При этом величина прочности достигает нижнего предела в условиях, близких к нагружению гидроизолированного образца, и стремится к максимуму по мере приближения условий нагружения к режиму, обеспечивающему свободный массообмен флюида с внешней средой. Важно отметить, что переход от минимальных значений прочности к максимальным достигается в достаточно узком интервале отношения скоростей конкурирующих процессов, составляющем один порядок величины, а абсолютная величина прочности при этом может изменяться в несколько раз.

В области высоких значений сжимающих напряжений, обеспечивающих макроскопически неупругое поведение хрупких материалов, ключевым фактором, определяющим характер влияния конкуренции процессов деформирования и фильтрации, становится локализация неупругой деформации в форме полос локализованного сдвига. Особенностью неупругого сдвига в этих полосах является неупругое увеличение объема трещинно-порового пространства (дилатансия). Поэтому, в отличие от упругохрупкого поведения, здесь даже в условиях макроскопического сжатия или стесненного сдвига формируются области (полосы), в которых происходит резкое падение порового давления флюида. Прочность образцов определяется прочностью полос локализации, которая зависит от скорости притока (а не оттока) флюида. Соответственно, логистическая зависимость прочности образцов при высоких внешних давлениях имеет обратный по отношению к упруго-хрупкой области давлений вид: в области параметров системы, обеспечивающих высокие скорости фильтрации флюида, прочность образцов существенно ниже прочности в отсутствии или при несущественной роли фильтрации. Важно также отметить, что в условиях интегрального сжатия системы конкуренция между разнонаправленными процессами упругого сжатия порового пространства и его необратимого увеличения (дилатансии) определяет дополнительный (помимо логистического) вклад в зависимость прочности от соотношения скоростей процессов деформации каркаса и фильтрации флюида.

Сходные выводы делались ранее различными авторами на основе качественного анализа экспериментальных данных и аналитических оценок [23,24,26,31,39]. В настоящей работе впервые получены обобщенные аналитические выражения, описывающие зависимость прочности проницаемых хрупких образцов от соотношения параметров, определяющих скорости фильтрации и деформации. Эти выражения ясно показывают, что прочность флюидонасыщенного материала зависит не только от физико-механических характеристик флюида и каркаса, но в не меньшей степени – от скорости деформирования, даже в области малых значений этого параметра, в которой величину прочности необводненного образца можно считать неизменной.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы.

Библиографический список

1. Biot M.A. General Theory of Three-Dimensional Consolidation // J. Appl. Phys. – 1941. – Vol. 12. – P. 155–164.
2. Biot M.A. The Elastic Coefficients of the Theory of Consolidation // J. Appl. Mech. – 1957. – Vol. 24. – P. 594–601.
3. Detournay E., Cheng A.H.-D. Fundamentals of poroelasticity. Chapter 5 in Comprehensive Rock Engineering: Principles, Practice and Projects. Vol. II. Analysis and Design Method / ed. C. Fairhurst. – Pergamon Press, 1993. – P. 113–171.
4. Mesri G., Jones R.A., Adachi K. Annual report on influence of pore water pressure on the engineering properties of rock. – Urbana, Illinois: University of Illinois, 1972. – 102 p.
5. Bishop A.V., Skinner A.E. The influence of high pore-water pressure on the strength of cohesionless soils // Philos. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci. – 1975. – Vol. 284. – P. 91–130.
6. Ставрогин А.Н., Тарасов Б.Г. Экспериментальная физика и механика горных пород. – СПб.: Наука, 2001. – 343 с.

7. Lyakhovsky V., Hamiel Y. Damage evolution and fluid flow in poroelastic rock // *Физика Земли*. – 2007. – № 1. – С. 16–25.
8. Paterson M.S., Wong T.-f. Experimental rock deformation – the brittle field. – Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. – 347 p.
9. Jaeger J.C., Cook N.G.W., Zimmerman R.W. Fundamentals of rock mechanics. – Backwell Publishing, 2007. – 475 p.
10. Левин Б.В., Родкин М.В., Сасорова Е.В. Особенности сейсмического режима литосферы – проявления воздействия глубинного водного флюида // *Физика Земли*. – 2010. – № 5. – С. 88–96.
11. Bidgoli M.N., Jing L. Water pressure effects on strength and deformability of fractured rocks under low confining pressures // *Rock Mech. Rock. Eng.* – 2014. – Vol. 48. – P. 971–985.
12. Makhnenko R.Y., Labuz J.F. Dilatant hardening of fluid-saturated sandstone // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. – 2015. – Vol. 120. – P. 909–922.
13. Hickman S., Sibson R., Bruhn R. Introduction to special section: mechanical involvement of fluids in faulting // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. – 1995. – Vol. 100. – P. 12831–12840.
14. Киссин И.Г. Флюиды в земной коре: геофизические и тектонические аспекты. – М: URSS, 2009. – 328 с.
15. Wong T.-f., Baud P. The brittle-ductile transition: a review // *J. Struct. Geol.* – 2012. – Vol. 44. – P. 25–53.
16. Lyakhovsky V., Ben-Zion Y. Damage-breakage rheology model and solid-granular transition near brittle instability // *J. Mech. Phys. Solids*. – 2014. – Vol. 64. – P. 184–197.
17. Deformation bands in porous carbonate grainstones: field and laboratory observations / A. Ciloni [et al.] // *J. Struct. Geol.* – 2012. – Vol. 45. – P. 137–157.
18. Гольдштейн Р.В., Осипенко Н.М. Модель хрупкого разрушения пористых материалов при сжатии // *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика*. – 2009. – № 17. – С. 47–57.
19. Стефанов Ю.П. Моделирование поведения консолидированных и высокопористых геологических сред в условиях сжатия // *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика*. – 2007. – № 15. – С. 156–169.
20. Brace W.F., Martin R.J. A test of the law of effective stress for crystalline rocks of low porosity // *Int J. Rock Mech. Min. Sci.* – 1968. – Vol. 5. – P. 415–426.
21. Rice J.R. On the stability of dilatant hardening for saturated rock masses // *J. Geophys. Res.* – 1975. – Vol. 80. – P. 1531–1536.
22. Coussy O. Poromechanics. – John Wiley & Sons, 2004. – 312 p.
23. Casagrande A. Shannon W.L. Strength of Soil under Dynamic Loading // *Proc. Am. Soc. Civil Eng.* – 1948. – Vol. 74. – P. 591–632.
24. Seed H.B., Lundgren R. Investigation of the Effect of Transient Loading on the Strength and Deformation Characteristics of Saturated Sands // *Proc. Am. Soc. Test. Mater.* – 1954. – Vol. 54. – P. 1288–1306.
25. Segall P., Rice J.R. Dilatancy, compaction and slip instability of a fluid-infiltrated fault // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. – 1995. – Vol. 100. – P. 22155–22171.
26. Garagash D.I., Rudnicki J.W. Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone: 2. Quasi-drained regime // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. – 2003. – Vol. 108. – No. B10. – P. 2472.
27. Samuelson J.E. Laboratory measurement of shear induced fault zone dilatancy, and numerical estimation of its influence on friction constitutive parameters in quasi-undrained scenarios. Ph.D. thesis. – The Pennsylvania State University, 2010. – 205 p.
28. Carmeliet J., Van Den Abeele K.E.A. Application of the Preisach-Mayergoyz Space Model to Analyze Moisture Effects on the Nonlinear Elastic Response of Rock // *Geophys. Res. Lett.* – 2002. – Vol. 29. – P. 1144–1148.
29. Influence of Water Saturation on the Nonlinear Elastic Mesoscopic Response in Earth Materials and the Implications to the Mechanism of Nonlinearity / K.E.A. Van Den Abeele [et al.] // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. – 2002. – Vol. 107. – P. 1029–1039.

30. Yamamura J.A., Lade P.V. Effects of Stain Rate on Instability of Granular Soils // *Geotech. Test. J.* – 1993. – Vol. 16. – P. 304–313.
31. Watanabe K., Kusakabe O. Reappraisal of Loading Rate Effects on Sand Behavior in View of Seismic Design for Pile Foundation // *Soils and Foundations.* – 2013. – Vol. 53. – P. 215–231.
32. Two models for earthquake forerunners / V.I. Mjachkin [et al.] // *Pure Appl. Geophys.* – 1975. – Vol. 113. – P. 169–181.
33. The dilatancy-diffusion hypothesis and earthquake predictability / I.G. Main [et al.] // *Geological Society, London, Special Publications.* – 2012. – Vol. 367. – P. 215–230.
34. Sibson R.H. Implication of Fault-Valve Behavior for Rupture Nucleation and Recurrence // *Tectonophysics.* – 1992. – Vol. 211. – P. 283–293.
35. Vernik L., Nur A. Petrophysical Analysis of the Cajon Pass Scientific Well: Implications for Fluid Flow and Seismic Studies in the Continental Crust // *J. Geophys. Res.* – 1992. – Vol. 97. – P. 5121–5134.
36. Ougier-Simonin A., Zhu W. Effect of pore pressure buildup on slowness of rupture propagation // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* – 2015. – Vol. 120. – P. 7966–7985.
37. Byerlee J. Friction, Overpressure and Fault Normal Compression // *Geophys. Res. Lett.* – 1990. – Vol. 17. – P. 2109–2112.
38. Garagash D.I., Rudnicki J.W. Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone: 1. Limiting regimes // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* – 2003. – Vol. 108. – No. B2. – P. 2121.
39. Ougier-Simonin A., Zhu W. Effects of pore fluid pressure on slip behaviors: an experimental studies // *Geophys. Res. Lett.* – 2013. – Vol. 40. – P. 1–6.
40. Развитие подхода к моделированию деформирования и разрушения иерархически организованных гетерогенных, в том числе контрастных сред / С.Г. Псахье [и др.] // *Физическая мезомеханика.* – 2011. – Т. 14, № 3. – С. 27–54.
41. Развитие формализма метода частиц для моделирования отклика флюидонасыщенных пористых геологических материалов / А.В. Димаки [и др.] // *Изв. Том. гос. ун-та.* – 2014. – Т. 324, № 1. – С. 102–111.
42. Связанная модель флюидонасыщенных пористых материалов, основанная на совмещении дискретного и континуального подходов / А.В. Димаки [и др.] // *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика.* – 2014. – № 4. – С. 68–101.
43. A coupled discrete element-finite difference approach for modeling mechanical response of fluid-saturated porous material / S.G. Psakhie [et al.] // *Int. J. Numer. Meth. Eng.* – 2016. – Vol. 106. – P. 623–643.
44. Mustoe G.G.W. A generalized formulation of the discrete element method // *Eng. Computation.* – 1992. – Vol. 9. – P. 181–190.
45. Jing L., Stephansson O. *Fundamentals of discrete element method for rock engineering: theory and applications.* – Elsevier, 2007. – 562 p.
46. Tavarez F.A., Plesha M.E. Discrete element method for modelling solid and particulate materials // *Int. J. Numer. Meth. Eng.* – 2007. – Vol. 70. – P. 379–404.
47. Potyondy D.O., Cundall P.A. A bonded-particle model for rock // *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* – 2004. – Vol. 41. – P. 1329–1364.
48. Bićanić N. Discrete element methods // *Encyclopedia of computational mechanics* / eds. E. Stein, R. Borst, T.J.R. Hughes. Vol. 1: Fundamentals. – Chichester: Wiley, 2004. – P. 311–371.
49. Development of a formalism of movable cellular automaton method for numerical modeling of fracture of heterogeneous elastic-plastic materials / S. Psakhie [et al.] // *Fracture and Structural Integrity.* – 2013. – Vol. 24. – P. 59–91.
50. A mathematical model of particle–particle interaction for discrete element based modeling of deformation and fracture of heterogeneous elastic–plastic materials / S.G. Psakhie [et al.] // *Engng. Fract. Mech.* – 2014. – Vol. 130. – P. 96–115.

51. Overcoming the limitations of distinct element method for multiscale modeling of materials with multimodal internal structure / E.V. Shilko [et al.] // *Comp. Mater. Sci.* – 2015. – Vol. 102. – P. 267–285.
52. Басниев К.С., Кочина И.Н., Максимов В.М. Подземная гидромеханика. – М.: Недра, 1993. – 416 с.
53. Стефанов Ю.П. Локализация деформации и разрушение в геоматериалах. Численное моделирование // *Физическая мезомеханика.* – 2002. – Т. 5, № 5. – С. 107–118.
54. Нелинейная механика геоматериалов и геосред / П.В. Макаров [и др.] / отв. ред. Л.Б. Зуев. – Новосибирск: Гео, – 2007. – 235 с.
55. Robin P.Y.F. Note on Effective Pressure // *J. Geophys. Res.* – 1973. – Vol. 78. – P. 2434–2437.
56. Yamaji A. An Introduction to Tectonophysics: Theoretical Aspects of Structural Geology. – Tokyo: TERRAPUB, 2007. – 386 p.
57. Permeability of Wilcox shale and its effective pressure law / O. Kwon [et al.] // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol. 106. – P. 19339–19353.
58. Alam M.M., Fabricius I.L., Christensen H.F. Static and dynamic effective stress coefficient of chalk // *Geophysics.* – 2012. – Vol. 77. – P. L1–L11.
59. Modeling of the Bacterial Growth Curve / M.H. Zwietering [et al.] // *Appl. Environ. Microb.* – 1990. – Vol. 56. – No. 6. – P. 1875–1881.
60. О влиянии динамических возмущений напряженного состояния на процесс накопления необратимых деформаций на границах раздела в блочных средах / Григорьев А.С. [и др.] // *Физическая мезомеханика.* – 2015. – Т. 18, № 4. – С. 24–37.

References

1. Biot M.A. General Theory of Three-Dimensional Consolidation. *J. Appl. Phys.*, 1941, vol. 12, pp. 155-164.
2. Biot M.A. The Elastic Coefficients of the Theory of Consolidation. *J. Appl. Mech.*, 1957, vol. 24, pp. 594-601.
3. Detournay E., Cheng A.H.-D. Fundamentals of poroelasticity. *Comprehensive rock engineering: principles, practice and projects. Vol. II. Analysis and design method.* Pergamon Press, 1993, pp. 113-171.
4. Mesri G., Jones R.A., Adachi K. Annual report on influence of pore water pressure on the engineering properties of rock. University of Illinois, 1972. 102 p.
5. Bishop A.V., Skinner A.E. The influence of high pore-water pressure on the strength of cohesionless soils. *Philosophical transactions of the Royal Society of London. Series A Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1975, vol. 284, pp. 91-130.
6. Stavrogin A.N., Tarasov B.G. Eksperimentalnaya fizika i mekhanika gornykh porod [Experimental physics and mechanics of rocks]. Saint Petersburg: Nauka, 2001. 343 p.
7. Lyakhovsky V., Hamiel Y. Damage evolution and fluid flow in poroelastic rock. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 2007, vol. 43, no. 1, pp. 13-23.
8. Paterson M.S., Wong T.-f. Experimental rock deformation – the brittle field. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. 347 p.
9. Jaeger J.C., Cook N.G.W., Zimmerman R.W. Fundamentals of rock mechanics. Backwell Publishing, 2007. 475 p.
10. Levin B.V., Rodkin M.V., Sasorova E.V. Osobennosti seismicheskogo rezhima litosfery – proiavleniia vozdeistviia glubinnogo vodnogo fluida [Specific features of the seismic regime in the lithosphere: Manifestations of the deep aqueous fluid action]. *Izvestiya. Physics of the Solid Earth*, 2010, vol. 46, pp. 451-459.
11. Bidgoli M.N., Jing L. Water pressure effects on strength and deformability of fractured rocks under low confining pressures. *Rock Mech. Rock. Eng.*, 2014, vol. 48, pp. 971-985.

12. Makhnenko R.Y., Labuz J.F. Dilatant hardening of fluid-saturated sandstone. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2015, vol. 120, pp. 909-922.
13. Hickman S., Sibson R., Bruhn R. Introduction to special section: mechanical involvement of fluids in faulting. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 1995, vol. 100, pp. 12831-12840.
14. Kissin I.G. *Fliuidi v zemnoi kore: geofizicheskie i tektonicheskie aspekty*. Moskow: URSS, 2009, 328 p.
15. Wong T.-f., Baud P. The brittle-ductile transition: a review. *J. Struct. Geol.*, 2012, vol. 44, pp. 25-53.
16. Lyakhovsky V., Ben-Zion Y. Damage-breakage rheology model and solid-granular transition near brittle instability. *J. Mech. Phys. Solids*, 2014, vol. 64, pp. 184-197.
17. Cilona A., Baud P., Tondi E., Agosta F., Vinciguerra S., Rustichelli A., Spiers C.J. Deformation bands in porous carbonate grainstones: field and laboratory observations. *J. Struct. Geol.*, 2012, vol. 45, pp. 137-157.
18. Goldstein R.V., Osipenko N.M. Model' hrupkogo razrusheniia poristih materialov pri szhatii [The model of brittle fracture of porous materials under compression]. *PNRPU Mechanics Bulletin*, 2009, no. 17, pp. 47-57.
19. Stefanov Yu. P. Modelirovanie povedeniia konsolidirovannih i visokoporistih geologicheskikh sred v usloviiah szhatiia [Modeling the behavior of consolidated and high-porous geological media under the condition of compression]. *PNRPU Mechanics Bulletin*, 2007, no. 15, pp. 156-169.
20. Brace W.F., Martin R.J. A test of the law of effective stress for crystalline rocks of low porosity. *Int J. Rock Mech. Min. Sci.*, 1968, vol. 5, pp. 415-426.
21. Rice J.R. On the stability of dilatant hardening for saturated rock masses. *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, pp. 1531-1536.
22. Coussy O. *Poromechanics*. John Wiley & Sons, 2004, 312 p.
23. Casagrande A. Shannon W.L. Strength of Soil under Dynamic Loading. *Proc. Am. Soc. Civil Eng.*, 1948, vol. 74, pp. 591-632.
24. Seed H.B., Lundgren R. Investigation of the Effect of Transient Loading on the Strength and Deformation Characteristics of Saturated Sands. *Proc. Am. Soc. Test. Mater.*, 1954, vol. 54, pp. 1288-1306.
25. Segall P., Rice J.R. Dilatancy, compaction and slip instability of a fluid-infiltrated fault. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 1995, vol. 100, pp. 22155-22171.
26. Garagash D.I., Rudnicki J.W. Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone: 2. Quasi-drained regime. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2003, vol. 108, no. B10, p. 2472.
27. Samuelson J.E. Laboratory measurement of shear induced fault zone dilatancy, and numerical estimation of its influence on friction constitutive parameters in quasi-undrained scenarios. A dissertation in Geosciences. The Pennsylvania State University, 2010. 205 p.
28. Carmeliet J., Van Den Abeele K.E.A. Application of the preisach-mayergoyz space model to analyze moisture effects on the nonlinear elastic response of rock. *Geophys. Res. Lett.*, 2002, vol. 29, pp. 1144-1148.
29. Van Den Abeele K.E.A., Carmeliet J., Johnson P.A., Zinszer B. Influence of Water Saturation on the Nonlinear Elastic Mesoscopic Response in Earth Materials and the Implications to the Mechanism of Nonlinearity. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2002, vol. 107, pp. 1029-1039.
30. Yamamura J.A., Lade P.V. Effects of Stain Rate on Instability of Granular Soils. *Geotech. Test. J.*, 1993, vol. 16, pp. 304–313.
31. Watanabe K., Kusakabe O. Reappraisal of loading rate effects on sand behavior in view of seismic design for pile foundation. *Soils and Foundations*, 2013, vol. 53, pp. 215-231.
32. Mjachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dieterich J.H. Two models for earthquake forerunners. *Pure Appl. Geophys.*, 1975, vol. 113, pp. 169-181.
33. Main I.G., Bell A.F., Meredith P.G., Geiger S., Touati S. The dilatancy-diffusion hypothesis and earthquake predictability. *Geological Society, London, Special Publications*, 2012, vol. 367, pp. 215-230.

34. Sibson R.H. Implication of fault-valve behavior for rupture nucleation and recurrence. *Tectonophysics*, 1992, vol. 211, pp. 283-293.
35. Vernik L., Nur A. Petrophysical analysis of the cajon pass scientific well: implications for fluid flow and seismic studies in the continental crust. *J. Geophys. Res.*, 1992, vol. 97, pp. 5121-5134.
36. Ougier-Simonin A., Zhu W. Effect of pore pressure buildup on slowness of rupture propagation. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2015, vol. 120, pp. 7966-7985.
37. Byerlee J. Friction, overpressure and fault normal compression. *Geophys Res. Lett.*, 1990, vol. 17, pp. 2109-2112.
38. Garagash D.I., Rudnicki J.W. Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone: 1. Limiting regimes. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2003, vol. 108, no. B2, p. 2121.
39. Ougier-Simonin A., Zhu W. Effects of pore fluid pressure on slip behaviors: an experimental studies. *Geophys. Res. Lett.*, 2013, vol. 40, pp. 1-6.
40. Psakhie S.G., Shilko E.V., Smolin A.Yu., Dimaki A.V., Dmitriev A.I., Konovalenko I.S., Astafurov S.V., Zavsek S. Razvitie podkhoda k modelirovaniu deformirovaniia i razrusheniia ierarkhicheski organizovannykh geterogennykh, v tom chisle kontrastnykh sred [Approach to simulation of deformation and fracture of hierarchically organized heterogeneous media, including contrast media]. *Phys. Mesomechanics*, 2011, vol. 14, pp. 224-248.
41. Dimaki A.V., Shilko E.V., Astafurov S.V., Psakhie S.G. Razvitie formalizma metoda chastits dlia modelirovaniia otklika fluiidonasyshchennykh poristykh geologicheskikh materialov [Development of particle method formalism for numerical modeling of the response of fluid_saturated porous geological materials]. *Izvestiya Tomskogo politekhnicheskogo universiteta*, 2014, vol. 324, no. 1, pp. 102-111.
42. Dimaki A.V., Shilko E.V., Astafurov S.V., Korostelev S.Yu., Psakhie S.G. Sviazannaia model' fluiidonasishennykh poristih materialov, osnovannaia na sovmeshenii diskretnogo i kontinual'nogo podhodov [Coupled model of fluid-saturated porous materials based on a combination of discrete and continuum approaches]. *PNRPU Mechanics Bulletin*, 2014, no.4, pp. 68-101.
43. Psakhie S.G., Dimaki A.V., Shilko E.V., Astafurov S.V. A coupled discrete element-finite difference approach for modeling mechanical response of fluid-saturated porous material. *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, 2016, vol. 106, pp. 623-643.
44. Mustoe G.G.W. A generalized formulation of the discrete element method. *Eng. Computation.*, 1992, vol. 9, p. 181-190.
45. Jing L., Stephansson O. Fundamentals of discrete element method for rock engineering: theory and applications. Elsevier, 2007, 562 p.
46. Tavaréz F.A., Plesha M.E. Discrete element method for modelling solid and particulate materials. *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, 2007, vol. 70, p. 379-404.
47. Potyondy D.O., Cundall P.A. A bonded-particle model for rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 2004, vol. 41, pp. 1329-1364.
48. Bićanić N. Discrete element methods // Encyclopedia of computational mechanics / Eds. E.Stein, R. Borst, T.J.R. Hughes. vol. 1. Fundamentals. Chichester: Wiley, 2004, pp. 311-371.
49. Psakhie S., Shilko E., Smolin A., Astafurov S., Ovcharenko V. Development of a formalism of movable cellular automaton method for numerical modeling of fracture of heterogeneous elastic-plastic materials. *Fracture and Structural Integrity*, 2013, vol. 24, pp. 59-91.
50. Psakhie S.G., Shilko E.V., Grigoriev A.S., Astafurov S.V., Dimaki A.V., Smolin A.Yu. A mathematical model of particle-particle interaction for discrete element based modeling of deformation and fracture of heterogeneous elastic-plastic materials. *Engng. Fract. Mech.*, 2014, vol. 130, pp. 96-115.
51. Shilko E.V., Psakhie S.G., Schmauder S., Popov V.L., Astafurov S.V., Smolin A.Yu. Overcoming the limitations of distinct element method for multiscale modeling of materials with multimodal internal structure. *Comp. Mater. Sci.*, 2015, vol. 102, pp. 267-285.
52. Basniev K.S., Kochina I.N., Maksimov V.M. Podzemnaya gidromekhanika [Underground fluid mechanics]. Moscow: Nedra, 1993, 416 p.

53. Stefanov Yu.P. Lokalizatsiia deformatsii i razrushenie v geomaterialakh. Chislennoe modelirovanie [Deformation localization and fracture in geomaterials. Numerical simulation]. *Phys. Mesomechanics*, 2002, vol. 5-6, pp. 67-77.

54. Makarov P.V., Smolin I.Yu., Stefanov Yu.P. [et al.] Nelineinaia mehanika geomaterialov i geosred. [Nonlinear mechanics of geomaterials and GeoMedia]. Novosibirsk: Akademicheskoe izdatel'stvo "Geo", 2007. 235 p.

55. Robin P.Y.F. Note on effective pressure. *J. Geophys. Res.*, 1973, vol. 78, pp. 2434-2437.

56. Yamaji A. An Introduction to Tectonophysics: Theoretical Aspects of Structural Geology. Tokyo: TERRAPUB, 2007, 386 p.

57. Kwon O., Kronenberg A.K., Gangi A.F., Johnson B. Permeability of Wilcox shale and its effective pressure law. *J. Geophys. Res.*, 2001, vol. 106, pp. 19339-19353.

58. Alam M.M., Fabricius I.L., Christensen H.F. Static and dynamic effective stress coefficient of chalk. *Geophysics*, 2012, vol. 77, pp. L1-L11.

59. Zwietering M.H., Jongenburger I., Rombouts F.M., van't Riet K. Modeling of the bacterial growth curve. *Appl. Environ. Microb.*, 1990, vol. 56, no. 6, pp. 1875–1881.

60. Grigoriev A.S., Shilko E.V., Astafurov S.V., Dimaki A.V., Vysotsky E., Psakhie S.G. O vliianii dinamicheskikh vozmushchenii napriazhennogo sostoianiia na protsess nakopleniia neobratimyykh deformatsii na granitsakh razdela v blochnyykh sredakh [Effect of dynamic stress state perturbation on irreversible strain accumulation at interfaces in block-structured media]. *Phys. Mesomechanics*, 2016, vol. 19, pp. 136-148.