

Влияние высокосжимаемой фракции пористости на вариации скоростей P- и S-волн в сухой и насыщенной породе: сопоставление модели и экспериментов

В.Ю. Зайцев, П. Сас¹

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия

¹Католический университет Лёвен, Лёвен, 3000, Бельгия

Модель среды, ранее предложенная авторами, применяется для интерпретации ряда известных данных по зависимости скоростей упругих волн от давления в сухих и насыщенных образцах песчаников с целью выяснения роли высокосжимаемой (трещиноподобной) фракции пористости. Использованный подход позволил определить характеристики реальных дефектов в терминах их нормальной и сдвиговой податливостей. Для сухих дефектов найдено, что величина отношения нормальной податливости к сдвиговой может достигать 5–7, в то время как многие известные модели (типа контактов Герца–Миндлина или эллиптических трещин) обычно предсказывают это отношение в диапазоне 0.8–2.2. Обнаруженная повышенная нормальная податливость дефектов для некоторых образцов песчаника приводит к очень низкой величине коэффициента Пуассона породы. В работе обсуждается пример песчаника, демонстрирующего отрицательное значение коэффициента Пуассона в сухом состоянии. Для образцов в насыщенном состоянии найдено, что нормальная податливость дефектов становится ниже сдвиговой (типично в 1.5–3 раза). С точки зрения роли «глобальных» (в смысле Био) и локальных (сквирт) потоков жидкости проведенное рассмотрение свидетельствует о сильном доминировании локального механизма, включая и те примеры, при интерпретации которых ранее предполагалось существование некоторого третьего, неидентифицированного механизма.

1. Введение

Необходимость достаточно полного понимания связи между микроструктурой породы и ее макроскопическими сейсмическими свойствами является одной из ключевых проблем как для физики сейсмических волн, так и в прикладных задачах интерпретации данных сейсмического зондирования. Соответственно огромное число публикаций посвящено моделированию дисперсионных свойств сейсмических волн в широком значении термина — зависимости скоростей волн от частоты, приложенного внешнего давления, флюидонасыщения, микроструктурных особенностей среды, таких как влияние пор, межзеренных контактов, трещин и т.п. (см., например, [1]). При наличии дефектов в однородной упругой матрице породы важнейшими факторами, влияющими на свойства волн, являются податливость дефектов в сухом состоянии и их флюидонасыщение. При моделировании роли флюидонасыщения можно выделить две существенно различающиеся концепции. Одна берет происхождение от работ Био и развивает идею о влиянии

крупномасштабных («глобальных») движений флюида относительно упругой матрицы в поровых каналах [2, 3]. Другая группа работ связана с рассмотрением локальных («сквирт») потоков на контактах зерен или внутри трещин [4–8]. Сравнение с экспериментами показывает, что для высокопористых материалов (например, искусственные спеченные упаковки зерен) механизм Био очень существен [1]. В то же время, исследование скоростей упругих волн в реальных пористых горных породах часто показывает доминирование локального механизма, хотя в некоторых случаях [9] результаты измерений, казалось бы, не соответствуют ни глобальному, ни локальному механизмам.

Ниже мы используем модель микронеоднородной упругой среды [10] для интерпретации ряда известных экспериментальных данных по зависимости скоростей P- и S-волн от давления в образцах горных пород. Цель проводимого сопоставления — определение свойств высокосжимаемой (трещиноподобной) фракции пористости в терминах нормальной и сдвиговой податли-

вости дефектов. Используемая модель [10] может быть охарактеризована как полуфеноменологическая в том смысле, что параметры податливости отдельных дефектов (например, трещин в упругой матрице) в модели введены феноменологически, а результирующие макроскопические параметры материала находятся последовательным микромеханическим усреднением запасенной упругой энергии. Подобный энергетический подход использовался, например, в известных моделях трещиносодержащих пород [11–13]. Однако эти модели основывались на конкретных физических моделях дефектов, для которых известны точные решения, в частности, модель эллиптических трещин, хотя реальные трещины часто заметно отличаются от эллиптических [14]. Существенно, что заранее выбранная конкретная модель дефекта, как правило, предполагает довольно ограниченный диапазон изменения его определяющих упругих параметров — нормальной и сдвиговой податливостей. Например, для сухих эллиптических трещин отношение этих податливостей определяется коэффициентом Пуассона γ упругой матрицы и равно $(1+\gamma)(2-\gamma)$ [10]. Таким образом, для практически всего допустимого диапазона изменения коэффициента Пуассона однородной упругой матрицы $0 < \gamma < 0.5$ это отношение податливостей близко к двойке. Конечно, наличие жидкости в трещине снижает это отношение, так как флюид уменьшает сжимаемость трещины. С этой точки зрения в используемой ниже модели введение для трещиноподобных дефектов феноменологических параметров податливостей позволяет избежать изначальных ограничений на величину их отношения и учесть за счет изменения его величины в том числе роль флюидонасыщения дефектов. Далее из сравнения предсказаний модели и данных эксперимента по скоростям упругих волн величина этого отношения для реальных дефектов может быть определена. Как показано ниже, найденные таким образом параметры податливости оказываются заметно отличающимися от свойств, предполагаемых в таких часто используемых моделях дефектов, как эллиптические трещины или контакты Герца–Миндлина [15]. Отметим, что подобный подход был использован в работе [16] для определения жесткостей контактов в гранулированных средах. С этой целью в работе [16] известная модель [17] была переформулирована в терминах феноменологических (заранее не предопределенных) параметров нормальной и тангенциальной упругости контактов. Для планарных дефектов типа разрывов сплошности по плоскости или параллельных слоев трещин подобные параметры упругости использовались в работах [18–21] при обсуждении анизотропии материала с такими дефектами структуры или для определения упругих свойств отдельных разрывов сплошности из сравнения с экспериментом [22]. В этом контексте применяемая ниже модель [10] сочетает описание дефектов с

помощью нормальных и тангенциальных податливостей и применяемую в моделях трещиноватых сред процедуру статистического осреднения упругой энергии, запасенной случайно и изотропно-ориентированными планарными дефектами.

По ходу проводимого анализа экспериментальных данных был найден показательный пример сухого песчаника с отрицательным значением коэффициента Пуассона. Как известно, для существенно анизотропных случаев возможность отрицательных значений эффективного коэффициента Пуассона по некоторым направлениям в материале достаточно хорошо известна [23]. В работе [24] обращено внимание, что присутствие трещин, у которых тангенциальная податливость отсутствует вообще, также может привести к отрицательным значениям коэффициента Пуассона. Ниже на основе модели [10] дается интерпретация, каким образом отрицательный коэффициент Пуассона может наблюдаться в изотропном в среднем материале со случайно ориентированными реальными дефектами, обладающими как нормальной, так и тангенциальной податливостью.

В контексте влияния флюидонасыщения проведенное рассмотрение свидетельствует об определяющем вкладе сквирт-механизма в зависимость скоростей упругих волн от давления. Более того, будет показано, что этот вывод справедлив и для образцов, поведение которых ранее [9] интерпретировалось как проявление некоторого неидентифицированного (т.е. не Био и не сквирт) механизма.

2. Основные уравнения

В этом разделе мы кратко остановимся на основных результатах упруго-диссипативной модели микронеоднородной среды [10] (только в части упругих свойств материала). В этой модели материал рассматривается как упругая матрица, содержащая случайно-ориентированные планарные высокосжимаемые включения (типа трещин). Расстояние между этими дефектами и их размер предполагаются много меньшими длины упругой волны. Предполагается также, что концентрация дефектов достаточно мала, чтобы можно было пренебречь их взаимодействием. В принципе, учет взаимодействия может быть дополнительно введен в модель, например, методом «самосогласованного приближения» аналогично [13]. Основной задачей модели [10] было, однако, не выяснение пределов применимости в смысле максимальной концентрации дефектов, а четкое выявление различного характера влияния их нормальной и тангенциальной податливостей на различные упругие модули (и поглощение различных типов волн). Как будет видно ниже из сравнения с экспериментом, даже в приближении невзаимодействующих дефектов модель еще вполне удовлетворительно описывает уменьшение упругих скоростей на 20–30 % по сравнению с их предельными

(«матричными») значениями, соответствующими высоким давлениям на образец, когда трещиноподобные мягкие дефекты практически закрыты.

В качестве характеристики мягкости дефектов в работе [10] были введены параметры нормальной и сдвиговой податливости $\zeta \ll 1$, $\zeta \in [0, 1]$ и $\xi \ll 1$, $\xi \in [0, 1]$, которые связывают эффективные упругие модули E_d и G_d дефектов с модулем Юнга E и сдвиговым модулем G среды-матрицы:

$$E_d \equiv \zeta E, \quad G_d \equiv \xi G. \quad (1)$$

Параметры ζ , ξ близки по смыслу к безразмерным параметрам нормальной и тангенциальной податливостей, введенным в [20, 21]. Ориентация дефектов с различными параметрами характеризуется распределением $v(\psi, \varphi, \zeta, \xi)$, которое зависит от двух углов ориентации ψ , φ и безразмерных параметров податливости ζ , ξ . Для случайной изотропной ориентации угловая часть распределения $v(\psi, \varphi) = 1/(4\pi)$. Суммирование по всем ориентациям и параметрам податливости дефектов дает их полную объемную концентрацию

$$v_t = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \int_0^1 v(\psi, \varphi, \zeta, \xi) \sin \psi d\psi d\zeta d\xi,$$

которая много меньше единицы в силу предположения о том, что расстояние между дефектами значительно больше характерного диаметра дефекта.

Рассматривая количества запасенной упругой энергии в среде-матрице и на дефектах, получаем выражения для модуля объемной сжимаемости K_{eff} , модуля Юнга E_{eff} , модуля сдвига G_{eff} , модуля для плоской продольной волны M_{eff} (P-волны) и эффективного коэффициента Пуассона γ_{eff} микронеоднородного материала [10]:

$$\tilde{K} = \frac{K_{\text{eff}}}{K} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3}N_1/(1-2\gamma)}, \quad (2)$$

$$\tilde{E} = \frac{E_{\text{eff}}}{E} = \frac{1}{1 + \frac{1}{5}N_1 + \frac{4}{15}(1+\gamma)N_2}, \quad (3)$$

$$\tilde{G} = \frac{G_{\text{eff}}}{G} = \frac{1}{1 + \frac{2}{15}N_1/(1+\gamma) + \frac{2}{5}N_2}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \tilde{M} &= \frac{M_{\text{eff}}}{M} = \\ &= \frac{1 + \frac{4}{15}N_1/(1-\gamma) + \frac{2}{15}N_2(1+\gamma)/(1-\gamma)}{[1 + \frac{2}{15}N_1/(1+\gamma) + \frac{2}{5}N_2][1 + \frac{1}{3}N_1/(1-2\gamma)]}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{\gamma - \frac{1}{15}N_1 + \frac{2}{15}(1+\gamma)N_2}{1 + \frac{1}{5}N_1 + \frac{4}{15}(1+\gamma)N_2}. \quad (6)$$

Здесь E , G и M соответствуют модулям материала-матрицы, а безразмерные величины \tilde{E} , \tilde{G} и \tilde{M} описывают уменьшение модулей микронеоднородной среды по сравнению с материалом-матрицей. Параметры N_1 и N_2 в выражениях (2)–(6) характеризуют вклады соответственно нормальной и тангенциальной податливостей дефектов. Выражения для N_1 и N_2 через введенные параметры податливостей и функции распределения дефектов имеют следующий вид:

$$N_1 = \int v(\zeta) \zeta^{-1} d\zeta, \quad N_2 = \int v(\xi) \xi^{-1} d\xi, \quad (7)$$

где введены парциальные распределения по параметрам ζ , ξ :

$$\begin{aligned} v(\zeta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \int_0^1 v(\psi, \varphi, \zeta, \xi) \sin \psi d\psi d\zeta d\xi, \\ v(\xi) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \int_0^1 v(\psi, \varphi, \zeta, \xi) \sin \psi d\psi d\zeta. \end{aligned} \quad (8)$$

Ниже параметры N_1 и N_2 называются эффективными нормальной и сдвиговой плотностями дефектов соответственно. Физически эти параметры определяются совместно податливостью дефектов и их концентрацией. Например, для изотропно ориентированных идентичных дефектов с параметрами ζ и ξ имеем:

$$N_1 = v_t / \zeta, \quad N_2 = v_t / \xi.$$

Отметим, что «самосогласованные» формулы для модулей трещиноватой среды из работы [13] (в пределе малых концентраций дефектов) похожи по структуре на выражения (2)–(6), однако в явном виде там не разделены вклады нормальной и тангенциальной податливостей трещин.

В следующем разделе уравнения (2)–(6) будут использованы для выяснения свойств нормальной и тангенциальной упругостей реальных дефектов на основе интерпретации ряда известных экспериментальных данных.

3. Сопоставление модели и экспериментальных данных

В данном разделе мы используем приведенные в [8, 9] экспериментальные данные по зависимостям скоростей P- и S-волн в типичных для нефтяных полей образцах песчаников от приложенного гидростатического давления. В этих работах проведено детальное обсуждение применимости сквирт-механизма для объяснения наблюдаемых величин P- и S-скоростей. Главной целью проводимого ниже сопоставления будет нахождение величин эффективных нормальной и сдвиговой плотностей дефектов N_1 и N_2 и нахождение отношения

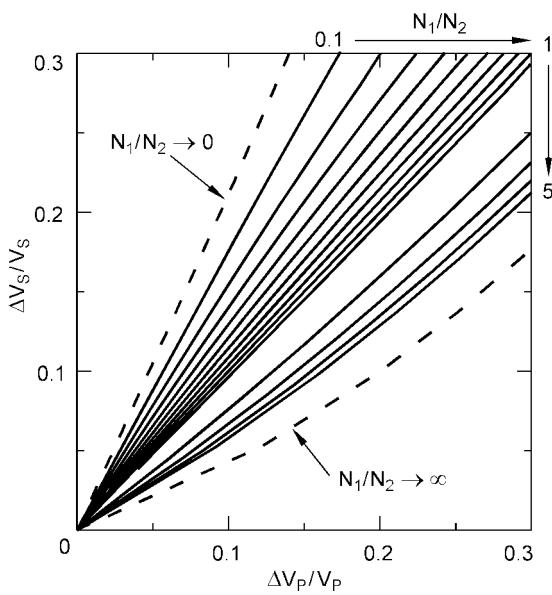


Рис. 1. Пример расчетной параметрической зависимости, демонстрирующей чувствительность вариаций скоростей сдвиговых и продольных волн к величине отношения нормальной и сдвиговой податливостей дефектов. Отношение N_1/N_2 меняется от 0.1 до 1 (шаг 0.1) и от 1 до 5 (шаг 1). Штриховые линии соответствуют пределам $N_1/N_2 \rightarrow 0$ и $N_1/N_2 \rightarrow \infty$

N_1/N_2 , равного усредненному отношению нормальной и сдвиговой податливостей дефектов в материале. Для нахождения двух параметров на основе уравнений (2)–(6), необходимо иметь данные для каких-либо двух различных модулей (или скоростей), в том числе их значения в материале-матрице. Следуя [9], в качестве параметров материала-матрицы будем брать значения скоростей при максимальных давлениях (50–100 МПа) на образец, при которых высокосжимаемые дефекты уже практически закрыты. Отметим, что при этом значения скоростей в материале-матрице все еще могут быть понижены из-за влияния слабосжимаемых сфероидальных и цилиндрических пор, составляющих подавляющую часть общей пористости (9–12 % для большинства образцов) [8, 9]. Как указано в [8], в использованном диапазоне давлений изменение видимой общей пористости образцов было пренебрежимо мало (доли процента), так что наблюдаемое выраженное изменение скоростей заведомо связано именно с трещиноподобной мягкой фракцией пористости. Отметим, что по причине слабого изменения общей видимой пористости мы пре-небрегаем небольшими изменениями плотности материала, относя наблюдаемые изменения скоростей преимущественно за счет изменения упругих модулей материала.

Для сравнения наблюдавших и предсказываемых вариаций скоростей удобно исходные экспериментальные данные для величин скоростей продольной и сдвиговой волн при разном гидростатическом давлении на образец

представить в виде параметрической зависимости относительных изменений скорости одной волны $\Delta V_s/V_s$ от вариаций скорости другой волны, $\Delta V_p/V_p$. Вариации ΔV_s и ΔV_p отсчитываются от значений скоростей при высоких давлениях. На рис. 1 представлен набор таких теоретически рассчитанных зависимостей на основе уравнений (4) и (5) для различных отношений N_1/N_2 нормальной и сдвиговой податливостей (от значений, близких к нулю, до много больших единицы). Эти графики наглядно демонстрируют чувствительность обусловленных дефектами изменений скоростей Р- и S-волн к величине отношения N_1/N_2 нормальной и тангенциальной сжимаемости дефектов. Отметим, что все физически возможные наведенные изменения скоростей для изотропно ориентированных дефектов ограничены довольно узким сектором, границы которого на плоскости $\Delta V_s/V_s$ и $\Delta V_p/V_p$ показаны на рис. 1 штриховыми линиями.

Можно поставить вопрос, какую именно пару скоростей (упругих модулей) или их комбинаций следует использовать, чтобы получить зависимость этих величин друг от друга, обеспечивающую максимальную чувствительность к изменениям определяющего отношения N_1/N_2 податливостей дефектов? Очевидный ответ состоит в выборе таких комбинаций, которые непосредственно равны самим значениям эффективных «нормальной» N_1 и «сдвиговой» концентраций N_2 дефектов. На таком графике на плоскости (N_1, N_2) будет представлена информация не только об отношении параметров N_1/N_2 , но сами их значения, а сектор допустимых вариаций (см. рис. 1) будет соответствоватьному квадранту. Уравнения (2)–(5) дают для интересующих нас величин $N_{1,2}$ следующие связи со значениями упругих модулей:

$$N_1 = 3(K_m/K - 1)(1 - 2\gamma), \quad (9)$$

$$N_2 = (5/2)(G_m/G - 1) - (K_m/K - 1)(1 - 2\gamma)/(1 + \gamma). \quad (10)$$

Результат (9) интуитивно ожидаем. Действительно, объемный модуль сжатия материала, соответствующий всестороннему гидростатическому давлению, должен быть чувствителен лишь к нормальной податливости дефектов. Комбинация (10), которая чувствительна только к изменениям сдвиговой податливости, далеко не очевидна и ее получение возможно именно благодаря явлому разделению вкладов нормальной и тангенциальной податливостей в уравнениях (2)–(6). Ниже мы будем использовать как параметрическую зависимость $\Delta V_s/V_s$ от $\Delta V_p/V_p$, так и построение на плоскости параметров (N_1, N_2) , пользуясь выражениями (9), (10) и известными связями объемного модуля сжатия с модулями G и M для S- и P-волн.

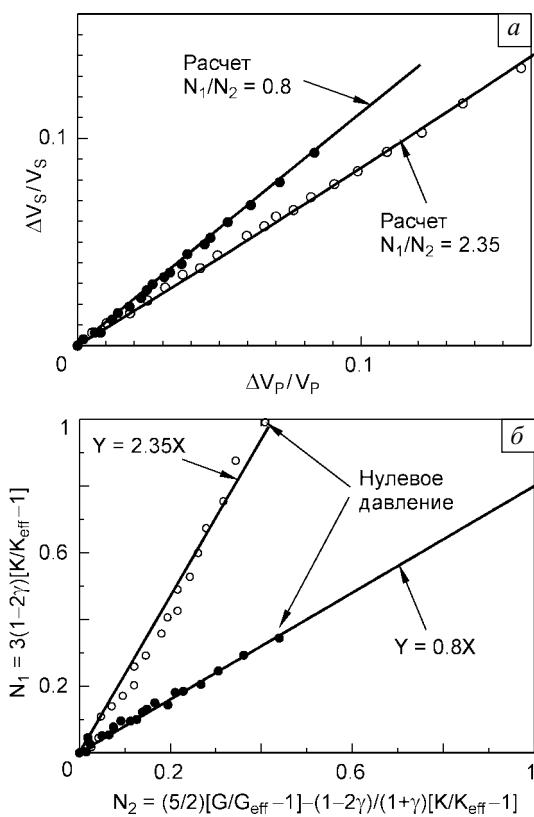


Рис. 2. Экспериментальные данные [25] и модельные кривые для песчаника Navajo, построенные на плоскости $(\Delta V_p/V_p, \Delta V_s/V_s)$ (а) и эффективные «нормальная плотность» N_1 и «сдвиговая плотность» N_2 дефектов на плоскости (N_1, N_2) (б). Светлые кружки — сухой образец, темные кружки — насыщенный. Сплошные линии соответствуют расчету при $N_1/N_2 = 2.35$ (сухой образец) и $N_1/N_2 = 0.8$ (насыщенный образец)

Следуя работе [9], в качестве первого примера возьмем песчаник Navajo (данные получены в работе [25]). На рис. 2, а исходные экспериментальные зависимости скоростей от давления перестроены, как пояснено выше, на плоскости вариаций скоростей $\Delta V_s/V_s$ и $\Delta V_p/V_p$, и на них наложены теоретические зависимости, построенные на основе уравнений (4) и (5). Теоретические кривые соответствуют отношению $N_1/N_2 \approx 2.35$ для сухого образца и $N_1/N_2 \approx 0.8$ для насыщенного. Таким образом, для сухого песчаника Navajo отношение нормальной и тангенциальной податливостей достаточно близко к величине $N_1/N_2 = (1+\gamma)(2-\gamma) \sim 2.1$, ожидаемой для эллиптических трещин. Для насыщенного образца это отношение примерно в $2.35/0.8 \approx 3$ раза ниже. Однако даже пониженное из-за присутствия насыщающей жидкости значение $N_1/N_2 \approx 0.8$ отношения нормальной и тангенциальной податливостей все еще остается близким к единице, а не стремится к нулю, как это часто предполагают для полностью насыщенной среды [13, 20, 21]. Поскольку сжимаемость жидкости мала, такое высокое остаточное значение нормальной

податливости должно означать, что жидкость не остается запертой внутри дефектов, а выдавливается полем упругой волны в соответствии с представлениями сквирт-механизма.

Другой существенной особенностью рис. 2, а является то, что экспериментальные данные с хорошей точностью могут быть аппроксимированы теоретическими зависимостями при постоянном отношении N_1/N_2 во всем диапазоне давлений, что априорно не очевидно. Рисунок 2, б наглядно показывает, что эффективная «сдвиговая плотность» N_2 дефектов при нулевом давлении (когда дефекты максимально открыты — самые правые экспериментальные точки) приблизительно одинакова у сухого и насыщенного образцов песчаника Navajo. В то же время, как видно, «нормальная плотность» N_1 у насыщенного образца уменьшается примерно в 3 раза из-за влияния жидкого наполнения дефектов.

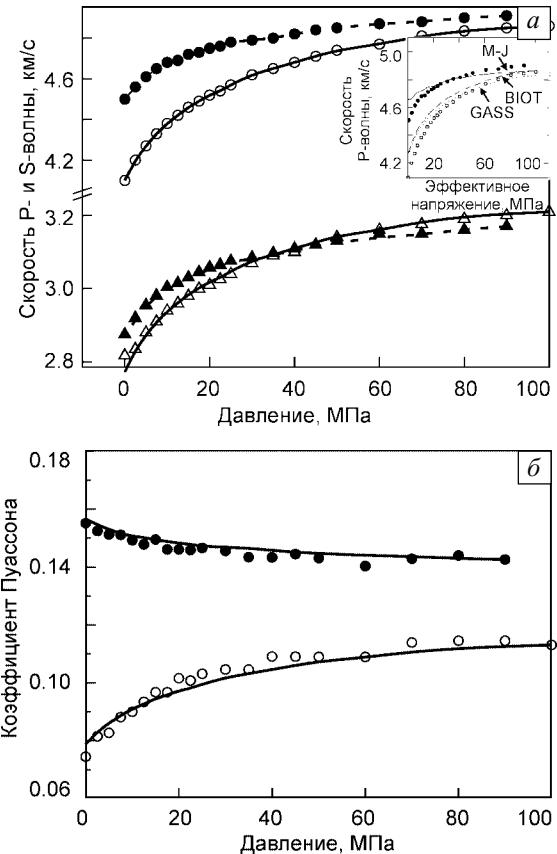


Рис. 3. Исходные зависимости «скорость волны – давление» (данные [25]) (а) и пересчитанные зависимости «коэффициент Пуассона – давление» (б) для песчаника Navajo. Светлые символы — сухой образец, темные символы — насыщенный. На графике (а) треугольники соответствуют S-волне, кружки — P-волне. Сплошные линии соответствуют расчету по модели [10] при $N_1/N_2 = 2.35$ (сухой образец) и $N_1/N_2 = 0.8$ (насыщенный образец). На вставке для сравнения приведены те же экспериментальные данные для P-волны и модельные кривые, воспроизведенные из работы [9]

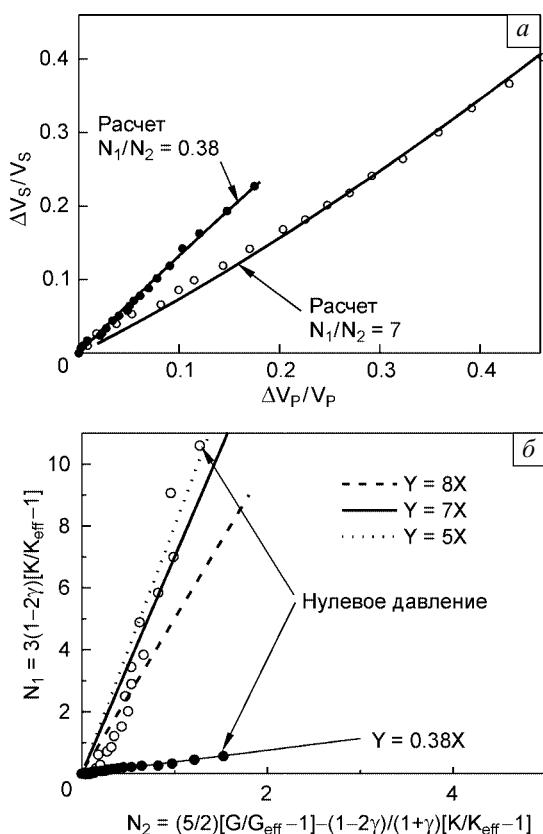


Рис. 4. Экспериментальные точки (данные [25]) и модельные кривые для песчаника Weber, построенные на плоскости $(\Delta V_p/V_p, \Delta V_s/V_s)$ (а) и эффективные «нормальная плотность» N_1 и «сдвиговая плотность» N_2 дефектов на плоскости (N_1, N_2) (б). Светлые кружки — сухой образец, темные кружки — насыщенный. Сплошные линии соответствуют расчету при $N_1/N_2 = 7$ (сухой образец) и $N_1/N_2 = 0.38$ (насыщенный образец)

На следующем графике рис. 3, а данные о зависимости скоростей от давления приведены в форме, похожей использованной в работе [9], вместе с наложенными теоретическими кривыми, построенными для определенных выше значений отношения N_1/N_2 . Конечно, в выражениях (2)–(6) зависимость эффективных плотностей N_1 и N_2 от давления не задана. В связи с этим, для перестроения модельной кривой из параметрической формы на плоскости $(\Delta V_s/V_s, \Delta V_p/V_p)$ в зависимость скоростей от давления приходится пользоваться экспериментальными значениями скоростей при высоком давлении («матричные» значения) и экспериментально полученным соотношением давления и скорости для одной из волн. Для другой волны при том же давлении предсказывается значение скорости, соответствующее выбранному значению отношения N_1/N_2 . На полученных зависимостях отклонения между модельными кривыми и экспериментальными данными едва заметны (рис. 3, а). Отметим, что фактически такая же по смыслу процедура была использована и в работе

[9] для построения модельных зависимостей от давления в насыщенном образце для двух типов волн. При этом в качестве опорных данных были взяты экспериментальные зависимости скоростей от давления для сухого образца и далее были построены предполагаемые измененные значения скоростей в насыщенном образце. Пример такого построения, взятый из [9] для Р-волны в том же образце, показан на вставке на рис. 3, а. Как видно из этого примера, рассчитанные по моделям Гассмана–Био поправки (за счет насыщения видимой пористости) очень сильно не соответствуют измерениям. Методика построения авторов работы [9] (кривая, помеченная инициалами M-J) дает заметно лучший результат, хотя расхождение между ходом экспериментальной зависимости и улучшенной моделью все еще довольно существенно (ср. с совпадением модельных кривых и эксперимента на рис. 3, а). Причины такого расхождения в работе [9] будут пояснены ниже после рассмотрения следующих примеров. В завершение обсуждения образца Navajo приведем также данные рис. 3, а по скоростям, перестроенные в виде зависимости коэффициента Пуассона от давления (рис. 3, б). Как видно, в таком представлении становятся видны незначительные расхождения экспериментальной и теоретической кривых, которые практически неразличимы на рис. 3, а, тем не менее совпадение очень хорошее. Качественно показанное на рис. 3, б уменьшение коэффициента Пуассона с ростом концентрации сухих дефектов (т.е. при понижении давления на образец) и, наоборот, возрастание для насыщенного образца согласуется с известными выводами, например [13]. Однако в работе [13] было показано, что при достаточно высокой плотности дефектов коэффициент Пуассона должен обратиться в ноль одновременно с тем, как все упругие модули тоже обращаются в ноль, что должно интерпретироваться как полное разрушение материала. Следующий пример показывает, что реально ситуация может быть существенно иной.

Следуя далее статье [9], в качестве еще одного примера рассмотрим образец песчаника Weber, для которого данные (из работы [25]), перестроенные на плоскость вариации скоростей $(\Delta V_s/V_s, \Delta V_p/V_p)$, а также наложенные теоретические кривые и зависимости для эффективных концентраций на плоскости (N_1, N_2) приведены на рис. 4. Из рис. 4, б видно, что «сдвиговая концентрация» N_2 в насыщенном состоянии для песчаника Weber остается практически такой же, как в сухом, аналогично случаю песчаника Navajo. Однако для песчаника Weber в насыщенном состоянии нормальная податливость дефектов спадает гораздо сильнее, чем для Navajo, а именно: отношение N_1/N_2 падает от значения $N_1/N_2 \approx 7$ в сухом образце до $N_1/N_2 \approx 0.38$ в насыщенном. Разница достигает почти 20 раз по сравнению с 3 разами для песчаника Navajo. Существенно также, что

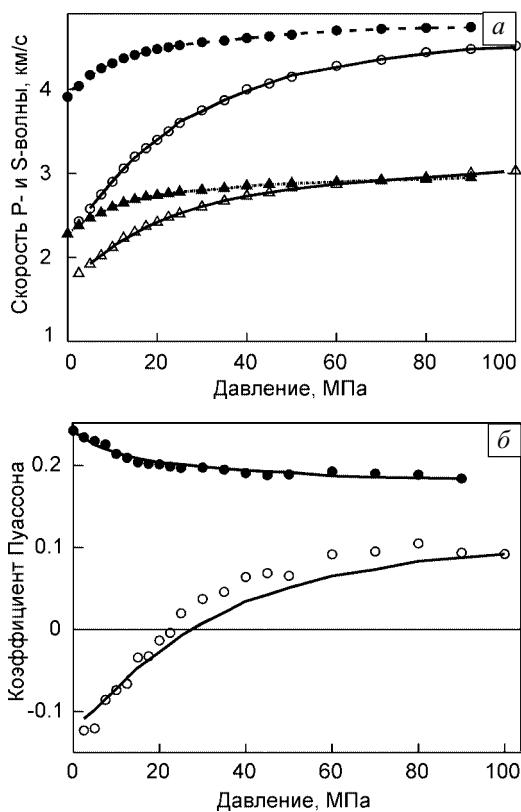


Рис. 5. Исходные зависимости «скорость волны – давление» (данные [25]) (а) и пересчитанные зависимости «коэффициент Пуассона – давление» (б) для песчаника Weber. Светлые символы — сухой образец, темные символы — насыщенный. На графике (а) треугольники соответствуют S-волне, кружки — P-волне. Сплошные линии соответствуют расчету по модели [10] при $N_1/N_2 = 7$ (сухой образец) и $N_1/N_2 = 0.38$ (насыщенный образец). При давлениях ниже 20 МПа коэффициент Пуассона сухого образца отрицателен

для сухого песчаника Weber оцененное отношение $N_1/N_2 \sim 7$ значительно больше ожидаемого для эллиптических трещин и контактов Герца–Миндлина. Более детальное рассмотрение рис. 4, б показывает, что оцениваемые значения N_1/N_2 при различных давлениях варьируются в диапазоне 5–8. Причиной этого может быть как реальное непостоянство отношения N_1/N_2 при разных давлениях, так и влияние пренебрежения взаимодействием дефектов в используемом варианте модели, так как в данном образце наведенные дефектами изменения скоростей уже довольно велики (до 20–25 % в насыщенном и 40 % в сухом). Однако, как видно из рис. 4, а и 5, а, даже постоянное среднее значение $N_1/N_2 = 7$ в модели [10] обеспечивает хорошее качество аппроксимирования экспериментальных зависимостей скоростей в сухом образце во всем диапазоне давлений.

Наконец, на рис. 5, б показана зависимость коэффициента Пуассона от давления для песчаника Weber. Наиболее интересной особенностью этой зависимости явля-

ется область отрицательных значений коэффициента Пуассона в сухом образце при давлениях ниже 20 МПа, т.е. начиная со всего лишь 25-процентного уменьшения скоростей по сравнению с опорным («матричным») значением при высоком давлении. Этот факт существенно не согласуется с предсказанием модели [13], согласно которой материал уже при приближении к нулевому значению коэффициента Пуассона должен быть полностью разрушен. Подчеркнем особо, что анализ связи упругих модулей в образце Weber указывает, что данный материал близок по свойствам к изотропному.

Физически возможность отрицательного значения коэффициента Пуассона в материале с трещиноподобными дефектами легко понять. Предположим сначала, что такие дефекты обладают только нормальной податливостью (т.е. для них $N_1/N_2 \rightarrow \infty$). Далее, если бы все такие дефекты были ориентированы под углом 45 градусов к направлению одноосного (как в стержне) напряжения, то вносимые такими дефектами дополнительные изменения объема среды были бы одинаковыми по знаку и величине как в направлении воздействия, так и в ортогональном направлении. Если концентрация дефектов достаточно велика (так что эти вклады пре-вышают изменения объема собственно упругой матрицы), то такой анизотропный эффективный коэффициент Пуассона (отношение деформаций поперек и вдоль приложенного напряжения) может приблизиться к значению минус единицы. Реально усредненный вклад от случайно ориентированных дефектов в изменение объема материала должен оказаться меньше, и, кроме того, реальные дефекты имеют не только нормальную, но и сдвиговую податливость, что также уменьшает эффект (см. выражение (6)). В изотропном случае минимальное предельное значение коэффициента Пуассона для ненулевого фиксированного отношения $N_2/N_1 \neq 0$ может быть получено на основе выражения (6) при устремлении «нормальной плотности» N_1 к бесконечности (очень высокой концентрации дефектов):

$$\gamma_{\min} = \frac{-1 + 2(1+\gamma)N_2/N_1}{3 + 4(1+\gamma)N_2/N_1}.$$

Это выражение дает для дефектов без тангенциальной податливости $N_1/N_2 \rightarrow \infty$ предельное значение $\gamma_{\min} = -1/3$, а для $N_1/N_2 = 7$ в песчанике Weber получаем оценку $\gamma_{\min} \approx -0.19$, откуда видно, что экспериментально наблюдавшийся минимум $\gamma \approx -0.13$ уже довольно близок к этому пределу. Переход от отрицательных значений к положительным с ростом давления неплохо описывается теоретической кривой (рис. 5, б), причем, как уже было отмечено, теоретические формулы (2)–(6) имеют резерв увеличения точности за счет введения учета взаимодействия дефектов (типа самосогласованного приближения).

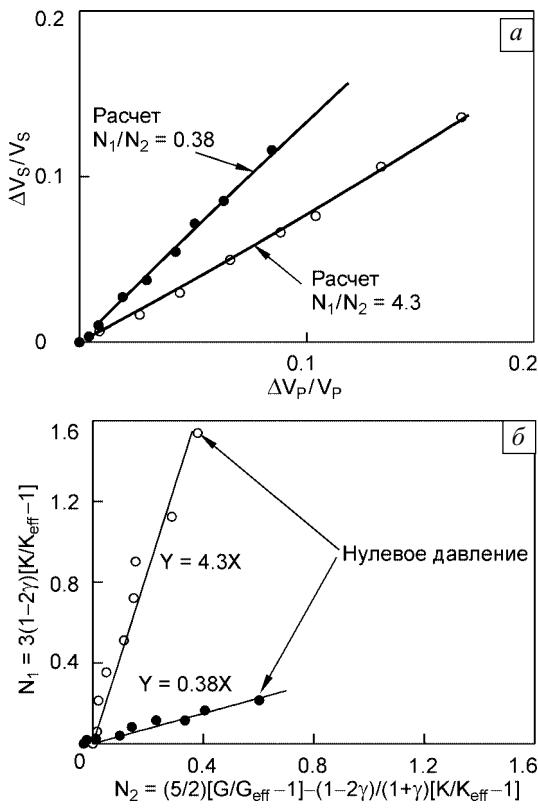


Рис. 6. Экспериментальные точки (данные [26]) и модельные кривые для песчаника Nugget, построенные на плоскости $(\Delta V_p/V_p, \Delta V_s/V_s)$ (а) и эффективные «нормальная плотность» N_1 и «сдвиговая плотность» N_2 дефектов на плоскости (N_1, N_2) (б). Светлые кружки — сухой образец, темные кружки — насыщенный. Сплошные линии соответствуют расчету при $N_1/N_2 = 4.3$ (сухой образец) и $N_1/N_2 = 0.38$ (насыщенный образец)

Рисунки 6 и 7 относятся к песчанику Nugget V (данные [26]), для насыщенного состояния которого в работе [9] предполагалось существование дисперсионного механизма, отличного от Био- и сквирт-механизмов. Теоретические кривые модели [10] на рис. 6 соотвествуют в случае насыщенного образца Nugget отношению $N_1/N_2 \approx 0.38$, что близко к значениям для Weber песчаника, а для сухого состояния это отношение $N_1/N_2 \approx 4.3$, то есть промежуточное между Navajo и Weber. Коэффициент Пуассона этого материала сильно понижен (до 0.03), но из-за меньшей концентрации дефектов (ср. рис. 6, б и рис. 4, б) еще не достигает отрицательной области. Наиболее существенным отличием данного образца, проявившимся на рис. 6, б, является то, что значение «сдвиговой» концентрации N_2 при нулевом давлении в насыщенном образце Nugget значительно выше, чем в сухом состоянии. Этот факт заметно отличается от практически неизменной аналогичной величины N_2 для первых двух образцов как в сухом, так и насыщенном состоянии (ср. рис. 6, б с рис. 2, б и рис. 4, б). Для

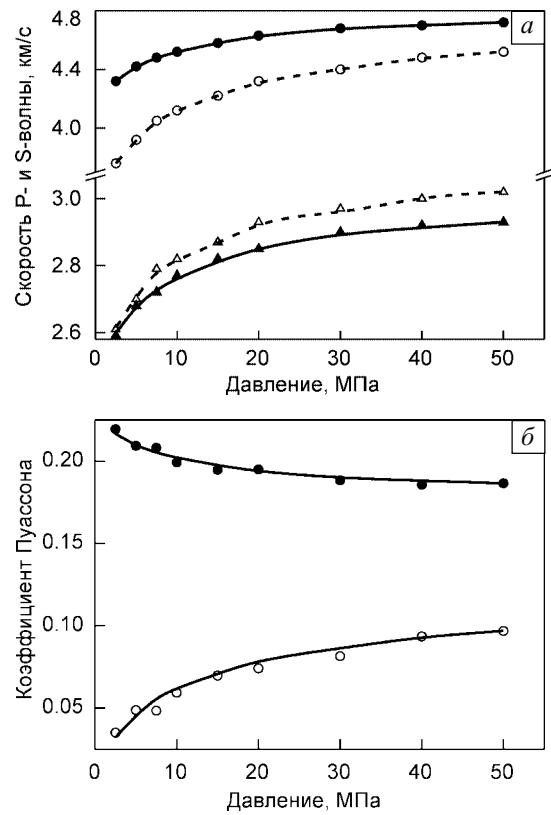


Рис. 7. Исходные зависимости «скорость волны – давление» (данные [26]) (а) и пересчитанные зависимости «коэффициент Пуассона – давление» (б) для песчаника Nugget. Светлые символы — сухой образец, темные символы — насыщенный. На графике (а) треугольники соответствуют S-волны, кружки — P-волны. Сплошные линии соответствуют расчету по модели [10] при $N_1/N_2 = 4.3$ (сухой образец) и $N_1/N_2 = 0.38$ (насыщенный образец)

правых экспериментальных точек (нулевое давление на образец) на зависимостях рис. 6, б четко видно, что соответствующие им значения N_2 в сухом и насыщенном образцах отличаются более, чем в $0.6/0.4 = 1.5$ раза. Иными словами, это означает, что в Nugget песчанике присутствие жидкости заметно увеличило тангенциальную податливость дефектов.

Кривые для скоростей на рис. 7, а показывают, что в Nugget V образце даже при максимальном давлении влияние возросшей за счет насыщения сдвиговой податливости сохраняется во всем диапазоне давлений, так что и при максимальных давлениях скорость S-волны в насыщенном образце заметно ниже, чем в сухом. В то же время, для Navajo и Weber образцов значения скорости S-волны при максимальном давлении практически не отличались в сухом и насыщенном случаях. Если это изменение скорости S-волны в образце Nugget принято во внимание (как это и сделано при построении модельных зависимостей на рис. 6 и 7), то одновременные вариации P- и S-волн от давления прекрасно апп-

роксимируются предложенной моделью [10]. На рис. 7, б представлены зависимости коэффициента Пуассона от давления в сухом и насыщенном случаях, которые также демонстрируют прекрасное согласование с теоретическими кривыми. При этом учет влияния насыщения в модели [10] делается только за счет изменения определяющего отношения N_1/N_2 для высокосжимаемых трещиноподобных дефектов в сухом и насыщенном состоянии. Вклад этих дефектов в общую пористость пренебрежимо мал, что свидетельствует о явном доминировании вклада именно локальных потоков жидкости внутри таких дефектов, в том числе и для образцов Nugget и подобных, которые в рамках интерпретации, проведенной в работах [8, 9], казалось бы демонстрировали поведение, необъяснимое ни механизмом Био, ни сквирт-механизмом.

Проведенное нами рассмотрение позволяет объяснить причины этого кажущегося противоречия со сквирт-моделью, отмеченного в работе [9], авторы которой основывались на сравнении эксперимента с некоторой ожидаемой связью между поправками к различным упругим модулям. Приведенные выше уравнения (2)–(6), в которых явно разделены вклады нормальных и тангенциальных податливостей, позволяют четко увидеть сходство и различие с интерпретацией [9]. В этой работе авторы основывались на полученных ими в [8] соотношениях между дисперсионными поправками к модулям сдвига и объемного сжатия материала с дефектами:

$$\left(\frac{1}{G_{uf}} - \frac{1}{G_{dry}} \right)_{\sigma} \approx \frac{4}{15} \left(\frac{1}{K_{uf}} - \frac{1}{K_{dry}} \right)_{\sigma}, \quad (11)$$

где индекс *uf* означает нерелаксированное (высокочастотное) значение соответствующего модуля и *dry* отвечает релаксированному (низкочастотному) значению модуля. Физически такие изменения модулей связаны с тем, что свойства податливости дефектов могут быть различными на различных частотах. Аналогично [9] можно и в выражениях (2)–(6), где значения параметров $N_{1,2}$ не предопределены, считать, что изменения $\Delta N_{1,2}$ эффективных плотностей дефектов могут зависеть не только от внешнего давления и флюидонасыщения, но и от частоты, что позволяет сопоставлять связи между $\Delta(1/G_{eff})$ и $\Delta(1/K_{eff})$ и упругими модулями за счет любого из факторов, меняющих эффективные плотности дефектов. Похожие логические посылки были использованы в [8, 9] при переходе от выражения (11) для частотных дисперсионных поправок к выражению для связи поправок к величинам модулей за счет изменений давления и флюидонасыщения. Подстановкой (11) в низкочастотные уравнения Гассмана–Био в [8, 9] было приближенно получено:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{G_{sat}} - \frac{1}{G_{dry}} \right)_{\sigma} &\approx \\ &\approx \frac{4}{15} \left[\left(\frac{1}{K_{sat}} - \frac{1}{K_{dry}} \right)_{\sigma} - \left(\frac{1}{K_{sat}} - \frac{1}{K_{dry}} \right)_{high\sigma} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Индекс σ в (12) отвечает текущим значениям давления, $high\sigma$ отвечает значениям при максимальном давлении на образец (дефекты закрыты), а индексы *sat* и *dry*, соответственно — сухому и насыщенному состоянию материала. Именно соотношения (11), (12) были использованы в [9] как критерий доминирования сквирт-механизма при сравнении с данными эксперимента. Отметим, что множитель $4/15$ в (11), (12) обусловлен чисто геометрическим эффектом усреднения ориентаций дефектов по всем направлениям, как и аналогичные множители в структуре выражений (2)–(6). Сравнение выражений (2), (4) и (11), (12) показывает, что аналогом уравнений (11) и (12), следующим из (2) и (4), является:

$$\Delta \left(\frac{1}{G_{eff}} \right) \approx \frac{4}{15} \Delta \left(\frac{1}{K_{eff}} \right) + \frac{2}{5} \frac{1}{G} \Delta N_2. \quad (13)$$

При получении (13) была учтена известная связь $G = (3/2)K(1-2\gamma)/(1+\gamma)$. Поскольку модуль объемного сжатия K_{eff} нечувствителен к тангенциальной податливости дефектов, вариация сдвиговой плотности N_2 входит в правую часть (13) независимо от вариации K_{eff} . Выражение (11) согласуется с (13), если в последнем можно пренебречь вторым слагаемым, то есть в предположении, что в уравнениях (4) и (13) для сдвигового модуля G_{eff} можно пренебречь вкладом сдвиговой плотности N_2 . Из (4) видно, что это требует выполнения довольно жесткого условия $N_1/N_2 >> 3(1+\gamma) > > 3$. Как было показано выше, для обсуждаемых реальных образцов (намеренно выбранных строго теми же, что и в работе [9]) в случае сухой среды отношение $N_1/N_2 \approx 2–7$, а в насыщенной $N_1/N_2 < 1$. Таким образом, даже для сухих образцов в большинстве случаев условие $N_1/N_2 >> 3(1+\gamma)$ применимости выражения (11) для дисперсионных поправок на разных частотах выполняется с очень большой натяжкой, не говоря о насыщенных образцах, где $N_1/N_2 < 1$, т.е. знак неравенства противоположный.

Что касается выражения (12), которое в работе [9] и было основной анализа собственно эффекта насыщения и критерием доминирования сквирт-механизма, то критерий (12) предполагает гораздо более слабые ограничения на параметры податливости дефектов, и предположение $N_1/N_2 >> 3(1+\gamma)$ вообще не требуется.

Связь вида (12) с коэффициентом пропорциональности 4/15 следует из (2), (4) и (13) в предположении, что насыщение образца не изменяет сдвиговую податливость N_2 дефектов. Таким образом, критерий (12) предполагает, что различие между сдвиговыми модулями G_{sat} и G_{dry} определяется исключительно зависимостью нормальной плотности N_1 дефектов от давления и флюидонасыщения. Таким образом, как возможное «фоновое» изменение сдвигового модуля (например, вносимое слабосжимаемой фракцией пористости во всем диапазоне давлений за счет изменения величины N_1), а также влияние возможной изменчивости сдвиговой плотности дефектов N_2 за счет насыщения флюидом совершенно не принимаются во внимание в левой части (12). В то же время, в правой части (12), описывающей вариации модуля объемного сжатия (определенного, в нашей терминологии, только нормальной плотностью дефектов N_1) второе слагаемое в скобках как раз учитывает «фоновые» изменения модуля K за счет изменившейся величины нормальной плотности дефектов N_1 (и только N_1). Таким образом, предположения, лежащие в основе получения левой и правой частей соотношения (12), строго говоря, не согласуются друг с другом и вообще не учитывают возможности вариации N_2 . Справедливость соотношения (12), таким образом, должна нарушаться для материалов, в которых флюидонасыщение влияет на сдвиговую податливость дефектов N_2 .

Экспериментальные зависимости скорости сдвиговой волны, показанные на рис. 3, *a* и 5, *a* совместно с графиками, перестроенными на плоскости (N_1, N_2), свидетельствуют о том, что предположение неизменного значения сдвиговой плотности N_2 в сухом и насыщенном состоянии материала хорошо выполняется для образцов Navajo и Weber песчаников. Этим и объясняется хорошее выполнение критерия (12), отмеченное в работе [9] для этих и подобных образцов. При этом выполнение соотношения (12) с фактором 4/15 свидетельствует о хорошей изотропии образца Weber, демонстрирующего отрицательную величину коэффициента Пуасона.

С другой стороны, для песчаника Nugget (рис. 7, *a*) ясно видно очень существенное (в полтора раза) увеличение «фонового» (т.е. сохраняющегося даже при самых высоких давлениях в насыщенном образце) изменения сдвиговой плотности N_2 , приводящей к фоновым изменениям скоростей для обеих (Р и S) волн. Резкое «фоновое» изменение модуля сдвига за счет увеличения N_2 в насыщенном образце Nugget, не учтенное в (12), привело к нарушению выполнимости критерия (12) для образца Nugget, откуда в [9] и было выведено заключение о влиянии некоторого неизвестного дисперсионного механизма.

С другой стороны, в выражениях (2)–(6) и в теоретических кривых, приведенных на рис. 7, «фоновые» изменения учтены для обоих модулей K и G , так что и для образца Nugget зависящая от давления часть поправки к скоростям волн показала прекрасное согласование экспериментальных точек и теоретических кривых, основанных только на учете влияния изменения свойств податливости высокосжимаемых дефектов, что соответствует учету только локальных (сквирт) потоков внутри дефектов.

Здесь мы ограничимся проведенным детальным обсуждением графиков для трех показательных образов, которые мы намеренно выбрали из числа проанализированных в [9]. Другие независимые проанализированные данные, взятые из [8, 9, 27, 28] также показали хорошее согласование с выражениями (2)–(6). Во всех рассмотренных случаях экспериментальные данные очень хорошо описываются при учете влияния только высокосжимаемой пористости, то есть влияния локальных потоков внутри дефектов в случае насыщенных образцов. При этом практически для всех малопористых пород, исследованных в [28], найденное отношение N_1/N_2 оказалось близким к двойке, характерной для модели эллиптических трещин.

4. Заключение

Из приведенного анализа следует ряд выводов, важных для понимания связи параметров сейсмических волн с микроструктурой среды. Основные результаты можно сформулировать следующим образом.

Относительно соотношения величин скоростей Р- и S-волни проведенное сопоставление показало, что модель [10] позволяет с высокой точностью описывать изменения скоростей как в сухих, так и в насыщенных образцах. Предложенная процедура интерпретации экспериментальных данных может рассматриваться как развитие подхода, представленного в работе [9]. Результаты модифицированного способа интерпретации свидетельствуют о доминировании сквирт-механизма в происхождении наблюдающегося изменения скоростей волн в насыщенных образцах. Показано, что это утверждение верно также и для тех образцов, для которых ранее [9] делался вывод о существовании неизвестного механизма, отличного как от сквирт-механизма, так и механизма Био.

Предложенная эффективная модель среды и соответствующая ей модифицированная процедура интерпретации экспериментальных данных позволили количественно оценить отношение N_1/N_2 нормальной и сдвиговой податливостей дефектов, а также сами значения эффективных концентраций N_1 и N_2 . Проведенное сопоставление выявило ряд неожиданных результатов, а именно: для некоторых сухих образцов отношение по-

датливостей N_1/N_2 оказалось существенно большим единицы (например, $N_1/N_2 \approx 7$ для Weber и $N_1/N_2 \approx 4.3$ для Nugget-песчаника) в отличие от общепринятой ожидаемой величины порядка единицы-двух [13, 16, 21]. Такая повышенная нормальная сжимаемость дефектов может приводить к отрицательным значениям коэффициента Пуассона породы при достаточной концентрации дефектов, что было обнаружено для Weber песчаника при давлениях ниже 20 МПа.

С другой стороны, в насыщенных образцах вместо обычно ожидаемых почти нулевых значений [13, 21] отношения N_1/N_2 для трещиноподобных дефектов, его величины оказались лишь незначительно меньше единицы (например, $N_1/N_2 \approx 0.8$ для насыщенного Navajo песчаника). Эти результаты важны с точки зрения различия насыщенных и сухих пород по данным сейсмического зондирования.

Еще одной априорно неочевидной особенностью дефектов оказалось почти постоянное значение отношения N_1/N_2 в широком диапазоне исследованных давлений, вплоть до максимальных, соответствующих практически полному закрытию дефектов. Проведенное сопоставление показало, что эффективная модель среды [10] позволяет описывать с весьма высокой точностью наблюдаемые микроструктурно-обусловленные изменения скоростей упругих волн, в том числе модель адекватно учитывает роль флюидонасыщения дефектов. Выявленные при этом свойства пород должны приниматься во внимание при планировании оптимального акустического зондирования среды и интерпретации сейсмических данных в задачах сейморазведки.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 02-02-16237) и проекта «Neue Hochleistungswerkstoffe fur effiziente Energienutzung» университета Саарбрюкена (В.З.) Авторы благодарят проф. С. Шапиро и д-ра Ван дер Каллена за полезные дискуссии.

Литература

1. Bourbie T., Coussy O., Zinszner B. Acoustics of porous media. – Paris: Editions Technip, 1987. – 334 p.
2. Biot M.A. Theory of acoustic attenuation, propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I. Low-frequency range // J. Acoust. Soc. Amer. – 1956. – V. 28. – P. 168–178.
3. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: II. Higher frequency range // J. Acoust. Soc. Amer. – 1956. – V. 28. – P. 179–191.
4. Mavko G., Nur A. Melt squirt in the asthenosphere // J. Geophys. Res. – 1975. – V. 80. – P. 1444–1448.
5. Murphy W.F. Acoustic measures of partial gas saturation in tight sandstones // J. Geophys. Res. – 1984. – V. 89. – P. 11549–11559.
6. Winkler K.W. Dispersion analysis of velocity and attenuation in Berea sandstone // J. Geophys. Res. – 1985. – V. 90. – P. 6793–6800.
7. Winkler K.W. Estimates of velocity dispersion between seismic and ultrasonic frequencies // Geophysics. – 1986. – V. 51. – P. 183–189.
8. Mavko G., Jizba D. Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks // Geophysics. – 1991. – V. 56. – P. 1940–1949.
9. Mavko G., Jizba D. The relation between seismic P- and S-velocity dispersion in saturated rocks // Geophysics. – 1994. – V. 59. – No. 1. – P. 87–92.
10. Zaitsev V., Sas P. Elastic moduli and dissipative properties of micro-inhomogeneous solids with isotropically oriented defects // Acta Acustica. – 2000. – V. 86. – P. 216–228.
11. Walsh J.B. The effect of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks // J. Geophys. Res. – 1965. – V. 70. – P. 399–411.
12. Walsh J.B. The effect of cracks on Poisson's ratio // J. Geophys. Res. – 1965. – V. 70. – P. 5249–5247.
13. Budiansky B., O'Connell R.J. Elastic moduli of dry and saturated cracked solids // Int. J. Solid Structures. – 1976. – V. 12. – P. 81–97.
14. Mayko G.M., Nur A. The effect of nonelliptical cracks on the compressibility of rocks // J. Geophys. Research. – 1978. – V. 83. – 4459–4468.
15. Джонсон К. Механика контактного взаимодействия. – М.: Мир, 1989. – 512 с.
16. Winkler K.W. Contact stiffness in granular porous materials: comparison between theory and experiment // Geophys. Res. Lett. – 1983. – V. 10. – No. 11. – P. 1073–1076.
17. Digby P.J. The effective elastic moduli of porous granular rocks // J. Appl. Mech. – 1981. – V. 48. – P. 803–808.
18. Schoenberg M., Douma J. Elastic wave propagation in media with parallel fractures and aligned cracks // Geophys. Prospecting. – 1988. – V. 36. – P. 571–590.
19. Schoenberg M., Sayers C. Seismic anisotropy of fractured rock // Geophysics. – 1995. – V. 60. – P. 204–211.
20. Бакулин А.В., Молотков Л.А. Эффективные модели поврежденных и пористых сред // Изд. СПб ун-та, 1998.
21. Bakulin A., Grechka V., Tsvankin I. Estimation of fracture parameters from reflection seismic data. Pts. I–III // Geophysics. – 2000. – V. 65. – No. 6. – P. 1788–1830.
22. Костюченко В.Н., Коcharян Г.Г., Павлов Д.В. Деформационные характеристики межблоковых промежутков различного масштаба // Физ. мезомех. – 2002. – Т. 5. – № 5. – С. 23–42.
23. Tokmakova S.P. Cuts with negative Poisson's ratio in crystals // Non-linear acoustics at the beginning of the 21st century / Eds. (ISNA-16) O.V. Rudenko, O.A. Sapozhnikov. – Moscow: MSU, 2002. – V. 2. – P. 669–672.
24. Назаров В.Е., Сутин А.М. О коэффициенте Пуассона трещиноватых сред // Акуст. журн. – 1995. – Т. 41. – № 6. – С. 932–934.
25. Coyner K.B. Effects of stress, pore pressure, and pore fluids on bulk strain, velocity, and permeability in rocks / Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1984.
26. Han D. Effects of porosity and clay content on acoustic properties of sandstones and unconsolidated sediments // Ph.D. Dissertation, Stanford University, 1986.
27. Gordon R.B., Davis L.A. Velocity and attenuation of seismic waves in imperfectly elastic rock // J. Geophys. Res. – 1968. – V. 73. – No. 12. – P. 3917–3935.
28. Seipold U., Mueller H.-J., Tuisku P. Principle differences in the pressure dependence of thermal and elastic properties of crystalline rocks // Phys. Chem. Earth. – 1998. – V. 23. – P. 357–360.

Effect of the high-compliant porosity on variations of P- and S-wave velocities in dry and saturated rocks: comparison between theory and experiment

V.Yu. Zaitsev and P. Sas¹

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

¹ Catholic University of Leuven, Leuven, 3000, Belgium

An effective medium model recently developed by the present authors is applied for interpretation of known experimental data on pressure dependencies of elastic wave velocities in dry and saturated rocks in order to elucidate the effect of the highly compliant fraction of the porosity. Our approach has allowed for determination of essential features of the soft defects in terms of their shear and normal compliances. For the dry defects, we found that the ratio of the normal to shear compliance may be as high as 5–7, in contrast to the range 0.8–2.2 expected for such widely used defect models as Hertz–Mindlin contacts or elliptical cracks. This high normal compliance of the real defects results in strong decrease of Poisson's ratio of the rock down to negative values. In the paper we consider an example of dry sandstone exhibiting negative Poisson's ratio. For saturated samples, we found that the normal compliance of the defects becomes smaller than the shear one (typically 1.5–3 times). From the point of view of the role of “global” (in the sense of Biot) and local (squirt) fluid flows, the performed examination indicates strong domination of the squirt mechanism including the cases, for which a third, unidentified dispersion mechanism was earlier supposed.