

Федеральное агентство научных организаций
Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Манаков Сергей Александрович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД
МЕТОДАМИ КОГЕРЕНТНОЙ АКУСТИКИ**

01.04.06 – Акустика

Диссертация на соискания ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Лебедев Андрей Вадимович

Нижний Новгород 2016

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Исследование акустических свойств пористой горной породы при разных степенях насыщения водой.....	20
1.1 Описание эксперимента	23
1.2 Описание образца	27
1.3 Зависимость модулей упругости и коэффициентов потерь от степени насыщения водой	29
1.4 Исследование нелинейного резонансного отклика образца карбонатной горной породы	44
1.5 Исследование медленной релаксации остаточных деформаций	56
1.6 Заключение	61
ГЛАВА 2. Исследования модельных гранулированных сред методом акустической спектроскопии	62
2.1 Описание экспериментальной установки	65
2.2 Модельные гранулированные среды	78
2.3 Зависимость модулей упругости от давления поджатия	80
2.4 Исследование нелинейных эффектов и релаксации в гранулированной среде	88
2.5 Заключение	94
ГЛАВА 3. Исследования дисперсных грунтов в натуральных условиях методами когерентной сейсмоакустики	95
3.1 Межскважинное профилирование на SH-волнах в натуральных условиях фазовым методом	97
3.2 Развитие фазовых методов измерения характеристик природных сред в натуральных условиях с использование поверхностных волн	108

3.3 Заключение	118
Заключение.....	119
Список литературы.....	121
Список работ, опубликованных по теме диссертации.....	133

ВВЕДЕНИЕ

Структурно неоднородные среды представляют собой широкий класс материалов природного и искусственного происхождения [1]. Такие материалы повсеместно используются в строительстве и промышленности, что обуславливает важность исследования их свойств, понимания особенностей поведения при изменяющихся условиях окружающей среды. Примером могут служить инженерные геофизические приложения [2,3]. На важность акустических исследований сред со сложной внутренней структурой указывали классики отечественной физической акустики [4], выделяя соответствующие особенности в акустическом отклике на конечные возмущения (см. также [5]). Структурно неоднородные материалы характеризуются наличием широкого спектра пространственных масштабов, что проявляется в необычных свойствах, отличающих их от микроскопически однородных (например, кристаллических) материалов, что позволило авторам [6] выделить их в отдельный класс материалов.

Обсуждая необычные свойства горных пород, авторы [1] выделяют микроскопические, мезоскопические и макроскопические масштабы. Микроскопические масштабы отвечают взаимодействиям на атомарном уровне и связаны с внутренним устройством зерен кристаллитов, из которых состоят горные породы. Мезоскопические масштабы ($\sim 10^{-6}$ м [6]) связаны с размерами трещин, пространства между зернами и т.п. элементов структуры. Подобные масштабы существенно больше микроскопических, но меньше макроскопических, которым отвечают масштабы порядка размера образцов горных пород ($\geq 10^{-1}$ м), что намного больше типичных размеров зерен кристаллитов ($\sim 10^{-4}$ м).

По существу свойства горных пород определяются не столько их составом, сколько особенностями устройства внутренних связей между составляющими их кристаллитами, что хорошо видно из моделей эффективных сред [7–9]. Таким образом, особенности взаимодействий на мезоскопических масштабах явным образом проявляются в макроскопическом акустическом отклике, что позволяет

судить о мезоскопической структуре гетерогенной среды по ее макроскопическому отклику. Учитывая наличие пор и полостей внутри горных пород, можно предположить существенное влияние жидкости на акустический отклик, что обуславливает важность исследования эффектов насыщения, которым посвящена существенная часть представленного исследования.

Говоря об акустике пористых сред, насыщенных жидкостью, нельзя не упомянуть работы Френкеля, Био и многих других. История исследований в этой области насчитывает уже 60 лет, начиная со ставшей классической работы Био [10]. В модели Био, равно, как и в модели Гассмана, где не учитывается перемещение жидкости относительно пористого «скелета», модуль сдвига горной породы полагается неизменным. Фактически это означает, что жидкость не оказывает влияния на силу связи между зернами. Во многих случаях это приближение является удовлетворительным и имеется немало работ, где теория Био получила экспериментальное подтверждение. Приводить полный список этих работ не имеет смысла, поскольку число заметно больше тысячи (ссылки на многие важные работы приведены в [7] при обсуждении физики пористых горных пород с насыщением жидкостью). Здесь укажем лишь на исследования [11–13], где в лабораторных и натуральных условиях была обнаружена медленная волна Био, связанная с распространением звука в порах (перемещением жидкости относительно «скелета»). Подобная экспериментальная демонстрация является наиболее наглядным подтверждением теории Био [10]. С другой стороны, в течение долгого времени велись и продолжают вестись дискуссии об обоснованности использования теории Био для описания поглощения в донных отложениях. Существуют два полярных мнения [14,15], подкрепленных экспериментальными данными, согласно которым дисперсия звука в донных отложениях отсутствует (см. обзор [14]), или, наоборот, имеется и удовлетворительно описывается теорией Био (обзор, [15]). Несмотря на долгую историю вопроса, до настоящего времени окончательный ответ не найден и предлагаются различные варианты объяснения (например, [16–18]). Проведенные автором диссертации экспериментальные исследования, по-видимому, дают ответ

на вопрос, почему в одних случаях верна точка зрения [14], в других – точка зрения [15].

Неизменность модуля сдвига при насыщении жидкостью горных пород представляет собой скорее исключительный случай. Этот факт отмечен, например, в [7], где приведены ссылки на оригинальные исследования. Однако, следует указать на существенные недостатки известных данных. Так, например, в цикле исследований Мэрфи [19–21], результаты которых затем вошли в справочную литературу [22], имеется недостаток. Прежде всего, исследования продольных и поперечных волн выполнены на различных образцах с использованием различных методов экспериментальных исследований. С учетом имеющегося разброса параметров природных сред сравнение акустических характеристик, связанных с объемными и сдвиговыми деформациями, становится затруднительным. На сильную изменчивость параметров указано и в оригинальной работе [19], которая является основным источником.

Структурно-неоднородные материалы характеризуются аномальными величинами акустической нелинейности [1,23–26], что открывает возможности для нелинейной акустической диагностики, в качестве примеров которой для горных пород и природных сред можно указать на работы [27–29], где получены количественные оценки концентрации дефектов. Среди необычных акустических свойств структурно-неоднородных материалов с широким спектром пространственных масштабов следует отметить переход от классической нелинейности, аналогичной ангармонизму кристаллической решетки [30–32], к нелинейности гистерезисного типа при превышении определенного порога деформации [33,34] с одновременным появлением эффектов медленной релаксации (последствия) с характерной логарифмической или экспоненциальной зависимостью упругих параметров от времени [1,34–37].

Здесь также важно отметить, что наличие жидкости из-за ее влияния на коэффициент адгезии, что наглядно показано в опытах Обреимова [38], или, иными словами, на прочность связей между зернами должно проявиться в особенностях перехода к гистерезисной нелинейности и характеристиках

медленной релаксации. Подобные экспериментальные исследования не проводились, и поэтому данному вопросу уделено внимание в диссертации.

Имеется значительное количество публикаций по нелинейной акустике горных пород (многие из них обсуждаются в [1,23], там же приведены ссылки на оригинальные работы, как отечественных, так и зарубежных авторов). Тем не менее, в подавляющем большинстве работ исследуется реакция на изменение объема (распространение продольной волны). Также следует указать на пионерскую работу [4], где показана генерация второй гармоники сдвиговой волны в структурно-неоднородной среде, и работу [39], где исследуются изгибные колебания (комбинация продольной и сдвиговой деформаций). Макроскопические (акустические) характеристики должны существенным образом зависеть от реакции областей контакта на сдвиг. Это следует из хорошо известной и часто используемой модели Герца–Миндлина [40], из которой следует зависимость макроскопического модуля сдвига от наличия или отсутствия тангенциального проскальзывания зерен. Также необходимо отметить, что медленная релаксация сдвиговых деформаций не анализировалась, и в литературе отсутствуют какие-либо данные.

В целом проведенный анализ литературы показал, что недостатка в теоретических, модельных соображениях нет. Значительно хуже дело обстоит с экспериментальными данными. Поэтому исследования, составившие основу диссертации, были направлены в первую очередь на получение экспериментальных такого качества, которое значительно ограничивает свободу последующей интерпретации. В этом случае очень важен выбор метода исследований. Во-первых, метод должен обеспечить одновременное измерение акустических характеристик, связанных с изменением объема (продольные волны) и связанных с изменением формы (сдвиговые или поперечные волны). Совместный анализ акустических характеристик в этом случае способствует повышению точности моделирования, поскольку модель должна одновременно описывать реакцию на деформации с изменением объема и на деформации чистого сдвига. Во-вторых, измерения должны проводиться при полном контроле

термодинамических условий (температура, давление, влажность), в которых находится исследуемый материал. В этом случае наличие высокой стабильности параметров образца должно способствовать исключению или значительной минимизации влияния возмущений из-за нестационарности условий, при которых проводятся измерения. В-третьих, при анализе акустических откликов на конечные по амплитуде воздействия необходимо точно знать и контролировать величину и тип деформации. Это требование необходимо для получения точных количественных характеристик, в том числе, для определения порога перехода от классической нелинейности («ангармонизма») к режиму деформирования с гистерезисом. Наличие таких количественных характеристик позволяет связать их с характером контактов, что наглядно показано в работах [34,41,42].

Среди большого числа известных методов экспериментальных исследований выделяется метод резонансной акустической спектроскопии гетерогенных сред. Этот метод развит и успешно используется в ИПФ РАН. Резонансная акустическая спектроскопия широко используется в материаловедении для измерения тензора упругости твердых кристаллических тел [43]. Метод основан на наличии однозначной связи между спектром собственных частот колебаний твердотельного резонатора и его тензором упругости. Применительно к рассматриваемой задаче достоинством метода акустической спектроскопии является возможность проведения измерений в области относительно низких частот на образцах с размерами, характерными для кернов. В этом случае влияние дисперсии, обусловленной рассеянием на неоднородностях микроструктуры, оказывается пренебрежимо малым, по сравнению с ультразвуковыми импульсными измерениями (например, [44]). Кроме того, точность измерений оказывается выше, чем при использовании импульсного зондирования, поскольку отсутствует проблема четкого определения времени прихода зондирующего импульса и многомодовый характер распространения (интерферометрические методы измерений [45–48], предложенные и развитые в 60-е годы 20 века, могут быть реализованы при специальных условиях крепления преобразователей – подробнее в указанных

литературных источниках). Немаловажной является возможность проведения измерений при одной конфигурации источник–приемник, что исключает необходимость импульсного зондирования под различными направлениями (например, [49–51]). Также укажем на работы, содержащие обзоры метода акустической спектроскопии [52–56], в которых обсуждаются различные сферы применения метода, начиная от измерения акустических свойств перспективных материалов, и заканчивая задачами диагностики состояния.

Резонансная акустическая спектроскопия горных пород развивается в ИПФ РАН, где был достигнут прогресс в преодолении сложностей, связанных с использованием этого метода для акустических исследований горных пород и других гетерогенных материалов [57–61]. При исследовании гетерогенных материалов, характеризующихся малыми величинами добротности механических колебаний $Q \lesssim 10^2$, необходимо использовать сложные методы обработки данных [57] для разрешения физически перекрывающихся резонансных откликов отдельных мод. Перекрывание резонансных откликов за исключением вырождения из-за геометрии образца и/или особенностей внутренней симметрии кристалла не имеет места в стандартных приложениях [43], где резонансы с величинами добротности $Q \sim 10^5$ идентифицируются по ярко выраженным максимумам спектральной плотности мощности отклика образца. Также в резонансной спектроскопии горных пород необходимо исключить проявление резонансов опорных элементов, попадающих в ту же область частот, что и резонансы исследуемого образца. Для этого используются соответствующие элементы крепления, представляющие механические фильтры низких частот [58]. Дополнительное повышение точности измерений возможно с учетом поправок, обусловленных малыми величинами сил реакции со стороны элементов измерительной системы на колебания исследуемого образца [59].

Важно отметить, что техника акустических измерений в ИПФ РАН не изменяет состояние образца, поскольку не использует клеевой контакт преобразователей с исследуемым материалом. Как известно (см., например, [62]), просачивание клея в пористое пространство существенно и необратимо изменяет

акустические свойства горных пород. Также важно отметить, что число измеряемых резонансных частот всегда больше числа определяемых независимых компонент тензора упругости. Это приводит к увеличению точности измерений, а также стабильности процедуры инверсии при определении тензора упругости и вязких потерь. Примеры работ, направленных на определение концентрации микроскопических трещин, исследования эффектов насыщения пространства пор жидкостью, а также комплексных исследований, направленных на определение предистории формирования горных пород, приведены в [58,60,61] (работа [60] далее обсуждается в диссертации).

Приведенные выше соображения обусловили выбор резонансной акустической спектроскопии в качестве метода исследований. Как уже отмечалось выше, существенный разброс величин модулей объемной и сдвиговой жесткости в работе [19], который достигал 15%, не позволил провести прямое сравнение акустических характеристик для деформаций с изменением объема и для чистого сдвига. Выбранный нами метод измерений позволяет определить скорости продольных и поперечных волн на одном образце и, тем самым, исключить ошибки, связанные с естественными вариациями упругих параметров материала.

Структурно неоднородные среды можно разделить на два класса: консолидированные и неконсолидированные. В первом случае связь между зернами обеспечивается силами адгезии за счет наличия цементирующих веществ между зернами, и для их разрушения необходимо приложить значительное усилие [63]. Структура же неконсолидированных сред сохраняется за счет внешнего давления и при его исчезновении среда из гранул рассыпается на составляющие.

Исследование неконсолидированных гранулированных материалов представляет интерес для фундаментальной науки [64]. В качестве примеров можно привести следующие явления, для которых отсутствует исчерпывающие модели. (1) Передача внешней силы через контакты между зернами сопровождается образованием цепочки сил [65,66], что порождает возможные особенности реакции гранулированных сред на воздействия конечной амплитуды

[66]. (2) Сегрегация гранул по размерам под действием вибраций [67]. (3) Зависимость макроскопических модулей упругости упаковки зерен от давления, которое прижимает зерна друг к другу [7,68], и отклонения этой зависимости от ожидаемых в рамках упрощенных представлений [20,69] из-за возникновения переупаковки и изменения координационного числа. (4) Наличие медленной релаксации [37] и динамического изменения нелинейных акустических свойств [70–72].

Исследование неконсолидированных сред и протекающих в них процессов важно и для многих практических приложений. При проектировании и строительстве фундаментов, для определения их надежности, необходимо знать свойства подстилающего грунта [73]. Свойства грунта определяют отклик среды при сильных землетрясениях [74], долговременном вибрационном воздействии техногенного происхождения [75], оценки риска захоронения опасных отходов [76]. Решение задач диагностики и мониторинга состояния грунтов также требует знание зависимости их характеристик от внешних условий.

История научного исследования свойств грунтов насчитывает чуть больше столетия. Обзор существующих методов исследования неконсолидированных материалов можно найти, например, в [74,75,77] и ряде оригинальных статей (см., например, обзор [64] и близкие по тематике к данной публикации работы [72,78]). Для измерений акустических свойств неконсолидированных сред была разработана схема измерений, позволяющая проводить исследования в широком диапазоне деформаций ($\varepsilon \sim 10^{-9} - 10^{-4}$) [79]. Созданная экспериментальная установка позволяет измерить отклик дисперсного грунта, как на динамический сдвиг, так и на динамическое изменение объема. При этом деформация сдвига и расширения-сжатия однородна.

Полученная в лабораторных условиях информация о поведении неконсолидированных сред может быть использована в натуральных условиях. Характеристики грунта в условиях естественного залегания можно определять как непосредственно, путем изъятия образца [73], так и дистанционно [80]. Дистанционные методы имеют ряд преимуществ. Во-первых, исследования

производятся на большой площади за относительно короткое время. Во-вторых, трудозатраты на проведение исследований меньше. В-третьих, дистанционные методы не нарушают целостность исследуемого материала. Одними из важных свойства грунта являются механические, которые связаны со скоростями распространения и коэффициентами затухания сейсмоакустических волн. Эти параметры могут быть определены сейсмоакустическими методами дистанционно [2,81]. Связь модулей упругости и прочности со скоростями распространения акустических волн наиболее проста по сравнению с эмпирическими зависимостями между электрическими и механическими свойствами [2,82]. Для проведения натуральных измерений было использовано два метода: межскважинное профилирование на SH-волнах с использованием когерентного излучателя и профилирование на основе анализа фазовой скорости и отношения проекций смещения волны Рэлея.

Цель работы

Диссертационная работа посвящена исследованию линейных и нелинейных акустических свойств структурно-неоднородных сред в лабораторных и натуральных условиях в целях развития методов дистанционных исследований. В рамках указанной общей цели решались следующие конкретные задачи:

1. Экспериментальное исследование механоакустических свойств пористых горных пород в зависимости от насыщения жидкостью - модулей упругости и коэффициентов потерь при различных амплитудах возбуждения, а также эффектов медленной динамики. Выделение и интерпретация особенностей, связанных с объемными и сдвиговыми деформациями.
2. Разработка метода и создание экспериментальной установки для измерения акустических характеристик неконсолидированных материалов с последующим исследованием этих характеристик в условиях, моделирующих природные.
3. Разработка фазовых методов когерентной сейсмоакустики в целях диагностики состояния и исследования свойств дисперсных грунтов в натуральных условиях.

Научная новизна

1. С помощью метода резонансной акустической спектроскопии впервые проведено исследование линейных и нелинейных характеристик консолидированной горной породы в зависимости от степени заполнения пор жидкостью. Полученный объем данных позволил уточнить результаты предшествующих исследований и обнаружить ранее неизвестные свойства, в частности, зависящий от насыщенности скачкообразный переход от классической к гистерезисной нелинейности и появление частотной дисперсии коэффициента поглощения при высокой степени насыщения.
2. Предложен и экспериментально апробирован новый метод измерений механоакустических свойств неконсолидированных сред, имеющий преимущества по сравнению с известными. На его основе проведены исследования модельных гранулированных сред и обнаружены неизвестные ранее зависимости, связанные с конечными амплитудами деформаций.
3. Предложены и апробированы новые методы когерентной сейсмоакустики, основанные на фазовых измерениях. Экспериментально показана возможность разрешения слоев со слабым (до единиц процентов) контрастом геоакустических параметров.

Практическая значимость

Информация, полученная при исследовании карбонатной горной породы, может быть использована в сейсморазведке для интерпретации полученных распределений скоростей упругих волн в резервуарах. Результаты измерений нелинейных характеристик могут способствовать совершенствованию методов нелинейной диагностики.

Предложенный метод измерений механических свойств сыпучих сред может быть использован для исследования различных явлений, наблюдаемых в гранулированных средах: динамическая устойчивость грунта, влияние вибрации на просачивание жидкости сквозь пористый материал, влияние состава грунта на модули упругости и коэффициенты потерь и др.

В процессе выполнения работы были разработаны два метода дистанционной диагностики состояния грунта в природных условиях. Первый основан на межскважинном профилировании на SH-волнах с использованием когерентного излучателя; второй – используется анализ фазовой скорости и отношения проекций смещения в волне Рэлея. Эти методы открывают новые возможности для мониторинга и диагностики природных сред в условиях их естественного залегания.

Полученные результаты были использованы при выполнении исследовательских проектов по грантам РФФИ (№№ 11-05-00774, 11-02-01419, 11-05-97031, 13-05-97053, 14-05-31249, 14-02-00695, 15-05-08196, 15-45-02450), по программам фундаментальных исследований ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы» и «Фундаментальные основы акустической диагностики природных и искусственных сред».

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Проведенные исследования эффектов влагонасыщенности на линейные и нелинейные акустические характеристики природных пористых сред позволили дать объяснение их поведения, получить неизвестные ранее зависимости и дать физическое объяснение имеющихся в литературе разногласий по поводу механизмов затухания звука в морском дне.
2. Новый метод диагностики механоакустических свойств неконсолидированных сред, основанный на измерении относительного изменения резонансных частот колебаний контейнера, заполненного сыпучим материалом, позволяет проводить прецизионное исследование линейных и нелинейных акустических характеристик таких материалов.
3. Предложенные новые фазовые методы когерентной сейсмоакустики позволяют проводить диагностику структуры земных структур при слабой изменчивости геофизических параметров приповерхностных слоев на уровне до единиц процентов.

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается проверочными численными экспериментами, теоретическими расчётами и сравнение с данными, полученными в работах других авторов.

Апробация работы

Результаты диссертации были представлены на следующих конференциях:

- XII научная конференция по радиофизике, посвященная 90-летию со дня рождения М.М. Кобрин (Нижний Новгород, 2008)
- XIII научная конференция по радиофизике, посвященная 85-летию со дня рождения М.А. Миллера (Нижний Новгород, 2009)
- XVI международная научно-техническая конференция «Информационные системы и технологии» (ИСТ-2010) (Нижний Новгород, 2010)
- XX сессия Российского акустического общества (Москва, 2008)
- Сессия научного совета РАН по акустике и XXIV сессия российского акустического общества (Саратов, 2011)
- XV научная конференция по радиофизике, посвященная 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андропова (Нижний Новгород, 2011)
- XVI научная конференция по радиофизике, посвященная 100-летию со дня рождения А.Н. Бархатова (Нижний Новгород, 2012)
- 18th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics (Париж, Франция, 2012)
- Сессия Научного совета по акустике РАН, совмещенная с XXV сессией Российского акустического общества (Москва, 2012)
- 1-я Всероссийская акустическая конференция (Москва, 2014)
- Научно-техническая конференция «Сейсмические технологии–2015» (Москва, 2015)
- TECNIA CÚSTICA 2013 (Валладолид, Испания, 2013)
- 160th Acoustical Society of America Meeting (Канкун, Мексика, 2010)
- Forum Acusticum (Краков, Польша, 2014)

а также на семинаре «Акустика неоднородных сред» им. проф. С.А. Рыбака (Москва, Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева, 2012 г.) и семинарах в ИПФ РАН.

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 25 печатных работах, из них 8 статьи в рецензируемых журналах.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав и заключения. Общий объём работы – 136 страниц, включая 31 рисунок и список литературы из 133 наименований.

Краткое содержание диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав и заключения.

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, приводится современное состояние дел в данном разделе физики.

Первая глава посвящена исследованию акустических свойств карбонатной горной породы при различных степенях насыщения. Представленные результаты получены на одном и том же образце для объемных и сдвиговых деформаций.

В параграфе 1.1 описывается методика эксперимента. В параграфе 1.2 представлено описание образца. В параграфе 1.3 представлены результаты измерения линейных модулей упругости и коэффициентов потерь в зависимости от степени насыщения водой. Там же приводится теоретическое обоснование полученных результатов. В параграфе 1.4 представлены результаты исследования нелинейных резонансных откликов образца карбонатной горной породы при

разных условиях. В параграфе 1.5 приведены и обсуждаются данные, полученные при экспериментальном исследовании медленной релаксации остаточной деформации после длительного вибрационного воздействия. В последнем параграфе 1.6 представлены результаты первой главы.

Вторая глава посвящена исследованию акустических свойств модельных гранулированных материалов. В качестве таких были использованы случайные упаковки стеклянных шариков и зерен корунда, которые моделируют природные среды с гладкими и шероховатыми частицами. Представлены результаты измерения зависимостей модулей упругости от давления, амплитуды переменных деформаций, а также результаты исследования релаксации после продолжительного вибрационного воздействия.

В параграфе 2.1 описывается методика эксперимента. В параграфе 2.2 представлено описание модельных гранулированных сред. В параграфе 2.3 представлены результаты измерения линейных модулей упругости в зависимости от поджатия зерен. В параграфе 2.4 представлены результаты исследования нелинейных резонансных откликов и медленной динамики. В последнем параграфе 2.5 представлены результаты второй главы.

Третья глава посвящена разработке новых фазовых методов когерентной сейсмоакустики.

В параграфе 3.1 представлены результаты межскважинного фазового профилирования на SH-волнах с использованием когерентного излучателя. В параграфе 3.2 представлены результаты профилирования на основе анализа фазовой скорости и отношения проекций смещения волны Рэлея. В параграфе 3.3 представлены результаты третьей главы.

В заключении диссертационной работы приводятся основные результаты и выводы.

Основные результаты диссертационной работы

1. Методом резонансной акустической спектроскопии проведено исследование линейных и нелинейных характеристик консолидированной горной породы в

зависимости от насыщенности пор жидкостью. Высокая точность измерений позволила выделить стадии насыщения: конденсацию, образование менисков и монотонное заполнение пор жидкостью, которым отвечают качественные изменения акустических характеристик. Обнаруженная частотная дисперсия фактора потерь при насыщенности, близкой к полной, дает объяснение имеющимся в литературе расхождений в моделях затухания звука в донных осадочных породах.

2. При исследовании амплитудных зависимостей обнаружен неизвестный ранее эффект скачкообразного перехода от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа при увеличении амплитуды колебаний для деформаций с изменением объема. Скачкообразное изменение модуля объемной жесткости сопровождается максимумом поглощения, что связывается с диссипативными процессами при отрыве контакта с адгезией. Уровень деформации, отвечающий качественному изменению режима колебаний, зависит от степени насыщения пор жидкостью и уменьшается по мере увеличения насыщенности.

3. Выполнены исследования по медленной динамике объемных и сдвиговых деформаций при возбуждении (накачке) на продольной и крутильной модах. Экспериментально доказано, что эффекты медленной релаксации связаны с процессами в области контакта структурных элементов гетерогенной среды, а соответствующие пространственные масштабы имеют порядок радиуса действия сил Ван-дер-Ваальса для консолидированных сред и порядок пространственного размера вакансий между зернами в случае сыпучих сред.

4. Предложен и апробирован новый метод измерений механоакустических свойств неконсолидированных сред, имеющий преимущества по сравнению с известными. Метод основан на регистрации относительного изменения резонансных частот колебаний контейнера заполненного сыпучим материалом. Проведенные на его основе исследования модельных гранулированных сред позволили обнаружить неизвестные ранее зависимости модулей объемной и сдвиговой жесткости от амплитуды деформаций.

5. Предложены и апробированы в натуральных условиях методы межскважинного фазового профилирования на когерентных SH-волнах и профилирования приповерхностных слоев на основе совместного анализа частотных зависимостей фазовой скорости и отношения проекций смещения волны Рэлея. Экспериментально показано, что оба метода позволяют разрешить слоистую структуру при слабом контрасте геоакустических параметров (до единиц процентов).

ГЛАВА 1. Исследование акустических свойств пористой горной породы при разных степенях насыщения водой

Наличие жидкости может существенно изменить свойства пористого материала: модули упругости, коэффициенты поглощения упругих волн, прочность и др. [7,19,72,78,83]. В некоторых случаях наличие жидкости, для слабо консолидированных сред, может привести к разжижению. Уменьшение модулей упругости и связанный с этим рост деформаций выше критического значения приводит к провалам грунта [84]. Для прогнозирования таких явлений необходимо понимание механизмов взаимодействия жидкости со скелетом пористого материала. Информация об изменчивости модулей упругости под влиянием порового флюида так же необходима для развития дистанционных методов разведки с целью поиска резервуаров, заполненных углеводородами или водой [22,85].

Механизмы взаимодействия жидкости со скелетом пористого тела не до конца ясны. Согласно теории Био модуль сдвига полагается неизменным при насыщении пор флюидом [10]. Однако экспериментальные данные указывают на отклонения от этого. Измеренные величины коэффициентов потерь акустических волн также могут сильно отличаться от теоретически предсказанных значений [86].

Наличие широкого спектра пространственных масштабов в структурно-неоднородных средах проявляется в их необычных свойствах. Нелинейность гистерезисного типа наблюдается уже при малых деформациях [1]. Также наблюдаются эффекты медленной релаксации с характерной логарифмической зависимостью скорости продольных волн от времени [36]. Переход от классической нелинейности, аналогичной ангармонизму кристаллической решетки, к нелинейности гистерезисного типа имеет место при превышении определенного порога деформации [33]. Несмотря на значительное количество публикаций можно указать на очевидные пробелы. Наблюдаемые нелинейные отклики справедливо связываются с особенностями взаимодействия контактов зерен на микроскопическом уровне. При этом во многих работах исследуется

реакция образцов горных пород на продольные деформации, уделяя малое внимание реакции на деформацию сдвига. Так же недостаточно исследовано влияние жидкости на нелинейные свойства. В диссертации приведены результаты исследования линейных и нелинейных акустических характеристик при деформациях сдвига и изменения объема. Отдельное внимание уделено влиянию насыщенности жидкостью. Все это дает возможность приблизиться к пониманию деталей механизма взаимодействия жидкости со скелетом гранулированного материала.

В качестве метода экспериментальных исследований выбрана резонансная акустическая спектроскопия. Резонансная акустическая спектроскопия широко используется для определения линейных и нелинейных упругих свойств образцов твердых тел [43,52,57,58,87,88]. По сравнению с импульсными методами спектроскопия имеет ряд преимуществ. Во-первых, возможность одновременного определения скоростей продольных и поперечных волн на образцах малых размеров [88]. Во-вторых, длины пробных волн, используемых в акустической спектроскопии, значительно превышают размер структурных неоднородностей. И наконец, резонансные частоты и добротности можно измерить с более высокой точностью, чем времена вступления импульсов.

Используемая реализация метода резонансной акустической спектроскопии схемы измерений [58] имеет ряд преимуществ и позволила получить новые экспериментальные данные. Во-первых, конструкция излучателя и приемника дает возможность отстроиться, как от внешних возмущений, так и от влияния самих преобразователей. Во-вторых, для получения линейных модулей упругости анализировались величины резонансных частот и добротностей нескольких мод колебаний образца. Это позволило повысить точность экспериментальных данных. В-третьих, проведено измерение нелинейных откликов карбонатной горной породы для двух различных типов деформаций. Для этого возбуждались крутильная и продольная мода колебаний. И наконец, все измерения были проведены для одного и того же образца внутренней структура которого была определена стандартными геологическими методами. Это позволяет отстроиться

от вариаций параметров материала. В работе [19] отмечается, что разброс скорости звука от образца к образцу, вырезанных из одного куска породы, может достигать 15%. Результаты проведенных исследований акустических характеристик имеют общий характер и могут быть использованы для построения теоретических моделей.

В главе представлены результаты исследований свойств карбонатной горной породы в зависимости от степени насыщения методами линейной и нелинейной акустической спектроскопии. В параграфе 1.1 описывается методика эксперимента. В параграфе 1.2 представлено описание образца. В параграфе 1.3 представлены результаты измерения линейных модулей упругости и коэффициентов потерь в зависимости от степени насыщения водой. Там же приводится теоретическое обоснование полученных результатов. В параграфе 1.4 представлены результаты исследования нелинейных резонансных откликов образца карбонатной горной породы при разных условиях. В параграфе 1.5 приведены и обсуждаются данные эксперимента по наблюдению медленной релаксации остаточной деформации после длительного вибрационного воздействия. В последнем параграфе 1.6 представлены результаты первой главы.

1.1 Описание эксперимента

На рис. 1.1 представлена схема эксперимента. Образец карбонатной горной породы зажимался асимметрично между возбуждающим и приемным датчиком, чтобы обеспечить возбуждение всех мод колебаний образца. Конструкция датчика показана на рис. 1.2. Образец возбуждается гармоническим сигналом в случае измерения линейных модулей, или линейно модулированным по частоте (ЛЧМ) в случае измерения нелинейных откликов. Сигнал с приемного датчика поступал на один из входов АЦП. На другой вход АЦП подавался сигнал с излучающего датчика. Образец помещался в камеру, которая соединялась с вакуумным насосом. При проведении измерений нелинейных откликов, для улучшения стабильности внешних параметров, экспериментальная установка помещалась в термостат ТВЛ-К700. Фотография экспериментальной установки представлена на рис. 1.3.

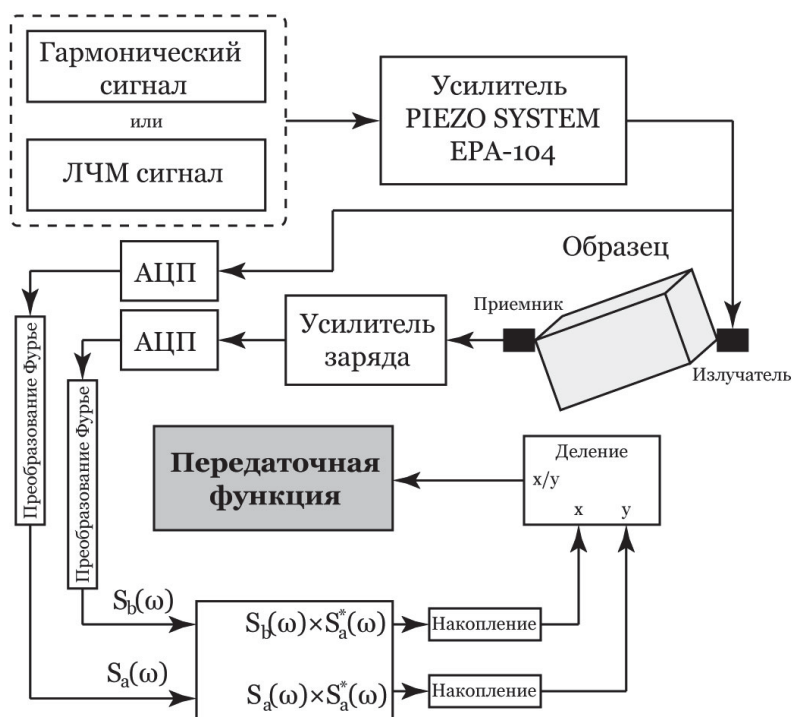


Рис. 1.1. Схема эксперимента.



Рис. 1.2. Конструкция пьезокерамических преобразователей [58].

Изменение степени насыщения жидкости при измерении линейных модулей

упругости проводилось следующим образом. Первоначально образец был осушен при давлении существенно меньшем давления насыщенных паров воды. Затем образец погружался в ёмкость с дистиллированной водой. Давление уменьшалась до начала кипения жидкости. Излишки газа находящиеся в порах образца удалялись в объём вакуумной камеры. Затем давление постепенно повышалось до атмосферного, и с этого момента начинались измерения. Во время измерений степень насыщения образца уменьшалась путем уменьшения давления в камере. Также для достижения полного осушения образец подвергался нагреву в СВЧ печи с последующим перемещением в вакуумную камеру с силикагелем. Степень насыщения определялась путем взвешивания образца.



Рис 1.3. Фотография экспериментальной установки

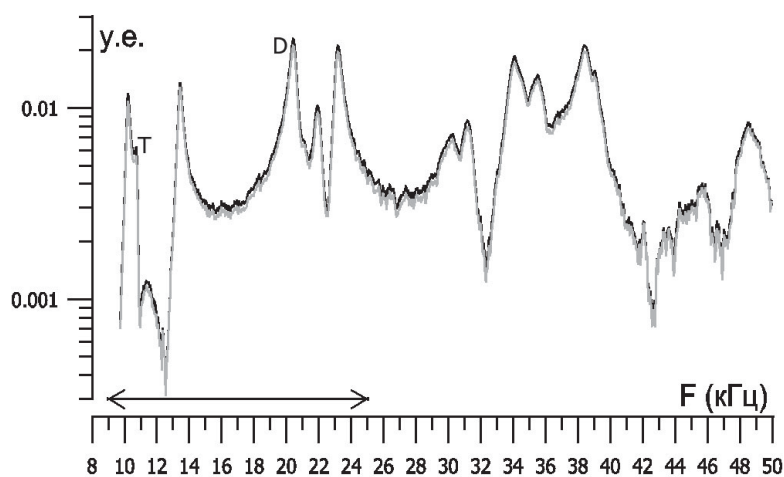


Рис. 1.4. Отклики образца, полученные с интервалом в 1,5 часа для полностью насыщенного образца.

Нелинейный отклик был исследован для трех значений насыщенности: сухой, воздушно-сухой, полностью насыщенный. Сухой образец получался при прогревании образца в СВЧ и высушивании под вакуумом, воздушно-сухой – при длительном контакте с окружающей средой. Полное насыщение осуществлялось процедурой, описанной выше.

При анализе эффектов насыщения жидкостью необходимо тщательно

проверять неизменность условий, при которых проводятся измерения [19]. На рис. 1.4 представлены акустические отклики, полученные с интервалом в 1,5 часа для полностью насыщенного образца при малой амплитуде возбуждающей силы. Нетрудно видеть, что отклики практически полностью повторяют друг друга вплоть до мелких деталей. Аналогичным образом ведут себя данные и для других степеней насыщения. Условия эксперимента оставались неизменными несколько суток, что превышало время проведения измерений.

Для определения резонансных частот и добротностей передаточная функция подвергалась процедуре согласованной фильтрации [89]. Модули упругости образца определялись методом акустической спектроскопии [57,58], как отвечающие минимальному среднеквадратичному отклонению между измеренными и вычисленными резонансными частотами и добротностями колебаний на соответствующих модах. Для анализа нелинейных свойств материала, анализировались только резонансные частоты первой продольной и второй крутильной мод. Отклики мод надежно разрешались в спектре колебаний. Исключение составлял случай полного насыщения, когда из-за низкой добротности крутильной моды не удалось получить достоверные данные. Тип колебаний определялся по расчету распределения деформаций внутри образцов [59]. Приводимые ниже амплитуды деформаций отвечают усредненным по объему образца величинам. Сама величина деформации определялась через силу возбуждающую образец. Сила поджатия превышает динамическую силу на порядок, поэтому нелинейные искажения, связанные с контактом преобразователя с исследуемым образцом, существенно слабее тех, что обусловлены особенностями строения материала образца.

Резонансный отклик для каждой моды аппроксимировался полиномом. Резонансные частоты вычислялись как отвечающие экстремуму полинома. Добротность колебаний определялась следующим образом. В области малых амплитуд деформации абсолютная величина добротности Q_0 вычисляется как отношение резонансной частоты к ширине резонансного пика на уровне 1/2 от максимума спектральной плотности мощности. При конечных амплитудах

деформации добротность Q определялась по формуле [1]: $Q = Q_0 A / A_0$, где A , A_0 – амплитуда колебаний на резонансе при конечных и малых деформациях.

1.2 Описание образца

Геометрическая форма образца – параллелепипед с отклонением углов между гранями не более 0,1 %. Размеры образца составляли 98,5 x 50,5 x 29,7 мм. Погрешность измерения размеров $\pm 0,01$ мм. По результатам измерения масс сухого и полностью насыщенного водой образца плотность материала скелета составила $\rho_g = 2,81$ г/см³, пористость – $\phi = 18,3\%$.

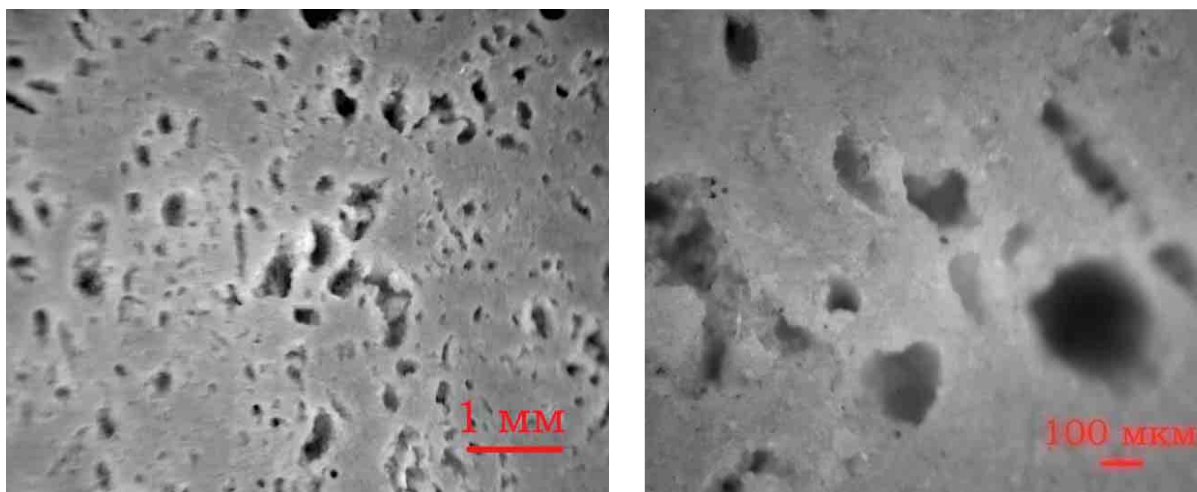


Рис 1.5. Фотографии поверхности образца.

На рис. 1.5 представлены фотографии поверхности образца полученные при разных увеличениях. По изображениям можно судить о разбросе размеров пор в больших пределах. Размеры пустот варьируются от ~ 1 мм до 1 мкм и, возможно, меньшего размера.

Образец рассматривался как однородное изотропное упругое тело. Только на частотах выше 40 кГц проявляется влияние макроскопических неоднородностей. Анализ экспериментальных данных не выявил статистически значимой анизотропии. Скорости упругих волн материала образца близки к усреднённым параметрам известняка и доломита. Другими словами, исследуемый образец может рассматриваться как характерный представитель карбонатных пород.

В центральной лаборатории ФГПУГП «Волга-Геология» г. Нижнего Новгорода был проведен комплексный анализ материала образца. Согласно ему образец представляет собой светло-серый сильно пористый

известковый доломит. Внутренняя структура микрозернистая, порода сложена образующими микрозернистую мозаичную структуру зернами доломита с характерным размером 0,01–0,02 мм. Зерна в виде слабо выраженных ромбоэдров, иногда округлой формы. Порода неравномерно пористая, с участками достигающими 30–40 % площади шлифа. Поры неправильной формы, иногда округлой, иногда вытянутой. Размер пор составляет 0,05–10 мкм. По результатам минералогического анализа образец представляет собой карбонатную породу с включением слюды. Химический анализ показал три доминирующих составляющих – кальцит CaCO_3 , доломит – $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ и периклаз – MgO . Их объёмное содержание в образце имеют пропорцию 43,4:42,6:11,1. На рис. 1.6 представлены результаты гранулометрического анализа.

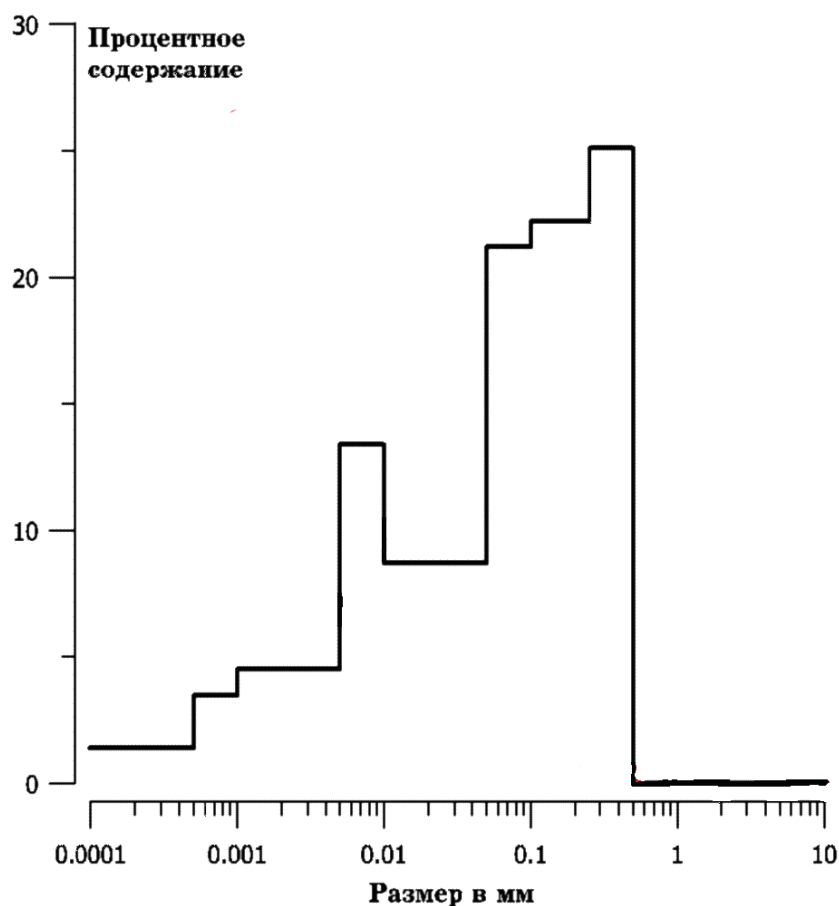


Рис. 1.6. Гистограмма распределения размера частиц.

1.3 Зависимость модулей упругости и коэффициентов потерь от степени насыщения водой

На рис. 1.7 представлены зависимости модулей упругости C_{11} , C_{44} и соответствующих коэффициентов потерь η_{11} , η_{44} от степени насыщения S водой. Результаты получены методом линейной акустической спектроскопии. Величины C_{11} и C_{44} связаны со скоростями продольных V_P и сдвиговых V_S волн следующим образом: $V_P = \sqrt{C_{11}/\rho}$ и $V_S = \sqrt{C_{44}/\rho}$. Коэффициент потерь η_{ij} есть отношение мнимой и реальной частей модуля упругости. Затухание на расстоянии, равном длине волны, связано с фактором потерь простым соотношением $\exp(-\pi\eta_{ij})$.

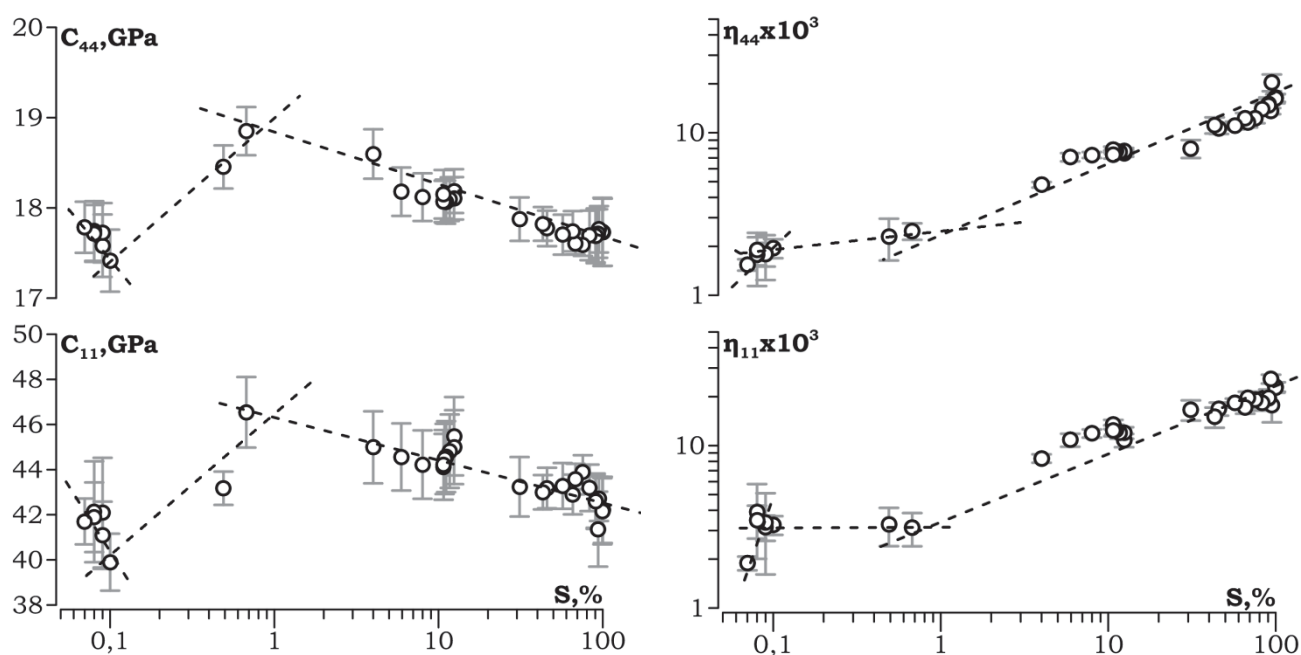


Рис. 1.7. Зависимости модулей упругости C_{11} , C_{44} и соответствующих коэффициентов потерь η_{11} , η_{44} от степени насыщения S водой. Погрешность измерения степени насыщения составляет 0,03%. Штриховыми линиями показаны тенденция изменения отображаемых величин.

Символами на рис. 1.7 обозначены значения, полученные при анализе первых семи мод колебаний образца. Эти моды разрешаются во всем диапазоне насыщения. На рис. 1.4 стрелками показана полоса частот, в которой лежат резонансные частоты первых семи частот. Штриховыми линиями на рис. 1.7 показаны тенденции изменения отображаемых величин. Результат измерений

модулей упругости воздушно-сухого образца, проведённые через две недели после основной серии измерений, показали отсутствию необратимых процессов после насыщения, нагревания и высушивания. Значения параметра насыщения для сухого образца $S = 0$ сознательно изменены на $S \approx 0,1\%$, а экспериментальные точки раздвинуты, чтобы была видна тенденция изменения акустических параметров при изменении насыщения для почти сухого образца.

На рис. 1.7 можно выделить три этапа изменения акустических свойств образца. На начальном участке модули упругости уменьшаются, а потери резко возрастают. Затем при насыщении $0,1\% \leq S \leq 1\%$ жесткость образца увеличивается и при $S \approx 1\%$ наблюдается максимум. При насыщении более 1% происходит плавное уменьшение модулей упругости и плавный рост потерь.

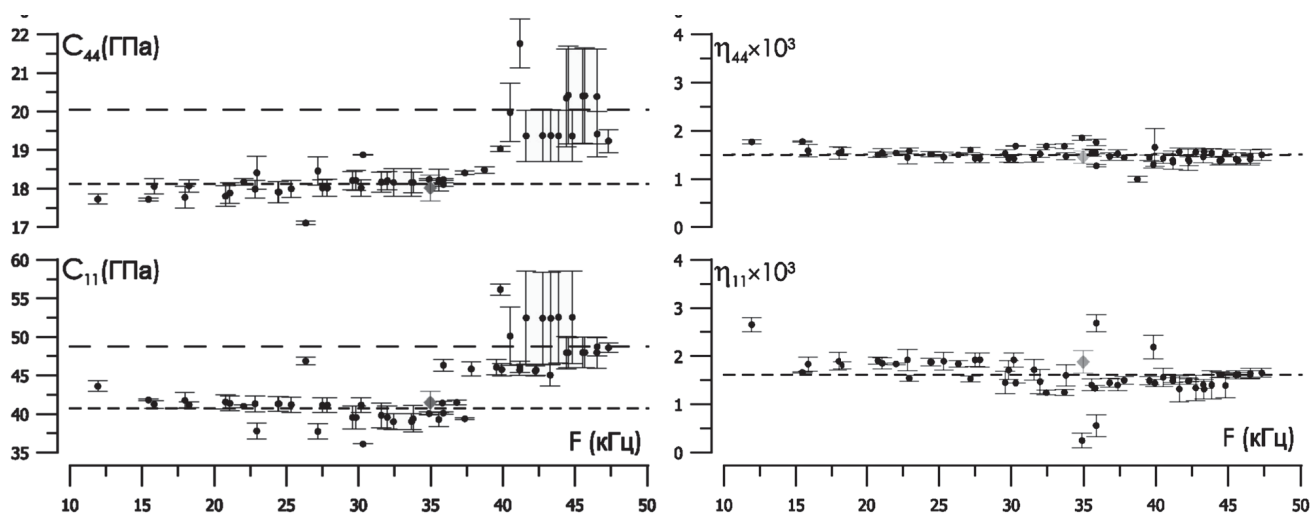


Рис 1.8. Зависимость модулей упругости и коэффициентов потерь от частоты для сухого образца. Штриховая линия отвечает среднему значению

Отклик образца измерялся в диапазоне от 10 до 50 кГц, что позволило получить зависимости модулей упругости и коэффициентов потерь от частоты. Анализ частотной зависимости проводился по методике, описанной в работе [89]. Оценки тензора упругости и тензора потерь производились скользящим окном с перекрытием, что позволило получить представительный график частотной зависимости обоих тензоров.

На рис. 1.8 показаны зависимости C_{11} , C_{44} , η_{11} , η_{44} от частоты для сухого образца. При построении зависимостей были использованы окна усреднения по

трем, пяти, семи и десяти частотам, которые приводят к практически одинаковым оценкам интересующих величин. Увеличение модулей упругости в области высоких частот с одновременным увеличением погрешности модели указывает на влияние макроскопической неоднородности. Эта неоднородность была видна невооруженным глазом, как темная область на поверхности образца, и занимала приблизительно одну восьмую его объема. Отдельные выбросы на графиках (рис. 1.8) связаны с малым числом усреднений (3 частоты в окне усреднения). В дальнейшем моды выше 40 кГц не анализировались. По данным на рис. 1.8 можно сделать вывод об отсутствии физической дисперсии в сухом образце.

Заметим, что скачок модулей упругости на рис 1.8 действительно связан с неоднородностью образца, а не с наличием релаксационных процессов. Действительно, согласно соотношению Крамерса–Кронига физическая дисперсия связана с наличием максимумом поглощения. Однако подобный максимум не обнаруживается (рис 1.8).

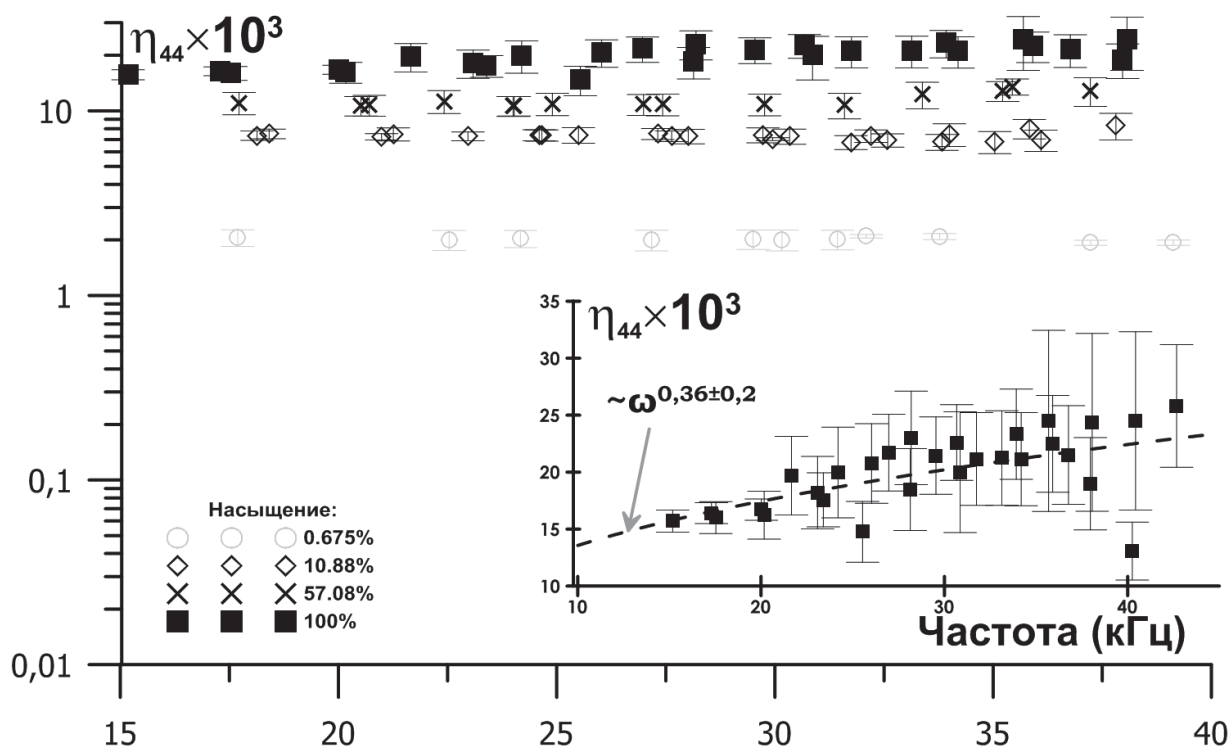


Рис. 1.9. Частотные зависимости коэффициентов потерь при разных степенях насыщения. На вставке представлены данные для η_{44} при полном насыщении.

На рис. 1.9 показаны зависимости коэффициента потерь η_{44} от частоты при различных степенях насыщения. Зависимости для модулей упругости и коэффициента потерь η_{11} не приводятся, так как для них изменения от частоты не наблюдаются. Для данных на рис. 1.9 только при практически полном насыщении образца водой для η_{44} прослеживается дисперсия с частотной зависимостью $\sim \omega^{0,36 \pm 0,2}$.

Перейдем к рассмотрению физических механизмов. Исходно в модели Гассмана, а затем и в модели Био, модуль сдвига полагался неизменным при заполнении пор жидкостью (см. [7]). Уменьшение скорости сдвиговой волны при насыщении пор жидкостью связывалось с увеличением интегральной плотности пористого материала. Затем было обнаружено отклонение от исходных предположений моделей Гассмана–Био, что выражается в изменении модуля сдвига при заполнении пор жидкостью. При этом обнаруженные изменения оказались значительными и зависящими от типа жидкости, заполняющей поры. Важно отметить, что наблюдавшиеся эффекты не были связаны с растворением материнской породы в жидкости, и являются обратимыми.

Следует остановиться подробнее на влиянии жидкости на модуль сдвига. Чаще всего, как и на рис. 1.7, наблюдается уменьшение модуля сдвига при насыщении пор жидкостью. При этом полярные жидкости (например, вода) приводят к наибольшим изменениям модуля сдвига за счет появления расклинивающего давления двойного электрического слоя. Отмечался также и рост модулей упругости при насыщении жидкостью горных пород, содержащих глинистые частицы, что связывалось с разбуханием глины и улучшением сцепления между зёрнами. Ещё один механизм имеет физико-химическую природу и тесно связан с прочностными характеристиками – силами когезии, что было показано в эксперименте Обреимова со слюдой в 30-х годах XX века. Мономолекулярный слой жидкости уменьшает энергию поверхности и силу когезии за счёт уменьшения коэффициента поверхностного натяжения на границе раздела «твёрдое тело–жидкость» по сравнению с коэффициентом поверхностного натяжения «твёрдое тело–газ» (см. [22]). Кроме того, жидкость и,

в особенности, полярная жидкость, такая, как вода, уменьшает константу Гамакера, определяющую величину силы Ван-дер-Ваальса, которая действует на микроскопическом уровне контактов отдельных зёрен, что приводит к соответствующему изменению макроскопических акустических характеристик [90]. Ещё один механизм воздействия малого количества воды на модули упругости материалов, содержащих кремний, связан с образованием мономолекулярных слоёв воды, началом химических процессов и формированием полимерных цепочек силикагеля, дополнительно связывающих зёрна [91] и создающих давление поджатия. Этот механизм имеет отношение скорее к неконсолидированным средам, которые и рассматривались в работе [91]. В этом случае исходно отсутствуют цементирующие вещества, связывающие зёрна, а наличие жидкости приводит к формированию таких связей и, следовательно, заметным изменениям акустических свойств.

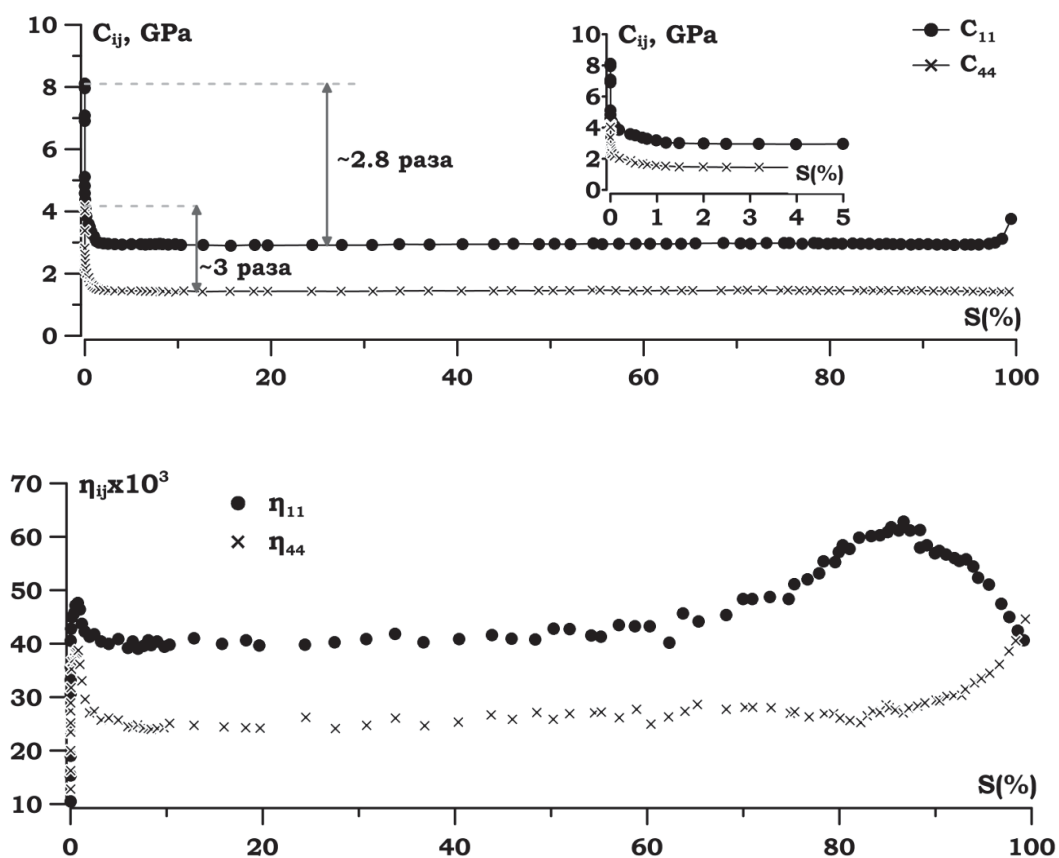


Рис. 1.10. Зависимость модулей упругости и коэффициентов потерь для песчаника Massilion от степени насыщения водой полученные в работе [19].

Таким образом, анализ литературы указывает на сложность выделения какого-то одного механизма, ответственного за изменение модулей упругости и, в особенности, модуля сдвига. При этом тщательно выполненные эксперименты [84] указывают на высокую корреляцию между относительным изменением модуля сдвига и площадью свободной поверхности пор, что указывает на роль поверхностных сил. Сравним полученные данные с результатами [19], которые в литературе часто рассматриваются, как «эталонные» (см. [7,22]). Такое сравнение оправдано, поскольку средний размер зёрен и пористость материалов, рассмотренных нами (см. выше) и в работе [19], близки. Измеренная нами зависимость потерь от степени насыщения качественно совпадает с полученной [19]. Наши результаты, как и результаты других авторов (см. обзор [22]), указывают на то, что добавление паров воды и последующая конденсация воды на контактах зёрен приводит к значительному росту потерь при распространении упругих волн в пористых телах. Дальнейшее насыщение жидкостью приводит к монотонному росту затухания упругих волн. Однако имеются количественные отличия. В работе [19] затухание увеличивается в ~3-4 раза (рис. 1.10), данным рис. 1.7 отвечает рост потерь примерно в 20 раз, что указывает на больший вклад жидкости в диссипативные процессы в карбонатных породах по сравнению с песчаниками, рассмотренными в [19].

В работе [19] наблюдался почти трехкратное увеличение модулей упругости при уменьшении степени насыщения ниже 2% (рис. 1.10). Нашим данным отвечают 10-ти процентные относительные изменения модулей упругости во всём диапазоне изменения степени насыщения ($S=0-100\%$). Полученный характер изменения модулей упругости в зависимости от степени насыщения качественно отличается от результатов [19], которые воспроизводятся во многих работах (например, [22,84,91]). На рис. 1.7 наблюдается три этапа насыщения жидкостью и отчётливо проявляется S-образный вид зависимости модулей упругости от степени насыщения жидкостью.

Принципиальным отличием от известных зависимостей является наличие минимума C_{11} и C_{44} при очень малом объёмном содержании жидкости с

последующим увеличением модулей упругости по мере полного осушения образца, а также наличие максимума C_{11} , C_{44} при малом содержании жидкости.

Рост модулей упругости при осушении песчаника в работе [19] объяснялся увеличением поджатия зёрен, вызванное капиллярными силами в области их контакта. При этом данное предположение не сопровождалось какими-либо оценками, что верно и для других работ (см. обзор [22] и более позднюю работу [91]). Отсутствие количественного анализа данных [19,22,91], по-видимому, связано с отсутствием данных независимого гранулометрического анализа в указанных работах. Комплексный характер исследований, проведённый в нашей работе, допускает проверку обоснованности предложенного ранее объяснения в рамках простых моделей гранулированных сред.

Объёмная ($K = C_{11} - 4C_{44}/3$) и сдвиговая ($G = C_{44}$) жёсткости упаковки шариков, прижатых друг к другу давлением всестороннего сжатия, определяется выражениями [7]:

$$K_{eff} = \frac{C(1-\phi)}{12\pi R} S_n, \quad G_{eff} = \frac{C(1-\phi)}{20\pi R} \left(S_n + \frac{3S_\tau}{2} \right),$$

где ϕ – пористость, R – радиус зёрен-шариков, C – координационное число (среднее число контактов для каждой сферы), S_n и S_τ жёсткости на сжатие и сдвиг каждой пары контактирующих зёрен (см. также [90]):

$$S_n = \frac{4Ga}{1-\nu}, \quad S_\tau = \frac{8Ga}{2-\nu},$$

где $G = E/2(1+\nu)$ – модуль сдвига материала зёрен (или его эффективное значение при контакте зёрен из разных материалов – см. [40]), a – радиус пятна точечного ($a \ll R$) контакта. Сближение центров шаров h и радиус пятна контакта a равны:

$$h = \frac{a^2}{R}, \quad a^3 = \frac{3FR}{4E^*},$$

где F – сила, сжимающая шарики, E^* – эквивалентный модуль жёсткости (см. [30,40]): $(E^*)^{-1} = (1-\nu_1^2)E_1^{-1} + (1-\nu_2^2)E_2^{-1}$.

Поскольку величины S_n и S_τ зависят от радиуса пятна контакта одинаковым

образом, рост давления поджатия должен сопровождаться одинаковым относительным увеличением модулей сдвига ($G_{eff} = C_{44}$) и объёмной жёсткости ($K_{eff} = C_{11} - 4C_{44}/3$). Данные (рис. 1.7) отвечают изменению $\Delta G_{eff} \simeq 0,7$ ГПа и $\Delta K_{eff} \simeq 0,7$ ГПа при увеличении насыщения от 1% до 10%. Величины $K_{eff} \simeq 19,5$ ГПа и $G_{eff} \simeq 18$ ГПа для $S = 10\%$ практически совпадают между собой, поэтому относительные изменения модулей действительно приблизительно равны. Таким образом, механизм, ответственный за рост модулей упругости при уменьшении насыщения, можно обоснованно связать с изменением давления поджатия зёрен.

Для объяснения зависимостей на рис. 1.7 можно предложить следующую модель. Этап 1 можно определить, как этап конденсации влаги на стенках пор и образование мономолекулярного слоя жидкости, что приводит к уменьшению силы когезии с ростом S . Этап 2 связан с формированием менисков в местах контакта зёрен и возникновением капиллярных сил поджатия зёрен. И, наконец, этап 3 можно определить, как этап постепенного заполнения всего пространства пор жидкостью, что приводит к уменьшению вклада капиллярных сил.

Оценим величину давления, которое отвечает капиллярному поджатию зёрен, и убедимся в разумности предложенной модели. Прежде всего оценим величину тензочувствительности. Для этого используем термодинамические соотношения [92] и выразим интересующую нас величину через производные по объёму:

$$\left. \frac{\partial K}{\partial P} \right|_{P=0} = -V_0 \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial V^3} / \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial V^2} = \frac{-6\mathbb{C}}{K_0 - 2G_0/3},$$

где \mathcal{E} – свободная энергия Гельмгольца, $\mathbb{C} = A/3 + B + C/3$ (A, B, C – модули Ландау [30]), K_0 и G_0 – модули объёмной жёсткости и сдвига при нулевых давлениях: $K_0 \simeq 20$ ГПа и $G_0 \simeq 18$ ГПа. Величину \mathbb{C} , опираясь на данные работы [92], в которой проводились измерения статических модулей Ландау горных пород, включая образец со сходными величинами пористости и плотности: $\mathbb{C} \sim -2000$ ГПа. В результате получаем следующую оценку

тензочувствительности:

$$\frac{\partial K}{\partial P} \sim 10^3. \quad (1)$$

Выражение (1) позволяет оценить величину давления, которое необходимо создать внутри исследуемого образца для увеличения модуля объёмной жёсткости на 0,7 ГПа. Нетрудно видеть, что для объяснения наблюдавшихся изменений потребуется предположить наличие внутри образца давления $P \sim 0,7$ МПа.

Капиллярное давление описывается следующим выражением [7]:

$$P_c = \gamma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \cos \theta,$$

где $R_1 = R(\sin \varphi + \cos \varphi - 1)/\cos \varphi$, $R_2 = R(1 - \cos \varphi)/\cos \varphi$, γ – коэффициент поверхностного натяжения, θ – краевой угол (в дальнейшем полагаем равным нулю), $R_{1,2}$ – радиусы кривизны, R – радиус зерна, φ – угол между линией, соединяющей центры контактирующих зёрен, и линией из центра зерна к точке на границе смоченной поверхности. Для малых углов $\varphi \ll 1$: $V_f \approx 0,793\pi R^3 \varphi^4$.

Сделаем несложные оценки. Максимальные изменения модулей упругости наблюдаются при $S \approx 0,5\%$, что отвечает суммарному объёму капиллярной жидкости внутри образца: $\Sigma V_f = N V_f \approx 135 \text{ мм}^3$, где $N = \mathcal{N}C$ – общее число контактов, равное произведению числа зёрен на (координационное) число контактов для каждого зерна. Полагая жидкость равномерно распределённой внутри образца, оценим число зёрен, как отношение объёма образца $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ мм}^3$ к объёму зерна: $\mathcal{N} \sim \frac{V_0}{4\pi R^3/3}$. При пористости $\phi = 18\%$ для случайной упаковки зёрен различного размера координационное число $C \approx 15$ [7]. Таким образом, $N \approx \frac{CV_0}{4\pi R^3/3}$ и, следовательно, характерный объём мениска составит

$$V_f \approx \Sigma V_f \frac{4\pi R^3}{3CV_0} = 0,793\pi R^3 \varphi^4.$$

Нетрудно видеть, что величина угла φ не зависит от размера зерна R и равна:

$$\varphi \approx \left[\frac{1,68 \Sigma V_f}{C V_0} \right]^{1/4} \approx 0,1 = 5,7^\circ. \quad (2)$$

При величине угла (2) требуемое давление поджатия в 0,7 МПа достигается для характерного размера зерна (коэффициент поверхностного натяжения воды $\gamma = 0,075$ Н/м): $R \lesssim 2$ мкм. Как видно из рис. 1.6 исследованный образец содержал достаточное количество зёрен таких размеров. Следовательно, наблюдавшиеся изменения модулей упругости на этапах 2 и 3 можно обоснованно связать с наличием капиллярных сил при формировании менисков.

В работе [84] приведены данные, полученные для различных природных материалов при заполнении пор жидкостью. В среднем изменение скорости сдвиговой волны составляет около 5%, что отвечает изменению модуля сдвига на 10%. В настоящей работе масштаб изменения сдвиговой и объёмной жёсткостей составляет также приблизительно 10%. Таким образом, имеется количественное согласие с известными экспериментальными результатами.

Как следует из данных статьи [92], песчаник Massilon, исследовавшийся в работе [19], имеет практически те же величины тензочувствительности (1), что и рассматриваемый нами известняк. Данные работы [19] позволяют оценить объёмную и сдвиговую жёсткости как $K \simeq 3$ ГПа и $G \simeq 4$ ГПа. Увеличению жёсткостей в 3 раза отвечают капиллярные давления около 2 МПа, что соответствует радиусу кривизны контактирующих поверхностей зёрен $R \lesssim 1$ мкм. Средний размер зёрен песчаника составлял 150–200 мкм (см. Таблицу 1 работы [19]), что на два порядка больше R . По-видимому, наблюдавшиеся в работе [19] изменения скоростей при содержании влаги менее 1% могут быть объяснены образованием менисков на неровностях контактирующих зёрен.

Авторы [91] предложили сходную с нашей модель влияния влаги на акустические свойства, но при этом не подтвердили свою гипотезу какими-либо оценками величин и не обнаружили зарегистрированной нами S-образной зависимости модулей упругости (рис. 1.7). Причины появления аномального гистерезиса между зависимостью напряжения от деформации в карбонатной

породе авторы [91] связывали с наличием и сложной структурой полостей с характерными размерами до 1 нм. По кривым абсорбции–десорбции в работе [91] были сделаны оценки величины капиллярного давления $\sim 10^8$ Па, что отвечает частицам с размерами около 20 нм. С другой стороны, изменения модуля Юнга при насыщении известняка составили $\simeq 3\%$, что по порядку величин согласуется с нашими данными. Обнаруженные малые изменения модуля Юнга, по-видимому, связаны с низким процентным содержанием частиц с размерами 20 нм (результаты гранулометрического анализа в работе [91] отсутствуют).

Интересно отметить, что в измеренных нами зависимостях, как для модулей упругости, так и для коэффициентов потерь прослеживаются перегибы при одних и тех же величинах насыщения. На рис. 1.7 эти особенности заметны при $S = 0.1, 0.8, 8\text{--}20\%$ и, предположительно, связаны с качественными изменениями характера распределения жидкости внутри образца. В частности, путём несложных вычислений можно убедиться, что величине $S \simeq 10\%$ отвечает смыкание менисков между четырьмя шарами, имеющими одинаковый размер и образующими пирамиду. При дальнейшем увеличении насыщения происходит постепенное заполнение всего пространства пор жидкостью. Таким образом, начиная с $S \sim 10\%$ можно говорить о макроскопическом движении жидкости относительно «скелета», что сопровождается плавным увеличением затухания на рис. 1.7.

Анализ дисперсионных зависимостей имел целью выявление характерных частот, связанных с относительными перемещениями жидкости и скелета, а также определение частотных зависимостей коэффициентов потерь. Частота Био, которая отвечает переходу к режиму распространения медленной волны Био (равенству вязких и инерционных сил), равна [7]:

$$f_c = \frac{\phi \eta_f}{2\pi \rho_f \kappa}, \quad (3)$$

где η_f – динамическая вязкость жидкости, ρ_f – плотность жидкости, κ – абсолютная проницаемость пористого тела.

Точный расчёт проницаемости для пористой среды с произвольной микроструктурой невозможен. Большая часть аналитических результатов относится к упорядоченным средам и средам, пористость которых велика ($\phi \sim 1$). В области, где пористость ϕ близка к порогу перколяции ϕ_c , величина проницаемости сильно зависит от микроструктуры материала, которая чаще всего неизвестна. Тем не менее, перколяционный порог хорошо аппроксимируется формулой [93]:

$$\phi_c = \frac{D}{C(D-1)},$$

где D – размерность системы (в нашем случае $D = 3$) и C – координационное число (в нашем случае $C = 15$). Величина $\phi_c = 10\%$, что почти в два раза меньше измеренной пористости образца $\phi = 18\%$, и указывает на наличие системы связанных пор.

Величину проницаемости оценим по эмпирической формуле Козени-Кармана [94] с учётом поправки на порог перколяции [7]:

$$\kappa = \frac{d^2(\phi - \phi_c)^3}{180(1 - (\phi - \phi_c))^2}, \quad (4)$$

где d – характерный диаметр зёрен–гранул. Величина $d = 0,2$ мм (рис. 1.6) и оценка $\kappa \simeq 1,2 \cdot 10^{-13}$ м² или 123 мД. Для проверки (4) используем данные работы [19]. Измеренная проницаемость составляла 737 мД, а её оценка по формуле (4) даёт величину: $\kappa \simeq 996$ мД, что по порядку величины согласуется с данными прямых измерений. Величина проницаемости позволяет оценить характерный размер пор, отвечающих связанной пористости. Для течения Пуазейля [95] величина $\kappa = d_c^2/2$, где d_c – диаметр трубки–капилляра. Размер связанных пор в исследованном образце известняка можно оценить как $d_c = \sqrt{2\kappa} \sim 0,5$ мкм.

Оценка характерной частоты (частоты максимума поглощения) по формуле (3) даёт величину: $f_c \sim 240$ кГц, что значительно выше частот, на которых производились акустические измерения. Таким образом, волновые движения

жидкости в капиллярах отсутствовали и акустическим измерениям отвечало преимущественно противофазное колебаниям скелета вязкое течение жидкости [10].

Отсутствие частотной зависимости η_{ij} означает неизменность затухания на расстоянии, равном длине волны. С другой стороны, в рамках теории Био [10] в области низких частот величины η_{ij} должны линейно увеличиваться с ростом частоты. Отсутствие характерной для теории Био [10] частотной зависимости коэффициента затухания (рис. 1.9) при изменении насыщения от 0 до 90% побуждает рассмотреть подробнее вопрос о механизме акустических потерь в пористых материалах при насыщении жидкостью.

Прежде всего, необходимо отметить, что в литературе имеется широкий спектр мнений относительно частотной зависимости фактора потерь в пористых материалах и, в частности, в осадочных породах. Например, в обзоре [14] и других работах данного автора на основе анализа большого объёма экспериментальных данных делается вывод об отсутствии частотной зависимости фактора потерь и дисперсии скорости звука. В работе [15] данная точка зрения подвергается сомнению и приводятся экспериментальные данные, находящиеся в согласии с теорией Био. В кратком сообщении [18] в качестве возможной причины рассогласованности эксперимента и теории указывается на возможный дополнительный отток энергии в придонный волновод. В недавней работе [17] отмечается, что современный уровень измерений позволил обнаружить слабую логарифмическую дисперсию скорости звука в осадочных породах, которая характерна для $\eta_{ij} \propto \omega^0$ [7]. Там же проведёно сравнение экспериментальных данных с различными теоретическими моделями и показано хорошее согласие с моделью [16], в основе которой лежит предположение о нелинейных микроскопических течениях в области контакта шероховатых зёрен.

Данные, представленные на рис. 1.7 и рис. 1.9 позволяют предложить в качестве рабочей гипотезы простые модельные соображения для объяснения механизмов затухания. Сделаем несложные оценки, основанные на

геометрических соображениях. Образец состоит на 60–70% из зёрен размера $D \approx 0,2$ мм (рис. 1.6). Размер полостей внутри плотной упаковки одинаковых шаров оценивается как $D_V = 0,15D \approx 30$ мкм [7]. По результатам петрографических исследований длина пор изменяется в широких пределах и составляет $L_P = 50 - 10^4$ мкм. Соотношение объёмов полостей и пор можно оценить как $(\pi D_V^3/6) : (\pi d_c^2 L_P/4)$, что отвечает изменению степени насыщения в диапазоне 0.1–10%. Таким образом, в узких связанных порах содержится малая доля жидкости.

При полном насыщении затухание определяется движением жидкости в порах и заполненных полостях. Поскольку полости имеют большой размер, то существенными оказываются потери колебательной энергии в слое жидкости, контактирующей со стенками пор. В этом случае величины η_{ij} должны иметь корневую зависимость от частоты [95]. Действительно, минимальной среднеквадратичной ошибке отвечает частотная зависимость величины $\eta_{44} \propto \omega^{0,36}$ (рис. 1.9, вставка). Однако зависимость $\eta_{44} \propto \omega^{1/2}$ также удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными с учётом доверительных интервалов. Что касается характеристик поглощения по продольной волне (η_{11}), то, к сожалению, точность измерений этого параметра оказалась недостаточной для определения его зависимости от частоты. Следует отметить, что в классической теории Био не учитываются потери акустической энергии в жидкости [96].

С другой стороны, при осушении образца часть полостей оказывается незаполненной и образуются мениски. Их деформация сопровождается процессами адсорбции и десорбции, которым отвечает капиллярный гистерезис (запаздывание), что должно сопровождаться поглощением энергии колебаний. Можно предположить, что имеется большое число пространственно-временных масштабов, отвечающих релаксационным процессам. В этом случае, как видно из результатов работы [97], коэффициенты потерь имеют очень слабую зависимость от частоты: $\eta_{44} \propto \omega^0$.

Переход от режима поглощения с $\eta_{44} \propto \omega^{1/2}$ к режиму $\eta_{44} \propto \omega^0$

происходит при $S \approx 95\%$, что указывает на относительный объём, занимаемый тонкими порами, не более 5%. Эта величина удовлетворительно согласуется с «геометрической» оценкой, приведённой выше. Таким образом, предложенная гипотеза представляется разумной. Она согласуется с полученными экспериментальными данными и может быть использована для объяснения расхождения в интерпретации представленных в литературе данных по затуханию в донных осадочных породах.

1.4 Исследование нелинейного резонансного отклика образца карбонатной горной породы

Поскольку в способе измерений используется прижим преобразователей к образцу, неизбежно возникает вопрос о влиянии нелинейности в области контакта. Амплитуда силы F , действующая на образец, линейно связана с амплитудой электрического напряжения U_1 на обкладках керамики (подробнее в [58,89]): $F = k_c k U_1$, где k_c – жесткость контакта, которая определена ниже, $k = 0,8$ нм/В – коэффициент преобразования «электрическое напряжение–смещение». Величина контактной жесткости $k_c = 7,9$ Н/мкм определялась экспериментально по измерению частоты контактного (установочного) резонанса при известной массе преобразователя. Этой частоте отвечала сила статического прижима преобразователей $F_0 \approx 27$ Н. При электрическом напряжении $U_1 \leq 200$ В амплитуда переменной силы не превышала $F \approx 0,4$ Н, что почти на два порядка меньше величины F_0 .

Из-за детектирования переменного сигнала силы на квадратичной нелинейности контакта возникает эффект уменьшения силы прижима. Жесткость контакта зависит от силы прижима, и кроме того, конечная величина импеданса преобразователя приводит к увеличению резонансных частот (внесение дополнительной жесткости) [58]. Рассмотрев задачу Герца о контакте двух тел (преобразователь–образец), несложно показать, что относительное изменение жесткости контакта составляет $-F^2/36F_0$, что в условиях описанного выше эксперимента составит $6 \cdot 10^{-6}$ при максимальной амплитуде возбуждения. Поэтому зависимости резонансных частот от амплитуды деформации на рис. 1.11 не могут быть отнесены на счет нелинейности контакта.

На рис. 1.12 представлены формы резонансных откликов продольной и крутильной мод сухого образца при изменении амплитуды деформаций. Стрелками показано направление развертки частоты в измерениях при большой амплитуде деформаций. Серым цветом выделены отклики в момент резкого изменения режима колебаний для продольной моды.

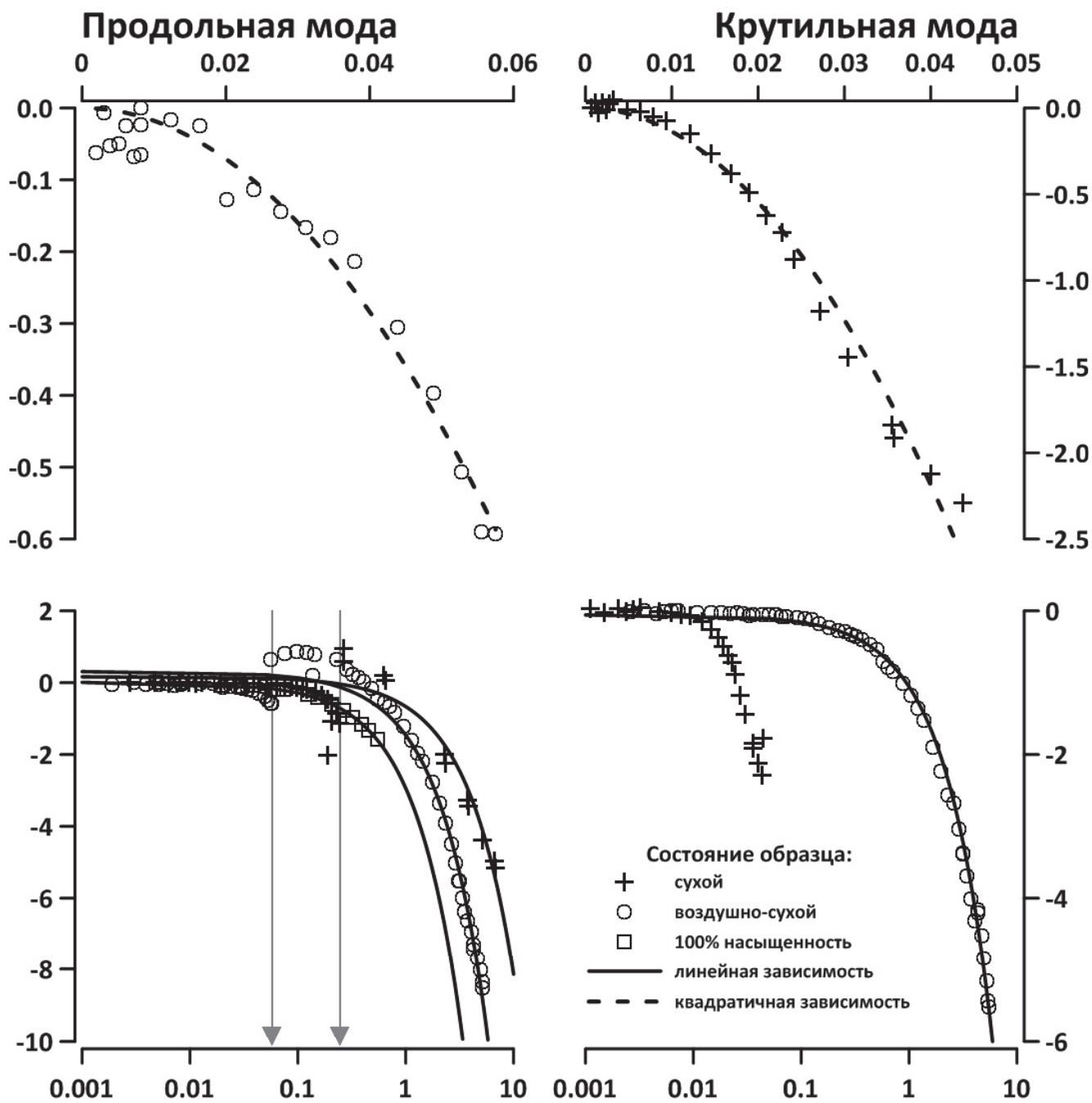


Рис. 1.11. Зависимости резонансных частот от амплитуды деформаций. По оси абсцисс отложены деформации в единицах 10^{-6} , по оси ординат – относительные изменения резонансных частот в единицах 10^{-3} . Серые маркеры показывают амплитуду деформации, при которой скачкообразно меняется режим нелинейности. На верхней вставке отображены зависимости резонансных частот от амплитуды деформаций при малых амплитудах.

Интересно сопоставить полученные данные с известными из литературы. Как и во многих работах (см. [1,33]), форма резонансной кривой при малых амплитудах деформации совпадает с кривой Лоренца. По мере увеличения амплитуды деформации отчетливо прослеживается деформация резонансной кривой, аналогично тому, что предсказывает теория Ландау [98]. При дальнейшем увеличении амплитуды деформаций до $\varepsilon \approx 5 \cdot 10^{-8}$ наблюдается качественное изменение режима колебаний: появляется два локальных максимума. Первый из них отвечает «следу» зависимости резонансной частоты от амплитуды в модели нелинейного осциллятора Ландау, для которого характерна квадратичная зависимость частоты от амплитуды [98]. Второй – по-видимому, связан с переходом к гистерезисной зависимости частоты от амплитуды. При дальнейшем увеличении амплитуды первый из максимумов уменьшается и становится неразличимым на фоне второго, а амплитудная зависимость частоты второго становится линейной, что характерно для нелинейного гистерезиса [1,23]. Самому моменту качественного изменения режима колебаний отвечает возврат частоты второго максимума до значения, отвечающего невозмущенному состоянию образца или больше.

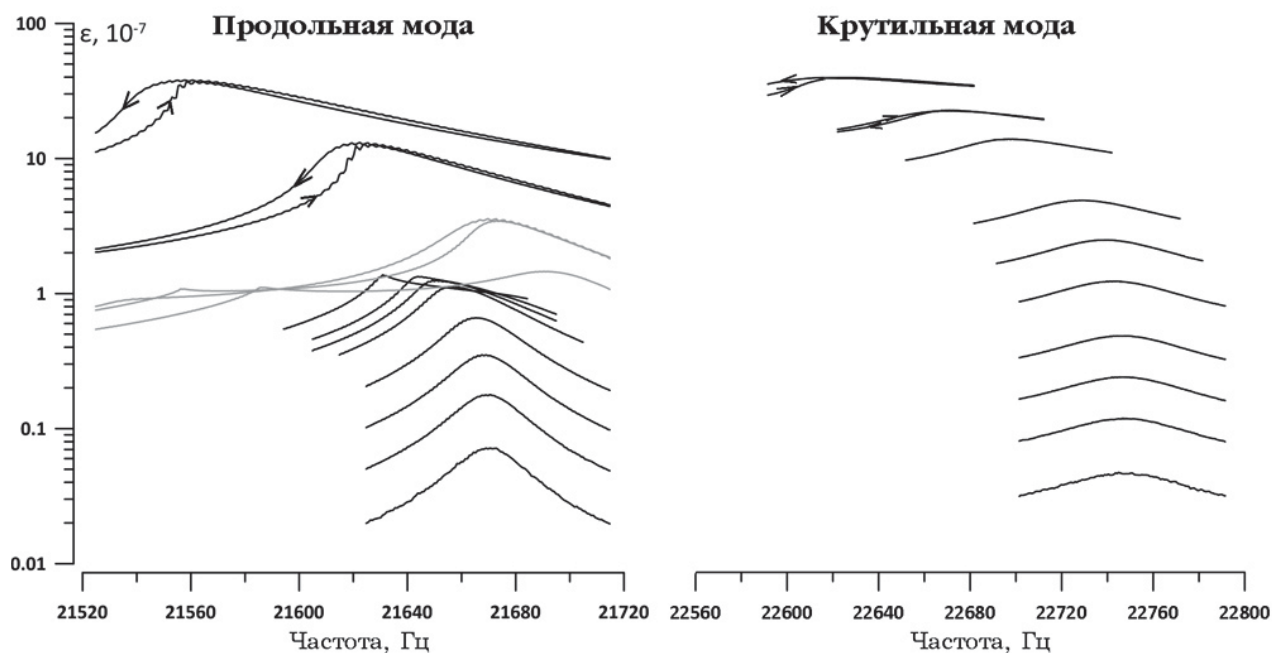


Рис. 1.12. Формы резонансных откликов продольной и крутильных мод сухого образца.

Отметим, что появление парных резонансов в результате нелинейных взаимодействий наблюдалось в работе [39]. Однако, как нам представляется, наблюдавшийся там эффект не имеет отношения к представленному на рис. 1.12. В работе [39] исследовался цилиндрический образец в виде тонкого стержня кругового сечения из горной породы и прямыми измерениями с помощью лазерного виброметра доказано, что расщепленные максимумы связаны с возбуждением изгибных мод колебаний резонатора. При этом наблюдавшееся в цитируемой работе расщепление второго резонанса изгибных колебаний может быть объяснено снятием вырождения за счет различия нелинейных возмущений для двух изгибных мод ортогональных поляризации, изначально имевших одну частоту. Полученные нами данные (рис. 1.12), во-первых, относятся к продольной моде, которая не имеет вырождения (продольная мода в работе [39] также была представлена в виде одного спектрального пика независимо от амплитуды деформаций), и, во-вторых, частоты мод колебаний других типов отличаются от резонансной частоты продольной моды не менее, чем на 5%, что существенно больше диапазона изменения частот на рис. 1.12. Важно отметить, что зависимость отклика в окрестности резонанса моды кручения не обнаруживала эффектов «расщепления» (рис. 1.12, справа), а сам переход от режима деформаций с квадратичной нелинейностью к режиму деформаций с нелинейным гистерезисом происходил плавно без скачков.

Факт перехода от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа был обнаружен, по-видимому, впервые в работе [33]. Однако авторы [33] наблюдали плавный переход без резких изменений к нелинейному гистерезису при уровне деформаций $\varepsilon \approx (2 - 5) \cdot 10^{-7}$. Результаты, представленные на рис. 1.12, указывают на наличие качественного изменения режима колебаний. Поскольку этот эффект необычен и ранее никем не исследовался, рассмотрим его подробнее.

Отметим, что изменение режима колебаний не может быть связано с потерей устойчивости контакта образца с преобразователями. Это изменение

наблюдалось при амплитуде силы на полтора порядка меньшей максимального значения и отношение амплитуды динамического усилия к статической силе прижима преобразователей составляло $\sim 10^{-3}$. Дополнительным аргументом в пользу отсутствия артефактов в данных, представленных на рис. 1.12, является сравнение амплитудных зависимостей резонансной частоты продольной моды для воздушно-сухого и сухого образцов (графики не приводятся). Поскольку образец не вынимался из замкнутого объема, а осушение осуществлялось за счет откачки воздуха, свойства контакта преобразователей с образцом оставались неизменными.

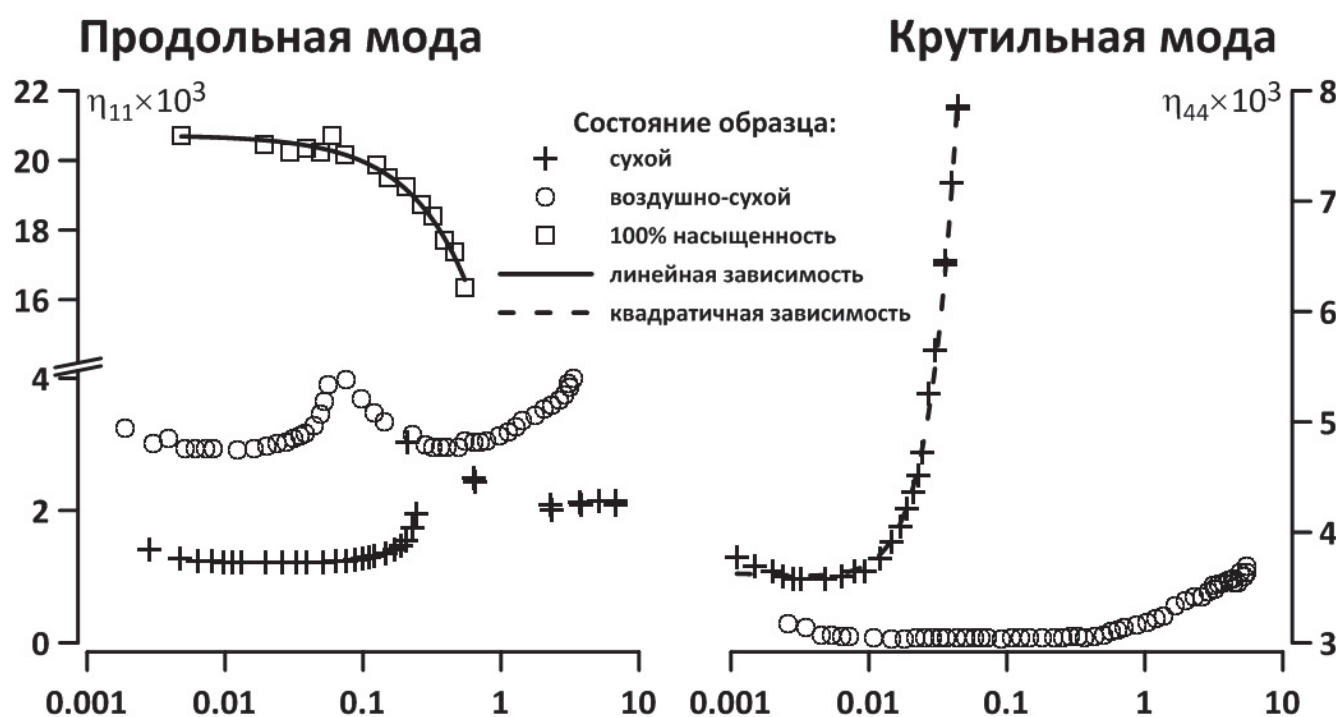


Рис. 1.13. Зависимости коэффициента потерь от амплитуды деформаций. По оси абсцисс отложены деформации в единицах 10^{-6} , по оси ординат – соответствующие коэффициенты потерь

На рис. 1.11 представлены зависимости величин резонансных частот от амплитуды деформации для продольной и крутильной мод. Нормировка резонансных частот производилась на величины отвечающие минимальным амплитудам деформации $\varepsilon_0 \sim 10^{-9}$. По осям ординат на рис. 1.11 отложены величины $f_{P,S}(\omega)/f_{P,S}(\omega_0) - 1$, где индексы P, S отвечают резонансам продольной и крутильной мод соответственно. В области малых деформаций

$\varepsilon \leq 5 \cdot 10^{-8}$ наблюдается квадратичная зависимость смещения частоты от амплитуды. На рис. 1.13 для тех же условий измерений приведены величины фактора потерь (затухание на расстоянии, равном длине волны, связано с фактором потерь простым соотношением: $\exp(-\pi\eta_{ij})$).

Зависимости, представленные на рис. 1.11, указывают на отсутствие качественного изменения режима колебаний для крутильной моды. Для сухого материала переход к нелинейности гистерезисного типа не наблюдался, а при наличии паров воды и предполагаемой конденсации жидкости на поверхности зерен переход к нелинейности гистерезисного типа имел место для продольной и крутильной мод. Сравнение откликов на продольной и крутильной модах, а также изменение порога перехода от одного режима колебаний (классическая нелинейность) к другому (нелинейный гистерезис) в зависимости от наличия жидкости в случае продольной моды позволяет предложить следующую качественную модель (см. также [34]).

Консолидированные горные породы представляют собой гранулированные среды, в которых связь между зёрнами обусловлена силами адгезии (цементом). Механические характеристики таких материалов должны существенным образом зависеть от прочности связей. Наличие переходов от классического ангармонизма к нелинейному гистерезису можно связать с прочностью контактов при наличии сил адгезии [34]. В этом случае нелинейный упругий гистерезис представляет собой хорошо известный гистерезис адгезии [99] при наличии гладкого распределения зерен и неровностей по размерам и номинальным взаимным расстояниям. Наличие такого распределения приводит к появлению гладких зависимостей напряжения от деформации [34], что ранее было показано в рамках феноменологической модели РМ-пространства [1]. Можно показать, что линейность зависимостей резонансных частот от амплитуды деформации обусловлена гладкостью функции распределения прочности контактов, которая приводит к появлению параболических ветвей с различными коэффициентами для циклов нагрузки и разгрузки в диаграмме напряжение–деформация.

Наличие жидкости приводит к уменьшению коэффициента адгезии, что было наглядно показано в опытах Обреимова [38]. Такое изменение коэффициента адгезии и, соответственно, прочности связей между зёрнами, обязательно проявится в уменьшении порога деформации, отвечающего переходу от классической нелинейности к нелинейному гистерезису, при добавлении жидкости. При этом гистерезис, связанный с отрывом и восстановлением микроскопических контактов, должен проявиться в наибольшей степени для объёмных деформаций, что и видно на рис. 1.11, слева. Добавление жидкости приводит к ожидаемому уменьшению порога деформаций, начиная с которого наблюдается гистерезис. При полном насыщении образца наблюдался плавный (без скачков) переход режима деформаций от классической нелинейности к нелинейному гистерезису. Данные для крутильных колебаний не приводятся, поскольку низкая добротность крутильной моды при полном насыщении карбонатной породы жидкостью не позволила надёжно выделить её вклад.

Увеличение резонансной частоты продольных колебаний при переходе к режиму с предполагаемым отрывом контактов может быть качественно объяснено следующим образом. Хорошо известно (например, [100,101]), что динамический коэффициент адгезии существенно превышает коэффициент адгезии при плавном разъединении поверхностей. Это увеличение обусловлено затратами энергии на диссипативные процессы. Поэтому наблюдавшееся увеличение жесткости материала при изменении режима колебаний, предположительно, связано с динамическим эффектом увеличением коэффициента адгезии и прочности связей между зёрнами.

В случае крутильных деформаций гистерезис, по-видимому, связан с другим эффектом. Как известно, при тангенциальном смещении двух тел, находящихся в контакте друг с другом, наблюдается так называемое частичное проскальзывание [40] и связанный с этим гистерезис в зависимости «тангенциальное напряжение–тангенциальная деформация». Добавление жидкости приводит к уменьшению трения и проскальзыванию зёрен. Как уже отмечалось выше, для сухого образца переход к режиму колебаний с нелинейным

гистерезисом не наблюдался. Предположительно, такое поведение связано с существенным увеличением трения зерен в отсутствие жидкости.

Представленные на рис. 1.13 зависимости коэффициента поглощения имеют аномалии в области тех же амплитуд деформации, что и аномалии на рис. 1.11. При этом наличие немонотонной зависимости $\eta(\varepsilon)$ с максимумом при деформации ε , отвечающей скачку на рис. 1.11, согласуется с высказанным выше предположением о роли диссипативных процессов при переходе от режима деформаций с ангармонизмом к режиму деформаций с гистерезисом. Коэффициент затухания сдвиговых волн в сухом образце имеет выраженную квадратичную зависимость от амплитуды. В воздушно-сухом состоянии в области амплитуд деформаций $\varepsilon \geq 2 \cdot 10^{-7}$ появляется характерная для упругого гистерезиса линейная зависимость от амплитуды, как для объемных, так и для сдвиговых деформаций. Уменьшение затухания с ростом амплитуды деформации в продольной моде при полном насыщении предположительно связано с частичным испарением жидкости под действием интенсивных вибраций образца, что подтверждается регистрируемым увеличением влажности в замкнутом объеме.

В связи с обсуждаемыми амплитудными зависимостями резонансных частот и поглощения, следует упомянуть работу [102], в которой в области ультразвуковых частот с использованием импульсной техники измерений были обнаружены аномалии в виде резких изменений скоростей объемных волн и коэффициентов потерь в западносибирском песчанике в той же области деформаций $\varepsilon \sim 10^{-7}$, что и нашей работе. К сожалению, в работе [102] отсутствует описание материала, что не позволяет сопоставить акустические данные с особенностями микроструктуры материала. Измеренные локальные максимумы в упомянутой работе составляли 1.5% для скорости продольной волны, и 0.2% для волны сдвига. Локальный рост потерь в соответствующих областях составлял $\sim 2\%$. Приведенные на рис. 1.11, 1.13 данные указывают на появление локального максимума скорости продольной волны $\sim 0.3\%$ и затухания

~50% в области деформаций, которой отвечает качественное изменение режима деформаций.

Автор [102] не объясняет наблюдавшиеся им аномалии амплитудной зависимости скорости, а для описания аномалий затухания предлагается использовать феноменологическое уравнение состояния, в котором за счет подбора параметров может наблюдаться рост или уменьшение затухания при увеличении амплитуды деформаций. При этом остается неясным, является ли предложенное уравнение состояния единственно возможным, и почему происходит изменение показателей степеней для входящих в него величин.

Сделаем оценки нелинейных параметров на основе полученных экспериментальных данных. Как следует из теории Ландау, амплитудная зависимость относительного изменения резонансной частоты является эффектом второго порядка малости и описывается следующим выражением [1]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \left(\frac{9\Gamma_3}{8} - \frac{40\Gamma_2^2}{3\pi^2} \right) \varepsilon_0^2 = -\Gamma\varepsilon_0^2, \quad (5)$$

где $\Delta\omega$ – изменение резонансной частоты, обусловленное конечной величиной деформации, ω_0 – величина резонансной частоты при малой амплитуде деформации, $\Gamma_{2,3}$ – коэффициенты квадратичной и кубической нелинейности, определяемые стандартным образом [1, 5]: $\sigma = M(1 + \Gamma_2\varepsilon + \Gamma_3\varepsilon^2)\varepsilon$. Здесь σ – напряжение, M – линейный модуль упругости, ε – деформация.

В таб. 1.1 представлены величины Γ и производных $\alpha = \partial\omega/\partial\varepsilon$ для амплитуд деформаций, отвечающих нелинейному гистерезису. Порядковые номера в таблице отвечают: №1 – резонансу продольной моды сухого образца, №2 – резонансу крутильной моды сухого образца, №3 – резонансу продольной моды воздушно-сухого образца, №4 – резонансу крутильной моды воздушно-сухого образца, №5 – резонансу продольной моды полностью насыщенного водой образца. Прочерки и пометки в таблице связаны с особенностями данных: например, для крутильных колебаний сухого образца линейная зависимость резонансной частот от амплитуды не выявлена (рис. 2, вверху справа), а для

воздушно-сухого состояния образца квадратичная зависимость частоты от амплитуды выделяется, но данные содержат много шума. Номера №6–8 отвечают данным из литературных источников для воздушно-сухих образцов. Величины Γ для №6, 7 получены из данных для песчаников Fontainbleau и Berea из работы [33], величины α для №6, 8 взяты из работы [103] для песчаника Fontainbleau и известняка Estailades. Номера №9 и №10 отвечают результатам для гранита с большим содержанием трещин [28].

№ (п/п)	Γ	α
1	$2 \cdot 10^{10}$	830
2	$1,4 \cdot 10^{12}$	–
3	$1,8 \cdot 10^{11}$	1780
4	–	1000
5	–	2950
6	$6,7 \cdot 10^9$	6200–6400
7	$8,2 \cdot 10^8$	–
8	–	600–800
9	$4,4 \cdot 10^{10}$	–
10	$1,7 \cdot 10^{10}$	–

Таб. 1.1. Параметры нелинейности. Прочерки отвечают отсутствию линейной или квадратичной зависимостей (значительную погрешность определения коэффициентов).

Сравнение величин, отвечающих нашим измерениям, с известными из литературы позволяет сделать ряд выводов. Во-первых, наибольшее значение Γ отвечает крутильной моде сухого образца, и при незначительном изменении содержания жидкости уменьшается на порядок. Такое поведение явно указывает на уже отмеченную выше важную роль сухого трения. Величины Γ для продольной моды указывают на наличие немонотонной зависимости от насыщения: переход от сухого к воздушно-сухому состоянию приводит к примерно двукратному увеличению Γ , а переход к полному насыщению ведет к уменьшению Γ на порядок. Во-вторых, параметр Γ , отвечающий за квадратичную

зависимость резонансно частоты от амплитуды деформаций, аномально велик и превышает данные других авторов на величину от одного до двух порядков. Можно предположить, что появление аномалий в величинах Γ и, соответственно, $\Gamma_{2,3}$ каким-то образом связано с особенностями строения образца. Нелинейность структурно-неоднородных материалов и горных пород, в частности, чаще всего связывают с нелинейностью контакта зерен [1,23].

Сделанное предположение не лишено смысла. Действительно, сравнительный анализ данных работы [103] указывает на связь величины нелинейности с химической и структурной неоднородностью материалов (таблицы 1 и 2 указанной работы), наличием мелких пространственных масштабов. Действительно, максимальные величины параметра α были измерены в мраморе, а также в песчаниках Berea и Meule. Все эти материалы имели сложный состав при наличии зерен мелких размеров, как и исследованный в данной работе материал. Мрамор, исследованный в работе [103], представлял собой смесь ромбоэдрических кристаллитов $MgCO_3$ и $CaCO_3$ с малой проницаемостью пор. Песчаники представляли собой мелкозернистые горные породы, состоящие в основном из кварца и полевого шпата. Величины α , приведенные в работе, по порядку согласуются с данными других авторов и не обнаруживают каких-либо аномалий. При этом наблюдалось двукратное увеличение α для продольной моды при изменении состояния от сухого до воздушно-сухого (насыщенность 0,5%) и почти такое же увеличение α при переходе от воздушно-сухого состояния к полностью насыщенному.

Можно также отметить отличие в поведении α при изменении насыщенности образца: прослеживается монотонное увеличение α по мере насыщения для имеющихся трех значений. Результаты работы [91], где также исследовался известняк, указывают на иной характер изменения параметра α . В этой работе наблюдался рост на порядок при переходе к фазе формирования менисков жидкости в области контакта зерен с последующим уменьшением α по мере увеличения насыщенности. С другой стороны, представленные в работе [103] результаты измерений α для объемных деформаций в различных

материалах, указывают, в том числе, на возможность монотонного увеличения и уменьшения этого параметра. Кроме того, сами величины могут изменяться в пределах $10^3 \div 10^5$. Все это указывает на связь величин и характера зависимости от насыщенности с микроструктурой материалов.

1.5 Исследование медленной релаксации остаточных деформаций

Многочисленными экспериментальными исследованиями было установлено, что переход к режиму деформаций с нелинейным гистерезисом сопровождается появлением медленной релаксации с логарифмической зависимостью от времени резонансной частоты. В недавней работе [34] совместное проявление гистерезисной нелинейности и медленной релаксации получило следующее объяснение. Медленная релаксации связана с существованием метастабильного состояния в потенциале взаимодействия контактирующих тел (зерен), в которое переходит часть контактов, оторвавшихся в результате интенсивных деформаций. Сам отрыв имеет место для режима деформаций с гистерезисом.

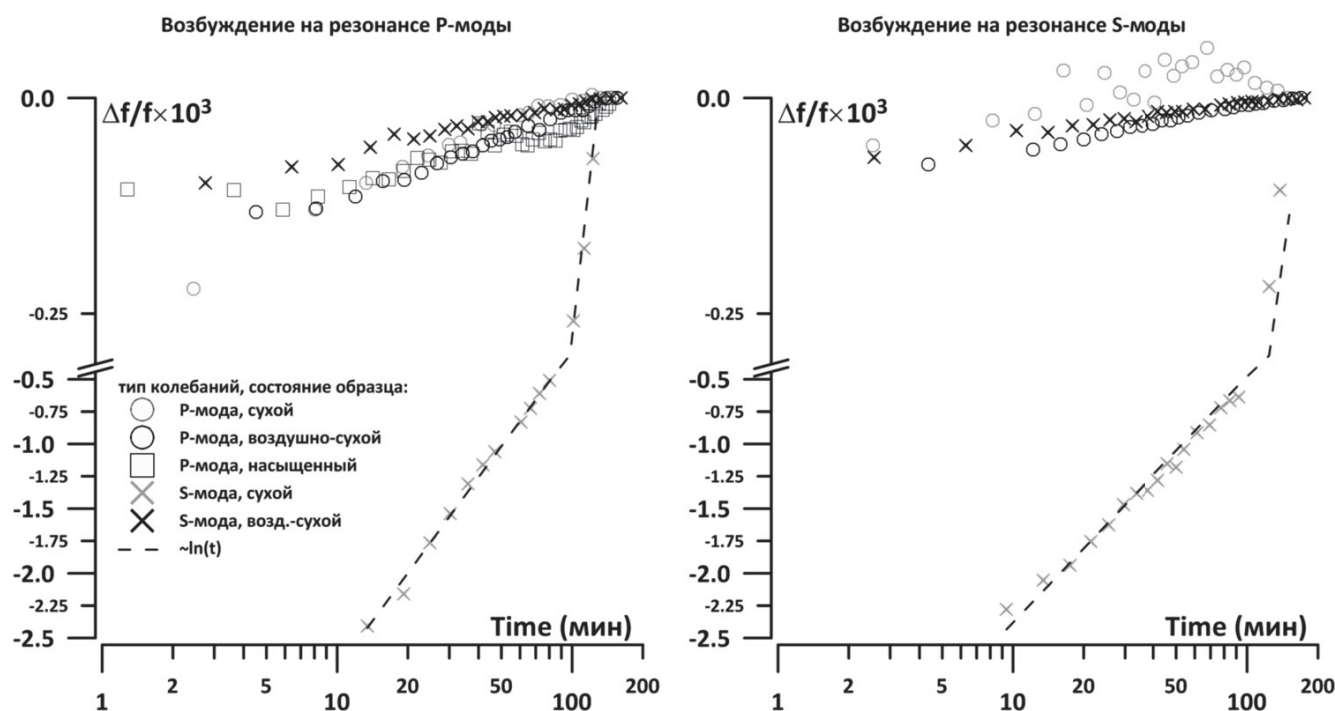


Рис. 1.14. Медленная релаксация в образце карбонатной горной породы. Слева релаксация после длительного воздействия на резонансе продольной моды, справа – после длительного воздействия на резонансе крутильной моды.

Известные результаты (см. [1] и ссылки на оригинальные работы) касаются релаксации величины модуля Юнга при рассмотрении задачи о колебаниях длинного стержня. Поэтому представляет интерес сравнение законов релаксации объемных и сдвиговых деформаций. Были рассмотрены следующие варианты: (1) релаксация резонансных частот продольной и крутильной мод после длительного воздействия на резонансе продольной моды, и (2) релаксация тех же резонансных частот после длительного воздействия на резонансе крутильной моды. Под длительным воздействием, как и в работах, результаты которых описаны в [1], понимается возбуждение колебаний на резонансе выбранной моды в течение длительного времени примерно 30 минут, что отвечало $\sim 4 \cdot 10^7$ периодов сигнала возбуждения.

Поскольку в каждом из экспериментов использовались различные амплитуды деформаций при возбуждении резонансных колебаний, данные были приведены к одной амплитуде деформаций. В экспериментах, описанных в работе [36], отмечалась линейная зависимость наклона от амплитуды накачки. Этот факт нашел объяснение в работе [34], где указанная зависимость объясняется линейным увеличением числа возбужденных состояний при малой их концентрации. Обсуждаемые ниже данные приведены к амплитуде деформации при возбуждении $\sim 10^{-7}$. На рис. 1.14 представлены результаты исследования медленной релаксации остаточных деформаций внутри карбонатной горной породы. Измерения зависимости частот от времени проводились с использованием минимально возможных амплитуд деформаций $\varepsilon \sim 10^{-9}$.

Качественно появление возбужденных состояний и их медленную релаксацию после выключения накачки можно представить себе следующим образом. В фазе растяжения происходит отрыв контактов, удерживаемых силами адгезии. При наличии в потенциале поверхностных сил по крайней мере двух минимумов, разделенных барьером, переход во второй локальный минимум (метастабильное состояние) приводит к выключению контактов из процессов, связанных с гистерезисом адгезии. Именно эти контакты, находящиеся в «возбужденном» состоянии отвечают за остаточные деформации и их

последующую релаксацию к невозмущенному состоянию. Наличие нескольких минимумов в потенциале взаимодействия поверхностных сил достаточно типично и обусловлено множеством причин [99]. В работе [34] совместный анализ гистерезиса и медленной релаксации сделан для модельного потенциала с двумя минимумами.

Для описания медленной релаксации была предложена простая термодинамическая модель [37], в основе которой лежит представление о релаксации из метастабильного состояния через барьер в состояние глобального равновесия. Наличие барьера с высотой много больше энергии теплового движения приводит к появлению характерной логарифмической зависимости внутренней деформации от времени. При наличии зависимости модулей упругости от амплитуды деформации появляется такая же зависимость смещения резонансной частоты от времени. Величина остаточной деформации изменяется во времени следующим образом [34]:

$$\varepsilon_i(t) = \varepsilon_i^{(0)} - \frac{\Lambda}{M} \ln\left(\frac{t + t_0}{t_0}\right), \quad (6)$$

где $\varepsilon_i^{(0)}$ – начальное значение остаточной деформации, $t_0 = \frac{\Lambda}{M\dot{\varepsilon}_i^{(0)}}$ и $\dot{\varepsilon}_i^{(0)}$ – начальное состояние скорости деформации. Величина $\Lambda = kT/V^*$, где k – постоянная Больцмана, T – температура ($kT \approx 4 \cdot 10^{-21}$ Дж для условий проведения эксперимента), V^* – объем активации процесса релаксации, M – модуль упругости (модуль Юнга для продольной моды и модуль сдвига для деформации кручения). Уравнение (6) справедливо пока $\varepsilon_i(t) \geq 0$, что означает отличие от нуля населенности возбужденных состояний [34].

Данные на рис. 1.14 приведены в полулогарифмическом масштабе, что позволяет выделить зависимость $\propto \ln(t)$ для относительного изменения резонансных частот. Анализ показывает, что, независимо от типа возбуждения (на резонансах продольной или крутильной мод), коэффициент перед логарифмом в соответствующих зависимостях приблизительно одинаков. Как отмечалось в [34,37], процессу релаксации можно поставить в соответствие пространственный

масштаб $d = \sqrt[3]{V^*}$ На рис. 1.15 приведены величины пространственного масштаба, связанного с релаксацией, для различных материалов, включая и материал, исследованный в данной работе.

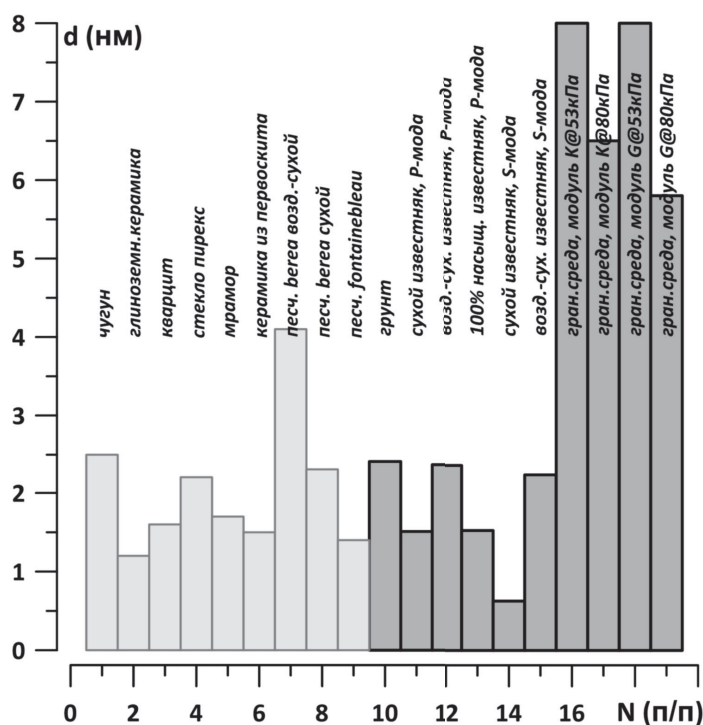


Рис. 1.15. Пространственный масштаб процесса релаксации для различных материалов. Данные для неконсолидированных материалов обсуждаются в главе 2.

Темно-серым отмечены экспериментальные данные, полученные в данной работе. Светло-серым отмечены экспериментальные данные, полученные другими исследовательскими группами (преимущественно, LANL, USA). Представленные на рис. 1.15 данные указывают на то, что полученные в данной работе величины d для исследуемого образца в целом ничем не выделяются по сравнению с величинами d , отвечающими экспериментальным данным других исследователей. Нетрудно видеть, что сильно отличающиеся консолидированные материалы характеризуются близкими величинами пространственного масштаба, связанного с релаксацией $d = 1 - 4$ нм. Этот масштаб имеет порядок расстояния действия сил Ван-дер-Ваальса [104], что дополнительно указывает на общность процессов гистерезиса адгезии и медленной релаксации в структурно-

неоднородных средах [34]. Масштаб d существенно больше для сыпучих материалов, для которых более вероятно связывать его не с адгезией, а наличием микроскопических вакансий в упаковке зерен. Это предположение согласуется с фактом уменьшения d при увеличении давления сжатия упаковки.

Кроме того, можно отметить увеличение d при переходе от сухого к воздушно-сырому состоянию, как в релаксации резонансной частоты крутильной моды, так и в релаксации резонансной частоты продольной. Аналогичные зависимости были получены ранее группой исследователей из LANL для песчаника Berea [36]. Немонотонность зависимости d от насыщенности указывает на существенную роль жидкости в процессах медленной релаксации. Также важно отметить, что сравнение масштабов релаксации для объемных и сдвиговых деформаций для известняка указывает на общность природы процесса релаксации в обоих случаях.

1.6 Заключение

Методом резонансной акустической спектроскопии в диапазоне двух октав проведены измерения зависимости тензоров упругости и потерь пористого материала при изменении степени насыщения. Высокая точность измерений позволила выделить три стадии насыщения: (1) конденсацию, (2) образование менисков и (3) заполнение пор жидкостью, которым отвечают качественные изменения акустических характеристик. Характеристики исследованного материала находятся в очень хорошем согласии с данными гранулометрического, минералогического и химического анализа образца, выполненного стандартными методами в геологической лаборатории. Полученные результаты позволили объяснить имеющиеся в литературе расхождения в моделях затухания звука в донных осадочных породах.

Методом резонансной акустической спектроскопии проведены исследования амплитудных зависимостей модулей упругости и коэффициентов потерь при различной насыщенности пористого материала. Обнаружен ранее не наблюдавшийся эффект скачкообразного перехода от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа для деформаций с изменением объема. Скачкообразное изменение модуля объемной жесткости сопровождается максимумом поглощения, что связывается с диссипативными процессами при отрыве контакта с адгезией. Уровень деформации, отвечающий качественному изменению режима колебаний, зависит от степени насыщения пор жидкостью и уменьшается по мере увеличения насыщенности.

Выполнены исследования по медленной релаксации объемных и сдвиговых деформаций при возбуждении (накачке) на продольной и крутильной модах. Экспериментально доказано, что эффекты медленной релаксации связаны с процессами в области контакта структурных элементов гетерогенной среды, а соответствующие пространственные масштабы имеют порядок радиуса действия сил Ван-дер-Ваальса.

ГЛАВА 2. Исследование модельных гранулированных сред методом акустической спектроскопии.

Неконсолидированные гранулированные материалы характеризуются незначительной силой адгезии между составляющими их зернами. Зерна удерживаются вместе только внешними силами. В связи с этим микроструктура в таких материалах может легко меняться при изменении внешних условий. В совокупности это приводит к тому, что неконсолидированные среды обладают необычными свойствами.

Исследование неконсолидированных гранулированных материалов представляет интерес для фундаментальной науки [64]. В качестве примеров можно привести следующие эффекты, для которых отсутствуют исчерпывающие теоретические модели. (1) Неравномерное распределение внешнего давления между контактами зернами. В результате чего образуются «цепи сил» через которые связываются отдельные структурные элементы [66]. (2) Под действием вибраций возникает сегрегация гранул по размерам [67]. (3) Макроскопических модули упругости упаковки зерен зависят от давления поджатия по степенному закону [7]. В разных условиях показатель степени варьируется. (4) После длительного вибрационного воздействия или удара происходит уменьшение жесткости неконсолидированных материалов, с последующей релаксацией в исходное состояние [1,37,70–72].

В этой главе особое внимание уделено исследованию последних явлений, поэтому более подробно опишем текущее состояние данной области науки. В натурном эксперименте [37] были обнаружены эффекты медленной динамики или релаксации с характерной логарифмической зависимостью скорости волны от времени, которые были связаны с и наличием метастабильных состояний грунта. Время релаксации составляло несколько часов, что, например, существенно отличается от результатов натурального эксперимента работы [70], где возврат к исходному состоянию происходил за 10 минут. Данные о релаксации с логарифмической зависимостью измеряемых величин от времени относятся в основном к лабораторным экспериментам для консолидированных материалов

[1]. Для гранулированных материалов также имеются экспериментальные данные по медленной релаксации, полученные на образцах [71,72]. При этом процессы, рассмотренные в [72], по-видимому, имеют опосредованное отношение к наблюдениям [37], поскольку связаны с процессами седиментации, которые сопровождаются растворением мелких зерен и образования связывающего зерна цемента. Данные, представленные в недавней работе [71], и их связь с полученными в настоящей работе подробно обсуждаются ниже.

Исследование неконсолидированных сред и протекающих в них процессов важно и для многих практических приложений. При проектировании и строительстве фундаментов, для определения их надежности, необходимо знать свойства подстилающего грунта [73]. Свойства грунта определяют отклик среды при сильных землетрясениях [74], долговременном вибрационном воздействии техногенного происхождения [75]. Решение задач диагностики и мониторинга состояния грунтов также требует знания зависимости их характеристик от внешних условий.

В данной главе будут представлены результаты экспериментального исследования акустических свойств модельных гранулированных сред в лабораторных условиях. Для проведения таких измерений была разработана экспериментальная установка. Акустические свойства неконсолидированных материалов определяются на основе анализа резонансного отклика контейнера содержащего исследуемое вещество. При этом одновременно измеряются два модуля упругости. Длина пробной волны значительно больше размера зерен. Так же экспериментальная установка позволяет проводить измерения в широком диапазоне амплитуд деформаций. Более подробно принцип действия, преимущества и недостатки описаны ниже.

В качестве модельных гранулированных материалов были использованы случайные упаковки стеклянных шаров и зерен корунда (которые моделируют природные среды с гладкими и шероховатыми зернами). Для них будут представлены результаты измерения модулей упругости от давления, влияния амплитуды деформаций, эффекты релаксации после длительного вибрационного

воздействия. В параграфе 2.1 описывается методика эксперимента. В параграфе 2.2 представлено описание модельных гранулированных сред. В параграфе 2.3 представлены результаты измерения линейных модулей упругости в зависимости от поджатия зерен. В параграфе 2.4 представлены результаты исследования нелинейных резонансных откликов и эффекта медленной динамики. В последнем параграфе 2.5 представлены результаты второй главы.

2.1. Описание экспериментальной установки

Лабораторные методы исследования упругих свойств гранулированных сред можно разделить на три группы: (квази)статически испытания, ультразвуковое просвечивание, метод резонансных колонок. В первом случае модули упругости определяются из отношения между напряжением и смещением. Одна из этих величин задается в ходе измерений. Для уменьшения ошибки определения модулей упругости величину деформации делают достаточно большой. Это приводит к проявлению нелинейности и изменению структуры материала, что в свою очередь затрудняет интерпретацию лабораторных тестов. При импульсном зондировании акустические характеристики определяются по времени пробега импульса через среду. Частота пробного сигнала составляет десятки кГц. На таких частотах очень сильное воздействие на результаты оказывает дисперсия обусловленная рассеянием [105].

В методе резонансных колонок упругие модули гранулированной материала определяются из резонансных частот колебаний конструкций, в которой элементом жёсткости является исследуемая среда. Принцип этого метода объясняется в классическом труде Терцаги [83]. Гранулированный материал помещается в мягкий цилиндрический контейнер. Его жёсткость предполагается малой по сравнению с жёсткостью гранулированной среды. Торцы контейнера фиксируются. Резонансные частоты продольных или крутильных колебаний такой конструкции определяются модулями упругости исследуемой среды и размерами контейнера. Гранулированная среда удерживается давлением, приложенным к боковой стенке контейнера. К недостаткам метода резонансных колонок можно отнести, во-первых, неоднородность распределения деформаций в образце, во-вторых, необходимость увеличения размеров экспериментальной установки для того, чтобы достичь частот характерных для инженерной сейсморазведки.

Для измерения характеристик гранулированных сред была создана экспериментальная установка, принцип действия которой схож с методом резонансных колонок. Для уменьшения неоднородности деформаций была использована схема физического маятника, где элементом упругости является исследуемый материал, а элемент инерции выполнен из жёсткого материала. Такие схемы измерений широко используются для измерения свойств консолидированных материалов [106]. Для гранулированной среды подобный подход использован в работах [72,78], где рассматривались только крутильные колебания. Использование элемента инерции также позволяет снизить резонансные частоты фундаментальных мод колебаний. Схема и фотография экспериментальной установки представлены на рис. 2.1 соответственно. Неконсолидированный материал засыпался в контейнер из полистирола. Один из концов контейнера соединен с неподвижным массивным элементом. К другому концу крепиться подвижный элемент инерции, на котором размещены акселерометры и электромагниты возбуждающей системы. Гранулированная среда поджимается грузами через поршень. Важно отметить, что созданная экспериментальная установка позволяет измерить отклик дисперсного грунта, как на динамический сдвиг, так и на динамическое изменение объема.

Поскольку натурные сейсмоакустические измерения проводятся чаще всего при малых и умеренных амплитудах деформаций, наибольший интерес с точки зрения сравнения их результатов с лабораторными экспериментами, представляют методы анализа динамических откликов для амплитуд того же порядка. Предложенная схема измерений позволяет работать при изменении деформаций в широких пределах, отвечающих $\varepsilon \sim 10^{-9} - 10^{-4}$. Резонансные частоты 100–200 Гц близки к частотам натурных сейсмоакустических измерений, что позволяет использовать полученные результаты для интерпретации данных натурных измерений и развития новых схем дистанционной диагностики (Глава 3).

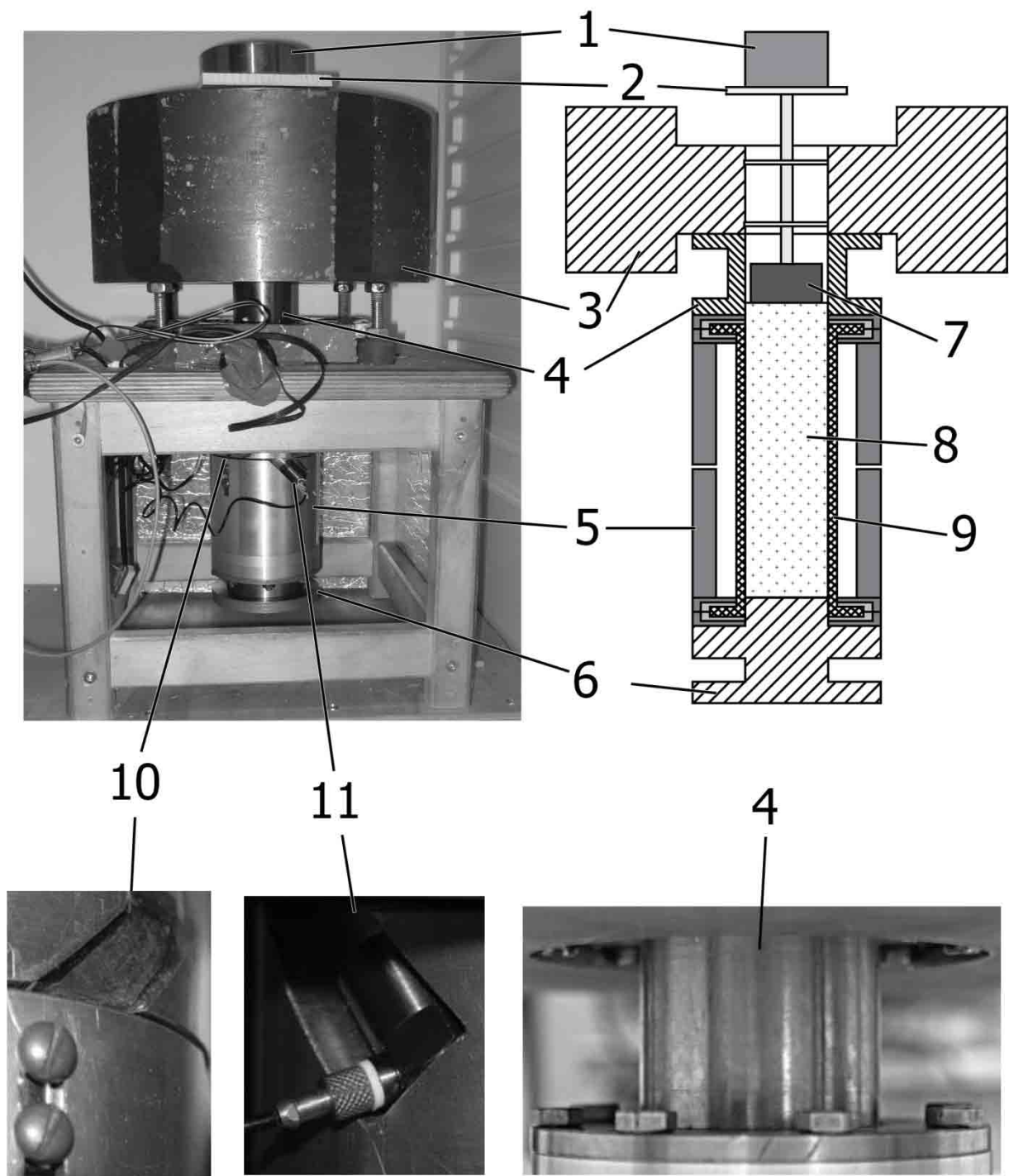


Рис. 2.1. Фотография и схема экспериментальной установки. Числами обозначены следующие элементы: 1 – груз обеспечивающий поджатие, 2 – столик, 3 – масса, к которой крепиться один конец маятника, 4 – тепловая развязка, 5 – тепловой контур, 6 – элемент инерции, 7 – поршень, 8 – исследуемая среда, 9 – контейнер, 10 – электромагниты системы возбуждения, 11 – акселерометры.

Величинами, характеризующими гранулированную среду, являются жесткость на сдвиг и сжатие, структурная прочность грунта, дилатантно-тиксотропные свойства, нелинейные модули и др. На базе созданной экспериментальной установки возможно определить эти свойства для одного и того же образца грунта с места проведения натурального эксперимента.

Для уменьшения потоков тепла через верхний и нижний элементы инерции были использованы теплоизоляторы из нержавеющей стали. Использование тепловой развязки и помещение экспериментальной установки в термостат ТВЛ-К170 позволило поддерживать температуру в контейнере с точностью $\pm 0,01^\circ\text{C}$ в течение продолжительного времени.

Отличительной особенностью экспериментальной установки является использование жёсткого контейнера для удерживания гранулированной среды. Это позволяет избавиться от искажения поверхности образца, вызванного внешним давлением и проводить измерения при небольших давлениях поджатия зерен, что невозможно сделать с «мягкой» оболочкой. Сами измерения свойств материала, заполняющего контейнер, становятся разностными, т.е. материальные параметры сыпучей среды определяются различием резонансных частот и добротности колебаний заполненного и пустого контейнеров.

На свойства материала контейнера накладываются ограничения. Во-первых, жёсткость контейнера должна быть малой, чтобы его заполнение приводило к заметным изменениям резонансных частот. Во-вторых, прочность контейнера должна быть достаточной, чтобы выдержать вес элемента инерции и прикладываемое к сыпучей среде давление. И, наконец, в-третьих, материал, из которого изготовлен контейнер, должен в малой степени поглощать колебания, чтобы обеспечить возможность достоверного измерения параметров затухания в сыпучем материале. В результате долгих поисков и пробных экспериментов с различными материалами было установлено, что наиболее подходящим материалом для изготовления контейнера является полистирол.

Физическая модель экспериментальной установки представлена на рис. 2.2. Для увеличения влияния модулей упругости исследуемой гранулированной среды

толщина стенок контейнера была сделана минимально возможной с учетом требований на прочность. Внутренний диаметр составляет $2R = 45$ мм, а толщина стенок $h=2$ мм. Высота контейнера L равна 180 мм. Так как $h/R \ll 1$ продольные и крутильные колебания контейнера с азимутально-симметричным распределением всех величин относительно оси вращения могут рассматриваться в рамках теории тонких оболочек вращения [107].

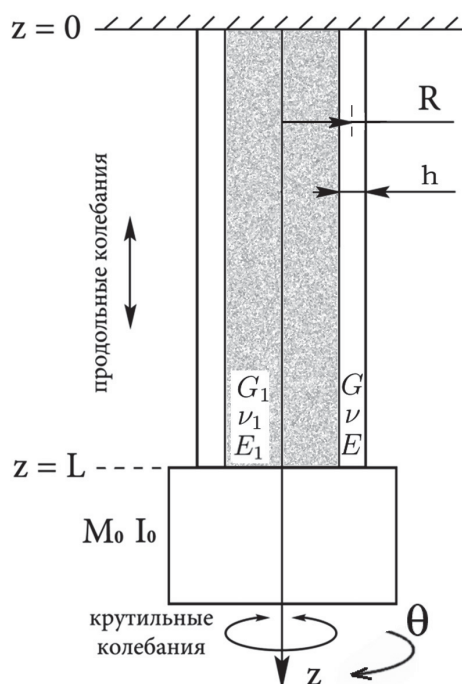


Рис. 2.2. Физическая модель экспериментальной установки.

Уравнение для колебаний контейнера из полистирола, с учетом выше написанного, имеет вид [107,108]:

$$\begin{aligned}
 -\frac{\nu E_s}{R} \frac{\partial u_r}{\partial z} + \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - E_s \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} &= \frac{\sigma_{rz}^+ - \sigma_{rz}^-}{h} + \frac{\nu}{2(1-\nu)} \frac{\partial(\sigma_{rr}^+ - \sigma_{rr}^-)}{\partial z}, \\
 \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} + \frac{E_s}{R^2} u_r + \frac{\nu E_s}{R} \frac{\partial u_z}{\partial z} &= \frac{\sigma_{rr}^+ - \sigma_{rr}^-}{h} + \frac{1}{2} \frac{\partial(\sigma_{rz}^+ - \sigma_{rz}^-)}{\partial z}, \\
 \rho \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial t^2} - \frac{E_s(1-\nu)}{2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} &= \frac{\sigma_{r\theta}^+ - \sigma_{r\theta}^-}{h},
 \end{aligned} \tag{7}$$

где u_r, u_θ, u_z – компоненты вектора смещения в цилиндрической системе координат, ν – коэффициент Пуассона материала контейнера, $E_s = E / (1 - \nu^2)$, E – модулю Юнга материала контейнера, ρ – плотность материала контейнера, σ_{ij}^+

отвечает напряжениям на внешней поверхности контейнера, σ_{ij}^- – напряжениям на внутренней поверхности контейнера. Поскольку силы, приложенные к внешней поверхности контейнера, отсутствуют: $\sigma_{ij}^+ = 0$.

Деформации заполнения контейнера можно описать через скалярный и векторный потенциалы смещений. Соответствующие выражения мы опустим, поскольку запись волновых уравнений в цилиндрических координатах можно найти во многих книгах (например, [109]). В результате σ_{ij}^- будет выражено через смещения заполнения при $r = R - h/2$. С другой стороны, уравнения (7) также позволяют записать связь между σ_{ij}^- и проекциями смещения. В силу малой толщины $h \ll R$ проекции смещения одинаковы (изменения имеют порядок h/R) на срединной поверхности оболочки и внутренней поверхности. Соответствующие уравнения по сути определяют граничные условия импедансного типа для внутренней области (заполнения) и их появление связано с тем, что в основе теории колебаний тонких оболочек лежит представление о замене тонкостенной оболочки поверхностью нулевой толщины, имеющей конечную жесткость на растяжение, сдвиг и кручение.

Опуская громоздкие промежуточные выкладки запишем конечные выражения для продольной и крутильной жёсткости в случае однородной деформации:

$$K_P = \frac{ES_0 \left[1 + \frac{E_1 \nu (1 - \nu_1)}{2E(1 - \nu)(1 - 2\nu_1)(1 + \nu_1)} \right] + \frac{E_1 S_1}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1) \left[3 - \nu_1 - 4\nu\nu_1 + \frac{E_1 R(1 - \nu^2)}{Eh} \right]}{L \left(1 + \frac{E_1 R(1 - \nu^2)}{Eh(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} \right)}, \quad (8)$$

$$K_S = \frac{2\pi R^3 h G + \pi R^4 G_1 / 2}{L}, \quad (9)$$

где $S_0 = 2\pi R h$ – площадь поперечного сечения контейнера, $S_1 = \pi R^2$ – площадь поперечного сечения области, заполненной исследуемым материалом, $G = E/2(1 + \nu)$, $G_1 = E_1/2(1 + \nu_1)$. Выражения (8) и (9) справедливы при выполнении условия $\chi = \omega R/V_{1S}$, где V_{1S} – скорость волны сдвига в материале заполнения

(гранулированной среде) контейнера. В этом случае поле смещений и напряжений однородно в поперечном сечении и, измеряя ускорение контейнера, можно определить макроскопические величины смещения и деформации внутри гранулированного материала. Несложные оценки показывают, что волновой параметр χ в области резонансных частот маятника равен единице при $V_{1S} \approx 15$ м/с, что отвечает практически полному отсутствию связей внутри гранулированной среды, т.е. её разжижению.

Вековое уравнение, определяющее собственные частоты продольных и крутильных колебаний стержня с одним зажатом концом и другим, нагруженным на элемент инерции, выглядит следующим образом (см., например [110]):

$$\cos \xi = \mu \xi \sin \xi, \quad (10)$$

где ξ – волновая длина стержня (контейнера), μ – нормированная на массу контейнера масса элемента инерции (в случае крутильных колебаний – отношение соответствующих моментов инерции). При $\mu = 0$ получаем уравнение, соответствующее четвертьволновому резонатору: $\xi = \pi/2 + \pi n$, $n = 0, 1, \dots$. Для величин $\mu \gg 1$ фундаментальная частота стремится к нулю, и после разложения (10) в ряд Тейлора получаем: $\xi \simeq \sqrt{\frac{2}{1+2\mu}}$. Однородность деформаций вдоль оси симметрии определяется разностью $\epsilon = \xi - \sin \xi$, откуда при заданном ϵ после разложения $\sin \xi$ в ряд Тейлора следует ограничение на волновую длину $\xi = \sqrt[3]{6\epsilon}$. Зададим для определённости величину $\epsilon = 1\%$, при этом волновая длина физического маятника составит $\xi \simeq 0,39$. Данной величине ξ отвечает безразмерный параметр $\mu \simeq 6$. Таким образом, при массе (моменте инерции) элемента инерции маятника, в 6 раз больше массы упругого элемента, его деформация будет однородной по оси с точностью 1%.

Отклонение от однородности деформаций в поперечном сечении определяется относительной разностью скорости V_0 продольной волны в (бесконечно) тонком стержне от величины V_E отвечающей конечному поперечному волновому размеру (уравнение Похгамера-Кри [109]):

$$V_E = V_0 \left[1 - \left(\frac{\nu \xi D}{L} \right)^2 \right] \text{ или } \epsilon \equiv \left| \frac{V_E - V_0}{V_0} \right| = \left(\frac{\nu \xi D}{L} \right)^2,$$

где D – диаметр трубы, L – длина трубы, ν – коэффициент Пуассона. Определив $\epsilon \lesssim 1\%$, при заданном выше значении ξ получаем искомое отношение диаметра контейнера к его длине: $D/L \lesssim 1$. Таким образом, при правильном выборе элемента инерции и соотношения длины резонатора к его диаметру можно обеспечить однородность деформации с наперёд заданной точностью.

Материальные параметры заполнения определяются следующим образом. Собственные частоты продольных и крутильных колебаний контейнера без заполнения равны

$$\omega_{0P}^2 = \frac{ES_0}{ML} \frac{2\mu_0}{2\mu_0 + 1},$$

$$\omega_{0S}^2 = \frac{2\pi R^3 hG}{JL} \frac{2\mu_{0J}}{2\mu_{0J} + 1},$$

где M, J – масса и момент инерции маятника, μ_0 – отношение массы маятника к массе контейнера без заполнения, μ_{0J} – отношение момента инерции маятника к моменту инерции контейнера без заполнения.

При заполнении контейнера собственные частоты продольных и крутильных колебаний определяются выражениями:

$$\omega_{0P}^2 = \frac{K_P}{M} \frac{2\mu}{2\mu + 1},$$

$$\omega_{0S}^2 = \frac{K_S}{J} \frac{2\mu_J}{2\mu_J + 1},$$

где μ – отношение массы маятника к массе контейнера с заполнением, μ_J – отношение момента инерции маятника к моменту инерции контейнера с заполнением. Эти величины вычисляются по измеренной объёмной плотности гранулированного материала.

Для определения параметров заполнения G_1 и ν_1 следует рассмотреть две безразмерные частоты $\Omega_P^2 = (\omega_P/\omega_{0P})^2$ и $\Omega_S^2 = (\omega_S/\omega_{0S})^2$, уравнения для которых с учетом (8) и (9) запишутся следующим образом

$$\Omega_p^2 = \left(1 + \frac{E_1 \nu(1 - \nu_1)}{2E(1 - \nu)(1 - 2\nu_1)(1 + \nu_1)} + \frac{E_1 S_1}{ES_0(1 - 2\nu_1)(1 + \nu_1)} \left[3 - \nu_1 - 4\nu\nu_1 + \frac{E_1 R(1 - \nu^2)}{Eh} \right] \right) \quad (11)$$

$$\times \left[1 + \frac{E_1 R(1 - \nu^2)}{Eh(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} \right]^{-1} \frac{\mu(2\mu_0 + 1)}{\mu_0(2\mu + 1)},$$

$$\Omega_s^2 = \frac{4Gh + G_1 R \mu_J(2\mu_{0J} + 1)}{4Gh \mu_{0J}(2\mu_J + 1)}. \quad (12)$$

Уравнения (11) и (12) должны решаться совместно относительно G_1 , E_1 , ν_1 при Ω_p^2 и Ω_s^2 , полученных в результате измерений. Величина модуля сдвига элементарно определяется из уравнения (12). Затем, используя связь между модулем сдвига и модулем Юнга [109]: $E_1 = 2G_1(1 + \nu_1)$, методом деления отрезка пополам в интервале физически возможных величин коэффициента Пуассона $\nu_1 \in [-1, +1/2]$ осуществляется поиск величины ν_1 , которой отвечает равенство (11). Фактор потерь или обратная величина добротности колебаний в гранулированной среде вычисляется путём формальной замены всех модулей упругости на комплексные величины [7] с последующим вычислением поправок. Мнимые части измеренных частот связаны с добротностью колебаний очевидным соотношением $Q = \frac{Re(\omega)}{2Im(\omega)}$.

Поскольку одной из целей лабораторного эксперимента является моделирование условий натуральных измерений, частоты колебаний желательно выбрать максимально приближёнными к натурным данным, т.е. порядка ~ 100 Гц. Оценки по формулам (11) и (12) для параметров полистирола приводят к величинам резонансных частот кручения порядка ~ 100 Гц и продольного расширения и сжатия порядка ~ 200 Гц. Важным вопросом является возможность достоверного измерения параметров содержимого контейнера. Задавая параметры гранулированной среды такими, какими они являются в условиях естественного

залегания [29], получаем оценку относительного изменения резонансных частот по формулам (11) и (12). Они составляют 9% для кручения и 12% для продольных деформаций. Относительная погрешность измерения частот при использовании метода согласованной фильтрации [57], который используется в обработке данных, составляет 0,01% и менее, что позволяет получать достоверную информацию о свойствах сыпучей среды.

Выше отмечалось, что одним из недостатков метода резонансных колонок является неоднородность поля деформаций, вызванная как характером колебаний в полуволновом резонаторе, так и краевыми эффектами. В рассматриваемой схеме измерений неоднородность поля деформаций может возникнуть исключительно из-за краевых эффектов. Последние связаны с конструкцией маятника и ограничением радиальных перемещений при $z = 0, L$. Выражение (8) получено в предположении, что внешняя граница свободна от напряжений по всей площади, т.е. на всей внешней поверхности $\sigma_{rr} = 0$. Локальные изменения поля деформаций связаны с возбуждением изгибных деформаций на частотах ниже критической частоты распространения изгибных волн. Поскольку эти деформации имеют большой декремент, они оказываются сильно локализованными: характерный пространственный масштаб их затухания в $\exp(1) \approx 2,7$ раз равен: $\Lambda = \sqrt{2R\hbar}/2\pi\sqrt[4]{3} \sim 0,006L$. Оценки показывают, что поправка к жёсткости продольной моды составит величину $\delta K_p \approx 1,5\%$ при учёте возмущений при $z = 0, L$. Таким образом, предложенный способ измерений оказывается практически свободным от недостатков, присущих методу резонансных колонок.

Было проведено три процедуры калибровки. Как видно из выражений (11) и (12), предлагаемый метод является G_1, K_1 выражаются через параметры материала контейнера E и ν . Эти величины были измерены с относительной точностью не хуже 1% методом резонансной акустической спектроскопии [58,89]. Измеренные величины модулей упругости и коэффициентов вязкости полистирола составили: $C_{11} = 6,02 \pm 0,09$ ГПа, $C_{11} = 1,39 \pm 0,003$ ГПа, $\eta_{11} = (5,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$, $\eta_{44} =$

$(4,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$. Здесь использованы стандартные обозначения для тензора упругости и коэффициентов вязкости [7]. Измеренные с погрешностью около 1% модуль Юнга и коэффициент Пуассона полистирола равны $E = 3,78$ ГПа и $\nu = 0,35$. Плотность полистирола составляет $\rho = 1,052$ г/см³ при относительной точности измерений примерно 10^{-4} . Добротность продольных и крутильных колебаний физического маятника в отсутствие заполнения контейнера практически совпадает с добротностью полистирола при соответствующих типах деформации, что указывает на минимальное влияние проскальзывания в элементах сочленения. Сравнение вычисленных и измеренных резонансных частот продольных и крутильных колебаний позволило определить точные значения M и J . Точный расчёт этих величин невозможен, т.к. элемент инерции состоит из множества деталей и резьбовых соединений. Погрешность геометрических размеров контейнера при изготовлении составила 10 мкм. Максимальная относительная погрешность измерения размеров контейнера определяется относительной погрешностью измерения толщины стенок h и составляет 0,5%. Таким образом, оценка суммарной погрешности измерений абсолютных модулей K_1 и G_1 составляет около 2%.

Во второй процедуре калибровки были проведены измерения коэффициента затухания крутильных колебаний на эталонном теле – глицерине с количественно известной небольшой примесью воды, что позволило определить коэффициент его вязкости и сравнить его с табличным значением. Измеренная величина кинематической вязкости глицерина $\nu_g = 5,85 \pm 0,05$ см²/с, а данные работы [111] для температуры $T = 22,5^\circ\text{C}$ и содержания воды в глицерине 2,2%, что отвечает условиям калибровочных измерений, дают кинематическую вязкость $\nu_g = 5,5 \pm 0,3$ см²/с. Нетрудно видеть, что предложенный метод позволяет проводить абсолютные измерения вязкости и обеспечивает точность около 1%.

Наконец, третья процедура калибровки была направлена на определение амплитудных соотношений. С использованием стандартного вибрационного стола В&К 4291 были определены точные значения коэффициентов связи между

амплитудой ускорения и напряжением на выходе согласующих усилителей. Аналогичная процедура была выполнена для сигналов силы с использованием измеренных ранее величин M и J . Проведение такой калибровки позволило измерять величины деформации, что важно в исследованиях динамических реакций гранулированных сред.

В рассматриваемом методе измерений упаковка гранул рассматривается как эффективно однородная и безграничная среда, поэтому количество зёрен должно быть достаточно большим. Критерий возможности перехода к эффективно безграничной среде исследовался ранее, и было установлено, что акустические характеристики не зависят от масштаба усреднения при $2R_g/L \ll 1$, где R_g – характерный диаметр (размер) зерна, L – характерный масштаб усреднения (в данном случае минимальный характерный размер контейнера). При исследовании динамики (например, разжижения) гранулированной среды размер сосуда должен быть больше толщины пограничного слоя, который составляет порядка десяти диаметров гранул [112]. Следовательно, при исследовании течения гранулированной среды поперечный размер контейнера должен быть приблизительно на порядок больше, т.е. $D/2R_g \sim 100$. В отсутствие течений гранулированной среды, например, при исследовании таких характеристик, как скорости распространения волн, масштаб усреднения должен составлять 100 размеров зёрен, чтобы отклонение от асимптотического значения, отвечающего эффективно безграничной среде, составляло не более 1% [20]. Таким образом, при использовании гранулированных сред с размерами зёрен $2R_g \lesssim 0,5$ мм предложенный способ измерений позволяет проводить исследования в широком диапазоне амплитуд деформаций вплоть до появления течения.

Следует отметить, что для мелкодисперсных порошков с размером гранул 10 мкм и менее характерно проявление поверхностных эффектов, связанных с зарядом поверхностей, сильной адсорбцией жидкости или паров воды, появлением двойного электрического слоя и взаимодействия за счёт сил Ван-дер-Ваальса [104,113]. Результаты экспериментальных исследований, представленные

ниже, получены для гранул с размерами более сотни микрон. Поэтому особенности, характерные для мелкодисперсных сред, в них не проявляются или, по крайней мере, не являются значимыми. Поэтому влажность в ходе описываемых ниже экспериментов не контролировалась.

2.2 Модельные гранулированные среды

В работе рассматривались случайные упаковки стеклянных шариков и частиц электрокорунда. В первом случае использовались шары СМШ-3 (более подробно на <http://inoteck.net>). Согласно данным производителя их размер варьируется от 200 мкм до 450 мкм. Анализ под микроскопом указывает на то, что шары имеют в основном размер 450 мкм, мелкие гранулы встречаются редко. Во втором случае использовался электрокорунд марки 24А-85Ф (ГОСТ 3647-80). Среднее значение и дисперсия составляют соответственно 200 и 40 мкм. Размер зерен для упаковки стеклянных шариков и частиц электрокорунда удовлетворяют критерию перехода к эффективной безграничной однородной гранулированной среде [20].

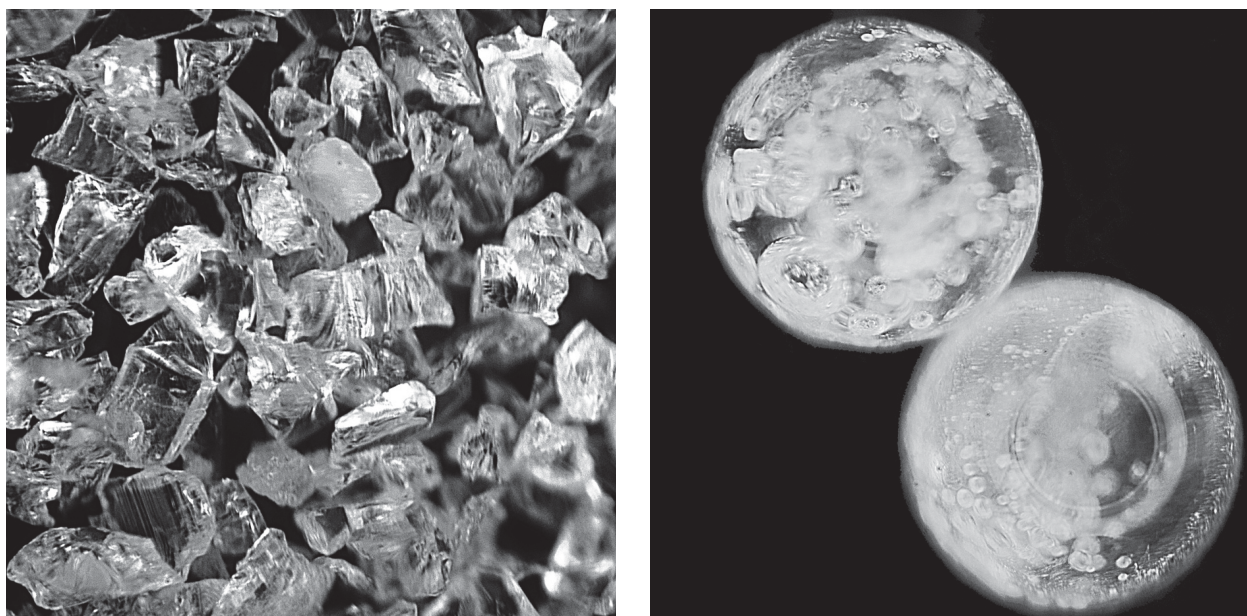


Рис. 2.3. Микрофотографии частиц электрокорунда 25А-85Ф (слева) и стеклянных шариков СМШ-3 (справа). Размеры изображения 1×1 мм.

На рис. 2.3 представлены микрофотографии частиц электрокорунда и стеклянных шариков. Изображения были получены с помощью цифровой зеркальной камеры через фотографический канал микроскопа МСП–2. Разрешение микрофотографий составляет около 1мкм. Для электрокорунда характерна изрезанная поверхность, зерна угловатые, неровности имеют характерные масштабы в широком диапазоне, верхний предел которого равен

размеру зерна. Для стеклянных шариков наблюдается противоположная картина. Поверхность гладкая, форма зерен шаровидная, возможные характерные масштабы неровностей менее микрона. Видимые на фотографии пузырьки воздуха находятся внутри шаров и не выходят на поверхность. Их появление связано с технологией производства быстрым остыванием расплава. Упаковка электрокорунда является моделью гранулированной среды с неровными (шероховатыми) зернами. Упаковка стеклянных шариков представляет собой модель гранулированной среды, состоящей из гладких зерен.

Перед началом измерений было проведено вибрационное уплотнение. Эта процедура не приводила к появлению существенного градиента плотности. Сегрегация возможна за счет диффузии и течения зерен [67]. Из-за того, что величина динамической силы была на порядок меньше силы статического сжатия, макроскопические перемещения отсутствовали, а диффузия крупных фракций ограничена масштабом порядка диаметра зерна. Просачивание через скелет возможно только для очень маленьких зерен, количество которых составляло менее 5% (для упаковки частиц электрокорунда). Таким образом, градиент плотности, обусловленный за счет перемещения мелких гранул, мог возникнуть только в нижней части установки. Размер этой области, очевидно, мал и не сказывается на результатах измерений.

2.3. Зависимость модулей упругости от давления поджатия

На рис. 2.4 представлены зависимости модулей объемной жесткости K , сдвига G , коэффициента Пуассона ν от давления поджатия для случайной упаковки зерен электрокорунда. Пунктирными линиями показаны линейные регрессии. При нулевом давлении величина K и G отличны от нуля, что, скорее всего, связано с появлением жестких сцеплений неровностей поверхности в процессе предварительного вибрационного уплотнения.

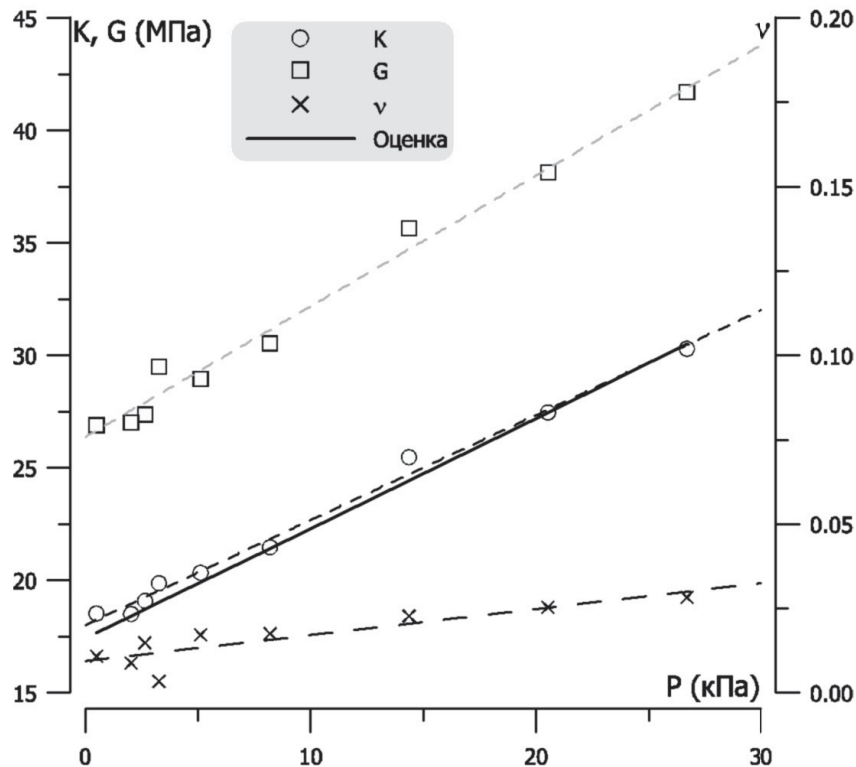


Рис. 2.4. Зависимость модулей упругости гранулированной среды из частиц электрокорунда от давления, сжимающего зерна.

Жесткость упаковки гладких зерен определяется хорошо известными выражениями [7]:

$$K_1 = \frac{C(1-\phi)}{12\pi R_g} S_n, \quad G_1 = \frac{C(1-\phi)}{20\pi R_g} \left(S_n + \frac{3S_\tau}{2} \right), \quad (13)$$

$$S_n = \frac{4G_g a}{1-\nu_g}, \quad S_\tau = \frac{8G_g a}{2-\nu_g}, \quad (14)$$

$$a = R_g \sqrt[3]{\frac{3\pi(1 - \nu_g)p}{2C(1 - \phi)G_g}}, \quad (15)$$

где C – координационное число, ϕ – пористость, R_g – радиус зерна, p – гидростатическое давление, a – радиус пятна контакта, G_g и ν_g – модуль сдвига и коэффициент Пуассона материала зерен. Для плотной случайной упаковки $\phi = 0,36$ и $C = 9$. Пуассона упаковки определяется модулем объемной жесткости и модулем сдвига. Запишем выражение для эффективного коэффициента Пуассона упаковки:

$$\nu_1 = \frac{\nu_g}{10 - 6\nu_g}. \quad (16)$$

Для корунда с $\nu_g = 0,23$ ожидаемая величина коэффициента Пуассона упаковки составит $\nu_1 = 0,027$. Нетрудно видеть, что имеется удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Поскольку каждый микроскопический контакт характеризуется одной и той же величиной коэффициента Пуассона, суммарная величина при наличии шероховатости не должна изменяться.

Оценка величин модуля объемной жесткости и сдвига по формулам (13) для зерен корунда с материальными параметрами $G_g = 163$ ГПа и $\nu_g = 0,23$ приводит к величинам $K_1 = 0,83$ ГПа и $G_1 = 1,15$ ГПа для давления $p + p_0 = 69$ кПа (последняя точка на графиках на рис. 2.4). Эти значения приблизительно в 27 раз превышают измеренные величины, что указывает на пропорциональное уменьшение площади физического контакта из-за неровности поверхности. Площадь контакта шероховатых поверхностей равна [40]:

$$\frac{A}{A_0} = \sqrt{\frac{\pi l \bar{p}}{r_0 E^*}}, \quad (17)$$

где A – площадь физического контакта шероховатых плоских поверхностей, A_0 – номинальная площадь контакта идеально гладких плоских поверхностей, l – характерная высота неровностей, r_0 – средний радиус кривизны неровностей в области контакта, p – среднее давление на площади A_0 , $E^* = E_g(1 - 2\nu_g^2)$.

Выражение (17) отвечает экспоненциальной функции распределения (см. выражение (19) ниже). Изменение функции распределения приводит к несущественному изменению числовых констант в выражении (17).

Оценим величину нормальной жесткости S_n при контакте шероховатых поверхностей и характерную высоту неровностей, которым отвечает измеренная зависимость модулей упругости гранулированной среды от давления. Предположим, что число неровностей на площади контакта абсолютно гладких шаров πa^2 велико: $\pi \mathcal{N} a^2 \gg 1$, где \mathcal{N} – число неровностей на единицу площади. Если рассмотреть неровности в виде шаровых сегментов–выступов, плотно прилегающих друг к другу, то нетрудно показать, что $\mathcal{N} \sim 1/2r_0l$, где r_0 – радиус кривизны выступа, l – его высота. Оценка по формуле (15) показывает, что давлению p_0 отвечает радиус пятна контакта $a \sim 0,5$ мкм. В рамках теории Герца сближение центров зерен корунда, рассматриваемых как гладкие тела с радиусами кривизны $R_g = 100$ мкм, составляет $\delta = a^2/R_g \sim 3$ нм. При характерной высоте неровностей $l \gg \delta$ влияние шероховатости становится значимым, а размер пятна контакта возрастает приблизительно прямо пропорционально l/δ [40]. Предположение о высокой плотности контактов при $r_0 = l$ эквивалентно требованию $(a/R_g)^2 \ll 1$, что всегда справедливо для контакта Герца. Таким образом, требование на высокую плотность неровностей с высотами $l \gg \delta$ является разумным. Кривизна поверхности и изменение площади контакта, характерное для задачи Герца о контакте гладких тел, при $l \gg \delta$ играют второстепенную роль, что позволяет сильно упростить оценки.

Величину S_n можно оценить как жесткость пластины, имеющей толщину d и площадь A :

$$S_n^{(rough)} = \frac{E_g A}{d}. \quad (18)$$

При этом изменение площади физического контакта описывается (17), а величина номинальной площади имеет порядок $\pi a^2 (l/\delta)^2$ и неизменна.

Величина d или ширина зазора между шероховатыми поверхностями определяется из равенства силы, сжимающей поверхности, и силы реакции, возникающей при деформации неровностей. Соответствующие выражения зависят от выбора функции распределения неровностей по высоте. Часто используется экспоненциальное распределение высот неровностей, которое допускает получение аналитических зависимостей и имеет вид [40]:

$$\psi(h) = \frac{\mathcal{N}}{l} \exp\left(-\frac{h}{l}\right). \quad (19)$$

Опуская несложные промежуточные выкладки, запишем уравнение равенства сил:

$$\begin{aligned} E^* \mathcal{N} \sqrt{\pi l^3 r_0} \exp\left(-\frac{d}{l}\right) &= \bar{p}, \\ \frac{4\pi R_g^2 p}{C(1-\phi)A_0} f\left(\frac{l}{\delta}, \frac{R_g}{r_0}\right) &= \bar{p}, \end{aligned} \quad (20)$$

где p – среднее давление при контакте шероховатых поверхностей, функция $f\left(\frac{l}{\delta}, \frac{R_g}{r_0}\right)$ учитывает отклонение от величины, отвечающей контакту гладких искривленных поверхностей [40]. При увеличении l/δ площадь контакта возрастает, а при увеличении R_g/r_0 происходит увеличение среднего давления за счет концентрации напряжений в области неровностей с малой кривизной. Оба фактора действуют разнонаправлено и частично компенсируют друг друга. При оценке величин можно положить $f(\dots) = 1$ и рассматривать в качестве номинальной площади контакта $A_0 = \pi a^2$, понимая, что более точный анализ приведет к появлению масштабного коэффициента порядка единицы.

Комбинируя уравнения (18) и (20), получаем оценку жесткости $S_n^{(rough)}$, которую затем подставляем в первую формулу (13). Модуль объемной жесткости при наличии шероховатости зерен $l \gg \delta$ равен:

$$K_1^{(rough)} = -\frac{pR_g(1 - \nu_1^2)}{3l} \sqrt{\frac{\pi l}{r_0}} \frac{1}{\ln \left[\left(\frac{32\pi p(1 - \nu_1)^2}{9G_1 C(1 - \phi)} \right)^{1/3} \mathcal{N} \sqrt{\pi l^3 r_0} \right]} \quad (21)$$

Слабая логарифмическая зависимость от давления в знаменателе практически не проявляется и результирующая зависимость модуля объемной жесткости упаковки из шероховатых гранул оказывается близкой к линейной, что и наблюдалось в эксперименте. Сплошная черная линия на рис. 2.4 отвечает (21) при $\mathcal{N} = 1/2r_0l$, $r_0 = l = 24$ нм с заменой p на $p + p_0$ для учета эффекта предварительного напряжения. Нетрудно видеть, что оценка находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, а величина характерной высоты неровностей $l = 24$ нм, не противоречит сделанным при выводе (21) предположениям ($l \gg 3$ нм) и визуальным наблюдениям зерен корунда под микроскопом (рис. 2.3).

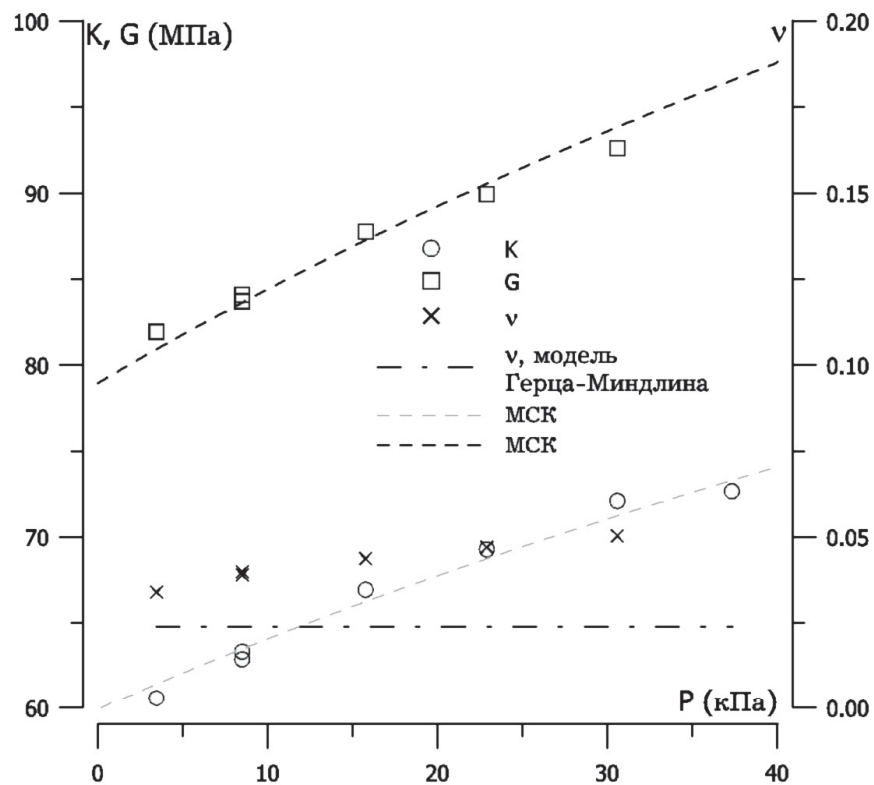


Рис. 2.5. Зависимость модулей упругости упаковки стеклянных шариков от давления, сжимающего зерна.

На рис. 2.5 представлены зависимости от давления модулей объемной жесткости и сдвига упаковки гладких стеклянных шариков. Пунктирные линии, обозначенные «МСК» на рис. 2.5, отвечают аппроксимации функциями $\mathbb{C}\sqrt[3]{p + p_0}$ в смысле минимума среднеквадратичной ошибки. Коэффициент корреляции регрессионных зависимостей составляет 96–97%. Оценки величин \mathbb{C} и p_0 для модулей K_1 и G_1 :

$$\begin{aligned} \mathbb{C}_K &= 16,9; \quad p_0 \simeq 45 \text{ кПа}, \\ \mathbb{C}_G &= 22,2; \quad p_0 \simeq 45 \text{ кПа}. \end{aligned} \quad (22)$$

Использование линейной интерполяции приводит к уменьшению коэффициента корреляции и величине $p_0 \sim 200$ кПа, что не находит разумного объяснения (см. ниже). Величины \mathbb{C}_K и \mathbb{C}_G могут быть вычислены из (13): $\widetilde{\mathbb{C}}_K = 68,8$ и $\widetilde{\mathbb{C}}_G = 95,9$ (параметры стекла $G_g = 33$ ГПа, $\nu_g = 0,21$). Ожидаемые величины в среднем в 4,2 раза больше отвечающих эксперименту. Причина такого расхождения может быть связана с уменьшением радиуса кривизны в области контакта. Нетрудно показать, что изменение радиуса кривизны в области контакта сводится к умножению выражений (13) на $\sqrt[3]{\zeta}$, где $\zeta = R_c/R_g$, и R_c – радиус кривизны в области контакта. Несложные оценки приводят к $\zeta = 1/4,2^3 \simeq 0,013$ или масштабу неровности $R_c \simeq 3$ мкм. Действительно, некоторая часть шаров (анализ объемного содержания таких частиц не проводился) имеет неровности в виде застывших капель стекла. Размеры этих неровностей варьируются в широких пределах, и поэтому кривизна поверхности в области контакта могла составлять несколько микрометров.

Как видно из (22), в случае упаковки гладких стеклянных шариков давление p_0 отлично от нуля и имеет примерно ту же величину, что и для упаковки зерен электрокорунда. Появление предварительного напряжения в упаковке шариков связано, по-видимому, с той же причиной, что и для упаковки зерен электрокорунда. Поскольку, как видно на микрофотографии какая-то часть шариков имеет неровности, микроскопические повороты в момент вибрационного уплотнения могут приводить к защемлению и «запоминанию» уровня

деформаций, действовавших при вибрационном уплотнении. Как уже отмечалось выше, использование линейной интерполяции приводит к величине $p_0 \sim 200$ кПа. Это соответствует «запоминанию» уровня деформации приблизительно в пять раз больше, чем в момент вибрационного уплотнения. Поэтому линейная аппроксимация экспериментальных данных не может быть использована.

В рамках теории Герца–Миндлина величина коэффициента Пуассона не зависит от давления и определяется формулой (16). Ожидаемое значение коэффициента Пуассона показано штрихпунктирной линией на рис. 2.5. Измерениям отвечают большие величины и прослеживается слабая зависимость коэффициента Пуассона от давления. Для объяснения наблюдаемых расхождений следует вспомнить условия применимости теории Герца–Миндлина [40]. В рамках этой модели предполагается, что S_τ сдвиговая жесткость обусловлена сухим трением и сила сухого трения превышает силу, приводящую к локальному сдвигу пары тел, находящихся в контакте. В отсутствие силы трения величина $S_\tau = 0$ и упаковка представляет собой сплошную упругую среду Пуассона, в которой действуют только центральные силы. При этом коэффициент Пуассона равен $\nu_1 = 1/4$. Небольшое увеличение ν_1 по сравнению с ожидаемой величиной $\tilde{\nu}_1 = 0,024$ можно связать с наличием некоторой части контактов с тангенциальным проскальзыванием. Объемное содержание таких контактов можно оценить из элементарных соображений:

$$\nu_1^{meas} = n_f \tilde{\nu}_1 + \frac{n_s}{4},$$

где $\nu_1^{meas} \simeq 0,034 - 0,05$ – измеренная величина коэффициента Пуассона, n_f – объемное содержание контактов без тангенциального проскальзывания (теория Герца–Миндлина), $n_s = 1 - n_f$ – объемное содержание контактов с тангенциальным проскальзыванием. Несложные оценки показывают, что $n_f = 96 - 88\%$, $n_s = 4 - 12\%$, где первые значения отвечают малым давлениям.

Таким образом, большая часть контактов не имеет тангенциального проскальзывания, а при увеличении давления, сжимающего зерна, доля контактов с проскальзыванием возрастает. Оба эксперимента по определению зависимости

модулей упругости гранулированных сред находятся в согласии с известными теоретическими моделями. Выполненные оценки высот неровностей разумны и согласуются с данными наблюдений под микроскопом.

2.4. Исследование нелинейных эффектов и релаксации в гранулированной среде

При конечной амплитуде возбуждения колебаний упаковки стеклянных шариков наблюдались зависимости резонансных частот колебаний от амплитуды возбуждения. На рис. 2.6 приведены измеренные зависимости нормированных сдвигов частот продольного и крутильного резонанса от амплитуды деформаций.

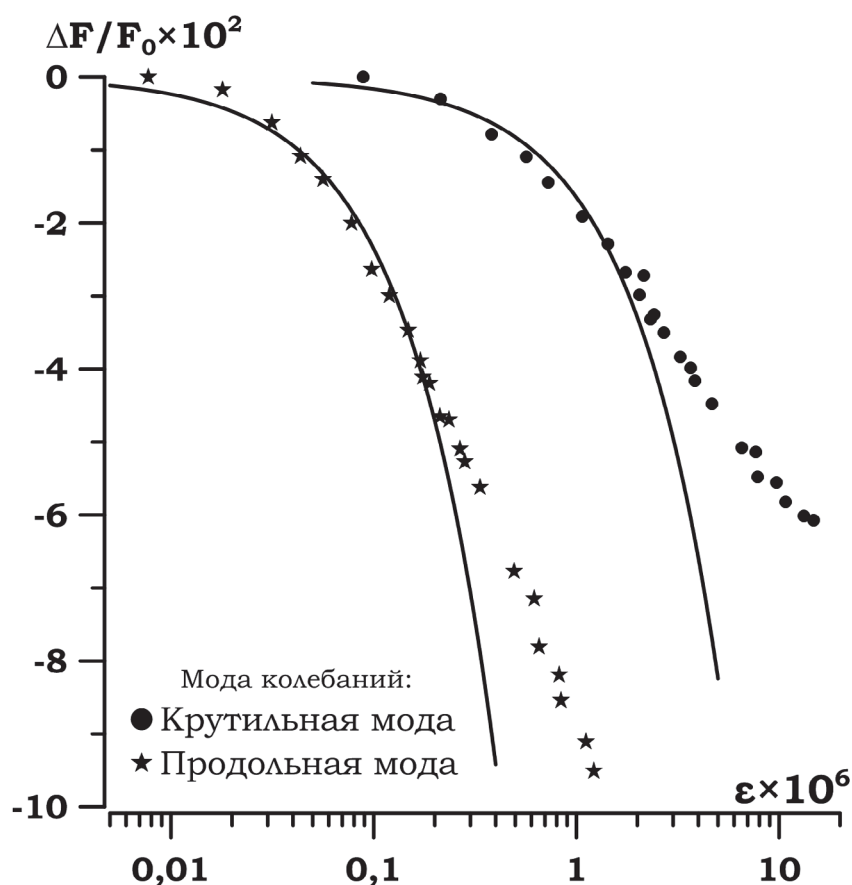


Рис. 2.6. Зависимость нормированных сдвигов резонансных частот мод кручения и сжатия от амплитуды деформации на резонансной частоте. Сплошные линии отвечают линейным зависимостям $\propto -\beta\epsilon$, характерным для наличия нелинейного гистерезиса в зависимости напряжение–деформация.

Для удобства сравнения с известными результатами пересчет в модули упругости не проводился, поскольку в большинстве литературных источников приводятся именно зависимости резонансных частот. В области очень малых деформаций должна наблюдаться характерная для слабой квадратичной нелинейности зависимость резонансной частоты от амплитуды вида $-\alpha\epsilon^2$ [1].

Данный режим колебаний обнаружен не был. При этом простые оценки коэффициента α показывают, что точность измерения резонансных частот и влияние остаточных флуктуаций температуры не позволяют определить пороговый уровень.

В области умеренных конечных динамических деформаций наблюдаются линейные зависимости частот от амплитуды, что характерно для уравнений состояния напряжение–деформация с нелинейным гистерезисом [1] (сплошные линии на рис. 2.6). И, наконец, дальнейшее увеличение уровня деформаций приводит к появлению зависимостей вида « $1/\varepsilon$ ». Переход к режиму « $1/\varepsilon$ » зависимости резонансных частот от амплитуды деформации можно рассматривать как динамическое «разжижение», когда по мере увеличения амплитуды деформации все меньшая часть гранул остается связанной с колебаниями контейнера [114].

Сравним полученные зависимости с известными из литературы. Наиболее подробные исследования были проведены в Национальной лаборатории Лос-Аламоса. Результаты этих исследований, а также полученные другими авторскими коллективами представлены в [1]. В рамках многочисленных феноменологических моделей (см., например, [1,23] и ссылки на оригинальные работы) показывается, что при наличии гистерезиса в зависимости напряжение–деформация резонансная частота (и, соответственно, жесткость) уменьшается прямо пропорционально амплитуде деформаций. При этом имеются исследования гранулированных сред, где экспериментально доказывается существование порогового уровня деформаций в песчаниках [33] и в упаковке шариков [71], ниже которого зависимость напряжение–деформация представляет однозначную функцию с характерной для кристаллических решеток квадратичной ангармоничностью.

Характерные для нелинейного гистерезиса зависимости в эксперименте (рис. 2.6) наблюдались, начиная с минимальных амплитуд деформации до $\varepsilon_P^H \sim 2 \cdot 10^{-7}$ и $\varepsilon_S^H \sim 2 \cdot 10^{-6}$. Сопоставим измеренные величины характерных амплитуд деформаций с величиной статической деформации прижима гранул.

Для данных на рис. 2.6 статическое давление, сжимающее зерна, составляло 69 кПа. Расчет по формуле (15) показывает, что радиус пятна контакта составлял $a \simeq 2,6$ мкм, а статическое сжатие $\delta = \frac{a^2}{R_g} \simeq 29$ нм. Величине статического сжатия можно поставить в соответствие величину статической деформации $\varepsilon_0 = \frac{\delta}{2R_g} = 6,5 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, динамические амплитуды деформаций, отвечающие изменению режима колебаний гранулированной среды и началу предполагаемого разрушения структуры связей в гранулированной среде, составляют: $\varepsilon_P^H \sim 0,003\varepsilon_0$ и $\varepsilon_S^H \sim 0,03\varepsilon_0$.

Причина существенного отличия величин ε_P^H и ε_S^H пока не ясна и требуются дополнительные исследования. Отметим, что возможность обнаружения неизвестных ранее эффектов сильного различия динамической реакции объемных и крутильных деформаций связана с одновременными измерениями продольных и крутильных колебаний. В подавляющем большинстве работ исследуются продольные колебания [1,71,115], реже встречаются исследования колебаний сдвига. Совместный анализ продольных и сдвиговых деформаций, насколько можно судить по доступным нам литературным источникам, ранее не проводился.

Выше отмечалось, что в работе [37] в натуральных условиях наблюдался эффект медленной релаксации неконсолидированной среды. Этот эффект был связан с наличием метастабильных состояний в гранулированной среде, а наблюдавшаяся логарифмическая зависимость от времени с момента начала процесса релаксации связывалась с наличием энергетического барьера, отделяющего метастабильное и стабильное состояния. Целью эксперимента была проверка возможности регистрации эффектов медленной динамики в модельной гранулированной среде.

Вибрационное воздействие, которое приводило упаковку гранул в возмущенное состояние, осуществлялось путем долговременного возбуждения продольной моды с амплитудой деформаций $\varepsilon \simeq 10^{-6}$ в течение 30 минут. Резонансные частоты продольной и крутильной мод за время интенсивного

возбуждения достигали равновесных значений. Затем после выключения вибрационного воздействия осуществлялось сканирование частот с минимальными амплитудами возбуждения $\varepsilon \sim 10^{-7}$ для крутильной моды и $\varepsilon \sim 10^{-8}$ – для продольной (рис. 2.6), что позволило измерить зависимость резонансных частот соответствующих колебаний от времени.

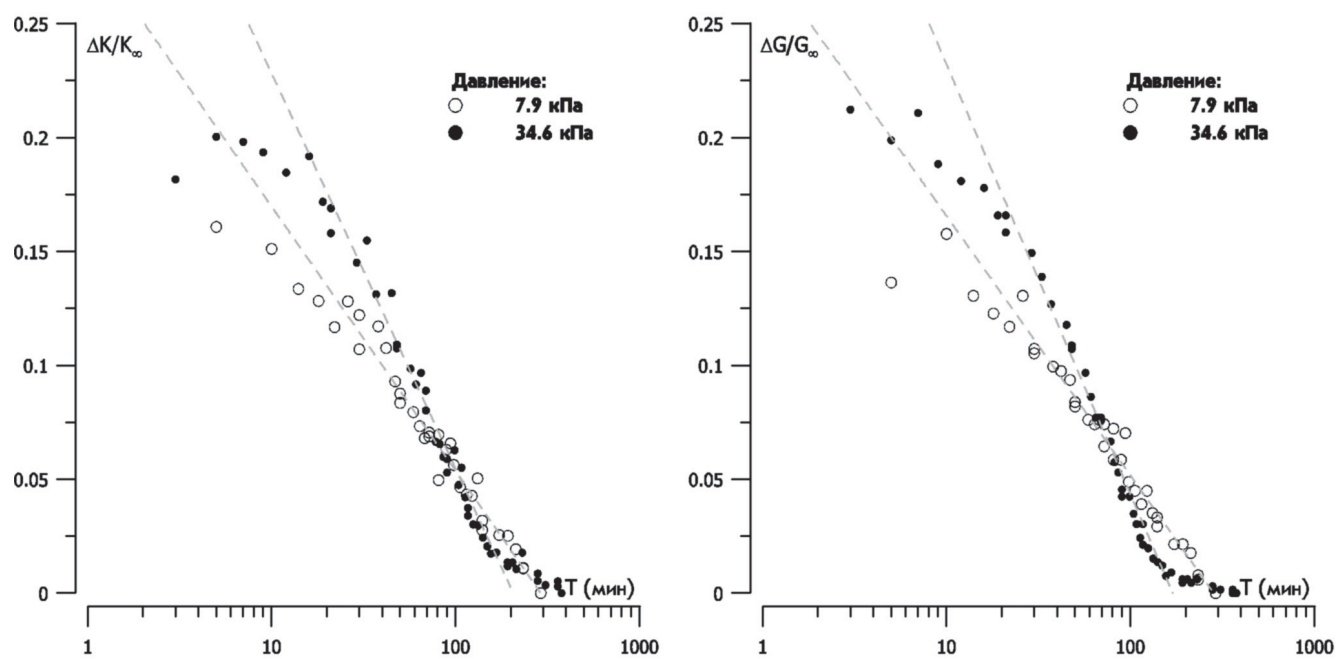


Рис. 2.7. Наблюдение медленной релаксации в упаковке стеклянных шариков при двух значениях давления сжатия упаковки. Пунктирными линиями показаны регрессионные зависимости, отвечающие логарифму времени.

На рис. 2.7 представлены данные по медленной релаксации модулей упругости в упаковке стеклянных шариков при двух значениях статического давления. Видно, что модули объемной жесткости и сдвига при релаксации после интенсивного вибрационного воздействия изменяются пропорционально логарифму времени в некотором диапазоне изменения t . Изменение модулей упругости во времени связано с релаксацией внутренних деформаций, появившихся в результате вибрационного воздействия на гранулированную среду. При наблюдении медленной релаксации амплитуда колебаний мала и предполагается существенно меньше, чем величина остаточных деформаций. Поэтому в процессе наблюдений модуль упругости изменяется как $M_{\infty}(1 + \Gamma_2 \varepsilon_r(t) + \Gamma_3 \varepsilon_r^2(t) + \dots)$, где M_{∞} – равновесная величина модуля упругости

(объемной жесткости K или сдвига G), $\Gamma_{2,3}$ – коэффициенты квадратичной и кубической нелинейности, оценки величин которых приведены выше, ε_r – остаточная деформация, релаксирующая к равновесному состоянию $\lim_{t \rightarrow \infty} \varepsilon_r(t) = 0$. Известно, что процесс медленной релаксации в консолидированных средах не связан с необратимыми изменениями структуры среды и многократное повторение приводит к одним и тем же результатам [1]. В этом случае величина остаточной деформации должна быть малой: $\varepsilon_r \ll 1$.

При малых величинах ε_r достаточно ограничиться рассмотрением квадратичной нелинейности, и величины на рис. 2.7 представляют собой $\Gamma_2 \varepsilon_r(t)$. Оценка по формулам, приведенным в работе [115], дает $\Gamma_2 \sim 1/(4\varepsilon_0) \sim 380$ (ε_0 – статическая деформация сжатия гранул), как для объемных, так и для сдвиговых деформаций. С учетом зависимости от давления сжатия параметры квадратичной нелинейности равны: $\Gamma_2 \approx 380$ для давления $p = 34,6$ кПа и $\Gamma_2 \approx 350$ для давления $p = 7,9$ кПа.

В работе [37] величина наклона логарифмической зависимости $\varepsilon_r(t)$ была связана с объемом активации процесса, что позволило оценить характерный пространственный масштаб, связанный с процессом релаксации. Коэффициенты пропорциональности перед логарифмическими функциями для $\varepsilon_r(t)$ представляют собой отношение $\mathcal{S} = \Lambda/M_\infty$, где $\Lambda = kT/V^*$, $kT \sim 4 \cdot 10^{-21}$ Дж – энергия тепловых флуктуаций, k – постоянная Больцмана, V^* – объем активации процесса релаксации [37]. Величины \mathcal{S} отвечают коэффициентам пропорциональности перед логарифмической функцией для относительных изменений модулей упругости после деления на коэффициент квадратичной нелинейности Γ_2 :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_G &\approx \mathcal{S}_K \approx 1,4 \cdot 10^{-4}, \quad p = 7,9 \text{ кПа}, \\ \mathcal{S}_G &\approx \mathcal{S}_K \approx 2 \cdot 10^{-4}, \quad p = 34,6 \text{ кПа}. \end{aligned} \quad (23)$$

Величинам (23) отвечают пространственные масштабы, связанные с процессом релаксации: $\sqrt[3]{V^*} \sim 6 \div 9$ нм, что приблизительно в три раза меньше

соответствующей величины в работе [37] и на порядок больше величин характерных масштабов для консолидированных материалов (параграф 1.5).

При увеличении давления сжатия упаковки происходит сокращение диапазона времён, на которых отчетливо наблюдается логарифмическая зависимость от времени (рис. 2.7). При этом временная изменчивость для обоих модулей упругости при $p = 34,6$ кПа имеет четко выраженные участки с насыщением в начале процесса релаксации и при его окончании. Такое поведение характерно для релаксационных процессов в двухуровневых системах с экспоненциальной зависимостью от времени. Наличие данных только для двух значений давления не позволяет сделать сколь-нибудь значимые выводы, но указывает на возможное изменение режима релаксации в гранулированной среде и необходимость детальных исследований.

2.5 Заключение

Предложена и разработана экспериментальная установка для исследования акустических характеристик сыпучих сред с возможностью изменения давления внутри упаковки. Проведенные исследования позволили установить ранее неизвестные амплитудные зависимости модулей объемной и сдвиговой жесткости. Выполненные исследования медленной релаксации в сыпучих средах показали одинаковые параметры релаксации для продольной и сдвиговой волн, что также указывает связь медленной релаксации с процессами переупаковки на микроскопическом уровне. Пространственный масштаб, связанный с медленной релаксацией в случае сыпучих сред, на порядок и более превосходит аналогичный масштаб для консолидированных материалов и имеет тенденцию к уменьшению с ростом давления сжатия упаковки (уменьшения объема «вакансий»).

Глава 3. Исследования дисперсных грунтов в натуральных условиях методами когерентной сейсмоакустики

Информацией о составе приповерхностных слоев Земли необходимо располагать при решении многих практических задач: например, при проектировании и строительстве фундаментов [73], разведке полезных ископаемых, оценке риска захоронения опасных отходов [76] и т.п. Характеристики грунта в условиях естественного залегания можно определять как непосредственно, путем изъятия образца [73], так и дистанционно [80]. Дистанционные методы имеют ряд преимуществ. Во-первых, исследования производятся на большой площади за относительно короткое время. Во-вторых, дистанционные методы не нарушают целостность исследуемого материала. Одними из важных свойства грунта являются механические, которые связаны со скоростями распространения и коэффициентами затухания сейсмоакустических волн. Эти параметры могут быть определены сейсмоакустическими методами [81,116]. Связь модулей упругости и прочности со скоростями распространения акустических волн наиболее проста по сравнению с эмпирическими зависимостями между электрическими и механическими свойствами [2,82].

В третьей главе представлены результаты измерений скоростей упругих волн дисперсного грунта в натуральных условиях сейсмоакустическими методами. Дисперсные грунты являются неконсолидированными гранулированными средами. Они отличаются более сложной структурой, чем рассматриваемые во второй главе случайные упаковки стеклянных шаров и частиц корунда. Результаты исследований дисперсных грунтов могут быть использованы во многих инженерных задачах.

Наиболее достоверные сейсмоакустические методы основаны на анализе прямых волн, распространяющихся от источника к приемнику. В данной главе обсуждаются два таких метода и полученные с их помощью данные. В параграфе 3.1 представлены результаты межскважинного профилирования на SH-волнах с использованием когерентного излучателя. В параграфе 3.2 представлены

результаты профилирования на основе анализа фазовой скорости и отношения проекций смещения волны Рэлея. В параграфе 3.3 представлены результаты третьей главы.

3.1 Межскважинное профилирование на SH-волнах в натуральных условиях фазовым методом

Приповерхностная слоистая структура грунта образуется в результате седиментации в поле силы тяжести. Подобная структура отвечает модели плоскостлой упругой среды. Распространение продольной акустической волны в такой среде сопровождается ее преобразованием в сдвиговую волну, у которой вектор смещения имеет отличную от нуля вертикальную составляющую (нормальную к плоскостям раздела слоев). Соответствующие сдвиговые волны называются волнами SV типа. Аналогичное преобразование типов волн имеет место при распространении пробной SV волны.

В результате преобразования типов волн на границах раздела слоев акустический отклик становится сложным и дополнительно усложняется при учете рассеяния на неоднородностях среды. Поэтому в инженерной и разведочной геофизике чаще всего анализируется только первое вступление продольной волны [85]. Сдвиговые волны характеризуются большим коэффициентом отражения от насыщенных флюидом слоев, что позволяет диагностировать их наличие [85]. В качестве пробных сдвиговых волн целесообразно использовать волны с горизонтальной поляризацией вектора смещения (SH-волны). В рамках модели плоскостлой среды SH-волны распространяются без преобразования в продольную, что существенно упрощает анализ импульсного отклика.

Существует разнообразное количество конструкций источников SH волн как располагаемых на поверхности (см. например [117]), так и помещаемых в скважину [118]. В ИПФ РАН была предложена и реализована новая схема генерации сдвиговых SH-волн за счет изгиба столба пьезокерамических пластин [119], помещенного в заполненную водой скважину. Достоинством такой схемы генерации волн является высокая когерентность излучения, что позволило провести длительное накопление сигнала, повысив отношение сигнал-шум, и синтезировать антенну, используя один векторный геофон. Так же детерминированность излучаемого сигнала дала возможность осуществить фазовые измерения. В свою очередь, анализ фазы принимаемого сигнала

позволил измерить скорость сдвиговых волн с высокой точностью и разрешить слабоконтрастные слои. В сейсморазведке, как правило, не используют такие способы обработки сигналов из-за низкой стабильности используемых источников излучения [120].

Использование скважинного излучателя позволяет проводить анализ прямых волн и отстроиться от приповерхностного слоя почвы, для которого характерна сильная неоднородность и, как следствие, высокое затухание. Анализ прямых волн заметно упрощает реконструкцию параметров исследуемой среды, поскольку сводится к решению томографической задачи, которая и была реализована в фазовых измерениях, описанных ниже.



Рис. 3.1. Геометрия эксперимента и примерная структура среды. Схематично показаны направление распространения и вектор смещения в SH-волне.

Эксперимент проводился на полигоне ИПФ РАН «Безводное», который расположен в Кстовском районе Нижегородской области. На рис. 3.1 показана геометрия эксперимента и геологический разрез, полученный в результате бурения скважины под воду в 500 метрах от места проведения эксперимента. В нашем распоряжении имелось три скважины глубиной 15 метров, которые были заполнены водой. В скважине №1 размещался излучатель SH волн. Прием сейсмических волн осуществлялся трехкоординатным акселерометром,

расположенным в скважине №3. Расстояние между скважинами №1 и №3 составляло 50 метров. Было выполнено несколько серий измерения с разным положением приемника по глубине (от 1 до 15 метров с шагом 1 метр). Скважина №2 использовалась при калибровке источника упругих волн. В качестве сигнала излучения был использован сигнал с линейной модуляцией частоты. Высокая когерентность позволила провести длительное накопление сигнала для увеличения отношения сигнал-шум и измерить разрез поля с использованием одного приемника при сохранении амплитудно-фазовых соотношений [120]. По результатам калибровки, амплитуда силы, приложенной к среде, составляла приблизительно 220 Н.

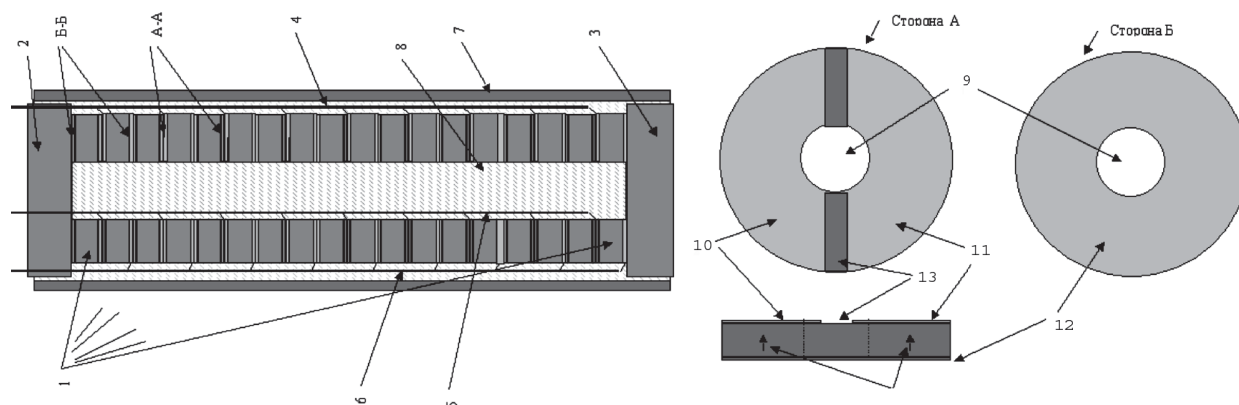


Рис. 3.2. Упрощенная конструкция излучателя. 1 – пьезокерамические шайбы, 2 – верхний фланец, 3 – нижний фланец, 4 – электрический провод, соединяющий все первые секционированные электроды стороны «А» шайб, 5 – электрический провод, соединяющий все вторые секционированные электроды стороны «А» шайб, 6 – электрический провод, соединяющий сплошные электроды стороны «Б» пьезокерамических шайб, 7 – защитная металлическая труба, 8 – заливочный компаунд. Справа показано устройство пьезокерамической шайбы: 9 – отверстие в центре шайбы, 10 – первый секционированный электрод, 11 – второй секционированный электрод, 12 – сплошной (общий) электрод, 13 – изолирующая полоса.

Модуляция частоты излучаемого сигнала выполнялась от 60 Гц до 170 Гц. Однако на расстоянии 50 метров эффективная полоса частот сокращалась до 100–

140 Гц. Такое сокращение обусловлено двумя причинами. Во-первых, излучатель был резонансного типа и наиболее эффективно работал в области резонансной частоты 117 Гц. Во-вторых, грунт характеризовался сильным затуханием. По результатам калибровки излучателя величина коэффициента затухания оценивалась ≈ 0.04 .

Конструкция излучателя описана в [119] и её упрощенная схема представлена на рис. 3.2. Основным элементом является столб, состоящий из пьезокерамических шайб. С одной стороны шайбы имеются два полукруглых электрода, разделенных изолирующей полосой, а другая сторона полностью металлизирована и представляет собой общий электрод. Они объединены в пары таким образом, что стороны с двумя электродами совпадают. Если подать на общий электрод нулевой потенциал, а на электроды с противоположной стороны положительное и такое же отрицательное напряжение, то одна половина столба начнет сжиматься, а другая расширяться. При этом столб пьезокерамических шайб испытывает деформации изгиба. Изгибные колебания пьезокерамического цилиндра передаются обсадной трубе скважины через слой воды, заполняющей скважину. Колебания обсадной трубы вызывают пульсации её стенок и излучение сейсмоакустических волн в окружающую среду.

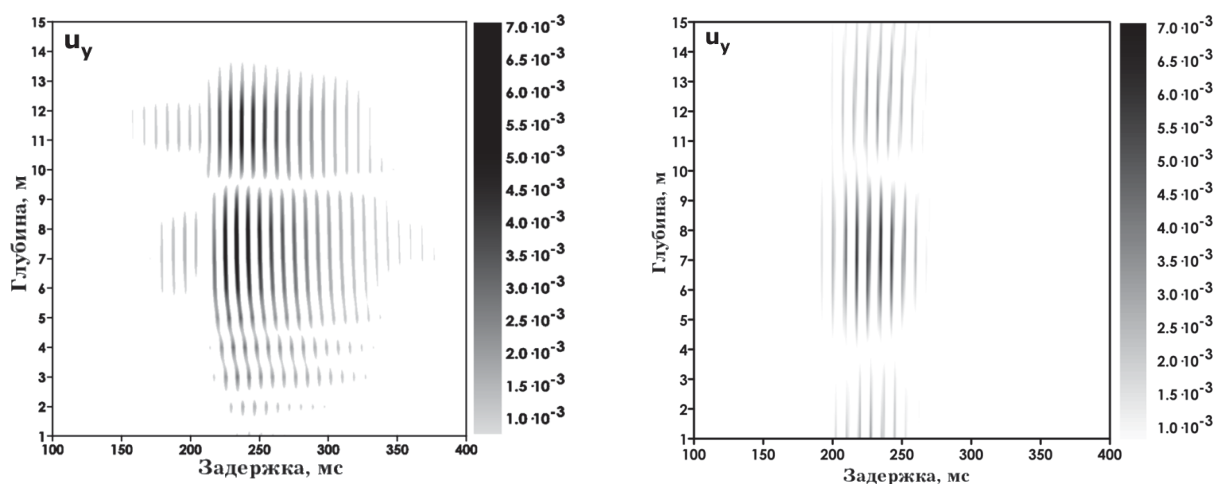


Рис. 3.3. Измеренный (слева) и вычисленный (справа) отклики. Показаны только положительные полуволны.

Слева на рис. 3.3 представлен отклик среды. Он получен путем обратного преобразования Фурье передаточной функции излучатель–геофон. При этом свертка была выполнена с исходным ЛЧМ сигналом, который непосредственно подавался на излучатель. Сокращения эффективной полосы частот принятого сигнала приводит к уширению зондирующего сигнала, в результате полуширина составляла около $\tau \approx 30$ мс. Как видно на рис. 3.3 не представляется возможным определить связанные со слоистой структурой вариации времен прихода волнового пакета по задержкам в отклике. Таким образом, можно сделать вывод, что скорость сдвиговых волн у поверхности слабо меняется с глубиной.

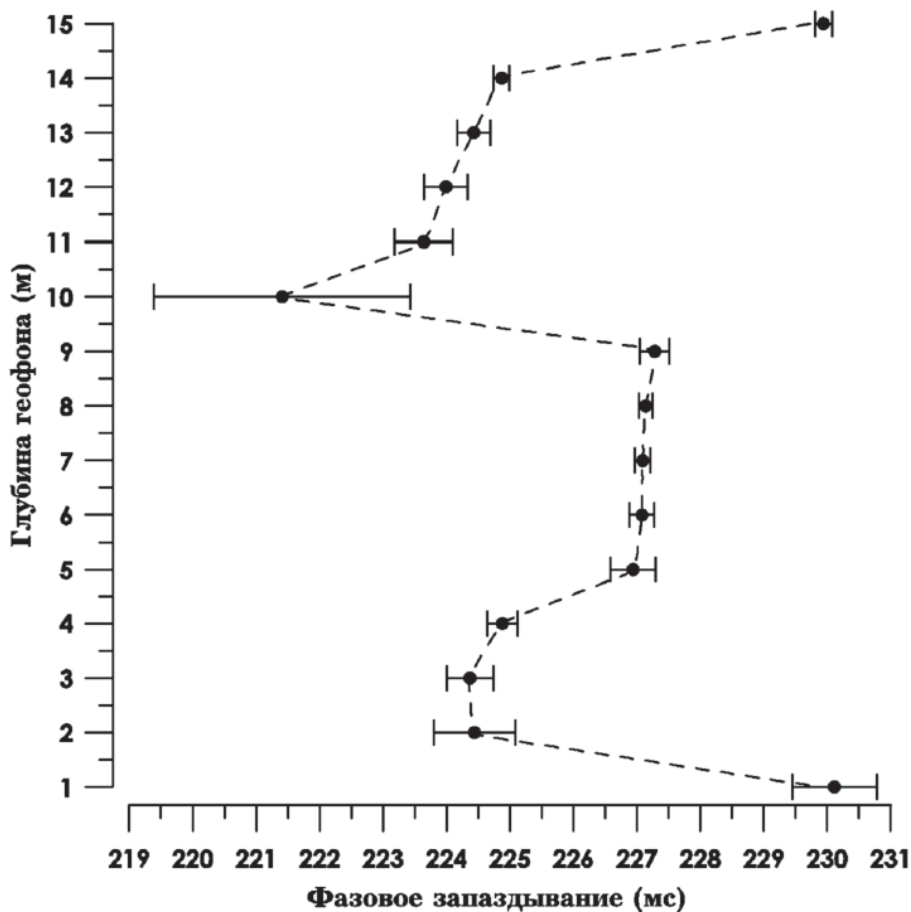


Рис. 3.4. Изменение задержки (фазы) принятого сигнала в зависимости от глубины приёмника.

Для разрешения слабоконтрастных слоев были привлечены фазовые методы измерения с использованием априорной информации. В данном случае

предполагалось, что в принимаемом волновом отклике содержится только прямые SH-волны. Измеренная средняя скорость сдвиговой волны составляла $V_S \approx 200$ м/с (определена по среднему времени вступления на рис. 3.3). Отметим, что в практике профилирования фазовые методы используются редко [121], что связано с отсутствием долговременной стабильности разности фаз источник–приемник.

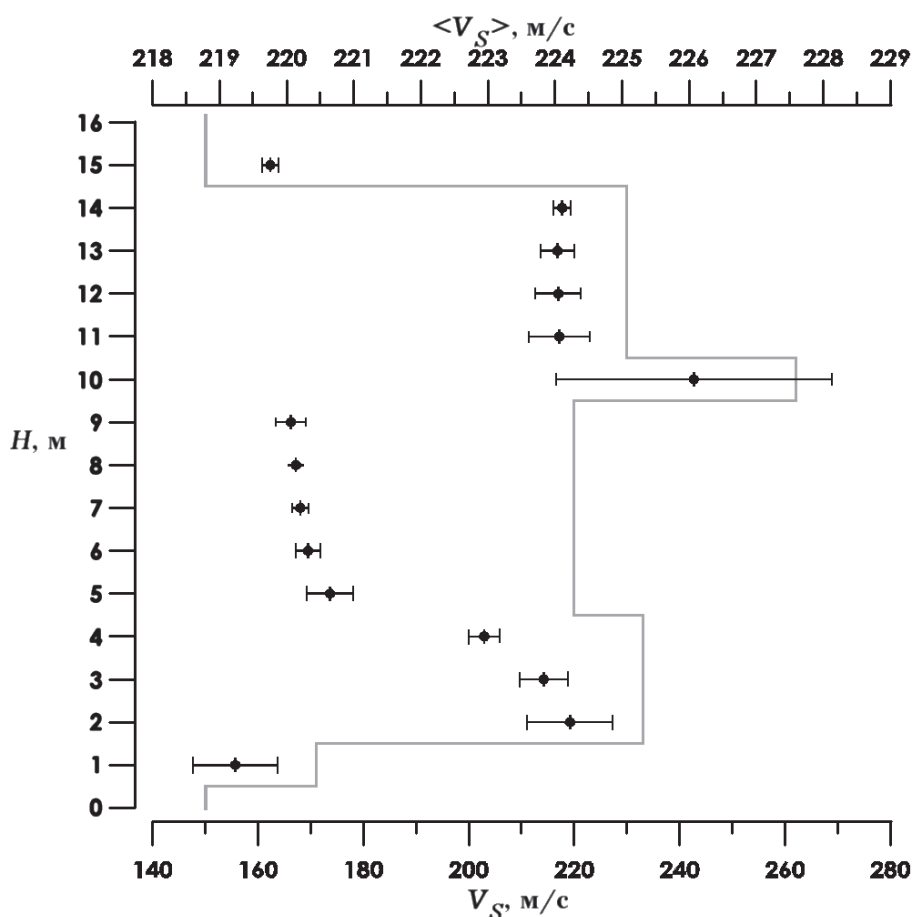


Рис. 3.5. Измеренный профиль интегральной скорости SH-волны (символы, ось $\langle V_S \rangle$ сверху). Дисперсия отвечает вариациям в полосе частот 100–140 Гц, где когерентность сигнала максимальна. Серой линией показан восстановленный полученный профиль (ось V_S снизу).

Перед использованием фазового метода исходные данные была выполнена предварительная обработка. Исходные отклики были подвергнуты процедуре стробирования – анализировался только интервал времен от 200 до 350 мс, где сосредоточен сигнал. Затем отклики для каждого горизонта были подвергнуты

преобразованию Фурье. Для каждого из частотных отсчетов была выполнена пространственная фильтрация [81], которая позволила выделить углы прихода $\pm 6^\circ$ относительно горизонта и подавить вклад отражения от поверхности.

Результат использования фазовой обработки с учетом стробирования показан на рис. 3.4. По горизонтально оси отложено время прихода, по вертикальной оси отложена глубина приемника. Данный график построен для средней частоты 120 Гц. Величина задержки была вычислена как отношение разности фаз принятого сигнала относительно опорного сигнала (излучения) к частоте для различных спектральных составляющих. Погрешность определялась по вариации времени прихода по всему частотному диапазону.

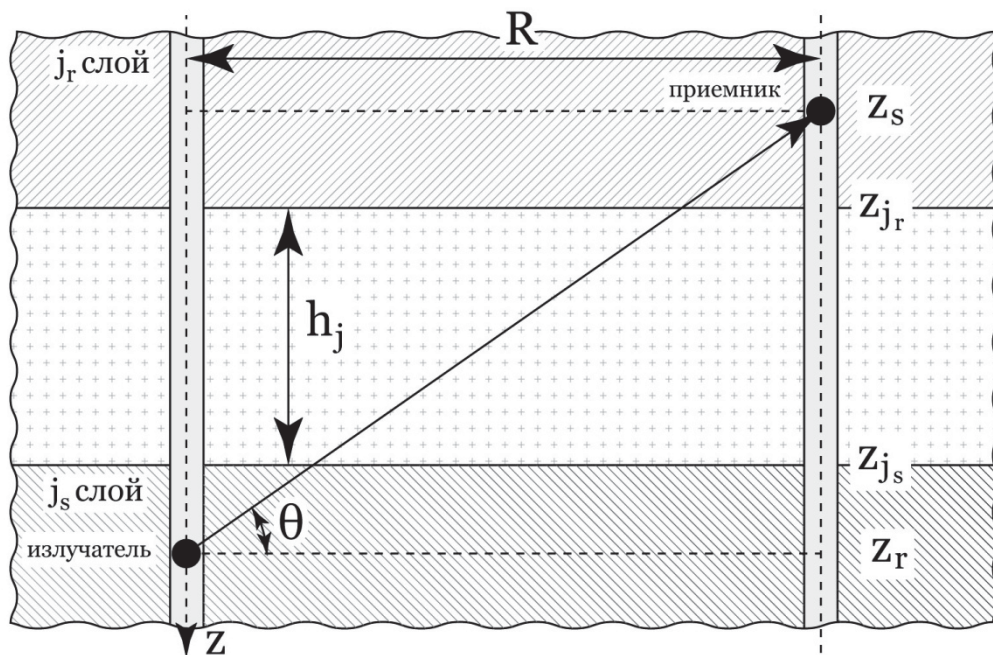


Рис. 3.6. Схема, поясняющая вывод выражения (24).

На рис. 3.5 показаны профили интегральной и действительной скорости сдвиговой волны. Интегральная скорость определялась как отношение расстояние между излучателем и приемником к времени прихода. Чтобы получить профиль скорости волны сдвига в рамках плоскостойкой модели, необходимо выразить интегральную величину скорости через скорость каждого слоя. Время вступления t_i волнового пакета для i -го положения геофона определяется следующим выражением:

$$t_i = \frac{\sqrt{R^2 + (z_r - z_s)^2}}{\langle V_i \rangle} = \begin{cases} \frac{|z_s - z_{j_s}|}{V_{j_s} \sin \theta} + \frac{|z_r - z_{j_r}|}{V_{j_r} \sin \theta} + \sum_{j=\min(j_s, j_r)+1}^{\max(j_s, j_r)+1} \frac{h_j}{V_j \sin \theta} & j_s \neq j_r, \\ \frac{\sqrt{R^2 + (z_r - z_s)^2}}{V_{j_{s,r}}} & j_s = j_r, \end{cases} \quad (24)$$

где $R = 50$ м – расстояние между скважинами №1 и №3, z_r – глубина погружения приемника, z_s – глубина погружения излучателя, $\langle V_i \rangle$ – интегральная скорость для i -го положения геофона, z_{j_s} – ближайшая к излучателю граница между слоями, z_{j_r} – ближайшая к приемнику граница между слоями, j_s – номер слоя в котором находится излучатель, j_r – номер слоя в котором находится приемник, V_j – скорость поперечной волны в j -ом слое, h_j – толщина j -го слоя, θ – угол между лучом и поверхность. Схема, поясняющая выражение (24), представлена на рис. 3.6. При этом предполагается, что волна не преломляется на границе раздела двух слоев, так как контраст между ними мал. Положив число слоев 15 (что отвечает $h_j = 1$ м), из (24), получаем систему линейных уравнений относительно $1/V_j$. Её решение представлено на рис 3.5. При этом было проведено усреднение по интервалам 1.5÷4.5, 4.5÷9.5, 10.5÷14.5 м, так как данные слои прослеживаются в исходных данных. К полученному профилю добавлен верхний слой мощностью 0.5 м, отвечающий почве. Его параметры были заданы по результатам измерений [29].

Для проверки результатов профилирования было выполнено сравнение измеренного и синтезированного откликов, для вычисления которого использовался реконструированный профиль скорости сдвиговой волны (серая линия на рис 3.5). Таким образом, рассматривалась модель плоско-слоистой среды со ступенчатым изменением скорости с глубиной. Малая контрастность слоев позволила задать плотность постоянной $\rho = 1.5$ г/см³, что отвечает средней

плотности верхних слоев осадочных пород [122]. Фактор потерь был задан равным $\eta=0.04$ для всех слоев кроме первого, для которого $\eta=0.06$ согласно данным [29].

Вычисленные волновые отклики получались путем преобразование Фурье в частотной области 100–140 Гц от вычисленных комплексных амплитуд смещения, которые в свою очередь определялись путем прямого интегрирования соответствующих образов Фурье–Ханкеля, аналогично процедуре, описанной в работе [123].

Вектор смещения в SH-волне связан с соответствующей компонентой векторного потенциала ψ следующим образом [106]:

$$u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}, \quad u_\varphi = -\frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad u_z = 0,$$

где φ – азимутальный угол в цилиндрической системе координат, связанной с осью симметрии задачи z (см. рис. 3.1). Направление $\varphi = 0$ отвечает ориентации сторонней силы F . Угловая зависимость потенциала ψ , отвечающая гармонической силе $F \exp(-i\omega t)$ имеет вид: $\psi(r, \varphi, z) = \tilde{\psi}(r, z) \sin \varphi$. Функция $\tilde{\psi}(r, z)$ удовлетворяет волновому уравнению [123]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial r} - \frac{\tilde{\psi}}{r^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial z^2} + k_s^2 \tilde{\psi} = 0 \quad (25)$$

в области $r > 0$ вне точки приложения силы. Величина $k_s = \omega / V_s$ представляет собой волновое число сдвиговых волн. Решением уравнения (25) является суперпозиция Бесселевых функций, что приводит к интегральному представлению Фурье–Ханкеля

$$\tilde{\psi}(r, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \hat{\psi}(\chi, z) \chi J_1(\chi r) d\chi. \quad (26)$$

При записи матрицы пропагатора для образа Фурье–Ханкеля смещения учитываются граничные условия для потенциала SH-волны:

$$\begin{aligned} \left[\widehat{\psi} \right] &= 0, \\ \left[\mu \frac{d\widehat{\psi}}{dz} \right] &= \frac{F}{\chi} \delta(z - z_s), \end{aligned}$$

где [...] обозначает приращение величины, μ – модуль сдвига в слое, z_s – глубина размещения силового источника. Первое уравнение определяет кинематическое условие непрерывности смещения на границе раздела двух сред, а второе условие, – динамическое, определяет либо непрерывность сил, либо приращение соответствующей величины при переходе через плоскость расположения силового источника. В слое ‘ n ’ решение для образов представляется в виде нисходящих и восходящих волн:

$$\widehat{\psi}(\chi, z) = A_{n1} \exp(+i\zeta z) + A_{n2} \exp(-i\zeta z),$$

где $\zeta = \sqrt{k_{ns}^2 - \chi^2}$. Относительно амплитуд A_{n1} и A_{n2} для каждого χ из дискретного набора получается система линейных уравнений. Дальнейшее решение сводится к численному интегрированию (26) с использованием быстрого преобразования Фурье.

Вычисленный отклик представлен на рис. 3.3. Видно, что вычисленный и измеренный отклик согласуются, не только качественно, но и количественно. Небольшие отличия, скорее всего, связаны с рядом неучтенных факторов при численном моделировании. Во-первых, затухание может иметь зависимость от глубины. Во-вторых, не учитывалась слабо выраженная диаграмма направленности излучения. В-третьих, границы могут быть не плоскостойкими, что приводит к появлению на отклике импульса, отвечающего Р-волне. И наконец, не учитывалось наличие мелкомасштабных неоднородностей, которые являются причиной возникновения реверберации, что и наблюдается на рис 3.3. Таким образом, можно сделать вывод, что численное моделирование подтвердило обоснованность результатов, полученных в натурном эксперименте.

Наконец, сравним реконструированную акустическим методом структуру с данными бурения (рис 3.1). Нетрудно видеть, что расположение границ слоев

находиться в очень хорошем согласии. Отличие глубин составляет около 1 метра, что пренебрежимо мало с учетом расстояния между исследовательскими скважинами и скважиной под воду, для которой получен геологический разрез. Таким образом, предложенный метод измерений позволил разрешить слои с малым контрастом акустических параметров.

3.2 Развитие фазовых методов измерения характеристик природных сред в натуральных условиях с использованием поверхностных волн

Как показано в предыдущем разделе диссертации, использование дистанционных фазовых методов измерения (сейсмо-)акустических характеристик природных сред позволяет достичь высокого разрешения за счет повышения точности измерений. Само по себе повышение точности важно не само по себе, а при наличии возможности решения важных диагностических задач. К таким задачам, в частности, относятся задачи диагностики насыщенности природных сред жидкостью.

В Главе 1 диссертации приведены результаты лабораторных исследований горной породы и отмечены особенности изменения акустических характеристик в зависимости от насыщенности. В данном разделе приведены результаты эксперимента, направленного на проверку соображений Главы 1 в натуральных условиях. Для того, чтобы провести эти эксперименты, потребовалось разработать фазовый метод измерений акустических характеристик, основанный на анализе свойств когерентной волны Рэлея. Метод разрабатывался совместно с А.И.Коньковым, защитившим диссертацию на соответствующую тему [124]. Соискателем была предложена программа экспериментальных исследований влияния насыщенности приповерхностных слоев жидкостью, а также разработан программный код, реализующий решение обратной задачи (задачи реконструкции акустических параметров среды), что позволило выполнить программу экспериментальных исследований.

Анализ дисперсионных свойств волны Рэлея имеет много общего с рассмотренным выше методом фазового межскважинного сейсмоакустического профилирования на когерентных SH-волнах. Точно также анализируется прямая волна, распространяющаяся от когерентного источника к приемнику, и ее фазочастотная характеристика. Отличием от межскважинного профилирования является тип волны и способ получения информации об изменении акустических характеристик с глубиной. В случае поверхностной волны информация о стратификации акустических параметров связана с зависимостью эффективной

глубины проникновения волны от частоты. Напомним, что поверхностная волна Рэлея является медленной волной и вертикальная (в глубину) проекция волнового вектора оказывается число мнимой. Т.е. амплитуда этой волны экспоненциально затухает по мере увеличения глубины. Следовательно, меняя частоту волны Рэлея, можно изменять глубину ее проникновения и тем самым определять зависимость параметров среды, в которой распространяется волна, от глубины.

На этом факте основан метод спектрального анализа поверхностных волн (в англоязычной литературе Spectrum of Acoustic Surface Waves или SASW). Этот метод используется как для сейсмоакустического профилирования приповерхностных слоев [125], так и для исследования глубинного строения Земли [126]. Особенностью метода SASW является задание априорной информации об отношении скоростей объемных волн V_S/V_P или, что эквивалентно, о величине коэффициента Пуассона.

Популярность метода SASW связана с простотой реализации и появлением многоканальных цифровых средств измерения [127]. Фактически, в простейшей реализации достаточно располагать данными с двух геофонов, размещенных в волновой зоне источника, а частотную зависимость фазовой скорости волны определять по фазочастотному взаимному спектру двух сигналов. Если расстояние между приемниками не превышает длины волны Рэлея, то неоднозначность фазы исключается и скорость волны Рэлея равна $V_R = \omega d / \Delta\varphi(\omega)$, где ω – круговая частота, d – расстояние между приемниками и $\Delta\varphi(\omega)$ – зависящая от частоты разность фаз (фаза взаимного спектра) двух сигналов.

Выделение волны Рэлея в общем импульсном отклике исследуемой среды не представляет проблем. Во-первых, при использовании вибрационного источника вертикальной силы более 90% энергии переносится волной Рэлея, которая видна в диаграмме расстояние–запаздывание, как яркая линия, выходящая из начала координат. Во-вторых, волна Рэлея имеет характерную для поверхностных волн корневую зависимость от расстояния, что также позволяет ее идентификацию в общей волновой картине.

Скорость волны Рэлея на свободной границе упругого полупространства не зависит от частоты и пропорциональна скорости сдвиговой (поперечной) волны. Коэффициент пропорциональности слабо зависит от отношения скоростей объемных волн $\gamma = V_S/V_P$ [30]. Величина γ определяет коэффициент Пуассона: $\nu = (1 - 2\gamma^2)/2(1 - \gamma^2)$.

От коэффициента Пуассона зависит отношение проекций вектора смещения свободной поверхности в волне Рэлея. В силу осевой симметрии, характерной для источника вертикальной силы, вектор смещения имеет две ненулевые проекции u_r (вдоль направления распространения волны) и u_z (в направлении вектора силы тяжести). Разность фаз между проекциями u_r и u_z составляет $\pi/2$ и частицы в волне Рэлея движутся по эллиптическим траекториям.

График зависимости $|u_r/u_z|$ для однородного полупространства от отношения скоростей объемных волн γ представлен на рис. 1. Нетрудно видеть, что анализ отношения проекций вектора смещения позволяет судить о величине γ . Конечной целью является исследование влияния насыщенности приповерхностных слоев жидкостью на сейсмоакустические характеристики и сопоставление полученных результатов с результатами Главы 1.

Модули сдвиговой и объемной жесткости исследуемой среды достигают: $G \approx 30$ МПа (данные предыдущего раздела для верхнего слоя при плотности $\rho = 1,5$ г/см³ и данные [29]) и $K \approx 80$ МПа. Поскольку модуль объемной жесткости воды $K_f \approx 2,3$ ГПа значительно превышает модуль объемной

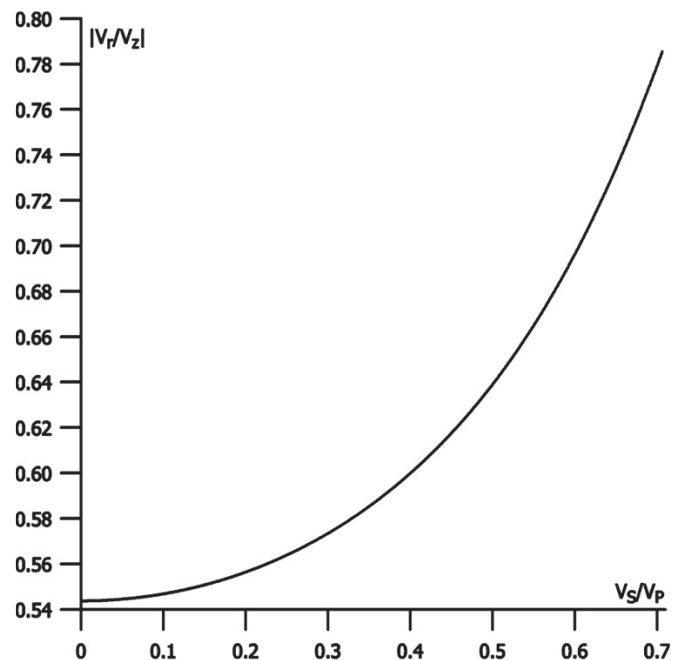


Рис. 3.7. Отношение амплитуд проекций смещения как функция от величины γ (коэффициента Пуассона изменяется от $1/2$ до 0).

жесткости грунта, жидкость должна существенно изменять скорость продольной волны и, следовательно, величину γ .

В диссертации [124] показано, что анализ частотной зависимости отношения проекций $\aleph = |u_r/u_z|$ позволяет судить о зависимости коэффициента Пуассона от глубины. Соискателем был разработан пакет быстродействующих прикладных программ для вычисления фазовой скорости фундаментальной моды волны Рэлея в модели плоскостростой среды. На основе этого пакета был реализован поиск оптимального набора параметров среды V_{Sj} , V_{Pj} и h_j , где h_j – глубина расположения границы слоев $j - 1$ и j . Оптимальными параметрами среды являются такие, которым отвечает минимальное среднеквадратичное отклонение между вычисленными и измеренными дисперсионными зависимостями $V_R(\omega)$ и $\aleph(\omega)$.

Поиск оптимальных параметров осуществлялся двумя способами. Во-первых, стохастическим методом Монте-Карло, а также градиентным методом Ньютона. Стохастический метод Монте-Карло сходится асимптотически к глобальному минимуму целевой функции, а метод Ньютона позволяет уточнить оценку параметров модели (структуры слоистой среды), используя в качестве начального приближения значения, найденные стохастическими методами. Как и методе фазового профилирования на SH-волнах, изначально задавалось большое число слоев с последующим объединением соседних при условии малого отличия значений скоростей V_P и V_S .

Были выполнены несколько серий натуральных экспериментов. В первой серии проведено сравнение параметров среды в сухой летний период и дождливый осенний. Во второй серии производилось искусственное насыщение известным объемом жидкости, выливаемой равномерно на исследуемую площадь грунта. Подробные эксперименты описаны в публикациях [128–131]. В качестве приемников использовались расположенные параллельно на небольшом расстоянии линейные антенны из горизонтально и вертикально ориентированных геофонов, подключенных к цифровой сейсмостанции «Лакколит». Таким образом,

совместная обработка данных с двух линейных антенн позволяла синтезировать линейную антенну векторных приемников. Все геофоны размещались в волновой зоне вибрационного источника (подробное описание оригинального источника, разработанного в ИПФ РАН, представлено в [29,132]) для анализируемой в дальнейшем области частот.

Измерение дисперсионных характеристик волны Рэлея осуществлялось следующим образом. Исходные сигналы подвергались двойному преобразованию Фурье, что позволило перейти от пространства параметров время–расстояние между источником и приемником к пространству частот $\omega - k$, где $k = \omega/V$ и V – фазовая скорость волны. Затем в общей волновой картине в пространственно-временном спектре выделялся наиболее интенсивный отклик волны Рэлея. Отношение ω/k , на соответствующей линии в плоскости ω, k определяло величину фазовой скорости волны Рэлея для частоты ω . Частотная зависимость отношения проекций вектора смещения $\mathfrak{N}(\omega)$ определялась как отношение амплитуд пространственно-временных спектров, полученных для линейных антенн из горизонтально и вертикально ориентированных геофонов.

На рис. 3.8 представлены результаты реконструкции параметров среды в первой серии измерений (сравнение параметров для сухого и влажного грунта) [130]. Отличие в глубинах зондирования связано с использованием различных источников. Большой глубине отвечает импульсный источник в виде падающего груза (удар тяжелого предмета по площадке, установленной на поверхности) с эффективной полосой излучаемых частот 15–45 Гц, меньшей – использование когерентного вибрационного источника с полосой частот зондирующего сигнала 50–250 Гц. Очевидно, что дисперсионные свойства волны Рэлея не зависят от типа использованного источника.

Сравнивая данные слева и справа на рис. 3.8, можно отметить совпадение местоположения границы раздела на глубине приблизительно 0,5 метра. Эта граница является реально существующей, что показало вскрытие грунта на соответствующую глубину. Также отметим характер изменения скоростей объемных волн и коэффициента Пуассона при изменении насыщенности грунта

водой. Видно, что верхний слой практически полностью насыщен водой и имеет коэффициент Пуассона, близкий к 0,5. На глубинах 1,5 – 4 метра коэффициент Пуассона близок к нулю, что указывает на отсутствие тангенциального проскальзывания зерен и малое содержание жидкости (модель Герца–Миндлина приводит к очень малым величинам коэффициента Пуассона). При дальнейшем увеличении глубины коэффициент Пуассона становится близким к 0,25, что отвечает модели контакта зерен с тангенциальным проскальзыванием. Логично предположить, что промежуточные слои, лежащие на глубинах 1,5–4 м, характеризуются относительно высокой проницаемостью, что приводит к переносу жидкости из верхних слоев, насыщенных жидкостью и имеющих большие величины коэффициента Пуассона, вглубь грунта.

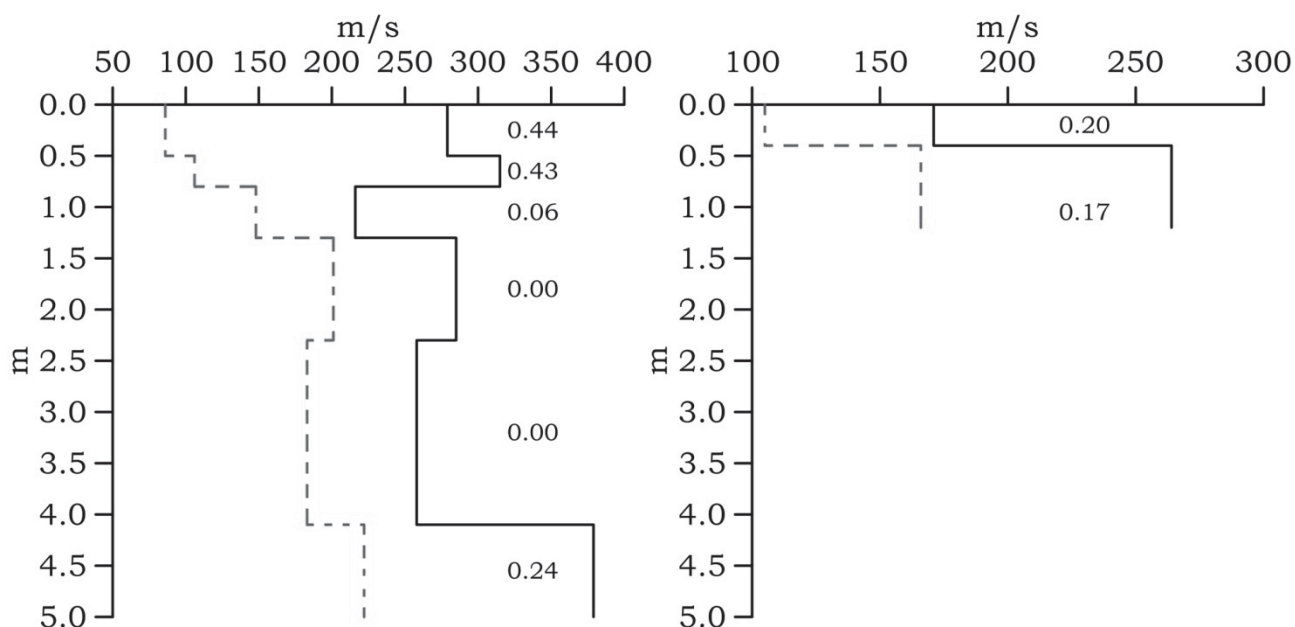


Рис. 3.8. Профиль скорости волны сдвига изображен штриховой линией, а профиль скорости продольной волны – сплошной линией. Числа отвечают коэффициенту Пуассона в слое. Левый рисунок отвечает импульсному источнику, правый – вибрационному.

В отличие от графика (рис. 1.7) первой главы диссертации полное насыщение грунта, который имел исходно малый модуль объемной жесткости по сравнению с модулем объемной жесткости воды, привело к увеличению скорости

продольной волны: $V_p \approx 175$ м/с для сухого грунта и $V_p \approx 275$ м/с – для насыщенного в верхнем слое.

Оценим модуль объемной жесткости K_0 структурных элементов, составляющих грунт. Для этого обратимся к самосогласованному приближению теории эффективных сред [7]. Соответствующие выражения для сферических частиц, заполняющих пространство, имеют вид:

$$(1 - \phi)(K_0 - K^*) \frac{K^* + 4\mu^*/3}{K_0 + 4\mu^*/3} = \phi K^* \left(\frac{3K^*}{4\mu^*} + 1 \right),$$

где $K^* \approx 23$ МПа и $\mu^* \approx 17$ МПа – модули объемной жесткости и сдвига сухого грунта, ϕ – пористость. Задав характерную для случайной плотной упаковки пористость $\phi = 0,3$ (см. Главу 2), получаем следующую оценку $K_0 \approx 58$ МПа.

Увеличение скорости при заполнении пространства пор жидкостью связано с увеличением модуля объемной жесткости в полном соответствии с моделью Гассмана–Био эффективной среды [7]:

$$K_s = K_d + \frac{\left(1 - \frac{K_d}{K_0}\right)^2}{\frac{\phi}{K_f} + \frac{1 - \phi}{K_0} - \frac{K_d}{K_0^2}}, \quad (27)$$

где K_s , K_d – модули объемной жесткости полностью насыщенного и сухого материалов. Величина $K_d = K^* = 23$ МПа, величина K_s , отвечающая экспериментальным данным, составляет $K_s \approx 106$ МПа. Расчет по формуле (27) дает величину $K_s \approx 91$ МПа, что с погрешностью около 10% согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, имеется понимание физических причин наблюдавшихся изменений акустических свойств грунта при его естественном насыщении водой.

Отметим, что существенное отличие пористости от заданного значения $\phi = 0,3$ приводит к увеличению погрешности. Более точные оценки большого смысла не имеют, поскольку в рамках теории Гассмана модуль сдвига не изменяется (см. Главу 1), а экспериментальные данные указывают на его уменьшение. Действительно, уменьшение скорости поперечной волны от $V_s^d \approx$

105 м/с до $V_S^S \approx 80$ м/с при насыщении водой нельзя связать с увеличением эффективной плотности, которое вызвано заполнением пор жидкостью. Несложные оценки показывают, что при неизменном модуле сдвига наблюдавшиеся изменения скорости поперечной волны могли бы иметь место при плотности грунта $0,6$ г/см³. Эта величина для грунта, состоящего из зерен песка и глины, очевидно, абсурдна.

Таким образом, при полном насыщении грунта жидкостью (водой) модуль сдвига уменьшается. В отличие от консолидированной горной породы, исследованной в Главе 1 диссертации, частички грунта нецементированы и механизм уменьшения модуля сдвига аналогичен влиянию малого количества жидкости для карбонатной породы из Главы 1. Грунт содержит частицы глины, сцепляющие зерна песка (кварца). Наличие жидкости приводит к процессам интеркаляции, когда молекулы воды встраиваются между пластинками глины, уменьшая тем самым их прочность [133]. Этот механизм аналогичен обсуждавшемуся в Главе 1 механизму уменьшения сил адгезии, действующими между зернами горной породы.

На рис. 3.9 представлены профили скорости поперечной волны, полученные в различное время с использованием различных методов измерений из числа рассмотренных в настоящей главе диссертации. Цифрами отмечены: 1 – профиль, полученный в сухое летнее время с использованием в волны Рэлея в качестве зондирующей, 2 – профиль, полученный тем же методом в условиях значительного насыщения грунта водой в осенний период, 3 – профиль, полученный в результате фазовых межскважинных измерений с использованием

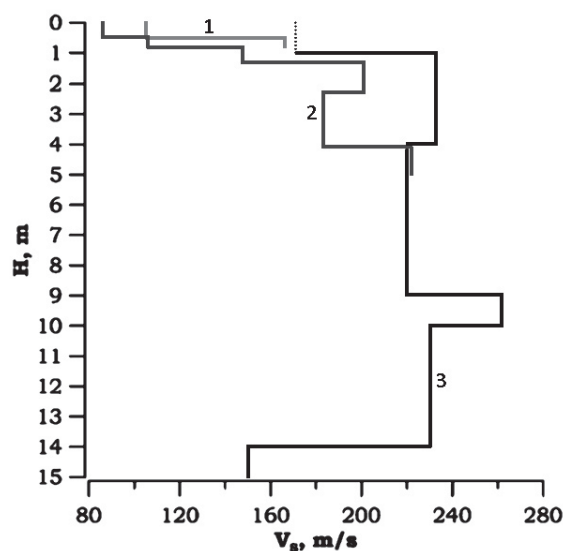


Рис. 3.9. Сравнение профилей скорости поперечной волны, полученных различными методами.

когерентных SH-волн (предыдущий подраздел). Этот последний профиль получен также в летнее время. Нетрудно видеть, что результаты, полученные всеми методами измерений, согласуются и границы раздела слоев, определенные различными методами измерений, приблизительно совпадают.

В первой серии экспериментов мы убедились в возможности уверенной и достоверной регистрации изменений сейсмоакустических характеристик природных сред при использовании фазовых методов измерений. Во второй серии экспериментов была предпринята попытка, во-первых, проверить возможность дистанционного мониторинга насыщенности среды, и, во-вторых, что более важно для целей настоящего исследования, проследить зависимости изменения модулей упругости среды, аналогичные тем, что рассмотрены в Главе 1 диссертации.

Результаты реконструкции параметров слоев во второй серии экспериментов (контролируемое насыщение грунта) показаны на рис. 3.10. Кратко опишем схему измерений [129]. Как и в первой серии использовались линейные антенны из вертикальных и горизонтальных геофонов (линейная антенна векторных приемников), подключенных к цифровым сейсмическим станциям. На расстоянии метра вправо и влево от линии антенн поверхность грунта была разрыхлена на глубину около 5 см по всей длине антенн. На эту поверхность равномерно с помощью леек выливались известные порции воды.

Светло-серыми линиями на рис. 3.10, отмеченными цифрой 1, показаны исходные профили. Темно-серыми линиями, отмеченными цифрой 2, показаны профили после увлажнения грунта 250 литрами воды. Наконец, черные линии, отмеченные цифрой 3, отвечают практически полному насыщению верхних слоев (600 литров воды). Нетрудно видеть, что верхний слой мощности 30 см равномерно насыщается жидкостью. При этом скорость волны сдвига уменьшается из-за ослабления связей между зернами, а скорость продольной волны растет из-за увеличения объемной жесткости при заполнении пространства пор жидкостью. Таким образом, имеется согласие с результатами первой серии экспериментов.

Нижележащий слой до глубины 1.5 метра обнаруживает монотонное уменьшение обеих скоростей, что предположительно связано с ослаблением связей в гранулированной среде из-за процессов интеркаляции глинистых частиц (аналогично уменьшению сил адгезии на начальном этапе насыщения в Главе 1). Уменьшение скорости продольной волны в этом слое также указывает на фильтрацию жидкости в глубинные слои. Аналогичное поведение наблюдалось и в первой серии экспериментов с естественным насыщением (см. выше). И, наконец, характер изменения величин скоростей в третьем слое указывает на просачивание жидкости сверху и предположительное образование менисков в области контакта зерен песка, что приводит к небольшому увеличению скоростей по мере насыщения. Все наблюдавшиеся зависимости согласуются с результатами предыдущих исследований влияния насыщенности на акустические свойства карбонатной горной породы (Глава 1 и [60]).

3.3 Заключение

Таким образом, подводя итог исследований, результаты которых представлены в Главе 3 диссертации, можно утверждать следующее.

1. Предложен и реализован фазовый метод межскважинного профилирования на когерентных SH-волнах. Метод позволил разрешить слоистую структуру среды при малом контрасте параметров слоев.

2. Проведенные натурные исследования влияния насыщенности на акустические характеристики грунта в условиях естественного залегания, во-первых, продемонстрировали саму возможность диагностики насыщенности, и, во-вторых, подтвердили на качественном уровне результаты лабораторных исследований Главы 1.

Дополнительно отметим практическую важность полученных результатов. Диагностика тонкой слоистой структуры (первый подраздел данной Главы) представляет интерес для инженерно-геологических изысканий при выборе площадок под строительство. Использование SH-волн позволяет оценить глубину залегания водоносного горизонта, что важно как с точки зрения оценки устойчивости фундаментов, так и для поиска источников воды.

Использование в качестве когерентной волны Рэлея, возбуждаемой поверхностным силовым источником, в качестве пробной волны позволяет проводить оперативную диагностику насыщенности, решать задачи экологии, связанные с загрязнением грунта жидкими отходами. Представленные в диссертации результаты указывают также на возможность исследования фильтрации жидкости дистанционными акустическими методами.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы

1. Методом резонансной акустической спектроскопии проведено исследование линейных и нелинейных характеристик консолидированной горной породы в зависимости от насыщенности пор жидкостью. Высокая точность измерений позволила выделить стадии насыщения: конденсацию, образование менисков и монотонное заполнение пор жидкостью, которым отвечают качественные изменения акустических характеристик. Обнаруженная частотная дисперсия фактора потерь при насыщенности, близкой к полной, дает объяснение имеющихся в литературе расхождений в моделях затухания звука в донных осадочных породах.
2. При исследовании амплитудных зависимостей обнаружен неизвестный ранее эффект скачкообразного перехода от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа при увеличении амплитуды колебаний для деформаций с изменением объема. Скачкообразное изменение модуля объемной жесткости сопровождается максимумом поглощения, что связывается с диссипативными процессами при отрыве контакта с адгезией. Уровень деформации, отвечающий качественному изменению режима колебаний, зависит от степени насыщения пор жидкостью и уменьшается по мере увеличения насыщенности.
3. Выполнены исследования по медленной динамике объемных и сдвиговых деформаций при возбуждении (накачке) на продольной и крутильной модах. Экспериментально доказано, что эффекты медленной релаксации связаны с процессами в области контакта структурных элементов гетерогенной среды, а соответствующие пространственные масштабы имеют порядок радиуса действия сил Ван-дер-Ваальса для консолидированных сред и порядок пространственного размера вакансий между зернами в случае сыпучих сред.
4. Предложен и апробирован новый метод измерений механоакустических свойств неконсолидированных сред, имеющий преимущества по сравнению с известными. Метод основан на регистрации относительного изменения резонансных частот колебаний контейнера заполненного сыпучим материалом.

Проведенные на его основе исследования модельных гранулированных сред позволили обнаружить неизвестные ранее зависимости модулей объемной и сдвиговой жесткости от амплитуды деформаций.

5. Предложены и апробированы в натуральных условиях методы межскважинного фазового профилирования на когерентных SH-волнах и профилирования приповерхностных слоев на основе совместного анализа частотных зависимостей фазовой скорости и отношения проекций смещения волны Рэлея. Экспериментально показано, что оба метода позволяют разрешить слоистую структуру при слабом контрасте геоакустических параметров (до единиц процентов).

Список литературы

1. Guyer R.A., Johnson P.A. Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of granular media including rocks and soil. Weinheim: Wiley-VCH, 2009.
2. Никитин В.Н. Основы инженерной сейсмологии. 1981.
3. Глинский, Б.М., Еманов, А.Ф., Кашун, В.Н., Ковалевский, В.В., Манштейн, А.К., Михайленко, Б.Г., Селезнев, В.С., Сердюков, С.В., Собисевич, А.Л., Собисевич, Л.Е. Соловьев, В.М. Активная сейсмология с мощными вибрационными источниками / ред. Алексеев А.С., Цибульчик Г.М. Новосибирск: ГЕО, 2004.
4. Сю-фэнь Г., Зарембо Л., Красильников В. Экспериментальное исследование комбинационного рассеяния звука на звуке в твердых телах // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1598.
5. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику: звуковые и ультразвуковые волны большой интенсивности. Наука, 1966.
6. Guyer R.A., Johnson P.A. Nonlinear Mesoscopic Elasticity: Evidence for a New Class of Materials // Physics Today. 1999. V.52, no. 4. P. 30.
7. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. The rock physics handbook: Tools for seismic analysis of porous media. Cambridge university press, 2009.
8. Беляева И., Зайцев В. Упругие нелинейные свойства микронеоднородных сред с иерархической структурой // Акустический журнал. 1997. Т.43, № 5. С. 594–599.
9. Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Шульга А.Е. О диссипативных и дисперсионных свойствах микронеоднородных сред // Акустический журнал. 2000. Т.46, № 3. С. 348–355.
10. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range // Journal of the Acoustical Society of America. 1956. V.28, no. 2. P.168–178.
11. Johnson D.L., Plona T.J. Acoustic slow waves and the consolidation transition // Journal of the Acoustical Society of America. 1982. V. 72, no. 2. P. 556–565.

12. Kibblewhite A., Wu C. A study of reflection loss. I. A multilayered viscoelastic seabed at very low frequencies // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1994. V. 96, no. 5. P. 2965–2980.
13. Kibblewhite A., Wu C. A study of reflection loss. II. Involving a porous layer and a demonstration of the Biot slow wave // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1994. V. 96, no. 5. P. 2981–2992.
14. Hamilton E.L. Sound attenuation as a function of depth in the sea floor // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1976. V. 59, no. 3. P. 528–535.
15. Stoll R.D. Marine sediment acoustics // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1985. V. 77, no. 5. P. 1789–1799.
16. Buckingham M.J. Wave propagation, stress relaxation, and grain-to-grain shearing in saturated, unconsolidated marine sediments // *Journal of the Acoustical Society of America*. 2000. V. 108, no. 6. P. 2796–2815.
17. Buckingham M.J. Compressional and shear wave properties of marine sediments: Comparisons between theory and data // *Journal of the Acoustical Society of America*. 2005. V. 117, no. 1. P. 137–152.
18. Carey W.M., Pierce A.D., Evans R.E., Holmes J.D. On the exponent in the power law for the attenuation at low frequencies in sandy sediments // *Journal of the Acoustical Society of America*. 2008. V. 124, no. 5. P. EL271-EL277.
19. Murphy W.F. Effects of partial water saturation on attenuation in Massillon sandstone and Vycor porous glass // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1982. V. 71, no. 6. P. 1458–1468.
20. Murphy W.F. Effects of microstructure and pore fluids on the acoustic properties of granular sedimentary materials. Stanford University, Department of Geophysics, 1982.
21. Murphy W.F., Winkler K.W., Kleinberg R.L. Acoustic relaxation in sedimentary rocks: Dependence on grain contacts and fluid saturation // *Geophysics*. 1986. V. 51, no. 3. P. 757–766.
22. Winkler K.W., Murphy W.F. Acoustic velocity and attenuation in porous rocks // *Rock Physics and Phase Relations*. 1995. V. 3. P. 20–34.

23. Ostrovsky L., Johnson P. Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials // Rivista del nuovo cemento. 2001. V. 24, no. 7. P. 1–46.
24. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // Успехи физических наук. 2006. Т. 176, № 1. С. 77–95.
25. Назаров В., Колпаков А., Радостин А. Экспериментальное исследование нелинейных акустических эффектов в известняке // Акустический журнал. 2007. Т. 53, № 2. С. 254–263.
26. Беяева И., Зайцев В. О предельном значении параметра упругой нелинейности структурно неоднородных сред // Акустический журнал. 1998. Т. 44, № 6. С. 731–737.
27. Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. Оценка концентрации трещин в скальных породах в натуральных условиях // Акустический журнал. 2008. Т. 54, № 1. С.84–96.
28. Авербах В.С., Бредихин В.В., Коньков А.И., Лебедев А.В., Манаков С.А., Таланов В.И. Акустическая нелинейность гранита - сравнение данных натурального и лабораторного экспериментов // Акустический журнал. 2016. Т. 62, № 3. С. 363–368.
29. Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. Диагностика акустических свойств неконсолидированных сред в натуральных условиях // Акустический журнал. 2008. Т. 54, № 4. С. 607-620.
30. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. 1987.
31. Brugger K. Thermodynamic definition of higher order elastic coefficients // Physical Review. 1964. V.133, no. 6A. P. A1611.
32. Thurston R., Brugger K. Third-order elastic constants and the velocity of small amplitude elastic waves in homogeneously stressed media // Physical Review. 1964. V. 133, no. 6A. P. A1604.
33. Pasqualini D., Heitmann K., TenCate J.A., Habib S., Higdon D., Johnson P.A. Nonequilibrium and nonlinear dynamics in Berea and Fontainebleau sandstones:

- Low-strain regime // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012). 2007. Vol. 112, no. B1.
34. Lebedev A., Ostrovsky L. A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials // *Acoustical Physics*. 2014. V. 60, no. 5. P. 555–561.
 35. TenCate J.A., Shankland T.J. Slow dynamics in the nonlinear elastic response // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 23, no. 21. P. 3019–3022.
 36. TenCate J.A., Smith E., Guyer R.A. Universal slow dynamics in granular solids // *Physical Review Letters*. 2000. V. 85, no. 5. P. 1020.
 37. Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. Наблюдение эффектов медленной динамики в неконсолидированных средах в натуральных условиях // *Акустический журнал*. 2009. Т. 55, № 2. С. 208–215.
 38. Obreimoff J. The splitting strength of mica // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. 1930. P. 290–297.
 39. Коробов А.И., Одина Н.И., Мехедов Д.И. Влияние медленной динамики на упругие свойства материалов с остаточными и сдвиговыми деформациями // *Акустический журнал*. 2013. Т. 59, № 4. С. 438–444.
 40. Джонсон К. *Механика контактного взаимодействия*. Москва: Мир, 1989.
 41. Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A. Nonlinear acoustic spectroscopy of rock sample and granular medium // *The book of abstracts of Forum Asusticum, Krakow, Poland, 7-12 September*. 2014.
 42. Лебедев А.В., Островский Л.А. Модель гистерезиса и медленной релаксации в структурно-неоднородных материалах // *Сборник трудов 1-ой Всероссийской акустической конференции*. 2014. С. 47–51.
 43. Migliori A., Sarrao J.L. *Resonant ultrasound spectroscopy: applications to physics, materials measurements, and nondestructive evaluation*. Wiley-Interscience, 1997.
 44. Lucet N., Zinszner B. Effects of heterogeneities and anisotropy on sonic and ultrasonic attenuation in rocks // *Geophysics*. 1992. V. 57, no. 8. P. 1018–1026.

45. McSkimin H.J. Pulse superposition method for measuring ultrasonic wave velocities in solids // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1961. V.33, no. 1. P.12–16.
46. McSkimin H., Andreatch P. Analysis of the pulse superposition method for measuring ultrasonic wave velocities as a function of temperature and pressure // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1962. V. 34, no. 5. P. 609–615.
47. McSkimin H. Variations of the Ultrasonic Pulse-Superposition Method for Increasing the Sensitivity of Delay-Time Measurements // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1965. V. 37, no. 5. P. 864–871.
48. McSkimin H., Andreatch Jr P. Measurement of very small changes in the velocity of ultrasonic waves in solids // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1967. V. 41, no. 4B. P. 1052–1057.
49. Mah M., Schmitt D. Experimental determination of the elastic coefficients of an orthorhombic material // *Geophysics*. 2001. V. 66, no. 4. P. 1217–1225.
50. Wang Z. Seismic anisotropy in sedimentary rocks, part 1: A single-plug laboratory method // *Geophysics*. 2002. V. 67, no. 5. P. 1415–1422.
51. Баяк И., Дьяур Н. Восстановление тензора упругости глинистых сланцев по ограниченному набору измеренных скоростей с использованием теории эффективных сред // *Seismic Technology*. 2012. V. 9, no. 4.
52. Maynard J. Resonant ultrasound spectroscopy // *Physics Today*. 1996. V. 49, no. 1. P. 26–31.
53. Leisure R.G., Willis F. Resonant ultrasound spectroscopy // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 1997. V. 9, no. 28. P. 6001.
54. Schwarz R., Vuorinen J. Resonant ultrasound spectroscopy: applications, current status and limitations // *Journal of Alloys and Compounds*. 2000. V. 310, no. 1. P. 243–250.
55. Zadler B.J., Le Rousseau J.H., Scales J.A., Smith M.L. Resonant ultrasound spectroscopy: theory and application // *Geophysical Journal International*. 2004. V. 156, no. 1. P. 154–169.

56. Migliori A., Maynard J. Implementation of a modern resonant ultrasound spectroscopy system for the measurement of the elastic moduli of small solid specimens // *Review of scientific instruments*. 2005. V. 76, no. 12. P. 121301.
57. Лебедев А.В. Использование метода линейного прогнозирования в ультразвуковой спектроскопии образцов горных пород // *Акустический журнал*. 2002. Т. 48, № 3. С. 381–389.
58. Lebedev A.V., Bredikhin V.V., Soustova I.A., Sutin A.M., Kusunose, K. Resonant acoustic spectroscopy of microfracture in a Westerly granite sample // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*. 2003. V. 108, no. B10.
59. Бредихин В.В., Лебедев А.В. Реконструкция функции Грина в задачах резонансной акустической спектроскопии // *Акустический журнал*. 2009. Т. 51, № 3. С. 283–291.
60. Averbakh V. et al. Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock // *Acoustical Physics*. 2010. Vol. 56, № 6. P. 794–806.
61. Лебедев А.В., Бредихин В.В., Бретштейн Ю.С. О корреляции упругой анизотропии и анизотропии магнитной восприимчивости осадочных и метаморфических горных пород // *Акустический журнал*. Т. 58, № 3. С. 386–395.
62. Gist G.A. Fluid effects on velocity and attenuation in sandstones // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1994. V. 96, no. 2. P. 1158–1173.
63. Chang C., Zoback M.D., Khaksar A. Empirical relations between rock strength and physical properties in sedimentary rocks // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 2006. V. 51, no. 3–4. P. 223–237.
64. Jaeger H.M., Nagel S.R., Behringer R.P. The physics of granular materials // *Physics Today*. 2008. V. 49, no. 4. P. 32–38.
65. Liu C.H., Nagel S.R., Schecter D.A., Coppersmith S.N., Majumdar S. Force fluctuations in bead packs // *Science*. 1995. V. 269, no. 5223. P. 513.
66. Mueth D.M., Jaeger H.M., Nagel S.R. Force distribution in a granular medium // *Physical Review E*. 1998. V. 57, no. 3. P. 3164.

67. Guyon E., Bideau D. *Mixing and Segregation in Granular Matter // Instabilities and Nonequilibrium Structures VI*. Springer, 2000. P. 315–333.
68. Ширгина Н.В., Коробов А.И., Кокшайский А.И. Влияние статических и динамических внешних воздействий на упругие нелинейные свойства модели гранулированной неконсолидированной среды // *Акустический журнал*. 2013. Т. 59, № 5. С. 552–560.
69. Pride S.R., Berryman J.G. Goddard rattler-jamming mechanism for quantifying pressure dependence of elastic moduli of grain packs // *Acta Mechanica*. 2009. V. 205, no. 1–4. P.185–196.
70. Горшков А.Л., Калимулин Р.Р., Шалашов Г.М. Кубические нелинейные эффекты в сейсмике // *ДАН СССР*. 1989. Т. 308, № 1. С. 65–67.
71. Brunet T., Jia X., Johnson P.A. Transitional nonlinear elastic behaviour in dense granular media // *Geophysical Research Letters*. 2008. V. 35, no. 19. P. L19308.
72. Richter S., Huber G. Time-dependent behavior of fine-grained model material in resonant column experiments // *Granular Matter*. 2004. V.6, no. 4. P. 195–206.
73. Далматов Б.И. *Механика грунтов, основания и фундаменты*. Ленинград, 1988.
74. Павленко О.В. *Сейсмические волны в грунтовых слоях: нелинейное поведение грунта при сильных землетрясениях последних лет*. Научный мир, 2009.
75. Вознесенский Е.А. *Поведение грунтов при динамических нагрузках*. Москва: Изд-во МГУ, 1997.
76. Depaolo D.J., Orr Jr F.M. Geoscience research for our energy future // *Physics today*. 2008. V. 61, no. 8. P. 46–51.
77. Гольдштейн М.Н. *Механические свойства грунтов*. Москва: Изд. лит. по строительству, 1971.
78. Richter S., Huber G. Resonant column experiments with fine-grained model material—evidence of particle surface forces // *Granular Matter*. 2003. V. 5, no. 3. P. 121–128.

79. Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Бредихин В.В. Новый метод акустических исследований сыпучих материалов: Предварительные результаты // Известия Вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 3. Р. 149–172.
80. Everett M.E. Near-surface applied geophysics. Cambridge University Press, 2013.
81. Хаттон Л. Обработка сейсмических данных. Теория и практика. 1989.
82. Samouëlian A., Cousin I., Tabbagh A., Bruand A., Richard G. Electrical resistivity survey in soil science: a review // Soil and Tillage research. 2005. V. 83, no. 2. P. 173–193.
83. Terzaghi K. Terzaghi Lectures, 1974–1982. American Society of Civil Engineers, 1986.
84. Khazanehdari J., Sothcott J. Variation in dynamic elastic shear modulus of sandstone upon fluid saturation and substitution // Geophysics. 2003. V. 68, no. 2. P. 472–481.
85. Нур А. Использование сейсмических свойств горных пород для изучения и мониторинга пластов-коллекторов // Сейсмическая томография. Москва: Мир, 1990. С. 213–250.
86. Cadoret T., Marion D., Zinszner B. Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones // Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012). 1995. V. 100, no. B6. P. 9789–9803.
87. Jhang K.Y. Nonlinear ultrasonic techniques for nondestructive assessment of micro damage in material: a review // International journal of precision engineering and manufacturing. 2009. V. 10, no. 1. P. 123–135.
88. Birch F. Velocity and attenuation from resonant vibrations of spheres of rock, glass, and steel // Journal of Geophysical Research. 1975. V. 80, no. 5. P. 756–764.
89. Лебедев А.В., Бредихин В.В., Соустова И.А. Экспериментальные методы исследования структурно-неоднородных сред: резонансная акустическая спектроскопия // Сб. трудов семинара научной школы проф. С.А. Рыбака. 2003. С. 77–92.

90. Tutuncu A.N., Sharma M.M. The influence of fluids on grain contact stiffness and frame moduli in sedimentary rocks // *Geophysics*. 1992. V. 57, no. 12. P. 1571–1582.
91. Van Den Abeele K.A., Carmeliet J., Johnson P.A., Zinszner B. Influence of water saturation on the nonlinear elastic mesoscopic response in Earth materials and the implications to the mechanism of nonlinearity // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012). 2002. V. 107, no. B6. P. ECV-4.
92. Winkler K.W., Liu X. Measurements of third-order elastic constants in rocks // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1996. V. 100, no. 3. P. 1392–1398.
93. Sahimi M. *Heterogeneous Materials I: Linear transport and optical properties*. Springer Science & Business Media, 2003. Vol. 1.
94. Berryman J.G. Mixture theories for rock properties // *Rock physics & phase relations: A Handbook of Physical Constants*, American Geophysical Union Online Reference Shelf. 1995. V. 3. P. 205–228.
95. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. Москва: Наука, 1988.
96. Maximov G. Generalization of Biot's equations with allowance for shear relaxation of a fluid // *Acoustical Physics*. 2010. V. 56, no. 4. P. 493–500.
97. Hartmann B., Lee G.F., Lee J.D. Loss factor height and width limits for polymer relaxations // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1994. V. 95, no. 1. P. 226–233.
98. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Механика*. Москва: Наука, 1988.
99. Kendall K. Energy analysis of adhesion // *The Mechanics of Adhesion*. 2002. P. 77.
100. Maugis D., Barquins M. Fracture mechanics and adherence of viscoelastic solids // *Adhesion and adsorption of polymers*. Springer, 1980. P. 203–277.
101. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. *Поверхностные силы*. Москва: Наука, 1985.
102. Mashinskii E. Anomalies of low-intensity acoustic wave attenuation in rocks // *Journal of mining science*. 2008. V. 44, no. 4. P. 345–352.
103. Johnson P.A. Dynamic measurements of the nonlinear elastic parameter α in rock under varying conditions // *Journal of Geophysical Research*. 2004. V. 109, no. B2.

104. Israelachvili J.N. Intermolecular and surface forces: revised third edition. Academic press, 2011.
105. Баженова Е.Д., Вильман А.Н., Есипов И.Б. Флуктуации акустического поля в гранулированной среде // Акустический журнал. 2005. Т. 51, №7. С. 46–52.
106. Уайт Д.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. 1986.
107. Ashby M.F. Materials selection in mechanical design. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1999.
108. Liessa A.W. Vibration of shells. Acoustic Society of America through American Institute of Physics, 1993.
109. Снеддон И.Н., Берри Д.С. Классическая теория упругости. Москва: Гос. из-во физ.-мат. лит., 1961.
110. Бабаков И.М. Теория колебаний. Москва: ГИТТЛ, 1958.
111. Cheng N.-S. Formula for the viscosity of a glycerol-water mixture // Industrial & engineering chemistry research. 2008. V. 47, no. 9. P. 3285–3288.
112. Kadanoff L.P. Built upon sand: Theoretical ideas inspired by granular flows // Reviews of Modern Physics. 1999. V. 71, no. 1. P. 435.
113. Урьев Н.Б. Физико-химические основы технологии дисперсных систем и материалов. Москва: Химия, 1988.
114. Zaitsev V.Y., Gusev V.E., Tournat V., Richard P. Slow relaxation and aging phenomena at the nanoscale in granular materials // Physical Review Letters. 2014. V. 112, no. 10. P. 108302.
115. Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю., Тиманин Е.М. Экспериментальные исследования нелинейных упругих свойств гранулированных сред с неидеальной упаковкой // Акустический журнал. 1994. Т. 40, № 6. С. 893–898.
116. Бондарев В.И. Основы сейсморазведки. Екатеринбург: УГГГА, 2003.
117. Crane J., Lorenzo J., Harris J. A new electrical and mechanically detonatable shear wave source for near surface (0–30m) seismic acquisition // Journal of Applied Geophysics. 2013. V. 91. P. 1–8.

118. Park C.S., Lim J.Y., Choi C.L., Kong B.C., Mok Y.J. Recent development of borehole seismic tests // In The 14th world conference on earthquake engineering. 2008.
119. Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н., Вировлянский А.Л., Малеханов А.И., Марышев А.П., Таланов В.И. Мощный внутрискважинный источник сдвиговых волн для когерентной сейсмоакустики // Акустический журнал. 2005. Т. 51 (Приложение). С. 31–45.
120. Лебедев А.В., Малеханов А.И. Когерентная сейсморазведка // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 7. Р. 579–597.
121. Авербах В.С., Боголюбов Б.Н., Дубовой Ю.А., Заславский Ю.М., Лебедев А.В., Марышев А.П., Назаров В.Е., Пигалов К.Е., Таланов В.И. О применении гидроакустических излучателей для генерации сейсмических волн // Акустический журнал. 2002. Т. 48, № 3. С. 149–155.
122. Шериф Р., Гелдарт Л. Сейсморазведка. История, теория и получение данных. 1987.
123. DiNapoli F.R., Deavenport R.L. Theoretical and numerical Green's function field solution in a plane multilayered medium // Journal of the Acoustical Society of America. 1980. V. 67, no. 1. P. 92–105.
124. Коньков А.И. Разработка и экспериментальная апробация метода когерентной малоглубинной сейсмоакустической диагностики на основе поверхностных волн: Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. ИПФ РАН, 2016.
125. Xia J., Miller R.D., Park C.B. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves // Geophysics. 1999. V. 64, no. 3. P. 691–700.
126. Bensen G.D., Ritzwoller M.H., Barmin M.P., Levshin A.L., Lin F., Moschetti M.P., Shapiro N.M. and Yang, Y.. Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements // Geophysical Journal International. 2007. V. 169, no. 3. P. 1239–1260.
127. Stokoe K.H., Rix G.J., Nazarian S. In situ seismic testing with surface waves // In International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, 12th. 1989. V. 1.

128. Коньков А. И., Лебедев А. В., Манаков С. А. Построение профиля скорости волны сдвига и коэффициента Пуассона на основе анализа характеристик волны Рэлея // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества». М.: ГЕОС, 2012. Т.1. С. 332-336.
129. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. Subsoil characterization with use of acoustical methods // Official publication of congress «TECNIACÚSTICA 2013». Valladolid, 2013. P.1124–1130.
130. Konkov A. I., Lebedev A. V., Manakov S. A. Rayleigh Wave Dispersive Properties of a Vector Displacement as a Tool for P- and S-wave Velocities Near Surface Profiling // Handbook of Geomathematics / W. Freeden, M. Z. Nashed, T. Sonar. 2 ed. 2015. P. 2189-2206.
131. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. The acoustic study of soil liquefaction effects in-situ // Journal of the Acoustical Society of America. 2015. V. 138, no. 3. P. 1938–1939.
132. Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н., Марышев А.П., Постоев Ю.К., Таланов В.И. Мобильный приемно-излучающий комплекс для малоглубинной сейсмодиагностики // Методы акустической диагностики неоднородных сред. Институт прикладной физики РАН. Нижний Новгород. 2002. С. 207–220.
133. Соколов В. Глинистые породы и их свойства // Соросовский образовательный журнал. 2000. Т. 6, № 9. С. 59–65.

Список работ, опубликованных по теме диссертации

1. Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A. Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock // *Acoustical Physics*. 2010. V. 56, no. 6. P. 794-806.
2. Авербах В.С., Бредихин В.В., Коньков А.И., Лебедев А.В., Манаков С.А., Таланов В.И. Акустическая нелинейность гранита - сравнение данных натурального и лабораторного экспериментов // *Акустический Журнал*. 2016. Т.62, № 3. С.363-368.
3. Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А. Нелинейная акустическая спектроскопия карбонатной горной породы // *Акустический журнал*. 2017. Т. 63, № 3. (в печати).
4. Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Бредихин В.В. Новый метод акустических исследований сыпучих материалов. Предварительные результаты // *Известия вузов. Радиофизика*. 2013. Т. 56, № 3. С. 149-172.
5. Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Таланов В.И. Фазовый метод межскважинного профилирования на когерентных SH-волнах // *Акустический журнал*. 2012. Т. 58, № 5. С. 596-602.
6. Авербах В.С., Коньков А.И., Лебедев А.В., Малеханов А.И., Манаков С.А., Таланов В.И. Методы когерентной инженерной сейсморазведки в Институте прикладной физики РАН // *Технологии сейсморазведки*. 2015. № 2. С. 119-123.
7. Авербах В.С., Грибов Н.Н., Коньков А.И., Лебедев А.В., Малеханов А.И., Манаков С.А., Таланов В.И. Новый метод реконструкции неоднородностей среды с использованием волны Рэлея: примеры практического применения // *Известия Российской Академии Наук. Серия физическая*. 2016. Т.80, № 10. С. 1314-1320.
8. Konkov A. I., Lebedev A. V., Manakov S. A. Rayleigh Wave Dispersive Properties of a Vector Displacement as a Tool for P- and S-wave Velocities Near Surface Profiling // *Handbook of Geomathematics / W. Freedon, M. Z. Nashed, T. Sonar*. 2 ed. 2015. P. 2189-2206.
9. Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А., Нелинейная акустическая спектроскопия консолидированной горной породы и модельной

гранулированной среды // Акустика неоднородных сред. Ежегодник Российского акустического общества. Сб. трудов семинара научной школы проф. С.А.Рыбака. М.: ГЕОС, 2012, Вып. 13. С. 94-110.

10. Averbach V., Bredikhin V., Lebedev A., Manakov S. Resonant acoustic spectroscopy of the fluid saturation effects in a carbonate rock // The Journal of the Acoustical Society of America. 2010. V.128, no. 4. P. 2423-2423.

11. Лебедев А.В., Манаков С.А. Сейсмоакустические методы исследования свойств природных сред в натуральных условиях // Труды XII научной конференции по радиофизике, посвященной 90-летию со дня рождения М.М.Кобрин / Под ред. С. М. Грача, А. В. Якимова. Н.Новгород: ТАЛАН, 2008. С. 212-214.

12. Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А. Исследование акустических свойств песчаника при частичном заполнении пор флюидом // Труды XIII научной конференции по радиофизике, посвященной 85-летию со дня рождения М.А. Миллера / Под ред. С. М. Грача, А. В. Якимова. Н.Новгород, 2009. С. 170-171.

13. Авербах В.С., Боголюбов Б.Н., Лебедев А.В., Манаков С.А., Таланов В.И. Межскважинное зондирование на SH-волнах - предварительные результаты // Сборник трудов XX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2008. Т.1. С. 324-327.

14. Казаков В.В., Лебедев А.В., Бредихин В.В., Манаков С.А. Развитие экспериментальных методов исследования горных и осадочных пород // Сб. тезисов докладов XVI Международной научно-технической конференции «Информационные системы и технологии (ИСТ-2010)». Н.Новгород, 2010. С. 380-381.

15. Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А. Исследование акустических свойств карбонатной горной породы в зависимости от насыщения жидкостью // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества». М.: ГЕОС, 2011. Т.1. С. 277-280.

16. Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А. Таланов В.И. Межскважинное профилирование среды на SH-волнах в натуральных условиях // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества». М.: ГЕОС, 2011. Т.1. С. 281-284.
17. Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A. Nonlinear acoustic spectroscopy of rock sample and granular medium // Book Abstr. Forum Acusticum Krakow Pol. 7-12 Sept. 2014.
18. Коньков А. И., Лебедев А. В., Манаков С. А. Акустическое профилирование с использованием портативного вибратора и цифровой сейсмостанции: волна Рэлея // Труды XV научной конференции по радиофизике, посвященной 110-й годовщине со дня рождения А. А. Андропова / Под ред. С.М. Грача, А.В. Якимова. Н. Новгород: ННГУ, 2011. С. 219-221.
19. Коньков, А. И., Лебедев, А. В., Манаков, С. А. Диагностика природных сред на основе анализа частотных зависимостей фазовой скорости и амплитуд проекций смещения в волне Рэлея // Труды XVI научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А. Н. Бархатова / Под ред. С. М. Грача, А. В. Якимова. Н. Новгород: ННГУ, 2012. С. 225-226.
20. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. The Near Surface Profiling based on the Rayleigh Wave Dispersive Properties for Vector Displacement // Proceedings of the Near Surface Geoscience–2012 – 18th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics. Paris, 2012. 5 p.
21. Коньков А. И., Лебедев А. В., Манаков С. А. Построение профиля скорости волны сдвига и коэффициента Пуассона на основе анализа характеристик волны Рэлея // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества». М.: ГЕОС, 2012. Т.1. С. 332-336.
22. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. Subsoil characterization with use of acoustical methods // Official publication of congress «TECNIACÚSTICA 2013». 2013. P. 1124-1130.

23. Коньков, А. И., Лебедев, А. В., Манаков, С. А. Дистанционная диагно-стика состояния грунтов с использованием информации о поверхностной волне Рэлея // Сборник трудов 1-ой Всероссийской акустической конференции. Москва, 2014. С. 52-58.
24. Авербах В.С., Коньков А.И., Лебедев А.В., Малеханов А.И., Манаков С.А., Таланов В.И. Развитие методов когерентной инженерной сейсморазведки в ИПФ РАН // Сборник тезисов Научно-практической конференции «Сейсмические технологии-2015». Москва, 2015. С.130-133.
25. Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А. Нелинейная акустическая спектроскопия карбонатной горной породы // Сборник трудов 1-ой Всероссийской акустической конференции. Москва, 2014. С. 46-46.