

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

А.Г.Х. Алфаяд, Р.А. Кемалов, А.Ф. Кемалов

**Методология оценки физических
характеристик пласта при воздействии
упругих волн**

Учебно-методическое пособие



**Казань
2024**

УДК 622.276.6
ББК 33.361
W35

*Печатается по рекомендации учебно-методической комиссии
Института геологии и нефтегазовых технологий
Казанского (Приволжского) федерального университета
(протокол № 11 от 24 июня 2024 г.),
кафедры технологии нефти, газа и углеродных материалов
(протокол № 12 от 28 февраля 2024 г.)*

Рецензенты:

доктор технических наук, доцент, начальник отдела организации работ по
ПНП ПАО «Татнефть» И.Г. Фаттахов;
кандидат химических наук, доцент Ибрагимова Д.А.

Алфаяд А.Г.Х.

Методология оценки физических характеристик пласта при воздействии упругих волн: учебно-методическое пособие / А.Г.Х. Алфаяд, Р.А. Кемалов, А.Ф. Кемалов. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2024. – 82 с.

Данное учебно-методическое пособие посвящено исследованию и применению акустических технологий в нефтяной промышленности. В книге рассматриваются физические основы распространения упругих волн в пористых средах, механизмы акустической кавитации и их влияние на свойства нефти.

Пособие включает теоретические модели и экспериментальные данные, иллюстрирующие динамику акустических колебаний и их воздействие на нефть. Особое внимание уделяется практическому применению акустических технологий для улучшения свойств нефти и повышения эффективности нефтедобычи.

Книга предназначена для студентов, аспирантов и специалистов в области физики, химии и нефтяной инженерии, а также для всех, кто интересуется современными методами обработки и улучшения свойств нефти с помощью акустических волн.

УДК 622.276.6
ББК 33.361
W35

© Алфаяд А.Г.Х., Кемалов Р.А., Кемалов А.Ф. 2024
© Издательство Казанского университета, 2024

Оглавление

Условные сокращения.....	5
ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ: ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ И ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ	7
1.1 Волновые процессы и их применение в нефтедобыче.....	8
1.2 Волновые механизмы движений. Силы волновой природы. Режимы движений. Нелинейные резонансы	11
1.3 Пузыри, взвешенные в жидкости в волновых полях.....	14
1.4 Нелинейные резонансные соотношения	18
1.5 Газовые включения в капиллярах и трубках, заполненных жидкостью	19
1.6 Вязкая жидкость в каналах с деформирующимися стенками.....	20
1.7 Насыщенная жидкостью пористая среда	22
Выводы по главе 1	24
Контрольные вопросы	25
Литература к главе 1	26
ГЛАВА 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН	30
2.1 Ультразвуковые упругие колебания	30
2.2 Основные параметры и закономерности распространения ультразвуковых волн в различных средах	34
Выводы по главе 1	40
Контрольные вопросы	41
Литература к главе 1	41
ГЛАВА 3. ДИНАМИКА ПУЗЫРЕЙ В ЖИДКОСТИ В ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ..	42
3.1 Движение пузырьков в колеблющихся сосудах и в волновых полях	43
3.2 Разработка упрощенной модели движения пузыря в рамках теории волн в жидкости.....	43
3.2.1 Основные аспекты модели.....	43
3.2.2 Уравнения движения	44
3.3 Методика определения пороупругости	45
3.4 Методика решения	47

Выводы по главе 3	52
Контрольные вопросы	52
Литература к главе 3	53
ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ.....	54
4.1 Распространение волн через насыщенные жидкостью породы.....	54
4.2 Теория распространения упругих волн в пороэластичных средах.....	56
4.2.1 Численная стабильность и дисперсия сетки.....	60
4.2.2 Реализация источника и граничные условия	60
4.2.3 Петрофизические модели: свойства твердого тела и жидкости	61
4.3 Численные эксперименты: примеры и дискуссии.....	66
4.3.1 Спектральный анализ и извлечение спектральных характеристик	66
4.3.2 Влияние типа наполнителя пор и уровней насыщенности	69
4.3.3 Влияние температуры на сейсмическую реакцию	75
Выводы по главе 4.....	79
Контрольные вопросы	80
Литература к главе 4	81

Условные сокращения

АВ – акустическое воздействие;
ПЗП – призабойная зона пласта;
ВВ – виброволновое воздействие;
КО – кислотная обработка;
ПЗС – призабойная зона скважины;
УЗ – ультразвук, ультразвуковая, ультразвуковой;
ПК – персональный компьютер;
ЭАП – электроакустические преобразователи;
МСП – магнитострикционный преобразователь;
ПКП – пьезокерамические преобразователи;
ВС – волноводная система;
ГДИ – гидродинамический излучатель;
ЭВА - сополимер этилена с винилацетатом;
АКК - активная кремниевая кислота;
АКФК – алюмокремниевый флокулянт-коагулянт;
НПЗ – нефтеперерабатывающий завод;
НДС – нефтяные дисперсные системы;
САК – смолисто-асфальтеновые компоненты;
САВ – смолисто-асфальтеновые вещества;
АСПО – асфальтеносмолистопарафиновые отложения;
ГРП – гидроразрыв пласта;
КИН – коэффициентом извлечения нефти;
НКТ – насосно-компрессорная труба;

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы растет интерес специалистов нефтегазовой промышленности к практическому использованию новых высокоэффективных и рентабельных технологий, обеспечивающих стабильный прирост добычи нефти в сложных геолого-промышленных условиях. В процессе разработки нефтяных месторождений уменьшается пластовое давление, и на определенном этапе разработки месторождения существующая пластовая энергия становится недостаточной для вытеснения нефти из малопроницаемых зон пласта в эксплуатационные скважины, что приводит к образованию застойных (малоподвижных) зон нефти. В неоднородных по проницаемости пластах в процессе вытеснения нефти водой создаются условия для блокирования нефти в менее проницаемых зонах пласта и, соответственно, увеличение притока воды к эксплуатационным скважинам, что снижает нефтеизвлечение из пластов.

Одним из перспективных направлений исследований в области повышения нефтеизвлечения из пластов является изучение влияния упругих колебаний на продуктивный пласт. Основная часть описанных в литературе теоретических и экспериментальных исследований касается изучения влияния упругих колебаний на пористую среду призабойной зоны пласта.

Подробно рассматриваются физические основы распространения упругих волн в пористых средах, а также механизмы акустической кавитации и их влияние на свойства нефти. Основной целью данного пособия является представление теоретических моделей и экспериментальных данных, которые позволяют более глубоко понять динамику акустических колебаний и их воздействие на нефть. Особое внимание уделено практическому применению акустических технологий с целью улучшения свойств нефти и повышения эффективности процесса нефтедобычи.

Это учебное пособие адресовано широкой аудитории, включая студентов, аспирантов и специалистов в области физики, химии и нефтяной инженерии. Оно также представляет интерес для всех, кто стремится ознакомиться с современными методами обработки и улучшения свойств нефти с использованием акустических волн.

ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ: ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ И ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Раздел представляет собой обзор акустического воздействия на нефтяные дисперсии с целью улучшения их свойств. В работе обсуждаются механизмы акустического воздействия, включая его влияние на физические и химические свойства нефти. Особое внимание уделяется перспективам ультразвукового воздействия для улучшения вязкостно-температурных свойств нефтей, особенно тех с повышенным содержанием парафинов. Также рассматриваются механизмы воздействия ультразвука на нефтяные дисперсии и его влияние на структурно-механические параметры нефтей.

В современном мире нефтепереработка играет ключевую роль в обеспечении энергетических и промышленных потребностей человечества. Однако многие типы нефти, добываемые в настоящее время, характеризуются повышенным содержанием парафинов, что приводит к ухудшению их низкотемпературных свойств и создает определенные трудности при их транспортировке и хранении. В связи с этим важным вопросом возникает необходимость разработки и применения методов, направленных на улучшение качества и обработку нефти с высоким содержанием парафинов [1].

В последние десятилетия ультразвуковая технология привлекает все больше внимания исследователей в нефтяной промышленности как один из перспективных способов обработки нефти. Ультразвуковое воздействие, как физический метод, показало свою эффективность в изменении структуры и свойств различных материалов, включая нефть и нефтепродукты. В силу своей высокой интенсивности и способности проникать в глубокие слои среды, ультразвук может оказывать разнообразное воздействие на нефтяные дисперсии, что приводит к изменениям как в их физических, так и в химических свойствах [2].

Перед обзором исследований по ультразвуковому воздействию на нефтяные дисперсии мы рассмотрим некоторые основные аспекты ультразвуковой технологии, ее механизмы действия и применение в различных областях. Это поможет понять основные принципы функционирования ультразвуковых систем и их потенциал в обработке нефти.

неэффективными [4].

Акустическое воздействие (АВ) на ПЗС можно отнести к числу перспективных методов. Подтверждают это известные явления и эффекты, способные оказывать положительное влияние на ПЗП вышерассмотренных проблем [5].

Положительный эффект АВ на продуктивный пласт возникает на горную породу в процессе воздействия упругих колебаний и сопровождается большим числом вторичных эффектов, имеющих разную зависимость от интенсивности частоты колебаний и различную физическую природу.

Метод ультразвуковой тоже прошёл проверку на месторождениях Татарстана, Удмуртии, Западной Сибири, Республики Коми и Белоруссии. Положительный эффект подтверждается на нагнетательных, добывающих, фонтанирующих нефтяных, нефтегазоконденсатных, и даже на артезианских скважинах питьевой воды.

УЗ-воздействие основано на мощном акустическом излучении в пласт. Развивающиеся процессы кавитации в окружающей среде, связаны с ростом и схлопыванием пузырьков газа, а также наблюдается тепловой интенсивный разогрев породы и жидкости.

УЗ обработка призабойной зоны скважины увеличивает проницаемость и текучесть флюида, вследствие расколматации каналов коллектора от АСПО, частиц песка, бурового раствора и др. УЗ метод использует поля частотой 18 - 35 кГц с интенсивностью до 1 Вт/см², при этом рабочая резонансная частота излучателей скважины примерно равна 18-24 кГц при этом интенсивность ультразвука на оси скважины достигает 0,1 Вт/см² на расстоянии 1 м от оси скважины составляет примерно 0,02 Вт/см² [2].

Для очищения ствола скважины от различных загрязнений, также применяют УЗ, который эффективно удаляет барьеры для потока нефти в скважину. В 40–50% изученных случаев ультразвуковой метод считается успешным и эффект ультразвуковой генератор может продолжаться до нескольких месяцев. Также этот метод имеет очень локальный эффект [2].

Как показано в работе [7] эффекту снижения вязкости нефти, которая нагрета до температур 40-50 °С аналогично УЗ-воздействие при 25 °С, при этом происходит интенсивное увеличение текучести высоковязких нефтей при воздействии упругих волн продолжительностью до 1 часа и снижение вязкости в 6 раз.

По результатам расчёта доказано, что УЗ-воздействие меняет распределение равновесной концентрации тяжелых углеводородов на пористую

матрицу и пористости. Это влияет на улучшение протекания нефти через поры, к увеличению объема вышедшей из пористого коллектора нефти, а также к повышению коэффициента извлечения нефтеотдачи, больше чем на 30 % [2].

Виброволновое воздействие (ВВ) на ПЗС тоже можно отнести к числу перспективных методов.

Сущность технологии заключается в обработке ПЗП промывочной жидкостью, поток движения которой пульсационный. Частота 1-3 Гц, а давление изменяется в пределах от 1 до 6 МПа. В результате анализа геологических условий и опыта разработки прошлых лет был составлен технологический план, состоящий из нескольких этапов. На первом разрушается структура загрязнения с помощью гидравлических импульсов. На следующем этапе кислотная обработка (КО) растворяет загрязняющие частицы. На заключительном этапе создается депрессия (для добывающих скважин) или репрессия (для нагнетательных), чтобы очистить или вытеснить в пласт частички загрязнения.

В работе [5] на практике Западной Сибири сравнивались эффективность от применения виброволновой технологии и КО, а затем ГРП. Были продемонстрированы три скважины, одна из которых была проблемной, из-за большого поглощения бурового раствора, что повлекло за собой низкую продуктивность. Эффект от применения виброволновой технологии был положителен на более длительное время, чем эффект от КО, а затем ГРП. Прирост нефти также повысился до 6 т/сут. Технологическая схема ВВ представлена на рисунке 2.

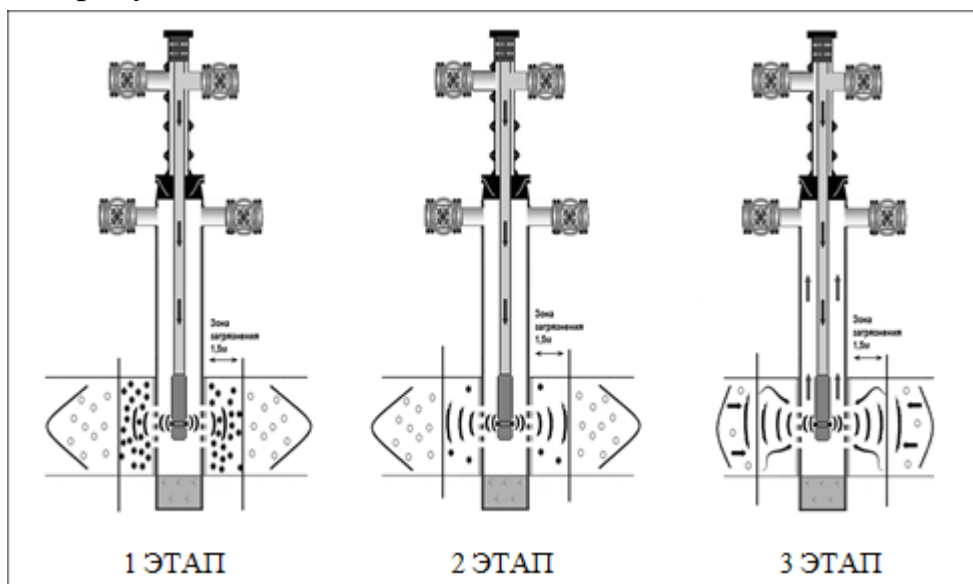


Рисунок 1.2 - Схема метода воздействия на ПЗП [5]

Таким образом, после обработок по виброволновой технологии очагов заводнения участков пласта происходит увеличение приемистости скважин и

повышение охвата пласта по толщине. К работе подключаются новые пропластки, которые не освоены после бурения или загрязнены в ходе эксплуатации, а также улучшаются общие характеристики заводнения участков [1].

1.2 Волновые механизмы движений. Силы волновой природы. Режимы движений. Нелинейные резонансы

Остановимся здесь кратко на некоторых типовых моделях и постановках задач нелинейной волновой механики многофазных систем, установлению сил волновой природы и возможных режимов движений в рассматриваемых системах.

Твердые частицы, взвешенные в неоднородном поле течения жидкости

Простейшей моделью явлений, рассматриваемых в нелинейной волновой механике, является следующая модель: твердая частица взвешена в жидкости, совершающей определенное движение (Рисунок 1.3) [35]. Например, жидкость может совершать колебания разнообразных форм, по ней

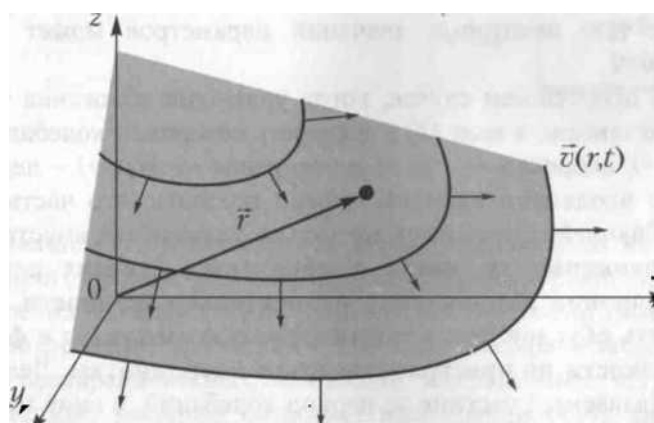


Рисунок 1.3. Схематическое изображение движения твердой частицы, взвешенной в жидкости, совершающей колебания разнообразных форм

могут распространяться волны разнообразных форм и разнообразной природы и т. п. Приближенные модельные уравнения движения твердой частицы в неоднородном поле течения жидкости могут быть представлены следующим образом:

$$\rho_2 \frac{d^2 r}{dt^2} = -\nabla P(t, r) + \frac{1}{2} h_1 \rho_1 \left(\underline{W(t, r)} - \frac{d^2 r}{dt^2} \right) + h_2 \left(\underline{V(t, r)} - \frac{dr}{dt} \right) + h_3 \int_{-\infty}^t \left(\underline{W(\tau, r)} - \frac{d^2 r}{d\tau^2} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + \underline{F(t, r)}, \quad (1.1)$$

где $\underline{r} = \underline{r}(t)$ — радиус-вектор центра масс частицы; ρ_2, ρ_1 — плотности частицы и жидкости; h_1, h_2, h_3 — коэффициенты, зависящие от вязкости жидкости, а также от размеров и формы частицы; \underline{F} — внешняя объемная сила, действующая на частицу; $\underline{P}(t, \underline{r})$; $\underline{V}(t, \underline{r})$; $\underline{W}(t, \underline{r})$ — функции координат и времени: давление, скорость и ускорение жидкости соответственно без возмущений, вносимых частицей.

В приведенном виде уравнение (1.1) учитывает следующие виды силового воздействия на частицу со стороны окружающей ее жидкости: градиент давления; силу, обусловленную эффектом присоединенных масс; силу сопротивления Стокса; силу сопротивления Бассэ. Такое идеализированное представление для некоторых значений параметров может оказываться справедливым.

Даже в простейшем случае, когда уравнение движения частицы может быть представлено в виде (1.1) и жидкость совершает колебания, т. е. давление — $\underline{P}(t, \underline{r})$, скорость — $\underline{V}(t, \underline{r})$ и ускорение — $\underline{W}(t, \underline{r})$ - периодические функции явно входящего времени, можно показать, что частицы, находящиеся в колеблющейся жидкости, не только увлекаются вместе с ней в колебательное движение, но могут в некоторых случаях перемещаться также односторонне направленно относительно жидкости. Физически это может быть обусловлено неоднородностью амплитуд и фаз волнового поля в жидкости по пространственным координатам. Дело в том, что импульс, передаваемый частице за период колебаний, в силу непостоянства амплитуд и фаз колебаний скорости жидкости с разных сторон от частицы, может быть в среднем отличен от нуля. Таким образом, на частицы в волновых полях наряду с силами колебательного характера могут действовать также силы, не зависящие от времени, но зависящие от амплитуд и фаз волнового поля. Эти силы волновой природы будем здесь ниже называть волновыми силами. Наличие такого рода сил может привести к односторонне направленным перемещениям частицы относительно жидкости. Причем скорости этого перемещения могут оказаться настолько значительными, что такого рода режимы движения могут найти технологические применения.

Как будет показано ниже, условием возникновения такого рода движения частиц в колеблющейся жидкости являются нелинейности в подчеркнутых членах уравнения (1) по μ либо наличие в выражениях для подчеркнутых членов произведений периодических функций времени на μ .

Для исследования уравнений вида (1.1) в настоящей работе систематически используются асимптотические методы. Схематично используемый подход может быть представлен следующим образом:

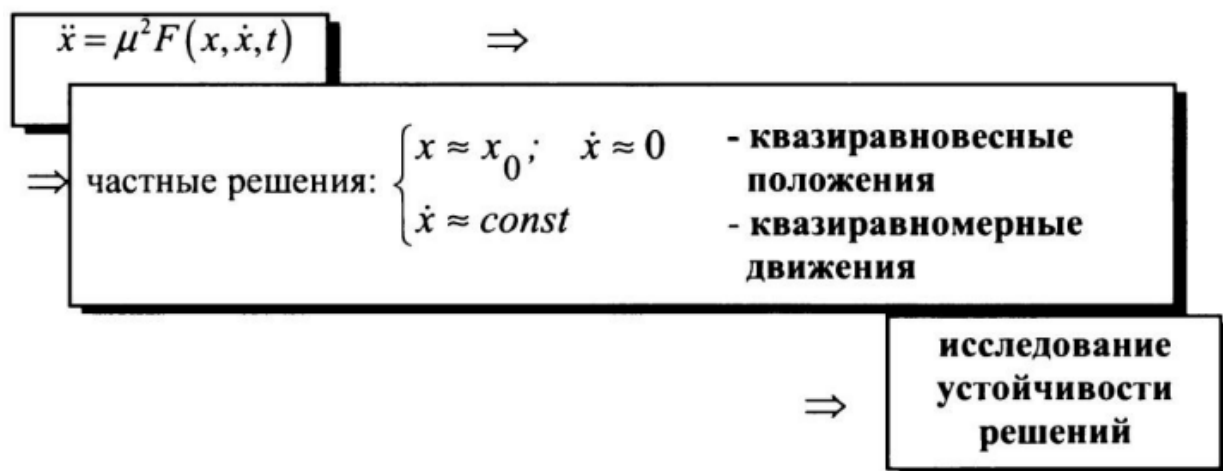


Рисунок 1.4

Уравнение (1.1) представляется в виде, показанном на рис 1.4, путем введения малого параметра. Анализ полученного уравнения с помощью асимптотических методов теории нелинейных колебаний позволяет определить наличие решений уравнения (1.1) в виде квазиравномерных движений либо в виде квазиравновесных положений. Исследование устойчивости выявленных частных решений позволяет классифицировать квазистационарные движения и определить качественно форму движения частиц.

Анализ указанным методом движений твердых частиц в волновых полях жидкости показывает, что подбором вида волнового поля оказывается возможным осуществить движения, которые решают первые три из перечисленных в предыдущем параграфе задач: 1) Создание радикальных монотонных или односторонне направленных движений твердых включений относительно колеблющейся жидкости (один из примеров проекций фазовых траекторий частиц на плоскость $\{x, y\}$, где $y = X$, для данного случая приведен на рис. 1.5а). 2) Локализация частиц в пространственно-ограниченных зонах течения, либо их удаление из этих зон (соответствующие примеры проекций фазовых траекторий показаны на рис 1.5 Б и 1.5 Д).

3) Создание интенсивных периодических и непериодических (вида хаотической адвекции и гомоклинических структур) движений включений относительно колеблющейся жидкости и перемешивание многофазной среды (иллюстрирующие примеры проекций фазовых траекторий приведены для случаев периодических и непериодических движений на рис. 1.6а, 1.6б, 1.6д соответственно).

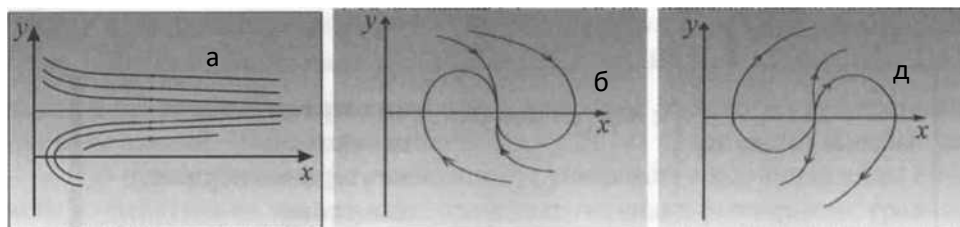


Рисунок 1.5

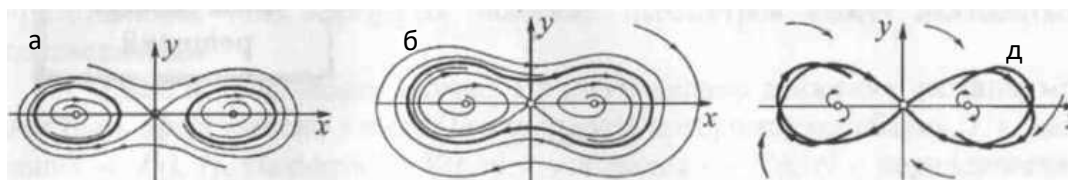


Рисунок 1.6

Возникновение движений, решающих вторую и третью задачу, связано с возникновением в жидкости квазиравновесных положений для частиц. Тип особых точек, которым соответствуют указанные квазиравновесные положения, определяет, какой из режимов, 2 либо 3, реализуется. Для эллиптических особых точек (рис. 1.5) реализуется режим 2 (причем, для устойчивых — локализация частиц (фиг. 7а), а для неустойчивых — удаление (рис. 1.5д)), для гиперболических (фиг. 1.6 а,б и д) — режимы 3 (периодические, если фазовая траектория, проходящая через особую точку, является сепаратрисой (рис. 1.6а и 1.6б), и хаотические режимы, если фазовая траектория, проходящая через особую точку, не сводится к сепаратрисе (рис. 1.6д)).

1.3 Пузыри, взвешенные в жидкости в волновых полях

Следующей рассматриваемой здесь моделью является пузырь, взвешенный в жидкости, совершающей определенное движение (рис 1.7) [35].

Например, жидкость может совершать колебания разнообразных форм, по ней могут распространяться волны разнообразных форм и разнообразной природы и т. п. Приближенные модельные уравнения движения пузыря в

неоднородном поле течения жидкости могут быть представлены следующим образом:

$$\rho_2 \frac{d^2 r}{dt^2} = -\nabla P(t, r) + \frac{1}{2} \rho_1 \left(W(t, r) - \frac{d^2 r}{dt^2} \right) + \frac{3}{2R} \rho_1 \frac{dR}{dt} \left(V(t, r) - \frac{dr}{dt} \right) + \frac{h_1}{R^2} \left(V(t, r) - \frac{dr}{dt} \right) + \frac{h_2}{R} \int_{-\infty}^t \left(W(\tau, r) - \frac{d^2 r}{d\tau^2} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + F(t, r) \quad (1.2)$$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2R} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{h_3}{R} \frac{dR}{dt} = -\frac{1}{4R} \left| V(t, r) - \frac{dr}{dt} \right|^2 + \frac{P_1 - P(t, r)}{\rho_1 R} - \frac{2\sigma}{\rho_1 R^2}$$

$$P_1 = P_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma}, \quad (1.3)$$

P_0, R_0 — внутреннее давление и радиус покоящегося пузыря, находящегося в покоящейся жидкости с однородным распределением давления; $R = R(t)$ — радиус пузыря; σ — коэффициент поверхностного натяжения; F — внешняя объемная сила, приложенная к пузырю; $P[t, r]$; $V(t, r)$; $W(t, r)$ — нелинейные функции координат и времени: давление, скорость и ускорение жидкости без возмущений, вносимых пузырем; γ — показатель политропы газа внутри пузыря.

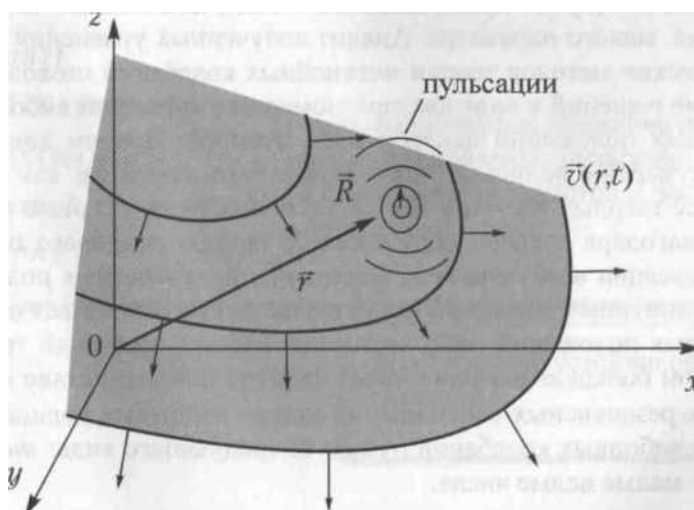


Рисунок 1.7 - Схематическое изображение движения пузыря, взвешенного в жидкости, совершающей колебания и волновые движения разнообразных форм

В уравнении (1.2) наряду с подчеркнутыми сплошными одинарными линиями членами, описывающими динамику твердых частиц и учтенными в (1.1), в рамках рассматриваемого приближения появляется также нелинейный

член другой природы, специфический для динамики пузырей. Он подчеркнут сплошной двойной линией. Физически он представляет собой нелинейный инерционный член, связанный с деформированием пузыря. Он определяет влияние пульсационного движения пузыря на перемещения его центра масс. Кроме того, зависимость радиуса пузыря от времени обуславливает нелинейности, связанные с произведениями степеней радиуса на разности скоростей и ускорений пузыря и окружающей жидкости (в членах Стокса и Бассэ). Соответствующие члены уравнения (1.2) подчеркнуты мелким пунктиром.

Уравнение (1.3) описывает пульсационное движение пузыря. Нелинейные члены, подчеркнутые пунктирными линиями, зависят только от радиуса пузыря. Физически они определяются инерцией жидкости при радиальном движении пузыря, зависимостью давления внутри пузыря от его радиуса, вязким сопротивлением окружающей жидкости радиальным пульсациям и силами поверхностного натяжения. Они оказывают влияние на формы пульсаций. Нелинейные члены уравнения (1.3), подчеркнутые штрихпунктирной линией, определяют влияние внешнего волнового поля на пульсационное движение пузыря.

Уравнения (1.2)-(1.3) представляется в виде, показанном на рис. 1.8, путем введения малого параметра. Анализ полученных уравнений с помощью асимптотических методов теории нелинейных колебаний позволяет определить наличие решений в виде квазиравномерных движений либо в виде квазиравновесных положений центров масс пузырей. Причем движения центров масс пузырей в волновых полях может быть таким же, как и движение центров масс твердых частиц в тех же волновых полях. Однако в тех случаях, когда благодаря энергии окружающего пузырь волнового поля незатухающие пульсации возбуждаются, формы квазиравновесных положений либо квазиравномерных движений могут существенно отличаться от форм квазиравновесных положений либо квазиравномерных движений твердых частиц. При этом большое значение имеет наличие или отсутствие выполнения нелинейных резонансных соотношений между частотами волнового поля ω_0 и частотой свободных колебаний пузыря ω следующего вида: $m\omega_0 + n\omega = 0$, где n и m — малые целые числа.

$$\begin{cases} \frac{d^2 r}{dt^2} = \mu F(t, r, \dot{r}, R, \dot{R}) \\ \frac{d^2 \Delta}{dt^2} + \Omega^2 \Delta = \Phi_0(\omega t, r) + \mu \Phi(t, r, \dot{r}, \Delta, \dot{\Delta}) \end{cases}$$

$$\Delta = R - R_0$$

⇒

$$\Rightarrow \begin{cases} \left\{ \begin{array}{l} r = const \\ \Delta = \dot{\Delta} = 0 \end{array} \right. & \text{– квазиравновесное положение, по-} \\ & \text{добное твердым частицам} \\ \left\{ \begin{array}{l} \dot{r} = const \\ \Delta = \dot{\Delta} = 0 \end{array} \right. & \text{– квазиравномерное движение, по-} \\ & \text{добное твердым частицам} \\ \left\{ \begin{array}{l} r = const \\ \Delta = A \cos(\omega t + \varphi) + \\ + B \cos(\omega t + \psi) \\ A = const; \quad \varphi = const; \\ B = const; \quad \psi = const \end{array} \right. & \text{– квазиравновесное положение цен-} \\ & \text{тра масс и стационарные пульсации} \\ & \text{пузырей с собственной частотой и с} \\ & \text{частотой вынуждающей силы} \\ \left\{ \begin{array}{l} \dot{r} = const \\ \Delta = A \cos(\omega t + \varphi) + \\ + B \cos(\omega t + \psi) \\ A = const; \quad \varphi = const; \\ B = const; \quad \psi = const \end{array} \right. & \text{– квазиравномерное движение центра} \\ & \text{масс и стационарные пульсации пузы-} \\ & \text{ря с собственной частотой и частотой} \\ & \text{вынуждающей силы} \end{cases}$$

⇒

⇒

исследование устойчивости
решений

Рисунок 1.8

Исследование устойчивости выявленных частных решений позволяет классифицировать квазистационарные движения и определить качественно форму движения пузырей.

Анализ указанным методом движений пузырей в волновых полях жидкости показывает, что возможные режимы движения пузырей в волновых полях существенно разнообразнее, чем режимы движения твердых частиц.

Подбором форм и частот волнового поля, добиваясь выполнения или невыполнения нелинейных резонансных соотношений, оказывается возможным осуществить не только те же движения, что и для твердых частиц, но и при некотором специальном выборе частот, связанном с характеристиками пузырей, обеспечить реализацию качественно отличающихся от них режимов. Так, например, направление, скорость перемещения, вид движения (хаотичные либо не хаотичные траектории) пузырей при определенном подборе частот возбуждения могут существенно отличаться от соответствующих характеристик режимов движения твердых частиц.

На рис. 1.9 для примера схематично показаны разнообразные формы движения и скоплений пузырей в вертикально колеблющемся цилиндрическом сосуде.

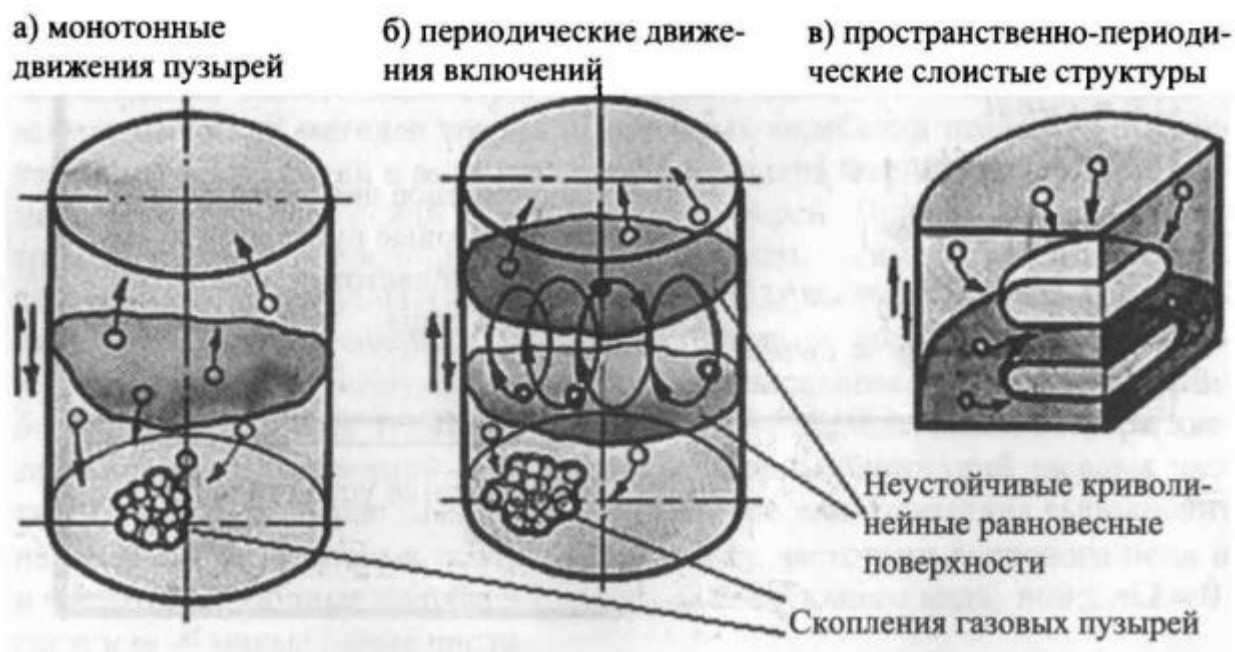


Рисунок 1.9. Схематическое изображение разнообразных форм движения и скоплений пузырей в вертикально колеблющемся цилиндрическом сосуде

1.4 Нелинейные резонансные соотношения

Как уже отмечалось в предыдущем параграфе, при установлении режимов движения дисперсных газовых включений в волновых полях большое значение имеют нелинейные резонансные соотношения. Отметим, что значение нелинейных резонансов для установления режимов движения конструкций,

состоящих из твердых и упругих тел, было подробно изучено в работе [35]. В общем случае волновое поле может быть полигармоническим, то есть колебания несущей жидкости, обусловленные действием вынуждающих сил на границе, может представлять собой суперпозицию ряда гармоник с частотами ($l = 1, 2, \kappa$). В течении могут присутствовать пузыри разных размеров с разными собственными частотами Q_j ($j = 1, 2$, Геометрия течения может быть такова, что система имеет набор собственных частот X_n ($n = 1, 2, \dots, m$). При этом, если выполняются соотношения следующего типа:

$$\lambda_1 s_1 + \lambda_2 s_2 + \dots + \lambda_n s_n + \omega_1 p_1 + \omega_2 p_2 + \dots + \omega_k p_k + \Omega_1 r_1 + \Omega_2 r_2 + \dots + \Omega_l r_l \approx 0, \quad (1.4)$$

где s_n, p_i, r_j — малые по модулю целые числа, то для каждого конкретного набора чисел s_n, p_i, r_j система оказывается в состоянии конкретного нелинейного резонанса и при вычислении волновых сил возникают конкретные, характерные только для данного конкретного резонанса, слагаемые, отсутствующие для других резонансов, определяемых другими наборами чисел s_n, p_i, r_j . Поэтому для каждого резонансного соотношения для конкретных наборов чисел s_n, p_i, r_j будут реализовываться различные режимы движения рассматриваемой системы, отличные от других резонансных режимов и нерезонансных режимов. В силу этого разнообразия режимов при оценке возможностей проведения того либо иного технологического процесса в волновых полях должны приниматься во внимание резонансные режимы движения системы (в условиях выполнения нелинейных резонансных соотношений (1.4)).

1.5 Газовые включения в капиллярах и трубках, заполненных жидкостью

Следующей рассматриваемой здесь моделью является газовое включение, взвешенное в жидкости, заполняющей длинную трубку (рис. 1.10). Такая модель позволяет определить режимы движения газового включения относительно стенок трубки при колебаниях последней [35]. Уравнения движения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{X} &= -\frac{\dot{Y}\dot{X}}{Y} - \frac{s(1-s)^2}{2} \frac{\dot{Y}^2}{Y} + s^2 \frac{\dot{X}_0 \dot{Y}}{Y} - s(1-s)g + s\ddot{X}_0 - sG\dot{X} + \frac{s}{\rho YA} F_{kc}; \\ \ddot{Y} &= \frac{1}{1-s} (g - \ddot{X}_0 - K\dot{Y}) + \frac{1}{Z} \left[\frac{s}{2} \left(\frac{\dot{X}}{s-s^2} + \dot{Y} \right)^2 - \frac{\dot{X}s}{1-s} \left(\dot{Y} + \frac{1}{1-s} \dot{X}_0 \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{P_n Y_n^r}{\rho (Y)^r (1-s)} - \frac{P}{\rho (1-s)} + \frac{1}{2\rho A (1-s)^2} F_{kc} \right] \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

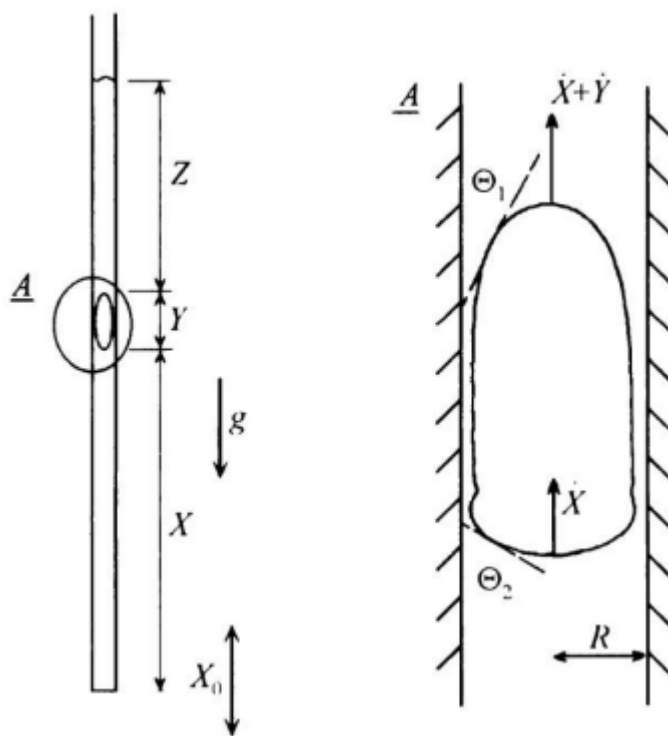


Рисунок 1.10. Схематическое изображение движения газового включения в жидкости, заполняющей длинную трубку при её колебаниях

Эта модель описывает многие процессы природы и техники, в частности, движение жидкости с газовым включением в поре пористой среды, что характерно для фильтрационных процессов в углеводородонасыщенных пластах, а также движение топлива в системах топливоподачи жидкостных реактивных двигателей. Как будет показано ниже, уравнения (1.5) допускают представление, подобное тому, которое допускают уравнения движения пузыря в волновых полях (1.2)-(1.3). Соответствующее представление показано на Рис.1.5Б. Здесь же показаны возможные режимы движения, установленные для данной системы. Все сказанное в предыдущем параграфе относительно нелинейных резонансных соотношений также остается справедливым.

1.6 Вязкая жидкость в каналах с деформирующимися стенками

Следующей моделью является капилляр, заполненный жидкостью, стенки которого способны деформироваться. На основании исследования данной модели [35] устанавливаются механизмы трансформации движения бегущей волны по стенкам капилляра в квазиравномерное движение жидкости внутри капилляра, которые являются научной основой интенсификации фильтрационных процессов в порах пористых насыщенных жидкостью средах,

моделирующих процессы в нефтесодержащих пластах, а также интенсификации процессов пропитки пористых сред.

Результаты исследования нелинейной краевой задачи для уравнений Навье-Стокса вязкой сжимаемой жидкости, протекающей внутри деформирующегося капилляра [35], в общем случае сводятся к следующему.

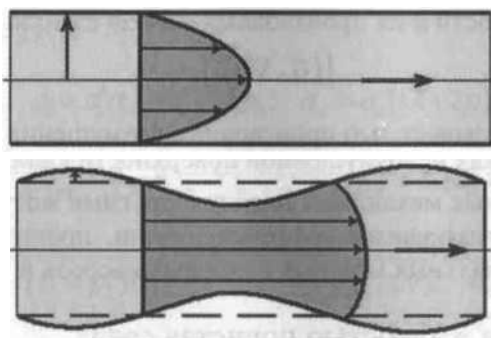


Рисунок 1.11

Оказалось, что распространяющиеся вдоль стенки капилляра бегущие волны поперечной деформации с амплитудами, составляющими сотые или тысячные доли от невозмущенного радиуса капилляра, возбуждают квазиравномерное течение жидкости вдоль оси капилляра (рис. 1.11). Причем скорость возникающего потока существенно зависит от проходного сечения капилляра. Для капилляров, эквивалентных порам и трещинам нефтенасыщенных пластов, скорость возникающего односторонне направленного потока такова, как и у течения, обусловленного существенным стационарным градиентом давления на его концах (порядка нескольких десятков атмосфер на метр). Механизмы трансформации волнового движения в односторонне направленное обусловлены, как и в вышеуказанных случаях, нелинейными членами уравнений движения и граничных условий прилипания жидкости к стенкам деформирующегося капилляра.

Так, например, акустический механизм определяется членами уравнений движения, содержащих произведения возмущений плотности жидкости ρ на возмущения скорости жидкости \vec{V} :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}; \quad \rho \vec{v}; \quad \rho \nabla \vec{v}. \quad (1.6)$$

Конвективный механизм определяется нелинейными относительно возмущений скорости конвективными членами уравнений:

$$(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}. \quad (1.7)$$

Кинематический механизм обусловлен взаимодействием колебаний деформируемой стенки капилляра со скоростью \dot{y} с колебаниями возмущений скорости жидкости и их производных вблизи стенки:

$$[(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{v}]_{\Sigma_0}, \quad (1.8)$$

где индекс E_0 показывает, что производные возмущения скорости жидкости вычисляются в точках невозмущенной поверхности капилляра X_0 .

Установленные механизмы наряду с другими могут быть положены в основу волновых технологий нефтегазодобычи, пропитки пористых сред, при создании специальных мощных волновых насосов и т. п.

1.7 Насыщенная жидкостью пористая среда

Наряду с движением дисперсных элементов в жидкости, а также жидкости в капиллярах и в индивидуальных порах, рассматривались также и более сложные модели. В частности, рассматривалась фильтрация жидкости в насыщенной ею пористой среде под действием волновых полей.

Рассматривались вынужденные колебания ограниченного участка среды длиной Z , расположенного между двумя скважинами (либо трещинами, либо границами геологических неоднородностей и т. п.), которые моделируют ситуацию использования колебаний в нефтедобыче (рис.1.10). В скважине напротив продуктивного пласта устанавливается источник колебаний. Частоты колебаний выбирались таким образом, чтобы реализовывались резонансные волновые режимы, при которых амплитуды колебаний максимальны.

Уравнения движения среды могут быть представлены в виде [35]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho_2}{\partial t} &= -\frac{\partial I_2}{\partial x}; \\
\frac{\partial I_1}{\partial t} &= -I_1 \frac{\partial I_1}{\partial x} - K_{11} \frac{\partial p_1}{\partial x} - K_{2m} \left(\frac{I_1}{\rho_1} - \frac{I_2}{\rho_2} \right) - K_{31} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - c \alpha_2 \frac{I_2}{\rho_2} \right); \alpha_2 = 1 - \alpha_1 \\
\frac{\partial I_2}{\partial t} &= -I_2 \frac{\partial I_2}{\partial x} - K_{12} \frac{\partial p_1}{\partial x} + K_{2m} \left(\frac{I_1}{\rho_1} - \frac{I_2}{\rho_2} \right) - K_{32} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - c \alpha_2 \frac{I_2}{\rho_2} \right); p_1 - p_2 = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{xx} + \nu p_1 \\
\frac{\partial p_1}{\partial t} &= -\frac{\alpha_1 \rho_2}{\rho_2 \beta_{\rho_1} \alpha_1^2 \rho_{10}^0 + \alpha_2^2 \beta_{\rho_2} \rho_{20}^0 \rho_1 (1-\nu)} \frac{\partial I_1}{\partial x} - \frac{\rho_1 \alpha_2^2 \rho_{20}^0 \beta_{\rho_2} [\lambda + \frac{2}{3} \mu]}{\rho_2 \beta_{\rho_1} \alpha_1^2 \rho_{10}^0 + \alpha_2^2 \beta_{\rho_2} \rho_{20}^0 \rho_1 (1-\nu)} \frac{I_2}{\rho_2^2} \frac{\partial \rho_2}{\partial x} + \\
&+ \frac{\rho_1 \alpha_2^2 \rho_{20}^0 \beta_{\rho_2} [\lambda + \frac{2}{3} \mu] - \alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_2 \beta_{\rho_1} \alpha_1^2 \rho_{10}^0 + \alpha_2^2 \beta_{\rho_2} \rho_{20}^0 \rho_1 (1-\nu)} \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial I_2}{\partial x}; \quad \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{I_2}{\rho_2}; \quad \frac{\rho_1^0}{\rho_{10}} = 1 + \beta_{\rho_1} (p_1 - p_{10}); \\
\frac{\rho_2^0}{\rho_{20}} &= 1 + \beta_{\rho_2} (p_2 - p_{20}); \quad \rho_1 = \rho_1^0 \alpha_1; \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_2; \quad \sigma_{xx} = \alpha_2 ((\lambda + 2\mu) \varepsilon_{xx} + \nu p_1) \\
\text{где } K_{11} &= \frac{\rho_1 \alpha_1 + \rho_2 \alpha_2 \chi_\mu}{\rho_2 + \chi_\mu (\rho_1 + \rho_2) \alpha_2}; \quad K_{12} = \frac{\rho_2 \alpha_2 (\chi_\mu + 1)}{\rho_2 + \chi_\mu (\rho_1 + \rho_2) \alpha_2}; \quad K_{31} = \frac{\rho_1 \alpha_2 \chi_\mu}{\rho_2 + \chi_\mu (\rho_1 + \rho_2) \alpha_2}; \\
K_{2m} &= M \frac{\rho_2 \alpha_1 \alpha_{10}^0}{k_0 \alpha_1^{10} (\rho_2 + \chi_\mu (\rho_1 + \rho_2) \alpha_2)}; \quad K_{32} = \frac{\rho_2 (1 + \alpha_2 \chi_\mu)}{\rho_2 + \chi_\mu (\rho_1 + \rho_2) \alpha_2}.
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Здесь введены следующие обозначения: ρ_1, ρ_2 — плотности жидкости и скелета соответственно, I_1, I_2 — потоки, (α_1, α_2) — пористость, p_1 — давление жидкости, λ, μ, ν — модули Ламе, χ_μ — коэффициент присоединенной массы, M — коэффициент межфазного трения, c — коэффициент «скелетного» трения, β_{ρ_2} — сжимаемости, β_{ρ_1} — деформация, ε_{xx} — напряжение, $\{p_{10}, \rho_{10}, \alpha_{10}, p_{20}, \rho_{20}, \alpha_{20}\}$ — начальная точка состояния среды.

Уравнения (1.9) должны выполняться на интервале $(0, L)$. На границах этого интервала должны выполняться следующие граничные условия:

$$p_1(0) = \bar{P} \cos(\omega t); \quad \sigma_{xx}(0) = 0; \quad p_1|_{x=L} = 0; \quad I_2(L) = 0. \tag{1.10}$$

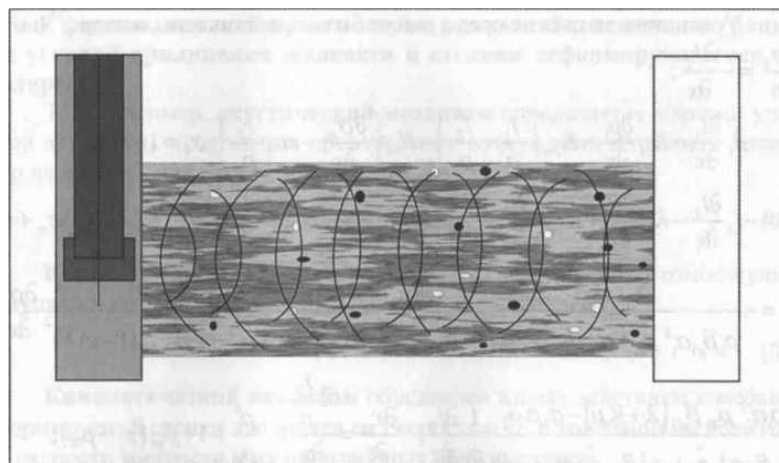


Рисунок 1.12. Схематическое изображение вынужденных колебаний ограниченного участка среды между двумя скважинами для моделирования ситуации использования колебаний в нефтедобыче

Решение нелинейной краевой задачи (1.9)—(1.10) показало [35], что при определенном выборе частоты возбуждения в пласте может возникнуть мощный фильтрационный поток флюида, эквивалентный такому потоку, который может быть вызван огромными (практически нереализуемыми) перепадами статического давления с градиентами порядка нескольких десятков атмосфер на метр. Практическая реализация данного фильтрационного потока, так же как и вышеописанного, может быть положена в основу новых технологий нефтедобычи, пропитки пористых сред, интенсификации фильтрации сквозь разнообразные фильтры и т. п.

Выводы по главе 1

Раздел посвящен исследованию различных моделей и постановок задач нелинейной волновой механики многофазных систем, с акцентом на установление сил волновой природы и возможных режимов движений в этих системах. Рассматриваются несколько типовых моделей, каждая из которых иллюстрирует различные аспекты волновых механизмов движений и их влияние на поведение системы.

Модель 1: Твердые частицы в неоднородном поле течения жидкости

Простейшая модель описывает твердые частицы, взвешенные в жидкости, которая совершает определенное движение. Это движение может включать колебания разнообразных форм, что создает сложные волновые поля. Взаимодействие частиц с этими полями приводит к различным режимам движения, которые могут быть исследованы для понимания динамики системы.

Модель 2: Пузыри в волновых полях

Вторая модель рассматривает пузыри, взвешенные в жидкости, которая также совершает определенное движение. Жидкость может поддерживать волны

различных форм и природы. Приближенные модельные уравнения для движения пузыря в таком неоднородном поле позволяют анализировать его динамику и взаимодействие с волнами.

Модель 3: Капилляры с деформируемыми стенками

Третья модель включает капилляры, заполненные жидкостью, где стенки способны деформироваться. Исследование этой модели позволяет установить механизмы трансформации движения бегущей волны по стенкам капилляра в квазиравномерное движение жидкости внутри капилляра. Эти механизмы имеют практическое значение для интенсификации фильтрационных процессов в пористых средах, таких как нефтесодержащие пласты, а также для процессов пропитки пористых материалов.

Рассмотренные модели демонстрируют важность волновых механизмов в управлении движением многофазных систем. Понимание этих механизмов и их влияния на динамику системы является ключевым для разработки методов интенсификации различных технологических процессов, таких как фильтрация и пропитка пористых сред. Нелинейные резонансы и силы волновой природы играют значительную роль в этих процессах, что требует дальнейшего исследования и моделирования для оптимизации практических приложений.

Контрольные вопросы

1. Какие основные характеристики нелинейной волновой механики рассматриваются в модели твердых частиц в неоднородном поле течения жидкости?
2. Какие типы колебаний жидкости рассматриваются в контексте взаимодействия с твердыми частицами в модели 1?
3. Какие аспекты взаимодействия пузырей с волновыми полями подробно исследуются в модели 2?
4. Какие уравнения используются для моделирования движения пузырей в неоднородных волновых полях?
5. Какие практические примеры могут проиллюстрировать влияние моделирования пузырьков на фильтрационные процессы в пористых средах?
6. Как деформируемые стенки капилляров влияют на движение жидкости внутри них в модели 3?
7. Какие механизмы трансформации движения бегущей волны исследуются в контексте модели капилляров с деформируемыми стенками?
8. Какие практические применения могут быть связаны с результатами исследования модели капилляров?

9. Как нелинейные резонансы влияют на интенсификацию технологических процессов, таких как фильтрация и пропитка, в рассматриваемых моделях?
10. Какие методы моделирования используются для оптимизации волновых механизмов в многофазных системах?
11. Какие факторы влияют на эффективность интенсификации технологических процессов на основе волновых механизмов?
12. Как моделирование нелинейных волновых процессов помогает в понимании динамики системы многофазных сред?
13. Какие вызовы и ограничения существуют при адаптации моделей к реальным инженерным приложениям?
14. Какие методы численного моделирования используются для анализа нелинейных волновых явлений в различных многофазных системах?
15. Каковы потенциальные преимущества и недостатки использования ультразвуковых колебаний высокой интенсивности в технологических процессах?
16. Каким образом результаты исследований могут быть применены для улучшения эффективности производственных процессов в нефтяной промышленности?
17. Какие важные аспекты волновых механизмов требуют дальнейшего изучения для улучшения моделирования и практических применений?
18. Какие экспериментальные подходы могут быть использованы для верификации результатов численного моделирования волновых процессов?
19. Как изменение параметров среды влияет на динамику волновых явлений в моделях многофазных систем?
20. Какие инновационные технологии могут быть разработаны на основе понимания волновых механизмов для улучшения экологических и экономических показателей производственных процессов?

Литература к главе 1

1. Алфаяд А.Г.Х., Кемалов Р.А. Анализ волнового воздействия на изменение реологических характеристик тяжелой нефти // Технологии нефти и газа. 2022. № 2 (139). С. 55-58.
2. Алфаяд А. Г. Х., Валиев Д.З. Анализ методов волнового воздействия на призабойную зону пласта // Цифровая наука. 2021. №3. С.110-122.

3. Карманов Т.Д., Калиев Б.З. Нугуманов К.К. Виброволновое воздействие на призабойную зону пласта // OIL&GAS JOURNAL RUSSIA. 2013. № 10. С. 40-43.
4. Умарбеков Р.О. Технологии и реагенты, применяемые для интенсификации притока газа // Международный журнал прикладных наук и технологий «Integral». 2020. № 4. С. 49–58.
5. Яковлев В. В., Воскобойник В. А., Ткаченко В. А., Бондарь В. В., Гончаренко Т. Б. Импульсно-волновое воздействие на разветвленную скважину // IV International Scientific and Practical Conference. 2020. № 2. С. 196–201.
6. Умняев В.Г. Развитие методов акустического воздействия из скважин с целью повышения конденсатоотдачи пласта. Ухта.: 2013. 23 с.
7. Владимиров А.И. Разработка волновой технологии и оборудования для транспорта высоковязких нефтей и нефтепродуктов // Учётный номер в БД источника 022000500271. № гос. регистрации-01200307565, 2005. С. 146.
8. Ануфриев Р.В. Влияние ультразвуковой обработки на структурно-механические свойства и состав нефтяных дисперсных систем: дис. ... канд. хим. наук: 02.00.13. – Томск, 2017. – 170 с.
9. Блин, Г. Физическая акустика: пер. с англ. М. : Мир, 1967. – 138 с.
10. Маргулис, М. А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция / М. А. Маргулис. – М. : Химия, 1986. – 288 с.
11. Симионеску, К. Механохимия высокомолекулярных соединений / К. Семионеску, К. Опреа. – М. : Мир, 1970. – 354 с.
12. Каргин, В. А. Блок-полимер на основе фенольно-формальдегидной смолы и нитрильного каучука / В. А. Каргин, Б. М. Коварска, Л. И. Голубенкова, // ДАН СССР. – 1957. – Т. 112, № 3. – С. 485–486.
13. Берлин, А. А. Механохимические превращения и синтез полимеров / А. А. Берлин // Успехи химии. – 1958. – Т. 27, № 1. – С. 94–106.
14. Влияние ультразвуковой обработки на депрессорные свойства растворов полимера / А. Ф. Кемалов [и др.] // Нефтехимия и нефтепереработка. – 2006. – № 12. – С. 32–34.
15. Клокова, Т. П. Влияние ультразвука на коллоидно-дисперсные свойства нефтяных систем / Т. П. Клокова, Ю. А. Володин, О. Ф. Глаголева // Химия и технология топлив и масел. – 2006. – № 1. – С. 32–34.
16. Ультразвуковая обработка нефтей для улучшения вязкостно-температурных характеристик / Г. И. Волкова [и др.] // Нефтепереработка и нефтехимия. – 2012. – № 2. – С. 3–6.

17. Максимов, Г. А. Моделирование интенсификации нефтедобычи при акустическом воздействии на пласт из скважины / Г. А. Максимов, А. В. Радченко // Электронный журнал «Техническая акустика». – 2003. – № 10. – С. 1–16.
18. Муллакаев, М. С. Применение ультразвуковой технологии для восстановления продуктивности нефтяных скважин Западной Сибири и Самарской области / М. С. Муллакаев, В. О. Абрамов, В. О. Прокопцев // Нефтепромысловое дело. – 2013. – № 6. – С. 63–68. 83.
19. Mullakaev, M. S. Development of ultrasonic equipment and technology for well stimulation and enhanced oil recovery / M. S. Mullakaev, V. O. Abramov, A. V. Abramova // Journal of petroleum science and engineering. – 2015. – № 125. – P. 201–208.
20. Исследование воздействия ультразвука и химических реагентов на реологические свойства нефти Лузановского месторождения / М. С. Муллакаев [и др.] // Нефтепереработка и нефтехимия. – 2011. – № 11. – С. 23–28.
21. Плисс, А. А. Влияние ультразвука на физико-химические свойства нефти / А. А. Плисс, В. П. Золотов, А. В. Якимов // Интервал. – 2007. – № 3. – С. 36–39.
22. Shedid, A. An ultrasonic irradiation technique for treatment of asphaltenes deposition / A. Shedid // Journal of petroleum science and engineering. – 2004. – № 42. – P. 57–70. 91.
23. Najafi, I. Asphaltene flocculation inhibition with ultrasonic wave radiation: a detailed experimental study of the governing mechanisms / I. Najafi, M. Amani // Advances in petroleum exploration and development. – 2011. – V. 2, № 2. – P. 32–36.
24. Остащенко, Б. А. Изменение реологических свойств нефти / Б. А. Остащенко // Вестник. – 2007. – № 4. – С. 2–3.
25. Промтов, М. А. Импульсные технологии для переработки нефти и нефтепродуктов / М. А. Промтов, А. С. Авсеев // Нефтепереработка и нефтехимия. – 2007. – № 6. – С. 22–24.
26. Применение процесса «Висбрекинг-ТЕРМАКАТ» в структуре действующих НПЗ / А. К. Курочкин [и др.] // «Нефтепереработка и нефтехимия – 2005»: Материалы конгресса нефтегазопромышленников России «Нефтегазовый комплекс – реальность и перспективы». – 2005. – С. 70–71.
27. Теляшев, И. Р. Исследование превращений нефтяных остатков при ультразвуковой обработке / И. Р. Теляшев, А. Р. Давлетшин, Р. Р. Везиров //

Материалы XXXXVII-й научно-техн. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых. – 1996. – Т. 1. – С. 176–178.

28. Деструкция углеводов в кавитационной области в присутствии электрического поля при активации водными растворами электролитов / А. С. Бесов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, № 5. – С. 71–77.

29. Alkane Sonochemistry / K. S. Suslick [et al] // J. Phys. Chem. – 1983. – № 87. P. 2299–2301.

30. Крапивинский, Е. А. Исследование влияния ультразвуковой кавитации на состояние нефтепровода при помощи комплекса дистанционной электромагнитной диагностики / Е. А. Крапивинский, М. В. Козачок, П. А. Пахотин // Горный информационно-аналитический бюллетень. – 2011. – № 9. – С. 386–390.

31. Хмелев, В. Н. Исследование влияния ультразвукового воздействия на процесс разделения устойчивых эмульсий / В. Н. Хмелев, С. Н. Цыганок, Ю. М. Кузовников // Южно-Сибирский научный вестник. – 2012. – № 1. – С. 175–177.

32. Хмелев, В. Н. Выявление оптимальных условий ультразвуковой кавитационной обработки высоковязких и неньютоновских жидких сред / В. Н. Хмелев, А. В. Шалунов, Р. Н. Голых, С. С. Хмелев // Южно-Сибирский научный вестник. – 2014. – № 2. – С. 138–142.

33. Хмелев В. Н. Ультразвуковые многофункциональные и специализированные аппараты для интенсификации технологических процессов в промышленности, сельском и домашнем хозяйстве / В. Н. Хмелев, Г. В. Леонов, Р. В. Барсуков, С. Н. Цыганок, А. В. Шалунов. – Бийск. : Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2007. – 400 с.

34. Павлов, М. В. Применение ультразвука для очистки от асфальтосмолистых и парафиновых отложений на объектах транспорта и хранения нефти : дис... канд. техн. наук: 25.00.19 / [место защиты: "Уфимский государственный нефтяной технический университет"]. - Уфа, 2019. - 187 с.

35. Ганиев Р. Ф., Украинский Л. Е. Нелинейная волновая механика и технологии. Волновые и колебательные явления в основе высоких технологий. — Изд. 2-е, дополн. — М.: Институт компьютерных исследований; Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. — 780 с.

ГЛАВА 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

2.1 Ультразвуковые упругие колебания [1]

Ультразвуковые волны по своей физической природе не отличаются от упругих волн звукового диапазона, а также инфразвуковых волн. В физике колебаний под термином «ультразвуковые колебания» понимают упругие колебания, распространяющиеся в виде волн в газах, жидкостях и твердых телах. Вопросы теории колебаний изложены в многочисленных работах [1,2,3]. Ниже приведены лишь краткие сведения об ультразвуке и гармонических колебаниях, необходимые для понимания материалов, изложенных в данной работе.

Большинство закономерностей, характерных для звуковых колебаний, справедливо и для ультразвуковых и описываются в первом приближении волновым уравнением, общим для всех часто

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

или в сокращенном виде

$$\Delta W = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \quad (2.2)$$

где Δ – оператор Лапласа; W – изменение колеблющейся величины во времени

$$W = A \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \left(\tau - \frac{x}{c} \right), \quad (2.3)$$

где τ – время, с; A – амплитуда волны, м; T – время, за которое совершается полный цикл колебаний или период колебаний, с; x, y, z – координаты источника синусоидальных колебаний, м; x – направление распространения волн; c – скорость звука в среде распространения УЗК, м/с.

Известно, что скорость распространения звука связана с длиной волны λ и частотой колебаний f_r соотношением $c = \lambda_y f_r$. Так как частота колебаний обратно пропорциональна периоду, т. е. времени, необходимому для прохождения волной расстояния, равного одной длине волны, то $c = \lambda_y / T$. Следовательно

$$\lambda_y = cT.$$

К основным законам распространения звуковых волн относятся законы отражения и преломления звука на границах различных сред, дифракция и

рассеяние звука при наличии препятствий и неоднородностей в среде и неровностей на границах, законы волноводного распространения в ограниченных участках. Важную роль играет соотношение между длиной волны λ_y и характерным для условий ее распространения размером источника звука D (поперечного сечения волновода). При $D \gg \lambda$ распространение звука вблизи препятствий происходит главным образом по законам геометрической акустики.

При распространении звуковых волн в среде возникает чередование сжатий и разрежений (рис. 2.1), причем амплитуда сжатия всегда равна амплитуде разрежения, а чередование их соответствует частоте колебаний звуковой волны. Это явление называют звуковым давлением.

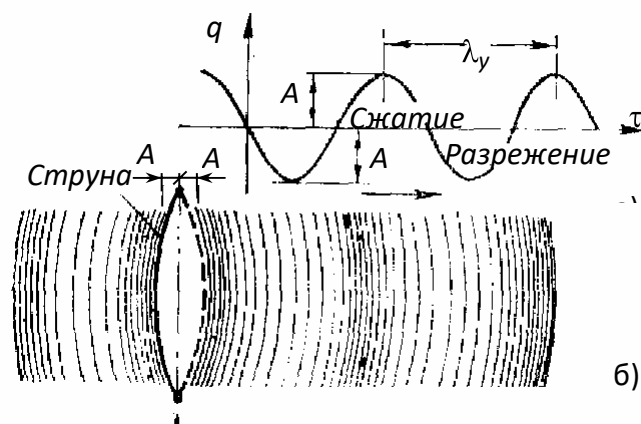


Рисунок 2.1 - Распространение звуковых волн в среде: а – условное изображение звуковых волн в виде синусоиды; б – образование звуковых колебаний под действием колеблющейся струны [1]

Источник колебаний достаточно большой мощности не только приводит прилегающие к нему частицы той или иной среды в колебательное движение относительно их положения равновесия, но и вызывает постоянное смещение их – постоянный поток, который носит название акустического или звукового ветра.

Причина возникновения акустического ветра обусловлена законом сохранения количества движения и заключается в том, что переносимое звуковой волной количество движения, связанное с колебаниями частиц среды, при поглощении волны передается среде, вызывая ее регулярное движение. Эффект акустического ветра проявляется в виде сильных течений, приводящих к интенсивному перемешиванию среды и усиливающих теплообмен.

Для незатухающих гармонических колебаний смещение q (см. рис. 1) и скорость v можно определить по формулам:

$$q = A \sin \omega \tau ; \quad (2.4)$$

$$v = A\omega \cos \omega \tau, \quad (2.5)$$

где ω – круговая частота, Гц. Уравнение смещения для свободных затухающих колебаний (рис. 2.2)

$$q = Ae^{-\delta\tau} \sin \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}, \quad (2.5)$$

где δ – коэффициент затухания системы, равный отношению эквивалентного сопротивления потерь в системе r (акустическое сопротивление, кг/с) к ее удвоенной массе $2m$

$$\delta = \frac{r}{2m_m}. \quad (2.6)$$

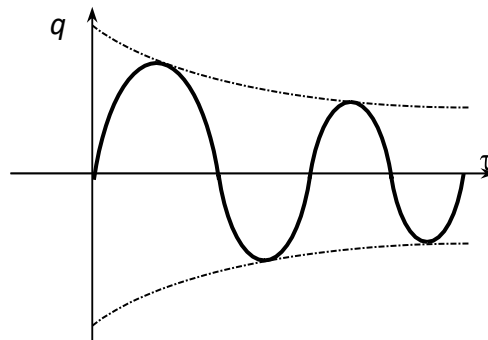


Рисунок 2.2 - График затухающих колебаний (штрихпунктирной линией показана огибающая, закон изменения которой $e^{-\delta\tau}$)

В колебательной системе с потерями снижается не только амплитуда колебаний, но и частота

$$f = \sqrt{f_0^2 - \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}, \quad (2.7)$$

где f_0 – частота собственных колебаний, Гц. При малых потерях приближенно считают $f = f_0$. Амплитуда вынужденных колебаний системы под действием периодической силы $P = P_m \cos \omega t$

$$A_s = \frac{P_m}{4\pi^2 m \sqrt{(f_0^2 - f_s^2)^2 + \left(f_s \frac{\delta}{\pi}\right)^2}}, \quad (2.8)$$

где f_b – частота вынужденных колебаний, Гц. На малых частотах ($f_b < f_0$) амплитуда вынужденных колебаний слабо зависит от частоты. При равенстве частот $f_b = f_0$ (резонанс) амплитуда колебаний максимальна

$$A_p = \frac{P_m}{4\pi f_0 \delta m} = \frac{P_m}{\omega_0 r}. \quad (2.9)$$

В идеальной системе без потерь $r = 0$, тогда $A_p \rightarrow \infty$ (система запасает бесконечно большую энергию). В реальной системе накопление энергии ограничено затратами ее на преодоление потерь. Отношение полного запаса энергии, накапливаемого в колеблющейся системе, к энергии, отдаваемой на преодоление потерь, называется механической добротностью Qд

$$Q_d = \frac{\omega_0 m}{r} = \frac{\omega_0}{2\delta}. \quad (2.10)$$

Величина, обратная добротности называется коэффициентом потерь

$$\varepsilon = \frac{1}{Q_d}. \quad (2.11)$$

Потери оцениваются также логарифмическим декрементом затухания

$$\Theta = \pi\varepsilon = \frac{\pi}{Q_d}. \quad (2.12)$$

Добротность колеблющейся системы может быть определена по ее резонансной кривой (рис. 2.3)

$$Q_d = \frac{f_0}{f_2 - f_1}. \quad (2.13)$$

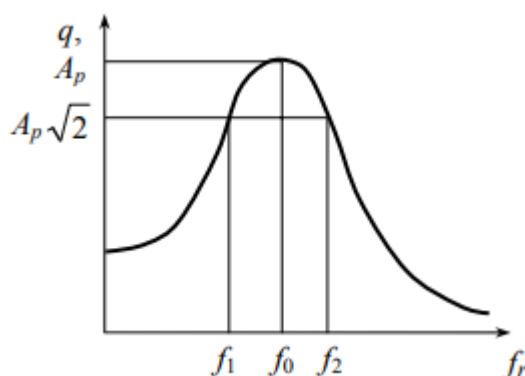


Рисунок 2.3 - Определение механической добротности колеблющейся системы по резонансной кривой

Отношение максимума периодической силы P_t , вызывающей колебания в системе, к амплитуде колебаний скорости v_m носит название механического импеданса Z

$$Z = \frac{P_m}{v_m}. \quad (2.14)$$

Импеданс определяется параметрами колеблющейся системы и не зависит от внешней силы. Величина Z показывает, какую амплитуду колебательной скорости приобретает система под действием приложенной силы. В жестких системах импеданс велик, а скорости малы, в мягких наоборот. При резонансе импеданс минимален и равен активному сопротивлению потерь r (рис. 2.4).

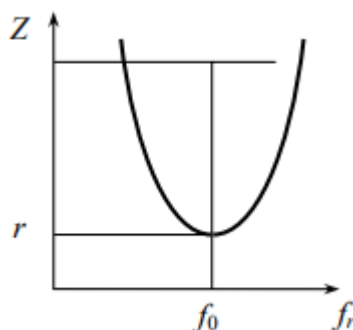


Рисунок 2.4 - Зависимость импеданса Z от частоты f

2.2 Основные параметры и закономерности распространения ультразвуковых волн в различных средах

Скорость распространения УЗ волн, как и любых других, зависит от плотности и упругости среды. Особенности УЗК являются их направленность и возможность фокусирования энергии на сравнительно небольшую площадь инструмента, элемента технологической оснастки или заготовки. Колеблющийся источник УЗК периодически сжимает примыкающие к нему частицы среды, которые передают это сжатие следующему прилегающему слою, и волны сжатия, чередуясь с волнами разрежения, проходят через пространство, занимаемое данной средой. В газах и жидкостях, которые обладают упругостью объема, но не обладают упругостью формы, могут распространяться лишь продольные волны разрежения-сжатия. При этом колебания частиц среды происходят в направлении распространения волн. Фазовая скорость распространения продольных волн в жидкостях и газах определяется по формуле [1, 3]

$$c_n = \sqrt{K/\rho}, \quad (2.15)$$

где K – модуль всестороннего сжатия, Па; ρ – плотность среды, кг/м³.

Скорость распространения продольных звуковых волн в стержнях постоянного сечения (волноводах), наибольший размер которых значительно меньше длины волны, можно определить по зависимости

$$c_l = \sqrt{E/\rho}, \quad (2.16)$$

где E – модуль Юнга, Па.

В более толстых стержнях сказывается эффект поперечного сжатия – увеличение инерции в результате радиальных колебаний. Это кажущееся увеличение массы вызывает рост периода собственных колебаний стержня длиной l и уменьшает скорость распространения продольных волн c_n .

Большинство применяемых при УЗ обработке волноводов в виде стержней имеет диаметр до 60 мм и разница между значениями c_n и c_l не превышает 2 % [1,2,3]. Поэтому поправку в этих случаях можно не учитывать. Значения c_l и ρ для некоторых материалов, используемых для различных целей УЗ обработки, приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Скорость звука и плотность различных материалов [1]

Материал	c_l , м/с	ρ , кг/дм ³	Материал	c_l , м/с	ρ , кг/дм ³
Алюминий	5240	2,70	Углеродистая сталь	5150	7,80
Медь	3580	8,93	Коррозионностойкая сталь	4650	8,00
Железо	5170	7,87	Олово	2730	7,29
Свинец	1250	11,37	Титановый сплав BT5	4750	4,55
Никель	4760	8,90	Пермендюр	5100	8,29

Скорость c_l следует отличать от ранее рассмотренной скорости q колебания среды около положения равновесия при распространении ультразвуковой волны. Амплитуда скорости q на несколько порядков меньше ($c_l \ll q$).

В однородной изотропной бесконечно протяженной твердой среде могут распространяться упругие продольные и поперечные (сдвиговые) волны. В продольных волнах движение частиц параллельно направлению распространения волны (рис. 2.5), а деформация представляет собой комбинацию всестороннего сжатия (растяжения) и чистого сдвига.

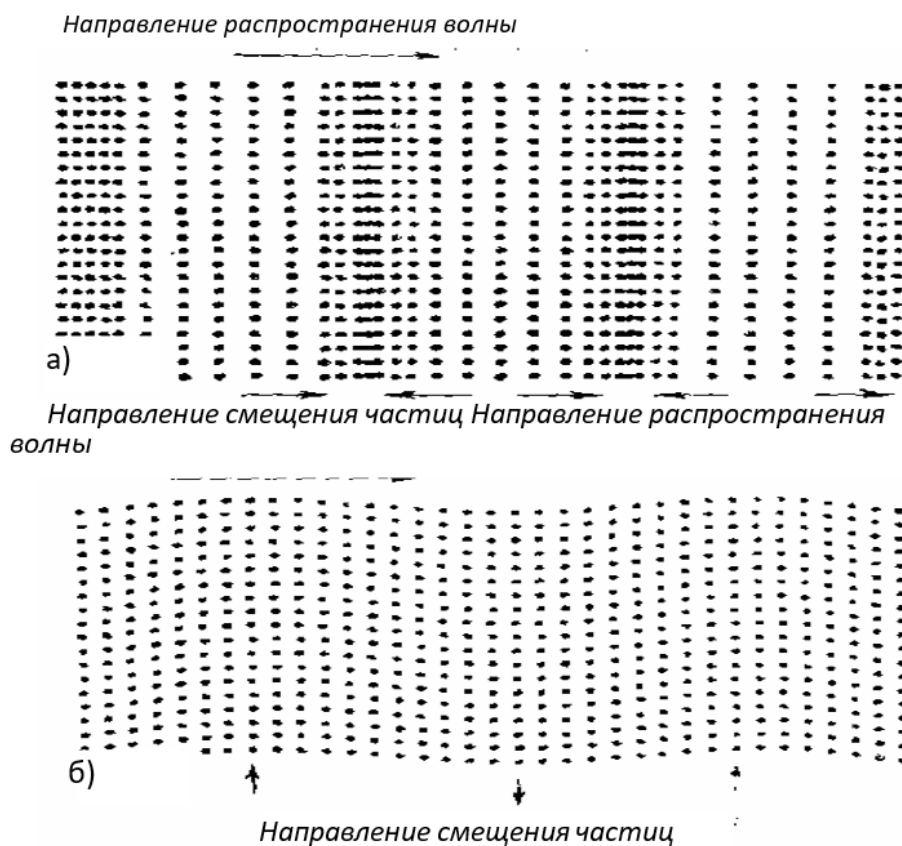


Рисунок 2.5 - Движение частиц в продольной упругой (а) и сдвиговой (б) волне [1]

В сдвиговых волнах движение частиц перпендикулярно направлению распространения волны, а деформация является чистым сдвигом. В безграничной среде распространяются продольные и сдвиговые плоские сферические и цилиндрические волны. Фазовая скорость продольных волн в неограниченной твердой среде

$$c_l = \sqrt{(k + 1,33\mu) / \rho} . \quad (2.17)$$

Скорость распространения сдвиговых волн

$$c_t = \sqrt{\mu / \rho} , \quad (2.18)$$

где μ – модуль сдвига, Па.

Величины фазовых скоростей продольных и сдвиговых волн для разных сред колеблются от сотен м/с до десятков км/с.

На границе твердого полупространства с газом, жидкостью или другим твердым полупространством могут распространяться упругие поверхностные волны, являющиеся комбинацией неоднородных продольных и сдвиговых волн, амплитуды которых экспоненциально убывают при удалении от границы.

В ограниченных твердых волноводах (пластина, стержень) распространяются нормальные волны, каждая из которых является комбинацией нескольких продольных и сдвиговых волн, распространяющихся под углами к оси волновода и удовлетворяющих граничным условиям на его поверхности. Число нормальных волн n , которые могут распространяться в пластине или стержне, определяется их толщиной или диаметром d , частотой f и модулем упругости среды. С увеличением f d число нормальных волн n возрастает и при f $d \rightarrow \infty$ $n \rightarrow \infty$. Нормальные волны характеризуются дисперсией фазовой и групповой скоростей. Групповая скорость – скорость огибающей профиля квазимонохроматической волны (волна, в спектре которой представлен с заметной интенсивностью только узкий диапазон ΔR волновых чисел k). Квазимонохроматические волны изображаются синусоидой с плавно изменяющейся амплитудой и фазой, рис. 6, в). В отличие от упругих волн в неограниченных твердых телах, нормальные волны в пластинах и стержнях удовлетворяют не только уравнениям теории упругости, но и граничным условиям на поверхностях пластин и стержня (в большинстве случаев – отсутствие на поверхности механических напряжений). В бесконечной пластине существуют два типа нормальных волн: Лэмба волны и сдвиговые волны. Плоская волна Лэмба характеризуется двумя составляющими смещений, одна из которых параллельна направлению волны, другая перпендикулярна граням пластины. В сдвиговой плоской нормальной волне смещения параллельны граням пластины и одновременно перпендикулярны направлению распространения волны. В цилиндрических стержнях распространяются нормальные продольные, изгибные и крутильные волны. Для ультразвуковой обработки на современных УЗ станках наибольший интерес представляют продольные упругие колебания в твердых телах. Распространяющиеся в любой среде упругие волны испытывают поглощение, обусловленное вязкостью (силами внутреннего трения), теплопроводностью, а на высоких частотах и молекулярным поглощением в среде. При этом энергия звуковых волн переходит в тепловую энергию. Кроме поглощения наблюдается рассеяние звуковой энергии на упругих неоднородностях в среде, при этом рассеяние звука существенно возрастает при размерах неоднородностей, соизмеримых с длиной звуковой волны [1].

Поглощение упругих колебаний определяется выражением

$$A_x = A_0 \exp(-\alpha x), \quad (2.19)$$

где A_x – амплитуда упругих колебаний на расстоянии x от источника, м; A_0 – амплитуда упругих колебаний в точке $x = 0$; α – коэффициент поглощения.

Величина α для газов и жидкостей может быть определена из формулы [13]

$$\alpha = \alpha' f_r^2, \quad (2.20)$$

а для твердых тел (с учетом гистерезисных потерь):

$$\alpha = \alpha' f_r. \quad (2.21)$$

Для некоторых сред величина α' дана в табл. 2.2. В ряде случаев потери энергии из-за поглощения упругих колебаний удобнее учитывать через значения коэффициента потерь ε , значения которого для некоторых материалов приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.2

Коэффициент поглощения для газов, жидкостей и твердых тел [1,4]

Газы	$\alpha' \cdot 10^{-11}$, с ² /м	Жидкости	$\alpha' \cdot 10^{-15}$, с ² /м	Твердые тела	$\alpha' \cdot 10^{-7}$, с ² /м
Воздух	1,24	Ацетон	7,0	Алюминий	0,61
Кислород	1,49	Вода	8,5	Магний	1,08
Азот	1,30	Метиловый спирт	14,5	Сталь	
Углекислый газ	1,30	Этиловый спирт	22,0	вольфрамсодержащая	0,38
Водород	0,17	Касторовое масло	7980	молибденсодержащая	1,42
Окись азота	1,56	Оливковое масло	1100	Оконное стекло	6,35
Окись кислорода	1,47	Льняное масло	1450	Свинцовое стекло	3,21

Таблица 2.3

Коэффициенты потерь ε для некоторых материалов твердых тел [3]

Материал	$\varepsilon \cdot 10^3$	Материал	$\varepsilon \cdot 10^3$
Алюминий отожженный	0,015	Сталь	0,8
Магний отожженный	0,067	Медь отожженная	1,1
Титан	0,14	Стекло	2,0

Алюминий, магний, титан имеют малые потери и обладают высокими акустическими свойствами. Коэффициент потерь для сталей в десятки раз больше, чем у алюминия, но в сотни раз меньше коэффициента потерь для магнитострикционных материалов. Поэтому при соединении стального концентратора с магнитострикционным пакетом резонансная кривая акустической головки становится острее (коэффициент потерь равен среднему из этих двух звеньев).

При распространении звука в среде, содержащей границы раздела и препятствия, имеют место его отражение и преломление, дифракция, интерференция и другие явления, характерные для волнового движения. В тех случаях, когда плоская звуковая волна падает на плоскую идеально ровную поверхность, имеющую размеры, соизмеримые с длиной волны, основные

закономерности отражения и преломления звука аналогичны основным закономерностям геометрической оптики.

Коэффициент отражения звуковых волн на границе раздела двух сред при нормальном падении волны определяется по формуле

$$K_{отр} = \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}, \quad (2.22)$$

где ρ_1 и ρ_2 – плотности сред, кг/м³; c_1 и c_2 – скорости распространения звука в этих средах, м/с.

Из формулы следует, что при падении звуковой волны из воздуха на твердое тело отражается практически 100 % энергии; при падении волны из воды на стальную пластину 86 % энергии будет отражено и только 14 % перейдет в сталь; при распространении УЗ волн из материала магнитострикционного вибратора или инструмента в воздух отражается почти вся энергия – более 99,9 % [13].

При переходе звуковой волны из одной среды в другую происходит преломление волны. Величина угла преломления определяется по формуле

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (2.23)$$

где Θ_1 , Θ_2 – угол падения и угол преломления соответственно, град. Интенсивность отраженной волны при нормальном ее падении на границу раздела двух сред определяется выражением

$$I = I_0 \left(\frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \right)^2, \quad (2.24)$$

где I , I_0 – соответственно интенсивность отраженной и падающей волн, Вт/м².

В науке и технике находят применение УЗ волны широкого частотного и энергетического диапазона [55]. УЗК низкой интенсивности (область IV, рис. 2.7) широко используются в современных дефектоскопах, измерительных приборах. УЗК высокой интенсивности (область III, см. рис. 2.7) применяют для очистки деталей от масел, масляных смазочно-охлаждающих жидкостей (СОЖ) и стружки в технологических процессах механической обработки, для воздействия на физико-химические процессы коагуляции, диспергирования, эмульгирования, полимеризации, деполимеризации, окисления, стерилизации, смягчения воды и т. д. [55].

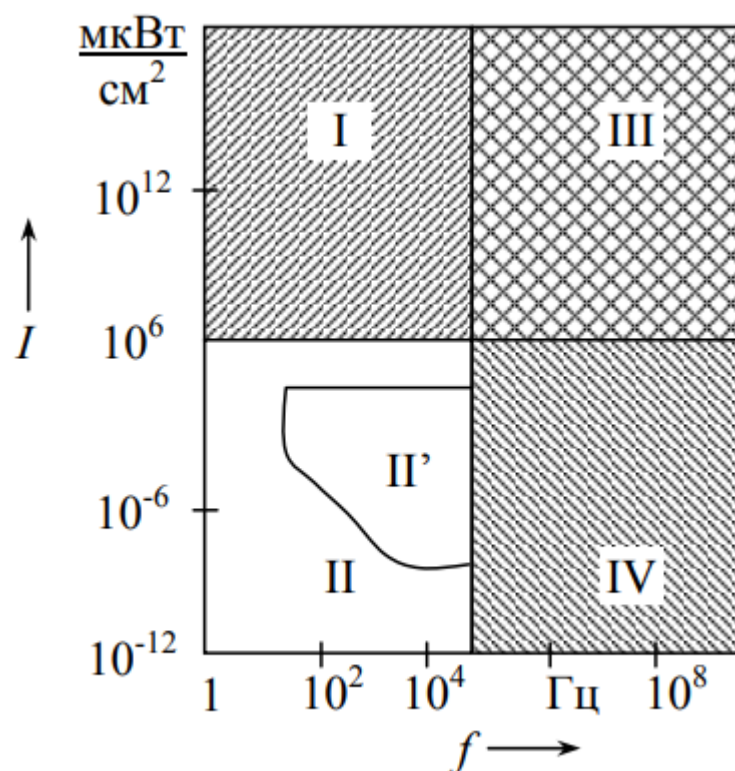


Рисунок 2.7 - Классификация звуковых колебаний [5]: I – звуковые колебания высокой интенсивности; II – звуковые колебания низкой интенсивности; II' – область слышимых человеком звуков; III – УЗК высокой интенсивности; IV – УЗК низкой интенсивности

Выводы по главе 1

Однако, несмотря на расширяющиеся области применения ультразвуковых колебаний высокой интенсивности, механизм их воздействия на различные вещества и процессы требует дальнейшего углубленного изучения и уточнения. Особенно это важно в контексте теории ультразвуковых волн большой амплитуды и использования модулированных ультразвуковых колебаний в технологических процессах механической обработки. Ультразвук высокой интенсивности в твердых телах характеризуется значительными амплитудами (до десятков микрометров), высокими скоростями колебаний частиц среды и большими ускорениями, иногда достигающими значений, близких к временному сопротивлению на разрыв. Применение модулированных колебаний с изменениями амплитуды, частоты или фазы в технологических процессах для интенсификации обработки ранее было недостаточно изучено.

Тем не менее, разумное использование модулированных ультразвуковых полей при механической обработке может значительно улучшить качество обработанных поверхностей деталей машин при снижении энергозатрат. Это

особенно актуально для обработки заготовок из сложных для обработки материалов в ограниченных пространственных условиях.

Контрольные вопросы

1. Что понимается под термином «ультразвуковые колебания» в физике?
2. Каковы основные отличия ультразвуковых волн от звуковых и инфразвуковых волн?
3. В каких средах могут распространяться ультразвуковые упругие колебания?
4. Какие виды колебаний описываются волновым уравнением?
5. Почему большинство закономерностей, характерных для звуковых колебаний, справедливо и для ультразвуковых?
6. Какие источники можно использовать для изучения теории колебаний?
7. Какие краткие сведения об ультразвуке и гармонических колебаниях необходимы для понимания материалов данной работы?
8. Какое физическое явление описывает волновое уравнение?
9. Каковы основные параметры, характеризующие ультразвуковые волны?
10. Почему важно понимать физические основы распространения акустических волн при исследовании их воздействия на дисперсные системы?

Литература к главе 1

1. Киселев Е.С. Интенсификация процессов механической обработки рациональным использованием энергии ультразвукового поля. - Ульяновск: УлГТУ, 2003. - 186 с.
2. Барке В.Н., Лифшиц А.Л. Современное состояние и тенденция развития ультразвуковой обработки материалов // В кн. «Современные направления в области технологии машиностроения». М.: Машгиз, 1957.
3. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М.: Иностранная литература, 1957. - 728 с.
4. Гершгал Д.А., Фридман В.М. Ультразвуковая технологическая аппаратура. М.: Энергия, 1976. - 320 с.
5. Марков А.И. Ультразвуковое резание труднообрабатываемых материалов. М.: Машиностроение, 1968. - 266 с.

ГЛАВА 3. ДИНАМИКА ПУЗЫРЕЙ В ЖИДКОСТИ В ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ

Движение газовых пузырей в жидкостях является важным аспектом многих промышленных технологических процессов, где происходит взаимодействие между жидкими и газообразными веществами. Такие процессы широко применяются в различных технологических областях, направленных на решение экологических задач, например, в технологиях биологической очистки сточных вод и обеззараживания водопроводной воды. Кроме того, они играют значительную роль в химических технологиях, обеспечивающих протекание химических реакций между жидкими и газообразными веществами, а также в других секторах народного хозяйства.

В данной главе рассматриваются различные формы движения пузырей, которые могут происходить в трубопроводах и емкостях большого объема, заполненных жидкостью с мелкими взвешенными пузырьками под воздействием колебательных внешних факторов. Определяются условия, при которых колебательные и пульсационные движения пузырей преобразуются в односторонне направленные движения, а также условия проникновения газовых пузырей в жидкость [1].

Также в данной главе анализируются формы движения пузырей в проточных системах, таких как трубопроводы и крупные емкости, заполненные жидкостью с газовыми включениями при воздействии колебаний. Показано, что влияние волн и вибраций на газовые включения, движущиеся в капилляре под действием стационарных сил, может быть весьма разнообразным в зависимости от геометрических характеристик капилляра и газового включения, его начального положения в капилляре, частоты колебаний, вязкости жидкости и величины капиллярных сил. Вибрации могут приводить к различным эффектам: торможению или ускорению всплывающего включения, затоплению включения на дно капилляра или фиксации его вблизи квазиравновесных положений на определенных расстояниях от дна и свободной поверхности жидкости в капилляре.

Работы, результаты которых изложены в данном разделе, связаны с решением конкретной технической задачи: оценкой возможности попадания пузырьков газа из тракта горючего на вход насоса при запуске типового маршевого двигателя. Проведенный анализ позволил установить закономерности движения газовых включений в колеблющихся порах пористых сред, частично заполненных жидкостью. Установлены частоты и амплитуды

колебаний, при которых газ либо жидкость вытесняются из поры. Эти эффекты могут найти практическое применение как научное основание для новых технологий повышения нефте- и газоотдачи пластов, основанных на динамических эффектах.

На основе изучения различных газожидкостных систем определяются условия, при которых колебательные и пульсационные движения пузырей трансформируются в односторонне направленные движения или интенсивные хаотические движения, способствующие перемешиванию среды. Также устанавливаются условия проникновения газовых пузырей в жидкость при колебаниях и условия дегазации, когда проникновение пузырей в определенные зоны жидкости становится невозможным.

3.1 Движение пузырьков в колеблющихся сосудах и в волновых полях

При рассмотрении движений пузырей, характерные размеры которых существенно меньше, чем характерные размеры сосуда, в котором размещена смесь пузырей в жидкости, или чем характерные размеры волнового поля (например, длины волны), в котором происходит движение мелких пузырей, можно использовать модель двухфазной среды «жидкость-газовые пузыри», в которой пузыри представляются непрерывной средой, аналогичной в определенном смысле жидкости, в которой эти пузыри двигаются.

На основе результатов исследования, которые были проведены в работе [1], мы разработали новую упрощенную математическую модель для исследования движения пузыря в рамках теории волн в жидкости. Описание и результаты разработанной математической модели представлены ниже.

3.2 Разработка упрощенной модели движения пузыря в рамках теории волн в жидкости

3.2.1 Основные аспекты модели

Для описания движения пузыря в жидкости, которая подвержена волновым или другим формам движения, можно использовать приближенные модельные уравнения. Эти уравнения учитывают взаимодействие пузыря с неоднородным полем течения жидкости.

Для начала, важно понять, какие силы действуют на пузырь, когда он находится в движущейся жидкости. Основные силы, которые мы должны учитывать, это:

1. Сила Архимеда: Эта сила направлена вверх и возникает из-за разности плотностей жидкости и газа внутри пузыря. Она стремится вытолкнуть пузырь вверх.

2. Гидродинамическое сопротивление: Эта сила возникает из-за вязкости жидкости и сопротивления её потоку вокруг пузыря. Она действует против направления движения пузыря.

3. Волновое воздействие: Если жидкость подвержена волновому движению, то на пузырь будут действовать дополнительные силы, вызванные колебаниями давления и скорости жидкости.

3.2.2 Уравнения движения

Пусть $\mathbf{r}(t)$ — радиус-вектор центра пузыря в момент времени t , $\mathbf{v}(t) = d\mathbf{r}/dt$ — скорость пузыря, а $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ — скорость жидкости в точке \mathbf{r} в момент времени t . Тогда уравнения движения могут быть записаны в следующей форме:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_W$$

где: m — масса пузыря; \mathbf{F}_A — сила Архимеда; \mathbf{F}_D — гидродинамическое сопротивление; \mathbf{F}_W — сила, вызванная волновым воздействием.

Сила Архимеда:

$$\mathbf{F}_A = (\rho_f - \rho_b)Vg$$

где: ρ_f — плотность жидкости; ρ_b — плотность газа внутри пузыря; V — объем пузыря; g — ускорение свободного падения.

Гидродинамическое сопротивление:

$$\mathbf{F}_D = -6\pi\eta R(\mathbf{v} - \mathbf{u})$$

где: η — вязкость жидкости; R — радиус пузыря.

Сила волнового воздействия:

Эта сила зависит от конкретной формы волнового поля. Например, для гармонических волн можно использовать:

$$\mathbf{F}_W = -\nabla P(\mathbf{r}, t)$$

где: $P(\mathbf{r}, t)$ — давление в жидкости в точке \mathbf{r} в момент времени t .

Пример уравнений для гармонических волн:

Если в жидкости распространяются гармонические волны с частотой ω , амплитудой A и волновым числом k , то давление можно представить как:

$$P(\mathbf{r}, t) = P_0 + A \cos(kx - \omega t)$$

где P_0 — среднее давление.

Тогда градиент давления будет равен:

$$-\nabla P(\mathbf{r}, t) = -A k \sin(kx - \omega t) \hat{\mathbf{x}}$$

где $\hat{\mathbf{x}}$ — единичный вектор вдоль направления распространения волны.

Итоговое уравнение движения:

Подставив все компоненты, получаем итоговое уравнение движения пузыря:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = (\rho_f - \rho_b) V g - 6\pi\eta R(\mathbf{v} - \mathbf{u}) - A k \sin(kx - \omega t) \hat{\mathbf{x}}$$

Эти уравнения позволяют описать сложное поведение пузыря в неоднородном волновом поле. В реальных задачах могут потребоваться дополнительные уточнения и учет нелинейных эффектов.

3.3 Методика определения пороупругости

Если речь идет о подволновых полях, то система уравнений будет описывать распространение волн в пористом упругом материале с учетом взаимодействия между жидкостью и скелетом. Рассмотрим систему уравнений для описания подволновых полей в такой среде.

Основные уравнения

Для описания подволновых полей в пористом упругом материале можно использовать уравнения Био (Biot's equations) для пороупругости. Эти уравнения включают в себя как уравнения движения для скелета, так и уравнения для давления жидкости.

1. Уравнение движения для скелета:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}$$

где:

$$\boldsymbol{\sigma} = 2G\boldsymbol{\epsilon} + (\lambda \nabla \cdot \mathbf{u} - \alpha p) \mathbf{I}$$

2. Уравнение движения для жидкости:

$$\rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + m \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} = -\nabla p - b \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t}$$

3. Уравнение сохранения массы для жидкости:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \nabla \cdot \mathbf{u} + Sp) + \nabla \cdot \mathbf{w} = 0$$

Где: \mathbf{u} — смещение скелета; $\mathbf{w} = \phi (\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s)$ — относительное смещение жидкости относительно скелета; p — давление жидкости; G, λ — параметры Ламе для скелета; α — коэффициент Биота; $S = \phi/K_f + \alpha - \phi/K_s$ — коэффициент сжимаемости; K_f, K_s — модули объемной упругости жидкости и скелета соответственно; $m = \phi (\rho_f + (1 - \phi) \rho_s)$ — эффективная плотность смеси; b — коэффициент трения между жидкостью и скелетом; ρ, ρ_f, ρ_s — плотности смеси, жидкости и скелета соответственно.

Граничные условия

Для двух скважин на концах интервала $x = 0$ и $x = L$:

На $x = 0$ (первая скважина):

Давление жидкости:

$$p(0, t) = p_{10}(t)$$

Относительное смещение жидкости:

$$w(0, t) = w_{10}(t)$$

- На $x = L$ (вторая скважина):

Давление жидкости:

$$p(L, t) = p_{20}(t)$$

Относительное смещение жидкости:

$$w(L, t) = w_{20}(t)$$

Начальные условия

При $t = 0$:

$$\begin{aligned} u(x, 0) = u_0(x), \quad w(x, 0) = w_0(x), \quad p(x, 0) = p_0(x), \quad \frac{\partial u}{\partial t}(x, 0) \\ = v_0(x), \quad \frac{\partial w}{\partial t}(x, 0) = q_0(x) \end{aligned}$$

Эта система уравнений описывает распространение подволновых полей в пороупругом материале с учетом взаимодействия между жидкостью и скелетом. В зависимости от конкретной задачи могут быть добавлены дополнительные условия или уточнены параметры модели.

3.4 Методика решения

Для решения задачи о движении насыщенной пористой среды при моногармонических колебаниях, мы можем воспользоваться методом разделения переменных и искать решение в виде гармонических функций. Рассмотрим основные шаги этой методики.

1. Представление решения в виде гармонических функций

Предположим, что все искомые величины (например, смещения u и w , давление p) имеют вид гармонических колебаний с частотой ω :

$$u(r, t) = U(r)e^{i\omega t}$$

$$w(r, t) = W(r)e^{i\omega t}$$

$$p(r, t) = P(r)e^{i\omega t}$$

где $U(r)$, $W(r)$, $P(r)$ — амплитуды соответствующих величин, которые зависят только от радиальной координаты r .

2. Подстановка в уравнения движения

Подставим эти выражения в уравнения движения для скелета и жидкости.

Уравнение движения для скелета:

$$\frac{\partial \sigma_{\pi}}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_m}{r} = -\rho_s \omega^2 U$$

Уравнение движения для жидкости:

$$-\rho_f \omega^2 W = -\nabla P - bi\omega W$$

3. Уравнение сохранения массы для жидкости

Подставим гармонические функции в уравнение сохранения массы:

$$i\omega(\alpha \nabla \cdot U + SP) + \nabla \cdot W = 0$$

4. Решение дифференциальных уравнений

Теперь решим полученные дифференциальные уравнения для амплитуд $U(r)$, $W(r)$, $P(r)$.

Уравнение для скелета

Рассмотрим уравнение для скелета:

$$\frac{\partial \sigma_{\pi r}}{\partial r} + \frac{\sigma_{\pi} \cdot \sigma_{00}}{r} = -\rho_s \omega^2 U$$

Это уравнение можно решить с использованием известных методов решения линейных дифференциальных уравнений второго порядка.

Уравнение для жидкости

Рассмотрим уравнение для жидкости:

$$-\rho_f \omega^2 W = -\nabla P - bi\omega W$$

Решение этого уравнения также требует использования методов решения линейных дифференциальных уравнений второго порядка.

5. Граничные условия

Применим граничные условия к найденным решениям:

1. На границе $r = R_0$:

- Давление жидкости:

$$P(R_0)e^{i\omega t} = P(t)$$

Радиальное смещение жидкости:

$$W(R_0)e^{i\omega t} = W(t)$$

2. На бесконечности:

- Давление жидкости стремится к пластовому давлению:

$$P(\infty)e^{i\omega t} = P_\infty$$

- Радиальное смещение жидкости стремится к нулю:

$$W(\infty)e^{i\omega t} = 0$$

6. Итоговое решение

После подстановки граничных условий и решения дифференциальных уравнений мы получаем выражения для амплитуд $U(r)$, $W(r)$, $P(r)$, которые описывают поведение системы при моногармонических колебаниях.

Параметры для расчетов

- Параметры жидкости: нефть
- Параметры пористой среды: песчаник, заполненный нефтью
- Амплитуда колебания скважинного давления (P_0): 4 атм ($4 \cdot 10^5$ Па)
- Радиус скважины (R_0): 0.1 м (примерное значение)
- Волновое число (k): 1 м^{-1} (примерное значение)

Формула для давления

$$P(r) = P_0 \cdot \frac{J_0(kr)}{J_0(kR_0)}$$

где (J_0) — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Построение графиков

Для наглядного представления результатов построим несколько графиков, показывающих распределение давления $P(r)$ в зависимости от радиального расстояния r . На рисунках 3.1-3.3 представлен удобный способ построения графиков с использованием программы Python.

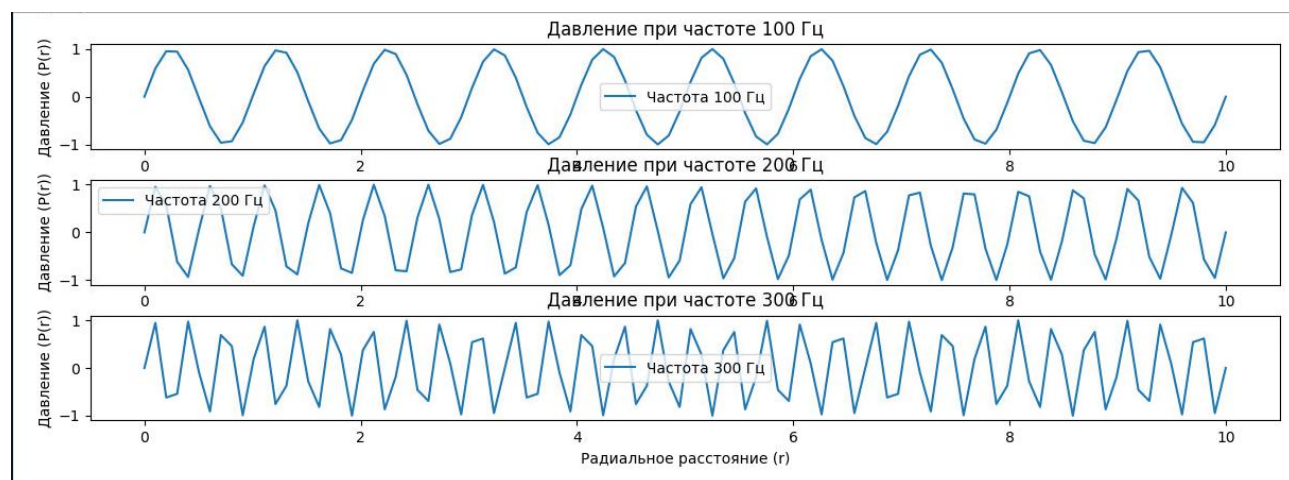


Рисунок 3.1 - Давление ($P(r)$) при различных частотах колебаний

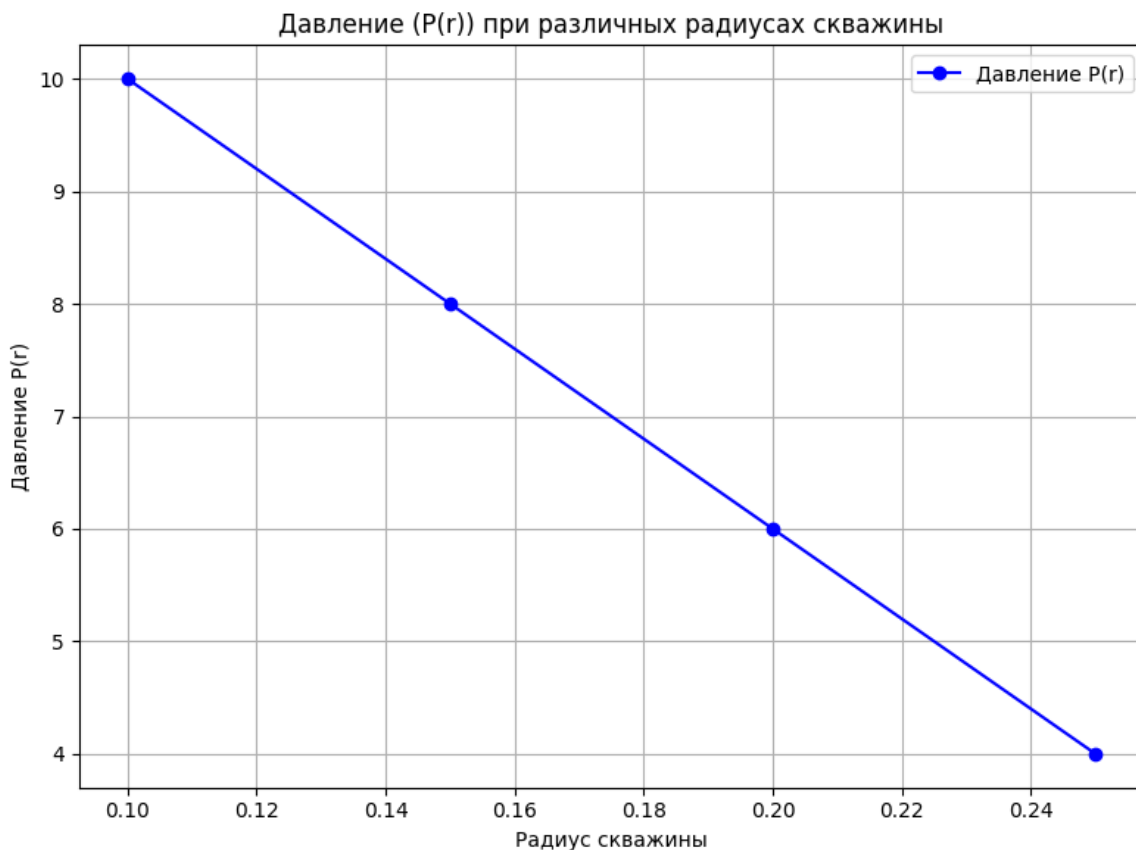


Рисунок 3.2 - Давление (P(r)) при различных радиусах скважины

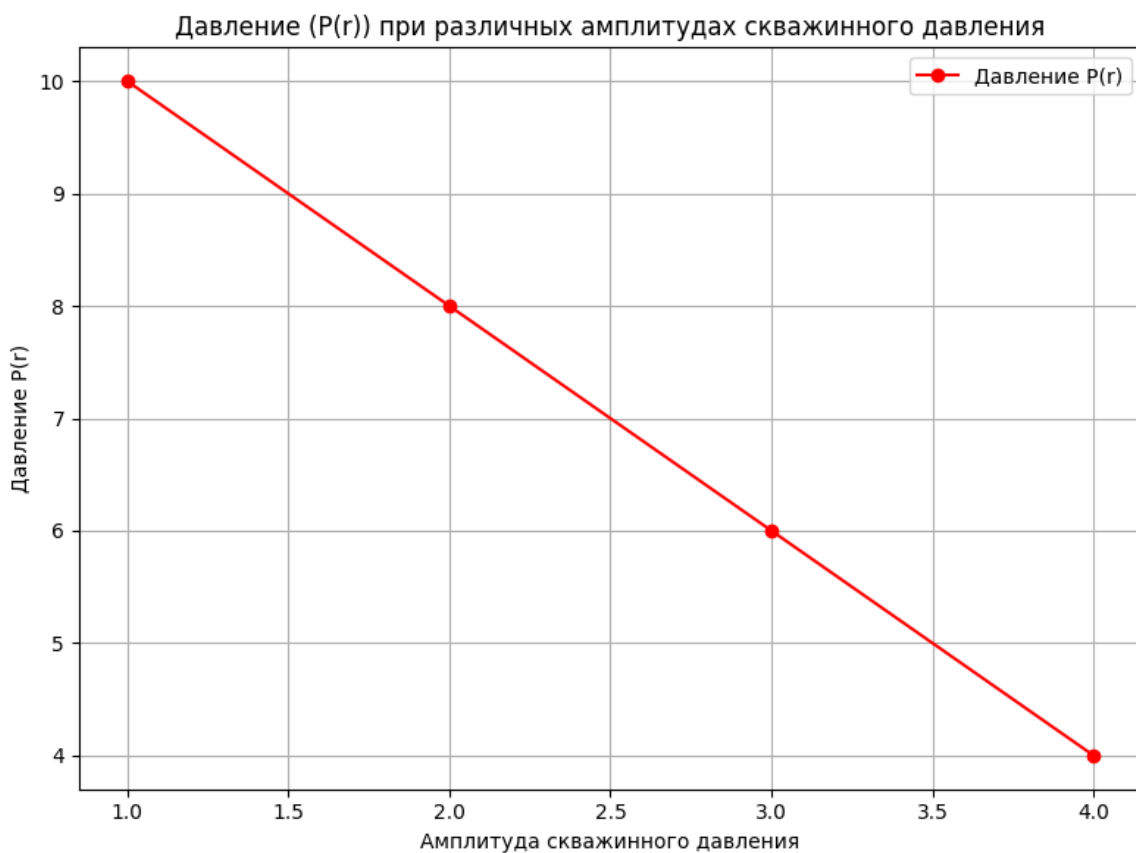


Рисунок 3.3 - Давление (P(r)) при различных амплитудах скважинного давления

Анализ результатов

На основе полученных графиков можно провести детальный анализ:

1. Резонансное усиление: При определенных волновых числах (частотах колебаний) может наблюдаться резонансное усиление давления вблизи скважины.

2. Затухание давления: Давление постепенно затухает с увеличением расстояния от скважины, что видно на всех графиках.

3. Влияние радиуса скважины: Увеличение радиуса скважины приводит к изменению характера распределения давления.

4. Влияние амплитуды давления: Увеличение амплитуды скважинного давления пропорционально увеличивает давление во всей системе.

Представленные результаты расчетов показывают важность учета резонансных эффектов и параметров системы при анализе колебаний в пористых средах с перфорационными каналами. Графическое представление данных позволяет наглядно увидеть влияние различных параметров на распределение давления в системе и провести соответствующий анализ для оптимизации условий эксплуатации скважин.

Выводы по главе 3

Методика решения задачи о движении насыщенной пористой среды при моногармонических колебаниях сводится к представлению искомым величин в виде гармонических функций, подстановке их в исходные уравнения, решению полученных дифференциальных уравнений и применению граничных условий. Это позволяет получить аналитические выражения для амплитуд смещений и давления в системе.

Контрольные вопросы

1. Что такое резонансное усиление и как оно проявляется в системе с пористой средой?
2. Как влияет расстояние от скважины на давление в пористой среде?
3. Каким образом радиус скважины влияет на распределение давления в системе?
4. Как амплитуда давления в скважине влияет на давление в пористой среде?
5. Почему давление затухает с увеличением расстояния от скважины?
6. Какие параметры необходимо учитывать при анализе колебаний в пористых средах?

7. Какие граничные условия применяются при решении задачи о движении насыщенной пористой среды?
8. Как волновое число и частота колебаний влияют на распределение давления?
9. Почему важно учитывать резонансные эффекты при эксплуатации скважин?
10. Как можно использовать Python для моделирования распределения давления в пористой среде?

Литература к главе 3

1. Ганиев Р. Ф., Украинский Л. Е. Нелинейная волновая механика и технологии. Волновые и колебательные явления в основе высоких технологий. — Изд. 2-е, дополн. — М.: Институт компьютерных исследований; Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. — 780 с.

ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Новый численный подход к решению задач о распространении волн в насыщенной жидкостью среде, использующий теорию Био в качестве основы, имеет важные последствия для управления нефтяными резервуарами и предсказания землетрясений. Разработана численная схема с использованием экспоненциального преобразования, которая явно учитывает петрофизические и жидкостные свойства среды в рамках обобщенной модели. Схема учитывает диссипацию волн и изменения скорости. Численное решение используется для проведения экспериментов по изучению динамического поведения волн в насыщенной жидкостью среде на частотах каротажа (15 кГц). В этом разделе будет использоваться уравнение для моделирования распространения волн через насыщенные жидкостью породы, взятое из работы [1].

Результаты численных экспериментов показывают, что степень насыщения среды высоковязкой жидкостью (ВВЖ), такой как нефть, температура и пористость среды сильно влияют на распределение спектральной мощности, частотное содержание и скорость волн, распространяющихся через среду. Увеличение насыщения ВВЖ вызывает усиленное затухание низкочастотных компонентов и увеличивает сейсмическую скорость. Однако увеличение пористости обогащает низкочастотные компоненты и уменьшает сейсмическую скорость.

Предложена процедура спектральной количественной оценки, которая используется для получения информации о петрофизических и жидкостных свойствах среды из спектральных характеристик передаваемой волны. Процедура включает сегментацию распределения энергии или мощности передаваемых волн на определенные энергетические полосы, после чего оценивается энергия или мощность в этих полосах. Найдено, что извлеченные количественные переменные имеют сильные корреляции со степенью насыщения ВВЖ, температурой и пористостью среды.

4.1 Распространение волн через насыщенные жидкостью породы

Существует настоятельная необходимость в разработке всестороннего понимания и исследования того, что характеристики сейсмических волн могут рассказать нам о порозластичных насыщенных жидкостью породах (резервуарах) и почвах, что представляет большой интерес для геонаук и инженерии. Более того, необходимо разработать методы извлечения

необходимой информации о свойствах породы непосредственно из волн, когда никакой другой информации не доступно. Это является целью данного исследования.

Улучшенные методы добычи нефти в крупных нефтяных месторождениях ставят перед производителями нефти по всему миру все более сложные задачи. Одной из основных проблем в программах добычи нефти является трудность определения подповерхностных гетерогенностей в свойствах пород, которые контролируют производство и поток жидкости. Эти основные свойства включают проницаемость, пористость, сжимаемость породы и жидкости, а также насыщенность жидкостью. В результате, необходимость в геофизических методах для полной характеристики резервуара становится все более важной в стратегиях разработки и добычи нефти. Эта проблема была предметом интенсивных исследований как в лабораторных условиях, так и в полевых.

Исследования, связанные с распространением волн в насыщенных жидкостью средах, помогают понять упругие свойства земных материалов, оценить деформационные характеристики подповерхностных материалов, распространение землетрясений и динамический отклик фундаментов, а также оценить условия насыщенности подповерхностных жидкостей. Жидкости играют важную роль в процессе деформации и разрушения пород, что имеет важное значение для предсказания землетрясений. Оценка пористости, проницаемости и уровней насыщенности нефтью резервуара жизненно важна для усилий по извлечению углеводородов. В прошлом эти параметры в основном определялись не сейсмическими методами, такими как каротажное сопротивление. Однако амплитуды и времена пробега сейсмических волн могут предоставить более экономичный и физически реалистичный альтернативный источник информации о подповерхности.

Свойства жидкости и породы часто изменяются в разных частях резервуара и со временем в процессе добычи. Эти изменения в петрофизических параметрах часто приводят к изменениям измеренных сейсмических сигналов. Сейсморазведка в режиме мониторинга (time-lapse seismic), включающая повторные сейсмические обследования для контроля влияния добычи на сейсмическую реакцию, играет важную роль в извлечении углеводородов. В повторных сейсмических обследованиях основными вопросами являются природа и форма изменений амплитуды, возникающих в результате изменений петрофизических свойств подповерхности по мере эксплуатации резервуара. Основой таких повторных обследований является петрофизическая и геофизическая оценка того, что изменения амплитуды означают в отношении

изменений подповерхностных свойств. Разработка численных моделей, которые включают соответствующие петрофизические параметры, описывающие резервуар, будет весьма полезна. В частности, такая разработка поможет в картировании распределения подповерхностных жидкостей и мониторинге их движения со временем с помощью повторных сейсмических, межскважинных и акустических измерений [1].

4.2 Теория распространения упругих волн в порозластичных средах

Теория Био, разработанная Морисом Био в 1956 году, представляет собой фундаментальную теорию, описывающую распространение волн в жидкостью насыщенных пористых средах. Теория учитывает взаимодействие между жидкостью и твердой матрицей породы и предсказывает существование двух типов волн: волн сжатия (Р-волн) и волн сдвига (S-волн).

В теории Био предполагается, что жидкость в порах породы находится в покое в нераспространяющихся волнах и движется вместе с твердой матрицей в распространяющихся волнах. Также учитывается влияние вязкости жидкости и пористости среды на скорость и затухание волн.

Теория Био является основой для многих моделей, используемых в настоящее время для анализа распространения волн в жидкостью насыщенных пористых средах, и широко применяется в геофизике, инженерии и других областях науки и техники.

В теории определяется макроскопический масштаб, размер которого мал по сравнению с длиной волны распространяющейся волны и велик по сравнению с размером пор или зерен. В теории предполагается, что эта длина волны велика по сравнению с размерами пор/зерен, но мала по сравнению с длиной волны распространяющейся волны. Также предполагается, что фазой жидкости является непрерывная среда, так что поры соединены, а несвязанные поры считаются частью матрицы. Если мы считаем среднее смещение жидкости как $U^f(r,t)$, и твердой части как $U^s(r,t)$, то процесс распространения сейсмической волны в двухфазной среде может быть описан системой уравнений (индексы на смещениях обозначают Р и S волны соответственно):

$$\begin{aligned} \rho_{11} \frac{\partial^2 U_P^s}{\partial t^2} + \rho_{12} \frac{\partial^2 U_P^f}{\partial t^2} - bF(\omega) \frac{\partial}{\partial t} (U_P^f - U_P^s) \\ = (A + 2N)V^2 U_P^s + Q\nabla^2 U_P^f \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{12} \frac{\partial^2 U_P^S}{\partial^2 t} + \rho_{22} \frac{\partial^2 U_P^f}{\partial^2 t} - bF(\omega) \frac{\partial}{\partial t} (U_P^f - U_P^S) &= QV^2 U_P^S + RV^2 U_P^f & (4.1) \\
\rho_{11} \frac{\partial^2 U_S^S}{\partial^2 t} + \rho_{12} \frac{\partial^2 U_S^f}{\partial^2 t} - bF(\omega) \frac{\partial}{\partial t} (U_S^f - U_S^S) &= NV^2 U_S^S \\
\rho_{12} \frac{\partial^2 U_S^S}{\partial^2 t} + \rho_{22} \frac{\partial^2 U_S^f}{\partial^2 t} - bF(\omega) \frac{\partial}{\partial t} (U_S^f - U_S^S) &= 0.
\end{aligned}$$

Здесь A , Q и R являются обобщенными упругими коэффициентами, которые могут быть связаны с объемным модулем жидкости K_f , модулем каркаса K_b и N , который является сдвиговым модулем как каркаса, так и композита, как

$$A = \left\{ \left[(1 - \phi) \left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} \right) K_s + \phi \frac{K_s}{K_f} K_b \right] / \left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{K_f} \right) \right\} + \frac{4}{3} N \quad (4.2)$$

$$Q = \left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} \right) \phi K_s / \left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{K_f} \right) \quad (4.3)$$

$$R = \phi^2 K_s / \left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{K_f} \right) \quad (4.4)$$

Где ϕ - пористость, а K_s , - объемный модуль упругости твердых зерен. Плотностные термины ρ_{ij} , описывают инерционное (в отличие от вязкого) сопротивление, которое жидкость оказывает на твердое тело, когда последнее ускоряется относительно первого, и наоборот. Термин $F(\omega)$ - это корректирующий фактор, выражения которого приведены в работах [2,3], а b - коэффициент диссипации, который связан с проницаемостью и пористостью среды, а также вязкостью флюида в порах. Вязкость порового флюида вызывает потерю энергии при движении порового флюида относительно скелета почвы. Биот [4] ввел сложный корректирующий фактор $F(\omega)$, чтобы учесть вязкое сопротивление потоку. Теория Биота была расширена до включения в нее вязкоупругости в качестве способа введения диссипации путем модификации модулей каркаса в виде комплексных величин [3].

Примерные аналитические решения уравнения (4.1) с использованием методов преобразования Лапласа, а также методов конечных разностей и конечных элементов были разработаны в работах [5, 6]. Хотя эти исследователи представили элегантные математические решения, влияние материальных (почвенных/горных) свойств и флюидов на распространяющиеся волны не было исследовано. Были разработаны различные численные схемы для реализации системы уравнений (4.1), включая метод конечных разностей [7] и метод конечных элементов [8]. В этом исследовании предлагается метод, который сочетает в себе метод точного временного интегрирования (PTIM) с конечными

разностями (FD) в качестве альтернативы для решения сложной системы уравнений [1].

Полуаналитический метод используется для дискретизации пространственных размеров заданного временно-зависимого уравнения в частных производных [1]. Численная схема, разработанная здесь, объединяет высокую точность метода точного временного интегрирования в дискретизации с общей вычислительной эффективностью метода конечных разностей для обеспечения стабильности, точности и эффективности. Входные пороупругие модели состоят из нескольких петрофизических и флюидных параметров, описывающих насыщенную жидкостью среду. Представленная здесь численная схема позволяет хранить эти параметры в компактном матричном формате, обеспечивая простые и эффективные численные вычисления [1].

Связанная система уравнений (уравнение 4.1) переформулируется в приведенной ниже форме путем применения преобразования:

$$\mathbf{V}_{tu} = \alpha^2 \mathbf{V} + V_c^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}) - V_s^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{U}) \quad (4.5)$$

Метод разделения Гельмгольца применяется к преобразованным уравнениям, что включает выражение переопределенных перемещений \mathbf{V} через новые скалярные и векторные потенциальные функции Φ и Ψ , соответственно. Таким образом:

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} V_s \\ V_f \end{bmatrix} = \nabla\Phi + \nabla \times \Psi \equiv \nabla \begin{bmatrix} \Phi^s \\ \Phi^f \end{bmatrix} + \nabla \times \begin{bmatrix} \Psi^s \\ \Psi^f \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

Здесь верхние индексы s и f указывают на твердое тело и жидкость, соответственно. В криволинейных координатах мы можем определить $\nabla \cdot \mathbf{V} = \nabla^2 \Phi$, и $\nabla \times \mathbf{V} = \nabla \times \nabla \times \Psi$, которые вместе с уравнением (4.6) подставляются в уравнение (4.5) для получения

$$\nabla\Phi_{tt} + \nabla \times \Psi_{tt} = \alpha[\nabla\Phi + \nabla\Psi] + V_c^2 \nabla(\nabla^2 \Phi) + V_s^2 \nabla \times (\nabla \times \nabla \times \Psi) \quad (4.7)$$

Учитывая расхождение уравнения. (4.7) дает

$$\begin{bmatrix} \Phi_{tt}^s \\ \Phi_{tt}^f \end{bmatrix} = V_c^2 \begin{bmatrix} \nabla^2 \Phi^s \\ \nabla^2 \Phi^f \end{bmatrix} + \alpha^2 \begin{bmatrix} \Phi^s \\ \Phi^f \end{bmatrix}. \quad (4.8)$$

Аналогично, взяв ротор из уравнения. (7) дает

$$\begin{bmatrix} \Psi_{tt}^s \\ \Psi_{tt}^f \end{bmatrix} = V_s^2 \begin{bmatrix} -\nabla \times \nabla \times \Phi^s \\ -\nabla \times \nabla \times \Psi^f \end{bmatrix} + \alpha^2 \begin{bmatrix} \Psi^s \\ \Psi^f \end{bmatrix}. \quad (4.9)$$

Как отмечалось ранее, окончательные выражения выше содержат только вторые производные (как по пространству, так и по времени), тогда как исходное уравнение содержало смешанные производные первого и второго порядков по времени. Этот измененный вид комплексных уравнений облегчает численную реализацию. Эта численная схема предоставляет базовый и полезный метод для изучения влияния петрофизических и свойств порового флюида, характеризующих непрочные материалы, на сейсмические свойства и волновые формы.

В этом контексте мы решаем указанные волновые уравнения для пороупругого материала в цилиндрических координатах. Мы рассматриваем только распространение компрессионных волн, предоставляя численные решения уравнения (4.9). Заметим, что в цилиндрических координатах оператор $\nabla^2 = \delta^2/\delta r^2 + r^{-1}(\delta/\delta r) + r^{-2}(\delta^2/\delta\theta) + \delta^2/\delta z^2$, , тогда для круговой цилиндрической геометрии без угловой зависимости реформулированные пороупругие уравнения становятся следующими (например, для потенциала твердого тела):

$$\Phi_{tt}(t; r, z) = V_c^2 \left[\frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} \left(r \frac{\delta \Phi}{\delta r} \right) + \frac{\delta^2 \Phi}{\delta z^2} \right] + \alpha^2 \Phi. \quad (4.10)$$

Для безразмерной формы переменных управления делаются следующие замены: $t = p\tau$, $r = qk$ и $z = sv$, где $(p; q, s) \equiv (\Delta t; \Delta r, \Delta z)$.

Путем сделанных замен:

$$R_{cr}^2 = (p/q)^2 V_c^2, \quad R_{cz}^2 = (p/s)^2 V_c^2, \quad R_t^2 = p^2 \alpha^2, \quad (4.11)$$

мы можем переписать уравнение. (10) в виде

$$\Phi_{tt} = R_{cr}^2 \left(\frac{\delta^2 \Phi}{\delta k^2} + \frac{1}{k} \frac{\delta \Phi}{\delta k} \right) + R_{cz}^2 \frac{\delta^2 \Phi}{\delta v^2} + R_t^2 \Phi. \quad (4.12)$$

Второй из членов в скобках в уравнении (4.12) может вызвать некоторые численные проблемы, так как он становится сингулярным при $k=0$ ($r=0$). Для решения этой проблемы мы применяем правило Лопиталья и получаем следующее соотношение:

$$\frac{1}{k} \frac{\delta \Phi}{\delta k} \cong \frac{\delta^2 \Phi}{\delta k^2}. \quad (4.13)$$

Если мы положим $r=m\Delta r$, $z=n\Delta z$ и $t=l \Delta t$, то мы можем вычислить потенциалы перемещения (уравнение 4.12) в схеме конечных разностей, заданные как

$$\Phi(l+1; m, n) = \left\{ \begin{array}{l} 4R_{cr}^2 \Phi(1); m = 0 \\ R_{cr}^2 \left[\frac{(2m+1)}{2m} \Phi(l; m+1, n) + \frac{(2m-1)}{2m} \Phi(l; m-1, n) \right]; m \neq 0 \\ + R_{cr}^2 [\Phi(l; m, n+1) + \Phi(l; m, n-1)] \\ - 2 \left[I - R_{cr}^2 - R_{cz}^2 + \frac{1}{2} R_t^2 \right] \Phi(l; m, n) - \Phi(l \end{array} \right\} \quad (4.14)$$

где I — унитарная матрица.

4.2.1 Численная стабильность и дисперсия сетки

Условия устойчивости для численных решений требуют, чтобы разница между численным оператором и теоретическим решением была конечной для всех узлов сетки и на всех временных шагах. Это положение устанавливает следующие критерии устойчивости для неоднородных сред.

$$\Delta t = \frac{h}{V_{p\text{ sat}}^2 + V_s^2} \quad (4.15)$$

Где Δt — шаг по времени, h — интервал сетки в обоих направлениях r и z , $V_{p\text{ sat}}$ — насыщенная скорость быстрой сжимающей волны, а V_s — скорость сдвиговой волны. Скорость сдвиговой волны заменяется на скорость медленной волны Био для распространения акустических волн в среде, насыщенной жидкостью.

Методы отличаются друг от друга из-за усечения непрерывного оператора частных производных при разложении членов уравнения. Эта ошибка является функцией отношения размеров ячеек сетки (Δ_r и Δ_z) и длин волн (λ) распространяющихся волн. Если сетка слишком грубая, будет происходить частотная дисперсия; то есть короткие волны будут распространяться с меньшей скоростью, чем длинные волны. Эти высокочастотные колебания будут отставать от основного сигнала. Такая дисперсия уменьшается при выборе размера сетки таким образом, чтобы $\min(\Delta_r \text{ и } \Delta_z) < \lambda_{\min}/12$, где λ_{\min} — минимальная длина волны, связанная с распространяющимся сигналом.

4.2.2 Реализация источника и граничные условия

В этом исследовании в качестве временной функции источника используется форма волны Рикера.

$$f(t) = (1 - 2\pi^2 f_p^2 t^2) \exp(\pi^2 f_p^2 t^2) \quad (4.16)$$

где f_p — частота пика. Мы предполагаем радиально симметричный (т.е. взрывной) пространственно изотропный линейный источник. Значения произведения $f(t)$ и пространственной функции присваиваются узловым точкам в непосредственной близости от точки источника на каждом временном шаге. Энергия источника делится линейно между твердой и жидкой фазами, при этом весовой коэффициент для движения жидкости равен пористости, т.е. $W_f = \phi$, а для движения твердого тела $W_s = 1 - \phi$.

На верхней границе модели накладывается условие свободной поверхности, устанавливая давление равным нулю вдоль этой границы, что делает её идеальным отражателем. Аналогично, дискретизированная граница ограничивается по бокам и снизу. Однако эти границы не представляют собой реальные границы и поэтому считаются искусственными. Для уменьшения интерференции нежелательных отражений от этих искусственных границ и моделируемого сигнала применяются либо условия затухания на границах, либо модель делается достаточно большой, чтобы отражения разделялись по времени. Однако последний подход является вычислительно затратным.

В работе мы применяем граничные условия, которые разделяют волновые поля по направлению распространения аналогично потенциалу (смещениям) твердых тел и жидкостей относительно твердого тела. Применение этого граничного условия дало удовлетворительные результаты. Подробное описание метода представлено в Reynolds [9], поэтому здесь оно не повторяется.

4.2.3 Петрофизические модели: свойства твердого тела и жидкости

Теоретические разработки и лабораторные измерения указывают на то, что сейсмические параметры связаны с петрофизическими свойствами каркаса породы/почвы (упругие модули, пористость, извилистость, содержание глины) и поровой жидкости (объемный модуль, плотность, вязкость, насыщенность, температура и давление).

Влияние петрофизических параметров на сейсмические свойства, а следовательно, на сейсмические волновые формы, является полезной концепцией, заслуживающей дальнейшего детального изучения.

Возможность определения гидравлических свойств, пористости и проницаемости, характера и степени насыщенности нефтью, а также термодинамических условий резервуаров по сейсмическим волновым формам вызвала интерес в нефтяной промышленности в последнее время. Немногие интерпретационные методы использовались для обработки волновых форм с

целью определения литологии, гидравлических свойств и объемных модулей резервуаров.

Свойства зерен и каркаса

Мы сосредотачиваемся на нецементированных материалах, подобных третичным отложениям: таким образом, смесь глины и песка, насыщенная жидкостями (одной и многокомпонентной), является подходящей. Модули сухого каркаса были рассчитаны с использованием самосогласованного (S-C) метода, разработанного Berryman [10]. Метод S-C для оценки эффективных макроскопических упругих констант для неоднородной среды был сформулирован на основе теории рассеяния упругих волн и используется здесь для вычисления упругих модулей скелета смеси песка и глины. Самосогласованная теория известна тем, что дает полезные оценки модулей каркаса для нецементированных материалов и иногда предпочтительнее модели Kuster & Toksoz [11] (K-T) для вычисления модулей каркаса нецементированных материалов.

Причины предпочтения S-C модели

Причины этого предпочтения следующие:

1. Для общих эллипсоидальных включений оценки объемных модулей всегда лежат в пределах строгих теоретических границ эффективных модулей каркаса, чего теория K-T не делает.
2. Теория S-C правильно сводится ко всем известным точным результатам в соответствующих пределах.
3. Модель S-C превосходит K-T для больших концентраций включений.

Основная концепция S-C метода

Основная концепция в схеме S-C — это согласование импеданса, при котором выбирается среда встраивания таким образом, что суммарное рассеяние от всех включений идентично исчезает. Теория предсказывает неявную формулу для вычисления объемных модулей, таких как

$$\sum_{i=1}^N c_i (K_i - K^*) P^{*i} = 0 \quad (4.17)$$

$$\sum_{i=1}^N c_i (\mu_i - \mu^*) Q^{*i} = 0 \quad (4.18)$$

Где

$$P^{*i} = \frac{1}{3} T_{ijj}^i \text{ и } Q^{*i} = \frac{1}{3} \left(T_{ijj}^i - \frac{1}{3} T_{iij}^i \right) \quad (4.19)$$

Здесь c_i , μ_i и K_i — объемная концентрация, модуль сдвига и объемный модуль соответственно для i -го компонента композита А-фазы. Деформационные коэффициенты T_{iij} и T_{ijj} являются функциями соотношения сторон и свойств твердой матрицы и жидкости в порах, и их полные выражения приведены в работах [1, 11]. Значения соотношения сторон 0.02 для пор, связанных с глиной, и 0.12 для пор, связанных с песком, были сообщены в литературе [12] и используются в данной работе.

В рамках схемы самосогласования (S-C) рассматриваются три компонента: кварцевые зерна ($i=1$), частицы глины ($i=2$) и поры ($i=3$), а сухой каркас представлен как трехфазный композит. Кварцевые зерна имеют объемную долю $c_1=(1-\phi)(1-V_{ct})$, частицы глины $c_2=(1-\phi)V_{ct}$, а поры $c_3=\phi$, где V_{ct} — содержание глины. Мы используем соответствующие модули для глины и кварцевых зерен (Таблица 1.1), а поры имеют модули вакуума ($K_3=0$ и $\mu_3=0$). Для решения неявной формулы для композитного сухого каркаса K^* и μ^* используется итерационная схема.

$$(K^*)_{n+1} = \sum_{i=1}^N c_i K_i (P^{*i})_n / \sum_{i=1}^N c_i (P^{*i})_n \quad (4.20)$$

и

$$(\mu^*)_{n+1} = \sum_{i=1}^N c_i \mu_i (Q^{*i})_n / \sum_{i=1}^N c_i (Q^{*i})_n \quad (4.21)$$

В зависимости от контраста в объемных модулях требуется 10 итераций или меньше для сходимости, когда последовательные итерации удовлетворяют критерию точности таким образом, что сумма абсолютных значений относительных ошибок для объемных и сдвиговых модулей составляет

Таблица 4.1

Физические свойства твердых компонентов, использованных в модели

Параметры	Единицы измерения	Песок	Глина
Объемный модуль (K_b)	Па	$3,6 \times 10^{10}$	$2,0 \times 10^{10}$
Модуль сдвига (μ)	Па	$2,5 \times 10^{11}$	$0,76 \times 10^{10}$
Плотность	кг/м ³	$2,65 \times 10^3$	$2,6 \times 10^3$

Модель S-C используется для оценки клетчатых свойств сухого каркаса, а модель Гассмана применяется для учета эффектов релаксации жидкости. Плотность матрицы выражается относительно объемных долей песка и глины. Результирующая плотность твердой матрицы P_m задается как

$$\rho_m = \rho_s(1 - V_{cl}) + \rho_{cl1}V_{cl} \quad (4.22)$$

где ρ_s — плотность песчинок, ρ_{cl} — плотность глины, а V_{cl} — объемная доля глины.

Свойства жидкости

Объемный модуль смеси жидкости, скажем, масла и воды, изменяется с долей насыщения одного из компонентов в соответствии с уравнением Вуда. Для системы масло-вода объемный модуль K_f задается как

$$K_f = (k_{water} / k_{oil}) / (k_{oil} S_{water} + k_{water} S_{oil}) \quad (4.23)$$

где K_{water} — объемный модуль воды, K_{oil} — объемный модуль масла, S_{oil} — доля насыщения маслом, а S_{water} — доля насыщения водой, равная $1 - S_{oil}$.

Для системы масло-вода в породе или почве средняя плотность ρ_b среды задается как

$$\rho_b = \phi S_{water} \rho_{water} + \phi S_{oil} \rho_{oil} + (1 - \phi) \rho_m \quad (4.24)$$

где ρ_m — плотность матрицы, а ρ_{oil} и ρ_{water} — плотности масла и воды соответственно. Объемная вязкость жидких смесей η_f задается как

$$\ln \eta_f = S_{water} \ln \eta_{water} + (1 - S_{water}) \ln \eta_{oil} \quad (4.25)$$

Свойства этих жидкостей значительно изменяются в зависимости от температуры ТТТ и давления РРР. Основные свойства или параметры, сильно зависящие от этого, это объемные модули, плотность и вязкость. Модели, описывающие эффекты поровых жидкостей на сейсмические параметры (скорость и затухание), явно используют параметры жидкости, такие как плотность и объемные модули. Наличие аналитических выражений для расчета свойств жидкостей необходимо для разработки более реалистичных моделей, описывающих эффекты поровых жидкостей на сейсмические свойства в условиях месторождения.

В этом анализе использовались выражения, предоставленные [1] для плотностей, скоростей и вязкостей масла, газа, соленой воды и воды как функции температуры и давления. Зная или рассчитав модули сухого каркаса, и используя

схему замены жидкости [1,2,3], можно исследовать эффекты поровых жидкостей при различных условиях насыщенности, температуры и давления на сейсмические параметры и, следовательно, на форму сейсмической волны. Модель Гассмана [13] связывает модули жидкостью насыщенной пористой среды с модулями каркаса, зерен и поровой жидкости. Хотя модель является высокоидеализированной, она действительна при низких сейсмических частотах.

Эффективный объемный модуль насыщенной жидкостью породы K_{sat} связан с сухим каркасом K_{dry} через уравнение Гассмана:

$$\frac{K_{sat}}{K_r - K_{dry}} = \frac{K_{dry}}{K_r - K_{dry}} + \frac{K_f}{\phi(K_r - K_f)} \quad (4.26)$$

где K_f — объемный модуль поровой жидкости, K_r — объемный модуль матрицы, а ϕ — пористость. Модуль сдвига насыщенной породы μ_{sat} такой же, как и у сухого каркаса μ_{dry} .

Прохождение акустической волны через пористую насыщенную среду приводит к движению поровой жидкости под воздействием дифференциального давления, так как волны ускоряются за твердым каркасом. При низких частотах поровая жидкость эффективно заблокирована каркасом, и, следовательно, нет относительного движения между поровой жидкостью и твердым каркасом. Однако при высоких частотах инерционные эффекты вызывают отставание движения поровой жидкости от движения твердого каркаса, что приводит к более высоким скоростям. Этот феномен, который можно объяснить механизмом локального потока [1], приводит к явлению дисперсии скорости и частотно-зависимому затуханию, которые зависят от вязкости поровой жидкости, геометрии пор и эффективного давления и температуры. Этот механизм имеет значение для понимания того, как вязкость, температура и свойства порового пространства влияют на сейсмические свойства и формы волн.

В общем, более быстрые компрессионные и поперечные волны практически не подвержены затуханию на всем диапазоне частот, и затухание стремится к нулю при низких и высоких частотах. Максимальное затухание происходит на частотах, при которых материальные и вязкие эффекты примерно равны по величине. Медленная волна, напротив, является диффузной, проявляя высокое затухание в широком диапазоне частот, и поэтому ее трудно обнаружить, особенно в неконсолидированных материалах.

Характер и характеристики распространения волн в насыщенной жидкостью среде явно различаются и зависят от твердых и жидких свойств среды. Взаимодействие волн, исходящих от источника распространения, приводит к перераспределению энергии или мощности, что отражается в спектре волн и является проявлением физических свойств среды.

4.3 Численные эксперименты: примеры и дискуссии

4.3.1 Спектральный анализ и извлечение спектральных характеристик

Спектральные отпечатки сейсмических волн изменяются по мере их распространения через насыщенную жидкостью пороупругую среду. Эти модификации, включающие изменения формы спектра мощности, распределения мощности и частотного содержания, вызваны изменениями в литологии и/или петрофизических свойствах среды. Литологические факторы включают изменения или развитие пористости, которые, в свою очередь, вызывают изменения в импедансе. Изменения в спектральных отпечатках, вызванные петрофизическими свойствами среды, связаны с изменениями в свойствах жидкости и их взаимодействием с твердым каркасом. Работа Джонса (1986) указывает на то, что взаимодействие смесей жидкостей с пористой матрицей, при значительных различиях между объемными модулями и вязкостями, усиливает внутреннее затухание, зависящее от частоты. Однако фундаментальное отношение между сейсмическим поглощением или затуханием и петрофизическими свойствами пока мало изучено в литературе.

В данной работе предлагается и исследуется схема для количественной оценки этих спектральных отпечатков и их модификаций и для связи их с петрофизическими и литологическими свойствами. Техника может быть легко автоматизирована, что снижает ее субъективность, и может иметь преимущества перед выбором спектральных пиков в анализе формы волн, особенно в условиях наличия шума. Спектральные характеристики извлекаются из спектральных отпечатков и используются в качестве дискриминационных критериев для определения уровней насыщения флюида, изменений температуры и пористости. Процедура включает вычисление спектра мощности из временной формы волны, который затем разбивается на три энергетические или мощностные полосы, α , β , θ (рис. 4.1).

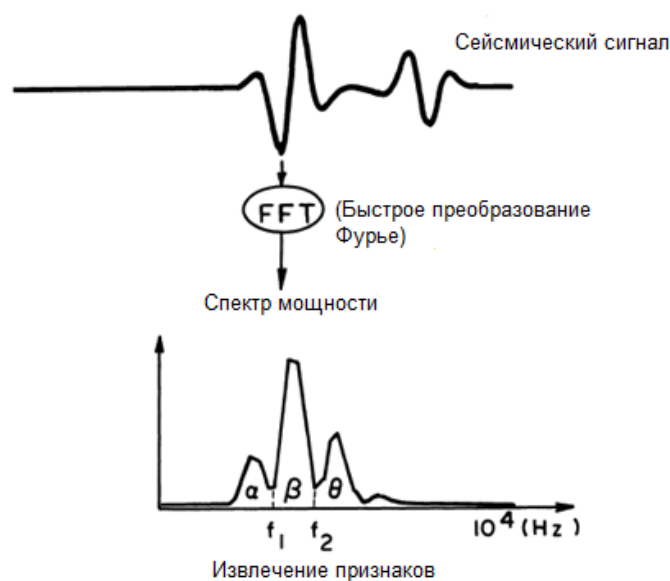


Рисунок 4.1 - Иллюстрация метода извлечения признаков и типа количественных параметров, извлеченных из спектральных сигнатур

Относительная мощность в каждой полосе (мощность в полосе, нормализованная по отношению к общей мощности), отношения мощности между полосами, общая мощность в спектре и средняя частота спектральной плотности извлекаются в качестве сейсмических спектральных характеристик. Концептуально эти спектральные свойства или характеристики контролируются в основном временными различиями в приходах импульсов и модифицируются изменениями в спектральной реакции двух фаз. Затем эти характеристики связываются с литологическими и петрофизическими свойствами среды. Кроме того, была исследована идея количественного описания спектров на основе квантильных частот, предложенная Дилеем и Иствудом [14]. Каждый спектр был разбит на 10, 40 и 70 процентных сегментов мощности в пределах указанной эффективной полосы пропускания, содержащей большую часть энергии. Например, P процентная квантильная частота указывает на частоту, на которой P процентов от общей энергии в пределах полосы пропускания. Затем каждая квантильная частота нормализуется максимальной частотой в эффективной полосе пропускания исходного спектра. Эти нормализованные квантильные частоты затем связываются с литологическими и петрофизическими свойствами среды. Схематическое изображение процедуры квантификации с использованием квантильных частот показано на рисунке 4.2.

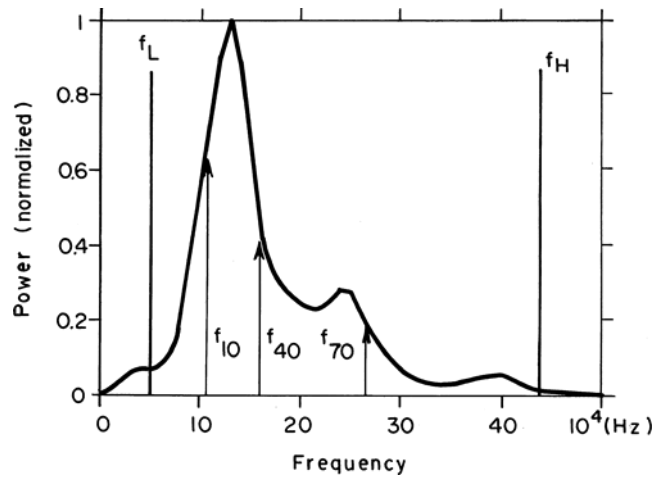


Рисунок 4.2 - Иллюстрация квантилей частот f_{10} , f_{40} , f_{70} которые разбивают спектр мощности на энергетические сегменты в пределах эффективной полосы пропускания данных $f_L \rightarrow f_H$.

Физические свойства выбранных твердых материалов соответствуют неконсолидированным пескам, которые существуют на нефтяном месторождении РТ, и приведены в таблице 1. Эти пески, служащие резервуарами для углеводородов, включая тяжелую нефть, характеризуются низкой концентрацией глинистых минералов (менее 10 процентов). Флюидная фаза добывающих установок состоит из насыщающей нефти и пресной воды. Исследования также показывают, что типичная средняя пористость в формации составляет 30 процентов, а средняя проницаемость - 3000 мД. Насыщающая тяжелая нефть имеет плотность API 12.5 и амбиентную вязкость 800 сП (где API = $141.4 / \rho_o - 131.5$, а ρ_o - плотность опорной нефти в г/см³ при 15,6 °С). Обычно значения API варьируют в диапазоне от примерно 10 для тяжелых нефтей до почти 100 для легких конденсатов [1]. Вышеуказанные петрофизические параметры используются в сочетании с физическими свойствами из таблицы 1 для описания характеристик твердой структуры. В численных экспериментах, проведенных в данной работе, модули упругости и плотность зерен, а также процент глины, остаются одинаковыми для всех проанализированных примеров.

Таблица 4.2

Физические свойства твердых компонентов, использованных в модели

Параметры	Единицы измерения	Песок	Глина
Объемный модуль (Kb)	Па	$3,6 \times 10^{10}$	$2,0 \times 10^{10}$
Модуль сдвига (μ)	Па	$2,5 \times 10^{11}$	$0,76 \times 10^{10}$
Плотность	кг/м ³	$2,65 \times 10^3$	$2,6 \times 10^3$

Мы моделируем распространение сейсмических волн через насыщенные жидкостью неконсолидированные среды при различных уровнях насыщения нефтью и водой при различных термодинамических условиях. Также исследуется влияние пористости среды на реакцию сейсмических волн при заданных условиях насыщенности и термодинамических условиях. Описанная методология может быть использована для понимания, исследования и интерпретации измеренных сейсмических параметров и форм волн при изменяющихся условиях месторождения. Это развитие предлагается для создания полезных концептуальных моделей для понимания сейсмической реакции определенного типа месторождения.

4.3.2 Влияние типа наполнителя пор и уровней насыщенности

Мы рассматриваем ситуацию, когда поры неконсолидированных песков полностью насыщены либо нефтью, либо водой, либо смесью нефти и воды при различных уровнях насыщенности нефтью. Свойства жидкости для определенных термодинамических условий приведены в таблице 2. Свойства при указанных давлении и температуре определяются с использованием выражений, приведенных в работе [1]. Пористость среды составляет 0,3, а температура - 40°C. Акустические волны передаются

Таблица 4.3

Свойства жидкостей при термодинамических условиях (20°C, 2 МПа), использованные в модели

Параметры	Единицы	Пресная вода	Тяжелое нефти
Объемный модуль, K	Па	$2,25 \times 10^9$	$3,60 \times 10^9$
Вязкость, η	Па с	$1,0 \times 10^{-3}$	$3,0 \times 10^{-3}$
Плотность, ρ	кг м ⁻³	$1,0 \times 10^3$	$0,983 \times 10^3$

Акустические волны передаются через такую насыщенную жидкостью среду и анализируются. Геометрия среды представляет собой цилиндрический образец диаметром 4 см и длиной 5 см, имитирующий типичные размеры

образцов, используемых в лабораторных экспериментах. На рисунке 4.3(a) показана входная волна для всех численных экспериментов, а именно волна Риккера с пиковой частотой 15 кГц. Нормализованный спектр мощности входной волны показан на рисунке 4.3(b). Формы волн после передачи через насыщенную жидкостью среду показаны на рисунке 4.3(c), а нормализованные спектры на рисунке 4.3(d). Как показано на рисунке 4.3(c), существуют два типа волн: более высокоамплитудное первое прибытие (быстрая волна), за которым следует волна меньшей амплитуды (медленная волна). Быстрые и медленные волны, распространяющиеся через насыщенные маслом среды, прибывают раньше, чем те, которые распространяются через насыщенную водой среду; то есть сейсмические волны распространяются быстрее в среде, насыщенной маслом, чем в среде, насыщенной водой. Эти различия во времени прибытия оказывают сильное влияние на спектры. Пиковая частота и распределение мощности соответствующих спектров существенно различаются в двух средах. Эти результаты были дополнительно исследованы путем количественного анализа спектров мощности для различных уровней насыщенности маслом в среде. Сравнения спектров входных и переданных волн показывают относительно более высокое ослабление мощности переданных волн на низких частотах и обогащение на более высоких частотах. Также наблюдается сдвиг пиковых частот к более высоким или более низким частотам в зависимости от того, насыщена ли среда водой или маслом (косвенный ответ на изменение скорости). Наблюдаемые распределения мощности обусловлены взаимодействиями твердой структуры с жидкостями в порах по мере распространения волн через среду. В целом, для среды, насыщенной высоковязкими жидкостями, пик релаксации находится на частотах немного ниже, чем у исходного спектра. В результате волны распространяются с нерасслабленной скоростью. Ослабление относительно низкое, что приводит к относительно меньшему затуханию амплитуд распространяющихся волн.

На рисунке 4.4(a) показаны переданные формы волн для определенной среды с различными степенями насыщенности маслом. Физические свойства твердого материала одинаковы (см. Таблицу 1) для каждого случая, при этом температура поддерживается постоянной и составляет 45 °C. Амплитуда и время первого прибытия быстрой волны постепенно уменьшаются с увеличением насыщенности маслом. Однако для медленной волны амплитуды практически не отличаются, но существенно различаются времена прибытия. На рисунке 4.4(b) показано распределение мощности (нормализованное) переданных форм волн. Распределение мощности между низкочастотной и высокочастотной областями

спектра явно различается. В частности, мощность на более низких частотах постепенно (незначительно) увеличивается с увеличением степени насыщенности маслом и значительно уменьшается на более высоких частотах. Увеличение насыщенности маслом приводит к смещению пиковых частот к более высоким значениям. Описанная выше схема квантификации спектра использовалась для извлечения спектральных характеристик. Исследовались связи между этими характеристиками и степенью насыщенности маслом среды. На рисунке 5(a) показана вариация сейсмической скорости в зависимости от степени насыщенности маслом. Сейсмическая скорость увеличивается с увеличением насыщенности маслом. На рисунке 4.5(b) относительная мощность в полосе α уменьшается с увеличением степени насыщенности маслом, в то время как относительная мощность в полосе β увеличивается с увеличением насыщенности маслом. Отношение относительной мощности в полосах α и β уменьшается с увеличением степени насыщенности маслом, как показано на рисунке 4.5(d). С увеличением насыщенности маслом мощность на более низких частотах распространяющейся формы волны уменьшается относительно промежуточных частот. Из рисунков 4.5(e) и (f) следует, что как 10-процентные, так и 40-процентные нормализованные квантильные частоты уменьшаются с увеличением насыщенности маслом. На основе этих численных экспериментов можно предположить, что существуют связи между сейсмическими спектральными характеристиками и степенью насыщенности маслом, которые требуют тщательного изучения. Эти связи показывают, что степень насыщенности маслом сильно влияет на сейсмические спектральные характеристики и что сейсмические методы могут быть использованы для прогнозирования степени насыщенности маслом. С учетом этих связей можно, например, предположить, что увеличение сейсмической скорости с сопутствующим увеличением отношения относительной мощности в полосах и уменьшением квантильных частот может указывать на увеличение степени насыщенности маслом в пласте.

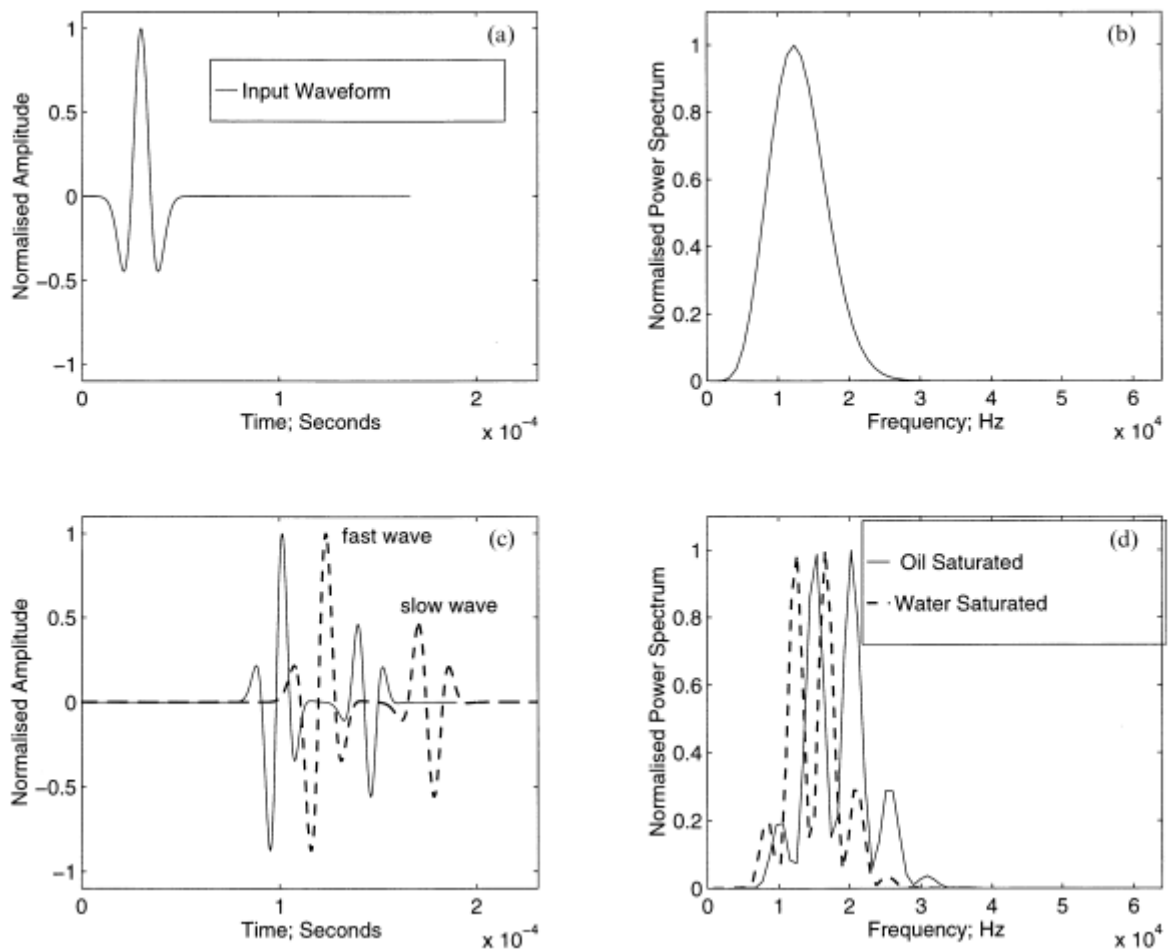


Рисунок 4.3. (а) Входная форма сигнала: вейвлет Рикера с пиковой частотой 15 кГц. (б) Нормированный спектр мощности входной формы сигнала. (с) Принятые формы сигнала после прохождения через насыщенную жидкостью среду. (д) Нормированные спектры мощности принятых форм сигнала

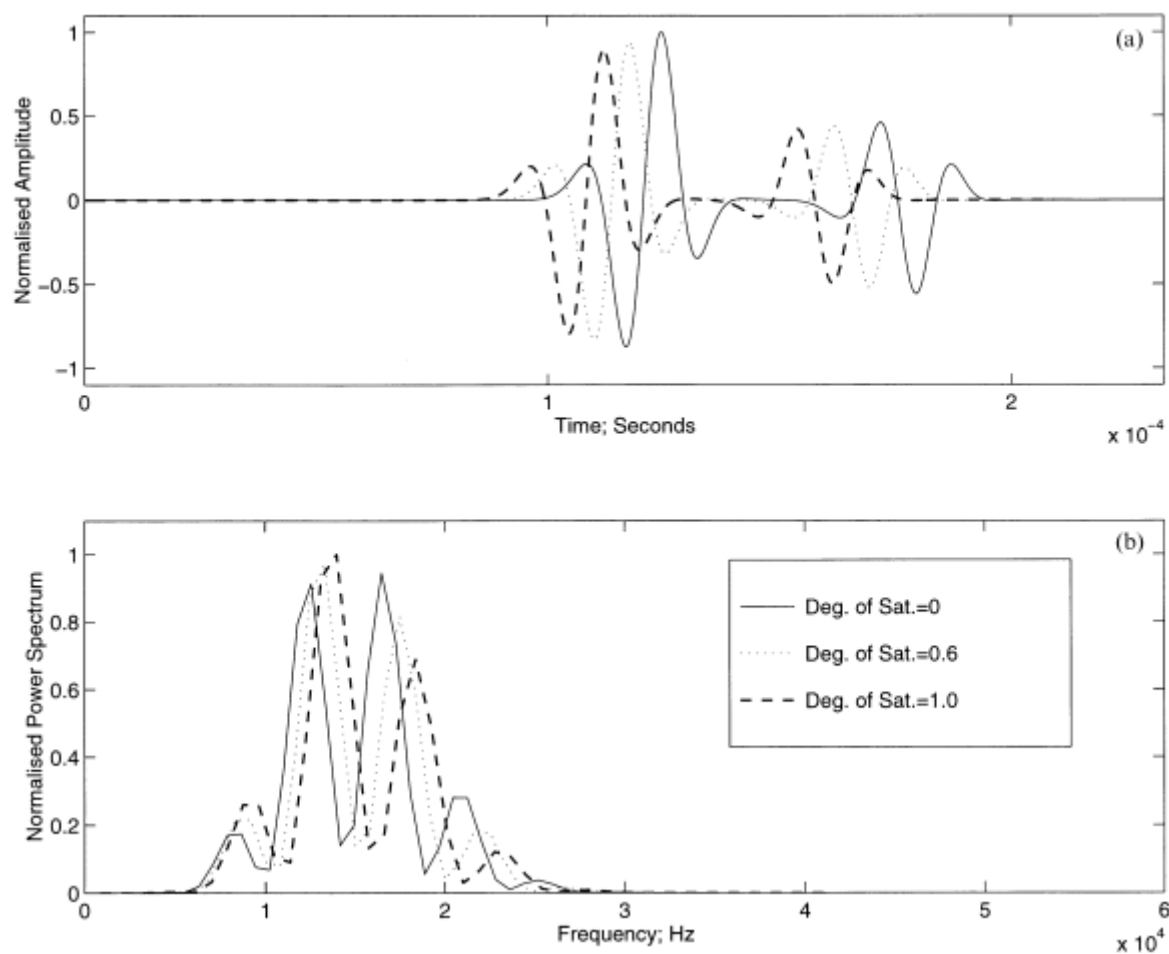


Рисунок 4.4. (а) Формы сигналов после прохождения через насыщенную среду с различной степенью насыщения нефтью. (б) Распределение мощности в спектрах сигналов после прохождения через насыщенную среду с различной степенью насыщения нефтью

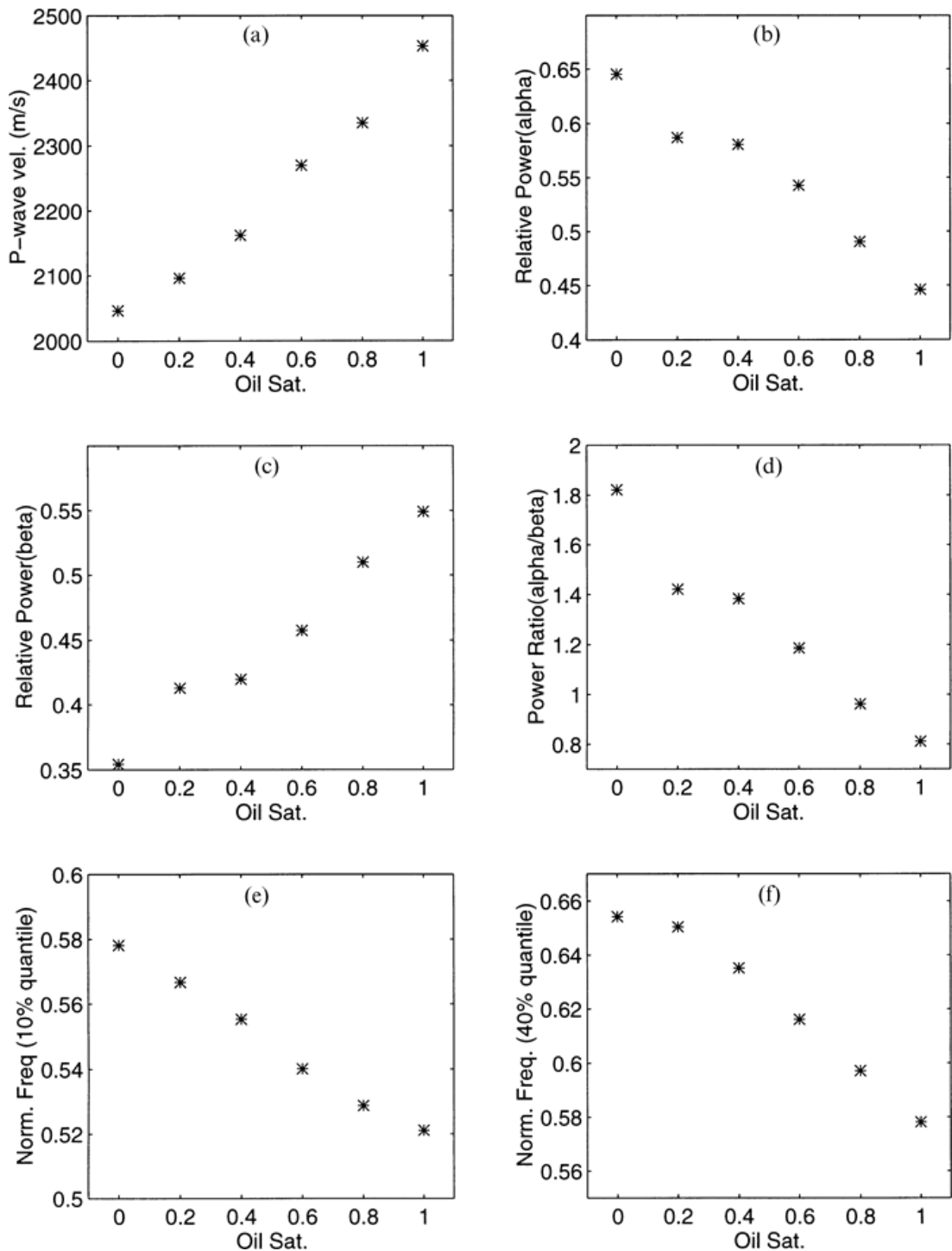


Рисунок 4.5. Связь между скоростью, спектральными параметрами и степенью насыщенности нефтью. (а) Изменение сейсмической скорости с уровнем насыщенности нефтью. (б) Изменение относительной мощности в полосе α с насыщенностью нефтью. (в) Изменение относительной мощности в полосе β с насыщенностью нефтью. (г) Изменение отношения относительных мощностей в полосах α и β с насыщенностью нефтью. (д) Изменение 10-процентного квантильного частоты с насыщенностью нефтью. (е) Изменение 40-процентного квантильного частоты с насыщенностью нефтью.

4.3.3 Влияние температуры на сейсмическую реакцию

Закачка пара в пласты тяжелой нефти и битуминозных песков резко снижает вязкость нефти, тем самым повышая нефтеотдачу на месторождении. Этот процесс увеличивает сжимаемость пласта и усиливает вязкую диссипацию. Исследованы изменения спектральных характеристик и сейсмической скорости в зависимости от температуры нефтенасыщенной среды. Влияние температуры на сейсмическую скорость и спектральные характеристики моделировалось путем включения температурных зависимостей в свойства флюида. Как видно на рис. 4.6(а), с увеличением температуры среды сейсмическая скорость уменьшается. Относительная мощность в зоне А увеличивается с ростом температуры (рис. 4.6б), а в зоне В уменьшается с увеличением температуры (рис. 4.6в). Отношение относительной мощности в зонах А и В увеличивается с ростом температуры, как показано на рис. 4.6(г). Значения нормированных 10-процентных квантильных частот увеличиваются с ростом температуры среды (рис. 4.6д). Однако значения 40-процентных нормированных квантильных частот нелинейно уменьшаются с температурой в нижнем температурном диапазоне (45–75°C), но нечувствительны к изменениям в промежуточном температурном диапазоне (75–95°C). Значения возрастают при максимальной температуре 105 °С. Это может быть результатом дарсианского сопротивления, связанного с относительным движением между твердой и жидкой средами. При высокой вязкости жидкости (соответствующей низкой температуре) твердая и жидкая среды колеблются синфазно, а при низкой вязкости жидкости (высокой температуре) — нет. Это может привести к перераспределению энергии в среде и, следовательно, к возможному увеличению процентных квантильных значений. В общем, влияние температуры на распределение мощности таково, что мощность смещается в сторону более высоких частот, когда температура среды относительно низкая. В процессах интенсификации добычи нефти распределение температуры внутри пласта играет важную роль при картировании зон пониженной вязкости нефти. Такую информацию могут предоставить изменения скорости и спектральных характеристик.

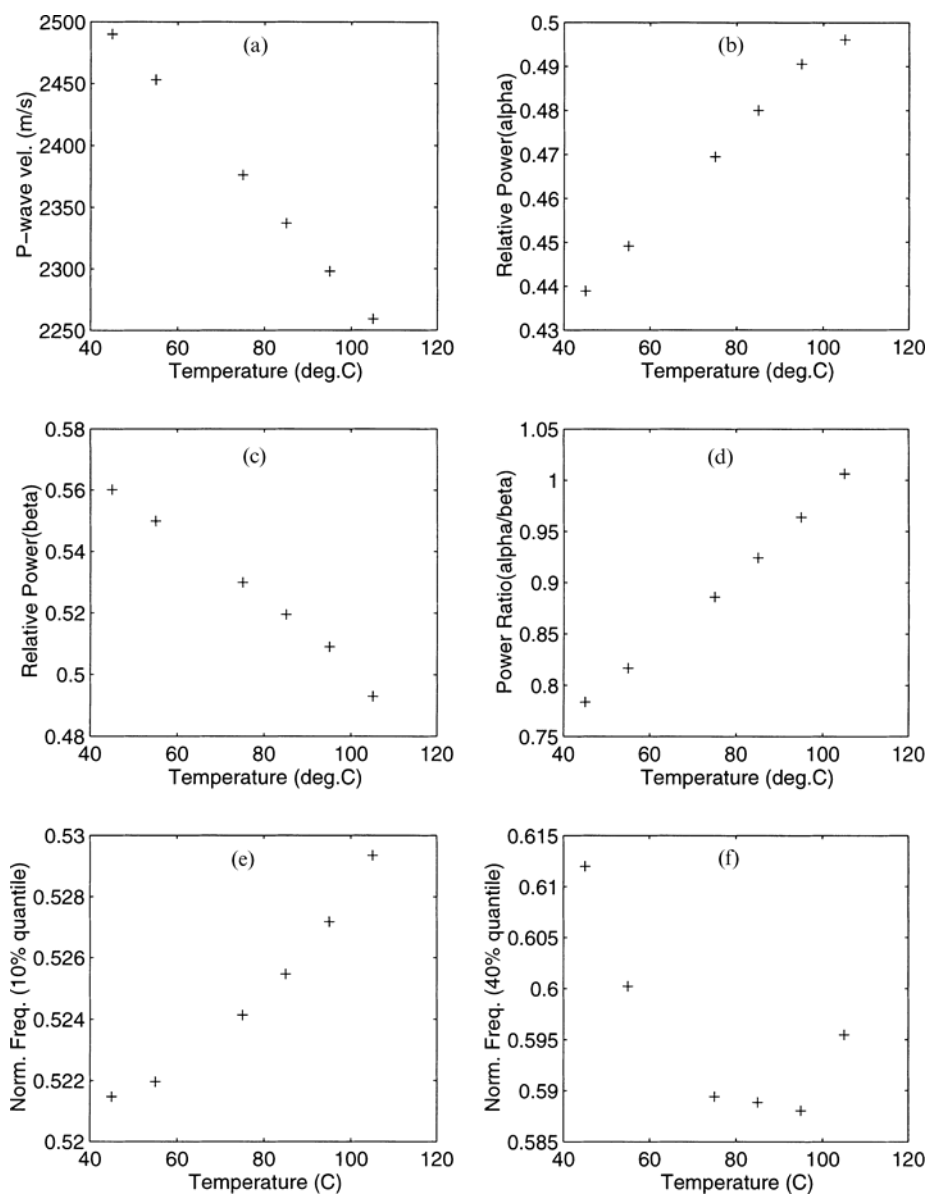


Рисунок 4.6 - Зависимость между скоростью, спектральными параметрами и температурой среды. (а) Изменение сейсмической скорости в зависимости от температуры. (б) Изменение относительной мощности в а-диапазоне с температурой. (в) Изменение относительной мощности в b-диапазоне с температурой. (г) Изменение отношения относительных мощностей в полосах а и b с температурой. е) изменение 10-процентных квантильных частот в зависимости от температуры. (ф) Изменение 40-процентных квантильных частот в зависимости от температуры.

Влияние пористости

Взаимодействие между твердой и жидкой фазами в насыщенной среде является результатом инерционной и вязкой связи, которая определяется гидродинамическими свойствами среды. Эти гидродинамические свойства, пористость и проницаемость, таким образом, влияют на распространение

акустических волн в среде. Инерционная связь определяется геометрией порового пространства, которая напрямую связана с пористостью среды. Мы исследовали влияние пористости на распространение акустических волн.

Проницаемость среды остается постоянной и составляет 3000 мД.

Форма сигнала источника и его спектр для целей сравнения показаны на рисунках 4.7(а) и (б) соответственно. Рис. 4.7(с) и (г) проиллюстрировать влияние пористости на распространение акустических волн в водонасыщенной среде.

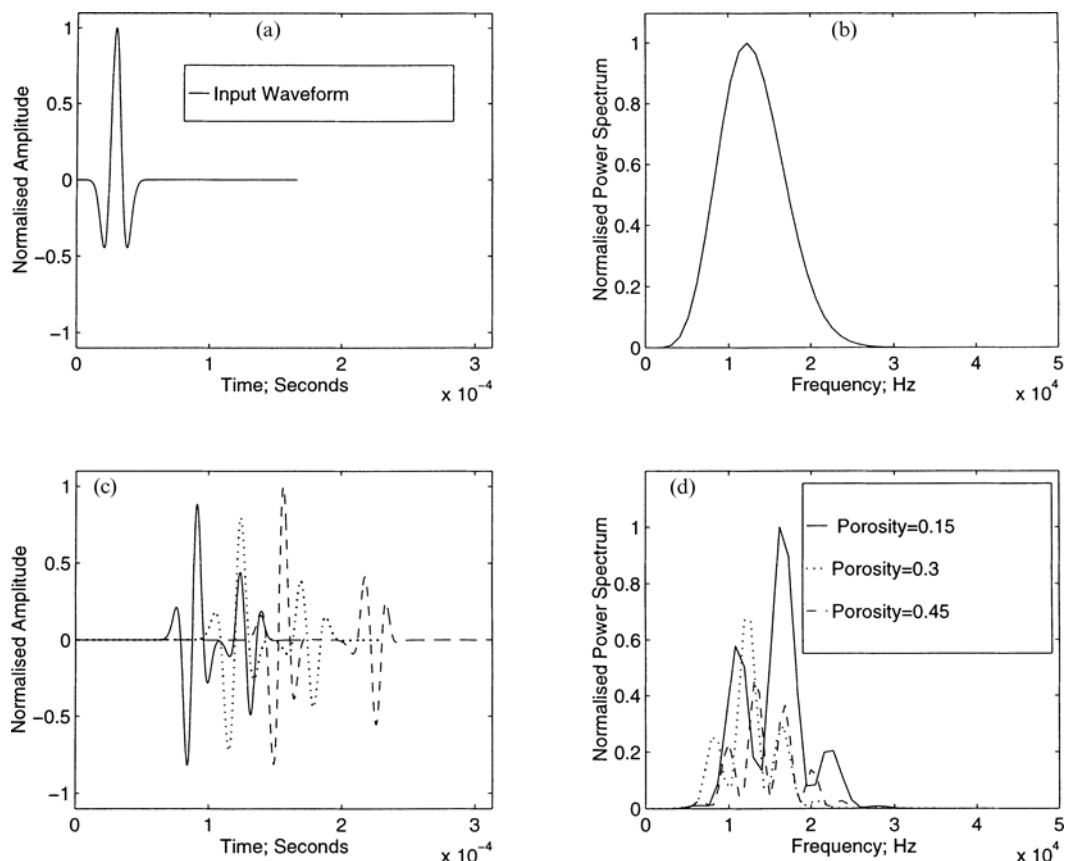


Рисунок 4.7. (а) Форма входного сигнала: вейвлет Рикера с пиковой частотой 15 кГц. (б) Нормализованный спектр мощности входного сигнала. (в) Полученные сигналы после прохождения через насыщенные жидкостью среды с различной пористостью. (д) Нормализованные спектры мощности полученных сигналов.

Увеличение пористости увеличивает задержку времени прихода быстрой волны и, следовательно, уменьшает скорость распространения через среду. Промежуток времени между моментами прихода быстрой и медленной волны увеличивается с увеличением пористости. Спектральная мощность в целом значительно снижается на всех частотах с увеличением пористости, как показано на рис. 4.7 (д).

По мере увеличения пористости относительное движение между жидкостью и твердым телом усиливается, и доминирует влияние как вязкой, так и инерционной связи, что приводит к значительному затуханию. Мы использовали описанные выше количественные критерии для исследования влияния пористости на сейсмическую скорость и спектральные атрибуты. Как и ожидалось и показано на рис. 4.8(a), скорость распространения уменьшается с увеличением пористости. Относительная мощность в ω -полосе уменьшается с увеличением пористости, как показано на рис. 4.8(б). Относительная мощность в полосе 0 в этом случае лучше связана с пористостью и, как видно на рис. 4.8 (с), увеличивается экспоненциально с увеличением пористости. Хотя относительная мощность в полосе В не имеет какой-либо очевидной связи с пористостью, отношения между относительными мощностями в полосах а и В дают разумные зависимости, как показано на рис. 4.8 (d). Обе частоты квантилей дают очень слабое предположение об уменьшении нормализованной частоты квантилей с увеличением пористости среды, как показано на рисунках 4.8 (е) и (f).

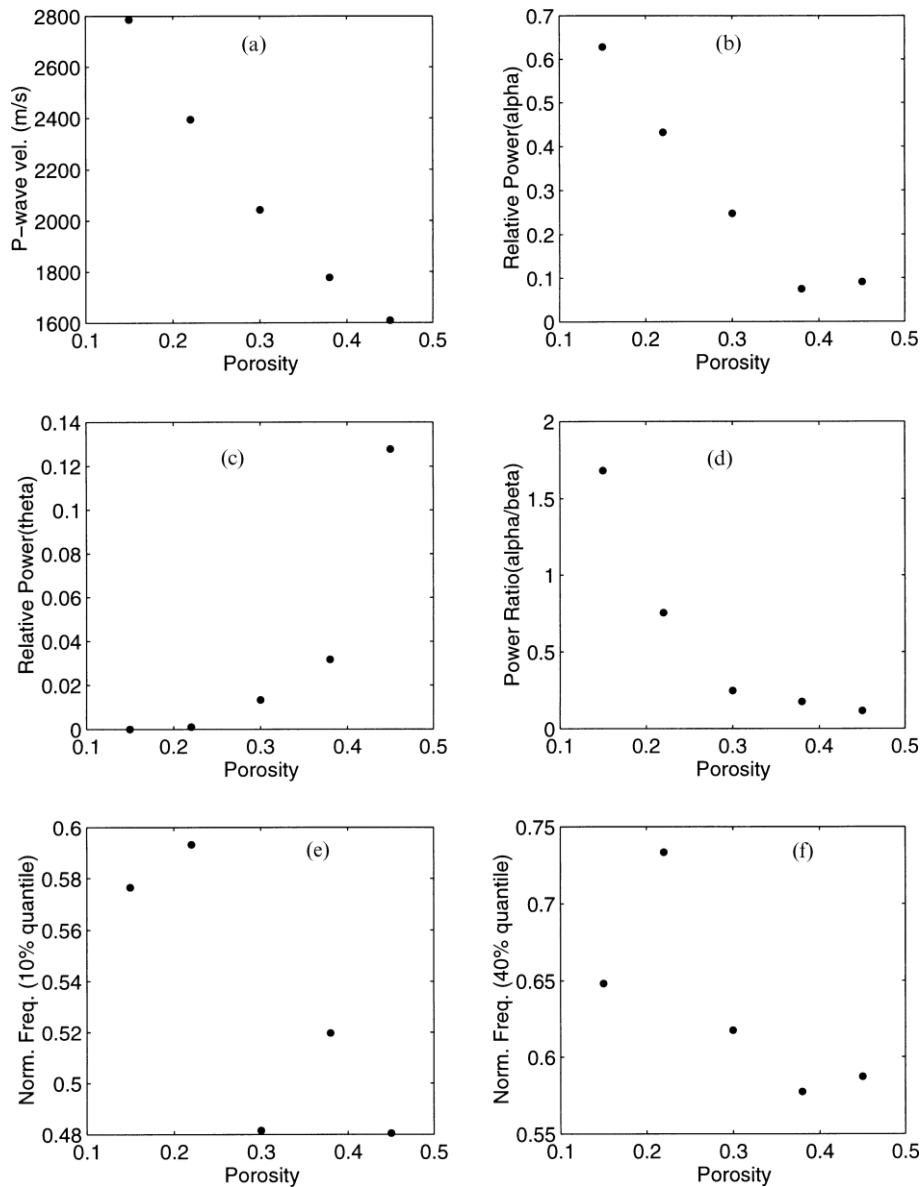


Рис. 4.8. Зависимость скорости, спектральных параметров и пористости флюидонасыщенных сред. (а) Изменение сейсмической скорости в зависимости от пористости. (б) Изменение относительной мощности в а-зоне с пористостью. (в) Изменение относительной мощности в h-диапазоне в зависимости от пористости. (г) Изменение отношения относительных мощностей в полосах а и b в зависимости от пористости. е) изменение 10-процентных квантильных частот в зависимости от пористости. (f) Изменение 40-процентных квантильных частот в зависимости от пористости.

Выводы по главе 4

Для характеристики флюидонасыщенных пластов с помощью численных экспериментов по распространению волн требуется теоретическая модель, учитывающая влияние сжимаемости горных пород и жидкостей, вязкости

жидкости, пористости, проницаемости и термодинамических условий среды на реакцию сейсмических волн. На основе теории Био была разработана новая численная схема с использованием преобразования, которое явно рассматривает эти свойства в рамках обобщенной модели. Эта модель учитывает диссипацию волн и изменения скорости. Результаты численных экспериментов показывают, что степень насыщения ВВЧ, а также температура и пористость среды сильно влияют на распределение спектральной мощности, частотный состав и скорость волн, распространяющихся через среду. Предлагается процедура количественного определения спектральных характеристик передаваемых сигналов. Обнаружено, что извлеченные количественные переменные хорошо коррелируют со степенью насыщения НВФ, температурой и пористостью среды.

Численные результаты, полученные в этом исследовании, позволяют предположить, что частотный состав, распределение мощности и скорость передаваемых волн являются сильными индикаторами степени насыщения НВР в геологической среде. В качестве альтернативы, если известны условия насыщения, эти атрибуты можно использовать для мониторинга изменений температуры и состояния насыщения флюидом в среде. Однако для полного подтверждения этих выводов необходимы тщательные лабораторные эксперименты и полевые работы. Кроме того, необходимо оценить влияние шума в формах сигналов на спектральный анализ.

Контрольные вопросы

1. Какой теоретический подход используется в новом численном методе для решения задач о распространении волн в насыщенной жидкостью среде?
2. Какие свойства среды учитывает численная схема, разработанная в рамках обобщенной модели?
3. Какое преобразование используется в численной схеме для учета петрофизических и жидкостных свойств среды?
4. На каких частотах проводятся численные эксперименты по изучению динамического поведения волн в насыщенной жидкостью среде?
5. Какое влияние оказывает степень насыщения высоковязкой жидкостью на затухание низкочастотных компонентов и сейсмическую скорость?
6. Как изменение пористости среды влияет на низкочастотные компоненты и сейсмическую скорость волны?
7. Что включает процедура спектральной количественной оценки, предложенная для получения информации о свойствах среды?

8. Какие переменные извлекаются из спектральных характеристик передаваемой волны для оценки свойств среды?

9. Какие параметры среды оказывают сильное влияние на распределение спектральной мощности и частотное содержание передаваемых волн?

10. Как коррелируют извлеченные количественные переменные со степенью насыщения ВВЖ, температурой и пористостью среды?

Литература к главе 4

1. F. K. Boadu. Wave propagation in fluid-saturated media: waveform and spectral analysis // *Geophys. J. Int.* (2000) 141. P. - 227–240.

2. Biot, M.A., 1956a. Theory of deformation of a porous viscoelastic anisotropic solid, *J. appl. Phys.*, 27. P. - 459–467

3. Clayton, R.W. & Engquist, B., 1977. Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, *Bull. seism. Soc. Am.*, 67. P. - 1529–1540.

4. Biot, M.A., 1956b. Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid, 1, Low-frequency range, *J. acoust. Soc. Am.*, 28. P. - 168–178.

5. Norris, A.N., 1986. On the viscodynamic operator in Biot's equations . of poroelasticity, *J. Wave–Mat. Inter.*, 1. P. - 365–380.

6. Boutin, C., Bonnet, G. & Bard, P.Y., 1987. Green's functions and associated sources in infinite and stratified poroelastic media, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 90. P. - 521–550

7. Hassanzadeh, S., 1991. Acoustic modeling in fluid-saturated porous media, *Geophysics*, 56. P. - 424–435.

8. Zienkiewicz, O.C. & Shiomi, T., 1984. Dynamic behaviour of saturated porous media: the generalized Biot formulation and its numerical solution, *Int. J. numer. anal. Meth. Geomech.*, 8. P. - 71–96.

9. Reynolds, A.C., 1978. Boundary conditions for the numerical solution of wave propagation problems, *Geophysics*, 43. P. - 1099–1110.

10. Berryman, J.G., 1980. Long-wavelength propagation in composite elastic media, I Spherical inclusions, *J. acoust. Soc. Am.*, 68. P. - 1809–1819.

11. Kuster, G. & Toksoz, M., 1974. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media. Part 1. Theoretical formulations, *Geophysics*, 39, 587–606.

12. Xu, S. & White, R., 1995. A new velocity model for clay and sand mixtures, *Geophys. Prospect.*, 43. P. - 119–118.

13. Gassmann, F., 1951. *Über die elastizität poröser medien*; viert, *Naturf. Gesell. in Zurich*, 96. P. - 1–23.

14. Dilay, A. & Eastwood, J., 1995. Spectral analysis applied to seismic monitoring of thermal recovery, *Leading Edge*, 14. P. - 1117–1124.