

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР

НА ПРАВАХ РУКОПИСИ

УДК 550.311+550.341



Краснощеков Дмитрий Николаевич

**Разномасштабные неоднородности глубинных оболочек Земли как
отражение динамических процессов комплексной системы внутреннее –
внешнее ядро**

Специальность 25.00.10 – Геофизика, геофизические методы поисков полезных
ископаемых

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

МОСКВА 2016

Оглавление

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ.....	5
1 СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ЯДРА ЗЕМЛИ ПО ЛИТЕРАТУРНЫМ ДАНЫМ	15
1.1 Жидкая и твёрдая оболочки ядра	15
1.2 Химический состав и формирование ядра	19
1.3 Граница внутреннего ядра Земли	22
1.4 Тэйлоровский цилиндр во внешнем ядре	27
1.5 Дифференциальное вращение внутреннего ядра	31
1.6 Сейсмическая анизотропия	34
1.7 Дихотомия сейсмической анизотропии твёрдого ядра Земли	40
1.8 Динамические и минералогические модели твёрдого ядра Земли	43
1.9 Выводы к главе 1. Задачи работы	51
2 МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АНАЛИЗА ВОЛНОВЫХ ФОРМ, СВЯЗАННЫХ С ЯДРОМ ЗЕМЛИ.....	53
2.1 Сейсмические фазы, связанные с ядром Земли, как инструмент его исследования.....	53
2.2 Обнаружение слабых волновых форм РКіКР, их свойства и связь с особенностями структуры отражающей границы.....	59
2.3 Инновационный метод анализа сейсмической коды с помощью методики обработки пространственных данных альфа-шейп и его применение к выделению слабой коды РКіКР	68
2.3.1 α -шейп k-ого порядка.....	72
2.3.1.1 α -шейп k-ого порядка и отскакивающие данные.....	73
2.3.1.2 Восстановление структуры	74
2.3.2 Алгоритм и обработка	76
2.3.2.1 Обработка временных последовательностей	77

2.3.2.2 Применение к синтетическим данным	82
2.3.2.3 Обработка реальных данных.....	85
2.3.2.4 Оценка погрешности.....	87
2.3.3 Применение алгоритма к измерению длительности коды.....	90
2.3.4 Выводы к разделу 2.3	95
2.4 Оценки затухания сейсмических волн во внутреннем ядре по коде PKiKP	96

3 РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ВОЛН РКР В ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ И ПОЛЯРНЫХ ПЛОСКОСТЯХ..... 100

3.1 РЕЗУЛЬТАТЫ ЗОНДИРОВАНИЯ ОБЛАСТИ ЯДРА ПОД АФРИКОЙ И АВСТРАЛИЕЙ ...	100
3.1.1 Общая характеристика данных.....	100
3.1.2 Параметризация дифференциальных времен.....	105
3.1.3 Анизотропия внутреннего ядра под Африкой	108
3.1.4 Особенности дифференциальных невязок на станциях NNET	110
3.1.5 Неоднородности в мантии.....	113
3.1.6 Аномалия скорости во внешнем ядре	115
3.1.7 Обсуждение.....	121
3.1.8 Выводы к разделу 3.1	122
3.2 РЕЗУЛЬТАТЫ ЗОНДИРОВАНИЯ ОБЛАСТИ ЯДРА ПОД ЮГО-ВОСТОЧНОЙ АЗИЕЙ и АВСТРАЛИЕЙ	123
3.2.1 Сейсмические данные.....	123
3.2.2 Мантийные поправки.....	130
3.2.3 Влияние ядра Земли	133
3.2.4 Модели	138
3.2.4.1 Слоистая структура.....	138
3.2.4.2 Локальная неоднородность	145
3.2.5 Обсуждение результатов	157
3.2.6 Выводы к разделу 3.2.....	163

4 СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КРОВЛИ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ КОДЫ РКІКР	165
4.1 Сейсмические данные	165
4.2 Результаты обработки	172
4.2.1 Форма коды.....	172
4.2.2 Оценка добротности.....	176
4.3 Структурные модели и механизмы, приводящие к рассеянию волн в кровле внутреннего ядра Земли	180
4.4 Динамические процессы в кровле внутреннего ядра Земли	183
4.5 Выводы к главе 4.....	185
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	186
ПОЛНЫЙ СПИСОК НАУЧНЫХ РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ (В АЛФАВИТНОМ ПОРЯДКЕ):.....	189
ЛИТЕРАТУРА	192

Введение

Актуальность проблемы. В настоящее время одним из наиболее динамично развивающихся направлений геофизики являются исследования ядра Земли. Результаты этих исследований предлагают всё более сложную картину свойств, структуры и динамики комплексной системы внутреннее – внешнее ядро. Многообразие опубликованных скоростных и структурных разрезов и моделей приводит к возникновению противоречий и концептуальных коллизий. Вместе с тем, сложившиеся представления о структуре и свойствах ядра Земли невозможно рассматривать в отрыве от успехов, достигнутых в смежных областях. Так, возможность формирования и поддержания глобальных неоднородностей во внешнем ядре представляется критически важной в теории самоподдерживающегося магнитного геодинамо. Надёжная оценка физических параметров и размера неоднородностей зоны перехода внутреннее – внешнее ядро Земли может быть конвертирована в более высокую точность оценки производных физических и термодинамических параметров в физике конденсированного состояния вещества. А механизм анизотропии внутреннего ядра неразрывно связан с кристаллографией железа. В этой связи одной из наиболее актуальных задач является выявление, оценка и интерпретация разномасштабных неоднородностей ядра Земли в терминах динамических процессов, протекающих в комплексной системе внутреннее-внешнее ядро. Решение этой задачи требует поиска, всестороннего анализа и интерпретации новых данных, способных упростить описание системы или устранить существующие противоречия. Такая возможность обеспечивается повышающейся доступностью цифровых данных мировой сети сейсмологических наблюдений и улучшением качества самих данных. Расширение фактического материала идёт как за счет более богатой географии станций регистрации, так и за счет повышения технических характеристик сейсмологической аппаратуры. Анализ данных новых трехкомпонентных станций и станций группирования позволяет расширять область ядра Земли, просвечиваемую сейсмическими лучами,

а современные цифровые каналы позволяют привлекать записи более слабых событий, анализ которых был ранее недоступен вследствие, например, недостаточной чувствительности или динамического диапазона аппаратуры. Новые, расширенные наборы данных по отражённым и рефрагированным волнам плотно зондирующим отдельные регионы ядра Земли дают более высокое разрешение, что позволяет не только выявлять локальные неоднородности, но и отслеживать пространственно-временную динамику этой геооболочки. Новый качественный уровень интерпретаций цифровых данных также опирается на применение инновационных методик обработки сейсмограмм. Впервые в сейсмологической практике к анализу временных рядов начали применяться методы обработки многомерных образов и форм из классической и вычислительной геометрии. Таким образом, развитый методологический инструментарий и новое качество цифровых данных позволяют перейти от задачи идентификации неоднородностей ядра Земли к более актуальной проблеме комплексного описания трёхмерных изображений структурных особенностей ядра Земли в терминах его динамических процессов. Кроме того, актуальность работы определяется не только потребностями сейсмологии, но и текущими запросами кристаллографии, минералогии, теории магнитного геодинамо и геохимии, которые активно участвуют в формировании наших представлений о пространственно-временном ходе развития динамических процессов в ядре.

Целью работы является оценка размеров и физических свойств неоднородностей в жидком и твёрдом ядре Земли и интерпретация полученных результатов в терминах его структурных элементов и динамических процессов.

Направление исследований.

1. Обобщение известных экспериментальных результатов и современных представлений о структуре и свойствах комплексной системы внутреннее – внешнее ядро Земли.

2. Систематизация различных сценариев развития динамических процессов в ядре Земли и их отражения в характеристиках отражённых и рефрагированных объёмных волн.

3. Обзор методов изучения геофизической среды, включая определение её пространственных и физических параметров с использованием объёмных волн.

4. Разработка и реализация алгоритмов для оценки параметров геофизической среды по данным сейсмической коды с использованием методов обработки многомерных образов и форм. Адаптация разработанных алгоритмов для работы со слабой кодой, сформированной на неоднородностях внутреннего ядра Земли.

5. Формирование нереляционной базы данных экспериментальных волновых форм. Выявление экспериментальных закономерностей и особенностей волнового поля сейсмических фаз, связанных с ядром. Исследование возможности использования собранной базы данных для изучения структурных неоднородностей ядра Земли и соответствующих ограничений.

5. Комплексное исследование поля рефрагированных и отражённых волн, включая всесторонний анализ отдельных волновых форм и сейсмической коды. Моделирование в рамках стандартных и модифицированных моделей Земли с учётом различных динамических сценариев геофизических процессов в ядре Земли. План исследований требует выявить пространственные закономерности изменения волнового поля, определить типы структурных моделей, ответственных за обнаруженные изменения, и на основании установленных феноменологических соотношений предложить способ описания зондируемой области ядра Земли в терминах актуальных геофизических процессов, а также изучить возможность обобщения полученных результатов на другие регионы ядра. Анализ цифровых данных в настоящей работе состоит в установлении закономерностей проявления эффектов разномасштабных структурных неоднородностей и сейсмической анизотропии на волновое поле рефрагированных и отраженных волн, выполнении компьютерных расчетов синтетических волновых форм и установлении соответствия расчетных и экспериментальных данных.

Методы исследований, достоверность и обоснованность результатов. Исследование проведено методом отражённых и рефрагированных волн. В ходе

исследования измерялись времена пробега, амплитуды и периоды волновых форм, рефрагированных во внутреннем ядре, а также отражённых от границы внутреннее – внешнее ядро Земли. Сейсмическая добротность внутреннего ядра определялась посредством аппроксимации коды отражённых волн модельной функцией. Разработка теоретических положений и создание на их основе алгоритмов стало возможным благодаря комплексному использованию теоретических и экспериментальных подходов. Для проверки разработанных моделей использовалось численное имитационное моделирование. Собранная экспериментальная база данных состоит из волновых форм, зарегистрированных трёхкомпонентными станциями и системами группирования. Кроме того, использовались измерения времен пробега рефрагированных волн, которые были ранее опубликованы в научной печати. Волновые формы базы данных соответствуют записям землетрясений и взрывов на эпицентральных расстояниях от 145° до 155° для волн с точкой поворота в ядре Земли, и от 6° до 95° для отражённых волн. В качестве базовых, были приняты стандартные скоростные модели Земли *PREM* и *ак135*. Адаптированные модели среды подбирались с использованием экспериментальных данных из условий минимизации невязки измеренного времени пробега и (или) максимальной корреляции теоретической и экспериментальной волновой формы. Для трассировки лучей и расчета теоретических сейсмограмм использовались известные из научной литературы стандартные алгоритмы, реализованные на языке программирования Фортран. В ходе выполнения работ для задач анализа данные и визуализации результатов использовались следующие программные пакеты: SAC (Seismic Analysis Code), Geotool, TauP, Matlab, Origin, GMT (Generic Mapping Tool). Разработанные теоретические и прикладные методы и модели тестировались с привлечением моделирования, а также проходили экспериментальную апробацию. Полученные результаты сопоставлялись с известными экспериментальными данными независимых исследователей и не противоречат базовым физическим понятиям и законам.

Защищаемые положения.

1. Невязки дифференциального времени пробега волн с точкой поворота во внутреннем и внешнем ядре вблизи границы твёрдого ядра проявляют специфическую ковшеобразную форму зависимости от угла между осью вращения Земли и направлением сейсмического луча в точке максимального погружения во внутреннее ядро. Предложен класс моделей Земли с аномалией скорости продольных волн в 0.3 – 0.8% в цилиндрической области радиусом 1375 км во внешнем ядре, для которого теоретические невязки дифференциальных времен пробега хорошо согласуются с экспериментальными.

2. Распространение сейсмических волн во внутреннем ядре Земли под Юго-восточной Азией указывает на неоднородный характер анизотропии в этом регионе с присутствием существенных локальных вариаций. В слабо-анизотропном (менее 0.1%) восточном полушарии твёрдого ядра обнаружена локализованная неоднородность, характеризующаяся высоким уровнем анизотропии (более 2%), на глубинах более 170 км под его границей между 18° и 23° с. ш. и 125° и 135° в. д.

3. Кровля внутреннего ядра, прилегающая к имеющему мозаичный характер переходу внутреннее-внешнее ядро Земли, является областью со структурой, формирующей интенсивную коду отражённых волн. Добротность кровли твёрдого ядра по коде отражённых продольных волн составляет порядка 450, а характерный размер структурных неоднородностей не превышает нескольких километров.

4. Обнаруженные разномасштабные неоднородности структуры ядра являются следствием и отражают особенности процесса затвердевания внутреннего ядра Земли из расплава жидкого внешнего:

- цилиндрическая аномалия скорости отражает области внешнего ядра с различным динамическим режимом, характеризующиеся своими конвективными движениями,

- ограниченная область внутреннего ядра под Юго-восточной Азией, характеризующаяся повышенным уровнем анизотропии скорости

распространения сейсмических волн, соответствует локализованной аномалии затвердевания внутреннего ядра в предыдущие стадии его развития,

- кровля внутреннего ядра Земли с её высоким уровнем рассеяния сейсмических волн является областью с низкой упорядоченностью анизотропных кристаллов железа, характерной для молодого ядра.

5. Разработан и апробирован новый метод аппроксимации формы сейсмической коды с использованием обобщения одного из классических инструментов вычислительной геометрии — альфа-шейп n -го порядка. Новый метод позволяет получать устойчивые оценки временных и амплитудных параметров сейсмической коды.

Научная новизна. Личный вклад. В рамках проведённого исследования впервые приведены и проанализированы измерения объёмных волн, свидетельствующие о существовании Тэйлоровского цилиндра во внешнем ядре и локализованной анизотропной аномалии в восточном полушарии внутреннего ядра Земли. Сформулирована концепция мозаичной поверхности внутреннего ядра, проведена оценка пространственных и физических характеристик неоднородностей области перехода от твердого внутреннего к жидкому внешнему ядру. Оценка сейсмического затухания во внутреннем ядре впервые проведена с погрешностью менее 10%. Разработан принципиально новый подход к анализу сейсмической коды без использования усреднения, а с привлечением пространственных методов обработки многомерных образов и форм из классической и вычислительной геометрии. Сбор и анализ сейсмических данных проводился соискателем с участием сотрудников Лаборатории «Динамических процессов в земном ядре» ИДГ РАН. В частности, основные расчеты при анализе дифференциальных амплитуд РКР в разделе 3.2.6 выполнены к.ф.-м.н. Каазигом П.Б и д.ф.-м.н. Овчинниковым В.М. Оригинальный алгоритм применения альфа-шейп n -го порядка к временным последовательностям был разработан и внедрён соискателем при участии профессора В.В. Полищука из Хельсинкского института информационных технологий Университета Хельсинки.

Практическая значимость работы. Полученные оценки параметров и свойств разномасштабных неоднородностей ядра Земли могут быть использованы для широкого круга фундаментальных и прикладных геофизических исследований. Радиус цилиндрической аномалии во внешнем ядре — для моделирования геодинамо и сопоставления с морфологией магнитного поля Земли; вариации плотности — для изучения реологии расплава железа в жидком состоянии, уточнения минимального температурного градиента в жидком ядре, поддерживающего скоростную дифференциацию, а также для гидродинамического моделирования конвективных течений. Пространственные и скоростные характеристики анизотропной аномалии под Юго-Восточной Азией могут быть использованы в качестве граничных условий при моделировании режимов пластической деформации внутреннего ядра с возникновением плюмов и моделировании его роста, а также в качестве маркеров, указывающих на текстуру и кристаллографию железа при сверхвысоких температурах и давлениях (порядка 5000–6000° С и 300–400 ГПа, соответственно). Практическая значимость настоящего исследования телесейсмических волн также определяется тем, что измерения дифференциальных времён пробега для малых углов между осью вращения Земли и направлением сейсмического луча в точке максимального погружения во внутреннее ядро достаточно редки. В этой связи собранный банк измерений на полярных трассах под Африкой и Юго-восточной Азией представляет интерес для дальнейших фундаментальных исследований ядра Земли. Он может быть включен в ранее существующие базы данных или дополнен новыми измерениями для выработки комплексной модели пространственного распределения анизотропии, а также развития и уточнения структурных особенностей внутреннего и внешнего ядра. Кроме того, разработанный в диссертации инновационный метод аппроксимации формы сейсмической коды даёт возможность усовершенствовать рутинные процедуры обработки длинных временных рядов (включая сейсмические волновые формы). Предложенный алгоритм позволяет исключить некоторые функции оператора (например, этап измерения длительности сейсмической коды), автоматизировать

процедуру обработки данных, повысить робастность результатов и адаптивность при анализе различного экспериментального материала. Для анализа сейсмических данных полученных в Северо-западном регионе России и Фенноскандии были разработаны алгоритмы и программное обеспечение, позволяющие по широкополосным записям сейсмической коды местных землетрясений получать автоматическую оценку локальной магнитуды M_L . Разработана пробная шкала локальной магнитуды M_L . Область применения — фундаментальная сейсмология, инженерная сейсмика.

Реализация результатов. Основные результаты диссертации получены в Институте динамики геосфер РАН в ходе выполнения научно-исследовательских работ в рамках Программы «Выдающиеся ученые. Кандидаты и доктора наук РАН» Фонда содействия отечественной науке (2004–2005), Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН №7 «Геофизические данные: анализ и интерпретация» (2012), при поддержке Ведущей научной школы акад. Адушкина В.В. «Взаимодействие геодинамических процессов и геофизических полей в природной среде» (грант НШ-3345.2014.5), грантов CRDF (CGP-RG2-222, CGP-RG2-2352, JSFP-RUG1-2675), INTAS (05-1000008-8127 (2005-2008)), РФФИ (14-05-00447, 01-05-06158, 02-05-06386, 03-05-06175, 11-05-00871, 08-05-00434, 05-05-65358, 05-05-65048, 02-05-65002, 02-05-65001, 99-07-90180, 99-05-65464) и МНТЦ (К-063 и 1221), а также в рамках сотрудничества с финскими учёными в ходе совместной Программы РАН и Финской Академии Наук — проектов «POLENET/LAPNET — комплексное исследование в Северной Фенноскандии на базе сейсмической группы в рамках Международного Полярного года 2007–2009» (2010–2012) и «POLENET/LAPNET — проект № 2» (2012–2013).

Апробация работы и публикации. Основные положения и результаты работы докладывались и обсуждались на Всероссийских конференциях «Внутреннее ядро Земли» (Москва 2005, 2009), Международных конференциях Европейского геофизического союза (Ницца 2003; Вена 2007, 2008, 2011, 2015), Американского геофизического Союза (Балтимор 2006; Сан-Франциско 2006, 2009, 2015; Канкун 2013), Международного консорциума сейсмологических

институтов IRIS (Тусон 2006), 33-ей Генеральной ассамблее Европейской сейсмологической комиссии (Москва 2012), Международной Конференции Договора о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний (Вена 2015), Конференциях Проблемы Геокосмоса (Санкт-Петербург 2008, 2010), Международной сейсмологической Школы Геофизической службы РАН (Петергоф 2006, Пермь 2007, Листвянка, оз. Байкал 2009, Геленджик 2013), Международной конференции «Мониторинг ядерных испытаний и их последствий» (Боровое 1998, 2000), и Международной конференции «Геофизические обсерватории, многофункциональные ГИС и распознавание в информационных массивах» (Калуга 2013), а также на специальных семинарах Российского Научного Центра Курчатовский Институт (3-й Международный семинар по магниторотационной неустойчивости, Москва, октябрь 2006), Колумбийского университета (Нью-Йорк, США, июнь 2006), Бристольского университета (Бристоль, Великобритания, август 2007), Университета Оулу (Финляндия, июнь 2013, март, октябрь 2015), Хельсинкского университета информационных технологий (Финляндия, июнь 2013), Нанкинского университета (Китай, апрель 2013, июнь 2014) и ИДГ РАН (2003–2015). Основное содержание диссертации отражено в 23 печатных работах (без учета тезисов конференций), в том числе в 11 статьях российских и зарубежных журналов, включенных в Перечень ВАК и проиндексированных в международных базах данных научных знаний Scopus и Web Of Science (*Доклады Академии Наук, Физика Земли, Nature, Geophysical Journal International, Pure and Applied Geophysics, Information Processing Letters*).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и библиографии, включающей 279 наименований. Работа изложена на 212 листах, содержит 58 рисунков и 6 таблиц.

Содержание работы. Во Введении обосновывается актуальность и научная новизна темы, определяются цель и решаемые задачи, формулируются положения, выносимые на защиту, отмечается практическая значимость и обосновывается достоверность полученных результатов исследования. В главе 1

приведен обзор накопленной информации о структуре и свойствах ядра Земли. Особое внимание уделено актуальным интерпретациям обнаруженных структур и неоднородностей в терминах динамических процессов комплексной системы жидкое внешнее – твёрдое внутреннее ядро Земли. Основные научные результаты изложены в главах 2–4. В главе 2 изложены методические основы анализа волновых форм, связанных с ядром Земли. В том числе раздел 2.3 посвящён описанию инновационного метода анализа сейсмической коды с помощью одной из методик вычислительной геометрии для обработки пространственных данных, включая алгоритм его применения к временным последовательностям, а также представлению результатов его применения к синтетическим и реальным сейсмическим данным. В главе 3 представлены новые структурные особенности ядра Земли под Африкой и Юго-Восточной Азией, полученные в результате анализа волн РКР, рефрагированных вблизи границы внутреннего ядра Земли. В главе 4 анализируется кода волны PKiKP, докритически отраженной от границы внутреннего ядра Земли, которая позволяет оценить некоторые структурные и вещественные особенности его кровли. Новые результаты, полученные в главах 3 и 4, рассматриваются в контексте динамических процессов ядра Земли, а также их ретроспективы. В Заключение диссертации подводятся итоги работы и формулируются основные выводы.

Благодарности. Автор глубоко благодарен своим коллегам по Лаборатории экспериментальных методов геофизики ИДГ РАН, которые оказали огромную помощь в процессе работы: Овчинникову В.М., Каазику П.Б., Ану В.А., Челюбеевой Т.В. Автор признателен многим физикам и геофизикам, которые в разной степени оказали автору помощь в выполнении работы, особенно, Адушкину В.В., Полу Ричардсу, Шандонгу Сонгу, Валентину Полищуку. Автор выражает благодарность всем учёным и организациям, предоставившим экспериментальные материалы, в первую очередь волновые формы: Международный консорциум сейсмологических институтов (IRIS), Геофизической обсерватории Боровое (Казахстан).

1 Структура и свойства ядра Земли по литературным данным

1.1 Жидкая и твёрдая оболочки ядра

Ядро Земли было открыто Олдхэмом более 100 лет назад [Oldham 1906], а 30 лет спустя, Инга Леманн [Lehmann 1936] предложила новую границу его раздела радиусом 1400 км, которая «отделяет внутреннее ядро Земли от внешнего». К тому моменту было уже известно, что низкие скорости распространения сейсмических волн во внешнем ядре создают сейсмическую тень на угловых расстояниях от 103° до 142° , а также, что сейсмические волны на значительных расстояниях дифрагируют в область тени (рис. 1-1). Сейсмические вступления до 142° были интерпретированы Вихертом как дифракционные. Однако Гутенберг и Рихтер обнаружили, что амплитуда этих вступлений слишком большая при достаточно высокой частоте, чтобы согласовать их с дифракционной теорией. Измерения вертикальной компоненты привели интерпретаторов в тупик, так как сейсмические волны распространялись практически вертикально, и, следовательно, были отражены или рефрагированы на большой глубине. Предложенный в результате анализа этих данных радиус ядра оказался близок к принятому на сегодняшний день и равнялся 1215 км.

Внутреннее ядро было очень быстро принято как одна из составных частей новых моделей Земли, созданных Гутенбергом и Рихтером [Gutenberg & Richter 1938], а также Джефрисом [Jeffreys 1939]. Чтобы объяснить нечеткую и слабую природу вступлений в зоне тени, потребовалось введение переходной зоны в подошве внешнего ядра — там, где сейсмические скорости значительно возрастали. В первом издании своей книги по сейсмологии Буллен [Bullen 1947] обозначил слои Земли латинскими буквами от А до G, обозначая кору за А, внутреннее ядро за G с переходной зоной F на его границе. Необходимость в низкоскоростном слое F вскоре, казалось, отпала, когда анализ сейсмических данных на группе сеймоприемников показал, что большинство рассеянной

энергии идет не от границы внутреннего ядра, а от границы ядро – мантия [Haddon & Cleary 1974]. Измеренные значения медленности для предвестников, ассоциируемых с границей внутреннего ядра, не соответствовали ожидаемым значениям [King et al. 1974; Doornbos & Husebye 1972]. С другой стороны в работе Райта было показано, что, по крайней мере некоторые предвестники PKhKP были вызваны отражениями от переходной зоны на границе внутреннее – внешнее ядро [Wright 1975]. Глобальный годограф со слоем F встречается и в современных исследованиях [Бурмин 2004, 2010], хотя большинство моделей все-таки предпочитает слабое градиентное изменение скорости.

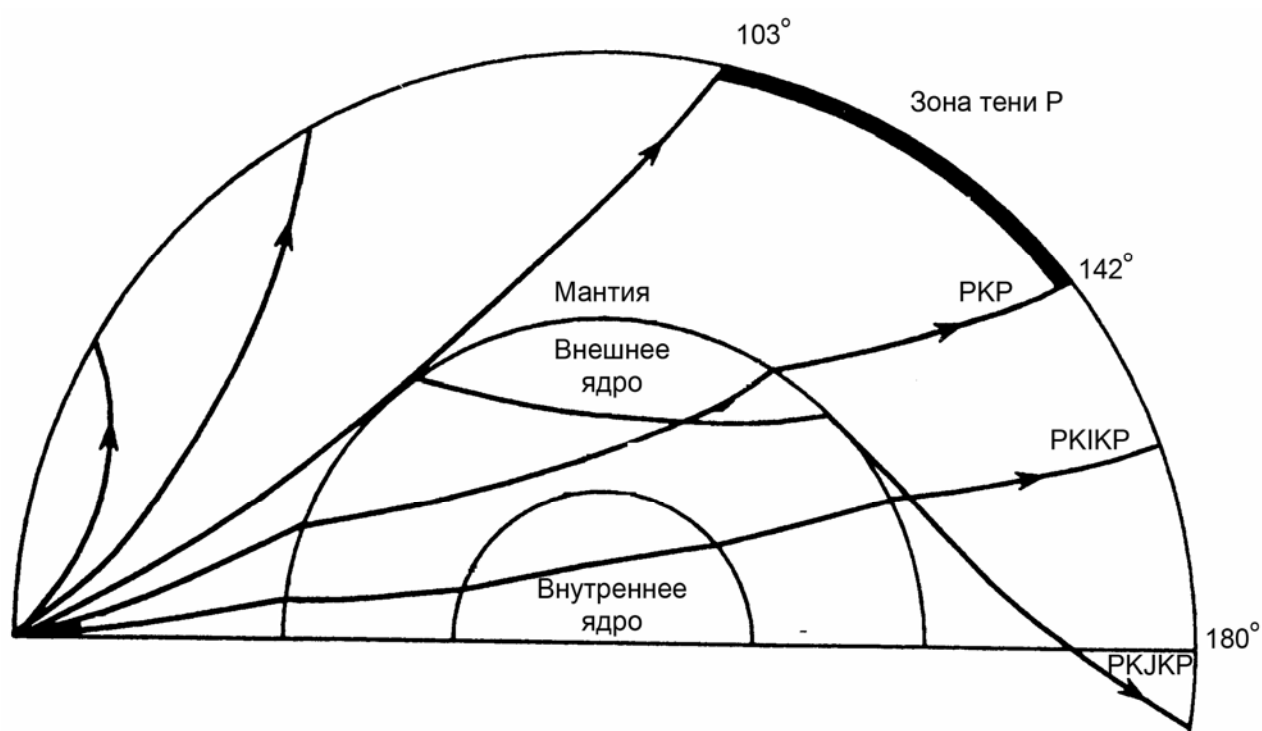


Рис. 1-1. Схема распространения лучей в ядре и мантии Земли (по работе [Gutenberg & Richter, 1938]). Зона тени S простирается на большие эпицентральные расстояния.

В 1949 году слой D (нижняя мантия) был подразделен на два: D' и D'', последний из которых представляет собой 300-километровую оболочку вокруг ядра с меньшим градиентом сейсмической скорости, введенную для объяснения вступлений P и S-волн в области тени [Bullen 1949]. На сегодняшний день считается, что этот слой имеет горизонтальные неоднородности, на которых и происходит рассеяние энергии волн, проходящих практически горизонтально над границей ядра. При этом гипотеза рассеяния на границе ядро – мантия объясняет широкий спектр свойств предвестников, хотя и не доказывает, что подобного явления не возникает на границе внутреннего ядра, а следовательно наблюдаемые на сейсмограммах предвестники не являются чем-то вроде суперпозиции [Bolt & Uhrhammer 1981].

В 1946 году Буллен [Bullen 1946] впервые доказал, что переход от жидкого (с модулем сдвига $\mu=0$) ядра к твердому ($\mu>0$) без изменения его состава обеспечит необходимый скачок скорости распространения сейсмических волн, требуемый для интерпретации имеющихся наблюдений. Определенным доказательством твердости внутреннего ядра явилось бы наблюдение поперечных волн, прошедших через внутреннее ядро, которые должны были бы быть преобразованы в продольные во внутреннем ядре и обратно во внешнем, вследствие того, что волны разрежения не распространяются в жидкости. Буллен назвал эту волну PKJKP, где J — поперечная волна, K — волна во внешнем ядре, P — волна в мантии. Он также рассчитал время пробега для этой волны [Bullen 1950]. Первые публикации, претендующие на обнаружение этой волны, появились в начале 70-х годов — например в [Dziewonski & Gilbert 1971] вывод об обнаружении был сделан по результатам анализа собственных колебаний Земли. Амплитуда волны PKJKP в 5 раз меньше, чем PKIKP, вследствие крайне низкого коэффициента обмена на границе внутреннего ядра [Bullen 1951]. Кроме того, вследствие сильного затухания во внутреннем ядре, в тот период была высказана гипотеза о том, что наблюдение волн PKJKP невозможно [Doornbos 1974]. Джулиан с соавторами [1972] заявил об обнаружении волн PKJKP, причем скорость распространения поперечных волн во внутреннем ядре по полученным

ими данным составила 2.95 км/с, что существенно отличалось от более ранних оценок по данным собственных колебаний Земли. Более убедительные наблюдения были опубликованы только четверть века спустя и были достигнуты за счет суммирования существенно большего количества сейсмограмм глубоких и мощных землетрясений [Deuss et al. 2000; Cao et al. 2005; Wookey & Helffrich 2008]. Так как история безуспешных наблюдений волн РКЖР насчитывала не один десяток лет, Дьюсс и соавторы выдвинули идею о том, что надежные наблюдения этих волн должны быть независимо подтверждены посредством проведения так называемого «теста жидкого внутреннего ядра» [Deuss et al. 2000]. Так, например, несколько публикаций не прошли этот тест (например, [Okal & Cansi 1998]). Согласно тесту, предполагаемые экспериментальные волновые формы РКЖР проходят сравнение с синтетическими сейсмограммами РКЖР, вычисленными в рамках стандартной модели Земли и её аналога, но с жидким внутренним ядром. Одно из недавних наблюдений РКЖР обнаружило расщепление поперечных волн, что требует однопроцентной анизотропии поперечных волн [Wookey & Helffrich, 2008]. Вместе с тем необходимо отметить, что обнаруженные вступления имеют удивительно короткий период и очень большую амплитуду, откуда следует, что затухание поперечных волн крайне мало, что противоречит оценке затухания по данным продольных волн. По-видимому, единичные опубликованные наблюдения волн РКЖР скорее всего являются следствием благоприятных условий (большая глубина очага, очень большая магнитуда) и не могут рассматриваться как характерные представители усредненных свойств и структуры внутреннего ядра Земли [Shearer et al. 2011]. С другой стороны, в отличие от первых публикаций, эти наблюдения получили более широкое признание, что подтверждает твёрдость внутреннего ядра Земли.

1.2 Химический состав и формирование ядра

В 50-х годах развернулась дискуссия о химическом строении ядра: была выдвинута теперь уже классическая гипотеза Берча о том, что ядро в основном состоит из железа [Birch 1952]. В работе были приведены аналогии с химическим составом железных метеоритов, кроме того, такое объемное распределение позволяло объяснить низкое значение отношения момента инерции Земли к ее массе. Таким образом, было отдано предпочтение внутреннему ядру, состоящему из кристаллического железа, с добавлением некой легкой фракции во внешнем жидком ядре — точке зрения, принятой и на сегодняшний день. Парадокс твердого внутреннего ядра под более холодным жидким был разрешен Якобсом [Jacobs 1953] введением модели адиабатически остывающего ядра, в котором адиабата пересекает кривую плавления на границе внутреннего ядра: жидкое ядро замерзает скорее снизу, чем сверху из-за влияния давления на температуру плавления (рис. 1-2).

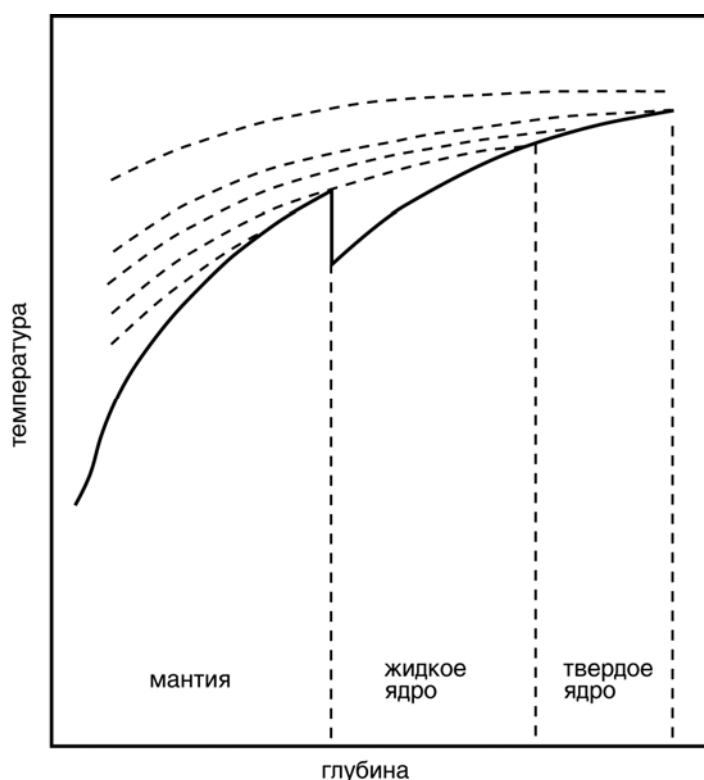


Рис. 1-2. Последовательные адиабаты остывания внутреннего ядра Земли.

Эта конвекционная модель явилась основной частью теории самоподдерживающегося динамо Земли. Вымораживание высвобождает тепловую энергию не только для того, чтобы поддерживать конвекцию во внешнем ядре, но также и для того, чтобы выделить легкие фракции и элементы его состава, высвобождая их на границе внутреннего ядра, и тем самым обеспечивая дополнительную подъемную силу. В 1963 году Брагинский предложил описанный процесс в качестве основного источника энергии для динамо Земли и связал район разделения фракций с сейсмологическим слоем F Буллена [Брагинский 1963].

Структурная (или композиционная) конвекция Брагинского, основным двигателем которой является высвобождение легкой компоненты расплава вещества жидкого ядра, может быть крайне эффективной при формировании магнитного поля. Это динамо может рассматриваться как тепловая машина: потенциальная энергия сначала преобразуется в кинетическую, за счет ускорения легких материалов в восходящем направлении, затем в магнитную энергию, за счет индукции, а затем в тепло. Легкие компоненты «перемешивают» ядро и их потенциальная энергия преобразуется в тепловую посредством диссипативных процессов трения, доминирующим из которых является электрическое сопротивление. С другой стороны, тепло может отводиться от ядра непосредственно путем конвекции (тепловая конвекция).

Тепловая конвекция требует гораздо большее количество передаваемого тепла, чем композиционная, которая более предпочтительна из-за того, что ее тепловой баланс более согласован с тепловым балансом Земли [Gubbins 1977]. Описание преобразований гравитационной энергии существенно сложнее из-за необходимости учитывать химический потенциал. В частности, некоторые высвобождаемые плавучие вещества не могут обеспечить конвекцию, так как легкий материал преимущественно отводится точно также как совершаются потери тепла при понижении градиента адиабатической температуры. Этот эффект может оказаться весьма велик, что может представлять определенную

сложность при составлении энергетического баланса в вопросе о генерации магнитного поля [Gubbins et al. 1979].

Тепловой баланс накладывает весьма жесткие условия на температурную эволюцию Земли в целом. Если Земля остывает, а внутреннее ядро увеличивается при объемной скорости приращения, измеряемой в кубических метрах в секунду, когда начался этот процесс? Другими словами, каков возраст внутреннего ядра? Можно предположить, что вымораживание идет достаточно быстро, причем так, что в некоторый момент времени в прошлом ядро было полностью жидким. Тогда динамо Земли должно было подпитываться только тепловой энергией, причем выход тепла через мантию должен был бы быть существенно больше, чем в настоящее время.

Некоторые вычисления тепловой истории Земли предполагают, что изначально горячая Земля достаточно быстро остывала в основном благодаря мантии до формирования внутреннего ядра, когда скорость остывания существенно уменьшилась из-за высокой вязкости мантии и более высокой эффективности процессов в ядре, в частности гравитационного разделения [Mollett 1984]. История формирования Земли в первую очередь зависит от температурных градиентов и других параметров ядра, изучение которых весьма далеко от завершения. Природа процессов вымораживания в жидком ядре зависит от градиентов температуры плавления, а также адиабатического температурного градиента — минимального значения dT/dz , при котором конвекция еще может отсутствовать. Чем больше температурный градиент dT/dz , тем более затруднена конвекция, тем устойчивее механическое равновесие жидкости [Сивухин 1975]. Якобс [Jacobs 1953] представлял жидкое ядро при температурах, превышающих точку плавления с сильной конвекцией, поддерживающей его при адиабатической температуре. Если свойства железа были бы таковы, что температура плавления лежала ниже адиабаты жидкого ядра, то конвекция возникала бы в точках плавления по всему объему внешнего ядра с образованием «железного дождя», оседающего на границе внутреннего ядра [Busse 1972]. На сегодняшний день этот механизм считается маловероятным для жидкого ядра, однако он вполне может

возникать в пограничном с твердым ядром слое, где увеличивается температурный градиент, чтобы сбалансировать добавочное тепло, передаваемое вследствие замедления движения жидкости внешнего ядра около границы с твердым внутренним. Именно здесь температура падает ниже кривой солидуса, что приводит к образованию шлама, осложняющего процесс разделения вещества, слагающего внешнее ядро, на жидкую и твердую фракции [Loper & Roberts 1978], при этом быстрое охлаждение способствует дендритному росту внутреннего ядра [Fearn et al. 1981]. Таким образом, если твердое внутреннее ядро сформировалось за счет постепенного остывания, сопровождающегося аккрецией, именно процессы, происходящие на границе внешнее – внутреннее ядро, определяют его природу.

1.3 Граница внутреннего ядра Земли

В свете вышеизложенного, физические параметры веществ, структура и свойства в области перехода внутреннее – внешнее ядро Земли представляют исключительный интерес не только для задач сейсмологии. Например, особое, близкое к аморфному, состояние вещества в подошве жидкого ядра [Cormier 2009] согласуется с новыми оценками вязкости, данными ранее в работе [Бурмин 2008].

Одним из важных параметров, которые можно оценить по данным объёмных волн, является скачок плотности на границе внутреннего ядра. Он определяет отношение гравитационной энергии к термической, высвобождаемых в процессе вымораживания легких фракций [Gubbins et al. 1979], и накладывает ограничения на структурное различие между внутренним и внешним ядром. Этот параметр исследовался многими авторами в течение долгих лет. Двумя основными методами исследования скачка плотности являются изучение тонов собственных колебаний Земли и использование отношения амплитуд волн, отраженных от границы внешнего (РсР) и внутреннего (РKiР) ядра.

Исследования с привлечением данных о собственных колебаниях Земли используют следующие принципы. Гравитационные силы удерживают внутреннее ядро в центре Земли из-за его высокой плотности. Любое смещение от центра, например при сильном землетрясении, приводит к возникновению возвращающей силы с возникновением колебаний. Эти свободные колебания могут быть обнаружены и зарегистрированы гравиметром. В 1961 году Сликтер обнаружил на записи гравиметра от Чилийского землетрясения 22 мая 1960 года сигнал с периодом 86 минут [Slichter 1961]. При анализе свободных колебаний используются три моды, отвечающие трем векторным направлениям и их частотам, расщепляющимся силами, связанными с вращением Земли. Зарегистрированный относительно короткий период сигнала потребовал неправдоподобно высокого скачка плотности на границе внутреннего ядра. В 1974 году Бюссе выдвинул более полную теорию свободных колебаний и получил периоды в несколько часов для предполагаемых сигналов, отвечающих приемлемым скачкам плотности [Busse 1974]. Эти периоды лежат в области сигналов, ассоциируемых с приливными явлениями, что делает их наблюдения весьма затруднительным. Позднее Смит вычислил частоты для всех сейсмологических моделей Земли [Smith 1976], а позже была инициирована программа наблюдения за ядром с использованием сверхпроводящих гравиметров для обнаружения большего количества гравитационных мод. В 1992 году Смайли получил наблюдения всех трех мод, связанных с внутренним ядром [Smylie 1992], с периодами около 4 часов, хотя его утверждения и были подвергнуты критике [Hinderer et al. 1995]. В целом, несмотря на обилие работ по оценке скачка плотности по данным собственных колебаний, сегодня нельзя сказать, что неопределённость в оценке этого параметра была существенно снижена по сравнению с одним из самых первых исследований, выполненных Мастерсом [Masters 1979]. В ней, в рамках предположения о том, что внутреннее ядро представляет собой чистое железо с добавлением во внешнем ядре нескольких процентов более легких элементов, таких как сера или кислород, была дана оценка значения скачка плотности в диапазоне $0.25 - 1.0 \text{ г/см}^3$. Результаты других

исследований также лежат в этом диапазоне, например, в работе [Masters & Gubbins 2003] величина этого параметра определяется как $0.82 \pm 0.18 \text{ г/см}^3$.

Как отмечалось, волны PKiKP, отраженные от границы внутреннего ядра Земли, являются ещё одним чувствительным инструментом исследования структуры перехода от внешнего ядра к внутреннему и параметров веществ по обе стороны раздела. Данные первых публикаций [Caloi 1961] об обнаружении волн PKiKP в некоторых работах ставились под сомнение (например, в [Shearer & Masters 1990]) из-за недостаточного динамического диапазона каналов регистрации. Однако уже в 1970 году [Bolt & Qamar 1970] с помощью отраженных волн PKiKP и PcP была выполнена первая количественная оценка параметров среды на границе внутреннего ядра Земли. В статье использовались сейсмические записи группы ЛАСА в Монтане, зарегистрировавшей подземный ядерный взрыв Фолтлесс, проведенный 19 января 1968 года в Неваде (расстояние 10,9 градуса). Суммирование каналов группы позволило получить четкие волновые формы, отвечающие вступлениям волн, отраженных от внешнего и внутреннего ядра Земли (PcP и PKiKP соответственно). Используя амплитудное отношение этих волн, авторы получили максимальное значение скачка плотности на отражающей границе равное 1.8 г/см^3 . В статье было использовано предположение о том, что обе границы резкие, в частности «граница внутреннего ядра Земли радиусом 1216 километров является резкой для сейсмических волн с периодом порядка 1 секунды». В исследованиях Ингдалла [Engdahl et al. 1970; Engdahl et al. 1974], на основе сравнения волновых форм и длительностей вступлений волн P, PcP и PKiKP был сделан вывод, подтверждающий предположения Болта. Присутствие сопутствующих вступлений и более длинных волновых пакетов было приписано эффектам в источнике взрывного типа, а обогащению вступлений PKiKP высокими частотами в этих работах не было уделено никакого внимания. В других публикациях [Buchbinder et al. 1973; Souriau & Souriau 1989] отмечался значительный разброс зарегистрированных амплитуд волн PKiKP, что позволило Бухбиндеру поставить под сомнение надежность методики определения скачка плотности по амплитудному

отношению волн PcP и $PKiKP$, предложенную Болтом. Другие исследователи приходили к необходимости введения переходной зоны в жидком или твердом ядре [Loper & Fearn 1983; Morse 1986]. Однако главным ограничением на пути исследования границы внутреннего ядра являлся недостаток данных о волнах $PKiKP$, особенно на малых расстояниях. Все авторы отмечали трудности обнаружения вступлений $PKiKP$: так, в работе Ширера и Мастерса [Shearer & Masters 1990] на 4900 записях GDSN от событий на расстояниях 20–90 градусов удалось обнаружить лишь два четких вступления $PKiKP$. Примеры были обнаружены на записях станции СНТО в Таиланде для двух событий на расстояниях около 40 градусов со схожими трассами распространения. Авторы этой работы пришли к выводу о необходимости фокусировки сейсмического луча на трассе его распространения для возможности удовлетворительного наблюдения вступлений $PKiKP$. В целом все ученые рекомендовали процедуру суммирования вертикальных каналов группы «для однозначного выделения волновых форм $PKiKP$ » [Souriau & Souriau 1989].

Новая страница в исследованиях границы внутреннего ядра была открыта в конце прошлого века. В работе [Адушкин и др. 1997] были впервые приведены убедительные примеры волновых форм $PKiKP$ успешно выделенные на вертикальной составляющей трехкомпонентной записи подземных ядерных взрывов и землетрясений на расстояниях от 6 до 20 градусов только за счет применения полосовой частотной фильтрации. В этой и последующих статьях была представлена методика обнаружения и общие характеристики наблюдаемых волн $PKiKP$, что дало возможность значительно расширить набор данных на малых расстояниях. Именно отсутствие таких данных является основным недостатком работ, посвященных моделированию отражений от границы внутреннего ядра Земли с целью исследования ее тонкой структуры. Подобные публикации проводили сравнение синтетических сейсмограмм с экспериментальными данными, однако отсутствие записей на малых расстояниях, наиболее чувствительных к возможному наличию и структуре переходной зоны, позволяло лишь ограничить предполагаемый размер переходного слоя толщиной

5–10 км [Phinney 1970; Cummins & Johnson 1988б]. Учитывая длины волн PKiKP и скорости распространения продольных волн в ядре, необходимо отметить, что обнаружение переходной зоны мощностью до 5 км требует наличия данных почти вертикальных отражений в условиях «просветления оптики». Благодаря открывшейся возможности существенно расширить набор данных по волнам PKiKP, появилось большое количество новых оценок скачка плотности — например, 0.52 ± 0.24 г/см³ [Koper & Pyle 2004; Koper & Dombrovskaya 2005] или 1.1 г/см³ [Tkalcic et al. 2009]. Кроме того, было проведено всестороннее исследование и моделирование динамических характеристик волн PKiKP во всём диапазоне эпицентральных расстояний, соответствующих докритическому отражению [Krasnoshchekov et al. 2005]. В этой работе было показано, что поверхность внутреннего ядра Земли имеет мозаичный характер. Единичный элемент такой мозаики, выложенной на поверхности внутреннего ядра, представляет собой тонкий жидкий или твёрдый переходный слой толщиной от 2 до 4 км (см. также раздел 2.2).

Наконец, наблюдение волн, рассеянных в кровле внутреннего ядра позволили предположить наличие мелкомасштабных неоднородностей сразу под границей внутреннего ядра Земли. В работе [Vidale & Earle 2000] моделировались обнаруженные коды PKiKP и была предложена модель кровли внутреннего ядра с присутствием 1.2%-ных среднеквадратичных вариаций плотности и модулей жесткости, а также характерным размером неоднородности 2 км с экспоненциальной автокорреляционной функцией её формы. Эти оценки, однако, расходятся с результатами работы [Cormier & Li 2002], которая предлагает 8%-ные вариации скорости при характерном размере порядка 10 км. Расхождения в оценках могут быть связаны с целым рядом причин, включая принятые при расчёте допущения на величины некоторых физических параметров. Одним из таких параметров, который может существенно сказаться на результате оценок, является соотношение величин затухания продольных волн во внутреннем ядре вследствие диссипации и рассеяния.

1.4 Тэйлоровский цилиндр во внешнем ядре

Обнаруженная тесная связь структурных особенностей внутреннего ядра и геомагнетизма дала толчок дальнейшим исследованиям магнитного поля Земли, история которых восходит к 17-му веку. Вековые вариации магнитного поля были отмечены в поздних трудах Генри Геллибранда, а Эдмонд Галилей указывал на существование западного дрейфа. Джозеф Лармор [1919] предположил, что магнитное поле Земли возникает в результате динамо, которое управляется движениями электрически проводящей жидкости ядра. Эта идея является базовой для современной теории магнитного геодинамо Земли. Физическими принципами такого динамо являются законы электромагнетизма (уравнения Максвелла) и законы гидродинамики (уравнение Навье-Стокса). Эти уравнения были известны во времена Лармора, но не могли быть решены, и только много десятилетий спустя были найдены их численные или частные решения.

Жидкое железо внешнего ядра имеет электрическую проводимость порядка 4×10^5 См/м, хотя существует некоторая неопределенность, т. к. точный состав внешнего ядра неизвестен, а давления очень высоки. Нетрудно показать, что при такой величине электрической проводимости магнитное поле угасло бы в течение 20000 лет [Moffatt 1978] в отсутствие активной конвекции. Материал ядра обладает электрическим сопротивлением, что вызывает омические потери. Если движение в жидком ядре не поддерживается каким-либо источником, то магнитное поле ослабевает с течением времени. Таким образом, омические потери являются оценкой энергии, необходимой для поддержания магнитного динамо. Хотя теория геодинамо Земли не вызывает серьезных разногласий, происхождение энергии, питающей геодинамо, является предметом дискуссий. Наибольшее обсуждение получила идея структурной и температурной конвекции. В то же время рассматривались альтернативные варианты, такие как приливной и прецессионный эффекты [Malkus 1968; Авсюк 1996], а также была сформулирована комплексная кинематико-гравитационная модель геодинамо

[Кочнев 2013]. В силу гравитационного момента ось вращения Земли испытывает прецессию с периодом около 26 000 лет. Соответственно жидкое ядро Земли будет испытывать воздействие на своей границе, передаваемое в виде движения жидкости. Ось вращения вещества жидкого ядра будет следовать с запаздыванием за осью вращения мантии, и соответствующий момент будет отбирать энергию от вращения Земли. Приливные воздействия также передают усилия внешнему ядру на границе ядро-мантия, генерируя движения жидкости. Суммарная энергия и результирующие движения еще недостаточно изучены, однако согласно некоторым оценкам [Tilgner 2005] их может оказаться достаточно для генерации соответствующих движений жидкостей. Основной сложностью этой теории является суточный характер рассматриваемых колебаний, в то время как характерные периоды геодинамо существенно длиннее.

Первые детальные карты геомагнитного поля на поверхности ядра показывают, что точки его наибольшей интенсивности располагаются не на географических полюсах, как можно было бы предположить, а на внешних сторонах тангенциального цилиндра с осью, приблизительно совпадающей с осью вращения Земли, что, очевидно, является следствием влияния внутреннего ядра на динамику ядра в целом. В динамике ядра доминирует сила Кориолиса, которая способствует возбуждению конвекции независимо от координаты вдоль оси вращения, что обусловлено теоремой Прудмана-Тейлора. Твердый объект на дне вращающейся реторты с водой привносит поток, создавая столб Тейлора. По той же самой причине внутреннее ядро оказывает сильное воздействие на потоки во внешнем жидком ядре. Тэйлоровский цилиндр делит вращающееся внешнее ядро Земли на две области, каждая из которых функционирует в своём динамическом режиме и характеризуется своими конвективными движениями (рис. 1-4). Цилиндр расположен коаксиально оси вращения Земли и касается внутреннего ядра в районе экватора. Согласно численным моделям, конвекция имеет колоннообразный характер за пределами цилиндра, [Busse 1970; Zhang & Schubert 2000; Kono & Roberts 2002], в то время как внутри доминируют спиралевидные движения жидкости [Aurnou et al. 1998, 2003; Olson & Aurnou 1999; Sreenivasan &

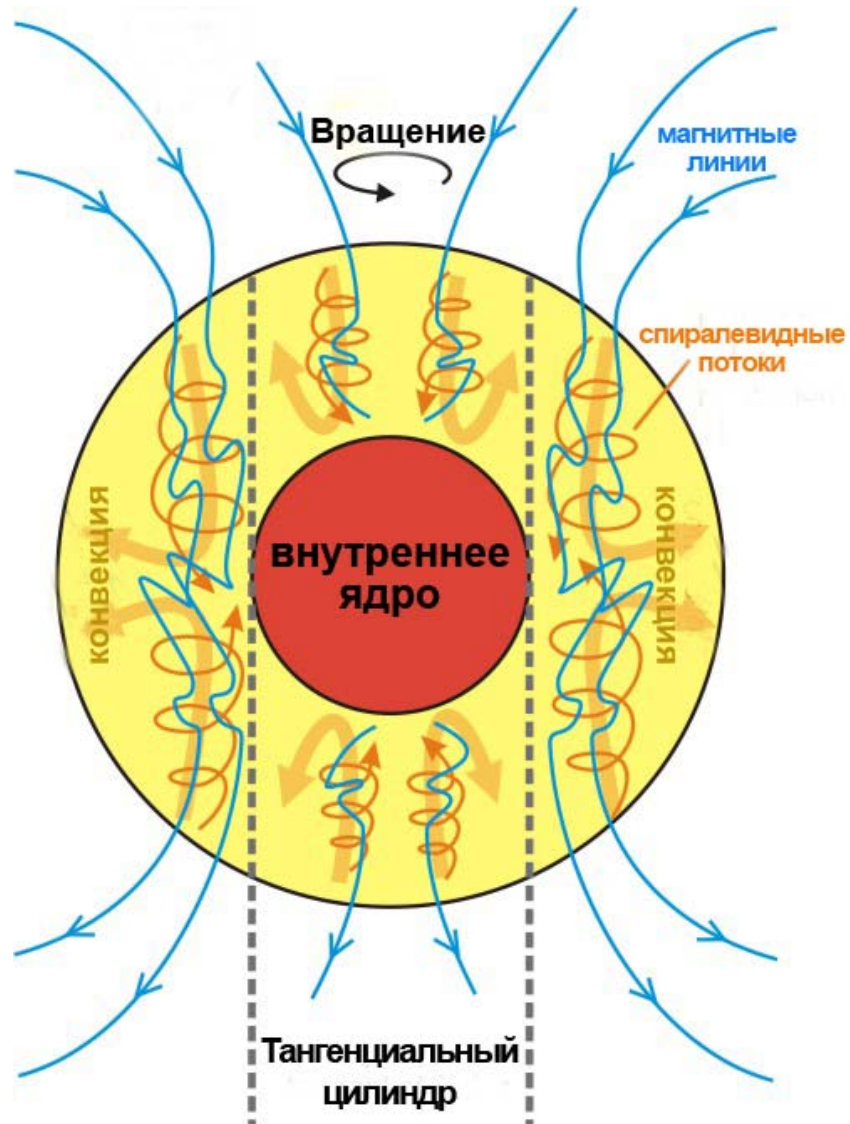


Рис. 1-4. Схема конвективных потоков и Тэйлоровский цилиндр во внешнем ядре (изображение с сайта <http://all-geo.org/highlyallochthonous/2008/03/where-the-earths-magnetic-field-comes-from/>).

Jones 2005]. Такая картина конвекции приводит к дополнительному структурному размежеванию, выражающемуся в виде обогащения Тэйлоровского цилиндра лёгкими элементами из состава жидкого ядра. Таким образом, на границе цилиндра должен возникать акустический импеданс, который может наблюдаться сейсмологическими методами (скачок плотности и/или скорости). На сегодняшний день отсутствуют убедительные сейсмологические свидетельства присутствия Тэйлоровского цилиндра, а большинство исследований неоднородностей внешнего ядра достаточно противоречивы и часто предполагают другие структурные особенности, например, стратификацию его вещества в области полярных шапок. Результаты некоторых из них [Souriau & Poupinet 1990; Helffrich & Kaneshima 2010] поддерживают гипотезу присутствия значимых латеральных вариаций скорости в жидком ядре, в других же работах [Souriau & Poupinet 1991; Helffrich & Kaneshima 2004] эта гипотеза не находит поддержки.

Исследования аномального расщепления собственных частот свободных колебаний Земли [Widmer et al., 1992] показали, что структуры с цилиндрической симметрией, ответственные за наблюдаемое расщепление, должны располагаться ниже границы между мантией и внешним ядром, т. е. во внешнем или внутреннем ядре. В дальнейшем доминирующей стала гипотеза об однородной анизотропии внутреннего ядра Земли [Tromp 1993], поскольку для поддержки гипотезы об аномалии плотности во внешнем жидком ядре требовалось слишком большая величина вариации плотности порядка нескольких десятых процента. В то же время, для жидкого ядра, находящегося в состоянии адиабатического гидростатического равновесия, теоретические расчеты предсказывали $\partial\rho/\rho \sim 10^{-8} - 10^{-4}$ [Stevenson 1987]. Кроме того, более поздние работы по инверсии расщепления собственных функций [Ishii & Dziewonski 2005] утверждают, что структура Тэйлоровского цилиндра по своим сейсмологическим свойствам неотличима от оставшейся части жидкого ядра, и, значит, не может быть обнаружена. Работы по анализу объёмных волн, рефрагированных во внутреннем и внешнем ядре также противоречивы. С одной стороны, было показано, что накопленная база данных дифференциальных времён пробега хорошо согласуется

с моделью внешнего ядра с присутствием касательного цилиндра [Romanowicz et al. 2003]. С другой стороны, исследование волн, рефрагированных в области, приписываемой тангенциальному цилиндру, не подтверждает такую модель [Souriau et al. 2003], также как и анализ дифференциальных времён пробега, измеренных на антарктических станциях [Leykam et al. 2010]. Обнаружение сейсмологических свидетельств присутствия или отсутствия крупномасштабных неоднородностей во внешнем ядре, таким образом, является одной из наиболее актуальных задач современной геофизики.

1.5 Дифференциальное вращение внутреннего ядра

Холлербах и Джонс обнаружили, что включение внутреннего ядра вписывается в решение динамо для численных моделей магнитного поля [Hollerbach & Jones 1993]. Существует две причины, почему оно помогает стабилизировать динамо. Первая заключается в том, что время электрической диффузии около 5 тысяч лет предотвращает внутреннее магнитное поле от изменения в более коротком временном диапазоне. Вторая заключается во влиянии относительно большого объема жидкого ядра посредством эффекта Прудмана-Тейлора. Подобный стабилизирующий эффект был обнаружен Глацмайером и Робертсом в 1995 году в численной трехмерной модели динамо, предложенной ими [Glatzmaier & Roberts 1995].

В 1981 году Габбинс указал, что магнитные силы, действующие на твердое электрически проводящее внутреннее ядро, должны заставить его вращаться [Gubbins 1981]. При этом разрежение около поверхности, изменяющее магнитное поле, должно уменьшать момент. Математические выкладки дают скорость вращения такого же порядка, как и западный дрейф геомагнитного полюса. Идея вращающегося внутреннего ядра в рамках модели динамо была впервые описана Брагинским в 1964 году [Брагинский 1964]. Модели динамо Брагинского являются кинематическими и не затрагивают динамики процесса, поэтому

детальное описание размеров и смысла вращения внутреннего ядра остались за кадром его рассмотрения. Последние динамические вычисления показывают, что скорость дифференциального вращения внутреннего ядра (или «супервращения») относительно коры и мантии может быть как больше, так и меньше, в зависимости от предполагаемого тороидального магнитного поля во внешнем ядре [Gubbins 1981; Glatzmaier & Roberts 1995; Aurnou et al. 1998] на величину от долей до нескольких градусов в год. Соответственно, оценки периода обращения внутреннего ядра в этих работах дают величины порядка нескольких тысяч лет.

Другим фактором, оказывающим влияние на вращение внутреннего ядра, является гравитационное притяжение асферических аномалий плотности в мантии и внутреннем ядре [Buffett 1997]. Подобно влиянию Луны на Землю, внутреннее ядро находится под воздействием этих аномалий, располагающихся в мантии. Эти гравитационные силы взаимодействия могут быть весьма сильными, и они должны учитываться при анализе возможных движений внутреннего ядра. По аналогии с Луной, видимой с Земли с одной стороны, внутреннее ядро может быть аналогичным образом «зафиксировано» в едином режиме вращения с мантией с возможным присутствием слабых осцилляций от равновесного положения. Способность внутреннего ядра деформироваться в относительно коротком временном промежутке также накладывает ограничение на саму возможность дифференциального вращения, которое требует величины вязкости менее чем 10^{16} Па с, что согласуется с некоторыми оценками, например [Бурмин 2008].

В конце прошлого века были представлены сейсмологические свидетельства дифференциального вращения внутреннего ядра, которые представляли собой суть систематическое изменение в дифференциальных временах пробега $PKP_{BC} - PKP_{DF}$ в течение календарного периода, охватывающего несколько десятилетий [Song & Richards 1996; Su et al. 1996]. К этому времени явление сейсмической анизотропии внутреннего ядра было уже хорошо установлено многими авторами, например [Song & Helmberger 1993]. Волны, распространяющиеся в направлении, параллельном оси вращения, имеют времена пробега на 3% меньше, чем распространяющиеся в экваториальной

плоскости. Полученные данные также предполагают, что «быстрая» ось наклонена относительно оси север – юг приблизительно на 10 градусов [Creager 1992]. Это отклонение от аксиальной симметрии создает уникальный шанс обнаружить и измерить вращение внутреннего ядра относительно мантии. Используя вычисления для геодинамо Глацмайера и Робертса, Сонг и Ричардс выявили изменения в расположении оси анизотропии, ассоциируемые с вращением внутреннего ядра, которое, в свою очередь, может быть обнаружено на временном интервале в несколько десятков лет. Вместе с тем исследования собственных колебаний Земли обнаруживают как более быстрое, так и более медленное вращение с весьма существенными неопределенностями и таким образом не дают возможности определить тип движений внутреннего ядра [Sharrock & Woodhouse 1998; Laske & Masters 1999]. Существенные различия оценок, полученных различными методами, не удивительны, так как каждый метод характеризуется определенной точностью и наличием ограничений. Например, при анализе объемных волн архивные данные тридцатилетней давности — более низкого качества, а соответствующие гипоцентры имеют более низкое качество локаций. Подобная проблема возникает и с данными по собственным колебаниям, которые в 1970–1980-х годах можно было получать с порядка 10 станций. Таким образом, устойчивые оценки могут быть получены по истечении нескольких десятилетий. Кроме того моделирование геодинамо было проведено для жидкости в условиях, которые весьма далеки от ожидаемых во внутреннем ядре.

Главной тенденцией в оценках скорости супервращения является ее снижение по мере появления новых данных и исследований. Так от первоначальной оценки 1–3 градуса в год [Song & Richards 1996; Su et al. 1996] текущая оценка по данным объемных волн снизилась до менее полуградуса в год [например, Song & Poupinet 2007; Lindner et al. 2010; Tkalčić et al. 2013]. Кроме того в некоторых исследованиях само существование дифференциального вращения внутреннего ядра Земли ставится под сомнение [Souriau 1998; Poupinet et al. 2000; Souriau & Poupinet 2000; Isse & Nakanishi 2002; Mäkinen & Deuss 2011].

В частности было показано, что близкорасположенные станции на Аляске дают противоположные направления вращения, что невозможно для твердого тела [Mäkinen & Deuss 2011]. Целый ряд оценок в указанном диапазоне скоростей для различных областей зондирования внутреннего ядра был также получен в работах ИДГ РАН [Овчинников и др. 1998; Овчинников и Каазик, 2008].

Оценки скорости дифференциального вращения в работах по геодинимике претерпели существенно большее падение: от 3 градусов в год [Glatzmaier & Roberts 1995] до 1×10^{-6} градуса в год при рассмотрении гравитационного каплинга и ограничений, полученных при анализе длительности светового дня [Dumberry 2010; Dumberry & Mound 2010; Aubert & Dumberry 2011]. В одной из работ [Waszek et al. 2011] на основе предположения, что анизотропная дихотомия внутреннего ядра не изменяется в процессе роста ядра, анализ погружающихся границ между полусферами дает оценку в $0.1 - 1 \times 10^{-6}$ градуса в год. Эта оценка соответствует минимальным скоростям вращения из работы [Aubert & Dumberry 2011]. В настоящей работе не рассматриваются временные ряды сейсмологических данных длиной многие десятилетия и, соответственно, фактор дифференциального вращения внутреннего ядра Земли не подлежит учёту в дальнейших рассуждениях, так как образ ядра, запечатлеваемый по данным объёмных волн, не будет меняться на анализируемых коротких временных интервалах.

1.6 Сейсмическая анизотропия

В 1980-х гг. прошлого века было обнаружено, что сейсмические волны, распространяющиеся во внутреннем ядре в квазиполярных плоскостях (с севера на юг и обратно), имеют меньшее время пробега, чем в квазиэкваториальных [Roupinet et al. 1983]. Это наблюдение, во-первых, было использовано как дополнительное свидетельство твердости внутреннего ядра, а во-вторых, проинтерпретировано как проявление его сейсмической анизотропии. Вскоре, наблюдения были подтверждены данными по объёмным волнам [Morelli et al.

1986] и по длиннопериодным собственным колебаниям [Woodhouse et al. 1986]. Наиболее наглядно анизотропия объёмных волн проявляется в зависимости невязок дифференциальных времен пробега фаз, рефрагированных около границы внутреннего ядра, от угла ξ между сейсмическим лучом в точке поворота во внутреннем ядре и осью вращения Земли (рис. 1-6-1). Предполагая цилиндрический характер анизотропии, эта зависимость будет иметь вид, изображённый на рис. 1-6-1 [Creager 1999]. Как видно, наибольшие по модулю значения невязок наблюдаются для полярных трасс (угол ξ менее 35°). При этом, использование различных сейсмических фаз позволяет оценить силу анизотропии на различных глубинах внутреннего ядра Земли.

Дифференциальные времена пробега $PKiKP$ – $PKIKP$ являются чувствительным инструментом исследования верхних 100 км внутреннего ядра (см. верхнюю лучевую схему распространения на рис. 1-6-2). На сегодняшний день собраны обширные базы данных этих дифференциальных времен для различных областей ядра. И они не проявляют выраженной зависимости от угла ξ . Этот факт является одним из основных свидетельств того, что кровля ядра изотропна. Насколько глубоко распространяется изотропия во внутреннем ядре, является предметом дискуссий. В некоторых работах толщина изотропного слоя ограничивается 50–80 км [Song & Helmberger 1995; Ouzounis & Creager 2001; Garcia 2002; Yu & Wen 2007; Waszek & Deuss 2011]. Другие работы дополнительно привлекают дифференциальные времена пробега PKP_{BC} – PKP_{DF} и обнаруживают, что толщина изотропного слоя может достигать 300–600 км [Su & Dziewonski 1995; Song & Helmberger 1998; Creager 2000; Garcia & Souriau 2000; Isse & Nakanishi 2002; Song & Xu 2002; Sun & Song 2008]. Необходимо отметить, что качество и точность оценок определяются в первую очередь тем, насколько хорошо исследуемый фрагмент внутреннего ядра зондируется сейсмическими лучами в квазиполярных и квазиэкваториальных плоскостях. Если количество данных, особенно для полярных трасс, недостаточно, то результирующие оценки могут определяться процедурами сглаживания или интерполяции, а не различиями в свойствах кровли ядра Земли в различных регионах.

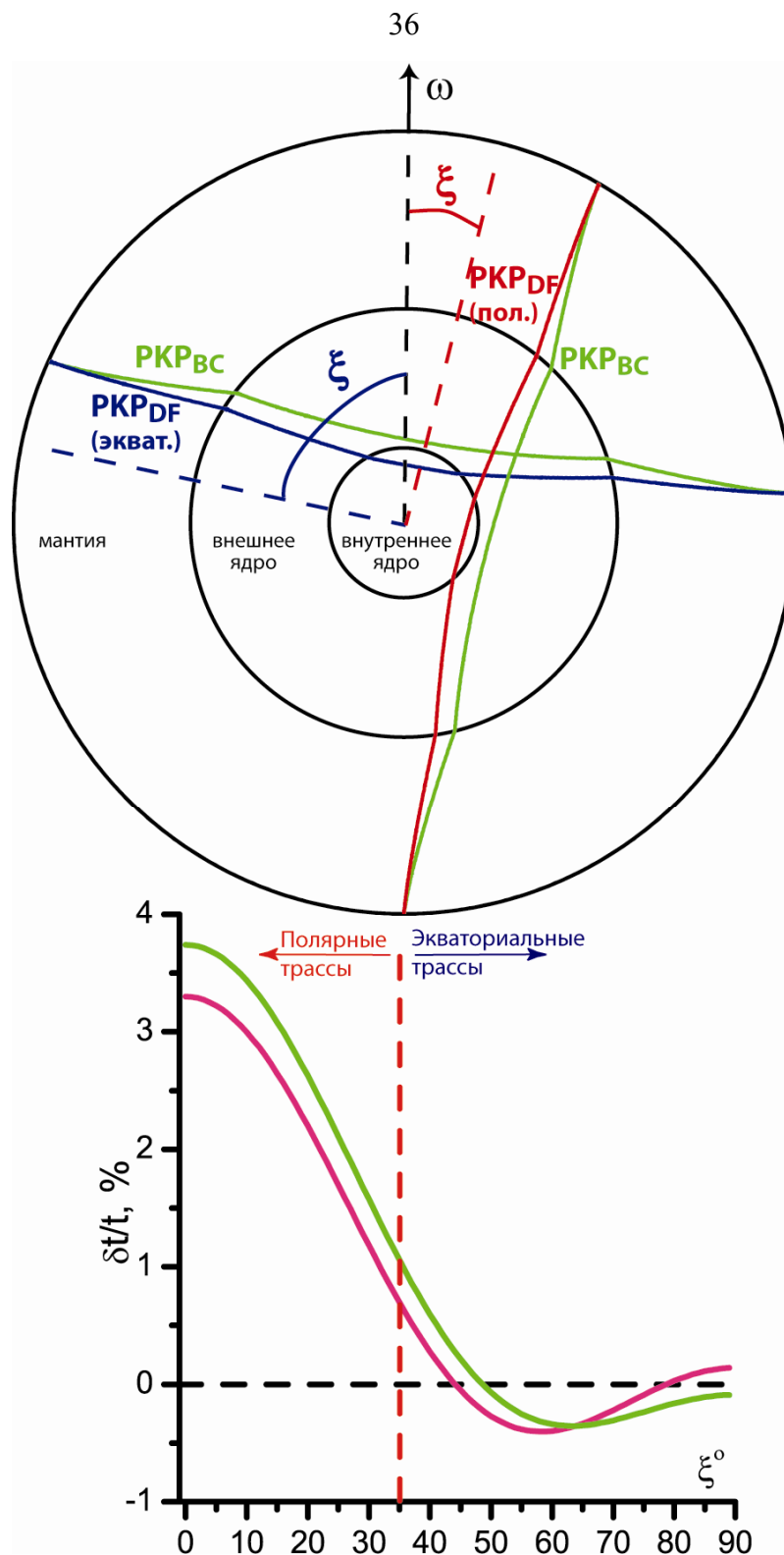


Рис. 1-6-1. Схема распространения двух фаз РКР (BC и DF) в квази-экваториальной и квази-полярной плоскости (сверху), и угол ξ между сейсмическим лучом во внутреннем ядре и осью вращения Земли. Модельные зависимости между дифференциальными невязками времени пробега РКР ($\delta t/t$) и углом ξ (снизу). Красная линия из работы [Souriau & Poupinet 2003], зелёная – [Creager 1999].

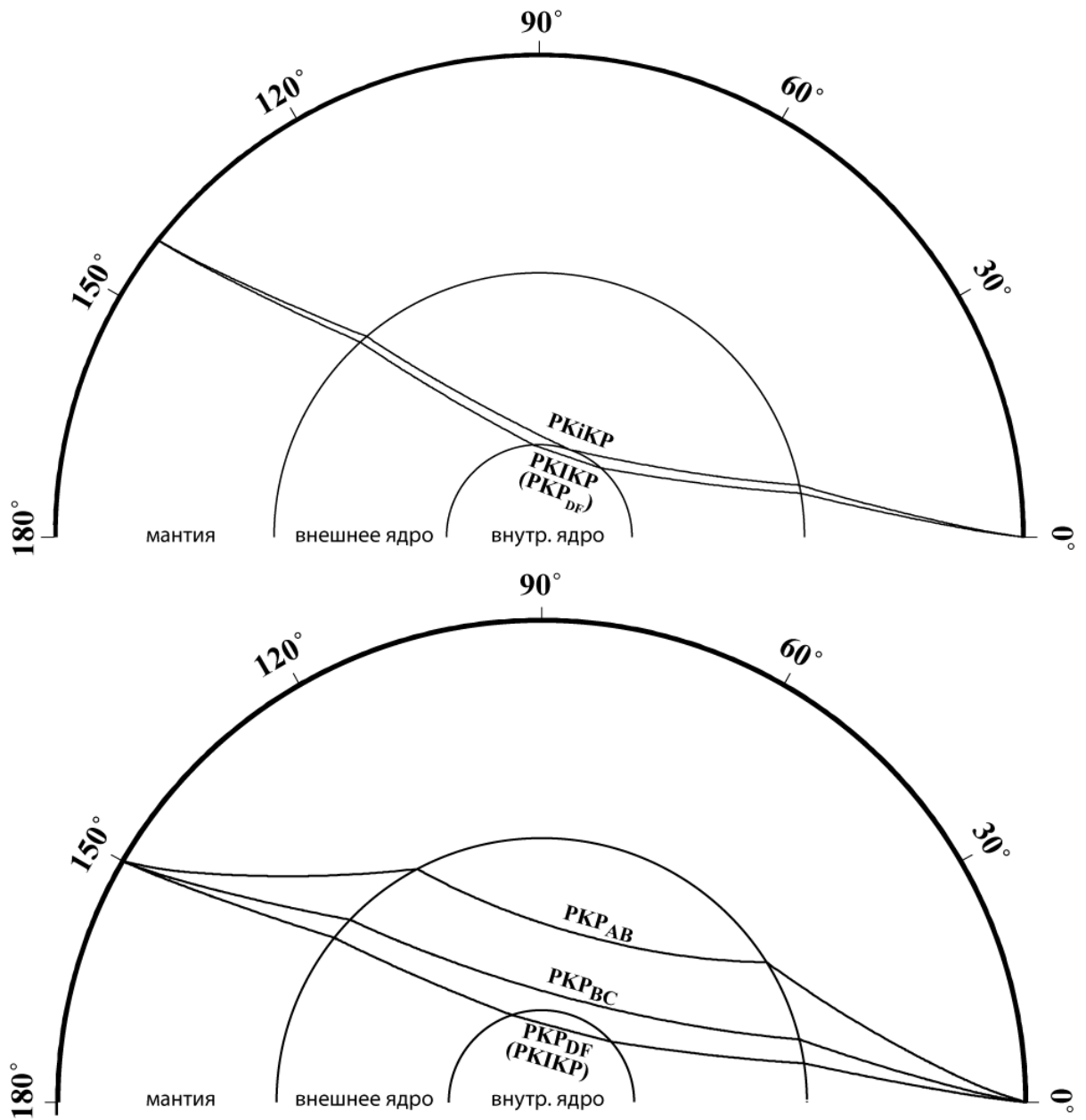


Рис. 1-6-2. Схема распространения сейсмических фаз, связанных с ядром Земли на эпицентральных расстояниях 142° (сверху) и 150° (снизу).

Более глубокие отделы внутреннего ядра наиболее часто исследуются посредством анализа дифференциальных времен пробега $PKP_{BC}-PKP_{DF}$ и $PKP_{AB}-PKP_{DF}$. Как правило, данные проявляют выраженную зависимость от угла ξ . Оценки силы анизотропии достигают 3–4% [Creager 1992; Vinnik et al. 1994; McSweeney et al. 1997; Creager 1999; Garcia & Souriau 2000; Sun & Song 2008; Irving & Deuss 2011a]. Наконец, «сердцевина» внутреннего ядра исследуется преимущественно с привлечением данных о волнах $PKIKP$ (PKP_{DF}). Так, при использовании времен вступлений $PKIKP$, опубликованных в Бюллетене Международного сейсмологического центра (International Seismological Centre), было установлено, что сила анизотропии в центре Земли составляет 1–3% [Morelli et al. 1986; Shearer & Toy 1991; Shearer 1994; Su & Dziewonski 1995]. Вместе с тем, в других работах по анализу данных времен пробега $PKIKP$ были получены более высокие значения анизотропии, которые соответствуют результатам по дифференциальным временам пробега [Cao & Romanowicz 2007; Lythgoe et al. 2013].

Анизотропия также подтверждается данными по собственным колебаниям Земли. Было обнаружено расщепление нормальных мод, чувствительных к внутреннему ядру Земли [Woodhouse et al. 1986; He & Tromp 1996; Durek & Romanowicz 1999; Deuss et al. 2013]. Это проявляется в виде положительного частотного сдвига у полюсов и отрицательного около экватора. Такое зональное расщепление может быть воспроизведено посредством расчета функции расщепления для модели внутреннего ядра с анизотропией и, например, модели мантии S40RTS [Ritsema et al. 2011] и коры CRUST5.1 [Mooney et al. 1998]. Измеренные данные по расщеплению нормальных мод были инвертированы для получения модели анизотропии внутреннего ядра. Выходными параметрами служили α и β (величины пропорциональные удвоенной разности скоростей в полярной и экваториальной плоскостях для продольных и поперечных волн, соответственно), а также третий параметр γ (соответственно для волн, распространяющихся в других направлениях) (например, [Woodhouse et al. 1986]). Были получены надежные оценки для α (от 3.5% до 6.7%) и β (от 0.7% до 1.7%),

в то время как вариации параметра γ оказались существенными (от -2.7% до 2.3%) [Woodhouse et al. 1986; Tromp 1995; Durek & Romanowicz 1999; Beghein & Trampert 2003]. Если сравнивать с данными по объемным волнам, то оценки силы анизотропии по собственным колебаниям Земли дают меньшие значения — в диапазоне от 1.7% до 3.3% . Так как количество наблюдений волн PKJKP крайне невелико, то собственные колебания Земли являются на данный момент основным источником оценок силы анизотропии для поперечных волн, которая в настоящее время оценивается как $0.35\text{--}0.85\%$.

Кроме того была установлена анизотропия затухания по данным объемных волн — затухание сейсмических волн в полярных плоскостях сильнее, чем в экваториальных. Анизотропия затухания наиболее рельефно проявляется в амплитудных отношениях $PKIKP/PKP_{BC}$ и $PKIKP/PKP_{AB}$, которые систематически ниже для полярных трасс по сравнению с экваториальными [Souriau & Romanowicz 1996, 1997; Oreshin & Vinnik 2004]. В некоторых работах также отмечено существенное различие между полярными и экваториальными трассами при анализе амплитудного отношения $PKIKP/PKiKP$ [Yu & Wen 2006a], однако другие работы не подтверждают этого эффекта [Cao & Romanowicz 2004]. Причиной расхождения может служить тот факт, что обнаруженная зависимость амплитудного отношения $PKIKP/PKiKP$ от ξ может являться следствием вариаций скоростной структуры на границе внутреннего ядра. Такая интерпретация не требует введения анизотропии затухания в верхних 100 км внутреннего ядра [Waszek & Deuss 2013].

Существенный разброс оценок по данным объемных волн, в частности для $PKiKP/PKiKP$, показывает, что моделирование амплитуд объемных волн может быть осложнено ограничениями, используемыми в рамках того или иного вычислительного подхода или аппроксимации. В частности, отделение амплитудных эффектов, вызванных конкретной трехмерной структурой или затуханием, представляется нетривиальным. Наоборот, анализ собственных колебаний позволяет легко разделить упругие (скорость) и неупругие (затухание) эффекты [Masters et al. 2000]. Анализ неупругих функций также показывает

зональное расщепление, что подтверждает существование анизотропии затухания, причем более высокие скорости распространения соответствуют более сильному затуханию [Mäkinen & Deuss 2013].

В некоторых исследованиях объемных волн и собственных колебаний были обнаружены признаки существования особенной области в центре внутреннего ядра Земли (его «сердцевины»). Анализ наблюдений волн PKIKP в работах [Ishii & Dziewonski 2002, 2003; Cao & Romanowicz 2007; Niu & Chen 2008; Sun & Song 2008] показал, что анизотропия меняет свой характер, начиная с радиуса 300–500 км и до центра Земли. В этой области направление минимальной скорости распространения объемных волн не перпендикулярно оси вращения Земли, а составляет угол порядка 45–55°. Анализируя расщепление нормальных мод, другие исследователи [Beghein & Trampert 2003] обнаружили, что анизотропия полностью меняет свой характер, начиная с радиуса 400 км, причем полярное направление становится медленным, а экваториальное быстрым. В других работах было обнаружено, что затухание в центре внутреннего ядра существенно отличается от затухания в оставшейся части [Cormier & Li 2002; Li & Cormier 2002; Cormier & Stroujkova 2005]. Вместе с тем, в других работах присутствует альтернативный взгляд на существование «сердцевины» внутреннего ядра. Так, например, анализ объемных волн в работах [Cormier & Stroujkova 2005] и [Garcia et al. 2006] не позволил обнаружить волновые формы, отраженные от возможной границы «сердцевины» внутреннего ядра. Более того, в одном из исследований границы полушарий [Lythgoe et al. 2013] было показано, что такая структура может являться результатом усреднения данных по двум полушариям с различной силой анизотропии в них.

1.7 Дихотомия сейсмической анизотропии твёрдого ядра Земли

В ранних исследованиях анизотропии внутреннего ядра большую популярность приобрела модель, в которой ось симметрии имела небольшой

наклон относительно оси вращения Земли. Такая особенность была призвана для объяснения обнаруженной зависимости времен пробега в полярных областях от долготы точки поворота во внутреннем ядре [Shearer & Toy 1991; Su & Dziewonski 1995; Song & Richards 1996; McSweeney et al. 1997]. Однако позднее было предложено рассмотреть интерпретацию в терминах латеральных вариаций силы анизотропии. Так в [Tanaka & Hamaguchi 1997] было предложено, что западное полушарие проявляет более сильную анизотропию и пониженную изотропную скорость по сравнению с восточным. Такие полусферные вариации (дихотомная структура) явились действенной альтернативой наклону оси анизотропии и позволили согласовать времена пробега объемных волн [Irving & Deuss 2011a]. Вместе с тем такая структура была принята не всеми исследователями, которые указывали, что более простые модели также позволяют удовлетворительно согласовать измеренные времена пробега [Ishii et al. 2002a,b]. Однако признаки дихотомной структуры были впоследствии также обнаружены и в данных собственных колебаний Земли [Deuss et al. 2010].

Проявления дихотомии в изотропной кровле внутреннего ядра. Различие между изотропными частями восточного и западного полушарий внутреннего ядра было установлено в результате анализа экваториальных данных PKiKP-PKiKP [Niu & Wen 2001; Garcia 2002; Waszek & Deuss 2011]. Согласно полученным оценкам толщина изотропного слоя в западном полушарии не более 80–100 км, в то время как в восточном от 100 до 300 км. Кроме того, изотропная скорость в западном полушарии на 0.5–1.5% меньше, чем в восточном. Экваториальные данные не так дефицитны, как полярные, что позволяет достичь плотного зондирования кровли внутреннего ядра практически во всех регионах с помощью данных PKiKP-PKiKP. Это в свою очередь дает возможность повысить точность локации границы раздела восточного и западного полушария по изотропной скорости. Восточная граница проходит между 11° и 60° восточной долготы, а западная граница — между 161° и 180° западной долготы в зависимости от исследования. В некоторых работах предполагается, что граница полушарий смещается к востоку с глубиной [Waszek et al. 2011], что может

частично объяснить существенный разброс в опубликованных оценках координат границы. Дихотомия также обнаружена в амплитудных отношениях $PKiKP/PKiKP$ и $PKP_{BC}/PKiKP$, измеренных по данным, зондирующим верхние 400 км внутреннего ядра. Восточное полушарие внутреннего ядра дает низкие амплитуды и таким образом является более сильно поглощающим ($Q \approx 160\text{--}300$), чем западное ($Q \approx 330\text{--}600$) [Tseng et al. 2001; Wen & Niu 2002; Cao & Romanowicz 2004; Ivan et al. 2006; Yu & Wen 2006a,b; Cormier 2007; Yu & Wen 2007; Waszek & Deuss 2013]. По данным собственных колебаний Земли дихотомия изотропной скорости и затухания пока не обнаружена.

Проявления дихотомии в анизотропной части внутреннего ядра.

Дихотомный характер анизотропии подтверждается как данными по объемным волнам, так и расщеплением тонов собственных колебаний Земли [Deuss et al. 2010]. На основе дифференциальных времен пробега $PKP_{BC}\text{--}PKiKP$, зондирующих глубины свыше 150 км, было установлено, что расхождение в изотропной скорости между полушариями составляет не более 0.5% [Irving & Deuss 2011a; Tanaka 2012]. Наибольшие различия в свойствах восточного и западного полушарий внутреннего ядра на этих глубинах проявляются на полярных трассах, причем в некоторых работах восточное полушарие называется практически изотропным. На основе этих данных положение восточной границы оценивается между 14° и 15° в. д., а западной границы между 160° в. д. и 95° з. д. [Tanaka & Hamaguchi 1997; Creager 1999; Garcia & Souriau 2000; Oreshin & Vinnik 2004; Irving & Deuss 2011a; Lythgoe et al. 2013]. Существенный разброс в оценке положения границ обусловлен, по-видимому, недостаточным покрытием полярными трассами различных регионов внутреннего ядра. Кроме того, если удалить из рассмотрения полярные данные для землетрясений на Южных Сандвичевых островах, зарегистрированных станциями на Аляске, то оставшийся набор данных вполне может быть объяснен без привлечения дихотомии [Tkalčić 2010].

Оценки силы анизотропии в западном полушарии под изотропным слоем достигают 5%, а в восточном могут не превосходить 0.7% [Creager 1999; Garcia &

Souriau 2000; Ouzounis & Creager 2001; Niu & Wen 2002; Sun & Song 2008; Irving & Deuss 2011a; Waszek & Deuss 2011]. В некоторых исследованиях даже предполагают, что анизотропия в восточном полушарии внутреннего ядра отсутствует [Lythgoe et al. 2013].

Большую уверенность в дихотомном характере анизотропии внутреннего ядра придали недавние публикации, в которых он подтверждается данными по собственным колебаниям Земли [Deuss et al. 2010]. Предыдущие работы анализировали расщепление тонов с четными индексами, которые несли информацию об усредненной анизотропии по всему объему внутреннего ядра. Для оценки анизотропии по полушариям необходимо привлечение нечетных тонов совместно с анализом перекрестных пар ${}_nS_l - {}_{n'}S_{l'}$, отличающихся по порядку ($l - l'$) на нечетное число. В работе [Deuss et al. 2010] впервые приведены наблюдения расщепления перекрестных пар внутреннего ядра и показано, что такое расщепление соответствует модели с полусферными вариациями в силе анизотропии. Более того, для большинства пар один из тонов соответствует внутреннему ядру. Это доказывает, что обнаруженный эффект не может возникать вследствие какой-либо структуры в мантии или внешнем ядре, как предполагалось ранее [Romanowicz & Breger 2000]. Дополнительным доказательством служит тот факт, что область максимального проявления анизотропии была обнаружена в том самом месте под Северной и Южной Америками, где она была ранее локализована по данным объемных волн без использования данных с Южных Сандвичевых островов.

1.8 Динамические и минералогические модели твёрдого ядра Земли

Современные представления о внутреннем ядре Земли складываются посредством суммирования вышеизложенных структурных особенностей, которые схематично представлены на рисунке 1-8. Кровля внутреннего ядра (верхние 60–120 км) изотропны либо проявляют слабую анизотропию.

Изотропная скорость объемных волн в восточном полушарии на десятки доли процента выше, чем в западном. Кровля западного полушария характеризуется слабым затуханием по сравнению с восточным. На больших глубинах анизотропия западного полушария сильнее, чем восточного. Наконец, в центре ядра, возможно, существует область, в которой направление быстрой оси анизотропии не совпадает с оставшейся частью внутреннего ядра. Скорость дифференциального вращения (если оно существует) внутреннего ядра мала. Именно такую пёструю картину свойств необходимо объяснить с точки зрения минералогии и динамики.

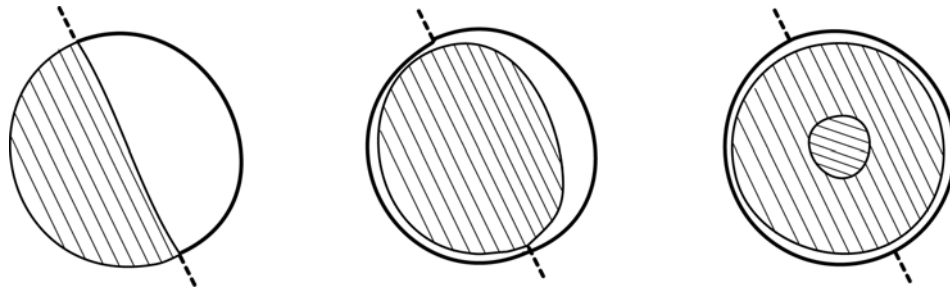


Рис. 1-8. Графическое представление некоторых структурных особенностей анизотропии внутреннего ядра Земли. Дихотомия анизотропии (слева). Различная мощность изотропной кровли в западном и восточном полушариях (центр). Перемена ориентации быстрой оси анизотропии в центре ядра (справа).

Параметры стабильного состояния железа в широких диапазонах температур и давлений были определены на основе экспериментов и вычислений «из первых принципов». Это железо с кубической объемно-центрированной кристаллической решеткой (Fe-bcc), которое при повышении температуры преобразуется в Fe-fcc (кубическая гранецентрированная решетка). А при повышенных давлениях формируется фаза Fe-hcp (гексагональная плотноупакованная решетка). Согласно вычислениям «из первых принципов» наиболее вероятной фазой железа, доминирующей при высоких температурах и давлениях во внутреннем ядре, является hcp [Vočadlo et al. 2000, 2003a]. Вместе с

тем, если учесть, что внутреннее ядро не является чистым железом, а содержит небольшое количество более легких элементов [Jephcoat & Olsen 1987; Stixrude et al. 1997], вычисления «из первых принципов» дают фазу bcc [Belonoshko et al. 2003; Vočadlo et al. 2003b; Dubrovinsky et al. 2007; Côté et al. 2008] или даже фазу fcc [Vočadlo et al. 2008], которые будут стабильны в соответствующих условиях.

Недавние экспериментальные работы с привлечением алмазного пресси позволили достичь температур и давлений во внутреннем ядре [Tateno et al. 2010, 2012; Sakai et al. 2011]. Было обнаружено, что только фаза hcp является стабильной при температуре и давлении во внутреннем ядре, как для чистого железа, так и для железа с добавкой никеля и/или кремния. Принципиально отличная картина была представлена в рамках модели «конфетной обертки» [Mattesini et al. 2013]. Она подразумевает мозаичную структуру внутреннего ядра, где каждый элемент мозаики содержит один из типов упорядочения кристаллов (*bcc* или *hcp*), и такая мозаика формирует анизотропные свойства западного полушария. При этом восточное полушарие представляет собой кристаллический конгломерат, не позволяющий выделить отдельные элементы мозаики, что приводит к слабой анизотропии во всем восточном полушарии.

Приведённые выше альтернативы позволяют сформулировать широкий спектр физических возможностей для формирования анизотропии. Она может возникать как вследствие структурного упорядочения гранул/кристаллов железа по форме [Singh et al. 2000], так и по ориентации кристаллографических осей, причём последний вариант рассматривается как предпочтительный. Лабораторные эксперименты и вычисления «из первых принципов» обеспечили упругие параметры, которые могут быть использованы для оценки соответствующих сейсмических скоростей. Критическим параметром, определяющим силу анизотропии, является отношение c/a , где c — ось цилиндрической симметрии, а a — перпендикуляр к ней. a и c связаны с расстояниями между узлами гексагональной плотноупакованной кристаллической решетки. В идеальном кристалле железа hcp отношение c/a составляет 1.6229, что соответствует кристаллу с изотропными свойствами. При давлениях и

температурах внутреннего ядра отношение c/a снижается, и ось c становится быстрой, а ось a — медленной [Stixrude & Cohen 1995]. При существенном увеличении температуры отношение c/a возрастает, и в рамках некоторых оценок «из первых принципов» предполагается, что оно может превысить идеальное значение, делая ось c медленной, а ось a быстрой [Steinle-Neumann et al. 2001; Gannarelli et al. 2005; Vočadlo et al. 2009]. Однако недавние исследования на лазерном прессе при температурах и давлениях внутреннего ядра показывают, что отношение c/a для hcp оказывается меньше, чем в идеальном кристалле. Из этого следует, что ось c является быстрой осью, и упорядочение кристаллов происходит таким образом, что она располагается параллельно оси вращения Земли, что позволяет объяснить сейсмическую анизотропию объемных волн. Внутреннее ядро состоит из большого количества кристаллов, которые в совокупности проявляют анизотропию, только если они соответствующим образом упорядочены по ориентации быстрой оси анизотропии. Было предложено два механизма формирования такой структуры. Первый механизм подразумевает упорядочение кристаллов в ходе затвердевания. Другой механизм упорядочения связан с пластической деформацией, которая может иметь место после фазы затвердевания.

Если анизотропная структура создаётся в ходе **затвердевания**, то в этом режиме упорядочение может возникать вследствие воздействия сил магнитного поля (Karato 1993), так как железо в условиях внутреннего ядра обладает парамагнитными свойствами. В этом механизме, однако, остается неясным, достаточно ли силы магнитного поля, чтобы обеспечить систематическое упорядочение кристаллов. Согласно другому сценарию внутреннее ядро затвердевает, создавая дендритные структуры, упорядоченные вдоль потока во внешнее ядро [Bergman 1997]. Для того, чтобы ось c была направлена вдоль оси вращения Земли, большая теплоотдача должна возникать на экваторе, что приведет к упорядочению дендритов в экваториальной плоскости. Эта модель позволяет объяснить усиление анизотропии с глубиной и анизотропное затухание объемных волн.

В режиме **пластической деформации** после затвердевания возможны три различных механизма: (i) термическая конвекция [Jeanloz & Wenk 1988; Romanowicz et al. 1996], (ii) магнитное натяжение [Karato 1999; Buffett & Wenk 2001] или (iii) предпочтительный рост в экваториальных регионах [Yoshida et al. 1996]. В работе [Koot & Dumberry 2011] на основе нутаций Земли была проведена оценка вязкости внутреннего ядра, которая составила $2\text{--}7 \times 10^{14}$ Па с, что не противоречит предполагаемым деформациям.

Механизм термической конвекции [Jeanloz & Wenk 1988; Romanowicz et al. 1996] маловероятен, если теплопроводность внутреннего ядра достигает 150 Вт/(м К) — недавней оценке, полученной в [Pozzo et al. 2012]. Более вероятно, что внутреннее ядро испытывало конвекцию только на ранних стадиях [Buffett 2009; Cottaar & Buffett 2012], что может служить причиной возникновения отдельных слоев во внутреннем ядре, например «сердцевины» внутреннего ядра с отличающимся характером анизотропии. Второй механизм производит поток тороидального типа, который в модели Баффета и Венка [2001] упорядочивает *c-оси* кристаллов железа параллельно экватору и не может привести к формированию анизотропной структуры, имеющей быструю ось параллельно оси вращения Земли. В модели Карато [1999] поток осесимметричный, и следовательно, может обеспечить упорядочение быстрых осей кристаллов вдоль оси вращения Земли. Таким образом, если анизотропия внутреннего ядра на самом деле обусловлена деформацией вследствие магнитного натяжения, то радиальные и латеральные вариации силы анизотропии могут быть связаны с вариациями магнитного поля в прошлом.

В рамках третьего механизма (модель из [Yoshida et al. 1996]) предполагается, что внутреннее ядро растет преимущественно в экваториальных областях. Вследствие этого осесимметричный поток по направлению к полюсам Земли удерживает внутреннее ядро в гидростатическом равновесии, упорядочивая быстрые оси анизотропии параллельно оси вращения Земли, что приводит к формированию анизотропной структуры. Эта идея была развита в других исследованиях, например в работе [Deguen et al. 2011] была добавлена

композиционная стратификация в кровле внутреннего ядра, что привело к возникновению сильной деформации и упорядочению кристаллов железа в кровле внутреннего ядра. Результирующая анизотропия является радиальной, что эквивалентно изотропной среде для объемных волн, и таким образом позволяет объяснить изотропный слой верхних ста километров внутреннего ядра. Вместе с тем этот механизм не позволяет объяснить анизотропию нижней части ядра, которая при таком сценарии должна сформироваться на более ранних этапах: либо в процессе затвердевания, либо в результате деформации, вызванной магнитным натяжением.

Как видно, существуют диаметрально противоположные подходы к объяснению анизотропии внутреннего ядра. Более того, выбор одного из описанных режимов представляется крайне затруднительным, причем разные механизмы могут действовать одновременно. Это дает широкие возможности интерпретации обнаруженных вариаций анизотропии внутреннего ядра. Например, кровля внутреннего ядра могла сформироваться вследствие затвердевания, а упорядочение кристаллов на больших глубинах произошло вследствие деформации, и значит быстрая ось упорядоченных кристаллов окажется направленной в другом направлении. Каждый из этих механизмов предсказывает различные зависимости таких величин, как сила магнитного поля, вязкость или поток тепла на границе мантия – ядро, и соответственно различные латеральные вариации в структуре и анизотропии внутреннего ядра. Таким образом, максимально точное описание анизотропных неоднородностей внутреннего ядра даст возможность понять движущий механизм целого ряда процессов, включая геодинамо.

Другой критически важной проблемой динамики внутреннего ядра является происхождение дихотомной структуры внутреннего ядра. В частности, почему западное полушарие внутреннего ядра проявляет более сильную анизотропию, пониженную изотропную скорость распространения объемных волн и более низкое затухание. Такая дихотомия может быть объяснена в рамках нескольких моделей.

Трансляционная модель была предложена, чтобы объяснить существование слоя F в основании внешнего ядра [Alboussière et al. 2010], который характеризуется повышенной концентрацией легких элементов. В этой модели кристаллизация происходит на западе, а плавление на востоке. Этот механизм обеспечивает обновление внутреннего ядра на временном периоде порядка 100 миллионов лет [Monnereau et al. 2010]. Трансляция внутреннего ядра является по сути одним из режимов его конвекции, и она не может осуществляться, если теплопроводность внутреннего ядра действительно достигает таких высоких значений, которые были получены в [Pozzo et al. 2012]. Кроме того, она требует, чтобы вязкость внутреннего ядра составляла не менее 10^{18} Па с [Deguen 2012], что на несколько порядков превышает оценку, сделанную в [Koot & Dumberry 2011] на основе наблюдений за нутациями Земли, или в [Бурмин 2008].

Одним из результатов предложенного переноса вещества внутреннего ядра является различный размер кристаллов железа в восточном и западном полушариях, что и должно объяснить различие в изотропной скорости и затухании между востоком и западом [Monnereau et al. 2010]. Однако трансляция внутреннего ядра не позволяет объяснить существование анизотропии и требует введения еще одного механизма формирования такой анизотропной структуры, например модель экваториального роста из [Yoshida et al. 1996]. Снятие напряжений или частичное плавление в восточной части внутреннего ядра эквивалентно разрушению сформированной при кристаллизации текстуры, а значит, более слабой анизотропии [Bergman et al. 2010]. Учитывая, что трансляционная модель [Monnereau et al. 2010] предусматривает постепенный перенос вещества из одной полусферы в другую, возникает еще одна проблема с четкими границами между полусферами, которые были обнаружены в некоторых работах (например, [Waszek et al. 2011; Waszek & Deuss 2011]). Вместе с тем недавно было показано, что трансляционная модель согласуется с резкими границами кровли внутреннего ядра [Geballe et al. 2013]. Наконец, в рамках этой модели трудно объяснить формирование анизотропной сердцевины внутреннего

ядра. При этом трансляционная модель не исключает дифференциальное вращение, так как не подразумевает наличия каплинга внутреннего ядра и мантии.

Альтернативная модель на базе термохимического переноса была предложена в [Sumita & Olson 1999]. Идея этой модели заключается в том, что термохимическая конвекция во внешнем ядре согласует обмен тепла на границе мантия-ядро с процессом затвердевания внутреннего ядра. Термохимическая конвекция внутреннего ядра приводит к возникновению большого вихря под Азией [Aubert et al. 2008], который дает более высокую интенсивность магнитного поля в одной из полусфер, что, в свою очередь, приводит к несимметричному затвердеванию на границе внутреннего ядра. Затвердевание будет более интенсивным в восточном полушарии, приводя к повышенной концентрации случайно ориентированных дендритов [Bergman 1997], а, следовательно, и более слабой анизотропии, повышенной изотропной скорости и более сильному затуханию, что полностью согласуется с сейсмологическими данными. Такая модель ограничивает дифференциальное вращение внутреннего ядра скоростью порядка 10^{-6} градусов в год.

Еще одним вариантом этой идеи является согласование потоков во внешнем ядре, сформированных геодинамо, с тепловым обменом на границе мантии [Gubbins et al. 2011]. В рамках такой модели предполагается появление на поверхности внутреннего ядра локализованных областей с частичным расплавлением. Плавление объясняет существование слоя F и формирование крупномасштабных неоднородностей. Тепловое распределение на границе мантия-ядро по-видимому остается неизменным последние 100–300 млн лет, что объясняет полусферные вариации в кровле внутреннего ядра. В рамках этой модели остается непонятно, как объяснить радиальные вариации анизотропии, а также формирование чисто изотропного слоя во внешней части твердого ядра.

Дискуссия о механизмах возникновения дихотомии связана с затвердеванием, и, следовательно, должна затрагивать временные параметры, в частности возраст внутреннего ядра. Возраст внутреннего ядра является

предметом дискуссий и зависит от предположений относительно потока тепла на границе мантия-ядро, наличия или отсутствия радиоактивного подогрева и величины теплопроводности внутреннего ядра. Оценки возраста внутреннего ядра варьируют от 0.6 до 2.2 миллиардов лет, предполагая, что внутреннее ядро существенно моложе, чем Земля (см., например, обзор в [Nimmo 2007]). При этом, большинство оценок дают возраст около 1 миллиарда лет. Если принять эту оценку возраста внутреннего ядра, то время, необходимое для затвердевания верхних 100 км составит приблизительно 100 миллионов лет.

1.9 Выводы к главе 1. Задачи работы

Несмотря на существенный прогресс по многим направлениям исследований ядра Земли, текущие представления о его структуре и процессах ещё не полны. Новые данные о структурных неоднородностях различных масштабов во внутреннем и внешнем ядре могут быть проинтерпретированы в рамках различных динамических сценариев и с привлечением альтернативных физических механизмов. Некоторые структурные особенности, возникающие вследствие действия даже общепризнанных механизмов (например, Тэйлоровский цилиндр во внешнем ядре), так и не нашли своего подтверждения в данных по объёмным волнам. При этом отсутствие согласия по механизму возникновения сейсмической анизотропии внутреннего ядра влечет существенную неопределённость в целом ряде смежных геофизических дисциплин. В настоящей работе осуществляется поиск, анализ и интерпретация новых сейсмологических данных, призванных упростить всё более сложную картину ядра Земли как за счёт устранения альтернатив, так и за счет повышения точности оценок свойств и параметров уже известных и новых структурных особенностей и процессов. По данным объёмных волн исследуются локализация, размеры и физические параметры неоднородностей ядра Земли и проводится анализ различных динамических моделей, поддерживающих обнаруженную картину свойств

и особенностей. Можно ли обнаружить Тэйлоровский цилиндр во внешнем ядре Земли по данным объёмных волн? Каковы его параметры и соответствуют ли они актуальным представлениям и моделям (включая численные из вычислений геодинамо)? Каковы региональные вариации анизотропных свойств внутреннего ядра Земли и как они согласуются с предложенными моделями его формирования и роста? Какова структура перехода внутреннее-внешнее ядро Земли и кровли твёрдого ядра? Можно ли оценить характерный размер неоднородностей кровли, её добротность и сделать выводы о текстуре и механизме формирования интенсивной коды рассеянных волн? В результате анализа новых сейсмологических данных в настоящей работе были обнаружены разномасштабные неоднородности структуры ядра Земли и показано, что они являются следствием и отражают особенности процесса затвердевания внутреннего ядра Земли из расплава жидкого внешнего.

2 Методические основы анализа волновых форм, связанных с ядром Земли

2.1 Сейсмические фазы, связанные с ядром Земли, как инструмент его исследования

Большинство исследований ядра Земли проводятся с привлечением измерений короткопериодных объёмных волн с частотой от 0.2 до 2 Гц. Регистрируемые продольные и поперечные волны этого частотного диапазона содержат информацию о тонкой структуре и границах раздела среды, в которой они распространяются. Это могут быть локальные и глобальные пространственные неоднородности структуры, а также скачки плотности и/или скорости распространения сейсмических волн как в жидком и твёрдом ядре Земли, так и за его пределами. Можно считать, что оценки скоростей распространения и сейсмического затухания на соответствующих глубинах по свойствам объёмных волн на поверхности являются по сути единственным источником прямых измерений этих величин. Привлечение геомеханических и минералогических и других данных позволяет получить другие физические параметры (например, плотность среды), хотя такие оценки уже будут являться производными. Необходимо отметить, что существенным недостатком использования этого инструмента является ограниченный объём зондирования ядра, определяемый сейсмичностью Земли и распределением станций наблюдения.

Согласно стандартной номенклатуре, сейсмическая волна, имеющая нижнюю точку рефракции, во внутреннем ядре называется PKIKP, где «K» означает распространение в мантии, а «I» — во внутреннем ядре (рис. 1-6-2). Приповерхностные волны PKIKP, т. е. волны с точкой поворота вблизи границы твёрдого ядра (в его кровле), также часто называют PKP_{DF}, как одну из ветвей

волн РКР, ненадолго зашедших во внутреннее ядро. Так как путь распространения волны РКiKP составляет многие тысячи километров в коре, мантии и ядре, то свойства этих волн находятся под сильным воздействием всех этих оболочек и требуют анализа вклада каждой из них [Morelli et al. 1986; Shearer 1994; Su & Dziewonski 1995; Li & Cormier 2002], хотя учёт вклада мантии уже позволяет делать выводы о структурных особенностях ядра [Lythgoe et al. 2013]. Достаточно сказать, что базовое наблюдение, позволяющее говорить об анизотропном характере внутреннего ядра Земли, — различные скорости распространения в экваториальной и полярной плоскостях — было экспериментально установлено именно по абсолютным временам пробега РКiKP [Poupinet et al. 1983].

Вместе с тем, наиболее эффективным использованием волн РКiKP является анализ их дифференциальных характеристик с так называемой «референсной фазой», которая имеет существенно сходный или близкий путь распространения в коре и мантии (см. рис. 2-1-1 и 1-6-2). Это позволяет устранить из рассмотрения целый ряд факторов, оказывающих воздействие на измерения, но локализованных в коре и мантии. На эпицентральных расстояниях 130° – 142° такой фазой может являться фаза РКiKP, закритически отраженная от границы внутреннего ядра Земли (например, [Wen & Niu 2002; Cao & Romanowicz 2004; Cormier 2007; Waszek et al. 2011; Waszek & Deuss 2011; Cormier et al. 2011]). На эпицентральных расстояниях 146° – 157° в качестве референсной фазы наиболее часто используется РКР_{BC} с её точкой поворота вблизи границы внутреннего ядра, но в отличие от РКiKP (или РКР_{DF}), в подошве жидкого ядра. Эта пара фаз использовалась для исследования широкого спектра неопределённостей структуры и динамики внутреннего ядра так как имеет наиболее близкие пути распространения в коре мантии (например, [Shearer & Toy 1991; Creager 1992; Bhattacharyya et al. 1993; Souriau & Roudil 1995; Song & Richards 1996; Souriau & Romanowicz 1996, 1997; Creager 1997; Tanaka &

Hamaguchi 1997; Song 2000; Song & Li 2000; Collier & Helffrich 2001; Tseng et al. 2001; Isse & Nakanishi 2002; Garcia et al. 2006; Lindner et al. 2010; Irving & Deuss 2011a]). Наиболее доступным и наглядным инструментом является зависимость их дифференциального времени пробега от угла между лучом PKP_{DF} в точке поворота и осью вращения Земли, приблизительно совпадающей с быстрой осью анизотропии кристаллов железа, слагающих внутреннее ядро Земли. Действительно, трасса фазы PKP_{BC} незначительно отличается от PKP_{DF} , но, в отличие от последней, не пролегает через анизотропную среду, а значит, невязка их дифференциального времени пробега со сферически-симметричной моделью будет зависеть от указанного угла (рис. 1-6-1). Ещё одной референсной фазой может служить PKP_{AB} , которая используется на больших эпицентральных расстояниях. Она аналогична PKP_{BC} , но имеет точку поворота на существенно большем удалении от границы внутреннего ядра. Это означает, что различия PKP_{AB} и PKiKP могут быть в большей степени обусловлены различиями в их пути распространения в мантии и внешнем ядре, и требовать внесения соответствующих поправок [Vinnik et al. 1994; McSweeney et al. 1997; Creager 1999, 2000; Song & Xu 2002; Garcia et al. 2006; Kazama et al. 2008; Irving & Deuss 2011a].

PKiKP и её референсные фазы рутинно наблюдаются на записях землетрясений с магнитудой по объёмным волнам M_b свыше 5.5 (рис. 2-1-2). Измерение дифференциальных амплитуд и времён пробега осуществляется вручную или с привлечением корреляционных методов. При этом для оценки коэффициента корреляции волновых форм PKiKP и PKP_{AB} часто пользуются преобразованием Гильберта последней [Vinnik et al. 1994], а полярность закритически отражённого вступления PKiKP — обратная относительно PKiKP .

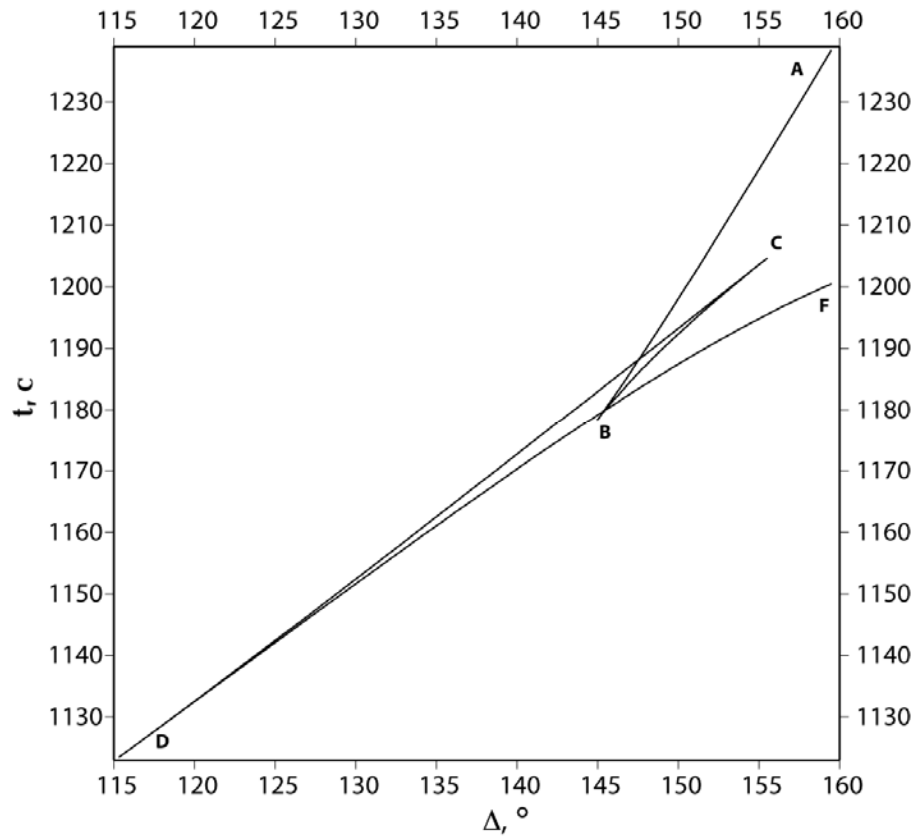


Рис. 2-1-1. Стандартные годографы телесеismicических фаз, связанных с ядром Земли, для модели *ak135* и нулевой глубины сейсмического источника.

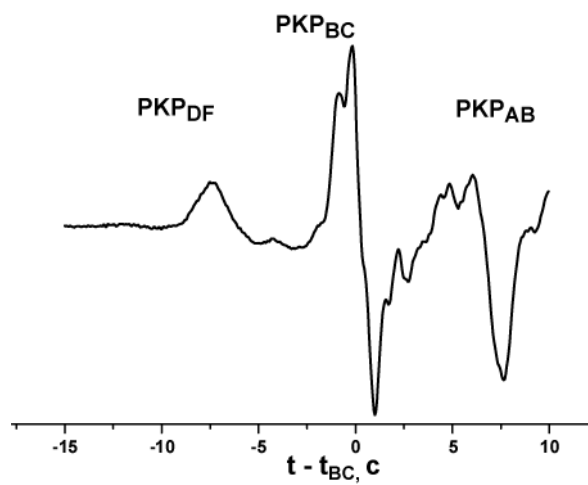


Рис. 2-1-2. Пример записи широкополосного сейсмометрического канала с вступлениями фаз, рефрагированных в ядре Земли.

При оценке силы анизотропии по данным времён пробега используется приближение, в котором малые величины невязок дифференциальных времён пробега связаны со скоростными аномалиями во внутреннем ядре соотношением

$$\delta\tau/t = \delta V/V,$$

где t — время пробега сейсмической волны PKP_{DF} по анизотропной области внутреннего ядра. Чтобы получить относительные значения невязок, необходимо определить к какой части внутреннего ядра относятся наблюдаемые аномалии дифференциальных времен пробега. При расчетах, часто принимают, что верхняя часть ядра толщиной от 100 до 400 км является изотропной [Ouzounis & Creager 2001; Garcia 2002; Souriau & Poupinet 2003], и относят измеренные невязки ко времени пробега во внутреннем ядре за вычетом верхней его части.

Модельная функция, описывающая вариации скорости распространения объёмных волн в среде с цилиндрической анизотропией может быть представлена в виде комбинации тригонометрических функций от угла между быстрым направлением распространения волн в среде и сейсмическим лучом в точке поворота (рис. 1-6-1). Обозначив этот угол за ξ , модельную функцию можно записать в виде:

$$\delta V(r, \xi)/V_0(r) = \alpha(r, \varphi) + \varepsilon(r, \varphi)\cos^2\xi + \gamma(r, \varphi)\sin^2 2\xi, \quad (2-1-1)$$

где $V_0(r) \approx V(r, \xi = 90^\circ)$ — скорость распространения продольных волн в референсной модели, а $\alpha(r, \varphi)$, $\varepsilon(r, \varphi)$ и $\gamma(r, \varphi)$ — параметры, описывающие анизотропию как функцию радиуса r и долготы φ . Эти три независимых параметра полностью характеризуют кривую вариации сейсмической скорости и могут быть связаны с упругими параметрами этой анизотропной среды [Mensch & Rasolofosaon 1997]:

$$\gamma = (4L + 2F - A - C)/8C$$

$\varepsilon = (C - A)/2C = (V(\xi = 0^\circ) - V(\xi = 90^\circ))/V_0$ — соответствует силе анизотропии или максимальной амплитуде модельной кривой (рис. 2-1-3).

α — постоянная, характеризующая вертикальный сдвиг кривой, или различие между $V(\xi = 90^\circ) - V_0$. В приведённых формулах параметры C и A соответствуют скорости распространения продольных волн параллельно и перпендикулярно оси анизотропии, в то время как L и N аналогичные скорости поперечных волн. Параметр F определяет скорость при других направлениях распространения волны. Одним из удобных производных параметров, характеризующих среду, является отношение ε/γ . Как показано в [Garcia 2002], фактически, он определяет форму зависимости модельной кривой и различные его значения в физических терминах могут соответствовать различным кристаллическим решеткам анизотропной среды (рис. 2-1-3).

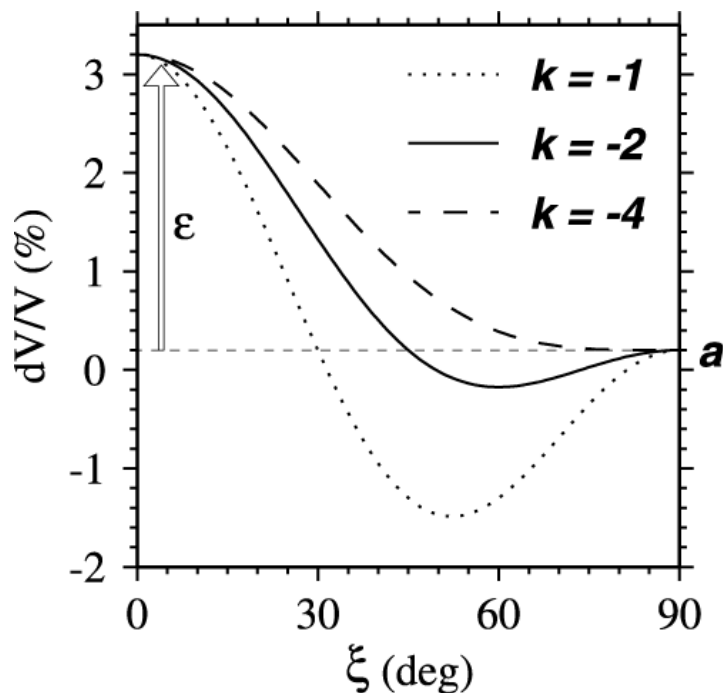


Рис. 2-1-3. Графическое представление различных параметров модельной функции (2-1-1) цилиндрической анизотропии с $\varepsilon = 3\%$ и $\alpha = 0,2\%$, где $k = \varepsilon/\gamma$. Из работы [Garcia 2002].

Также существуют другие представления этой модельной функции, получаемые посредством тригонометрических преобразований. Например, в [Shearer et al. 1988] была использована функция:

$$\frac{\delta v(\xi)}{v} = (2\beta - \gamma)\cos^2(\xi) + (0.5\alpha - 2\beta + \gamma)\cos^4(\xi), \quad (2-1-2)$$

где ξ — угол между осью анизотропии и направлением сейсмического луча, проходящего через внутреннее ядро;

$$\alpha = (C-A)/A_0, \quad \beta = (L-N)/A_0, \quad \gamma = (A-2N-F)/A_0;$$

A, C, N, L, F — аналогичные упругие параметры анизотропной среды.

$$A_0 = k + 4/3\mu,$$

где k — модуль всестороннего сжатия, μ — модуль сдвига в центре Земли.

2.2 Обнаружение слабых волновых форм PKiKP, их свойства и связь с особенностями структуры отражающей границы

Как указывалось ранее, PKiKP — это волна, отраженная от границы между жидким внешним и твердым внутренним ядром Земли. В отличие от рутинных наблюдений закритически отраженных волн, докритические волновые формы PKiKP (рис. 2-2-1) на расстояниях до 100 градусов наблюдаются значительно реже. Это происходит вследствие малости амплитуд PKiKP, которые «тонут» в интенсивных колебаниях сейсмической волны, сформированной на неоднородностях коры и мантии.

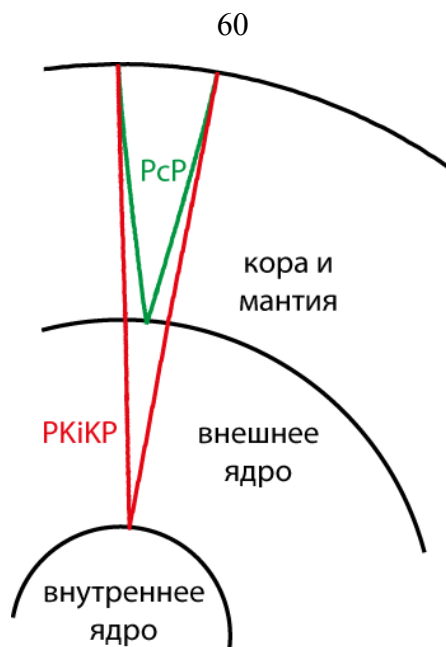


Рис. 2-2-1. Лучевая схема распространения докритически отражённой волны PKiKP и PcP.

Стандартные модели Земли включают границу внутреннее – внешнее ядро в виде скачка первого рода в скоростях распространения продольных и поперечных волн, а также плотности на глубине около 5150 км. Чтобы эффективно повысить соотношение сигнал/шум для вступлений PKiKP, к записям короткопериодных или широкополосных каналов с чувствительностью не менее 0.5 нм на цифровой отсчет применяется полосовая частотная фильтрация с полосой пропускания 1÷5 Гц или 1.3÷5 Гц. При этом идентификация волновой формы PKiKP по трехкомпонентной записи только на основе расчетного времени вступления и видимых изменений в характере записи, как правило, ненадежна. Действительно, учитывая ожидаемый высокочастотный характер вступления, любой импульсный сигнал случайного процесса, отличающийся от доминирующей частоты анализируемого фрагмента записи может быть принят за вступление волн PKiKP. В этой связи предпочтительно использование данных малоапертурных сейсмических групп или региональной группы трехкомпонентных станций (рис. 2-2-2 и 2-2-3).

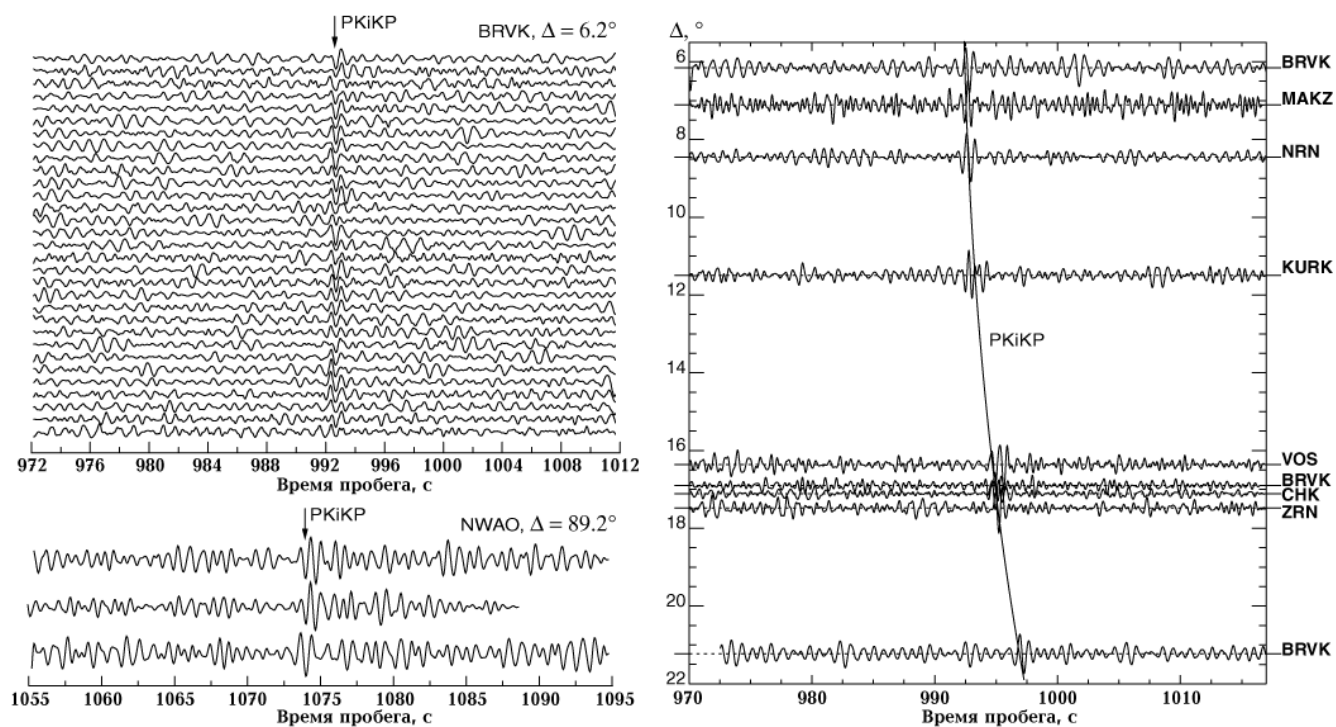


Рис. 2-2-2. Отфильтрованные вертикальные компоненты записей подземных ядерных взрывов и расчетные времена вступления. Трассы соответствуют: 31 Семипалатинскому взрыву, зарегистрированному станцией Боровое (BRVK), 3 Семипалатинским взрывам, зарегистрированным станцией NWAO в Австралии, и взрывам на Новой Земле, Лобноре и Семипалатинском полигоне, зарегистрированным станциями в Казахстане.

Теоретический годограф PKiKP рассчитан по PREM. Все трассы отфильтрованы в полосе частот 1–5 Гц нульфазным фильтром Баттерворта.

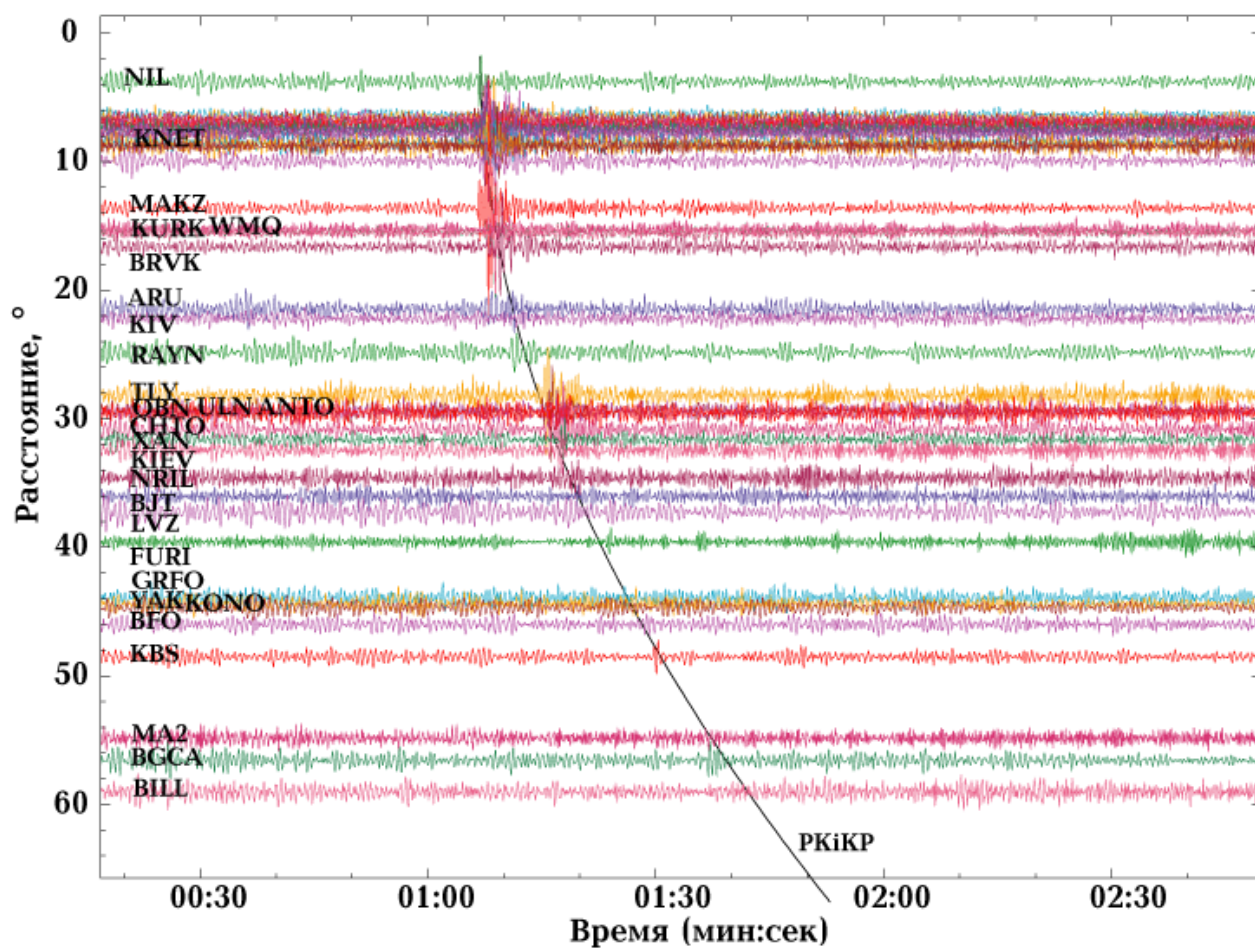


Рис. 2-2-3. Отфильтрованные вертикальные составляющие трехкомпонентных записей станций, зарегистрировавших землетрясение в Памиро-Гиндукушской зоне от 28/03/1998 с параметрами очага: время 18:22:31.72; координаты 36.3717 с.ш.; 70.1752 в.д.; глубина 250 км; $M_b = 5.9$.

Как видно из рис. 2-2-2, благодаря высокой кажущейся скорости, составляющей на малых расстояниях сотни километров в секунду, волновые формы PKiKP образуют «полосу» синфазных вступлений, которая визуальнo прослеживается на монтаже отфильтрованных вертикальных составляющих группы. На монтаже трасс для большего диапазона расстояний можно проследить гиперболический годограф отраженных волн PKiKP (рис. 2-2-3). Выделенные вступления PKiKP могут характеризоваться различным соотношением сигнал/шум и быть достаточно интенсивными, соответствуя волновым формам с максимальной амплитудой на 40-секундном временном интервале вокруг расчетного времени вступления. Невязки времен пробега с моделью PREM обычно невелики. Так, время пробега по 31 событию на Семипалатинском полигоне, зарегистрированному на расстоянии 6° на станции Боровое, составляет 992.45 ± 0.07 (расчетное время по PREM – 992.42 с). Как видно вертикальный «караван» волновых форм PKiKP с заметным соотношением сигнал/шум отлично прослеживается на всех трёх стэках рисунка 2-2-2. Одной из существенных особенностей вступлений PKiKP является их высокочастотный состав. Так, измеренный средний период по 31 волновой форме PKiKP на станции Боровое составил 0.66 ± 0.06 (левая верхняя панель рис. 2-2-2).

В отличие от первых вступлений продольных волн, спектрограммы PKiKP имеют максимум, сдвинутый в область высоких частот (рис. 2-2-4 и 2-2-5). Необходимо отметить, что в диапазоне расстояний от 40° до 95° энергетический коэффициент отражения PKiKP, рассчитанный согласно стандартной модели с резкой границей, составляет менее 0.001, что предполагает крайне низкие амплитуды волн PKiKP, особенно в транспарентной зоне — от 70° до 90° (рис. 2-2-6). Тем не менее, полосовая частотная фильтрация групповых записей мощных

подземных ядерных взрывов и землетрясений часто позволяет обнаружить волны PKiKP во всем диапазоне докритических отражений. Соответствующие результаты измерений по записям взрывов и глубокофокусного землетрясения Памиро-Гиндукушской зоны представлены на рисунке 2-2-7. Зарегистрированные амплитуды PKiKP в десятки и сотни раз превышают оценки в рамках стандартных моделей с резкой границей, что свидетельствует о более сложном характере границы внутреннего ядра Земли. В результате комплексного анализа измерений и сопоставления с результатами моделирования волновых форм PKiKP в рамках различных моделей тонкой структуры перехода внутреннее – внешнее ядро Земли была установлена изменчивость условий отражения в зависимости от местоположения точки отражения на поверхности [Krasnoshchekov et al. 2005]. Такая изменчивость была проинтерпретирована в терминах неоднородности поверхности твердого ядра (рис. 2-2-8). Образ поверхности внутреннего ядра соответствует «мозаике», сложенной из областей с резкой границей и областей, включающих локальный переходный слой толщиной $2 \div 4$ км в подошве жидкого ядра, или в кровле твердого ядра Земли. Предложенная модель позволяет согласовать все измеренные амплитуды PKiKP, времена пробега, а также высокочастотный состав вступлений PKiKP.

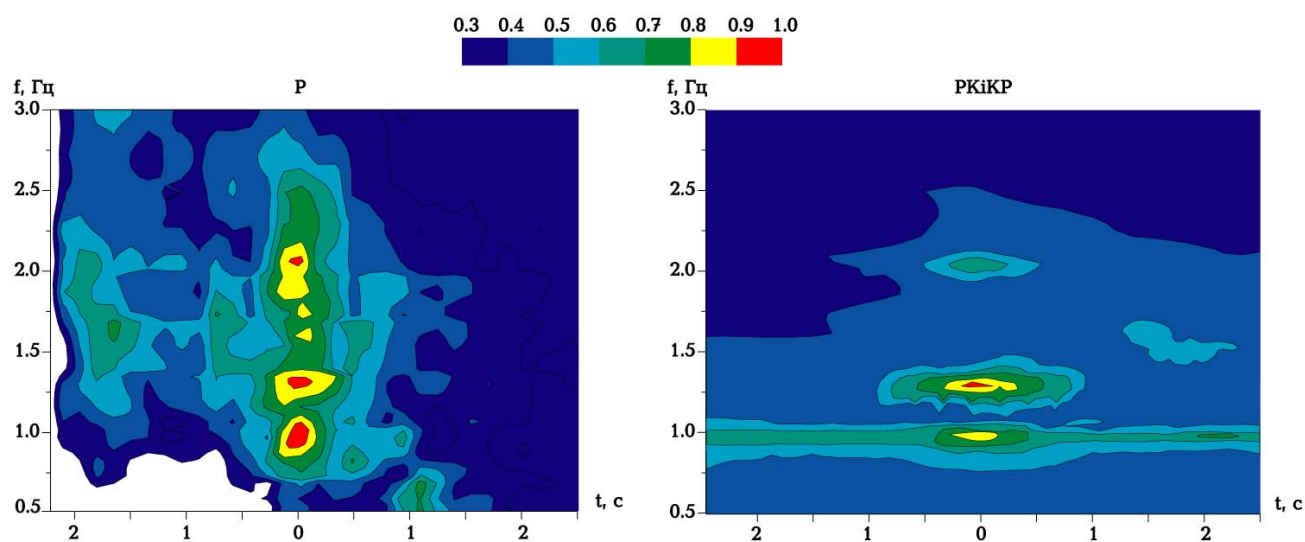


Рис. 2-2-4. Спектрограммы фрагментов записи вертикального канала станции Боровое, зарегистрировавшего Семипалатинский взрыв 15/11/1987. Левая часть соответствует спектрограмме первого вступления продольных волн; правая часть – вступлению волн PKiKP.

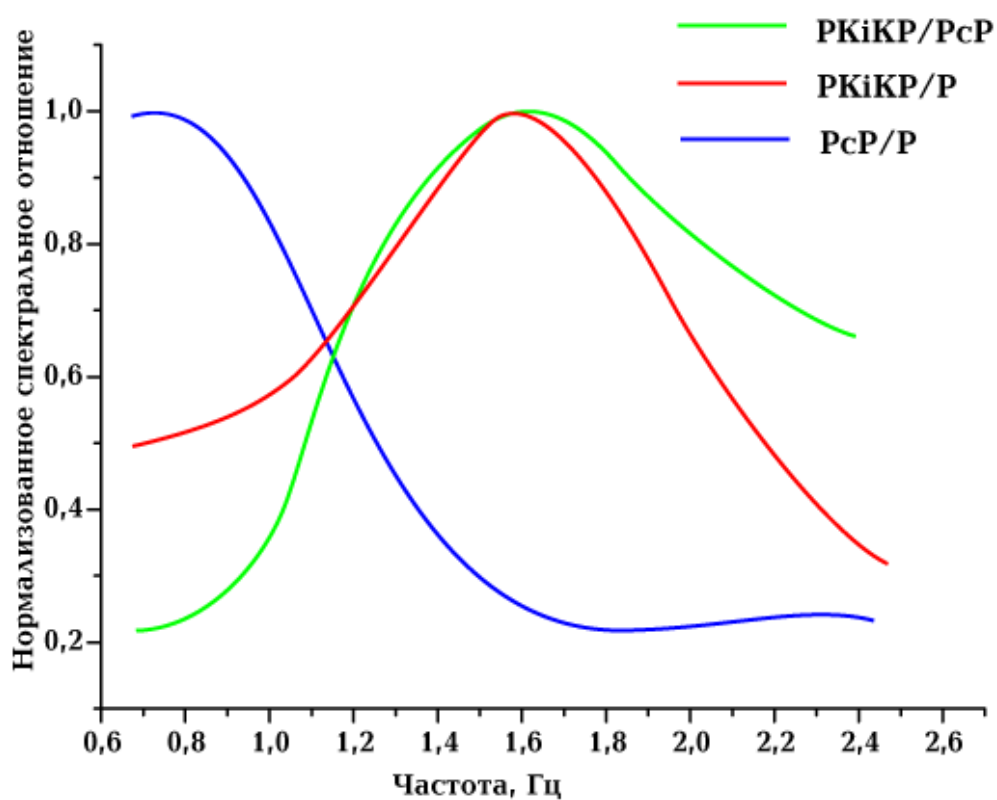


Рис. 2-2-5. Отношение спектров волн PKiKP, PcP и P. Спектр волны PKiKP обогащен высокими частотами.

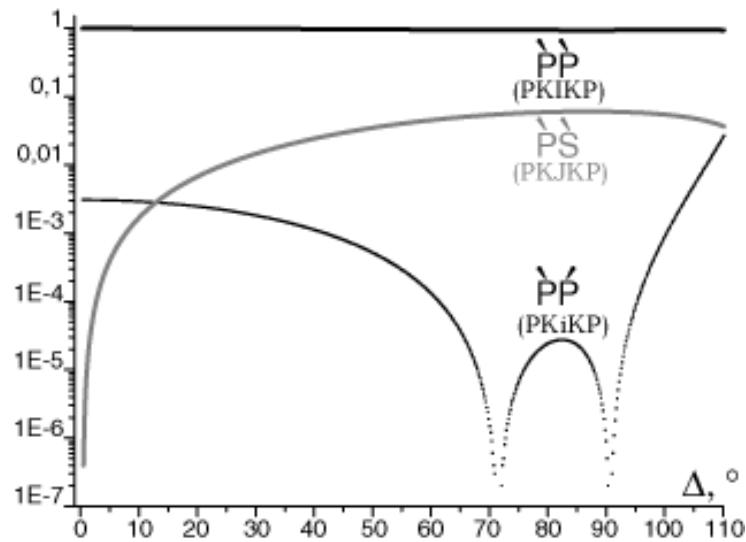


Рис. 2-2-6. Зависимость коэффициентов отражения/преломления на границе внутреннее – внешнее ядро Земли от эпицентрального расстояния в градусах.

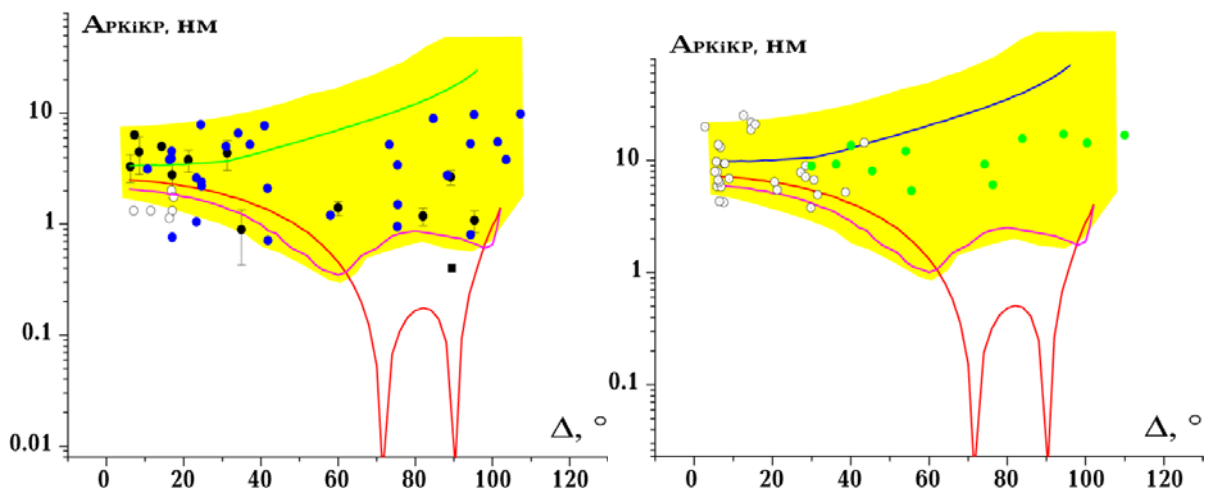
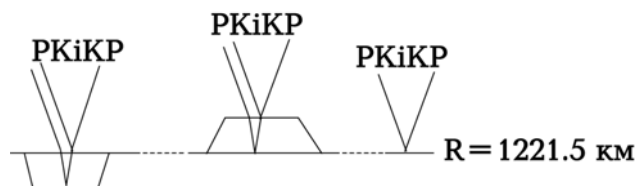
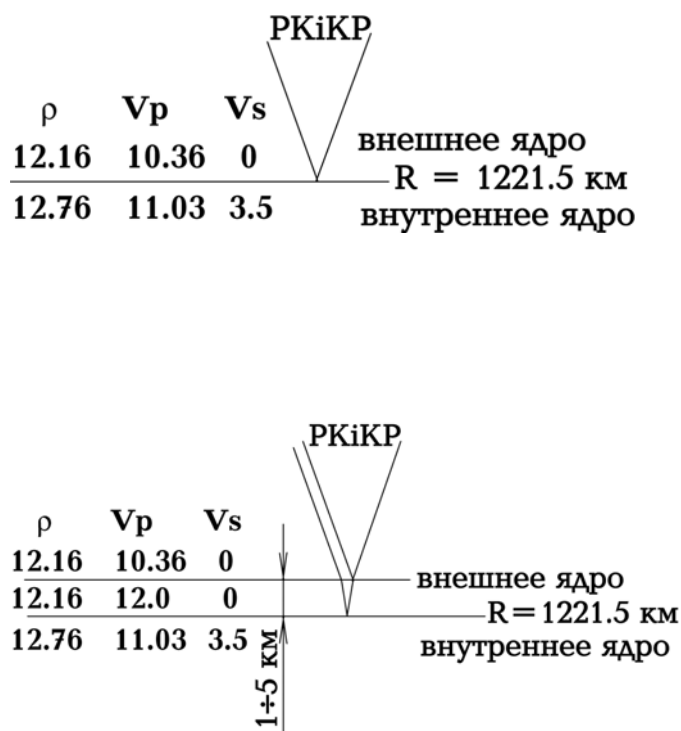


Рис. 2-2-7. Измеренные амплитуды волн PKiKP по записям подземных ядерных взрывов (слева) и Памиро-Гиндукушского землетрясения (справа) и теоретические амплитудные кривые, вычисленные в рамках PREM (красная линия) и ее модификаций с тонким переходным слоем в основании жидкого ядра (зеленая и синяя линии) или кровле твердого ядра (фиолетовая линия). Желтым цветом обозначена область, соответствующая ожидаемым амплитудам PKiKP в рамках моделей с твердым или жидким переходным слоем толщиной в пределах 5 км и скачком скорости продольных волн не более 10 %.



Модель с резкой границей (PREM) требует наличия сильных неоднородностей вне ядра для объяснения высокочастотного состава вступлений PKiKP. Не согласуется с наблюдениями в транспарентной зоне. Позволяет согласовать измеренные времена пробега.

Модель с глобальным переходным слоем (жидким или твердым) позволяет объяснить высокочастотный состав вступлений PKiKP. Плохо согласуется с измеренными амплитудами PKiKP, если параметры слоя фиксированы.

Модель с присутствием неоднородностей в виде тонких локальных переходных слоев — жидких или твердых позволяет объяснить значительные амплитудные вариации волн PKiKP, их частотный состав и время пробега с небольшими отклонениями от стандартной модели с резкой границей.

Рис. 2-2-8. Структура и параметры различных моделей перехода внутреннее-внешнее ядро Земли. ρ — плотность в г/куб. см., V_p и V_s — скорости распространения продольных и поперечных волн, соответственно, в км/с.

2.3 Инновационный метод анализа сейсмической коды с помощью методики обработки пространственных данных альфа-шейп и его применение к выделению слабой коды PKiKP

Волновые формы, следующие после первых вступлений продольных и поперечных волн на широкополосных и короткопериодных записях сейсмических событий, называются кодой и ассоциируются с неоднородной структурой литосферы. Было установлено, что форма сейсмической коды обладает целым рядом робастных свойств. Например, форма сейсмической коды, отфильтрованной в узкой полосе частот, не зависит от эпицентрального расстояния для местных событий [Rautian & Khalturin 1978]. Многие характеристики формы сейсмической коды, такие как амплитудный градиент спада по времени или длительность, оказались очень полезны в геофизических исследованиях. В частности с их помощью может быть получена ценная информация о сейсмическом источнике и свойствах среды, в которой распространяется сейсмический сигнал (см. более детальный обзор в [Sato & Fehler 1998]). Математический формализм для коды локального землетрясения был впервые предложен Аки [1969]. Кода была представлена в виде суперпозиции некогерентных сейсмических волн, сформировавшихся на дискретных рассеивателях, нормально распределенных в пространстве. Воображаемую форму сейсмической коды трудно распознать на глаз по сейсмическим записям смещения или скорости. Более наглядно форма коды проявляется, если взять огибающую сейсмической записи. Огибающая — есть суть представление информации сейсмической записи в другой, более доступной форме, которая позволяет более выпукло продемонстрировать затухающий характер сейсмического сигнала во времени. Для извлечения геофизической информации, к записям огибающей применяются различные методы обработки.

Первоначально наибольшую популярность имели квадратичные или среднеквадратичные огибающие, в то время как более поздние работы начали привлекать другие инструменты. Например, в [Nakahara & Carcolé 2010]

использовались огибающие Гильберта. В работе этих авторов с помощью параметрической регрессии оценивались параметры коды методом максимального правдоподобия в предположении, что функция зависимости амплитуды от времени известна, также как и тип распределения сейсмического шума. Одно из преимуществ огибающих Гильберта заключается в том, что они сохраняют фазовую информацию исходных данных и могут использоваться как мера того, как сильно изменяется во времени общая энергия сейсмического сигнала (кинетическая и потенциальная). В то же время, несмотря на *большую* наглядность, огибающие Гильберта являются сильно осциллирующими функциями, которые требуют сглаживания для устранения возможных проблем при дальнейшей обработке. Без процедуры сглаживания возможно возникновение сложностей, например, при оценке сейсмического затухания посредством аппроксимации фрагмента огибающей выбранной модельной функцией. В самом деле, широко используемая процедура аппроксимации методом наименьших квадратов крайне чувствительна к экстремальным значениям, что требует предварительного сглаживания.

Среди большого количества сглаживающих процедур превалирует скользящее среднее. Метод прост для понимания и применения, обеспечивает быстрые результаты и имеет один контрольный параметр — длина скользящего окна усреднения (некоторые примеры огибающих Гильберта, сглаженных в различных временных окнах в диапазоне от 1 до 100 сек, приведены на рис. 2-3-1). В то же время не существует единого устойчивого критерия для выбора длины временного окна, и на практике выбор этого параметра осуществляется на глаз или таким образом, чтобы устранить те или иные частоты, либо снизить флуктуации не выше наперед заданного уровня.

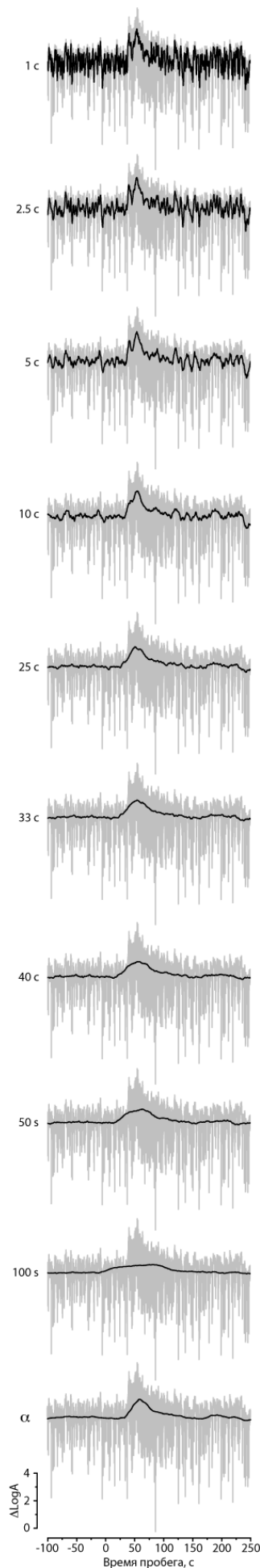


Рис. 2-3-1. Сглаживание огибающих Гильберта записи одного из скандинавских событий с $M_L = 1.1$. Девять верхних сейсмограмм получены сглаживанием в скользящем временном окне, а нижняя — с помощью α -шейп k -ого порядка. Длина временного окна сглаживания в секундах дана слева от каждой записи. Масштабная планка по оси ординат приведена в левом нижнем углу.

В рамках нового подхода предлагается не сглаживать огибающие Гильберта, а робастно восстанавливать форму сейсмической коды с помощью метода восстановления образа, заданного в виде облака точек. Для этой цели используются современные технологии обработки пространственных образов и многомерных массивов данных. Эти методы базируются на евклидовой геометрии, и уже были успешно апробированы в областях знаний, оперирующих вещественными объектами (см., например, [Abbott & Tsay 2000]). В частности они приобрели большую популярность в геофизике, хотя и используются преимущественно для решения обратных задач. Одним из таких примеров может служить «алгоритм ближайшего соседа», с помощью которого осуществляется поиск в пространстве параметров моделей, которые могут быть привлечены для аппроксимации заданного набора данных. Вместе с тем, применение этих методов к временным последовательностям менее распространено, что может быть связано с объективными сложностями, возникающими при создании соответствующих метрик и мер подобия.

Новый метод использует α -шейп k -ого порядка — инновационный инструмент, применяемый в вычислительной геометрии для целей восстановления формы из облака точек. Он позволяет восстановить форму сейсмической коды без сглаживания. Применение α -шейп k -ого порядка к огибающей даёт робастные оценки амплитудной изменчивости коды во времени и производных величин. В более широком смысле предложенный алгоритм дает практический инструмент восстановления формы любого набора данных, состоящего из сигнала и шума, и заданного в виде временной последовательности.

2.3.1 α -шейп k -ого порядка

α -шейп [Edelsbrunner et al. 1983] — это классический инструмент вычислительной геометрии, предназначенный для восстановления формы облака точек. В зависимости от области применения, входные данные могут быть получены различными путями. Наиболее распространенным является дискретное сканирование или зондирование физического объекта или явления окружающей среды. Определение α -шейп множества точек звучит следующим образом:

Определение [α -шейп множества точек P]. Пусть $P \subset R^2$ — множество точек на плоскости. α -шейп от P соединяет все пары точек $p, q \in P$, для которых существует диск радиуса α , имеющий p, q на своей границе и ни одной из точек P внутри.

Например, при $\alpha = 0$ ни одна из пар точек не может быть соединена в α -шейп. В другом экстремальном случае при $\alpha \rightarrow \infty$, α -шейп есть суть выпуклая оболочка множества точек P .

α -шейп формализует интуитивное понятие «формы множества точек» (рис. 2-3-2, левая панель). Значение α управляет уровнем детализации, с которым восстанавливается форма. С течением времени α -шейп нашел свое применение в различных областях знаний (см. например, [Edelsbrunner & Mücke 1994; Teichmann & Capps 1998; Albou et al. 2009; Zhou & Yan 2014]). Целый ряд полезных свойств α -шейп был установлен теоретически и подтвержден на практике в рамках различных приложений от графики до биологии.

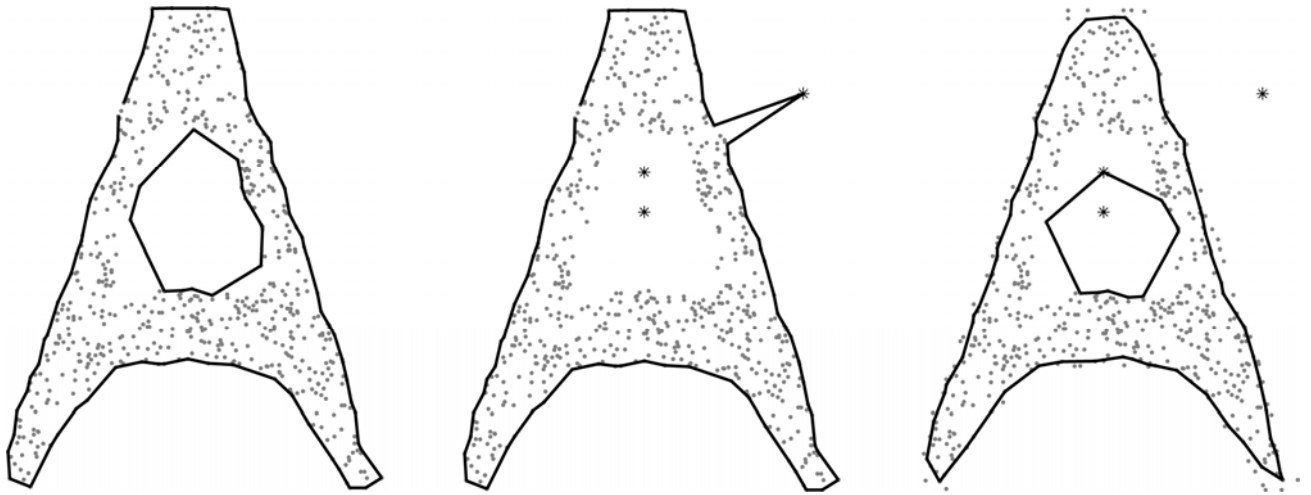


Рис. 2-3-2. Облако точек и его α -шейп (слева). Несколько отскакивающих значений (изображены звёздочками) искажают восстановленную форму (середина). Применение α -шейп k -ого порядка ($k = 1$) позволяет восстановить форму без искажений (справа).

2.3.1.1 α -шейп k -ого порядка и отскакивающие данные

Реальные данные часто содержат шум и отскакивающие (экстремальные) значения, которые искажают α -шейп (рис. 2-3-2, средняя панель). Чтобы устранить искажения, Krasnoshchekov & Polishchuk [2014] дали определение α -шейп k -ого порядка. Это расширенное понятие α -шейп, которое позволяет игнорировать определенное количество отскакивающих данных и получать более робастные результаты. На рис. 2-3-2 (левая панель) представлен α -шейп множества точек, который отлично восстанавливает форму облака точек. На средней панели добавлены два отстающих значения. Как видно теперь α -шейп не может восстановить одну из ключевых черт множества — его внутреннюю полость. Идея α -шейп k -ого порядка сформировалась в результате стремления снизить влияние отскакивающих значений посредством предоставления возможности некоторым точкам анализируемого множества находиться внутри α -дисков, определяющих форму. На рис. 2-3-2 (правая панель) изображен α -шейп первого порядка. Как видно, оценка α -шейп k -ого порядка с $k > 0$ позволяет

достичь более устойчивых результатов за счет пониженной чувствительности к отскакивающим значениям.

Формально, α -шейп k -ого порядка определяется аналогично α -шейп посредством дисков радиуса α . В отличие от стандартного определения α -шейп через пустые диски, диски, определяющие α -шейп k -ого порядка, содержат k точек множества P . В частности, диск радиуса α называется полным порядка k , если ровно k точек P находятся внутри диска. Точки множества P , содержащиеся в полных дисках уровня k , называются «внешними». Все точки множества P , не являющиеся внешними, называются «внутренними».

Определение [α -шейп k -ого порядка множества точек P]. α -шейп k -ого порядка — это α -шейп внутренних точек.

В рамках такого определения α -шейп является α -шейп k -ого порядка с $k = 0$. Алгоритмические и комбинаторные свойства α -шейп k -ого порядка приведены в [Krasnoshchekov & Polishchuk 2014]. В этой работе показано, что α -шейп k -ого порядка связан с диаграммой Вороного k -ого порядка так же, как α -шейп связан с диаграммой Вороного. Прочие свойства α -шейп k -ого порядка, визуализированные в виде видео-файла, представлены в работе [Krasnoshchekov et al. 2010]. Еще одной демонстрационной опцией является интерактивное веб-приложение по адресу <http://www.cs.helsinki.fi/group/compgeom/kapplet/>, с помощью которого можно создавать различные множества точек и оценивать α -шейп k -ого порядка и другие пространственные построения [Krasnoshchekov & Polishchuk, 2008; Krasnoshchekov et al. 2010].

2.3.1.2 Восстановление структуры

α -шейп был первоначально предназначен для передачи внешней формы (внешнего вида) множества точек. Следуя внешней границе множества, мы можем получить такое изображение с помощью α -дисков, не содержащих каких-либо точек множества P . В частности, отскакивающие значения могут

существенно повлиять на α -шейп. При положительных k , α -шейп k -ого порядка локально удаляет k отстоящих точек множества P , а именно точек, называемых внешними. В результате такого восстановления мы получаем не внешнее изображение, а структуру множества точек (см. рис. 2-3-3 в качестве примера).

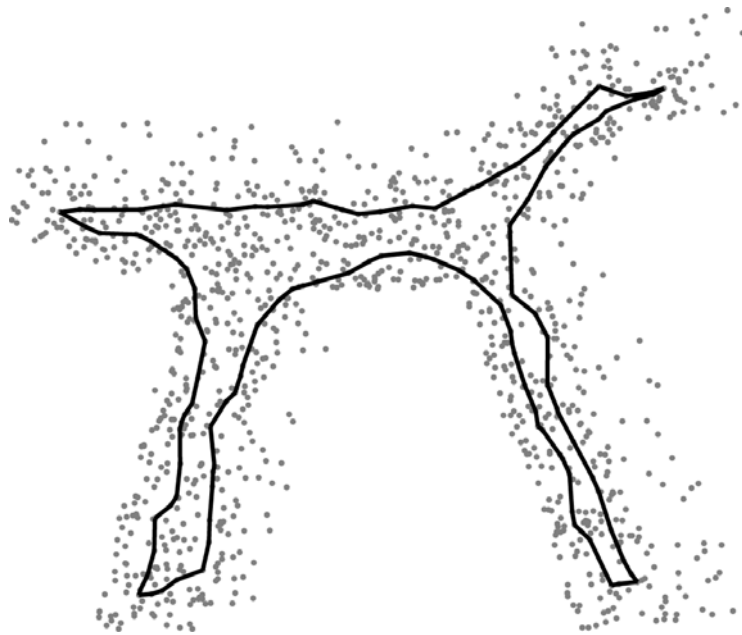


Рис. 2-3-3. α -шейп k -ого порядка ($k = 15$) эффективно восстанавливает структуру облака точек.

Необходимо отметить, что α -шейп (как и α -шейп k -ого порядка) относятся к непараметрическим методам, так как при восстановлении формы не делается каких-либо априорных предположений о ее типе или структуре. То есть, не предполагается, является ли форма графиком линейной, экспоненциальной, логарифмической или какой-либо другой функции. Напротив, при параметрической регрессии функциональная зависимость предполагается известной и постулируется, что эта зависимость принадлежит определенному семейству функций. В задачу регрессии входит поиск оптимальных параметров, описывающих заданную функцию (т. е. поиск также осуществляется в пространстве параметров).

2.3.2 Алгоритм и обработка

В предыдущих параграфах были описаны преимущества использования α -шейп k -ого порядка для восстановления формы. Ниже будет представлен алгоритм для анализа временных последовательностей с помощью α -шейп k -ого порядка. Также ниже представлено применение алгоритма к обработке огибающей Гильберта. Основной целью является восстановление уникальной гладкой кривой, представляющей форму сейсмической коды, из дискретного представления этой формы, данного в виде огибающей Гильберта. То есть в терминах пространственного восстановления этот дискретный набор данных рассматривается как результат зондирования оригинальной формы коды. Основываясь на фундаментальных предположениях о распространении объемных волн, предполагается, что частота зондирования достаточна и обеспечивает восстановление искомой формы с приемлемой неопределенностью. В отличие от скользящего среднего, которое сглаживает огибающие посредством усреднения определенного количества близлежащих точек, представленный алгоритм анализирует локальные закономерности взаимного расположения точек в пространстве. При этом процедура восстановления состоит в оценке локального распределения и взаимосвязей точек множества для оценки позиции локального элемента искомой формы.

Таким образом, техническая задача состоит в восстановлении искомой формы на основе облака точек, содержащего также и шум. В рамках предлагаемого подхода сейсмический шум обрабатывается отдельно от искомой формы. α -шейп k -ого порядка предлагает широкий спектр возможностей, включая продемонстрированные выше опции по выявлению отстоящих величин. Основываясь на этих возможностях, α -шейп k -ого порядка привлекается для

робастного извлечения формы сейсмической коды из аналитической огибающей, которая служит в качестве входного множества точек. Входные данные представляют собой временную последовательность, обладающую следующими свойствами. Во-первых, набор данных включает фрагмент с сейсмическим шумом, в котором искомая форма отсутствует. Во-вторых, имеет фрагмент данных, в котором искомая форма осложнена присутствием отскакивающих значений и сейсмического шума. Необходимо отметить, что простое применение классического α -шейп заведомо будет неэффективно, так как выходная форма будет серьезно искажена отскакивающими значениями и будет характеризовать внешнюю форму облака точек, в то время как целью обработки является восстановление его структуры.

2.3.2.1 Обработка временных последовательностей

Алгоритм: Оценка α -шейп k -ого порядка временной последовательности происходит следующим образом. В каждый момент времени инициализируются два диска радиуса α — верхний диск и нижний диск. Верхний диск располагается выше всех точек набора данных и движется вниз. Диск останавливается в тот момент, когда он охватывает ровно k точек (рис. 2-3-4, левая панель). Аналогично нижний диск располагается под данными и движется вверх до момента включения k точек. Выходным элементом искомой формы в данный момент времени является середина отрезка, соединяющего центры остановившихся верхнего и нижнего дисков.

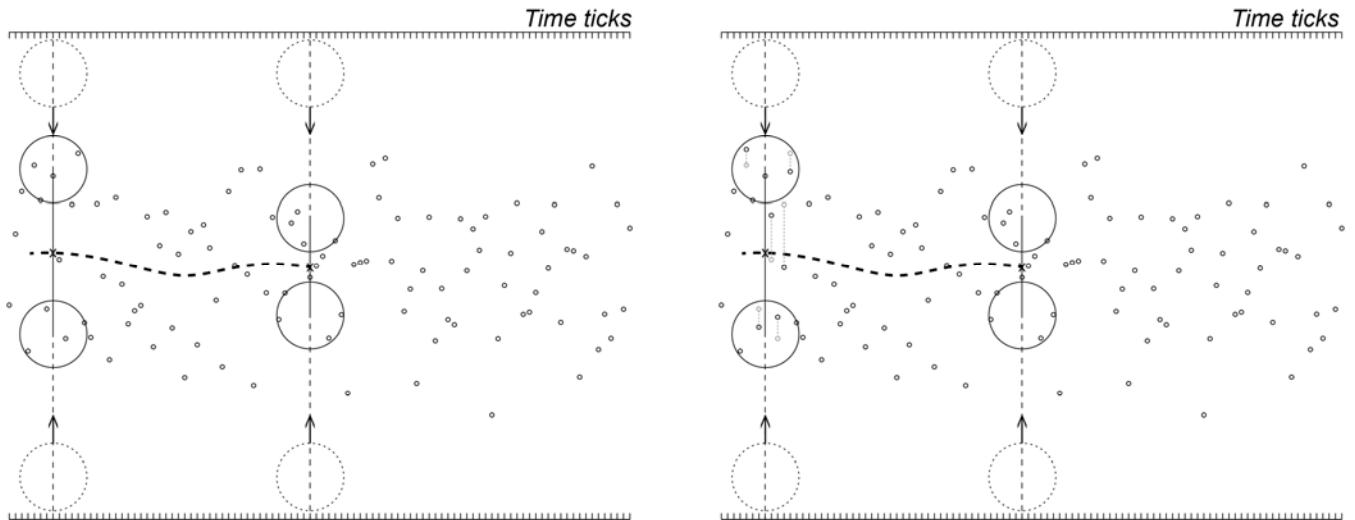


Рис. 2-3-4. Применение α -шейп k -ого порядка к временным последовательностям. Левая панель: Верхний (соотв. нижний) диск продвигается вниз (соотв. вверх) по данным; диск останавливается, когда в нём содержится точно $k = 4$ точек множества. Восстановленный элемент выходной формы в этот момент времени соответствует середине отрезка, соединяющего центры остановившихся дисков. Правая панель: несколько точек (как внутри, так и снаружи дисков) изменили свои местоположения; несмотря на это, восстановленный элемент формы не изменился.

Чтобы понять работу алгоритма на интуитивном уровне, необходимо рассмотреть выходные формы для двух крайних случаев: $\alpha = 0$ и $\alpha = \infty$. В первом случае в качестве выходной формы будет получена входная временная последовательность. Во втором случае выходной формой будет являться прямая линия на уровне среднего между k -ым максимумом и k -ым минимумом временной последовательности. Следовательно, алгоритм необходимо запускать с разумным выбором α и k .

Хотя α и k могут выбираться на основе различных критериев, ниже предложен один из практических методов выбора, которые могут быть применимы к огибающей Гильберта сейсмической записи.

Для выбора α и k для любой из сейсмограмм используется часть записи, которая содержит только сейсмический шум (рис. 2-3-5). α устанавливается равным одному стандартному отклонению сейсмического шума. Чтобы задать k случайным образом выбирается 1000 моментов записи, и в каждый момент времени располагается два α -диска. Один с центром в 2α над средним уровнем шума, а другой с центром 2α под уровнем шума. k устанавливается равным среднему количеству точек в дисках по получившимся 2000 дискам. Затем алгоритм α -шейп k -ого порядка применяется к записи сейсмического шума и с помощью среднеквадратичного отклонения (RMSD) оценивается, на сколько выходная форма отличается от прямой на уровне среднего уровня шума. Интуитивно α -диски удаляют шум, что должно обеспечить прямую линию в качестве выходной формы. Если вариабельность выходной формы слишком высока, шкала времени масштабируется и для новой шкалы оценивается величина k с помощью вышеописанной процедуры (усреднение по 2000 дискам в случайные моменты времени). При увеличении масштабного коэффициента возрастает k , что соответствует меньшим вариациям выходной формы или меньшему RMSD. Процедура останавливается в тот момент, когда RMSD становится менее заранее установленного уровня. RMSD обычно устанавливают равным $0.05\alpha - 0.005\alpha$. Меньшие значения RMSD обычно приводят к избыточному сглаживанию выходной формы.

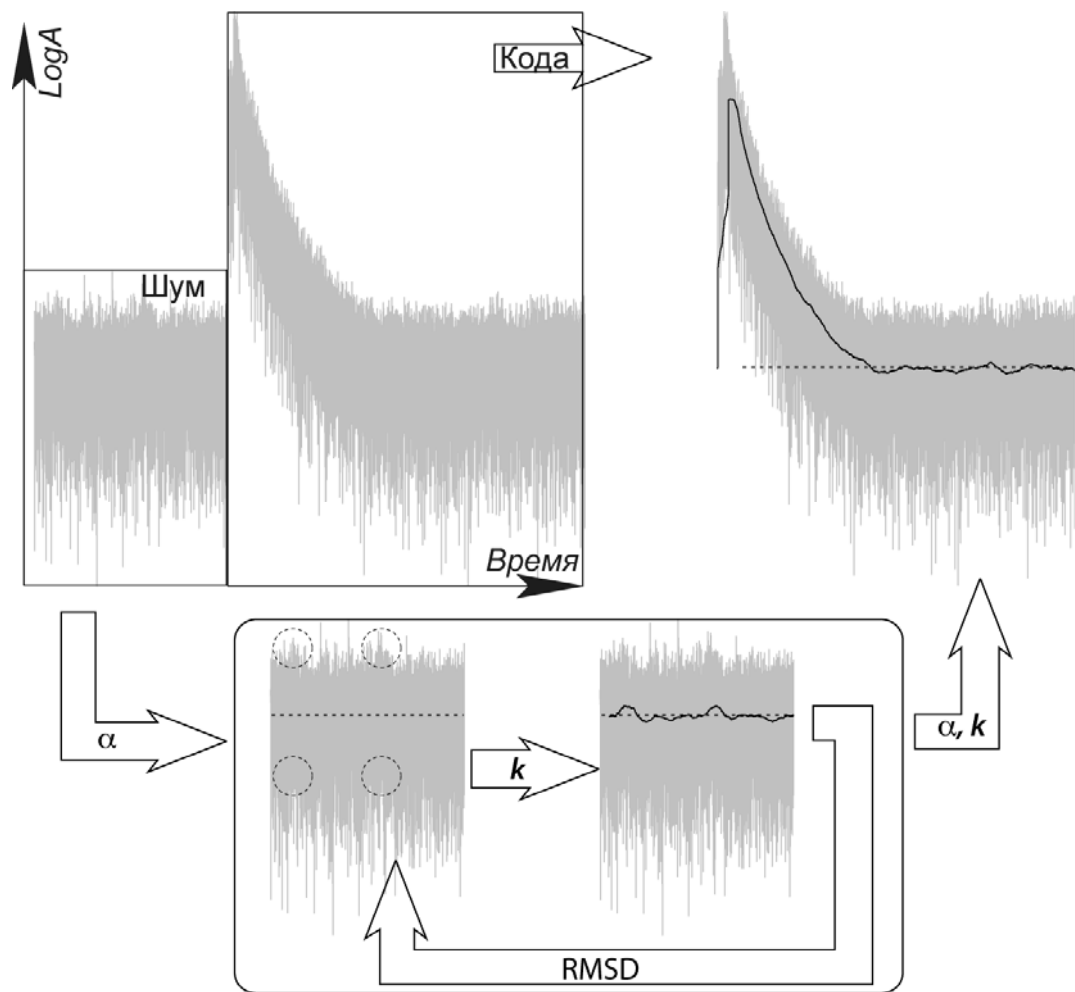


Рис. 2-3-5. Блок-схема алгоритма обработки. Сейсмическая запись разбивается на шум и коду. Шум используется для выбора α and k (например, с помощью RMSD). Выбранные α и k используются при обработке коды для восстановления её формы. Курсив – средний уровень сейсмического шума (также изображены 4 диска в случайных местоположениях); восстановленная форма – чёрная кривая.

В целом, описанный метод следует стандартной парадигме искусственного интеллекта и машинного обучения. Необходимо отметить, α и k выбираются индивидуально для каждой сейсмической записи. Более того, для каждой сейсмограммы выбор α не зависит от масштабирования записи по времени, а k устанавливается индивидуально для каждого масштаба. Кроме того RMSD не является единственной возможной мерой качества аппроксимации сейсмического шума, так как могут быть использованы любые другие метрики и меры.

Предложенный алгоритм применим и позволяет получить выходную форму для временной последовательности любой природы. Необходимо отметить, что сейсмические записи как класс данных также подходят для обработки в силу присутствия сейсмического шума. Это уникальное свойство сейсмограмм позволяет выбирать параметры α и k индивидуально для каждой записи. Выбор основывается на общем предположении, что выходная форма процедуры восстановления, примененной к сейсмическому шуму, должна быть близка к прямой линии.

Так же как и в стандартным методах обработки временных последовательностей, фрагмент выходной формы α -шейп k -ого порядка в любой момент времени определяется только теми моментами времени, которые располагаются вблизи (в пределах $\pm\alpha$) анализируемого временного момента. Однако, традиционные методы обработки временных последовательностей анализируют локальные данные наперед заданным образом, например взвешивая данные таким образом, что более удаленные точки имеют меньший вес. Напротив, α -шейп k -ого порядка не применяет предопределенную схему взвешивания и оценивает фрагмент выходной формы в каждый момент времени на основе взаимодействия α -дисков с реальным пространственным распределением данных в рассматриваемой области. Метод α -шейп k -ого порядка является устойчивым, так как небольшие вариации в расположении точек

входного набора данных не вносят неустойчивости в выходную форму (рис. 2-3-4, правая панель). Действительно, в каждый момент времени выходная форма, производимая алгоритмом, определяется точками, которые останавливают движение верхнего и нижнего дисков. Вариации в положениях прочих точек, как внутри, так и за пределами дисков не являются критичными для определения фрагмента выходной формы в рассматриваемый момент времени.

Блок-схема алгоритма представлена на рис. 2-3-5, а соответствующий программный код MATLAB можно загрузить по ссылке: <http://www.cs.helsinki.fi/group/compgeom/seism.zip>. Программа считывает местный бюллетень, загружает исходные файлы данных в формате mseed, вычисляет огибающие сейсмограмм на указанных временных интервалах, запускает алгоритм оценки α -шейп k -ого порядка и выдает восстановленную форму сейсмической коды локального события. Все процедуры полностью автоматизированы. Пользователь также может настроить параметры под индивидуальное приложение. Наконец, восстановленные формы сейсмической коды, полученные усреднением и с помощью α -шейп, можно визуально сравнить на рисунке 2-3-1.

2.3.2.2 Применение к синтетическим данным

Тестирование эффективности α -шейп k -ого порядка было осуществлено на синтетической задаче, в которой восстанавливаемая форма заранее известна и может быть сопоставлена с результатом обработки с помощью алгоритма. Набор выходных данных был сформирован так, чтобы он обладал свойствами реальных сейсмических записей. Данные состояли из двух частей: прямая линия, соответствующая константе, за которой следовало трехмерное решение уравнения Больцмана, взятого в качестве реального примера синтетической формы коды

[Paasschens 1997]. Именно вторую часть необходимо восстановить с помощью α -шейп k -ого порядка. Сконструированная форма подлежащая восстановлению суть состоит из первоначального пика, за которым следует хвост, характеризующий волны, сформированные однократным рассеянием, и диффузная часть коды (см., например, [Hoshiba 1995; Calvet & Margerin 2013] в качестве примеров формы коды после первого вступления). Затем на весь набор данных были наложены случайные флуктуации, определяемые Релеевским распределением [Anache-Ménier et al. 2009; Nakahara & Carcolé 2010]. Созданная синтетическая запись была длительностью 45 мин при частоте дискретизации 100 Гц, что составило 270 000 точек данных (в соответствии с реальными данными, рассмотренными ниже).

Для проверки концепции алгоритм α -шейп k -ого порядка был применён к синтетической записи, в результате чего была получена выходная форма. Результаты обработки представлены на рис. 2-3-6. Как видно, выходная форма практически совпадает с истинной формой без существенных систематических сдвигов или отклонений, как на сейсмическом шуме, так и на временных интервалах коды, соответствующих региону однократного рассеяния и диффузному хвосту (рис. 2-3-6, левая панель). Единственный элемент формы, который оказался искаженным в процессе обработки, — это первое вступление, которое в выходной форме изображено в виде «плеча» (рис. 2-3-6, правая панель).

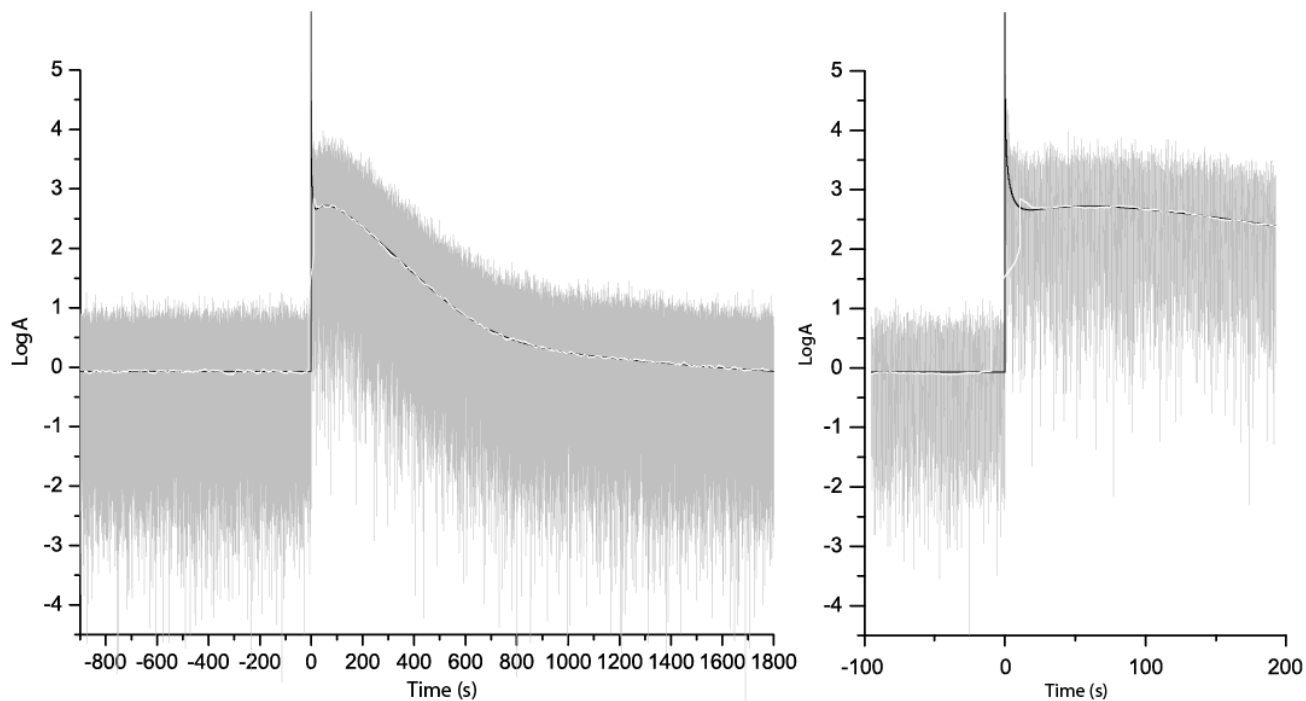


Рис. 2-3-6. Применение α -шейп k-ого порядка к синтетическим данным:
 результат обработки всей записи длиной 45 минут (слева),
 а также увеличенный 5-минутный фрагмент,
 соответствующий первому вступлению продольных волн (справа).
 Истинная форма (чёрная кривая) и восстановленная кривая (белая)
 изображены поверх синтетического набора данных (серая кривая).

2.3.2.3 Обработка реальных данных

Дополнительное тестирование было проведено на реальных данных. Необходимость в этом определялась тем фактом, что сформированные синтетические данные не передавали некоторых важных черт реального сейсмического шума. Например, они не могли учитывать любую случайную временную корреляцию в шуме или низкочастотные вариации среднего уровня шума. Алгоритм был применен к широкополосной записи одного из скандинавских событий. А именно неглубокого события с локальной магнитудой $M_L = 2.4$, зарегистрированного на расстоянии 109 км временной станцией LP23 сети ЛАПНЕТ. До применения алгоритма соотношение сигнал-шум было повышено за счет полосовой частотной фильтрации в диапазоне 1–15 Гц. На рис. 2-3-7 изображены выходные формы обработки записи. В отличие от интенсивных колебаний во входной огибающей, выходная форма является гладкой функцией, спадающей от первоначального максимума до уровня сейсмического шума и проявляющей низкочастотные колебания вокруг этого уровня до и после сейсмического события.

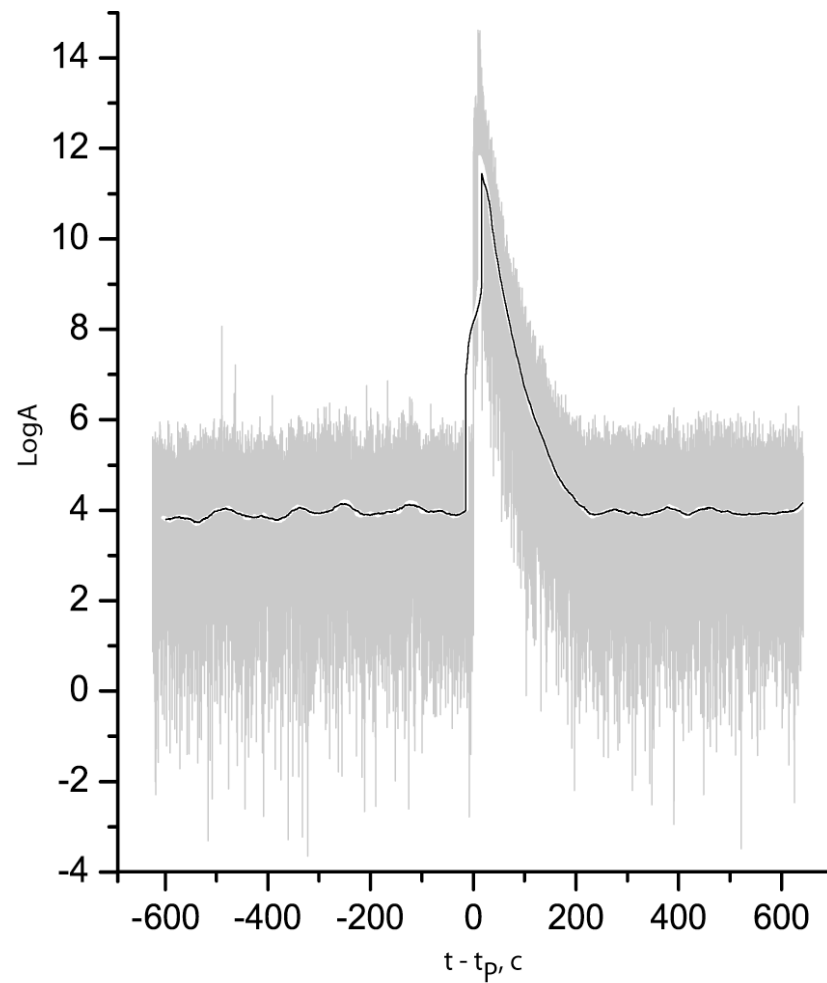


Рис. 2-3-7. Обработка реальных данных и оценка погрешности с помощью формирования псевдоогibaющих по методу опорной выборки: чёрная кривая – результат восстановления исходной огibaющей (серым), белые кривые – восстановленные формы пятидесяти псевдоогibaющих.

2.3.2.4 Оценка погрешности

Для оценки стандартной ошибки и устойчивости восстановленной формы коды, был привлечен метод «опорной выборки» [Efron & Tibshirani 1991]. Для этой цели сначала было создано N реализаций оригинальной огибающей. В каждой реализации было случайным образом опущено 25% данных, при сохранении частоты дискретизации созданной квазиогibaющей (опорной выборки). Иными словами, для некоторых моментов времени значение огибающей отсутствовало. В окрестности точек, значения которых были опущены, эффективная частота дискретизации кратно менялась.

Каждая из созданных N квазиогibaющих была обработана с помощью описанного алгоритма, что дало семейство из N выходных форм. В качестве компромисса между статистической значимостью и вычислительной эффективностью было использовано $N = 50$. Использование больших величин N не существенно сказывается на результатах. На рис. 2-3-7 изображено в режиме наложения семейство выходных решений для 50 опорных выборок, и результат применения алгоритма к невозмущенным данным. Сравнение показывает, что вдоль всей выходной формы точки данных обработанных квазиогibaющих равномерно распределены вокруг результата обработки невозмущенной огибающей и не формируют локальных кластеров. Также как и не наблюдается систематических отклонений оригинальной огибающей от воображаемого центра трубки, сформированной семейством опорных выборок.

Чтобы оценить ошибку в каждый момент времени, оценивалось относительное стандартное отклонение всего семейства выходных данных. За исключением временного периода, соответствующего первому вступлению, ошибка не превышала 1% (рис. 2-3-8). На рис. 2-3-9 представлены распределения ошибки до и сверх 5%. Общее количество моментов времени, в которых ошибка превысила 5% равно 767, что составляет 0.5% общей длины записи. Все эти точки сосредоточены в регионе резкого роста амплитуды огибающей,

соответствующего первому вступлению продольных волн. Восстановление формы коды на подобных временных интервалах, отвечающих резким изменением в амплитуде, не является задачей предложенного алгоритма и не имеет приложения к задачам исследования сейсмической коды.

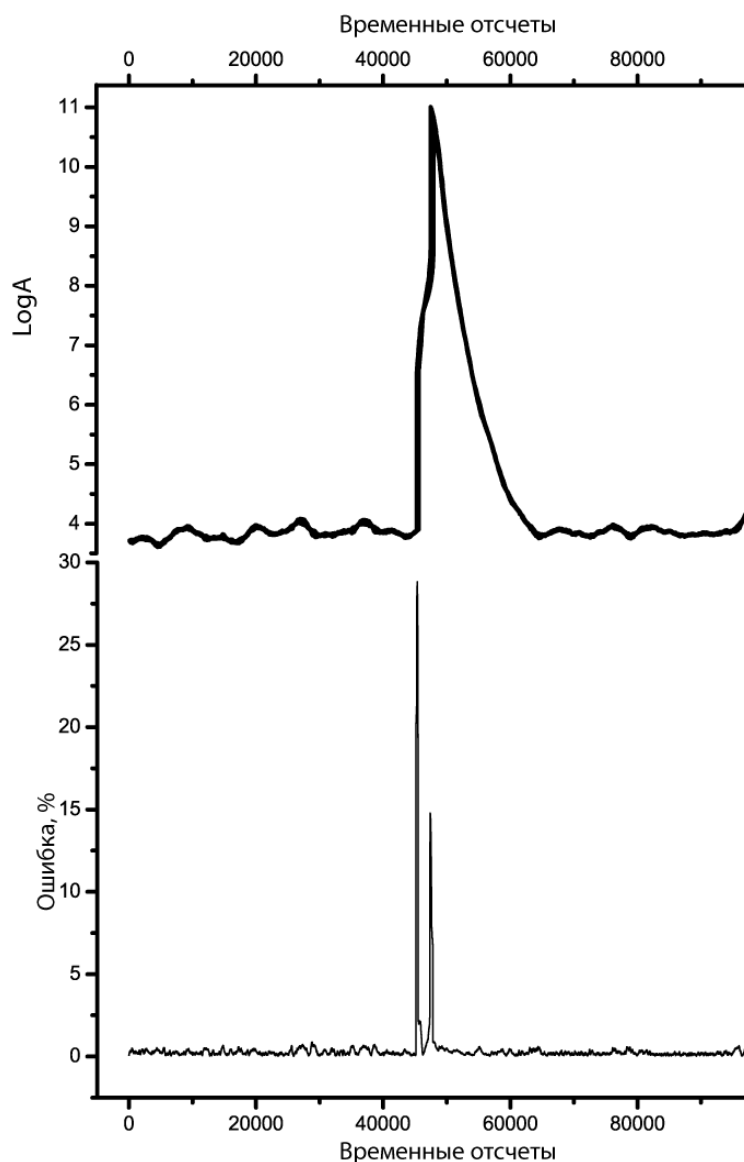


Рис. 2-3-8. Оценка ошибки: синхронизированный график семейства выходных кривых (верх) и относительного стандартного отклонения (низ) от времени в отсчетах. Диапазон увеличенной ошибки соответствует времени первого вступления продольных волн и имеет форму «плеча» на восстановленной форме сейсмической коды.

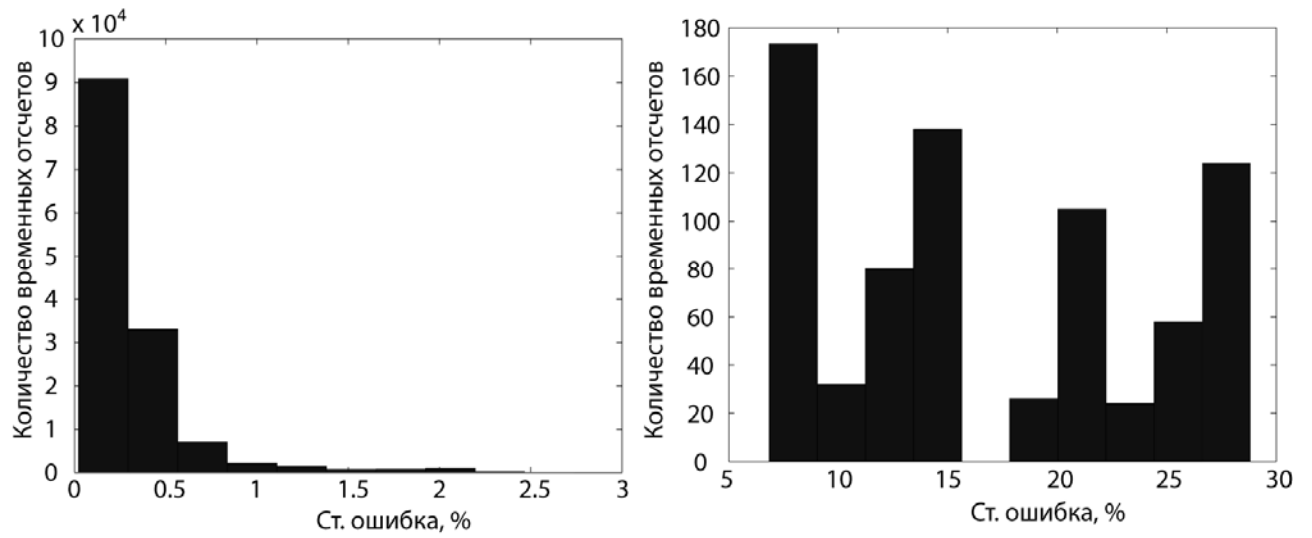


Рис. 2-3-9. Гистограмма распределения стандартной ошибки по величине до (слева) и
сверх (справа) 5%.

На основе вышеописанных рассуждений можно заключить, что α -шейп k -ого порядка может быть использован для извлечения формы коды из огибающих сейсмограмм. Ниже будут приведены результаты применения α -шейп k -ого порядка к задачам оценки одного из ключевых параметров сейсмической коды и ее длительности.

2.3.3 Применение алгоритма к измерению длительности коды

В этом разделе приведены результаты применения α -шейп k -ого порядка к измерению общей длительности сейсмической коды локального события. Общая длительность коды в секундах обычно измеряется от времени первого вступления продольных волн и до момента, когда амплитуды коды поперечных волн снижаются до уровня микросейсм [Bath 1981]. Зависимость между логарифмом длительности коды, эпицентральной дистанцией и локальной магнитудой представляет определенную ценность в исследованиях локальной сейсмичности и обычно устанавливается в индивидуальном порядке для каждого региона [Soloviev 1965]. Ниже будут исследованы длительности сейсмических код пяти локальных скандинавских событий, и результаты этих измерений будут сопоставлены с опубликованными данными для этого региона.

Список проанализированных событий с соответствующими параметрами очага из Бюллетеня Института сейсмологии университета Хельсинки (www.seismo.helsinki.fi/english/bulletins) приведен в таблице 2-3.

Длительность сейсмической коды местного события измерялась на вертикальных составляющих широкополосных инструментов, установленных на постоянных и временных финских станциях проекта ЛАПНЕТ. Сейсмические станции были оборудованы унифицированными инструментами и каналами регистрации, что позволяет не рассматривать различное оборудование в качестве одной из причин, приводящей к разбросу данных. Эпицентральное расстояние до сейсмических станций варьировало от 5 до 516 км. Каждое событие было

зарегистрировано по крайней мере десятью близлежащими станциями, и все сейсмограммы были обработаны одинаковым образом вне зависимости от эпицентрального расстояния или магнитуды.

Таблица 2-3. Параметры очага анализируемых событий и коэффициент линейной связи (a/b) между длительностью коды и эпицентральным расстоянием по методу наименьших квадратов.

№	Параметры очага						Кол-во станций	a/b
	Дата гггг/мм/дд	Время чч:мм:сс.0	Широта (град.)	Долгота (град.)	Глубин а (км)	M_L		
1	2008/09/27	02:20:11.9	65.987	29.963	18	2.4	31	$(-2.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
2	2007/11/13	03:29:07.8	66.041	29.519	17.1	1.7	13	$(-5.2 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
3	2008/01/17	03:46:43.2	65.796	29.866	14.2	1.7	12	$(-3.9 \pm 1.1) \times 10^{-3}$
4	2008/08/10	19:02:28.9	65.592	27.866	14.8	1.6	10	$(-3.9 \pm 1.4) \times 10^{-3}$
5	2008/04/06	05:12:05.1	65.876	29.868	9.8	1.4	10	$(-3.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$

Каждая запись обрабатывалась следующим образом. Чтобы повысить соотношение сигнал-шум, вертикальные составляющие были подвергнуты частотной фильтрации в полосе 1–15 Гц. Частотная фильтрация позволяет визуализировать сейсмическую коду. Затем были измерены времена первых вступлений продольных волн. Измеренное время было использовано в качестве времени начала сейсмической коды. После этого были оценены огибающие Гильберта и применен алгоритм α -шейп k -ого порядка для измерения общей длительности сейсмической коды. Проанализированный временной период включал 15 мин до первого вступления продольных волн и 30 мин после первого вступления.

Сформированный набор данных включает записи слабых событий, измерение длительности которых представляется непростой задачей. Даже

визуальное определение длительности коды для событий с $M_L < 2.0$ для более удаленных станций является нетривиальной задачей, в связи с чем применение скользящего среднего для таких слабых событий приводит на практике к тотальному сглаживанию слабого сигнала, едва превосходящего уровень сейсмического шума даже после применения полосовой частотной фильтрации.

Конец коды идентифицировался как первый момент времени, когда выходная форма впервые по амплитуде падает ниже среднего уровня предшествующего шума. Хотя предшествующий сейсмический шум не является идеальным и может проявлять различные вложенные эффекты и аномалии, его средний уровень за определенный период времени, непосредственно предшествующий событию, часто используется в качестве базового уровня отсчета. Таким образом было использовано самое простое определение длительности коды как времени, истекшего с момента первого вступления продольных волн, до момента падения амплитуды коды ниже наперед заданного уровня. Без процедуры сглаживания или восстановления формы реализация такого простого сценария затруднительна вследствие быстрых осцилляций анализируемой сейсмограммы или ее огибающей. Для преодоления этой сложности часто привлекаются различные методы, включая использование амплитудного отношения сигнал-шум, относительной амплитуды и т. д. Напротив, выходная кривая алгоритма α -шейп k -ого порядка является гладкой, монотонно спадающей, слабо осциллирующей функцией, которая обеспечивает измерение длительности коды на основе самых простых критериев.

Пример выходных кривых и измеренных длительностей коды приведен на рис. 2-3-10. 14 восстановленных форм сейсмической коды на эпицентральных расстояниях от 5 до 308 км от локального события № 1 из таблицы 2-3 изображены в режиме наложения и выровнены на время в очаге. Представленные формы соответствуют теоретическим представлениям о постоянном градиенте спада сейсмической коды и общем времени, необходимом для поглощения сейсмической энергии, излученной из источника. Согласно рис. 2-3-10, разброс

измеренной длительности коды не превышает 25 сек, что невелико для слабого события.

Чтобы сопоставить полученные результаты с опубликованными данными, было использовано понятие «магнитуда по длительности». Линейная связь между логарифмом длительности сейсмической коды τ и эпицентральной расстоянием Δ в километрах до локального события с магнитудой M наиболее часто оценивается следующим образом:

$$M = a \Delta + b \lg \tau + c \quad (2-3-1)$$

или

$$M = a \Delta + b \lg^2 \tau + c, \quad (2-3-2)$$

где a , b и c константы.

Значения a , b и c для заданной станции или региона обычно оцениваются на базе регрессионного анализа экстенсивных наборов данных τ от Δ и подвержены существенным вариациям от одного региона к другому. Для заданной магнитуды линейная связь между $\lg \tau$ и Δ определяется отношением a/b . Так, это отношение для формулы (2-3-1) было оценено величиной -1.2×10^{-3} для Японии [Tsumura 1967] и -3.4×10^{-4} для Северной Калифорнии [Hirshorn et al. 1987]. Скандинавская магнитудная шкала по длительности коды была выведена Вальстрёмом [Wahlstrom 1980] с использованием формулы (2-3-2). Для Фенноскандии коэффициент линейной связи a/b в этой формуле был оценен как -2.9×10^{-3} , что несильно отличается от аналогичной шкалы для Центральной Калифорнии, где была получена величина -4.4×10^{-3} [Bakun 1984 a,b].

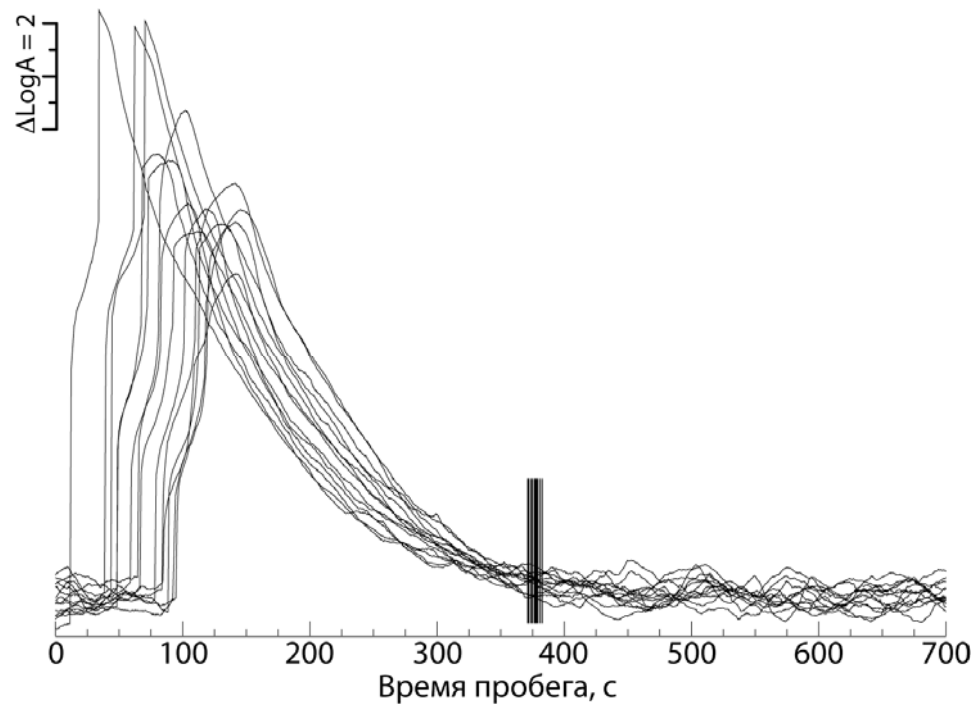


Рис. 2-3-10. Восстановленные формы коды по 14 огибающим записи локального события № 1 из таблицы 2-3.

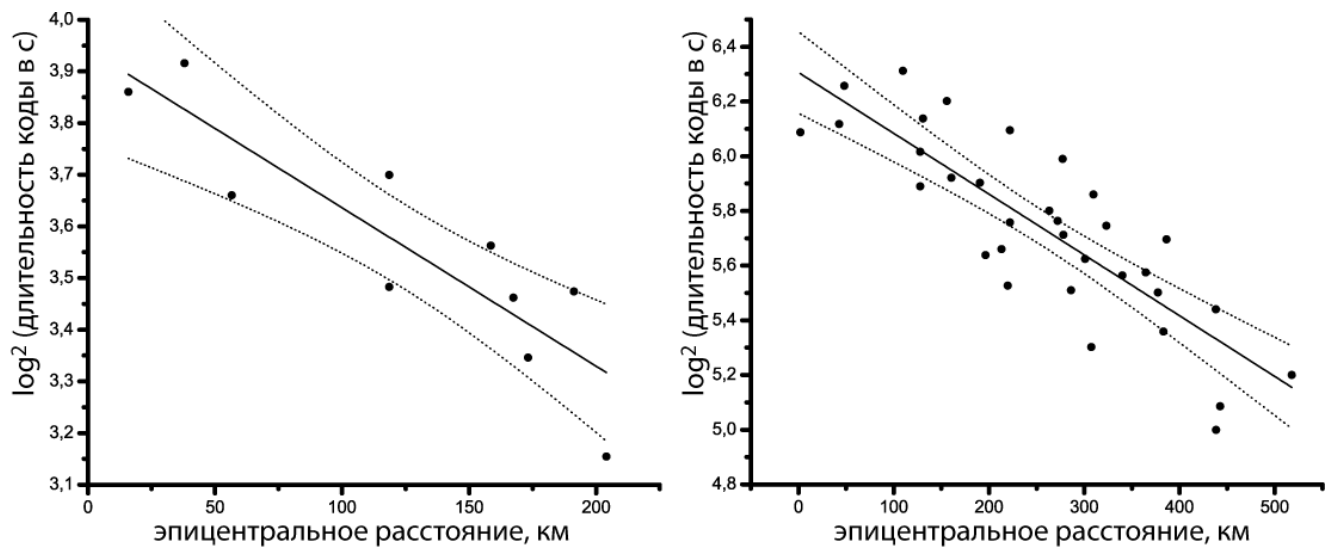


Рис. 2-3-11. Линейная регрессия результатов измерения длительности сейсмической коды событий № 5 (слева) и № 1 (справа) из таблицы 2-3.

Чтобы оценить качество автоматического измерения длительности сейсмической коды для каждого события набора данных, был нанесен квадрат логарифма измеренной длительности в секундах против эпицентрального расстояния в километрах. Результаты для двух событий с минимальной и максимальной ($M = 1.4$ и 2.4 , соответственно) изображены на рис. 2-3-11. Графики отражают ожидаемую нисходящую зависимость длительности коды от эпицентрального расстояния. Последняя колонка таблицы 2-3 содержит соответствующую статистику и оценки по линейной регрессии для всех пяти событий. Представленные значения линейного коэффициента связи a/b проявляют небольшой разброс, хотя среднее значение составляет $(-3.6 \pm 1.0) \times 10^{-3}$, что незначительно отличается от предыдущей оценки из [Wahlstrom 1980].

2.3.4 Выводы к разделу 2.3

В настоящем разделе представлен новый алгоритм восстановления формы сейсмической коды из огибающей Гильберта. Было продемонстрировано успешное применение алгоритма к измерению общей длительности коды слабых локальных событий. Полученный коэффициент связи между длительностью коды и эпицентральным расстоянием соответствует предыдущим оценкам для этого региона.

Новый алгоритм основан на понятии α -шейп — одном из хорошо зарекомендовавшем себя в различных областях инструменте восстановления формы. Было продемонстрировано, каким образом новый инструмент обеспечивает робастную непараметрическую оценку формы облака точек, представленного в виде линейной последовательности. Одним из полезных свойств алгоритма является то, что он не ориентирован на какой-либо специфический критерий качества, и при использовании в каком-либо конкретном приложении пользователь может выбирать любую меру качества по своему усмотрению.

α -шейп k -ого порядка может применяться к другим сейсмологическим задачам, таким как оценка локальной магнитуды или сейсмического затухания по данным коды, а также для исследований возможных временных вариаций.

2.4 Оценки затухания сейсмических волн во внутреннем ядре по коде PKiKP

Методика оценки затухания по данным сейсмической коды была предложена Аки [1969], который формализовал коду, как суперпозицию некогерентных волн, сформировавшихся в пространстве с присутствием однородно распределённых дискретных рассеивателей. В рамках этого подхода, рассматривающего передачу энергии, а не распространение волнового фронта в среде, было показано, что скорость спада сейсмической коды обратно пропорциональна добротности среды Q . При решении практических задач, огибающую сейсмической коды, отфильтрованную в определённом частотном диапазоне, аппроксимируют модельной функцией вида:

$$(A/t^n)\exp\{-\pi ft/Q(f)\},$$

где константа A определяется особенностями очага и условиями в точке регистрации, n зависит от типа сейсмических волн (например, поверхностные или объёмные волны) и представляет в основном геометрическое расхождение, f — это центральная частота диапазона полосовой частотной фильтрации, а Q — это величина затухания или добротность среды.

При практическом использовании наиболее часто привлекаются среднеквадратичные огибающие и огибающие Гильберта. При оценке затухания по коде местного события модельной функцией, в качестве момента начала аппроксимации выбирается время пробега головной волны, увеличенное в $1.5 \div 3$ раза. Именно этот фрагмент [Rautian & Khalturin 1978] соответствует характерной скорости спада коды, определяемой рассеянием на локальных неоднородностях данного региона. Для устранения интенсивных осцилляций, реальные огибающие

подвергают сглаживанию, как правило методом скользящего среднего. Величину затухания Q определяют методом наименьших квадратов или максимального правдоподобия по графику логарифма сглаженной огибающей от времени, который в таких координатах аппроксимируется линейной функцией. В разделе 2.3 было показано, что применение α -шейп k -ого порядка позволяет робастно оценить форму сейсмической коды без использования процедуры сглаживания для дальнейшей оценки затухания. Предложенный подход был успешно применен к различным задачам анализа коды продольных и поперечных волн (см. например обзор в [Sato & Fehler 1998]), а с появлением высокочувствительного сейсмического оборудования и к кодам вторичных вступлений.

Одним из таких применений является оценка сейсмического затухания во внутреннем ядре Земли по коде PKiKP, состоящей из волн, рассеянных на мелкомасштабных неоднородностях его кровли [Vidale & Earle 2000; Koper et al. 2004]. Необходимо отметить, что в отличие от анализа коды сейсмического события, робастная оценка формы коды PKiKP имеет в данной задаче особую важность. Это связано с тем, что небольшие ошибки измерения интенсивности или длительности коды PKiKP могут существенно снизить точность результирующей оценки добротности внутреннего ядра. Вместе с тем, за исключением сильно отличающихся код PKiKP, обнаруженных на станциях в Австралии, все прочие оценки затухания по коде PKiKP производились на глаз, без обоснования выбора времени начала и конца коды PKiKP. При этом в некоторых работах [Poupinet & Kennett 2004] задается вопрос, в какой степени кода PKiKP отражает рассеивающие свойства кровли внутреннего ядра и в какой степени может служить отражением процессов реверберации зоны перехода внутреннее – внешнее ядро. Наконец, дополнительную неопределенность в оценку добротности вносит процедура сглаживания огибающих Гильберта [Leyton & Koper 2007b]. С одной стороны, эта процедура надежно удаляет отскакивающие значения, негативно сказывающиеся на оценке методом наименьших квадратов. С другой стороны, качество результирующей оценки снижается вследствие

неопределенности при выборе длины окна усреднения. Использование α -шейп k -ого порядка для оценки формы РКiKP позволяет устранить большинство неопределенностей и повысить надежность оценки затухания во внутреннем ядре.

В настоящем исследовании форма коды РКiKP восстанавливается с помощью α -шейп k -ого порядка из огибающей Гильберта суммарной трассы, вычисленной по группе. Затем, полученные коды РКiKP аппроксимируются вышеуказанной модельной функцией и в соответствии с ниже приведённым формализмом:

$$v^2(t) = A \frac{1}{t^{2n}} \exp(-2\pi Q_C^{-1} ft)$$

$$2 \ln(v(t)) = \ln(A) - 2n \ln(t) - 2\pi Q_C^{-1} ft$$

$$\ln(v(t)) = C - n \ln(t) - \pi Q_C^{-1} ft,$$

где $C = 1/2 \ln(A)$ — константа, характеризующая особенности источника и условия в точке наблюдения, t соответствует времени распространения в рассеивающей области. Соответственно n представляет геометрическое расхождение, а Q_C — добротность по коде. Представленная функция выведена в приближении однократного рассеяния, однако было показано, что она справедлива и в более общем случае [Sato & Fehler 1998]. Эта проблема является линейной относительно параметров модели n и Q_C^{-1} .

Как указывалось ранее, аппроксимация коды, сформированной в коре, проводится, начиная с некоего момента времени, удаленного от первого вступления. Например, моделирование коды поперечных волн начинается с момента, равного удвоенному времени их пробега [Rautian & Khalturin 1978]. В [Scherbaum et al. 1991] показано, что первая часть коды характеризуется медленностью, близкой к медленности головных S-волн, и интерпретируется как энергия, рассеянная около источника [Dainty & Toksöz 1990]. И только спустя время, в 1.5–2 раза превышающее время пробега поперечных волн, рассеянные волны коды имеют случайный азимут прихода, давая усредненную

характеристику неоднородности среды распространения [Dainty & Toksöz 1990; Dainty & Scultz 1995]. В нашем случае амплитуда коды PKiKP незначительно превышает уровень шума при общей ее длительности не более 200–300 секунд. Следовательно, автоматический перенос времени начала аппроксимации коды PKiKP аналогично исследованиям коры невозможен. Соответственно, для выбора времени начала аппроксимации коды PKiKP модельной функцией необходимо сформулировать другие критерии на основе обработки реальных данных. Критерии для выбора параметра n , соответствующего геометрическому расхождению, и другие соображения в части ожидаемой формы коды были ранее сформулированы в [Leyton & Koper 2007b]. Так, например, авторы получили, что только «веретенообразная» кода может быть сформирована на неоднородностях кровли твёрдого ядра Земли, в то время как монотонно спадающая кода характеризуется существенным вкладом рассеяния в зоне D" (рис. 2-4).

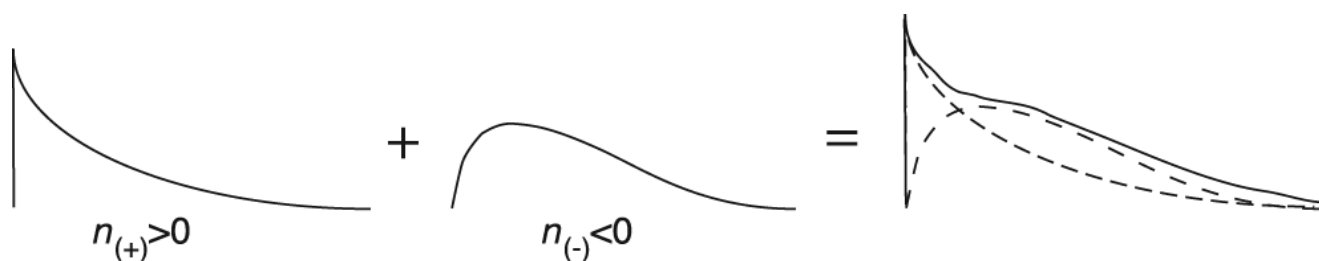


Рис. 2-4. Схематическое представление двух типов коды PKiKP (слева и по центру) и суммарная кода PKiKP (справа).

На левом рисунке изображена монотонно спадающая кода с $n_{(+)} > 0$ – может быть сформирована на неоднородностях в нижней мантии.

По центру – веретенообразная форма коды $n_{(-)} < 0$ свидетельствует о том, что она сформировалась в кровле внутреннего ядра Земли.

(Из работы [Leyton & Koper, 2007b]).

3 Результаты наблюдений волн РКР в экваториальных и полярных плоскостях

В настоящей главе представлены новые данные о невязках дифференциальных времен пробега РКР_{BC} и РКР_{DF} и проведен анализ невязок для сейсмических лучей, зондирующих внутреннее ядро под различными регионами Земного шара. Показано, что особенности экспериментальных данных могут быть объяснены различными особенностями свойств и структуры ядра Земли, включая анизотропию скорости распространения продольных волн во внутреннем ядре, а также введением цилиндрической аномалии скорости объёмных волн во внешнем ядре. Глава также приводит количественные характеристики этих особенностей.

3.1 Результаты зондирования области ядра под Африкой и Австралией

3.1.1 Общая характеристика данных

Большая часть данных относится к измерениям дифференциальных времен пробега $t_{\text{BC}} - t_{\text{DF}}$ для трасс распространения сейсмических волн в ядре, расположенных под африканским континентом. Для измерений использованы сейсмограммы группы близкорасположенных станций NNET (NRI, NRIL, NRIS) на севере Восточной Сибири, KZNET (BRVK, CHK, VOS, ZRN, TLG, KURK) в Казахстане, KNET (KBK, NRN, KZA, TKM2, UCH, ULHL, UPS) в Киргизии, ASNET (TLY, EKS2, TDJR, MINR) на Алтае и Саянах, отдельные станции NVL, SNA в Антарктиде, ULN в Монголии, BJT в Китае, NIL в Пакистане, HYB в Индии. Отобранные для анализа сейсмограммы имеют достаточно простую форму, позволяющую легко идентифицировать сейсмические фазы и проводить измерения.

Для другой области земного ядра под Австралией были использованы данные станции SYO в Антарктиде. Сейсмограммы на станции SYO имеют в

своем большинстве более сложную форму записи, чем на других станциях. Поэтому, несмотря на большое количество предварительно отобранных сейсмограмм, измерения проведены только для 32 землетрясений.

Источники сейсмических колебаний — землетрясения и взрывы, были расположены в районе Ю. Сандвичевых островов, Южной оконечности Южной Америки, на Алеутских о-вах и арх. Новая Земля. Данные о координатах землетрясений взяты из эталонного каталога ЕНВ, либо каталога Международного сейсмологического центра (ISC). Для взрывов использованы данные, полученные методом совместного определения эпицентра (MJED) [Marshall et al. 1996]. Расположение станций и районы сейсмических источников показаны на рис. 3-1-1.

Сейсмограммы станций NRI, NVL на фотобумаге и копии сейсмограмм станции SNA были преобразованы в цифровую форму. Общее число полученных измерений составило 212, причем $\frac{3}{4}$ из них для полярных трасс (угол между направлением сейсмического луча во внутреннем ядре и осью вращения Земли менее 35°). Для экваториальных трасс были использованы дифференциальные времена, опубликованные в работе [Souriau & Romanowicz 1997].

Учитывая малые значения измеряемых величин, необходимо уделить внимание технике измерения дифференциальных времен пробега сейсмических волн PKP_{DF} и PKP_{BC} . Измерения дифференциальных времен проводились по временному положению максимальных амплитуд, имеющих одинаковую полярность в волнах PKP_{DF} и PKP_{BC} (см. например, рис. 2-1-2). Для этого все сейсмограммы были приведены к стандартному виду, соответствующему характеристике сейсмометрического канала станции NRI. Затем сейсмические записи были синхронизированы по волне PKP_{BC} , что позволяет легко проследить за характерными особенностями волны PKP_{DF} [Овчинников и Каазик 2008]. Такая простая техника измерений обеспечивает быстрое проведение массовых измерений дифференциальных времен (далее ряд δt_2).

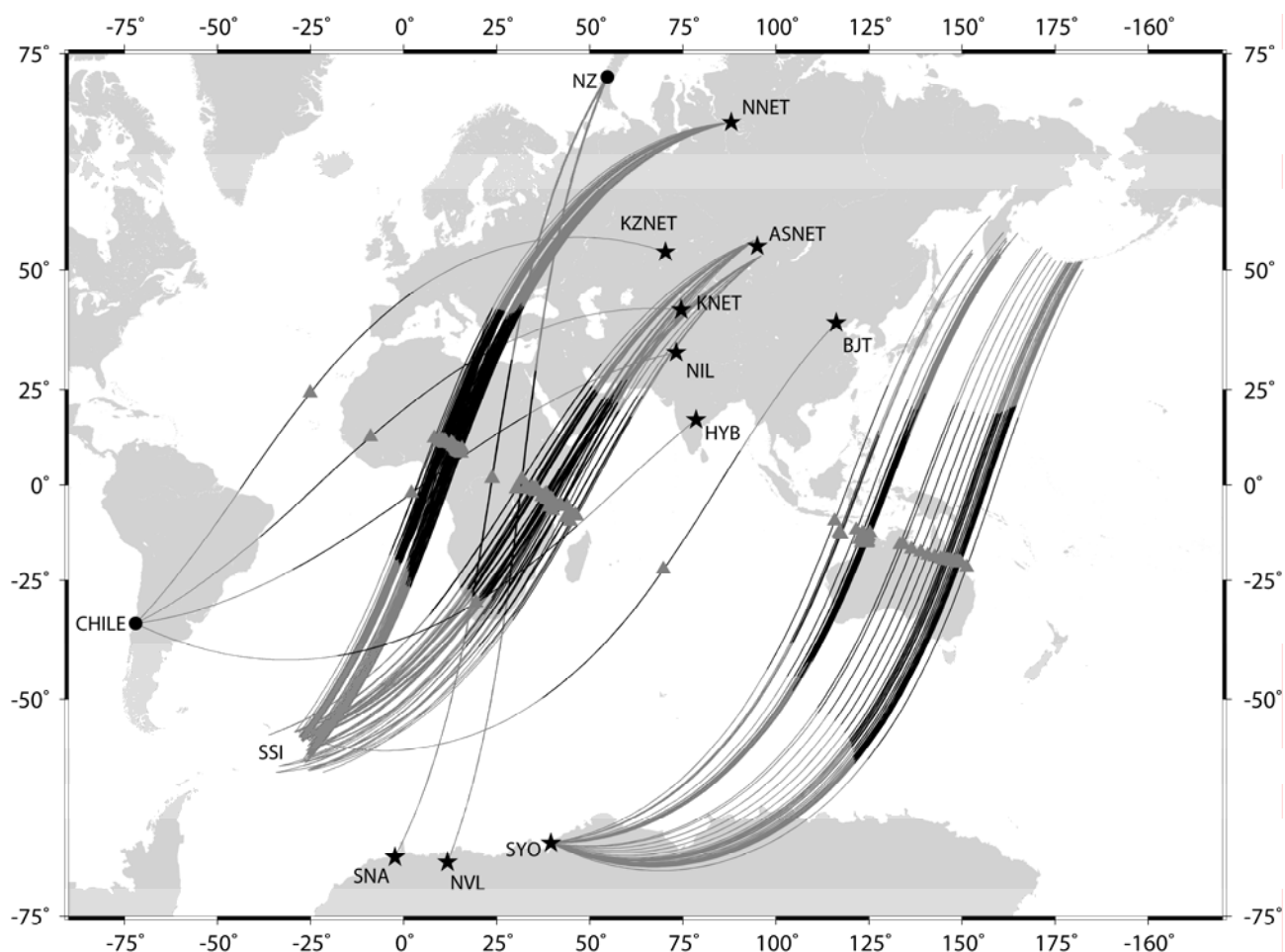


Рис. 3-1-1. Сейсмические станции (звёзды) и сейсмические источники, соединенные дугами большого круга. Треугольники на дугах – проекции точек максимального погружения сейсмического луча PKP_{DF} на дневную поверхность. Черная часть дуги соответствует проекции дуги между точками входа и выхода луча PKP_{DF} в твердое ядро.

Обозначения ASNET, KNET, KZNET, NNET использованы для групп станций, расположенных, соответственно на Алтае, в Киргизии, Казахстане и около г. Норильск.

Чтобы оценить качество измерений ряда δt_2 , для части сейсмограмм была использована также техника корреляционного измерения (ряд δt_1) [Tanaka & Nagauchi 1997], при которой дифференциальное время определяется из корреляции формы волны PKP_{DF} с формой волны PKP_{BC} , скорректированной на фактор поглощения во внутреннем ядре. Сравнительные данные для 15 измерений дифференциальных времен приведены в Таблице 3-1-1.

Таблица 3-1-1. Сравнительные результаты выполненных двумя способами измерений дифференциальных времен.

Дата	Станция	$\delta t_1, c$	$\delta t_2, c$	$\delta t_1 - \delta t_2, c$
06.06.1971	NRI	6.8	6.66	0.14
28.09.1971	NRI	8.55	8.47	0.08
28.12.1972	NRI	7.15	7.19	-0.04
24.06.1974	NRI	7.4	7.42	-0.02
24.03.1976	NRI	7.2	7.17	0.03
10.07.1977	NRI	7.15	7.10	0.05
14.08.1978	NRI	8.5	8.43	0.07
30.03.1979	NRI	7.15	7.00	0.15
14.12.1981	NRI	7.15	7.18	-0.03
17.07.1984	NRI	7.25	7.21	0.04
28.04.1985	NRI	6.5	6.44	0.06
01.08.1985	NRI	7.5	7.41	0.09
14.06.1986	NRI	7.0	7.12	-0.12
09.05.1990	NRI	7.2	7.13	0.07
20.03.1993	NRI	6.8	6.85	-0.05

Таблица 3-1-2. Сравнение измерений дифференциальных времен, с данными работы [Tanaka & Hamaguchi 1997].

Дата и время	Код станции	Расстояние, °	$\delta t_{0,c}$	$\delta t_{1,c}$	$\delta t_{2,c}$	$\delta t_1 - \delta t_2$
11.10.80 07 ^h 09 ^{min}	SNA	147.99	3.22	6.58	6.47	0.11
10.01.93 14 ^h 39 ^{min}	NRIL	151.52	2.18	8.40	8.25	0.15
05.04.93 04 ^h 00 ^{min}	NRIL	151.92	2.13	8.67	8.55	0.12
05.04.93 16 ^h 51 ^{min}	NRIL	151.87	2.06	8.56	8.5	0.06
09.09.93 21 ^h 52 ^{min}	NRIL	150.67	3.17	8.72	7.35	1.37
25.07.94 04 ^h 39 ^{min}	NRIL	149.49	2.68	7.28	7.35	-0.07

Данные в Таблице 3-1-1 свидетельствует о хорошей согласованности двух подходов к измерению дифференциальных времен. В среднем измерения с использованием корреляционного анализа больше на (0.035 ± 0.072) секунды, т. е. отличия не превышают одного дискретного отсчета времени (частота дискретизации данных составляла 20 Гц). Кроме того была возможность прямого сопоставления 6-ти из представленных измерений с данными, приведенными в работе [Tanaka & Hamaguchi 1997]. Результаты в Табл. 3-1-2 (обозначения те же, что и в Табл. 3-1-1) показывают, что 5 измерений статистически неразличимы: имеется только смещение оценок, составившее (0.072 ± 0.078) с. Одно измерение не согласуется на 1.35 с. Причину такого существенного расхождения, кроме возможной опечатки в цитируемой статье, установить не удалось. Столбец с временами δt_0 , приведенными к нулевой глубине и эпицентральному расстоянию

в 150° , взят из работы [Tanaka & Hamaguchi 1997] и преобразован в столбец δt_l с помощью соотношения (4) из цитируемой работы:

$$C_{BC} - C_{DF} = -0.20 - 0.202\Delta + 0.294\Delta^2,$$

где Δ – эпицентральное расстояние, скорректированное на фокальную глубину.

Необходимо обратить внимание на сопоставимые значения погрешности смещения по данным Табл. 3-1-1 и Табл. 3-1-2, соответственно 0.072 с и 0.078 с. По-видимому, это связано с коррекцией на поглощение формы волны PKP_{BC} к форме PKP_{DF} , что приводит к относительному обогащению волны PKP_{BC} низкочастотными компонентами. Таким образом, можно полагать, что погрешность измерения дифференциальных времен, рассматриваемых в работе, составляет около 0.1 с.

В соответствии с методикой (см. пункт 2-1), чтобы исключить (ослабить) влияние различий в эпицентральных расстояниях и глубине сейсмических источников, вычислялись дифференциальные времена и их невязки относительно стандартной (референсной) модели Земли:

$$\delta\tau = \tau - \tau_{ak135},$$

где $\tau = t_{PKP_{BC}} - t_{PKP_{DF}}$, а τ_{ak135} — дифференциальное время пробега по модели ak135.

Использование модели ak135 позволяет избежать систематических ошибок (положительный линейный тренд невязок с расстоянием), возникающих при использовании модели PREM [Creager 1999], а также провести прямое сравнение с результатами других работ.

3.1.2 Параметризация дифференциальных времен

Сейсмические волны PKP_{DF} распространяются через все оболочки Земли: кору, мантию, внешнее и внутреннее ядро, — а PKP_{BC} — через все, кроме

внутреннего ядра, и, следовательно, несут информацию об особенностях распределения скорости в них. Для учёта особенностей, вносимых в дифференциальные времена пробега различными оболочками Земли, $\delta\tau$ удобно представить в виде суммы особенностей, связанных с каждой из оболочек:

$$\delta\tau = \delta\tau_c + \delta\tau_m + \delta\tau_{oc} + \delta\tau_{ic}.$$

Свойства сейсмических волн, имеющих конечную длину волны, определяются свойствами среды в некоторой примыкающей к сейсмическому лучу области, называемой зоной Френеля [Cerveny & Soares 1992]. При расстоянии между сейсмическими лучами, не превосходящим размера первой зоны Френеля, можно считать, что особенности среды оказывают одинаковое влияние на время пробега сейсмических волн PKP_{DF} и PKP_{BC} , и дифференциальное время пробега не будет зависеть от этих особенностей.

На эпицентральных расстояниях от 146° до 152° , соответствующих данным настоящего исследования, сейсмические лучи в коре и мантии близки к прямым линиям, что позволяет для расчета радиуса 1-ой зоны Френеля использовать простую формулу, применяемую в оптике:

$$R_f = \sqrt{\lambda S / 2}, \quad \text{где } \lambda \text{ — длина волны, } S \text{ — длина пути от источника.}$$

В земной коре расстояние между лучами меньше первой зоны Френеля и, следовательно, можно положить $\delta\tau_c=0$.

В мантии расстояние между лучами не превосходит размера первой зоны Френеля только до глубины примерно 2200 км. Следовательно, на глубинах свыше 2200 км необходимо учитывать $\delta\tau_m$. Для этого была использована 3-D томографическая блочная модель [Li et al. 2008], которая имеет достаточно высокое пространственное разрешение — размер блока 0.7° по широте и долготе и около 42 км по радиусу. На границе ядро-мантия при расстоянии между сейсмическими лучами фаз PKP_{DF} и PKP_{BC} 150 км каждый луч будет расположен в разных блоках. Величина поправки $\delta\tau_m$, например, для данных

станции NRI и землетрясений на Ю. Сандвичевых о-вах составляет от 0.05 до 0.36 с. Обсуждение будет дано ниже при рассмотрении скоростных моделей земного ядра. Необходимо отметить, что использование блочных моделей мантии особенно популярно для выявления особенностей её тонкой структуры и визуализации соответствующих эффектов во времена пробега и амплитудах экспериментальных и синтетических волновых форм. Как показывают последние исследования (см. например, презентации сессий S (сейсмология) и DI (Изучение глубинного строения Земли) Осенней конференции Американского геофизического союза 2015 на сайте <https://agu.confex.com/agu/fm15/meetingapp.cgi/Program>), такая визуализация вряд ли возможна при привлечении гладких моделей.

Таким образом, в измеренные значения невязок с помощью 3-D модели может быть введена поправка, позволяющая учесть влияние мантии. В результате в соотношении для суммы особенностей по всем оболочкам Земли остаются только две составляющих $\delta\tau_{oc}$ и $\delta\tau_{ic}$, свойства которых определяются особенностями скоростного строения внешнего и внутреннего ядра.

Считается, что внешнее жидкое ядро не должно иметь значительных горизонтальных вариаций скорости распространения сейсмических волн [Stevenson 1987] из-за низкой вязкости и активного перемешивания вещества. Вариации плотности в такой среде $\delta\rho/\rho$ порядка $10^{-4} \div 10^{-7}$. Поэтому обычно полагают, что все особенности дифференциальных времен могут быть отнесены к особенностям скоростного строения внутреннего ядра, т. е. $\delta\tau_{oc} = 0$. Это ограничение — одна из основных причин, послуживших выбору в качестве доминирующей гипотезы анизотропию внутреннего ядра. В связи с этим рассмотрим вначале полученные экспериментальные данные в первую очередь под Африкой с точки зрения этой гипотезы.

3.1.3 Анизотропия внутреннего ядра под Африкой

Для дальнейшего анализа данных в разделе 3.1 будет использована модельная функция для учёта цилиндрической анизотропии, предложенная в [Shearer et al. 1988] (см раздел 2.1, формула 2-1-2):

$$\frac{\delta v(\xi)}{v} = (2\beta - \gamma)\cos^2(\xi) + (0.5\alpha - 2\beta + \gamma)\cos^4(\xi) \quad (3-1-3-1)$$

При расчете невязок $\delta\tau/t$, где t — время пробега сейсмической волны PKP_{DF} по анизотропной области внутреннего ядра, будем считать, что верхняя часть ядра толщиной 100 км является изотропной [Ouzounis & Creager 2001; Garcia 2002; Souriau & Roupinet 2003]. При этих предположениях для широкого диапазона углов между сейсмическим лучом и осью вращения Земли были рассчитаны относительные невязки дифференциальных времен $\delta\tau/t$, показанные на рис. 3-1-2.

В диапазоне углов от 0° до 10° они представлены измерениями на сейсмограммах станций NVL и SNA, зарегистрировавших ядерные взрывы на арх. Новая Земля. В диапазоне 20° – 30° — измерениями дифференциальных времен на станциях NNET, зарегистрировавших землетрясения на Южных Сандвичевых островах. В диапазоне 30° – 40° — измерениями на станциях ASNET и станциях ВЛТ в Китае, ULN в Монголии. В диапазоне от 40° до 50° — измерениями дифференциальных времен на станциях KZNET и KNET, зарегистрировавших землетрясения в Ю. Америке. В диапазоне от 50° до 60° — измерениями на станции НУВ в Индии. Ряд данных для $\xi > 45^\circ$ взят из работы [Souriau & Romanowicz 1997]. Общее число измерений для области земного ядра под Африкой составило 212.

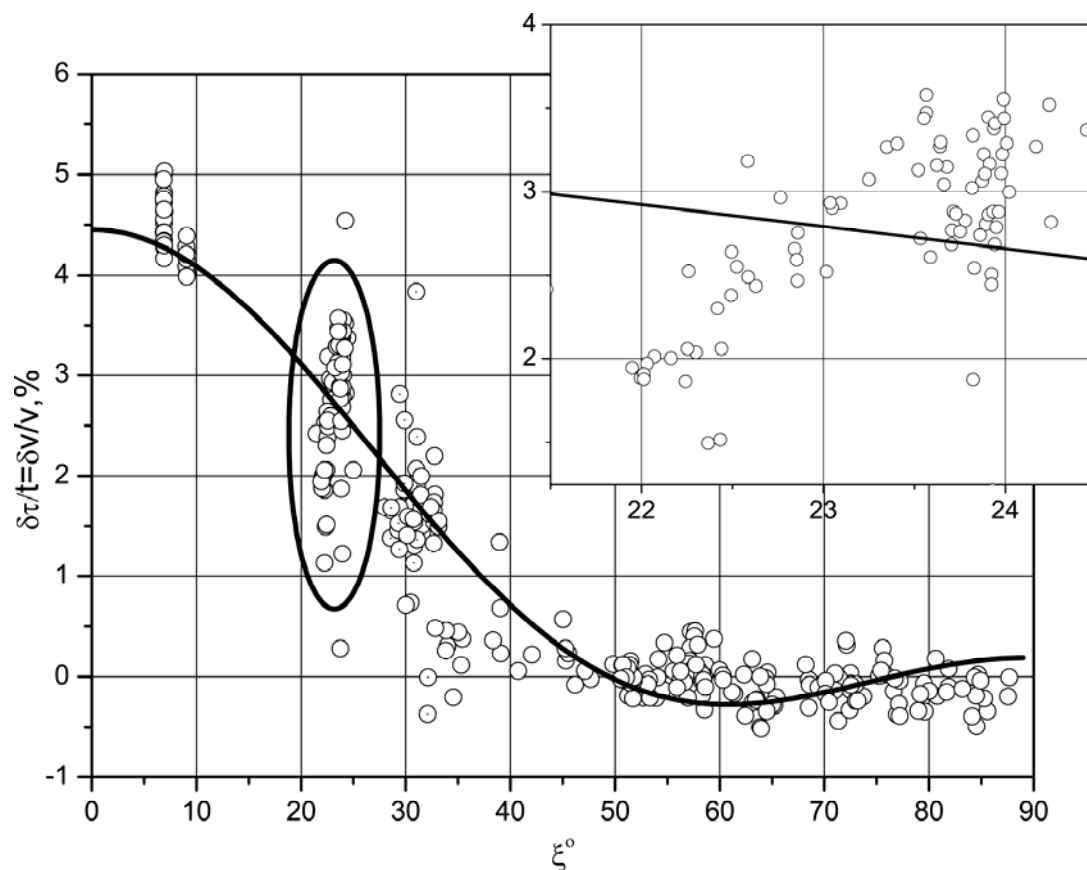


Рис. 3-1-2. Зависимость относительной невязки дифференциального времени от угла ξ между направлением сейсмического луча во внутреннем ядре и осью вращения Земли.

Открытые кружки – экспериментальные данные; сплошная кривая – модель анизотропии, полученная по экспериментальным данным. На врезке в увеличенном масштабе показаны экспериментальные данные (черные кружки), создающие форму «ковша», группы станций NNET из области углов ξ , обозначенной овалом.

В терминах соотношения (3-1-3-1) экспериментальные данные на рис. 3-1-2 описываются моделью следующего вида:

$$\delta\tau/t = (0.223 \pm 0.162) + (-4.345 \pm 0.650)\cos^2\xi + (8.679 \pm 0.581)\cos^4\xi \quad (3-1-3-2).$$

Таким образом, приведенные данные не противоречат сложившимся представлениям об анизотропии внутреннего ядра Земли, одним из свойств которой является зависимость невязок от угла между направлением сейсмического луча в ядре и осью вращения Земли. Область под Африкой имеет высокий уровень анизотропии, составляющий 4.33%. Свободный член 0.223 в формуле (3-1-3-1) характеризует поправку к стандартной радиально симметричной модели $ak135$. Новые экспериментальные данные при малых углах ξ отличаются на 0.5% от модели анизотропии для западного «квазиполушария» [Creager 1999] и на 1.2% от модели анизотропии под Африкой, полученной в [Souriau & Roupinet 2003]. Следует отметить довольно хорошее согласие с теоретической моделью анизотропии внутреннего ядра [Stixrude & Cohen 1995], в которой 2-ой и 3-ий коэффициенты соответственно равны -5.6 и 8.88 .

Особенностью экспериментальных данных на рис. 3-1-2 являются большие вариации относительных дифференциальных времен при $\xi \approx 24^\circ$ (врезка на рис. 3-1-2), измеренных на станциях NNET. Модель внешнего ядра, объясняющая эту особенность, рассмотрена в следующем подразделе. Другой особенностью является быстрый переход к малым значениям дифференциальных невязок при $\xi \approx 35^\circ$.

3.1.4 Особенности дифференциальных невязок на станциях NNET

Все последующие построения, касающиеся аномалии скорости во внешнем ядре, опираются на данные NNET, включающие 82 значения дифференциальных времен пробега, что позволяет провести более детальное рассмотрение очень небольшой области внутреннего ядра. На врезке рис. 3-1-2 показан фрагмент

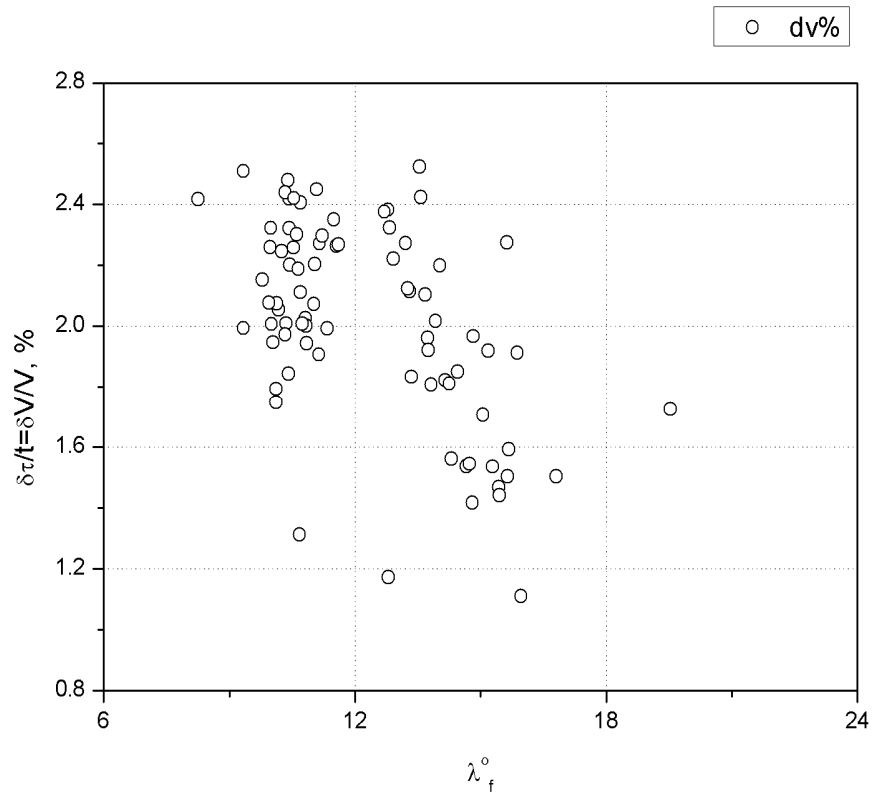
данных из области, обозначенной овалом, для $21^\circ < \xi < 25^\circ$. Для выбранного диапазона ξ экспериментальные данные имеют форму «ковша», ручка которого расположена слева при $21.5^\circ < \xi < 23.5^\circ$ и емкость ковша справа при $23.5^\circ < \xi < 24^\circ$. Кривая линия на врезке описывает анизотропию в соответствии с формулой (3-1-3-2). Как видно с помощью модели анизотропии трудно описать специфическую форму экспериментальных данных в этом диапазоне углов ξ .

Таким образом, экспериментальные данные на рис. 3-1-2 не полностью согласуются с моделью цилиндрической однородной анизотропии внутреннего ядра. Они также не могут быть связаны с другими особенностями строения внутреннего ядра. На рис. 3-1-3 приведены графики зависимостей относительных невязок от долготы точки максимального погружения сейсмического луча (рис. 3-1-3а) и от глубины погружения сейсмического луча (рис. 3-1-3б). Для долготы $\lambda_f < 12^\circ$ невязки довольно быстро возрастают, а затем также быстро начинают уменьшаться. Увеличение невязок при $\lambda_f < 12^\circ$ не может быть связано с изменением анизотропии с глубиной, поскольку глубина погружения сейсмического луча для этой области меняется слабо. Из данных рисунка 3-3-3б, показывающего как изменяются невязки от глубины погружения сейсмического луча, видно, что имеется достаточно быстрый переход от высоких значений 3.3% относительных невязок при $h = 5350$ км к меньшим 2.8% значениям при изменении глубины погружения сейсмического луча всего на 10–15 км. Далее до глубины 5420 км относительные дифференциальные невязки монотонно уменьшаются до 1.9%.

Эти данные показывают, что в небольшой области внутреннего ядра размером примерно 130 км по широте и долготе и 100 км по глубине наблюдаются быстрые изменения дифференциальных невязок времен пробега. Они имеют пространственный масштаб меньше размера первой зоны Френеля для внутреннего ядра при наблюдениях на эпицентральной дистанции 150° , и при их интерпретации в терминах вариации силы анизотропии соответствовали бы быстрым, высокоамплитудным и разнонаправленным её вариациям в рассматриваемой области как по глубине, так и по латерали. С этой точки зрения

зондируемую область следует считать однородной и искать другие причины для объяснения наблюдаемой аномалии.

а)



б)

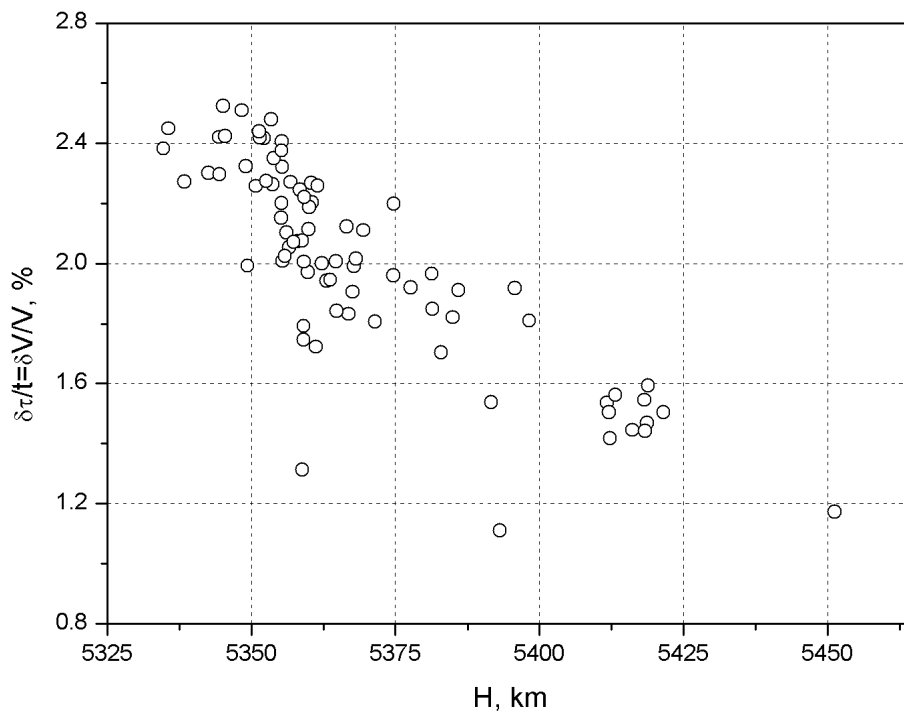


Рис. 3-1-3. Зависимость относительных дифференциальных времен пробега от долготы точки максимального погружения сейсмического луча во внутреннее ядро (а) и от глубины погружения (б).

3.1.5 Неоднородности в мантии

Количественная оценка мантийных неоднородностей получена с использованием трехмерной модели мантии MITP08 [Li et al. 2008]. На рис. 3-1-4 показана рассчитанная по этой модели зависимость мантийной поправки $\delta\tau_m = \tau_{MIT08} - \tau_{ak135}$ от угла ξ для землетрясений на Ю. Сандвичевых о-вах, зарегистрированных на станциях NNET, а также невязки, измеренные и скорректированные на влияние неоднородностей в мантии на станциях NNET. На рис. 3-1-4 видна качественная согласованность формы мантийных поправок, которая наблюдается в экспериментальных невязках станций NNET, а именно, вид ковша. Наблюдаемая особенность $\delta\tau_m$ связана с расположенной почти вертикально неоднородностью в мантии на стороне источника. При этом лучи PKP_{DF} и PKP_{BC} лежат в разных частях неоднородности, но ряд лучей PKP_{BC} могут на некоторой глубине погружаться в более высокоскоростную область распространения луча PKP_{DF} . Однако учет влияния мантийных неоднородностей не приводит к существенному изменению ковшообразной формы экспериментальных данных. Измеренные и скорректированные данные (рис. 3-1-4) на станциях NNET не имеют существенных различий, кроме незначительного уменьшения уровня невязок. Таким образом, из всех факторов, представленных в формуле суммы вкладов различных оболочек Земли, не рассмотренным остался только фактор, связанный с внешним ядром.

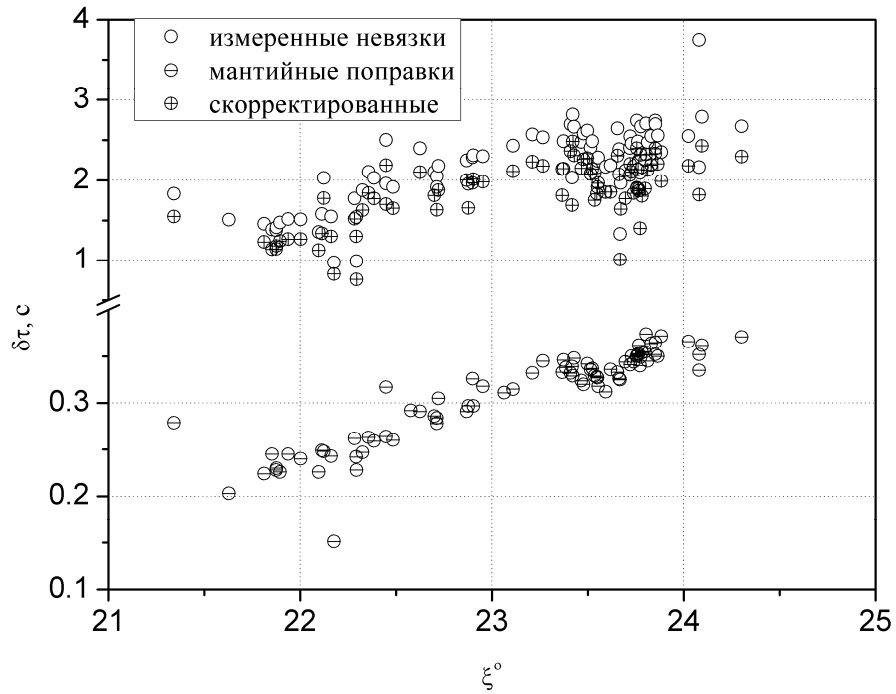


Рис. 3-1-4. Вклад мантийных неоднородностей $\delta\tau_m$ в дифференциальные времена пробега (кружки с горизонтальной чертой). Показаны также измеренные дифференциальные времена (светлые кружки) и скорректированные на неоднородности в мантии (кружки с крестиками). Ось ординат имеет разрыв, чтобы представить данные в нижней и верхней частях рисунка в разном масштабе.

3.1.6 Аномалия скорости во внешнем ядре

В качестве объяснения полученных особенностей невязок рассмотрим аномалию скорости в цилиндрической области, ось которой совпадает с осью вращения Земли. Цилиндрическая область характеризуется радиусом R_c и аномалией скорости $\delta v/v$. Формально скорость в земном ядре задается следующим образом:

$$v(r, \vartheta) / v_{ak135}(r) = (1 + \delta(r, \vartheta)), \quad (3-1-5)$$

$$\text{где } \delta(r, \vartheta) = \delta v(r, \vartheta) / v_{ak135} = 0 \text{ при } \vartheta_{R_c} < \vartheta < \pi - \vartheta_{R_c} \text{ и } r \leq R_i \quad (3-1-6)$$

$$\text{и } \delta(r, \vartheta) = const \text{ при } \vartheta < \vartheta_{R_c} \text{ или } \vartheta \geq \pi - \vartheta_{R_c} \text{ и } r > R_i, \quad (3-1-7)$$

$$\sin \vartheta_{R_c} = R_c / r,$$

R_c — радиус цилиндра, R_i — радиус внутреннего ядра, ϑ_{R_c} — угол между осью вращения Земли и радиусом r , соединяющим центр Земли с текущей точкой на поверхности цилиндра.

Таким образом, в цилиндрической области, заданной ограничениями (3-1-6–3-1-7), к сферически симметричному распределению скорости модели ak135 добавляется небольшая постоянная, подлежащая определению, так, что относительная аномалия не зависит от r, ϑ . Во внутреннем ядре и вне цилиндрической области распределение скорости соответствует модели ak135.

Выбор такой модели связан с особенностями течений в жидком ядре, которые создаются совместным процессом роста внутреннего ядра и вращением Земли и приводят к разделению внешнего ядра на две части: цилиндрические области в полярных областях (касательный цилиндр) и область вне касательного цилиндра.

Несмотря на то, что цилиндрическая аномалия нарушает сферическую симметрию модели ak135, трассирование лучей может быть проведено методами,

развитыми для одномерных сферически симметричных моделей земного ядра. Цилиндрическая поверхность делит любой луч на несколько частей, в каждой из которых сохраняется сферическая симметрия: часть от источника излучения до точки входа сейсмического луча в цилиндрическую область, часть от входа в цилиндрическую область до точки выхода из цилиндрической области и, наконец, часть от точки выхода до станции наблюдения.

На рис. 3-1-5 приведены результаты расчетов для аномалии скорости в 0.5%, которые показывают, как меняется форма зависимости дифференциальных невязок от угла ξ при различных значениях радиуса цилиндрической области.

На рис. 3-1-5 видно, что при $R_c = 1350$ км рассчитанные невязки линейно растут для $\xi < 23.5^\circ$, а для $\xi > 23.5^\circ$ близки к постоянной величине. При увеличении R_c в области $\xi > 23.5^\circ$ появляется характерная ковшеобразная форма, наблюдаемая в экспериментальных данных. При дальнейшем увеличении R_c глубина емкости ковша начинает уменьшаться. Наилучшее согласование в смысле минимума суммы квадратов отклонений экспериментальных данных от рассчитанных невязок при шаге по R_c в 25 км и 0.1% по скорости достигается при $R_c = 1375$ км и $\delta v/v = 0.5\%$. Параметры R_c и $\delta v/v$ модели цилиндрической области определены на основе данных только группы близко расположенных станций NNET и землетрясений на Ю. Сандвичевых о-вах. Имеет ли такая модель универсальный характер, т. е. могут ли с ее помощью быть описаны экспериментальные данные на других станциях и для сейсмических источников из других районов?

На рис. 3-1-6 представлены экспериментальные данные станций SNA и NVL в Антарктиде (рис. 3-1-6а) и станций Алтае-Саянской региональной сети наблюдений TDJR и MINR (рис. 3-1-6б), которые хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Область от 30° до 31.5° (рис. 3-1-6б) представлена пересекающимися данными станции MINR и TDJR.

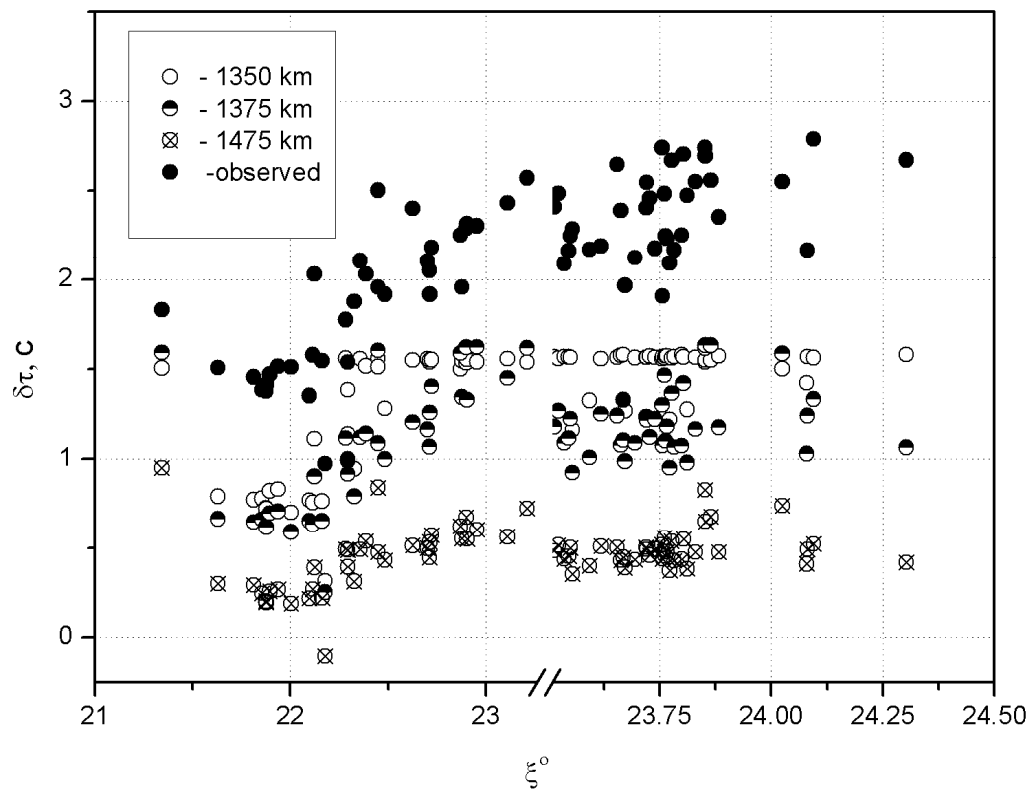
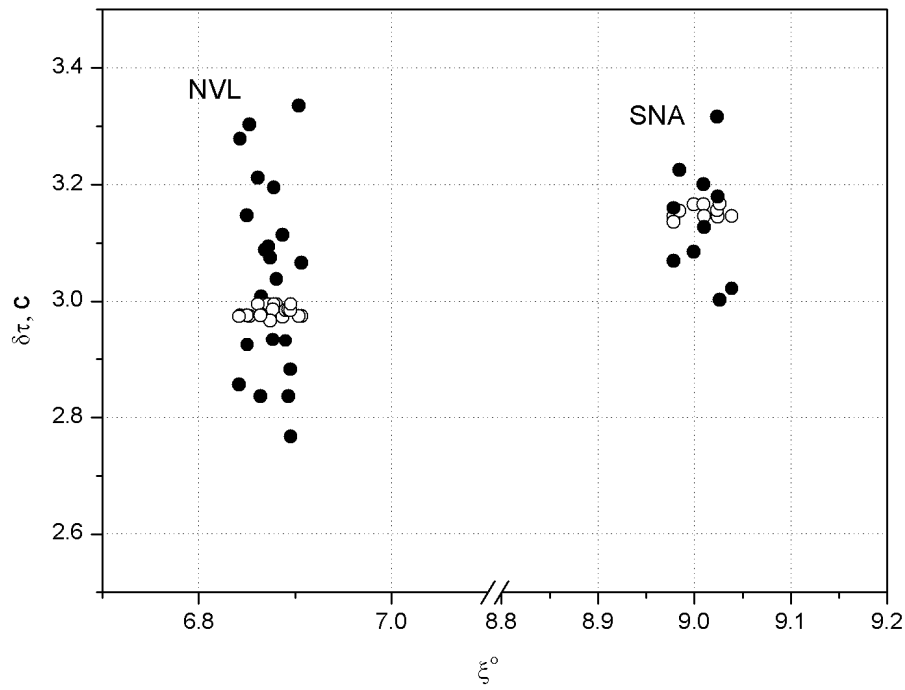


Рис. 3-1-5. Сравнение теоретически рассчитанных дифференциальных невязок при величине аномалии скорости 0.5% для различных значений радиуса цилиндрической области. На оси абсцисс сделан разрыв, чтобы представить левую и правую части рисунка в разном масштабе.

a)



б)

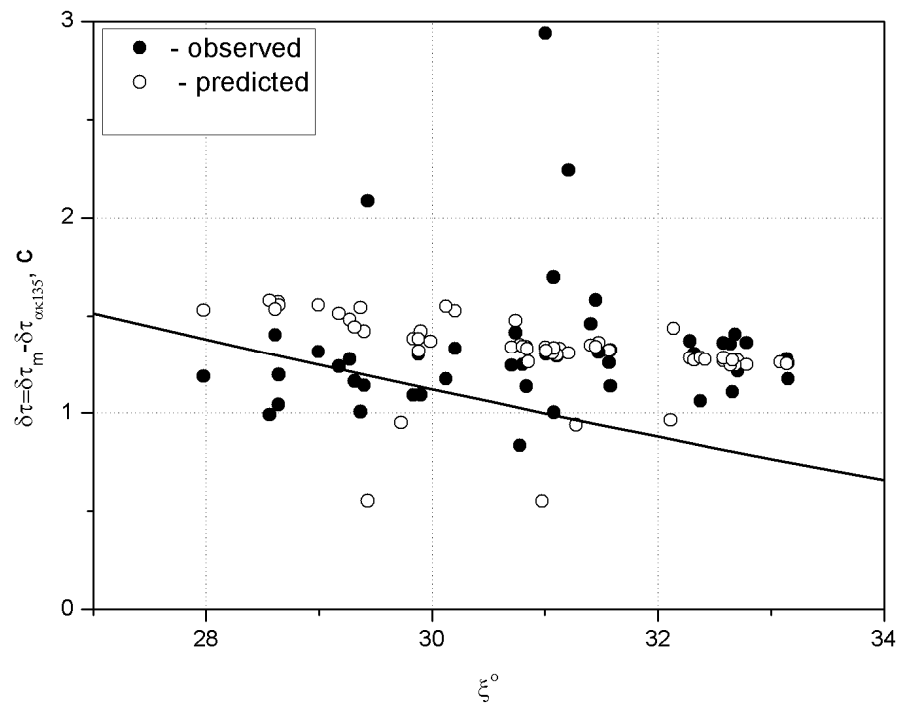


Рис. 3-1-6. Экспериментальные дифференциальные невязки (черные кружки) на четырех сейсмических станциях NVL, SNA, TDJR, MINR и рассчитанные невязки (светлые кружки) для модели цилиндрической аномалии скорости 0.8% радиусом 1375 км.

Таким образом, модель слабой цилиндрической аномалии скорости во внешнем ядре, построенная по данным фактически одной станции, удивительным образом не противоречит экспериментальным дифференциальным невязкам для других сейсмических лучей, зондирующих область земного ядра под Африкой и, следовательно, не связана со специфическими особенностями только на трассах Ю. Сандвичевы о-ва – Норильск.

Далее необходимо рассмотреть возможности модели со слабой цилиндрической аномалией скорости для описания экспериментальных данных для других областей земного ядра. Для этого используются измерения дифференциальных времен на станции SYO, зарегистрировавшей землетрясения на Алеутских о-вах. Алеутские землетрясения имеют очень сложную форму записи, в отличие от землетрясений на Ю. Сандвичевых о-вах, и из примерно 500 сейсмограмм было отобрано только 32, имеющих простую форму. Выбор станции SYO связан с тем, что с ее помощью зондируется область земного ядра под Австралией, которая, как и область под Африкой, служит основой для построения моделей анизотропии внутреннего ядра, в частности одной из первых 3-D моделей [Sun & Song 2008].

На рис. 3-1-7 представлены экспериментальные данные станции SYO и результаты теоретических расчетов для 0.5% цилиндрической аномалии скорости, которые состоят из двух групп. В первой, в диапазоне $25^\circ < \xi < 27^\circ$, наблюдается тенденция к росту дифференциального времени с увеличением угла ξ . Теоретические расчеты имеют такую же тенденцию. Во второй группе, в диапазоне $28^\circ < \xi < 30^\circ$, теоретические расчеты прогнозируют слабую зависимость от угла ξ , что также согласуется с экспериментальными данными. Следует отметить, что величина аномалии скорости, для рассматриваемой области ядра меньше, чем под Африкой, и составляет 0.3 - 0.5%. Таким образом, несмотря на различие в количественной оценке величины аномалии скорости, данные станции SYO качественно согласуются с результатами для области земного ядра под Африкой.

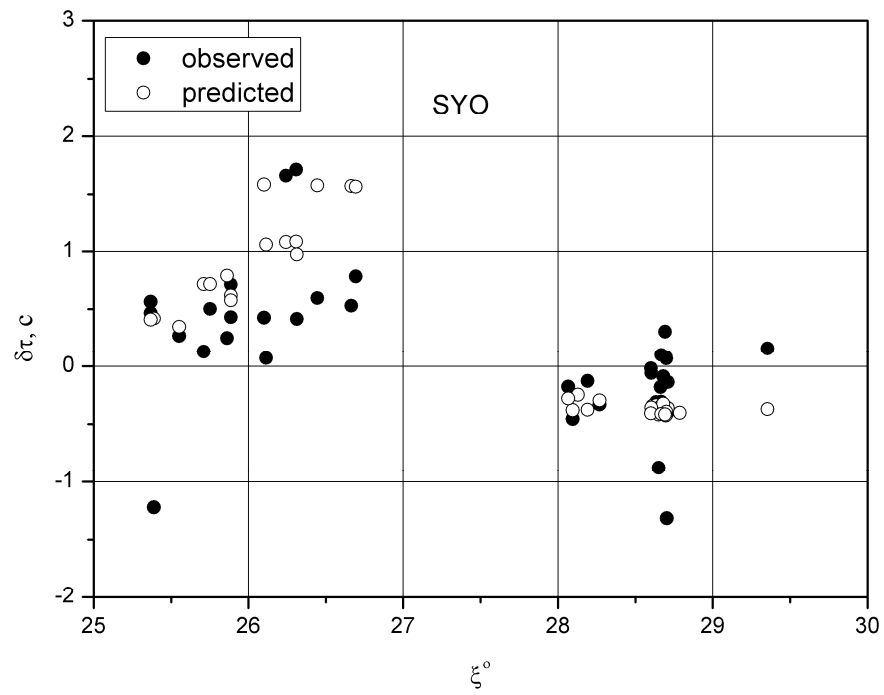


Рис. 3-1-7. Экспериментальные дифференциальные невязки (светлые кружки) на сейсмической станции SYO в Антарктиде и рассчитанные невязки (темные кружки) для модели цилиндрической аномалии скорости 0.4% радиусом 1375 км.

3.1.7 Обсуждение

Несмотря на хорошую согласованность экспериментальных данных с модельными расчетами для слабой цилиндрической аномалии скорости во внешнем земном ядре, вопрос о физическом механизме возникновения и поддержания аномалии остается открытым. Экспериментальные оценки аномалии скорости, полученные в настоящей работе, на три порядка больше, чем оценки, полученные в теоретических расчетах [Stevenson 1987] для внешнего ядра, полностью вовлеченного в конвекцию. Для любой частичной стратификации внешнего ядра, наблюдаемые аномалии также превышают теоретические оценки.

Согласование экспериментальных данных с теорией возможно, если отказаться от связи между плотностью и модулем всестороннего сжатия. Однако для изотропных материалов это приводит к исключительной реологии [Widmer et al. 1992], при которой $\delta \ln \nu / \delta \ln \rho > 75$. Для жидкого изотропного ядра, находящегося в гидростатическом равновесии и адиабатическом состоянии, и предполагаемого вещественного состава внешнего ядра эта величина порядка 3 [Anderson 1989].

Жидкое ядро не является идеальной жидкостью, имеющей нулевое значение модуля сдвига на всех частотах. Новые данные о вязкости жидкого ядра [Смайли и др. 2009] позволяют предположить возможное влияние ненулевого модуля сдвига [Бурмин 2006], который для сейсмического диапазона частот в нижней части внешнего ядра может составить 10^{11} Па [Cormier 2009]. Другой вариант — анизотропия во внешнем ядре. Известно, что жидкие металлы, проявляют ближний порядок и анизотропию. Однако попытка обнаружения признаков анизотропии во внешнем ядре по временам пробега волн PKP_{BC} не была успешной [Souriau et al. 2003] возможно из-за более сложной структуры аномалии скорости, чем предполагали авторы. Вместе с тем обнаружена стратификация верхней части внешнего ядра в области примерно 300 км от

границы между мантией и ядром [Helffrich & Kaneshima 2010], а также слабая аномалия скорости [Dai & Song, 2008], которые, как и результаты настоящей работы, свидетельствуют об отклонениях от простой модели гидростатического сжатия и адиабатического состояния вещества, слагающего внешнее ядро.

3.1.8 Выводы к разделу 3.1

На станциях NRI, NRIS, NRIL наблюдается специфическая ковшеобразная особенность дифференциальных невязок времен пробега волн PKP_{BC} и PKP_{DF} и в зависимости от угла между осью вращения Земли и направлением сейсмического луча в точке максимального погружения во внутреннее ядро, которая плохо согласуется с моделью цилиндрической анизотропии скорости во внутреннем ядре.

На основе этих данных построена модель внешнего ядра Земли с аномалией скорости продольных волн не более 0.8% в цилиндрической области радиусом 1375 км, теоретические невязки дифференциальных пробега в которой согласуются с экспериментальными данными для сейсмических лучей, зондирующих область земного ядра под Африкой. Предложенная модель находится в хорошем согласии с данными наблюдений дифференциальных времен пробега на ряде других станций (NVL, SNA, MINR, TDJR).

На примере данных станции SYO в Антарктиде продемонстрирована возможность обобщения модели внешнего ядра под Африкой. Из него следует, что введенная цилиндрическая аномалия скорости, вероятно, носит глобальный характер и может рассматриваться как альтернатива анизотропии внутреннего ядра. Вместе с тем, реальная модель, по-видимому, представляет собой комбинацию рассмотренных предельных моделей, включающих только анизотропию или только тангенциальный цилиндр.

3.2 Результаты зондирования области ядра под Юго-Восточной Азией и Австралией

3.2.1 Сейсмические данные

Как указывалось ранее (см. рис. 2-1-1), в стандартных моделях Земли пара фаз PKP_{DF} и PKP_{BC} наблюдается в диапазоне эпицентральных расстояний от 145° до 155° . Систематически большие значения дифференциальных времен пробега порядка нескольких секунд ожидаются только на полярных трассах, для которых угол между лучом PKP_{DF} во внутреннем ядре и осью вращения Земли не превышает 35° (см. рис. 1-6-1). Эти два ограничения существенно сужают потенциальный набор базы данных за счет расположения сейсмических источников и станций в полярных областях, выбор которых небогат. Кроме того, учитывая предполагаемую дихотомию анизотропных свойств твердого ядра, анализ данных РКР должен учитывать пространственную конфигурацию соответствующих лучей во внутреннем ядре. Наконец, исследуемые регионы внутреннего ядра должны зондироваться плотным пучком сейсмических лучей, которые могут выявить локальные отклонения от сферически симметричной структуры. Интерпретация таких высококачественных данных, например только в терминах сейсмической анизотропии, может приводить к избыточно сложным моделям с значительными вариациями как по латерали, так и по глубине [Yu & Wen 2007].

Собранные полярные данные соответствуют записям сейсмических станций SYO, SNAA, MAW, P061 и LONW в Антарктиде, 60-ти скандинавских станций группы ЛАПНЕТ, а также систем группирования ARCESS, FINES и на архипелаге Шпицберген (рис. 3-2-1). Очаги проанализированных событий располагаются под Алеутскими, Курильскими и Окландскими островами, Западной Сибирью, Северным Ледовитым океаном и архипелагом Новая Земля.

Соответствующие полярные трассы зондируют внутреннее ядро под Австралией и Юго-Восточной Азией. Из рис. 3-2-1 видно, что проекции дуг большого круга во внутреннем ядре на дневную поверхность располагаются между 45° в.д. и 160° в.д. В терминах распределения сейсмической анизотропии внутреннего ядра этот диапазон долгот часто называется «квазивосточным» полушарием. База данных включает 292 измерения дифференциальных времен пробега на полярных трассах для углов $26^\circ < \xi < 33^\circ$ и $2^\circ < \xi < 15^\circ$. 133 измерения на экваториальных трассах соответствуют диапазону углов $44^\circ < \xi < 65^\circ$. Соответствующие экваториальные трассы соединяют землетрясения на островах Фиджи со станциями в Европе и на Ближнем Востоке. Важной особенностью собранного набора данных является тот факт, что он обеспечивает плотное зондирование небольшой области внутреннего ядра между 90° в.д. и 135° в.д. как полярными, так и экваториальными трассами. Зондирование в полярном направлении соответствует трассам на систему геофизических наблюдений ЛАПНЕТ с $26^\circ < \xi < 33^\circ$, а экваториальными — на европейские станции. Точки входа и выхода во внутреннее ядро для пересекающихся полярных и экваториальных лучей PKP_{DF} распределены по площади порядка 800×1200 км (рис. 3-2-2). Соответствующие точки поворота PKP_{DF} простираются преимущественно в северо-восточном направлении, причем существенная их часть (как полярных, так и экваториальных) локализована в небольшом объеме $200 \times 400 \times 200$ км. Максимальное перекрытие полярных и экваториальных трасс наблюдается для данных ЛАПНЕТ. Для данных станции SYO только половина трассы PKP_{DF} , соответствующая погружению во внутреннее ядро, перекрывается с какой-либо экваториальной трассой. Наконец, около 30% типичной полярной трассы данных SNAA пересекается с экваториальными данными. Данные о параметрах очага соответствуют Бюллетеню Международного сейсмологического центра (ISC) и [Marshall et al. 1996].

Основным критерием для отбора сейсмограмм являлась простота волновых форм РКР. Были отобраны только те волновые формы, на которых однозначно прослеживались вступления фаз DF и BC, и измерения их времени вступления и амплитуд можно было провести вручную. Превосходное качество отобранных записей позволяет безошибочно идентифицировать различные фазы РКР даже на исходных записях без применения какой-либо обработки. Однако, чтобы привести к единым характеристикам сейсмометрического канала, исходные записи были отфильтрованы в диапазоне частот 0.4–2 Гц до проведения измерений. Типичный пример полярных данных изображен на рис. 3-2-3, а экваториальных — на рис. 3-2-4. Дифференциальное время пробега РКР_{BC} минус РКР_{DF} ($\tau_{\text{mea}} = t_{\text{BC}} - t_{\text{DF}}$) на широкополосных записях вертикальных составляющих измерялось между пиками максимальных амплитуд волновых форм BC и DF, имеющих одинаковую полярность. Максимумы соответствующих волновых форм отчетливо идентифицировались на монтаже трасс (см. пример на рис. 3-2-3). Необходимо заметить, что использование кросс-корреляции на таких высококачественных данных представляется излишним, так как максимальная ошибка вследствие частотной зависимости измеряемых волновых форм не превышает 0.1 сек [Ovtchinnikov et al. 2012], что представляется реалистичной оценкой ошибки измерений.

Затем была сформирована база данных невязок ($\tau_{\text{mea}} - \tau_{\text{ak135}}$). Для этой цели из каждого измеренного дифференциального времени пробега BC – DF вычиталась оценка этого времени пробега по модели ak135 [Kennett et al. 1995]. Использование модели ak135 в работах по изучению анизотропии ядра Земли позволяет провести прямое сравнение с оценками, полученными в других работах.

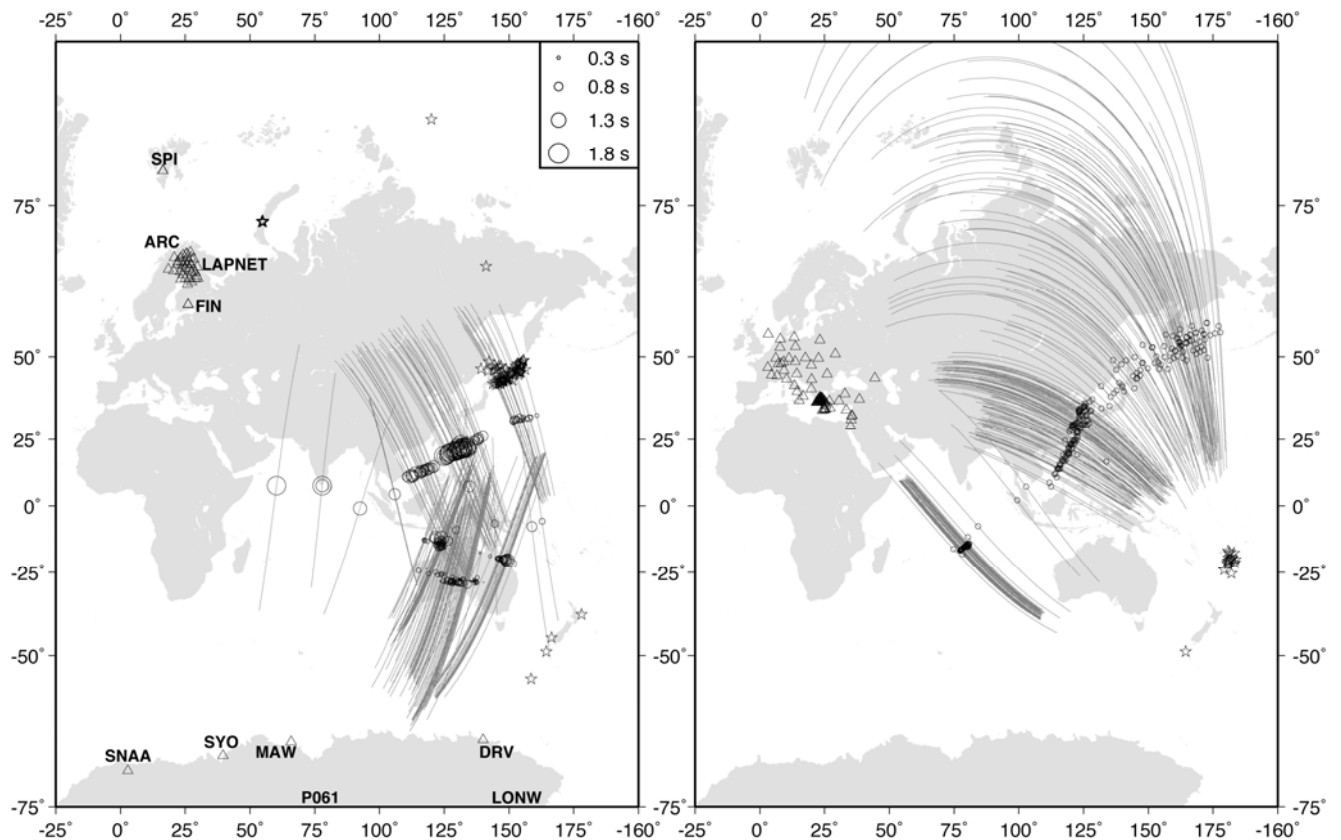


Рис. 3-2-1. Карта с проекциями на дневную поверхность полярных (слева) и экваториальных (справа) сегментов лучей PKP_{DF} во внутреннем ядре Земли. Треугольники обозначают расположение сейсмических станций и групп, звёзды – эпицентры проанализированных событий. Треугольники в местах точного расположения Антарктических станций LONW и P061 на широтах -81.3° и -84.5° , соответственно, выходят за южную географическую границу карты. Кружки обозначают абсолютные невязки дифференциальных времён пробега $PKP_{BC} - PKP_{DF}$ и нанесены в эпицентрах соответствующих точек поворота PKP_{DF} во внутреннем ядре. Радиусы кружков на полярных трассах пропорциональны абсолютному значению невязки согласно шкале в верхнем правом углу левой панели.

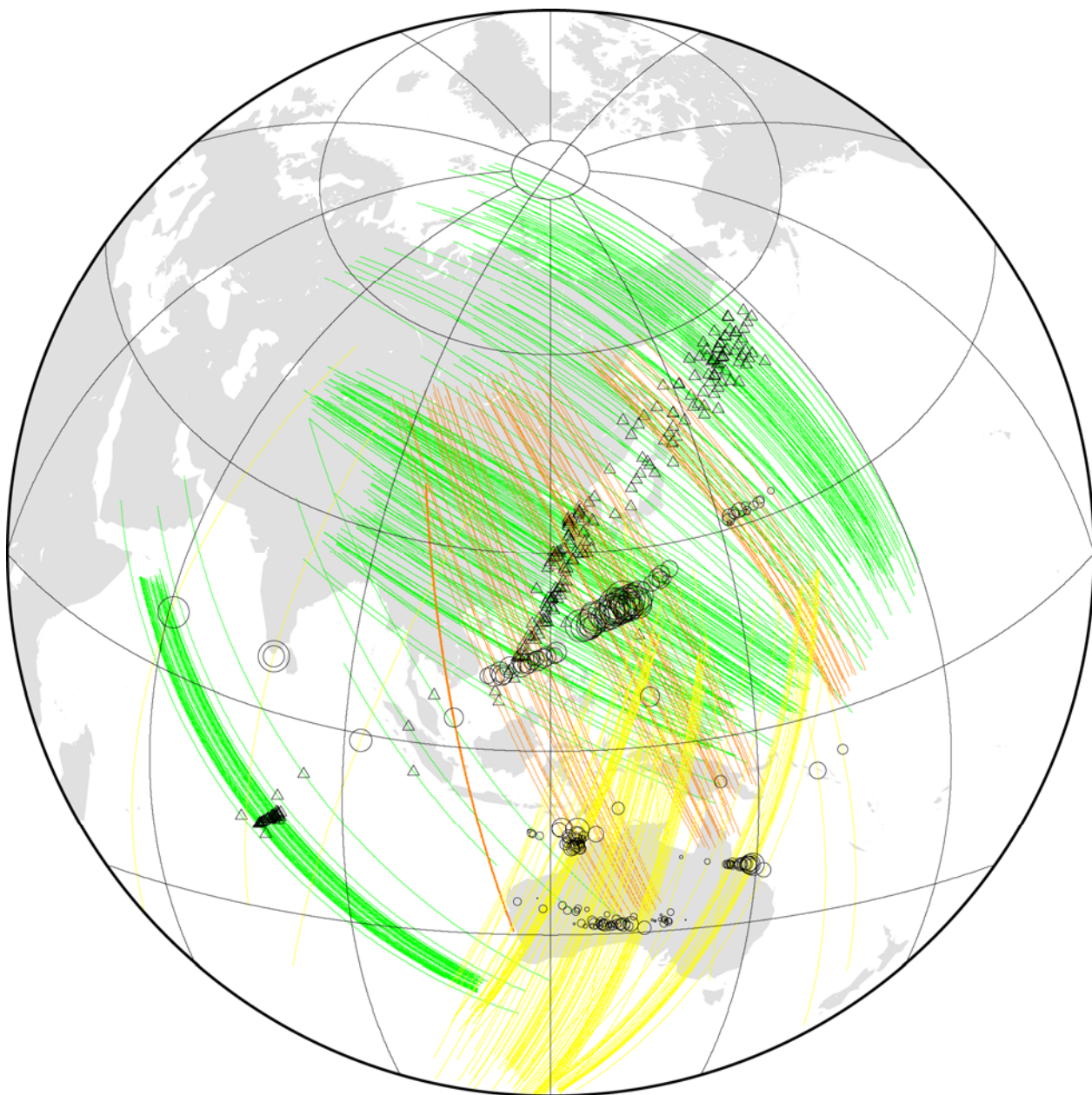


Рис. 3-2-2. Карта с дугами большого круга, соответствующими проанализированным трассам PKP_{DF} во внутреннем ядре. Экваториальные трассы нанесены зелёным, полярные – рыжим (данные сети LAPNET) и желтым (SYO, SNAA).

Треугольники соответствуют эпицентрам экваториальных точек поворота PKP_{DF} во внутреннем ядре.

Кружки обозначают абсолютные невязки дифференциальных времён пробега $PKP_{BC}-PKP_{DF}$ и нанесены в эпицентрах соответствующих точек поворота PKP_{DF} во внутреннем ядре.

Радиусы кружков на полярных трассах пропорциональны абсолютному значению невязки.

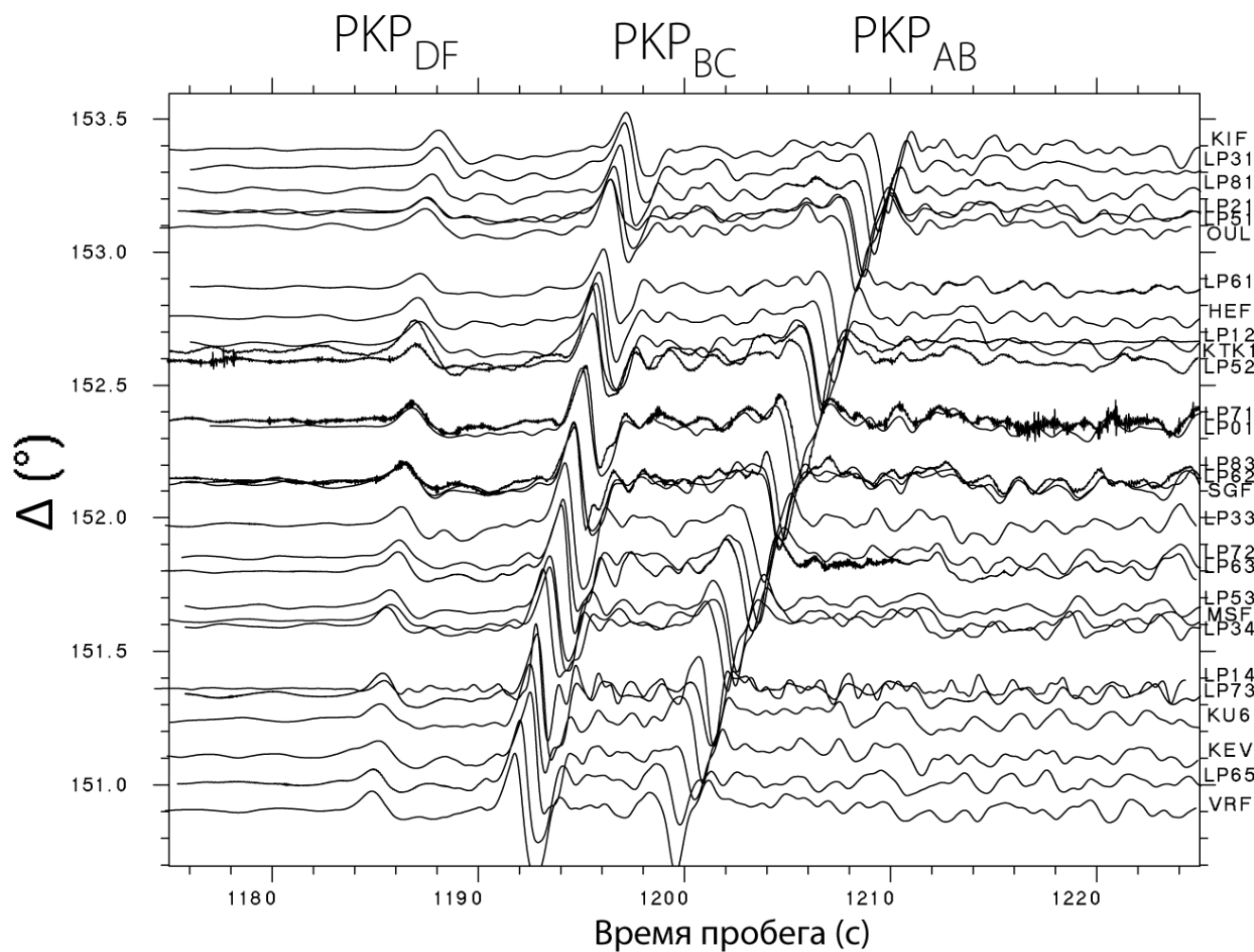


Рис. 3-2-3. Монтаж вертикальных составляющих записи события на Оклэндских о-вах
от 30/09/2007 в 09:47:53.41

(параметры очага: 49.1704 ю.ш., 164.4230 в.д., глубина 18 км).

Исходные записи широкополосных вертикальных каналов
получены со станций группы ЛАПНЕТ (LAPNET).

Код каждой станции – справа.

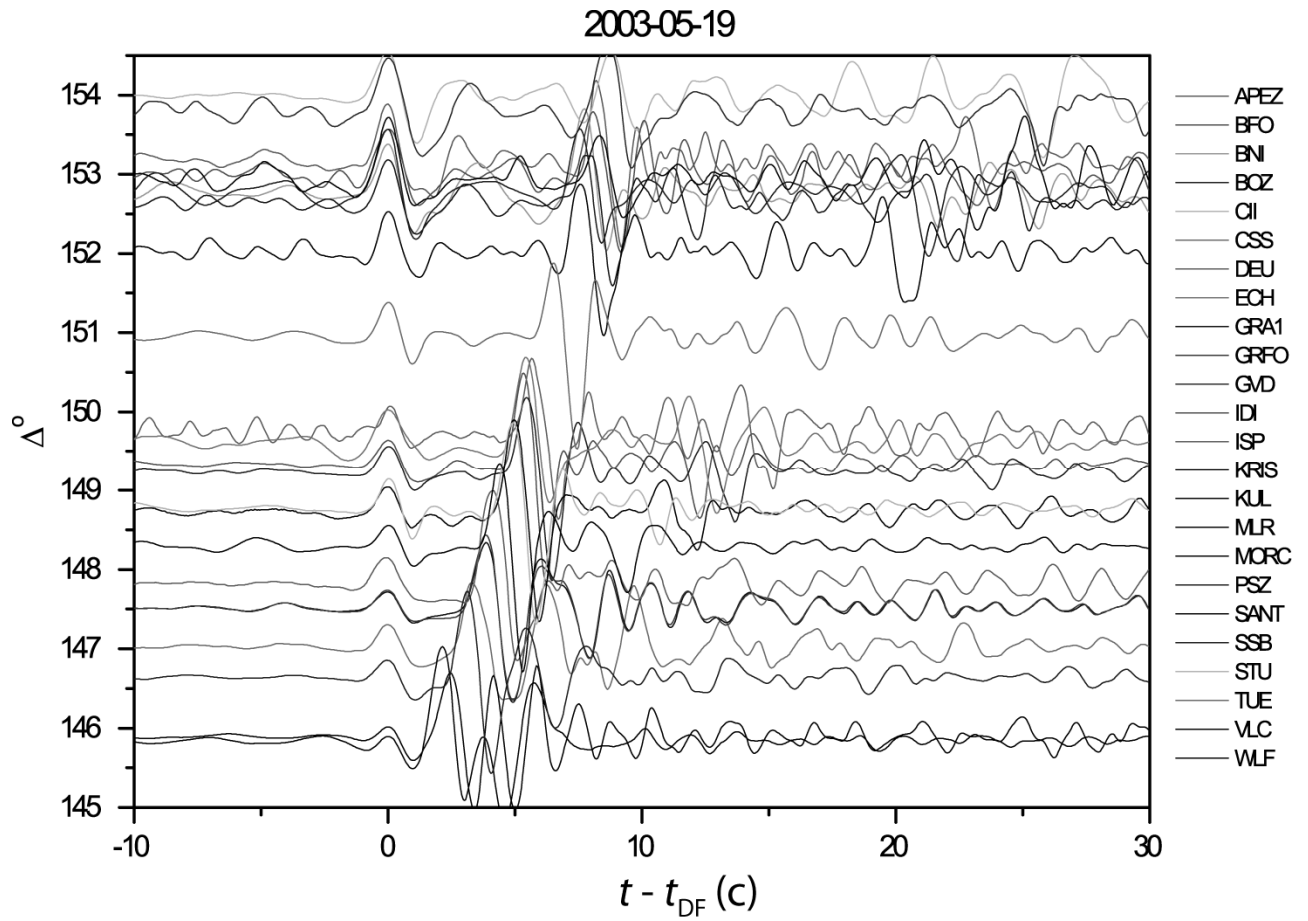


Рис. 3-2-4. Пример экваториальных данных: монтаж трасс события от 10 мая 2003 года, зарегистрированного станциями, указанными справа. Трассы прошли процедуру полосовой частотной фильтрации и выровнены на RKP_{DF} .

3.2.2 Мантийные поправки

Хотя использование дифференциальных времен пробега позволяет устранить ошибки, возникающие при распространении в коре и верхней мантии, лучи PKP_{DF} и PKP_{BC} в нижней мантии могут быть разделены несколькими сотнями километров. Этот регион характеризуется присутствием выраженных неоднородностей различного масштаба, и распространение в нем может существенно изменить абсолютное время пробега РКР. Для учета этого эффекта были оценены мантийные поправки для каждого луча базы данных (δt_{BC} и δt_{DF}), а также дифференциальные ($\tau_{\text{man}} = \delta t_{\text{BC}} - \delta t_{\text{DF}}$). Во избежание появления систематической ошибки, обусловленной выбором модели нижней мантии, соответствующий вклад мантии оценивался для двух независимых томографических моделей, сформированных различными методами.

Одна из моделей [Young et al. 2013] содержит описание скоростей продольных волн в каждой ячейке $1^\circ \times 1^\circ$ высотой 300 км, отсчитывая от границы мантия-ядро. Вариации скорости продольных волн существенные и варьируют от -3.76% до 4.73% от базовой модели AK135. Другая модель — это успешно применённая в разделе 3.1 глобальная трехмерная томографическая блочная модель MITP08 [Li et al. 2008], вариации скорости которой в нижней мантии менее выражены. Размер ячейки в этой модели составляет 0.7° по широте и долготе и порядка 42 км по радиусу. Эта модель обеспечивает высокое пространственное разрешение и два луча РКР, разделенные на границе мантия-ядро расстояниями порядка 50–350 км, распространяются в различных ячейках.

Результат применения мантийных поправок (τ_{man}) к данным ЛАПНЕТ изображен на рис. 3-2-5. Как видно, обе модели не обеспечивают снижение разброса данных. Также видно, что основной эффект первой модели состоит в

добавлении константы к каждому значению невязки, в то время как поправки МІТР08 в основном незначительны. Это подтверждается статистикой полученных поправок (см. табл. 3-2). Например, средние значения поправок составили (0.56 ± 0.16) с и (0.009 ± 0.010) с соответственно для первой и второй модели. При этом, общая картина распределения невязок не претерпела существенных изменений, за исключением двух скачков в невязках около эпицентральных расстояний 151° и 153.5° . Первый скачок был сглажен мантийными поправками МІТР08, а второй — поправками, рассчитанными для первой модели.

Проведенные оценки показывают, что применение мантийных поправок ведет к существенно сходному эффекту, за исключением систематического полусекундного сдвига, обусловленного применением первой модели. Такой сдвиг может быть обусловлен более низкой сейсмической скоростью в нижних трехстах километрах первой модели. Такая более медленная мантия замедляет обе ветви РКР и соответственно увеличивает дифференциальную невязку BC – DF по сравнению с более быстрой нижней мантией модели МІТР08. Вследствие вышеизложенного дальнейший анализ невязок будет осуществляться с применением модели МІТР08, в рамках которой были рассчитаны все мантийные поправки и получена база данных абсолютных невязок дифференциальных времен пробега $\text{РКР}_{\text{BC}} - \text{РКР}_{\text{DF}}$ ($\tau = \tau_{\text{mea}} - \tau_{\text{ak135}} + \tau_{\text{man}}$). Необходимо отметить, что при использовании поправок, рассчитанных для первой модели, результирующие оценки силы анизотропии возросли бы на величину порядка 0.5%.

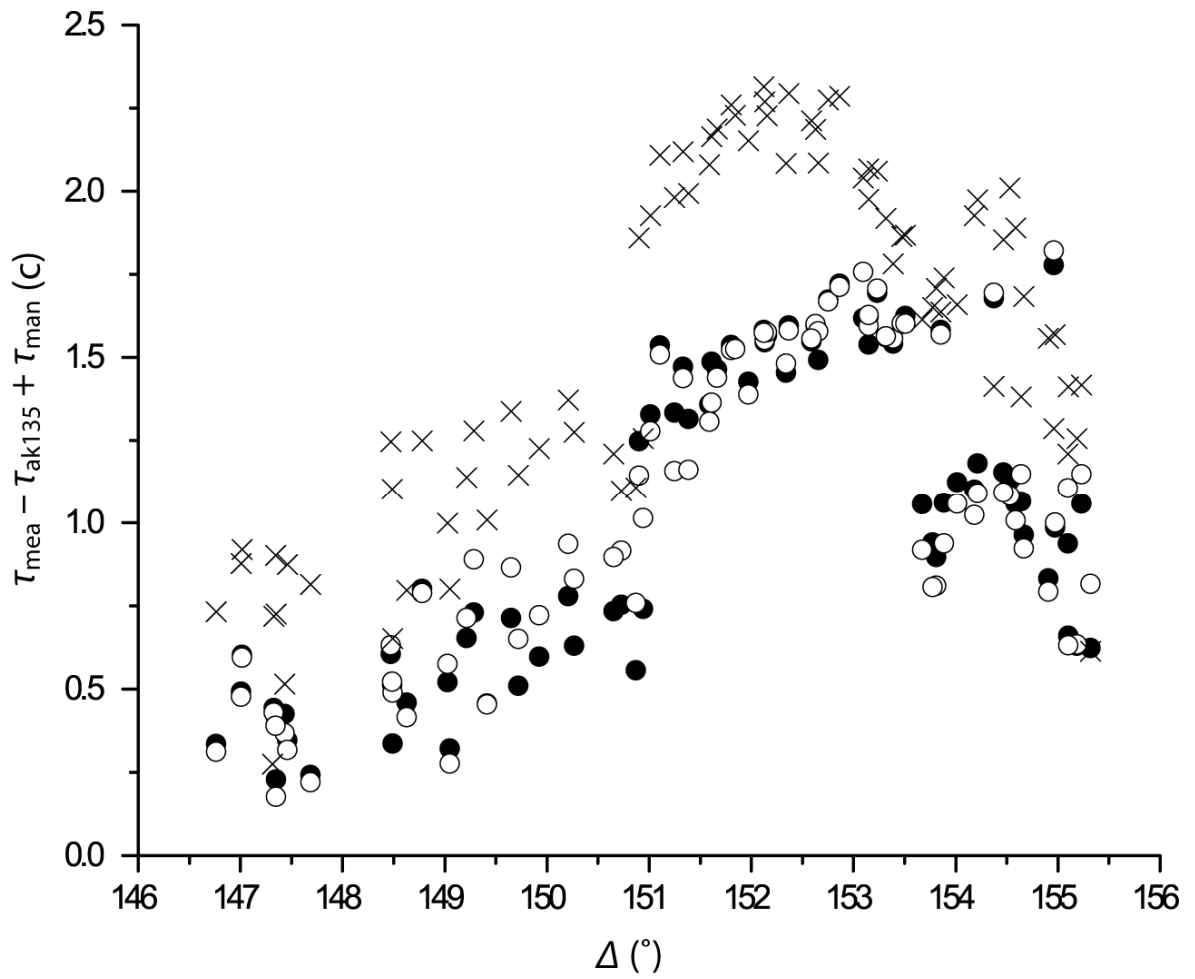


Рис. 3-2-5. Зависимость абсолютных дифференциальных времён пробега $\text{РКР}_{\text{BC}} - \text{РКР}_{\text{DF}}$ ($\tau_{\text{mea}} - \tau_{\text{ak135}} + \tau_{\text{man}}$) в секундах от эпицентрального расстояния в градусах (Δ). Черные кружки – невязки РКР до учёта мантийных поправок, белые кружки – с учетом поправок по модели MITP08, крестики – по модели (Young et al. 2013).

Таблица 3-2. Сравнительная статистика мантийных поправок (τ_{man}) для 81 трассы сети LAPNET для двух томографических моделей из первой колонки таблицы.

	Сред- нее	Станд. отклон.	Станд. ош. сред- него	Нижн. 95% довер. инт. сред- него	Верхн. 95% довер. инт. среднего	Диспер- сия	Смещ. сумма квадра- тов	Несмещ. сумма квадра- тов	Коэф. вариа- ции	Среднее абс. откло- нение	Мини- мум	Меди- ана	Макси- мум
Young Et Al.	0.5617	0.1563	0.0179	0.5259	0.5974	0.0244	25.8068	1.8319	0.2783	0.1275	0.239	0.5895	0.879
MITP08	0.0095	0.0902	0.0100	-0.0103	0.0296	0.0081	0.6588	0.6513	9.3458	0.0670	-0.177	-0.009	0.273

Исследования анизотропии внутреннего ядра нечасто привлекают обычные графики зависимости абсолютных невязок дифференциальных времен пробега от угла с осью вращения Земли или эпицентрального расстояния, так как каждый из них не отражает информацию другого графика, что затрудняет интерпретацию. Наиболее часто анализу подвергаются вариации сейсмической скорости, которые получаются делением τ на время пробега PKP_{DF} во внутреннем ядре Земли. В дальнейшем будут анализироваться вариации сейсмической скорости во внутреннем ядре.

3.2.3 Влияние ядра Земли

Получившийся банк измерений учитывает эффекты распространения через все оболочки Земли за пределами его ядра и таким образом отражает только его влияние. В то же время ядро Земли является двухкомпонентной системой жидкого и твердого ядра, каждое из которых может оказывать влияние на измеряемые времена пробега. В частности, как было показано ранее [Romanowicz

et al. 2003], измеряемые времена пробега могут быть также объяснены без введения анизотропии во внутреннее ядро. Как указывалось выше, одной из структур, позволяющих частично или полностью объяснить разброс дифференциальных времен пробега, является Тейлоровский цилиндр в жидком внешнем ядре. В разделе 3-1 и в [Ovtchinnikov et al. 2012] было показано теоретически и были представлены экспериментальные измерения, свидетельствующие о том, что невязки РКР могут быть объяснены как посредством введения анизотропии во внутреннем ядре, так и Тэйлоровского цилиндра во внешнем ядре. Там же было показано, что влияние этих двух факторов различимо только в узком диапазоне углов ξ , предопределенных взаимным расположением источника и очага относительно цилиндра. Только в этом диапазоне углов ξ эффекты воздействия на РКР_{DF} и РКР_{BC} существенно различны, что приводит к очень специфическому характеру зависимости невязок от ξ . Анализируемый в данном разделе набор данных не соответствует такому узкому диапазону углов и не позволяет провести дискриминацию эффектов внешнего и внутреннего ядра. В связи с этим, его интерпретация будет проведена в терминах скоростных вариаций внутреннего ядра Земли.

Зависимость τ от ξ изображена на рис. 3-2-6. Невязки дифференциальных времен пробега РКР в экваториальной плоскости варьируют от слабоотрицательных до 0.8%. Основная их часть располагается не выше уровня 0.5% при среднем значении 0.31% (+0.4 с от прогноза по ak135 по абсолютному значению). Между тем, указанное среднее значение было бы практически нулевым, если бы невязки рассчитывались относительно специальной референсной модели, разработанной для экваториальных данных в [Yu & Wen 2006]. Разброс полярных данных больше при максимальном значении свыше 1.2%. Так как собранный набор данных зондирует ограниченный объем внутреннего ядра, то одной из причин, способных вызвать обнаруженные вариации, является латеральный градиент сейсмической скорости во внутреннем

ядре [Creager 1997]. В самом деле, изменения изотропной скорости по латерали могут приводить к вариациям времени пробега PKP_{DF} и, следовательно, невязок. Однако, этот тип неоднородности оказывает воздействие как на экваториальные, так и на полярные пути, если они распространяются в одной и той же области внутреннего ядра. Анализируемый набор данных включает измерения параметров волновых форм, рефрагированных в двух различных направлениях в одной и той же области внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией. При этом обнаруженный разброс в полярных данных (перпендикулярно предполагаемому градиенту) оказался в несколько раз больше, чем для экваториальных данных (вдоль градиента). Это указывает на тот факт, что выраженный градиент, способный вызвать наблюдаемые невязки, вряд ли присутствует в зондируемом регионе внутреннего ядра и должен быть исключен из числа влияющих факторов.

Наконец, как видно из рис. 3-2-6, представленные данные не согласуются с простой моделью цилиндрической анизотропии. Более того, небольшой фрагмент данных для 14-градусного диапазона, приведенный на рис. 3-2-7, обнаруживает значительное различие между невязками на SNAA и ЛАПНЕТ в диапазоне $29^\circ < \xi < 32^\circ$. Также видно, что измерения для $\xi \approx 30^\circ$ оказались больше, чем невязки с меньшими значениями ξ . Если не рассматривать другие факторы, кроме анизотропии внутреннего ядра, это может указывать, что ось не совпадает с осью вращения Земли. В то же время, учитывая, что отдельные измерения базы данных действительно могут указывать на наклон оси анизотропии относительно оси вращения Земли [Su & Dziewonski 1995; Isse & Nakanishi 2002], такая модель анизотропии не позволяет достичь существенного улучшения в описании анализируемой базы данных. В дальнейшем, если не указано иное, предполагается, что ось сейсмической анизотропии совпадает с осью вращения Земли. В нижеследующих разделах будут проанализированы региональные сейсмические структуры различного характера, которые могут приводить к возникновению обнаруженного разброса данных.

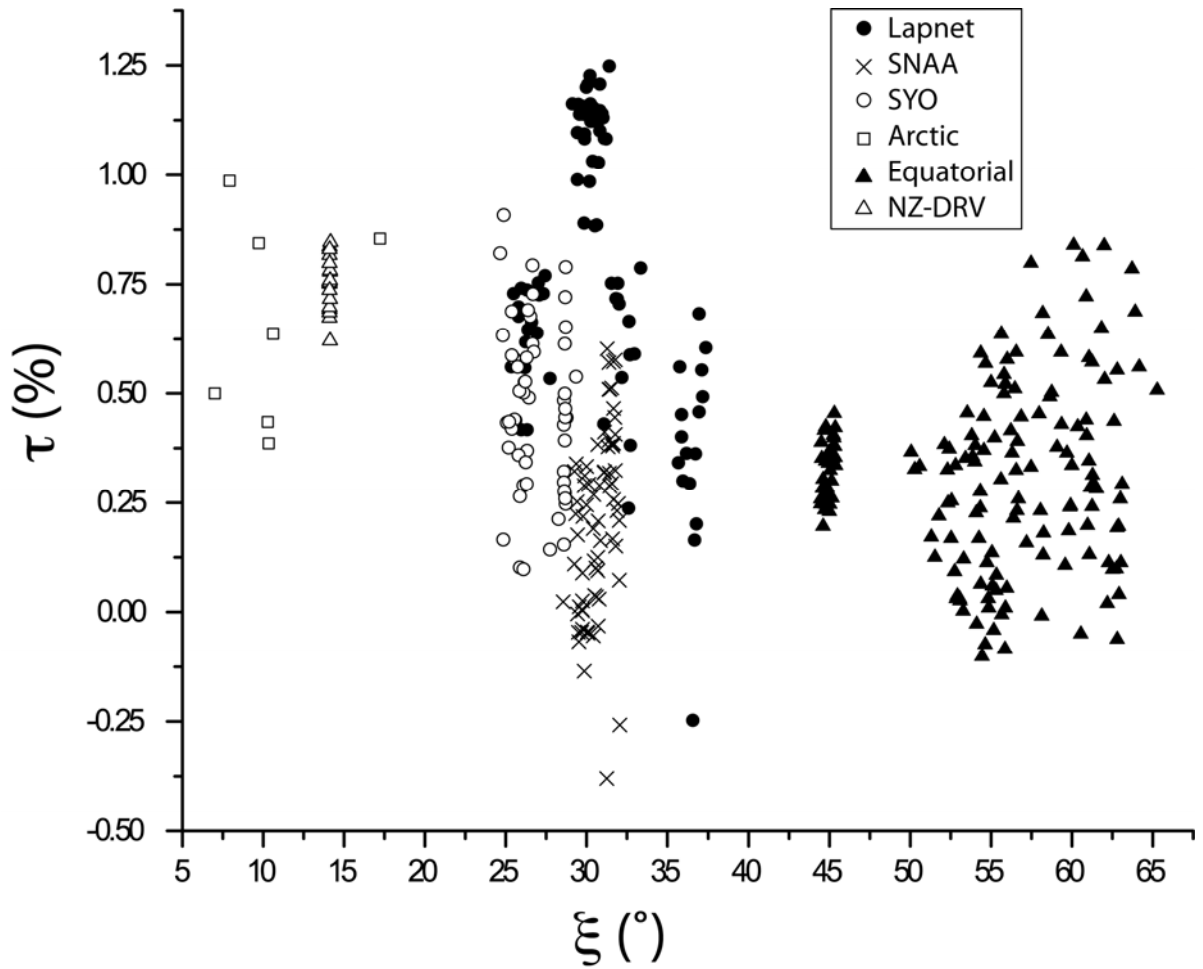


Рис. 3-2-6. Набор данных по дифференциальным невязкам времени пробега $\text{РКР}_{\text{BC}} - \text{РКР}_{\text{DF}}$ (τ) нанесённый против угла между лучом РКР_{DF} во внутреннем ядре с осью вращения Земли (ξ). Различные составляющие набора данных и легенда их обозначений – в верхнем правом углу рисунка.

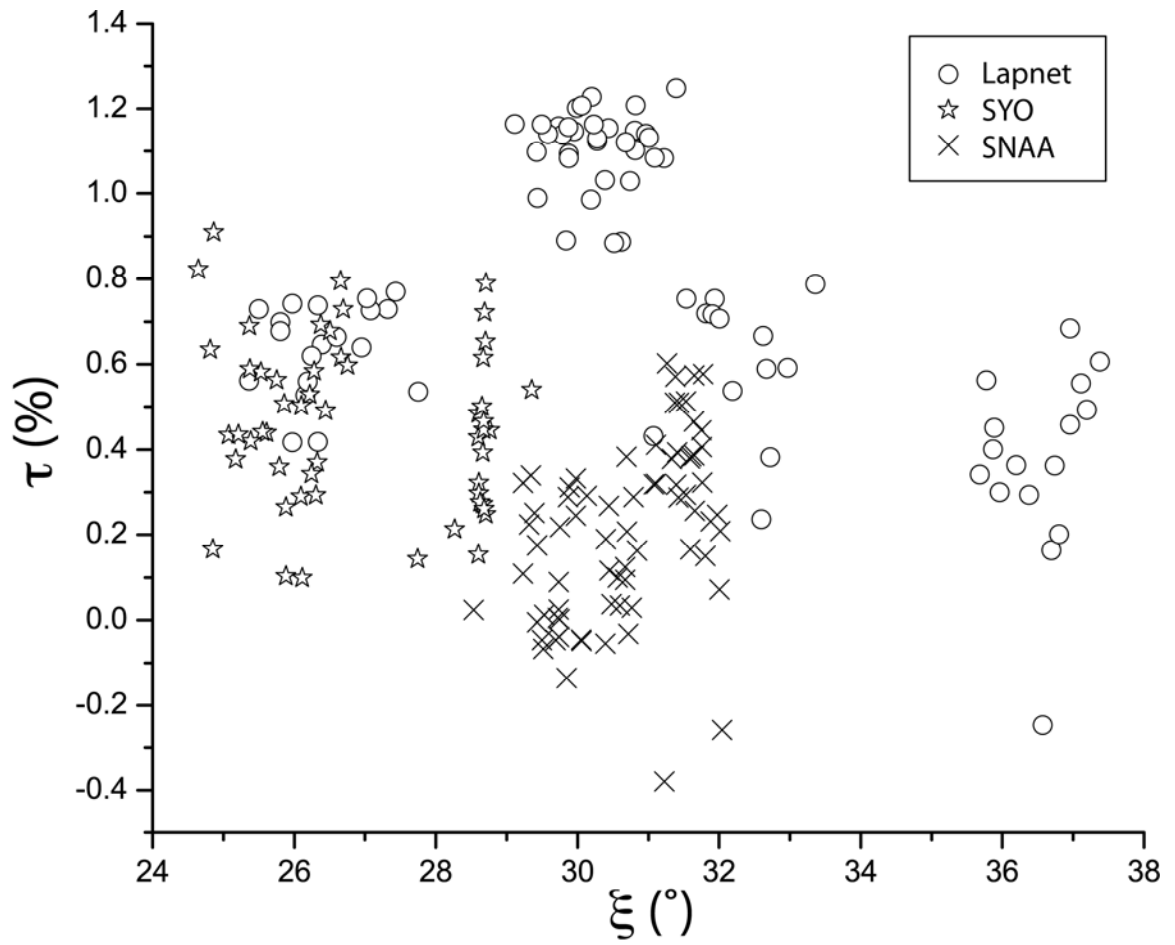


Рис. 3-2-7. Выноска рисунка 3-2-6 для 14-градусного диапазона полного набора данных по дифференциальным временам пробега $\text{PKP}_{\text{BC}} - \text{PKP}_{\text{DF}}$. Различные составляющие набора данных и легенда их обозначений — в верхнем правом углу рисунка.

3.2.4 Модели

3.2.4.1 Слоистая структура

Первым фактором, который может приводить к специфической форме зависимости невязок, является зависимость силы анизотропии от глубины. В рамках различных динамических сценариев сила анизотропии может меняться плавно (градиентное изменение с глубиной) или скачкообразно (разрыв первого рода). В последнем случае это будет соответствовать переходу от изотропной кровли внутреннего ядра к его анизотропной толще. Чтобы рассмотреть эту гипотезу, необходимо проанализировать зависимость невязок от глубины точки поворота (H_{max}) РКР_{DF} под границей внутреннего ядра Земли (рис. 3-2-8). Регион неглубокого проникновения в ядро характеризуется отсутствием различий между экваториальными и полярными невязками и соответственно может быть назван изотропным. Визуально невязки начинают расходиться только на глубинах свыше 225 км — кажущейся границе перехода от изотропии к анизотропии. Вместе с тем, четкого разделения не наблюдается, так как большое количество полярных измерений находится в зоне экваториальных и для глубин свыше 225 км. Одно из наиболее простых объяснений нечеткого разделения полярных и экваториальных невязок может быть получено в рамках модели, в которой глубина перехода от изотропии к анизотропии измеряется в наблюдаемой области внутреннего ядра. Собранные полярные невязки на рис. 3-2-8 зондируют три близлежащих региона внутреннего ядра. Трассы РКР_{DF} на станцию SNAA распространяются в верхней части внутреннего ядра под Центральной и Западной Австралией, до SYO — под Северной Австралией и побережьем, а до сети ЛАПНЕТ под Южно-Китайским морем и Филиппинами (рис. 3-2-1 и 3-2-2). Каждый из трех регионов характеризуется преимущественно субширотным простираанием от побережья Юго-Восточной Азии, причем северная точка профиля отстоит от средней на расстояние около 600 км, а средняя от южной — на 240 км. Такая структура

данных позволяет проследить различия в зависимости полярных и экваториальных невязок от глубины для всех трех точек профиля и провести сравнительный анализ.

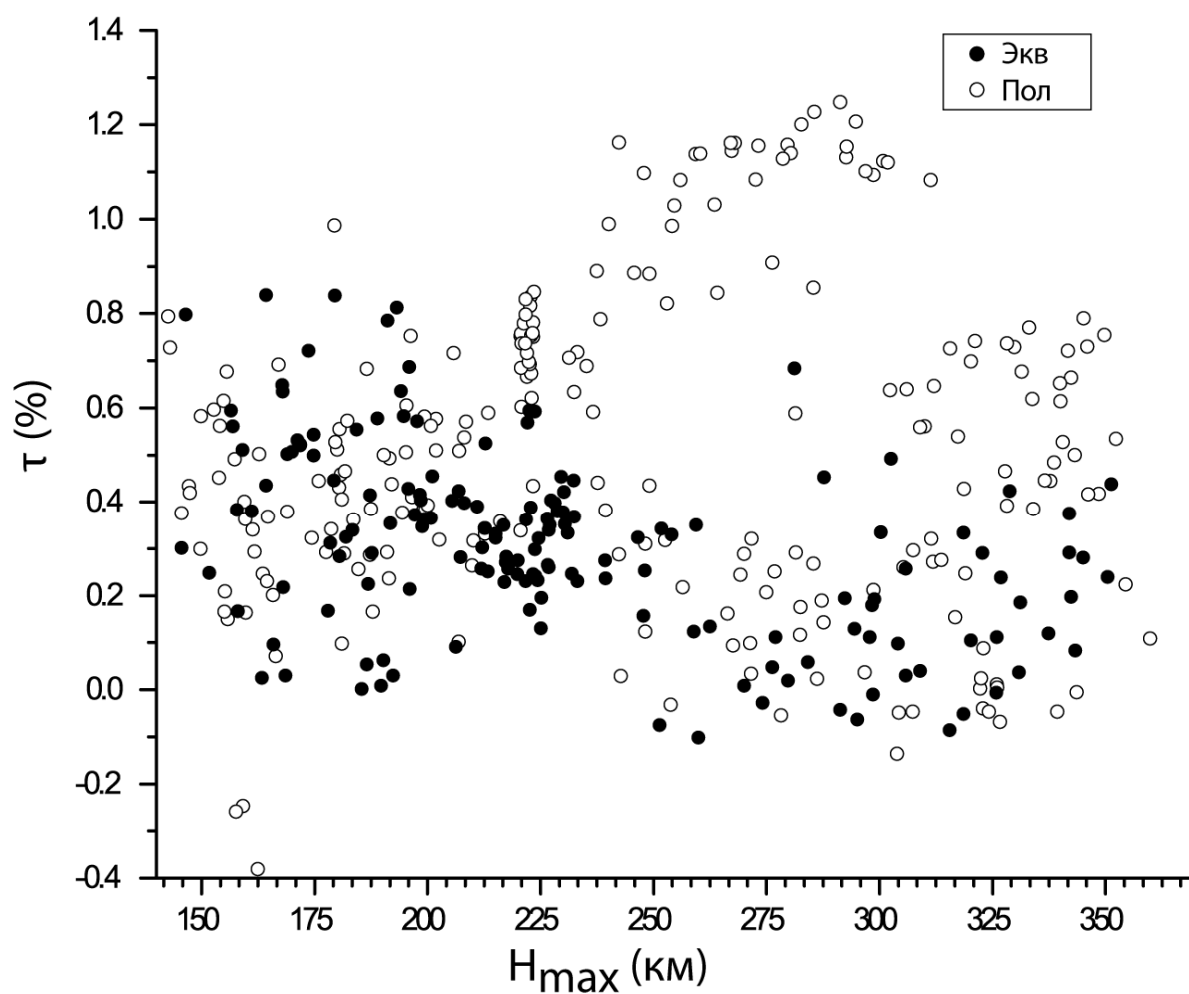


Fig. 3-2-8. Набор данных по дифференциальным временам пробега $\text{PKP}_{\text{BC}} - \text{PKP}_{\text{DF}}$ (τ) нанесённый против глубины точки максимального погружения фазы PKP_{DF} во внутреннее ядро (H_{max}).

Полярные измерения — белые кружки. Экваториальные — черные.

Для анализа зависимости дифференциальных невязок PKP_{DF} от глубины под границей внутреннего ядра полярные и экваториальные невязки усреднялись для каждого диапазона глубин с шагом 20 км. В каждый диапазон попадало от 5 до 15 измерений на каждой точке профиля. Усредненные результаты для SNAA, SYO и LAPNET изображены на рис. 3-2-9. Экваториальные невязки на глубинах от 150 до 230 км практически не изменяются и равны 0.4%. Это указывает на то, что изотропная скорость на этих глубинах превышает значение в ak135 и вариации сейсмической скорости снижаются с глубиной, так как время пробега PKP во внутреннем ядре растет. Затем виден линейный спад экваториальных невязок до уровня 0.05% на глубине 270 км, что предполагает более быстрое уменьшение вариаций скорости. После этого невязки возвращаются к уровню 0.25% на глубине 350 км.

Глубины от 150 до 190 км под Юго-Восточной Азией зондируются данными LAPNET. Вещество внутреннего ядра на этих глубинах может рассматриваться как изотропное, так как расхождение между соответствующими полярными и экваториальными данными не обнаруживается. Дальнейший рост полярных невязок на ЛАПНЕТ до глубин порядка 290 км происходит с различной скоростью. Сначала до 270 км с градиентом 0.025 с/км, а затем — 0.008 с/км. Невязки для более глубоких регионов имеют тенденцию к снижению. Общая картина зависимости на ЛАПНЕТ может быть описана моделью, в которой переход от изотропной кровли внутреннего ядра к его анизотропной середине располагается на глубине 190 км. Схожая, но более сложная картина наблюдается в данных SYO. Здесь расхождение между полярными и экваториальными измерениями становятся статистически значимым только на глубинах свыше 230 км под границей внутреннего ядра. В отличие от измерений на ЛАПНЕТ рост в данных SYO не выражен, однако на глубинах свыше 310 км невязки ведут себя сходным образом. Наконец, в данных SNAA зависимости полярных и экваториальных невязок от глубины не отличаются друг от друга во всем диапазоне глубин, что указывает на то, что изотропия может распространяться вплоть до глубин 350 км под границей внутреннего ядра.

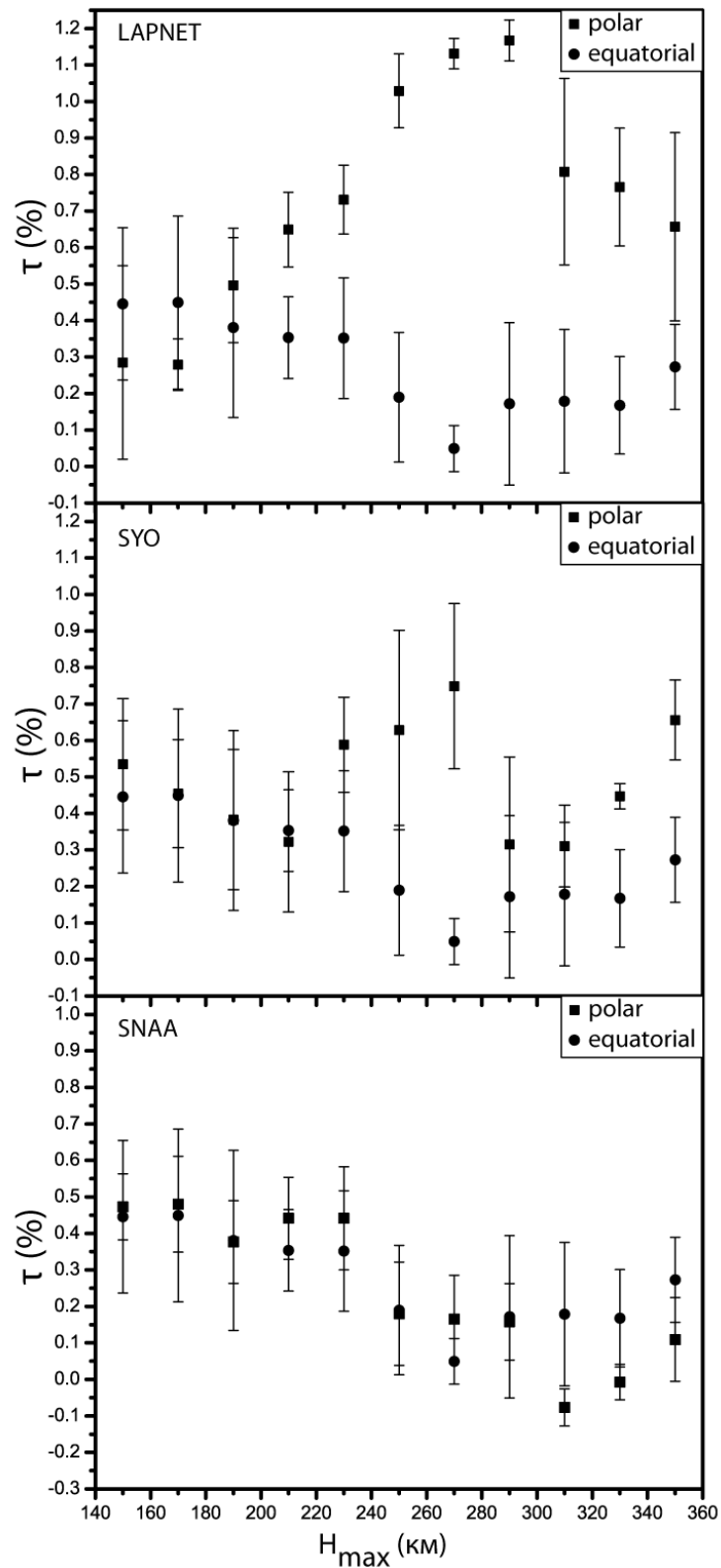


Рис. 3-2-9. Экваториальные и полярные невязки усреднённые в 20-км интервалах глубины точки поворота PKP_{DF} под границей внутреннего ядра Земли. Название станции регистрации – верхнем левом углу. Величина планки ошибки пропорциональна стандартному отклонению соответствующего среднего.

Необходимо отметить, что максимальное расхождение между полярными и экваториальными невязками наблюдается в данных ЛАПНЕТ, которые характеризуются максимальным объемом перекрытия в обоих направлениях. Напротив, наилучшее согласование отмечено в данных SNAA, несмотря на то, что полярные трассы до SNAA имеют только треть своего пути во внутреннем ядре в том же самом регионе, где распространяются и экваториальные лучи, причем соответствующие точки поворота также отстоят друг от друга. Это указывает на то, что экваториальные данные действительно отражают специфику распространения объемных волн во внутреннем ядре в квазиэкваториальной плоскости и могут использоваться в качестве референсного уровня для сравнения с полярными данными.

Представленные графики зависимости τ от $H_{\max}$ для северной, средней и южной точек профиля демонстрируют структуру, в которой полярные и экваториальные невязки проявляют различия на больших глубинах во внутреннем ядре по мере движения с севера на юг вдоль анализируемого профиля. В этих терминах приведенные данные могут быть проинтерпретированы в терминах пространственных изменений глубины распространения изотропии. В самом деле, измеренные невязки в полярной и экваториальной плоскостях неразличимы в широком диапазоне глубин точек поворота PKP_{DF} (рис. 3-2-9), а также на меньших глубинах в этом регионе, проанализированном в [Niu & Wen 2002]. Изотропия может распространяться до глубин 350 км от границы внутреннего ядра — именно до 350 км полярные и экваториальные невязки на SNAA повторяют друг друга. Резкий рост полярных невязок на ЛАПНЕТ сразу под изотропными 190 км внутреннего ядра может свидетельствовать о присутствии в этом регионе комплексных структурных эффектов, например фазового перехода в железе. Одним из примеров таких эффектов может явиться переход к Fe-bcc, предложенный в [Belonoshko et al. 2008].

Чтобы оценить силу анизотропии в модели с углубляющейся границей перехода изотропия-анизотропия, измеренные на ЛАПНЕТ и SYO были

аппроксимированы модельной функцией вида $\delta V/V_0 = \alpha + \varepsilon \cos^2 \xi + \gamma \sin^2 2\xi$ (см. раздел 2-1). Так как эффективная глубина анизотропии различна для ЛАПНЕТ и SYO, то невязки были приведены соответственно к глубинам 190 и 230 км. Для этой цели измеренные и скорректированные абсолютные невязки (τ) разделили на время пробега в анизотропной части внутреннего ядра. Все полярные и экваториальные трассы более мелкого залегания были опущены. Кроме того, не учитывались также аномально большие значения невязок, получившиеся вследствие близости соответствующей точки поворота к переходу изотропия-анизотропия. В самом деле, такие лучи не могут рассматриваться в ходе анализа, так как они проводят мало времени в анизотропной части внутреннего ядра, что нарушает ограничение на малость $\Delta t/t$. Иными словами, длина лучей в области анизотропии мала и, следовательно, время пробега также недостаточно велико для малости отношения $\Delta t/t$. Результаты аппроксимации данных ЛАПНЕТ и SYO приведены на рис. 3-2-10. Несмотря на уменьшение количества данных SYO после приведения к 230 км, обе кривые, полученные в результате аппроксимации, обнаруживают существенно сходную форму, характеризующуюся близкими по значению параметрами. Это указывает на то, что объединение независимых данных в единый набор не приводит к возникновению противоречий, а также тому факту, что форма кривой может служить характеристикой структуры внутреннего ядра в этом регионе. Согласно теоретическим оценкам [Mattesini et al. 2013], обнаруженная форма зависимости от ξ может быть проинтерпретирована в терминах доминирования кубически центрированных кристаллов железа ($Fe-\overline{bcc}$) под Юго-Восточной Азией. Наконец, силу анизотропии можно оценить через максимальную амплитуду кривой (ε), скорректированную на сдвиг в анизотропной скорости (a). С учетом полученной неопределенности процедуры регрессии и среднего +0.31% сила анизотропии в этом регионе составляет от 1.7% до 2%.

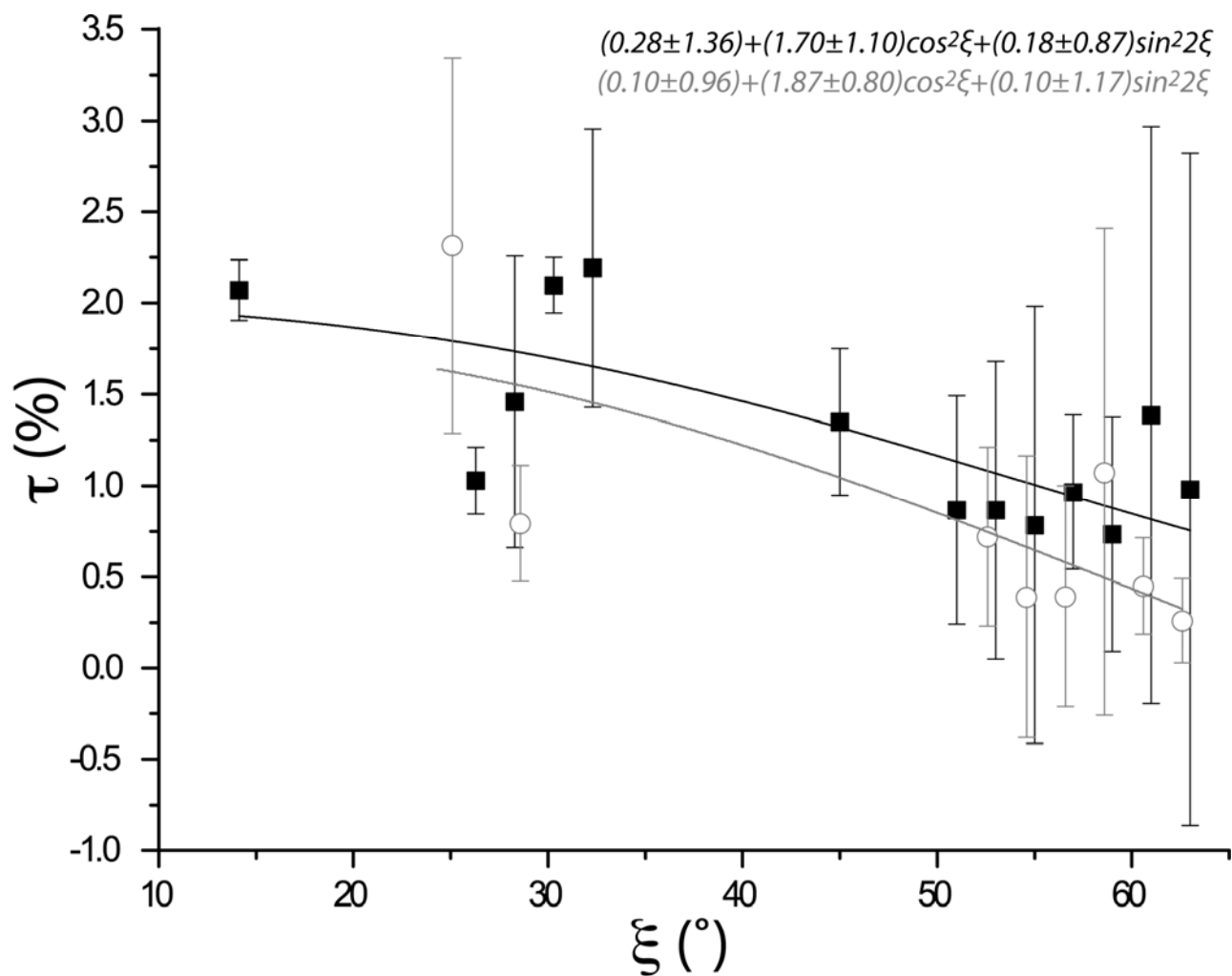


Рис. 3-2-10. Результаты аппроксимации набора данных группы LAPNET (черным) и SYO (серым) модельной функцией для оценки силы анизотропии. Коэффициенты модельной функции, полученные по методу наименьших квадратов – в верхнем правом углу. Данные LAPNET дополнены измерениями на станции DRV ($\xi = 14^\circ$) с близлежащими точками поворота PKP_{DF} во внутреннем ядре (см. рис 3-2-1).

Полученная оценка согласуется с предыдущими результатами для внутреннего ядра, например [Garcia & Souriau 2000] и региона под Африкой [Ovtchinnikov et al. 2012]. Необходимо заметить, что обнаруженная картина расхождения невязок не зависит от референсной модели, так как теоретические невязки $PKP_{BC}-PKP_{DF}$ оцениваются относительно сферически-симметричной модели Земли и вычитаются как из полярных, так и из экваториальных измерений. Таким образом, использование какой-либо другой модели эквивалентно сдвигу обнаруженной картины зависимости вверх или вниз вдоль оси ординат. Так например, использование вышеприведенной экваториальной модели [Yu & Wen 2006] привело бы к смещению вниз всех графиков на 0.31. Эта средняя величина экваториальных невязок 0.31% указывает, что восточное полушарие внутреннего ядра систематически быстрее чем референсная модель ak135. Вместе с тем, источник такого набега по времени не вполне понятен. Он может происходить не только из увеличенной изотропной скорости в восточном полушарии, но и вследствие недавно обнаруженного высокоскоростного слоя в верхних 30 км восточного полушария твердого ядра [Waszek & Deuss 2011]. В то же время даже с учетом этой неопределенности прирост изотропной скорости в восточном полушарии не превысит 0.5–1%. Кроме того, полученная оценка в несколько десятых процента близка к 0.2%, недавно полученным в [Ohtaki et al. 2012], а также оценкам из других работ, составившим от 0.5% до 1.5% [Tanaka & Hamaguchi 1997; Garcia 2002; Sun & Song 2008].

3.2.4.2 Локальная неоднородность

Альтернативным подходом к интерпретации невязок РКР является ассоциация с локальными эффектами, которые проявляются в анализе волновых форм посредством скоростных вариаций. Вместо рассмотрения зависимости невязок от глубины, такой подход требует анализа их пространственных вариаций. Косвенными признаками необходимости такого анализа могут служить

невывраженные различия между экваториальными и полярными данными на SYO или неравномерное зондирование исследуемой области внутреннего ядра вдоль воображаемого профиля.

На рис. 3-2-11 приведено трехмерное распределение полярных невязок для LAPNET, SYO и SNAA. Рисунок отображает основные тренды одномерного графика от глубины (рис. 3-2-9), а также новые детали. Невязки на SYO и SNAA не превышают 1% по величине и не проявляют явной зависимости к росту с глубиной. Область повышенных невязок на ЛАПНЕТ четко выделяется и ограничена глубинами свыше 225 км и диапазоном 18° – 23° с. ш. и 125° – 135° в. д.

Полярные невязки без увеличенных данных на ЛАПНЕТ варьируют от практически нулевых значений до +0.8% со средним $(0.4 \pm 0.2)\%$ по 174 точкам. Компактный объем более высоких значений анизотропии зондируется 33 полярными лучами с соответствующими невязками от 0.88% до 1.24% со средним $(1.10 \pm 0.09)\%$. Измерения в этом объеме соответствует нескольким событиям, что устраняет из рассмотрения фактор сейсмического источника. Хотя на рис. 3-2-11 невязки дифференциального времени пробега привязаны к соответствующим точкам поворота PKP_{DF} , анизотропный эффект складывается в течение всего времени пробега по внутреннему ядру или, по крайней мере, его анизотропной части. Чтобы провести прямое сравнение данных в обеих квазиплоскостях, были выбраны 20 экваториальных трасс, которые пролегают в том же самом регионе внутреннего ядра, что и 33 полярные трассы, а также имеют близкие к полярным точки поворота. Дополнительная информация о геометрии трасс и взаимном расположении дана на рис. 3-2-2 и 3-2-12. Например, выбранные точки поворота экваториальных трасс смещены на расстояние порядка 75-100 км к северо-востоку от соответствующих полярных. Среднее значение по 20-ти выбранным экваториальным трассам составило $(0.20 \pm 0.15) \%$. Таким образом, полярные и экваториальные невязки, измеренные в одном и том же регионе внутреннего ядра различаются в 5.5 раз. Этот факт указывает на то, что скорость распространения продольных сейсмических волн в зондируемом объеме внутреннего ядра зависит от направления, что является необходимым условием

присутствия анизотропии. Кроме того, если наблюдаемый эффект обусловлен анизотропией, то ее сила в анализируемом объеме внутреннего ядра существенно больше.

Еще одной особенностью, которую можно заметить на рис. 3-2-11, является систематическое уменьшение полярных невязок в южном направлении (невязки на ЛАПНЕТ больше, чем на SYO, а невязки на SYO больше, чем на SNAA). Это также подтверждается простой линейной регрессией (рис. 3-2-13). Регрессия данных как с увеличенными невязками на ЛАПНЕТ так и без них дает слабый, но статистически значимый наклон от широты точки поворота PKP_{DF} . Общая картина пространственного распределения полярных невязок соответствует локализованной скоростной аномалии, имеющей, по всей видимости, анизотропное происхождение. Она наблюдается в небольшом регионе внутреннего ядра, где невязки обнаруживают резкий рост на 0.7% от среднего уровня 0.4%. Средний уровень измеренных полярных данных не обнаруживает существенных вариаций во всей наблюдаемой области. Таким образом, различия между полярными и экваториальными данными в этой области составляют 0.09%. Этот уровень анизотропии представляется очень слабым, особенно учитывая обнаруженную тенденцию к снижению полярных невязок с севера на юг.

Для описания пространственных и анизотропных характеристик обнаруженной анизотропной аномалии необходимо оценить как минимум три параметра. Размер аномалии относительно невелик, в связи с чем сила анизотропии в ее пределах не должна проявлять значительных пространственных вариаций. Напротив, быстрая ось анизотропии этой аномалии может иметь любое направление. Еще одним неопределенным параметром является глубина залегания аномалии от границы внутреннего ядра. Чтобы оценить глубину верхней границы аномалии, необходимо предположить, что сила анизотропии в ее пределах постоянна, при этом направление быстрой оси анизотропии можно не рассматривать. На основе этого предположения можно оценить глубину верхней границы аномалии посредством минимизации вариации 33-х полярных невязок, рассчитанных для различных глубин вершины. Так как углы ξ 33 полярных лучей

отличаются несущественно, оптимальное положение вершины будет соответствовать нулевому наклону прямой линейной регрессии невязок от глубины точек поворота PKP_{DF} . Поиск глубины верхней границы аномалии осуществлялся в диапазоне от 0 до 200 км от границы внутреннего ядра Земли. Этот диапазон был выбран, так как минимальная глубина залегания точки поворота луча PKP_{DF} , зондирующего аномалию, составляет 235 км, и соответствующая невязка $PKP_{BC}-PKP_{DF}$ должна сформироваться в некотором ненулевом объеме выше точки поворота. Набор из 33 невязок был пересчитан в указанном диапазоне с шагом 50 км. Результаты регрессионного анализа (рис. 3-2-14) показывают, что верхняя граница аномалии располагается на глубине порядка 170 км. В то же время необходимо отметить, что оценка глубинного простираения аномалии не представляется возможной вследствие отсутствия измерений на глубинах свыше 360 км в имеющемся наборе данных. Таким образом, можно предположить, что аномалия имеет плюмообразную форму на фоне однородной слабоанизотропной кровли внутреннего ядра (рис. 3-2-15). Субдолготный разрез аномалии имеет аналогичную форму, которую легко представить, глядя на рис. 3-2-13, причем центр аномалии будет располагаться около 20° с. ш.

Оценка силы анизотропной аномалии проводилась при допущении, что быстрая ось анизотропии совпадает с осью вращения Земли. Для надежной оценки анизотропии желательно, чтобы исследуемая область зондировалась в максимально широком диапазоне углов как полярными, так и экваториальными трассами. Как указывалось ранее, для целей аппроксимации набора данных модельной функцией могут быть использованы все экваториальные измерения собранного набора данных. В самом деле, среднее по 20 экваториальным трассам, зондирующим анизотропную аномалию, отклоняется от среднего по всем экваториальным измерениям на 0.1 с. При этом зондирование в квазиполярной плоскости ограничено 33 лучами с углами ξ около 30° . В результате аппроксимации такого набора данных оценка силы анизотропии составила более 2% (рис. 3-2-16).

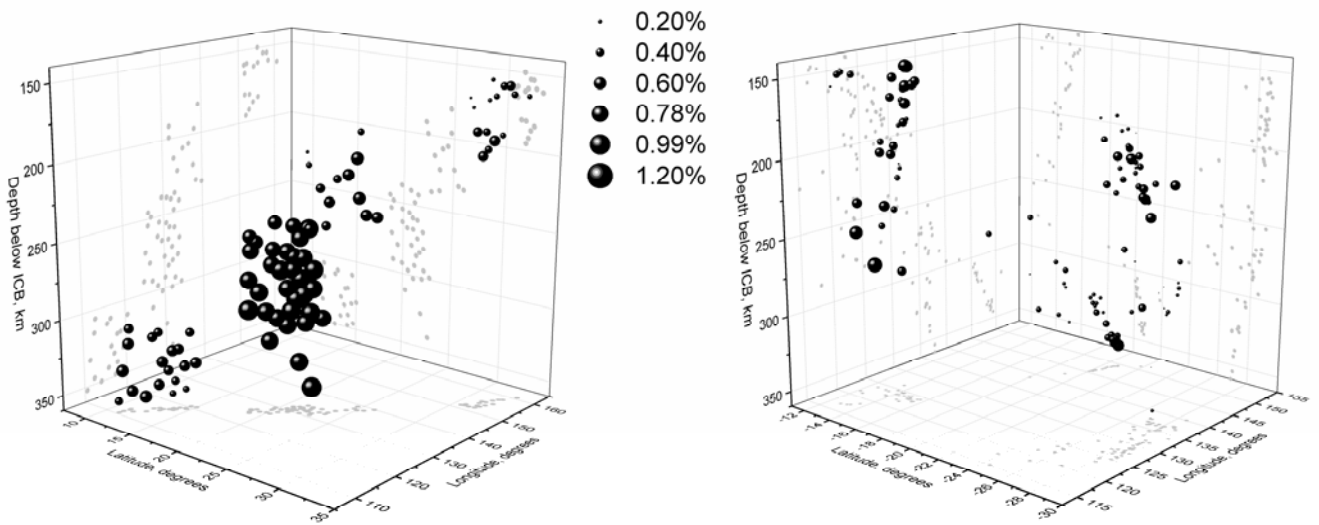


Рис. 3-2-11. Пространственное распределение полярных невязок, измеренных на LAPNET (слева), SYO и SNAA (справа). Каждое измерение изображено в соответствующей точке поворота PKP_{DF} , причем радиус сферы пропорционален величине невязки в соответствии со шкалой в центре. Серые точки — проекции значений на декартовы плоскости.

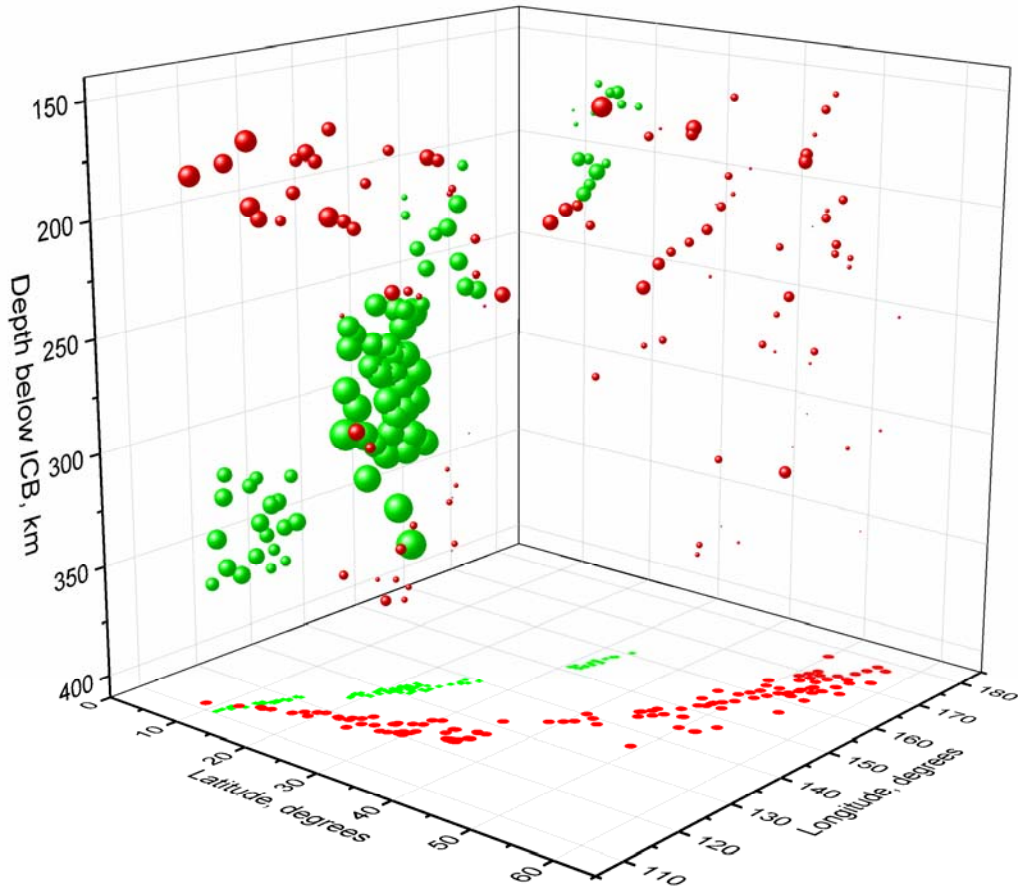


Рис. 3-2-12. Полярные невязки, измеренные на LAPNET (зелёные шары) и все экваториальные невязки (красные шары) совместно изображённые в соответствующих точках поворота PKP_{DF} во внутреннем ядре Земли. Зелёные и красные точки на нижней плоскости – проекции шаров на сферу радиуса 420 км под границей внутреннего ядра.

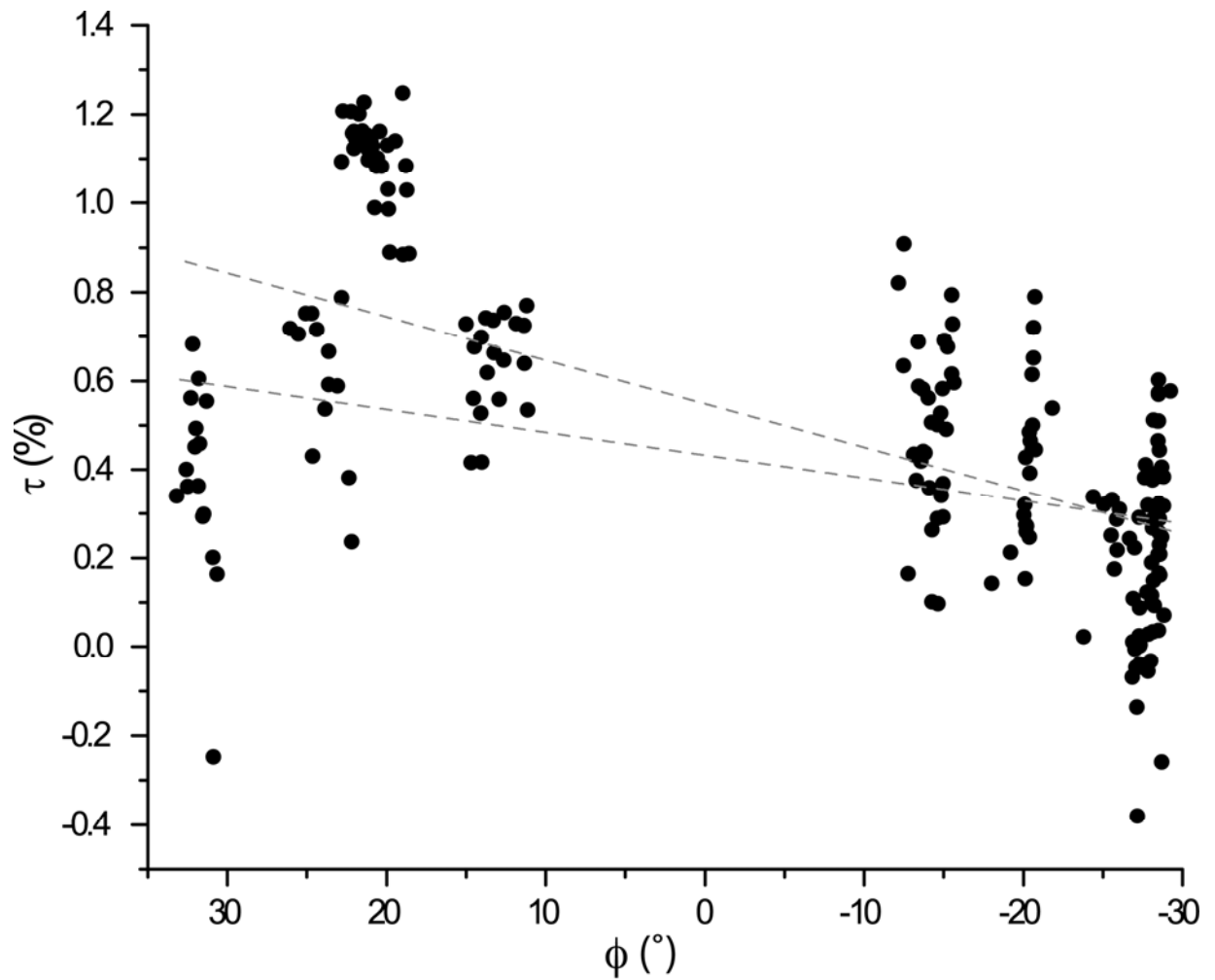


Рис. 3-2-13. Дифференциальные невязки (τ) на полярных трассах, нанесённые против широты точки поворота PKP_{DF} (ϕ). Прямые аппроксимации линейной функцией для всего набора данных (сверху) и его выборки без 33 увеличенных невязок на LAPNET (низ) изображены серым курсивом. Статистика линейной регрессии, соответственно,

$$\text{по верхней и нижней кривым: } \tau = (9.8\text{e-}3 \pm 0.8\text{e-}3)\phi + (0.55 \pm 0.02)$$

$$\text{и } \tau = (5.2\text{e-}3 \pm 0.8\text{e-}3)\phi + (0.43 \pm 0.02).$$

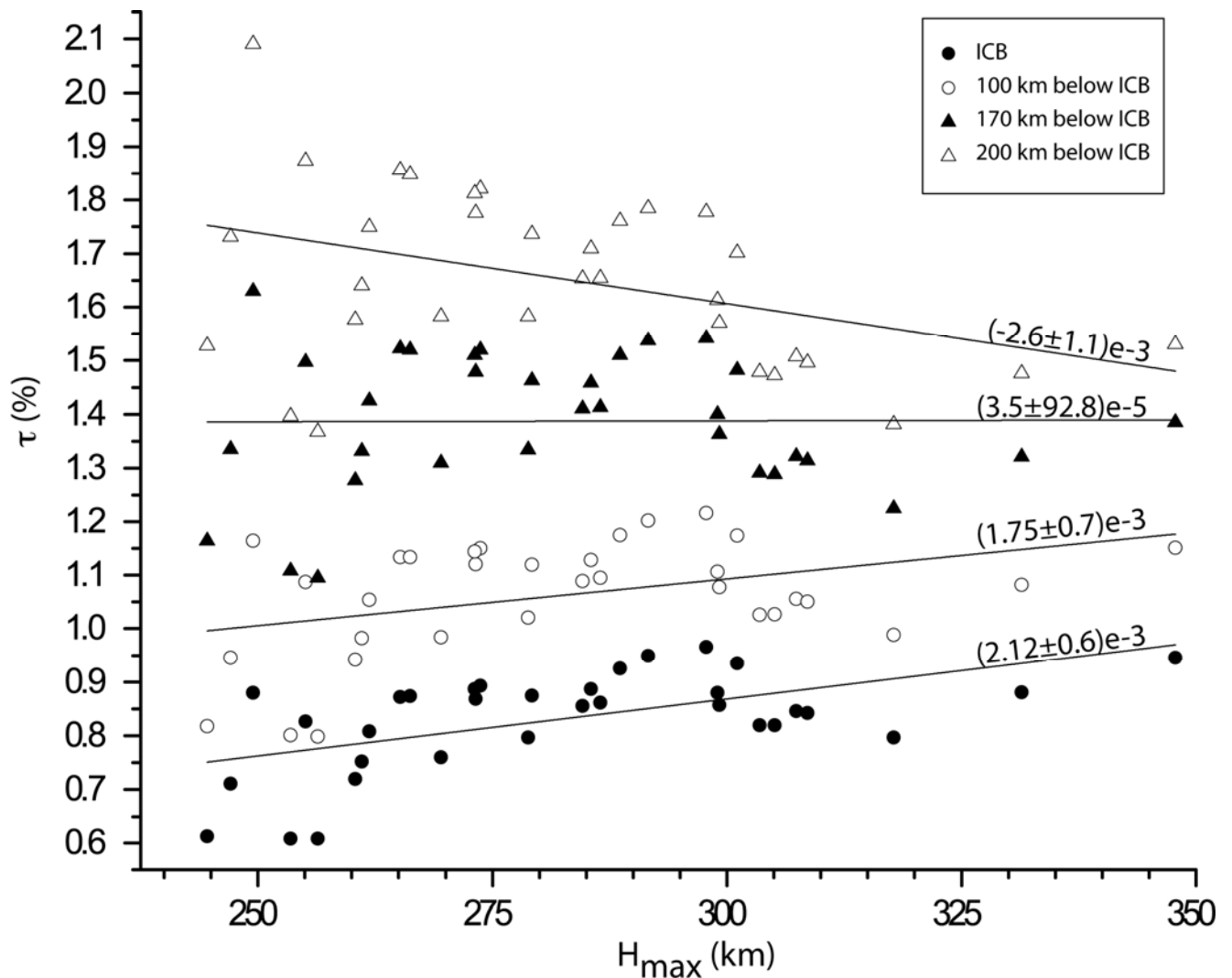


Рис. 3-2-14. Оценка положения вершины анизотропной аномалии во внутреннем ядре. 33 полярных невязки (τ) пересчитываются к различным глубинам границы изотропия – анизотропия (см. легенду в верхнем правом углу) под границей внутреннего ядра (ICB). (H_{max}) – глубина точки поворота РКР_{DF}.

Приведение к каждой из глубин осуществляется посредством деления на соответствующее время пробега по анизотропной области (т. е. время, проведенное во внутреннем ядре ниже указанной глубины). Параметры линейной регрессии для каждой из прямых даны на графике.

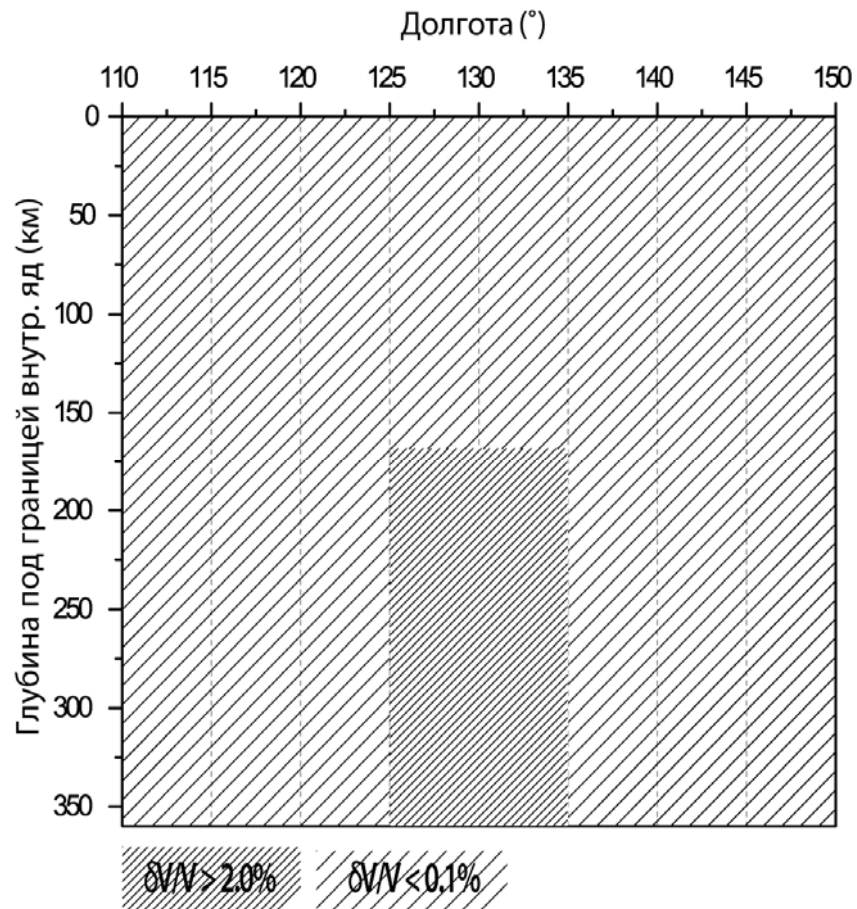


Рис. 3-2-15. Вертикальное субширотное сечение анизотропной структуры в верхней части твёрдого ядра Земли вдоль профиля, зондируемого данным сети LAPNET.

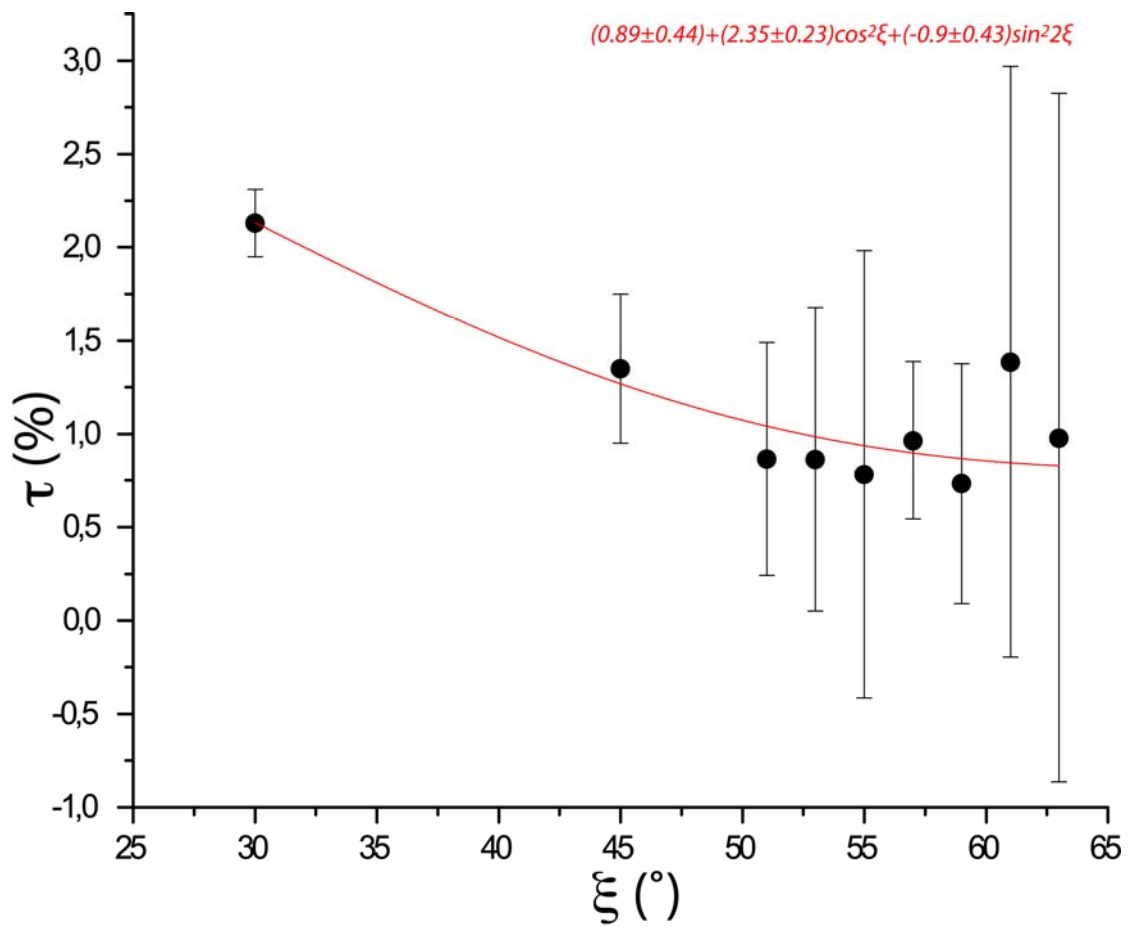


Рис. 3-2-16. Результаты аппроксимации набора данных по дифференциальным временам пробега модельной функцией для оценки силы анизотропии. Коэффициенты модельной функции, полученные по методу наименьших квадратов — в верхнем правом углу.

Для повышения надёжности, полученная модель была верифицирована с помощью синтетических сейсмограмм. Были построены волновые формы PKP_{BC} и PKP_{DF} . В частности, для построения вступлений PKP_{DF} использовалась модель, в которую была встроена имитация анизотропной аномалии, а расчет осуществлялся в изотропном приближении, справедливом для слабоанизотропной среды [Červený 2001]. Аномалия имитировалась добавлением локального 1.4%-ного скачка скорости сверхскоростного профиля модели ak135 IC, увеличенного на 0.3%. Сейсмограммы оценивались в лучевом приближении [Cormier 1981; Doornbos 1988] на основе асимптотической аппроксимации радиальными собственными функциями для продольных волн. Целью построения синтетических сейсмограмм являлось сопоставление основных кинематических тенденций поведения РКР в синтетических и реальных данных. Учитывая, что в настоящем анализе не использовалась амплитудная информация РКР, такое сопоставление представляется достаточным для валидации предполагаемой эффективной скоростной сейсмической модели. На рис. 3-2-17 изображены синтетические и экспериментальные волновые формы, из которых видно, что волновая форма DF, прошедшая через аномалию, имеет меньшее время пробега. Это соответствует большему дифференциальному времени пробега, зафиксированному в реальных данных, рефрагированных в аномальной области внутреннего ядра. Сравнивая синтетические и реальные данные, приведенные на рис. 3-2-17, можно сделать вывод о том, что предлагаемая сейсмическая структура дает разумное объяснение экспериментальным волновым формам и, следовательно, может служить реальной альтернативой слоистой модели.

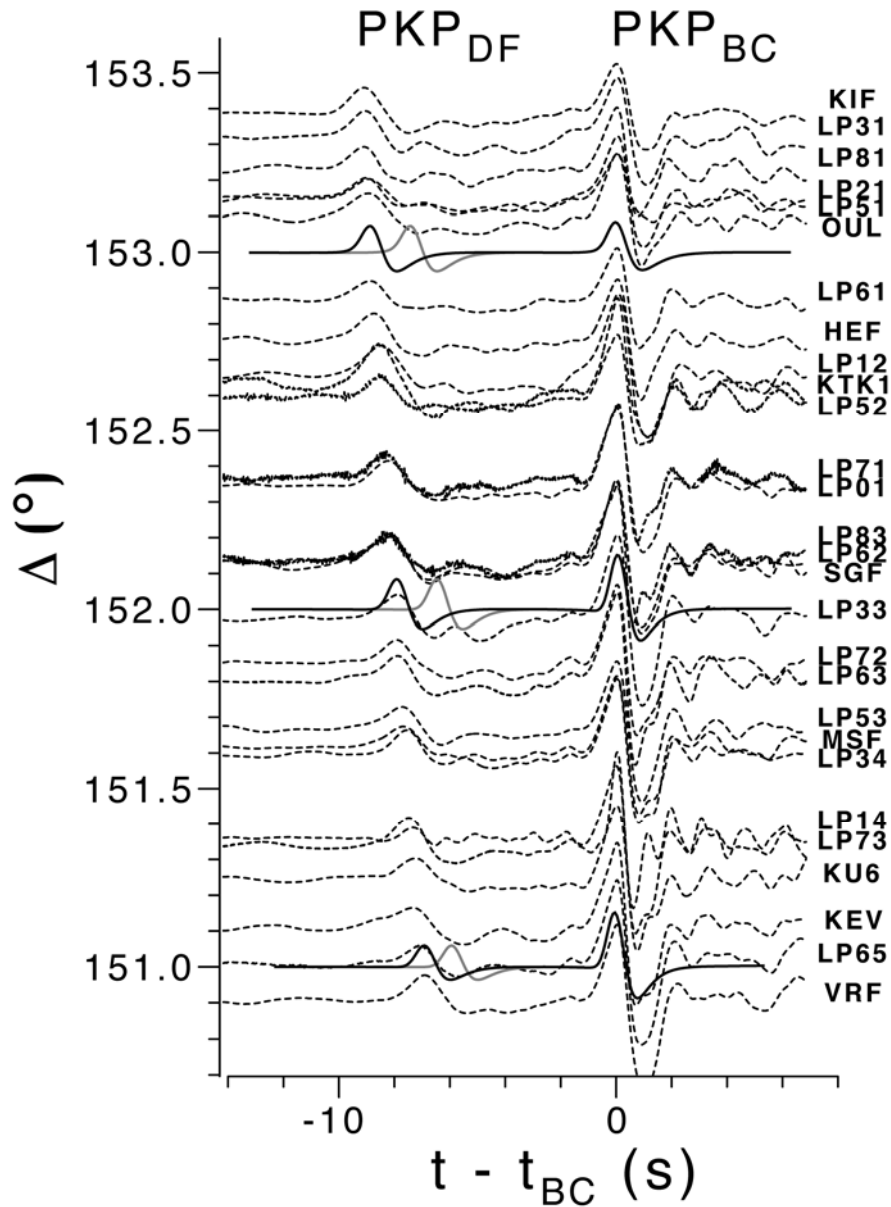


Рис. 3-2-17. Монтаж трасс синтетических сейсмограмм, наложенный на исходные записи станций LAPNET (пунктир) рисунка 3-2-3. Чёрные сейсмограммы соответствуют синтетическим волновым формам РКР для полярной ориентации трассы, включающей предполагаемую аномалию анизотропии во внутреннем ядре Земли при $\xi \approx 30^\circ$.

Серые сейсмограммы соответствуют синтетическим РКР_{DF}, рассчитанным для стандартной модели ak135.

3.2.5 Обсуждение результатов

Первая из представленных структурных моделей восточной части внутреннего ядра с 190-километровых изотропным слоем походит на интерпретацию, изложенную в [Niu & Wen 2002], где было проанализировано около сотни измерений дифференциальных времен пробега $PKiKP$, PKP_{BC} и PKP_{DF} . Данные, проанализированные в [Niu & Wen 2002], зондируют большой объем внутреннего ядра, однако с меньшей плотностью, причем полярные и экваториальные трассы не пересекаются. В терминах этой модели представленные данные могут рассматриваться в качестве независимого подтверждения наличия перехода от изотропии к анизотропии, по крайней мере, под Юго-Восточной Азией. При этом новой информацией является утолщение изотропного слоя в южном направлении со 190 до 350 км. Небольшие расхождения в оценках глубины залегания перехода от изотропии к анизотропии могут являться следствием использования различных референсных моделей, предсказывающих отличающиеся глубины точек поворота PKP_{DF} . Например, в настоящей работе используется референсная модель ak135, а в [Niu & Wen 2002] — модели E1 и PREM. Соответствующее расхождение в положении границы изотропии не превышает 10 км. Предлагаемая интерпретация в отличие от предыдущих работ предполагает наличие цилиндрически упорядоченных объемно-центрированных кристаллов железа в анизотропной части исследуемой области внутреннего ядра Земли. Указание на присутствие именно этой фазы железа содержится как в зависимости невязок от глубины, так и от угла с осью вращения Земли.

В то же время точная оценка пространственной конфигурации изотропного слоя, углубляющегося в юго-восточном направлении, затруднительна вследствие ограниченного покрытия и недостаточной плотности зондирования. Именно по этой причине не рассматривается другая модель, в которой одновременно изменяется в пространстве, как толщина изотропного слоя, так и сила анизотропии. Например, можно зафиксировать толщину изотропного слоя

с одновременной вариацией силы анизотропии по широте. Такие сложные модели требуют анализа более плотных массивов данных, являющихся результатом регулярного пространственного зондирования исследуемой области. В противном случае достоверность результатов снижается, так как они могут быть предопределены процедурами регуляризации, интерполяции или сглаживания, необходимыми при анализе таких данных. В настоящей работе анализируются типичные измерения РКР, не являющиеся регулярными в пространстве и времени. Например, анализируемый набор данных включает более 80 измерений ЛАПНЕТ и около 60 измерений на станции SYO, которые имеют преимущественно субширотное простирание, что снижает разрешение в направлении север-юг. Еще одним косвенным признаком неизменности кристаллической структуры железа по широте в исследуемом регионе является совпадение регрессионных кривых, полученных на ЛАПНЕТ и SYO (рис. 3-2-10).

Вместе с тем, предложенная одномерная интерпретация с погружающимся изотропным слоем не согласуется с некоторыми другими исследованиями, не подтверждающими наличие резкого перехода от изотропии к анизотропии в восточном полушарии твердого ядра. Такое расхождение может явиться результатом целого ряда причин, включая возможные латеральные вариации, неопределенности различного происхождения [Sun & Song 2008], недостаток данных на больших глубинах во внутреннем ядре [Waszek & Deuss 2011] или комбинации этих и других факторов. В [Waszek & Deuss 2011] сила анизотропии верхних 100 км восточного полушария внутреннего ядра Земли ограничена величиной 1%, также как и в [Sun & Song 2008], которые распространили эту оценку до глубин 600–700 км, а Кригер [1999] оценивает силу анизотропии верхних 400 км в 0.5%. В то же время Гарсиа и Сурио [2000] называют верхние 400 км восточного полушария внутреннего ядра изотропными, оценивая максимальную анизотропию в этом регионе максимальным значением 0.5%. Одновременно центральная часть восточного полушария (вокруг восточной долготы 100°) предполагается «практически изотропной» до глубин 600–700 км. Общей чертой всех этих работ является отсутствие чисто изотропного слоя в

восточном полушарии и слабый уровень анизотропии (менее 1%). Эти результаты соответствуют трехмерной интерпретации собранной базы данных, которая подразумевает локальный скачок в силе анизотропии под Азией на фоне однородного поля сейсмических скоростей, наблюдаемого в этом регионе. Эффекты пренебрежимо малой анизотропии порядка 0.09% очень слабы и находятся на границе максимального разрешения. На практике это означает пренебрежимо малые различия в экваториальных и полярных невязках, особенно на малых глубинах, вследствие чего такая среда действительно может называться «практически изотропной».

Привлечение локальных неоднородностей для объяснения обнаруженного поля дифференциальных времен пробега должно сопровождаться рассмотрением эффектов других локальных особенностей, приписываемых внутреннему ядру. Среди них необходимо рассмотреть топографию поверхности внутреннего ядра. В самом деле, если предполагаемая сила анизотропии не превосходит десятых долей процента, то соответствующие дифференциальные времена пробега могут объясняться вариацией рельефа или отклонениями свойств веществ на его границе. Такие эффекты надежно задокументированы по сейсмическим данным (см. например, [Stroujkova & Cormier 2004; Krasnoshchekov et al. 2005]). В то же время более сильная анизотропия может потребовать введения более выраженного рельефа границы или отклонений в сейсмических скоростях от стандартных моделей. Максимальные оценки топографии поверхности внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией дают перепад высот порядка 14 км на латеральных расстояниях не более 6 км [Dai et al. 2012]. Однако такой перепад высот недостаточен для обеспечения измеренных невязок, которые в аномальной области по абсолютной величине составили от 1.25 до 1.78 с. Столь малые перепады высот рельефа представляются недостаточными, так как даже более выраженные структуры от 20 до 40 км глубиной выражаются в набеге RKP_{DF} величиной порядка нескольких десятых секунды. Более того, 33 точки входа лучей RKP_{DF} , соответствующих увеличенным невязкам распределены по поверхности внутреннего ядра в регионе не менее 160 на 160 км. Таким образом,

для объяснения увеличенных невязок необходимо предполагать выраженное отклонение рельефа в этой области, причем приуроченный к точкам входа лучей PKP_{DF} .

Обе представленные структуры внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией значительно проще других интерпретаций, предложенных для других регионов (см. например, структуру для Африки, предложенную в [Yu & Wen 2007]), однако они включают одну особенность в виде быстрого изменения в материальных свойствах вещества. Такое быстрое изменение может указывать на локальную смену кристаллографической структуры железа или быть признаком локализованной аномалии затвердевания внутреннего ядра в предыдущие эры его развития. Более того, модель с локальной неоднородностью имеет схожие черты с мозаичной структурой анизотропных доменов внутреннего ядра. Такая структура представляет внутреннее ядро в форме конгломерата анизотропных доменов. В терминах этой модели мы можем наблюдать единичный элемент такой мозаики на фоне практически изотропных 400 км кровли внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией. Наконец, необходимо отметить, что модель с присутствием анизотропного слоя лучше вписывается в сферически симметричные модели роста и формирования внутреннего ядра. В частности, наличие изотропного слоя трудно согласовать с каким-либо нерадиальным процессом роста и генерацией внутреннего ядра. Несмотря на различную толщину изотропного слоя такая структура может не согласоваться с такими моделями (например, [Monnereau et al. 2010]). Напротив локализованные эффекты могут быть следствием временных или пространственных неоднородностей процесса затвердевания, а также налагают значительно меньше ограничений и могут быть проинтерпретированы в терминах более широкого ряда моделей, включая трансляционную.

Большей определённости при выборе предпочитаемой модели можно достичь, если обратиться к анализу дифференциальных амплитуд внутри и вне локализованной аномалии [Каазик и др. 2015]. По аналогии с невязками дифференциального времени пробега, невязки дифференциальных амплитуд

представляют собой разность между логарифмом отношения измеренных амплитуд и рассчитанных для референсной модели:

$$\delta A = \left(\ln \frac{A_{DF}}{A_{BC}} \right)_{mea} - \left(\ln \frac{A_{DF}}{A_{BC}} \right)_{ref}.$$

В качестве референсной модели будет использована модель, опирающаяся на результаты анализа времен пробега. На экваториальных трассах дифференциальные времена пробега хорошо согласуются с модифицированной скоростной моделью внутреннего ядра E1 [Yu & Wen 2006b]. Отклонение экспериментальных дифференциальных времен пробега от рассчитанных по модели E1 составляет -0.13 ± 0.21 с. Однако, как видно из рис. 3-2-18, отношения амплитуд волн PKP_{DF}/PKP_{BC} , рассчитанные по синтетическим сейсмограммам для этой модели (штриховая линия), плохо согласуются с экспериментальными данными. Вместе с тем показанные на рис. 3-2-18 сплошными линиями зависимости отношения амплитуд в пределах погрешности экспериментальных данных дают хорошее согласие с ними. Эти зависимости были получены по синтетическим сейсмограммам для измененных параметров одномерной модели E1 — радиуса внутреннего ядра и коэффициента поглощения в нем. По сравнению с E1 радиус уменьшен на 2 км и составляет 1219.5 км, а значения добротности продольных волн $Q = 100$ для $h < 350$ км и $Q = 400$ для $350 < h < 450$ км, где h — глубина под границей внутреннее–внешнее ядро Земли. Из рис. 3-2-18 следует, что отношение амплитуд (светлые кружки) в области аномальных значений скорости на экваториальных трассах превосходит в 1.5–2 раза соответствующие значения для полярных трасс (серые кружки).

Таким образом, два признака — различие в дифференциальных временах пробега и дифференциальных отношениях амплитуд, указывают на то, что обнаруженная аномалия скорости является областью анизотропии. При этом более высокой скорости распространения волн соответствует большее поглощение. Более того, прилегающие к этой области соседние участки такими различиями не обладают, что позволяет говорить о наличии выделяющегося

анизотропного блока в восточном полушарии внутреннего ядра Земли. Такой блок соответствует второй интерпретации, предложенной выше, где в качестве локальной неоднородности выступает выявленная область с характеристиками среды, отличающимися от её окружения.

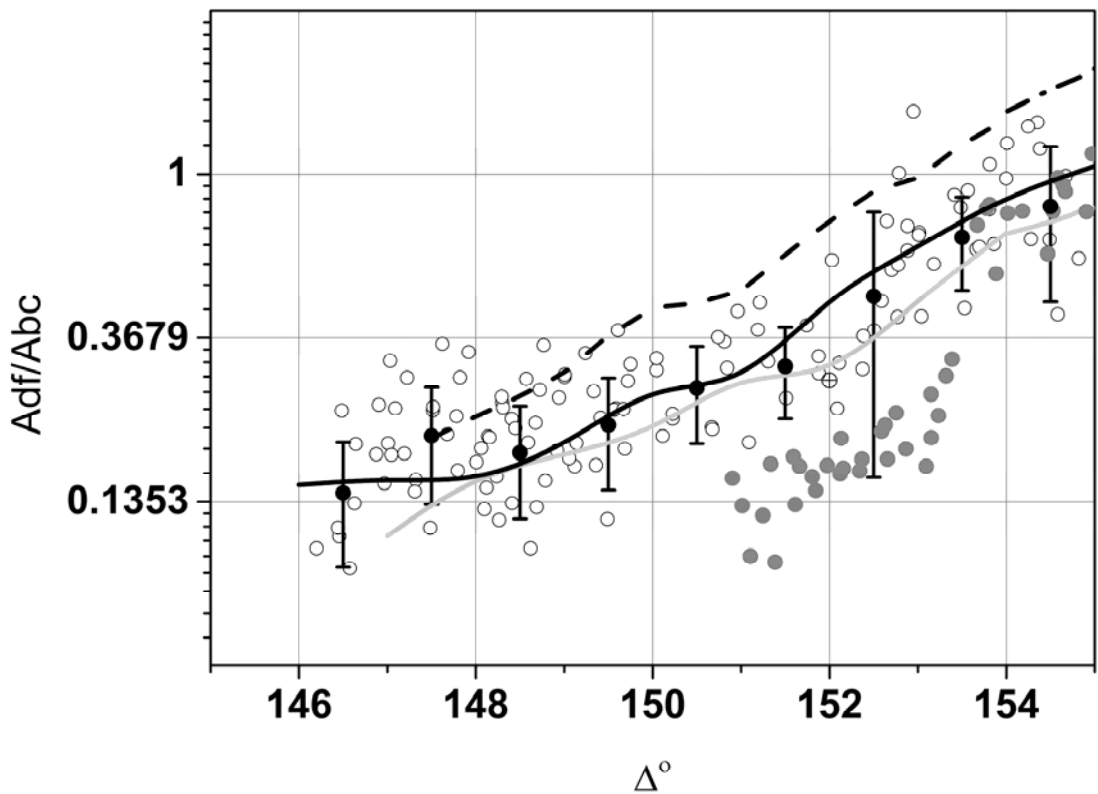


Рис. 3-2-18. Изменение отношения амплитуд RKP_{DF} и RKP_{BC} в зависимости от эпицентрального расстояния. Штриховая линия – отношение амплитуд из синтетических сейсмограмм, рассчитанных для скоростной модели E1 с $Q = 400$ для всех глубин проникновения луча во внутреннее ядро. Сплошная черная – E1 с $Q = 100$ для фокальной глубины 550 км (соответствует землетрясениям на Фиджи). Серая – E1 с $Q = 100$ для фокальной глубины 14 км (соответствует землетрясениям на Оклендах). Светлые кружки – измеренные отношения для землетрясений на Фиджи, серые – на Оклендских о-вах.

3.2.6 Выводы к разделу 3.2

В настоящем разделе проанализирован новый набор данных по полярным и экваториальным дифференциальным временам пробега РКР. Он состоит из высококачественных измерений на сейсмических трассах, зондирующих внутреннее ядро под Юго-Восточной Азией и Австралией. Контрастные шаблоны зависимости полярных и экваториальных невязок от глубины, обнаруженные под Азией и Австралией, можно объяснить посредством введения перехода от изотропной кровли внутреннего ядра к его анизотропной толще. Причем, глубина этого перехода под границей внутреннего ядра составляет 190 км под Азией и возрастает до 350 км под Австралией. Сила анизотропии под изотропным слоем составляет 2%. Проанализированные данные могут указывать на доминирование цилиндрически упорядоченных объемно-центрированных кристаллов железа ($Fe-\overline{bcc}$) в зондируемой анизотропной области внутреннего ядра. Вместе с тем пространственное распределение невязок указывает на отдельную группу из 33 измерений на системе группирования ЛАПНЕТ, которая проявляет повышенные значения невязок по сравнению с оставшимся набором данных и соответствует ограниченному объему внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией. Раздельная интерпретация набора данных позволяет сделать вывод о том, что восточное полушарие внутреннего ядра практически изотропно ($<0.1\%$) как минимум до глубин 360 км. Кроме того регион характеризуется присутствием небольшого объема с высоким уровнем анизотропии (более 2%). Он локализован на глубинах свыше 170 км под границей внутреннего ядра и ограничен диапазонами 18° – 23° с. ш. и 125° – 135° в. д. Каждая из моделей может быть согласована с одним из предлагаемых в настоящее время физических механизмов роста и формирования ядра. Причем, вне зависимости от выбора интерпретации, представленные дифференциальные времена пробега обнаруживают присутствие новой сейсмической структуры, характеризующейся быстрыми изменениями в анизотропных свойствах. Эффективная дискриминация моделей может быть

проведена с привлечением дифференциальных амплитуд волн РКР. Анализ показывает, что обнаруженная аномалия скорости является ограниченной областью (блоком) восточного полушария внутреннего ядра Земли, в пределах которой анизотропные свойства вещества существенно отличаются от её окружения. Такие быстрые изменения в свойствах железа при температурах и давлениях в ядре Земли наиболее вероятно указывают на локальную смену кристаллографической структуры железа и служат признаком локализованной аномалии затвердевания внутреннего ядра в предыдущие эры его развития.

4 Структурные особенности кровли внутреннего ядра Земли по данным коды РKiKP

4.1 Сейсмические данные

В настоящей главе анализируются вертикальные составляющие цифровых широкополосных и короткопериодных записей подземных ядерных взрывов. Использование записей взрывов по сравнению с землетрясениями даёт несколько преимуществ. Во-первых, использование взрывного источника позволяет не делать поправки на эффекты очага, например такие, как сложная функция источника длительностью до десятков секунд у мощных землетрясений. Во-вторых, использование несейсмологической информации о координатах и времени в очаге для взрывов устраняет соответствующие неопределенности результирующих оценок. В ходе исследования были обработаны записи систем группирования KURK, FINES, YKA, ASAR и PDAR, которые зарегистрировали китайские взрывы, а также сейсмические данные, интегрированные в группу источников [Krasnoshchekov et al. 2005]. Эти группы источников были сформированы из близко проведённых взрывов на Семипалатинском полигоне. Они были проведены в течение нескольких лет и зарегистрированы трех-компонентными станциями BRVK, KEV, COL и LON (см. рис. 4-1 и табл. 4-1). Анализировался получасовой период записи от времени в очаге. Кроме того, для анализа формы были использованы фрагменты записи с сейсмическим шумом до первого вступления продольных волн.

Кода РKiKP имеет низкую интенсивность, и не наблюдается на огибающей единичного канала. Она наблюдается на огибающих (среднеквадратичных или

Гильберта) суммарных трасс, полученных в результате суммирования каналов сейсмической группы. Обработка записей систем группирования предназначена для накопления энергии, рассеянной во внутреннем ядре. Накопление осуществляется посредством линейного или фазо-взвешенного суммирования отдельных каналов с внесением задержек на теоретическую медленность PKiKP, рассчитанную в рамках стандартной модели Земли. В данном исследовании в качестве стандартной модели использовалась модель PREM [Dziewonski & Anderson 1981]. Теоретическая медленность сигналов, рассеянных на неоднородностях кровли внутреннего ядра, невысока и близка к медленности PKiKP. В связи с этим выравнивание каналов группы на вступление PKiKP и последующее суммирование позволяет накапливать энергию колебаний, сформировавшихся в кровле внутреннего ядра. Использование линейного суммирования позволяет избежать внесения искажений в волновые формы, которые могут быть затем использованы для оценки амплитуд. Работы по обнаружению и изучению коды PKiKP [Vidale & Earle 2000; Koper et al. 2004] указывают на ее высокочастотный состав. В этой связи групповая обработка применялась к вертикальным составляющим каналов группы, отфильтрованных в полосе частот 2–4 Гц нульфазным фильтром Баттерворта 4-го порядка. Анализируемые огибающие были получены посредством применения преобразований Гильберта к суммарным трассам.



Рис. 4-1. Карта взаимного расположения взрывов и мест регистрации с дугами большого круга. STS – Семипалатинский полигон, LNTS – полигон Лобнор, трёхкомпонентные станции BRVK, KEV, COL, LON. Сейсмические группы: ASAR, FINES, KURK, PDAR, YKA. Белые точки соответствуют проекциям точек отражения PKiKP от внутреннего ядра Земли на дневную поверхность.

Table 4-1. Эпицентральные расстояния для трасс на рис. 4-1.

Полигон	Станция	Эпицентральное расстояние (°)
STS	BRVK	6.2
LNTS	KURK	11.5
STS	KEV	31.3
LNTS	FINES	41.8
STS	COL	59.9
LNTS	YKA	73.8
LNTS	ASAR	77.2
STS	LON	82.1
LNTS	PDAR	94.2

Начало коды PKiKP ожидается вскоре после вступления родительской фазы, чье время пробега для вышеуказанных эпицентральных расстояний составляет от 992 с до 1084 с. Соответствующие фрагменты огибающей действительно проявляют признаки роста амплитуд на фоне быстрых изменений и присутствия экстремальных значений (рис. 4-2). Например, искомая кода видна невооруженным глазом на данных группы FINES. Она проявляется в форме арки после пика PKiKP на времени 1011 с. Обнаруженная кода на суммарной трассе FINES позволяет сделать грубую оценку длительности коды, а также разделение ее частей на фазу роста и фазу спада. Напротив, на записях станции KEV обнаружение коды PKiKP затруднительно. Традиционным средством придания большей наглядности и более рельефного отображения коды и ее частей является сглаживание, например, посредством усреднения в скользящем временном окне. Эта процедура действительно позволяет устранить быстрые изменения огибающей, а также отскакивающие значения. Вместе с тем, использование усреднения сопряжено с внесением дополнительных неопределенностей. Одним из таких негативных факторов является выбор длины временного окна усреднения, так как четкие критерии его выбора отсутствуют. Выбор длины окна обычно осуществляется исходя из доминирующей частоты выделяемого сигнала и его медленности. Последняя может оцениваться на основе частотно-волнового анализа соответствующего фрагмента огибающей. Усреднение в выбранном окне может быть эффективно при обнаружении локальных особенностей сейсмической коды, например одной из ее частей — коды PKiKP. При этом, однако, усреднение может приводить к неустойчивым оценкам в случае применения ко всей коде, так как выбор окна осуществлялся на основе свойств родительской фазы и, возможно, применим только для ограниченного диапазона времен. Более общим подходом к выбору длины окна усреднения является выбор на основе анализа предшествующего сигналу сейсмического шума. Но при таком подходе возможна потеря мелких деталей формы коды. На практике скользящее среднее используется преимущественно для целей устранения отскакивающих значений,

оказывающих негативное влияние при дальнейшей обработке, например аппроксимации модельной функцией методом наименьших квадратов.

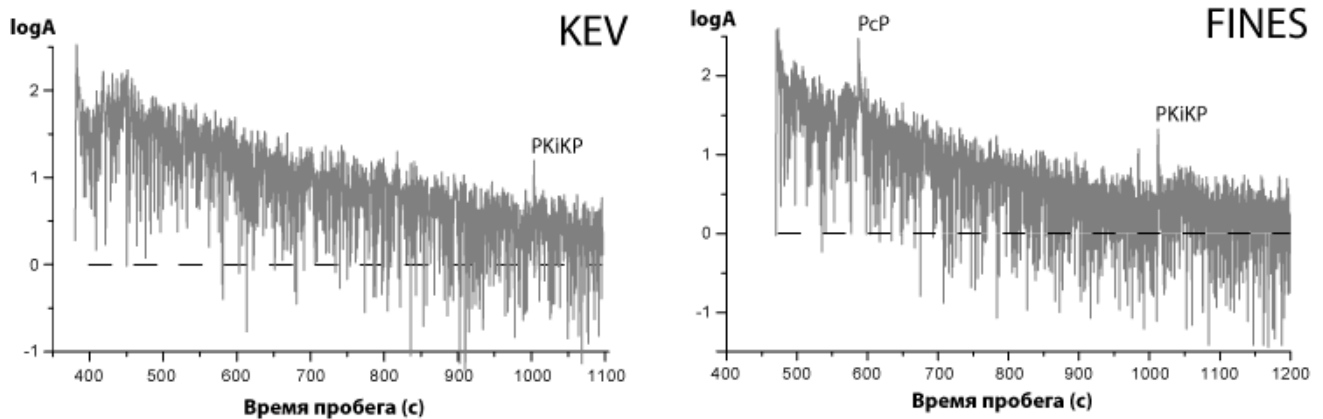


Рис. 4-2. Пример огибающих Гильберта. Пунктир соответствует уровню предшествующего сейсмического шума. Название станции (группы) указано в правом верхнем углу.

На рис. 4-3 изображены результаты сглаживания огибающей суммарной трассы по группе FINES во временных окнах длиной 1, 2.5, 5, 10, 25 и 50 секунд. Как видно, форма коды PKiKP меняется в зависимости от длины окна усреднения. Напротив, сглаживание записей станции KEV в любом из представленных окон не позволяет идентифицировать на глаз коду PKiKP. Дополнительной сложностью идентификации коды PKiKP является тот факт, что реальные записи часто имеют недостаточную длительность и не достигают уровня предшествующего сейсмического шума. Это не позволяет сравнить уровень сейсмической коды после вступлений PKiKP с уровнем шума, что затрудняет визуальную идентификацию слабой коды PKiKP.

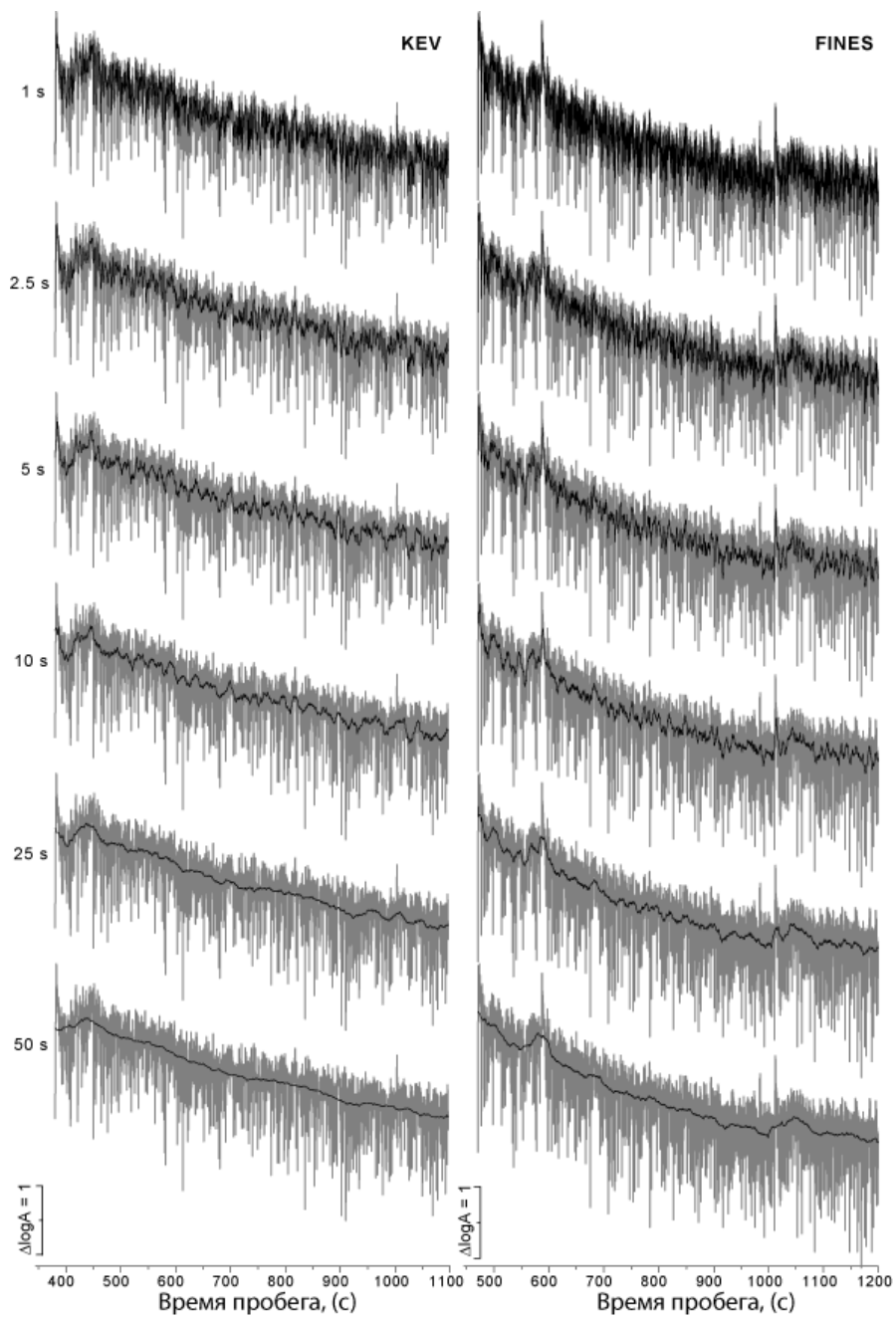


Рис. 4-3. Огибающие Гильберта рисунка 4-2, сглаженные методом скользящего среднего с различной длиной окна усреднения. Длина окна в секундах дана слева от каждой записи. Масштабная планка амплитуд дана в левом нижнем углу.

Необходимо отметить, что среднеквадратичные огибающие меньше осциллируют при практически полном отсутствии отскакивающих значений. Однако это преимущество может компенсироваться ранее упомянутой потерей фазовой информации оригинальной огибающей суммарной трассы. Это обстоятельство может быть неважно при анализе затухания в коре, но может стать критичным при идентификации слабой коды РKiКР. В частности это может привести к необходимости суммирования бóльшего числа каналов, призванного накопить значительный объем энергии, рассеянной во внутреннем ядре Земли. Для идентификации и оценки формы коды РKiКР в настоящей работе используется α -шейп k -ого порядка — вышеописанное расширение одного из классических инструментов вычислительной геометрии для восстановления образов и форм.

В частности, при восстановлении формы коды РKiКР из огибающих Гильберта с помощью α -шейп k -ого порядка были использованы вышеописанные возможности по обработке данных с присутствием отскакивающих значений. Огибающая Гильберта суммарной трассы при такой обработке рассматривается в качестве входного набора данных со следующими свойствами. Во-первых, набор данных включает фрагмент, содержащий сейсмический шум. В этом фрагменте искомая форма заведомо отсутствует. Кроме того, данные включают второй фрагмент, в котором предполагается присутствие восстанавливаемой формы, которая осложнена присутствием сейсмического шума и других мешающих факторов. Этот второй фрагмент также содержит набор волновых форм, составляющих в совокупности искомую форму. Согласно формализму, предложенному Аки [1969], визуализация искомой формы может быть осуществлена посредством усреднения в скользящем временном окне, длительность которого неизвестна. Необходимо отметить, что непосредственное применение классического инструмента оценки формы через построение выпуклой оболочки, очевидно, неэффективно, так как результирующая форма будет серьезно искажена отскакивающими значениями и будет характеризовать

«внешнюю» форму облака точек. Обработка огибающих происходит в соответствии с алгоритмом, апробированным в разделе 2-3.

4.2 Результаты обработки

4.2.1 Форма коды.

Девять восстановленных форм и исходные огибающие изображены на рис. 4-4.

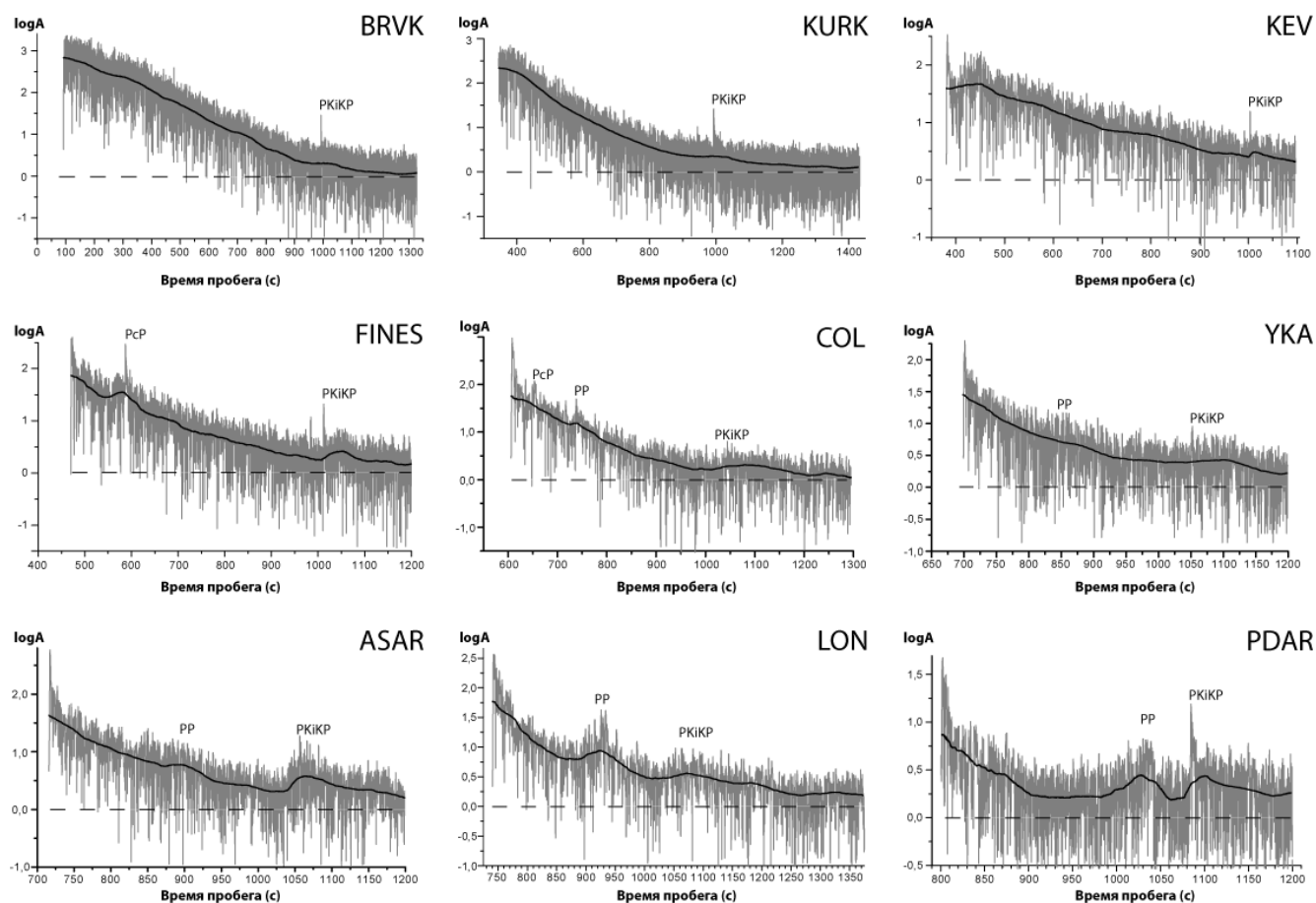


Рис. 4-4. Огибающие Гильберта и восстановленные формы коды. Название станции (группы) указано в правом верхнем углу. Пунктир соответствует уровню предшествующего сейсмического шума.

Типичная форма является гладкой функцией, очерчивающей нисходящий тренд быстро осциллирующей огибающей. Восстановленные формы похожи на результат сглаживания посредством скользящего среднего в относительно длинном временном окне. Сходные выходные формы могут быть получены посредством усреднения во временном окне более 10 секунд. Необходимо отметить, что такие длины окна усреднения вряд ли могли быть предсказаны на основе анализа медленности, так как доминирующие периоды рассеянных вступлений коды PKiKP варьируют в диапазоне от 0.1 до 0.9 секунд. Действительно, в целях сглаживания и устранения экстремальных значений сейсмические огибающие, как правило, усредняются во временном окне длительностью несколько секунд, выбор которого не мотивируется (например, [Leyton & Koper 2007b]). Форма, восстановленная методом α -шейп k -ого порядка, не является сглаживанием или усреднением в определенном временном окне. Такой подход, направленный на восстановление формы, а не сглаживание интенсивных осцилляций, апеллирует к фундаментальному свойству коды, заключающемуся в том, что скорость спада сейсмической коды определяется неоднородностями на трассе распространения безотносительно расположения станции и источника.

Кода PKiKP на полученных трассах отражается в виде изменения градиента спада после теоретического времени прихода PKiKP. Как видно, кода, рассеянная во внутреннем ядре Земли, автономна, так как может наблюдаться как в присутствии, так и в отсутствие родительской волновой формы PKiKP. Согласно теории рассеяния, форма коды PKiKP определяется энергией, переданной во внутреннее ядро, и не предполагает вклада со стороны собственно отражения от его границы (фазы PKiKP). На практике влияние родительской фазы будет сказываться на любой форме, полученной посредством скользящего среднего, кроме случаев исключительно длинных временных окон, надежно компенсирующих вклад импульса, соответствующего волновой форме PKiKP. В отличие от усреднения, представленные формы свободны от этого недостатка, так как используемый алгоритм обрабатывает импульс PKiKP, как любое другое

отстающее значение огибающей. Это преимущество важно, так как форма коды PKiKP указывает на место ее происхождения. В частности, согласно моделированию в рамках приближения однократного рассеяния [Leyton & Koper, 2007a] только коды PKiKP с фазами роста и спада формируются на объемных неоднородностях внутреннего ядра без добавления эффектов, связанных с рассеянием в нижней мантии. Как видно, обнаруженные коды PKiKP проявляют слабую или выраженную фазы роста, за которой следует монотонный спад. Монотонно спадающие коды, начинающиеся с импульсного вступления PKiKP, в анализируемом наборе данных не обнаружены.

Несмотря на то, что обнаруженные формы код PKiKP соответствуют предсказанным, необходимо определить, присутствуют ли подлежащие устранению особенности, сформированные за пределами внутреннего ядра и передавшиеся из предыдущих частей коды. Устранение таких особенностей, например, воздействий волн P+PcP или PP, иногда применяется в других работах (см., например, [Leyton & Koper, 2007b]). Авторы этой работы обнаружили существенный географический разброс величины Q во внутреннем ядре по данным коды PKiKP. В соответствии с математическим формализмом раздела 2-4 фаза роста коды PKiKP в основном определяется геометрическим расхождением, а фаза спада — сейсмическим затуханием во внутреннем ядре. В рамках этой модели пара код PKiKP, обнаруженных на сходных эпицентральных расстояниях и сформировавшихся в одном и том же регионе внутреннего ядра (близко расположенные точки отражения на поверхности внутреннего ядра), будет иметь сходные формы. Собранный набор данных представляет уникальную возможность анализа необходимости удаления эффектов предыдущих код посредством сравнения код PKiKP, которые сформировались после отражения в одном и том же регионе внутреннего ядра при различных путях распространения в коре мантии и внешнем ядре (рис. 4-1). Центральные точки регионов отражений разделены расстояниями порядка 173, 47 и 17 км соответственно для пар трасс: STS – BRVK плюс LNTS – KURK, STS – COL плюс LNTS – YKA и STS – LON плюс LNTS – PDAR (см. табл. 4-1). Фактически энергия каждого сейсмического

источника указанных пар распространяется в различных геофизических условиях в коре и мантии, однако взаимодействует с регионом границы внутреннего ядра Земли в существенно сходных условиях. Таким образом, сравнение обнаруженных код PKiKP позволяет оценить вклад различных частей сейсмической трассы в код PKiKP и необходимость учета эффектов, унаследованных от предыдущих частей сейсмической коды. На рисунке 4-5 изображены три пары код PKiKP с общей точкой отражения и различными трассами распространения во внешнем ядре, мантии и коре.

У первой пары трасс (STS – BRVK плюс LNTS – KURK) наблюдается наименьшее расхождение в эпицентральных расстояниях (чуть более 5°), при этом точки отражения PKiKP на поверхности внутреннего ядра разнесены на расстояние 173 км. У этой пары трасс наблюдаются идентичные коды PKiKP, как в фазе роста, так и в фазе спада. У двух оставшихся пар код PKiKP наблюдается существенное различие в фазе роста, при этом градиенты спада после максимума коды PKiKP практически идентичны. Разность эпицентральных расстояний у этих пар составляет 14° и 12° соответственно для пар STS – COL плюс LNTS – YKA и STS – LON плюс LNTS – PDAR. При этом расчетные точки отражения PKiKP на поверхности внутреннего ядра у этих пар разнесены соответственно на 47 и 17 км. Представленные наблюдения подтверждают модельные представления о форме коды PKiKP, в рамках которых форма фазы роста определяется преимущественно геометрическим расхождением или эпицентральным расстоянием, в то время как фаза спада формируется во внутреннем ядре Земли и определяется его затуханием. Как видно из рисунка 4-5, коды, сформированные в одном и том же регионе внутреннего ядра, характеризуются близкими градиентами спада коды PKiKP. Необходимо отметить, что приведенные на рисунке коды PKiKP были получены без учета возможных эффектов предыдущих фрагментов коды. Это обстоятельство указывает на отсутствие необходимости в учете таких эффектов. Кроме того, представленная методика восстановления формы коды дает эффективный инструмент разделения различных фаз коды PKiKP, что важно при аппроксимации обнаруженной формы коды модельной функцией. В частности,

это позволяет избавить интерпретатора от волюнтаризма при выборе начала фазы спада, которое, например, было установлено «на глаз» равным десяти секундам после вступления PKiKP, в работе [Leyton & Koper 2007b].

Как видно, использование α -шейп k -ого порядка для восстановления формы коды PKiKP позволяет устранить часть неопределенностей при обработке данных, которые могли вызывать искажения искомой формы и, следовательно, повышать ошибку соответствующих оценок сейсмического затухания. Так, на стадии обнаружения коды PKiKP искажения ее формы могут происходить вследствие неоднозначного выбора длины окна усреднения и влияния родительской фазы. При аппроксимации обнаруженной формы модельной функцией увеличение ошибки может быть вызвано неправильным выбором времени начала фазы спада или длительностью. Вместе с тем ключевым преимуществом использования α -шейп k -ого порядка является отсутствие необходимости в выборе параметров обработки «на глаз».

4.2.2 Оценка добротности

Результаты оценки Q_c посредством аппроксимации восстановленных код приведены в таблице 4-2. Как видно, величина добротности варьирует в диапазоне от 398 до 516. Это меньше, чем в аналогичных исследованиях. Например, в [Leyton & Koper 2007b]) были получены величины затухания в диапазоне от нескольких десятков до 50000, причем основная масса оценок была заключена между 200 и 5000. Все оценки, приведённые в Таблице 4-2, сделаны для восточного полушария внутреннего ядра Земли (см. рис. 4-1). В этой связи имеющийся набор данных не позволяет проследить крупномасштабные особенности распределения поглощения во внутреннем ядре, в качестве одной из которых процитированная работа предлагает полусферные вариации.

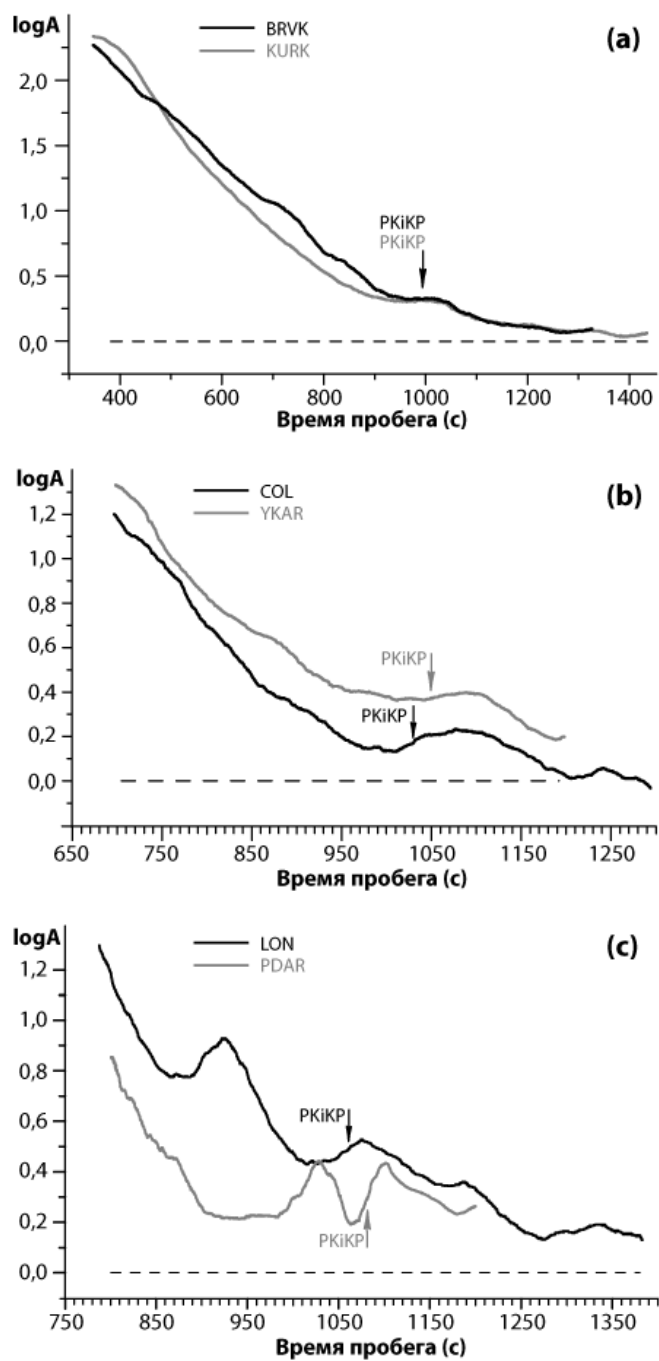


Рис. 4-5. Коды, восстановленные с помощью α -шейп k -ого порядка для пар сейсмических трасс с близкими точками отражения PKiKP на поверхности внутреннего ядра Земли. Нулевой уровень по оси ординат соответствует среднему предшествующего сейсмического шума. Расчётные времена вступления PKiKP даны по модели PREM.

Таблица 4-2. Результаты оценки добротности в кровле внутреннего ядра Земли.

Полигон	Станция	Эпицентральное расстояние (°)	Q_c
STS	BRVK	6.2	514
LNTS	KURK	11.5	516
STS	KEV	31.3	449
LNTS	FINES	41.8	407
STS	COL	59.9	448
LNTS	YKA	73.8	455
LNTS	ASAR	77.2	413
STS	LON	82.1	423
LNTS	PDAR	94.2	398

Средняя оценка Q_c по приведённым данным составляет 447 ± 43 . Это немного отличается в меньшую сторону от ранее опубликованных оценок, составивших 517 ± 57 в [Leyton & Koper 2007b] и порядка 600 в [Peng et al. 2008] и [Vidal & Earle 2000]. Вместе с тем, как указывалось ранее, базовый механизм формирования коды PKiKP является предметом научной дискуссии, особенно в части вкладов рассеяния и диссипации. В этой связи величина Q по коду PKiKP, как правило, используется для получения производных оценок физических параметров твердого ядра Земли. При этом, в терминах вариации этих параметров, добротность в пределах от 300 до 600 позволяет согласовать достаточно широкий спектр моделей рассеивающей среды в кровле внутреннего ядра. Так, полученная в данной работе величина $Q_c \sim 450$ может соответствовать неоднородной среде с вариациями скорости порядка 1–3% и характерным размером рассеивающей неоднородности 1–4 км. Данный диапазон параметров неоднородностей на базе уточнённой величины добротности согласуется с другими исследованиями, приведёнными ниже.

В работе [Vidale & Earle, 2000] обнаруженные коды PKiKP подвергались сравнительному анализу с синтетическими кодаграммами, рассчитанными в рамках приближения однократного рассеяния. Использовалась модель внутреннего ядра, характеризующаяся присутствием 1.2%-ных среднеквадратичных вариаций плотности и коэффициентов Ламе (λ and μ), характерным размером неоднородности 2 км и экспоненциальной автокорреляционной функцией формы неоднородностей. Величина диссипативного затухания Q_1 была принята равной 360 в соответствии с работой [Bhattacharyya et al. 1993], в которой эта величина была получена в результате сравнения форм импульсов PKP_{DF} и PKP_{BC} . Авторы указывали, что без диссипативного затухания фаза роста коды PKiKP увеличилась бы вдвое, достигнув 100 секунд, а общая длительность превысила бы 350 секунд. Низкое значение диссипативного затухания Q_1 соответствует небольшой глубине проникновения сейсмической энергии продольных волн во внутреннее ядро. Угол проникновения рассеянных волн был близок к 90° , что соответствует максимальной чувствительности рассеянных волн к вариациям параметра λ . В работе [Vidale & Earle, 2000] была показана взаимосвязь свободных параметров модели, в результате анализа которой был выбран характерный размер неоднородности, равный 2 км, так как он обеспечивал минимальные вариации плотности в 1.2%. При расчетах потеря энергии при однократном рассеянии устанавливалась равной 10% в верхних 300 км внутреннего ядра, что позволило воспользоваться Борновским приближением. Другие работы по моделированию коды PKiKP (например, [Peng et al. 2008] с учетом рассеяния в мантии, или [Leyton & Koper, 2007b]) в целом подтверждают приведённые выше оценки. Вместе с тем, структурные оценки неоднородностей в крошке внутреннего ядра Земли, проведённые другими методами, могут отличаться.

Так, Вернон Кормье с соавторами [1998] анализировали уширение волновых форм PKP_{DF} и показали, что оно может быть обеспечено как за счет диссипации, так и за счет рассеяния. В качестве рассеивающей среды была предложена одномерная слоистая модель со случайным распределением слоев,

характеризующихся 8%-ными пертурбациями скорости и характерной толщиной 1.2 км. В работе [Cormier & Li 2002] моделировались 262 широкополосные волновые формы PKP_{DF} в рамках модели с присутствием случайно распределенных сферических неоднородностей во внутреннем ядре. В рамках этой модели оценивалось затухание вследствие рассеяния, причем упругая среда была представлена набором осцилляторов [Kaelin & Johnson 1998]. Авторы получили вариацию скорости неоднородной среды порядка 8% при характерном размере неоднородности около 10 км и предположили, что доминирующим механизмом затухания является рассеяние во внутреннем ядре в диапазоне частот от 0.02–2 Гц. Основным расхождением между работой [Cormier & Li 2002], в которой были получены большие вариации скорости и больший размер неоднородности (8% и 10 км), и работой [Vidale & Earle 2000] с ее оценками в 1.2% и 2 км соответственно состоит в том, что авторы первой работы не согласны со значительной ролью диссипативной составляющей и зависимостью рассеяния от глубинны, предложенной во второй работе.

4.3 Структурные модели и механизмы, приводящие к рассеянию волн в кровле внутреннего ядра Земли

Присутствие мелкомасштабных вариаций сейсмической скорости было предложено не только в связи с обнаружением рассеяния во внутреннем ядре Земли. Так, этот фактор учитывался в [Wen & Niu 2002] при моделировании волновых форм РКР, распространяющихся в западном и восточном полушариях. Для моделирования был использован гибридный метод, комбинирующий лучевую теорию и метод конечных разностей [Wen & Helmberger 1998]. Была использована модель с присутствием мелкомасштабных неоднородностей в верхней части внутреннего ядра с 5–9%-ными среднеквадратичными вариациями скорости в восточном полушарии и 3%-ными в западном. Дополнительным фактором, оказывающим влияние на характеристики распространения

сейсмических волн во внутреннем ядре, является толщина изотропного слоя, которая может варьировать от 100 км в западной полушарии до 400 км в восточной. Одной из причин такого распределения может являться различная степень упорядоченности анизотропных кристаллов Fe-hcp [Bergman 1997; Creager 1999; Cormier & Li 2002] (с соответствующим характерным размером неоднородности порядка нескольких километров [Bergman 1998]), присутствие частично расплавленного вещества [Singh et al. 2000] или слоистость кровли внутреннего ядра [Cormier et al. 1998]. Все эти факторы ведут к дополнительному рассеянию сейсмических волн, которое может наблюдаться на дневной поверхности в виде коды PKiKP. Учитывая, что параметры и структура вещества кровли внутреннего ядра формируется в процессе его роста преимущественно под воздействием потока тепла, передаваемого во внешнее ядро [Sumita & Yoshida 2003], можно предположить наличие регионов с различными рассеивающими свойствами. Например, в [Wen & Niu 2002] были предложены различные режимы конвекции в восточной и западной полушарии, которые приводили к формированию жидких включений различной формы и различным направлениям и степени упорядочения кристаллов. Этот результат также нашел свое подтверждение в [Yu et al. 2005]. Авторы исследовали подошву внешнего ядра и обнаружили значительные отклонения в скоростной структуре продольных волн. Предполагая обратную зависимость скорости продольных волн и плотности, была предсказана меньшая концентрация легких элементов в восточной полушарии.

Исследования анизотропии внутреннего ядра Земли также прибегают к моделям с присутствием локальных неоднородностей в его внешней части. Например в [Oreshin & Vinnik 2004] была предложена модель с присутствием расплава между крупными упорядоченными кристаллами Fe-hcp [Bergman 1997; Cormier & Li 2002], причем свойства такой текстуры являются функцией доли жидкого расплава в веществе внутреннего ядра и зависят от глубины. Возможность присутствия расплава во внутреннем ядре была предложена более 30 лет назад [Fearn et al. 1981; Loper & Fern 1983], хотя более поздние модели предполагают удаление жидкости из твердого ядра при сжатии [Sumita et al.

1996]. Возможная оценка доли расплава в веществе внутреннего ядра может быть проведена посредством сравнения вклада диссипации в коду PKiKP в различных регионах Земли. С другой стороны было показано, что диссипативное затухание в коре незначительно различается, например в вулканических и тектонически-активных регионах, в то время как затухание вследствие рассеяния значительно больше в вулканических областях [Del Pezzo et al. 1995], что существенно ограничивает использование этого подхода.

Еще одной причиной интенсивного рассеяния может являться рассогласование осей симметрии или разупорядоченность кристаллов кровли внутреннего ядра Земли [Bergman 1997; Creager 1999; Cormier & Li 2002]. Как указывалось ранее, на основе анализа распределения анизотропных свойств твёрдого ядра сложились две базовые модели формирования текстуры его кровли. В одной модели [Yoshida et al. 1996] предполагается упорядочение анизотропных кристаллов Fe-hcp таким образом, что их ось c располагается перпендикулярно оси вращения. В то время как другая модель [Bergman 1997, 1999, 2003] предполагает случайную ориентацию оси c в плоскости, перпендикулярной радиусу Земли в рассматриваемой точке. Последняя модель соответственно предполагает дополнительную стадию формирования вещества твёрдого ядра Земли («перекристаллизацию»), позволяющую объяснить обнаруженные особенности его сейсмической анизотропии. По-видимому, именно на этой стадии может происходить удаление расплава из кровли внутреннего ядра и достижение необходимого уровня упорядоченности кристаллов.

Вышеприведённое рассуждение свидетельствует о том, что сразу несколько структурных моделей позволяют объяснить формирование коды PKiKP за счет рассеяния на неоднородностях кровли твердого ядра Земли. Детали функционирования каждого из описанных механизмов будут зависеть от потока тепла на границах жидкого ядра. На сегодняшний день температурные и объемные характеристики этого процесса являются предметом научной дискуссии. Например, на основе лабораторного эксперимента, моделирующего теплообмен внутреннего ядра и мантии с жидким ядром в качестве медиатора,

был предсказан более быстрый рост в западном полушарии [Sumita & Olson 1999]. С другой стороны, в работах [Wen & Niu 2002], [Yu et al. 2005] по результатам анализа затухания продольных волн в регионе перехода внешнее — внутреннее ядро Земли был предсказан более интенсивный теплообмен в восточном полушарии. Ниже будут рассмотрены некоторые геофизические эффекты, сопровождающие предложенные механизмы формирования коды PKiKP.

4.4 Динамические процессы в кровле внутреннего ядра Земли

В рамках деформационного механизма кристаллизации [Sumita & Olson 1999] под действием больших напряжений, сопровождающих быстрый рост внутреннего ядра, формируется упорядоченная структура, характеризующаяся достаточно высоким уровнем анизотропии [Sumita & Yoshida 2003]. Примером такой области может являться западное полушарие внутреннего ядра. Так как процесс является быстрым, то включение жидких фракций, вызывающих рассеяние, маловероятно. Оценка вязкости внутреннего ядра в работе [Van Orman 2004] для механизма дислокационной ползучести Харпера–Дорна дала низкие значения, что означает быстрое формирование упорядоченной структуры. Анизотропная структура со свойствами, аналогичными внутреннему ядру, согласно этой оценке формируется в течение 3–300 лет в диапазоне напряжений 10^2 – 10^4 Па.

Менее интенсивная конвекция будет приводить к замедленному росту ядра. Этот процесс может характеризоваться наличием жидкого расплава между сформировавшимися кристаллами с произвольной ориентацией их быстрой оси. Такая структура оказывает меньшее давление на более глубокие отделы внутреннего ядра и может служить источником интенсивного рассеяния. Подобная структура может формироваться в восточной части внутреннего ядра, где предполагается существование толстого изотропного слоя.

Другим эффектом быстрого теплообмена может являться формирование и быстрый рост дендритов [Wen & Niu 2002; Yu et al. 2005]. Свойства таких кристаллов-колонн таковы, что их оси c будут случайным образом распределены в плоскости, перпендикулярной доминирующему потоку тепла [Bergman 2003]. Экспериментальные исследования [Bergman 1997, 1999] показали возможность формирования жидких включений. Ранние работы по исследованию анизотропии Fe-hcp [Stixrude & Cohen 1995] предсказывали 4%-ную анизотропию в направлении оси c при низких температурах. Вместе с тем эксперименты [Mao et al. 1998] и оценки из первых принципов [Steinle-Neumann et al. 2001] доказали возможность увеличения анизотропии до 10% в направлении оси a . С учетом этих особенностей можно объяснить, как наличие анизотропии внутреннего ядра, так и присутствие волновых форм, рассеянных на его структурных неоднородностях.

Тем не менее, наиболее простым механизмом формирования коды PKiKP является невысокая степень упорядоченности сильно анизотропных кристаллов железа [Gannarelli et al. 2003, 2005] без наличия жидких фракций во внутреннем ядре. Затвердевание вещества будет сопровождаться быстрой «перекристаллизацией», приводящей к возникновению анизотропии и удалению жидкой фракции. Возможными источниками необходимого давления в этой фазе упорядочения кристаллов, называемой «перекристаллизацией», могут являться магнитное натяжение [Karato 1999], несбалансированность гравитационного и термодинамического потенциалов [Yoshida et al. 1996], температурная конвекция [Jeanloz & Wenk 1988] или сила Лоренца [Buffet & Wenk 2001]. Этот механизм, по-видимому, является предпочтительным, так как по сравнению с другими накладывает меньше ограничений на температурный режим и другие термодинамические параметры, а также кристаллографию вещества.

4.5 Выводы к главе 4

В настоящей главе приведены новые данные по волнам, рассеянными в кровле внутреннего ядра Земли — области мощностью несколько сотен километров под переходом внутреннее-внешнее ядро. Рассеянные волны с низкой медленностью порядка медленности PKiKP составляют коду последней, причем форма обнаруженных код имеет веретенообразный характер, что подтверждает её происхождение во внутреннем ядре. Оценка добротности в этой области ядра по коде PKiKP составляет порядка 450, а соответствующий характерный масштаб неоднородностей — 1–4 км. Наиболее универсальным объяснением присутствия структурных неоднородностей в кровле внутреннего ядра может служить разупорядоченность анизотропных кристаллов железа с гексагональной плотноупакованной кристаллической решеткой, слагающих эту область. Такая структура, характерная для молодого ядра, позволяет объяснить обнаруженные особенности волнового поля в рамках целого ряда актуальных механизмов его роста, предложенных в минералогии и геофизике.

Заключение

В диссертационной работе были представлены следующие новые результаты:

- невязки дифференциального времени пробега волн с точкой поворота во внутреннем и внешнем ядре вблизи границы твёрдого ядра проявляют специфическую ковшеобразную форму зависимости от угла между осью вращения Земли и направлением сейсмического луча в точке максимального погружения во внутреннее ядро; предложен класс моделей Земли с аномалией скорости продольных волн порядка 0.3 – 0.8% в цилиндрической области радиусом 1375 км во внешнем ядре, для которого теоретические невязки дифференциальных времен пробега хорошо согласуются с экспериментальными;

- распространение сейсмических волн во внутреннем ядре Земли под Юго-восточной Азией указывает на неоднородный характер анизотропии в этом регионе с присутствием существенных локальных вариаций; в слабоанизотропном (менее 0.1%) восточном полушарии твёрдого ядра обнаружена локализованная неоднородность, характеризующаяся высоким уровнем анизотропии (более 2%), на глубинах более 170 км под его границей между 18° и 23° с. ш. и 125° и 135° в. д.;

- кровля внутреннего ядра, прилегающая к имеющему мозаичный характер переходу внутреннее-внешнее ядро Земли, является областью со структурой, формирующей интенсивную коду отражённых волн. Добротность кровли твёрдого ядра по коде отражённых продольных волн составляет порядка 450, а характерный размер структурных неоднородностей не превышает нескольких километров.

Анализ динамических сценариев формирования и развития обнаруженных разномасштабных неоднородностей структуры ядра показывает, что они являются следствием и отражают особенности процесса затвердевания внутреннего ядра Земли из расплава жидкого внешнего: (i) цилиндрическая аномалия скорости отражает области внешнего ядра с различным динамическим режимом, характеризующиеся своими конвективными движениями, (ii) ограниченная

область внутреннего ядра под Юго-восточной Азией, характеризующаяся повышенным уровнем анизотропии скорости распространения сейсмических волн, указывает на локальную смену кристаллографической структуры железа, соответствующую локализованной аномалии затвердевания внутреннего ядра в предыдущие эры его развития, (iii) кровля внутреннего ядра Земли с её высоким уровнем рассеяния сейсмических волн является областью с низкой упорядоченностью анизотропных кристаллов железа, характерной для молодого ядра. Интерпретация в терминах процесса затвердевания позволяет проследить взаимосвязь неоднородностей различных оболочек Земли и получить взаимосогласованные оценки их параметров. Сформулированный в настоящей диссертации подход к анализу разномасштабных неоднородностей ядра Земли на базе единого процесса формирования текстуры внутреннего ядра и конвективной картины внешнего подразумевает использование единой модели и ограничений на макро-параметры состояния вещества в, как минимум, 600-километровой зоне, прилегающей к границе твёрдого ядра. Таким образом, представленная диссертация предлагает решение крупной научной задачи связи в единое целое неоднородностей различного масштаба с динамическими процессами комплексной системы внутреннее – внешнее ядро Земли и даёт новые количественные оценки соответствующих параметров.

Важный методический результат работы состоит в том, что разработан и апробирован новый метод аппроксимации формы сейсмической коды с использованием инновационного обобщения одного из классических инструментов вычислительной геометрии — α -шейп n -го порядка. Новый метод позволяет получать устойчивые оценки временных и амплитудных параметров сейсмической коды. Было продемонстрировано успешное применение алгоритма к измерению общей длительности коды слабых локальных событий. Новый алгоритм основан на понятии α -шейп — одном из хорошо зарекомендовавшем себя в различных областях инструменте восстановления формы. В ходе испытаний на теоретических и практических наборах данных было продемонстрировано, каким образом новый инструмент обеспечивает робастную

непараметрическую оценку формы облака точек, представленного в виде линейной последовательности. Была установлена количественная связь погрешности оценок формы с основными параметрами волнового поля, что необходимо для оценки статистической достоверности результатов. Одним из полезных свойств алгоритма является то, что он не ориентирован на какой-либо специфический критерий качества, и при использовании в каком-либо конкретном приложении пользователь может выбирать любую меру качества по своему усмотрению. α -шейп k -ого порядка может применяться к широкому спектру сейсмологических задач, таких как оценка локальной магнитуды или сейсмического затухания по данным коды, а также для исследований возможных временных вариаций.

Совокупность направлений, в которых могут вестись дальнейшие исследования, связана как с расширением возможностей экспериментальных данных, так и построением комплексных моделей с привлечением информации из смежных областей. Для продвижения в деле расширения возможностей экспериментальной базы прежде всего необходимо привлекать данные высокоширотных станций, регистрирующих события с квази-полярными трассами распространения. Именно такие данные наиболее чувствительны к эффектам, связанным с текстурой внутреннего ядра Земли. Отдельной задачей является обнаружение волновых форм PKiKP на расстояниях докритического отражения в различных регионах Земного шара. Эти новые данные позволяют существенно повысить доверие к вновь созданным моделям ядра Земли, которые, предпочтительно, также будут учитывать ограничения на ключевые физические параметры, полученные, например, из прямых измерений свойств железа при сверхвысоких температурах и давлениях или расчетных квантово-механических и квантово-химических моделей, построенных на фундаментальных законах физики *ab initio* («первых принципах»). Именно такой подход, как показывают результаты, полученные в настоящей диссертации, может обеспечить непротиворечивое и достоверное описание динамических процессов и структуры комплексной системы внутреннее-внешнее ядро Земли.

**Полный список научных работ, опубликованных по теме диссертации
(в алфавитном порядке, без учета тезисов конференций):**

Адушкин В. В., Ан В. В., Овчинников В. М., Краснощеков Д. Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн PKiKP на расстояниях около 6° . *Доклады Академии Наук*. Т. 354, № 3, 382–385, 1997.

Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М. О коде волны PKiKP на докритических расстояниях. *Динамические процессы во взаимодействующих геосферах. Сборник научных трудов ИДГ РАН*, 152–160, М: ГЕОС, 435 с., 2006.

Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М. Локальная аномалия скорости во внутреннем ядре под Юго-Восточной Азией: неоднородность или анизотропия. *Динамические процессы в геосферах, Сборник научных трудов ИДГ РАН*, Выпуск № 6, 144–154, М: ГЕОС, 168 с., 2014.

Каазик П.Б., Краснощеков Д. Н., В. М. Овчинников В.М. Анизотропный блок во внутреннем ядре под Юго-Восточной Азией. *Доклады Академии Наук*. Т. 465, № 1, 91–95, 2015.

Краснощеков Д.Н., Каазик П.Б., Овчинников В.М., Структура внешней части твердого ядра Земли по данным коды волны PKiKP. *Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных*. ISBN 5-9900216-5-8. 84–88, Обнинск. ГС РАН: 2006.

Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М., Каазик П.Б. Свойства волн, докритически отраженных от границы внутреннего ядра Земли. *Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных*, с. 121-125, ISBN 978-5-9900216-8-6, Обнинск: ГС РАН, 2007.

Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М. Тонкая структура внешней части твердого ядра Земли по наблюдениям коды волны PKiKP. *Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы. Сборник научных трудов ИДГ РАН*, 133–144, М: ГЕОС, 272 с., 2008.

Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М. Отражение динамических процессов ядра Земли в сейсмологических данных. *Геофизика межгеосферных взаимодействий*, 129–141, М: ГЕОС, 372 с., 2008.

Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М. О скачке плотности на границе внутреннее-внешнее ядро Земли и локации очага по динамическим характеристикам волн РКiКР. *Проблемы взаимодействующих геосфер, Сборник научных трудов ИДГ РАН*, 21–28, М: ГЕОС, 368 с., 2009.

Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М. О применении динамических характеристик волн РКiКР к изучению глубинного строения Земли и определению параметров сейсмического источника. *Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных*. ISBN 978-5-903258-07-9, с. 86–92. Обнинск: ГС РАН, 2009.

Овчинников В.М., Краснощеков Д.Н., Каазик П.Б. Новое представление о границе между внешним и внутренним ядром Земли. *Доклады Академии Наук*. Т. 417, № 3, с. 289–292, 2007.

Овчинников В.М., Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н. Особенности скоростного строения земного ядра под Африкой. *Проблемы взаимодействующих геосфер, Сборник научных трудов ИДГ РАН*, 29–41, М: ГЕОС, 368 с., 2009.

Овчинников В.М., Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н., О возможной аномалии скорости во внешнем ядре Земли. *Доклады Академии Наук*. Т. 433, № 6, с. 813–816, 2010.

Овчинников В.М., Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н. О возможной альтернативе анизотропии скорости во внутреннем ядре Земли. *Динамические процессы в геосферах, Сборник научных трудов ИДГ РАН*, 45–54, М: ГЕОС, 318 с., 2010.

Овчинников В.М., Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н. Слабая аномалия скорости во внешнем ядре из сейсмических данных. *Физика Земли*, № 3, с. 34–45, 2012.

Krasnoshchekov D., Kaazik P., Kozlovskaya E., Ovtchinnikov V. Seismic structures in the Earth's inner core below Southeastern Asia, *Pure and Applied*

Geophysics, (в печати), доступна онлайн на сайте журнала и издательства Шпрингер по ссылке: <http://link.springer.com/article/10.1007/s00024-015-1207-6> , 2016.

Krasnoshchekov D.N., Kaazik P.B., Ovtchinnikov V.M. Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core. *Nature* vol. 435, p. 483–487, 2005.

Krasnoshchekov D.N., Ovtchinnikov V.M. Upper Solid Core's Fabric Constrained by PKiKP Coda Observations. *Problems of Geocosmos*, ed. V.N. Troyan, M. Hayakawa. ISBN 978-5-9651-0303-4. p. 421–428, 2008.

Krasnoshchekov D., V. Polishchuk. Robust curve reconstruction with k -order α -shapes. *IEEE Shape modeling*, vol. 4, p. 279–280, doi: 10.1109/SMI.2008.4548006, 2008.

Krasnoshchekov D. N., Polishchuk, V., Vihavainen, A. Shape approximation using k -order alpha-hulls. *SoCG '10 Proceedings of the 2010 annual symposium on Computational geometry*. p. 109–110, DOI: 10.1145/1810959.1810978, 2010.

Krasnoshchekov D, Polishchuk, V. k -Order alpha-hulls and alpha-shapes. *Information Processing Letters*, vol. 114, № 1–2, p. 76–83, 2014.

Nikkilä M., Valentin Polishchuk and Dmitry Krasnoshchekov. Robust estimation of seismic coda shape, *Geophysical Journal International*, vol. 197, № 1, p. 557–565, 2014.

Ovtchinnikov V.M., Kaazik P.B., Krasnoshchekov D.N. On velocity anomaly in the Earth's outer core. *Problems of Geocosmos*, ed. V.S. Semenov, ISBN 978-5-9651-0504-5, 471 p. УПЛ 61.75, vol. 8, p. 381–387, SPb: 2010.

В том числе:

- 11 статей из Перечня ВАК (*выделены жирным курсивом*) согласно Письму Департамента аттестации научных и научно-педагогических работников от 01.12.2015 № 13-6518 «О Перечне рецензируемых научных изданий»

- 14 статей, проиндексированных в РИНЦ: пп. 1, 3, 4, 5, 6, 10, 11, 13, 15, 16, 19, 20, 21, 22.

Литература

- Авсюк Ю. Н. Связь приливной эволюции системы Земля — Луна с проблемами геодинамики. *Вестник Российской Академии Наук*, №66, 129–134, 1996.
- Адушкин В. В., Ан В. В., Овчинников В. М., Краснощеков Д. Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн PKiKP на расстояниях около 6° . *Доклады Академии Наук*. 354, № 3, 382–385, 1997.
- Брагинский С. И. Магнитогидродинамика земного ядра. *Геомагнетизм и аэрономия*, 4, № 5, 898–917, 1964.
- Брагинский С. И. Структура слоя F и причины конвекции в ядре Земли. *Доклады Академии Наук СССР*. 149, 1311–1314. 1963.
- Бурмин В.Ю. Скорость распространения сейсмических волн в земном ядре. *Физика Земли*, № 6, 26–41, 2004.
- Бурмин В.Ю. Распределение плотности и упругих параметров в Земле. *Физика Земли*, № 7, 76–88, 2006.
- Бурмин В.Ю. Вязкость земного ядра по сейсмическим данным. *Доклады Академии Наук*, 418, 825–828, 2008.
- Бурмин В.Ю. Строение ядра и мантии Земли по данным мировой сети сейсмических станций. *Геофизические исследования*, том № 11, спецвыпуск, 41–71, 2010.
- Каазик П.Б., Краснощеков Д. Н., В. М. Овчинников В.М. Анизотропный блок во внутреннем ядре под Юго-Восточной Азией. *Доклады Академии Наук* 465(1):91–95, 2015.
- Кочнев В.А. Кинематико-гравитационная модель геодинамо. *Геофизический журнал*, №4, том 35, 3 – 15, 2013.
- Овчинников В.М., Адушкин В.В, Ан В.А. О скорости относительного вращения внутреннего ядра Земли. *Доклады Академии Наук* 362(5):683-686, 1998.
- Овчинников В. М., Каазик П. Б. Скорость дифференциального вращения внутреннего ядра Земли по данным станции Иультин. *Сборник научных трудов ИДГ РАН*. М: ГЕОС. 145–152. 2008.

Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика, том 2, с. 481. 1975.

Смайли Д. Е., Бражкин В. В., Палмер А. Прямые наблюдения вязкости внешнего ядра Земли и экстраполяция измерений вязкости жидкого железа. *Успехи физических наук* 179:91–105, 2009.

Abbott A., Tsay A. Sequence Analysis and Optimal Matching Methods in Sociology: Review and Prospect. *Sociological Methods & Research* 29:3–33, 2000.

Aki K. Analysis of seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *Journal Geophys. Res.* 74:615–631, 1969.

Albou L. P., Schwarz B., Poch O., Wurtz J. M., Moras D. Defining and characterizing protein surface using alpha shapes. *Proteins* 76(1):1–12, 2009.

Alboussière T., Deguen R., Melzani M. Melting-induced stratification above the Earth's inner core due to convective translation. *Nature* 466:744–47, 2010.

Anache-Ménier D., van Tiggelen B. A., Margerin L. Phase Statistics of Seismic Coda Waves. *Phys. Rev. Lett.* 102(24):248501, 2009.

Anderson D. L. Theory of the Earth. *Boston: Blackwell Scientific Publications.* 1989.

Aubert J., Amit H., Hulot G., Olson P. Thermochemical flows couple the Earth's inner core growth to mantle heterogeneity. *Nature* 454:758–61. 2008.

Aubert J., Dumberry M. Steady and fluctuating inner core rotation in numerical geodynamo models. *Journal Geophys. Int.* 184:162–170, 2011.

Aurnou J., Brito D., Olson P. Anomalous rotation of the inner core and the toroidal magnetic field. *Journal Geophys. Res.* 103(B5):9721–9738, 1998.

Aurnou, J., S. Andreadis, L. Zhu, and Olson P. Experiments on convection in Earth's core tangent cylinder. *Earth Planet. Sci. Lett.* 212:119–134, 2003.

Bakun W. H. Magnitudes and Moments of Duration. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 74(6):2335–2356. 1984a.

Bakun W. H. Seismic Moments, Local Magnitudes, and Coda-Duration Magnitudes for Earthquakes in Central California. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 74:439–458, 1984b.

Bath M. Earthquake magnitude - recent research and current trends, *Earth Science Rev.* 17:315–398, 1981.

- Beghein C., Trampert J. Robust normal mode constraints on inner-core anisotropy from model space search. *Science* 299:552–555, 2003.
- Belonoshko A. B., Ahuja R., Johansson B. Stability of the body-centred-cubic phase of iron in the Earth's inner core. *Nature* 424:1032–1034, 2003.
- Belonoshko, A. B., Skorodumova, N. V., Rosengren A., Johansson B. Elastic anisotropy of Earth's inner core. *Science* 319(5864):797–800, 2008.
- Bergman M. Measurements of electric anisotropy due to solidification texturing and the implications for the Earth's inner core. *Nature* 389:60–63, 1997.
- Bergman M. I. Estimates of the Earth's inner core grain size. *Geophys. Res. Lett.* 25:1593–1596, 1998.
- Bergman, M. I. Experimental studies on the solidification of the Earth's inner core, *Eos Trans. AGU*, 80(46), Fall Meet. Suppl., Abstract U21B-03, 1999.
- Bergman, M. I. Solidification of Earth's core, in *Earth's Core: Dynamics, Structure, Rotation, Geodyn. Ser.*, vol. 31, edited by V. Dehant et al., pp. 105–127, AGU, Washington, D. C. 2003.
- Bergman M. I., Lewis D.J., Myint I.H., Slivka L., Karato S., Abreu A. Grain growth and loss of texture during annealing of alloys, and the translation of Earth's inner core. *Geophys. Res. Lett.* 37:1–6, 2010.
- Bhattacharyya J., Shearer P., Masters G. Inner core attenuation from short-period PKP(BC) versus PKP(DF) waveforms. *Journal Geophys. Int.* 114:1–11, 1993.
- Birch F. Elasticity and constitution of the Earth's interior. *Journal Geophys. Res.* 57:227–286, 1952.
- Bolt B. A., Qamar. A. An upper bound to the density jump at the boundary of the Earth's inner core. *Nature* 228(5267):148–150, 1970.
- Bolt B. A., Uhrhammer R. A. The Structure, Density and Homogeneity of The Earth's Core, *Evolution of the Earth. Geodynamics Series.* 5:28–37, 1981.
- Bhattacharyya J., P. M. Shearer, and G. Masters. Inner core attenuation from short period PKP(BC) versus PKP(DF) waveforms. *Geophys. J. Int.* 114:1–11, 1993
- Buchbinder G. G. R., Wright C., Poupinet G. Observations of PKiKP at distances less than 110°. *Bulletin of the Seismological Society of America.* 63(5):1699–1707,

- 1973.
- Buffett B. A. Geodynamic estimates of the viscosity of the Earth's inner core. *Nature* 388:571–573, 1997.
- Buffett B. A. Onset and orientation of convection in the inner core. *Journal Geophys. Int.* 179:711–719, 2009.
- Buffett B. A., Wenk H.-R. Texturing of the Earth's inner core by Maxwell stresses. *Nature* 413:60–63, 2001.
- Bullen K. E. A hypothesis of compressibility at pressures of the order of a million atmospheres. *Nature* 157:405, 1946.
- Bullen K. E. An introduction to the theory of Seismology. *Cambridge University Press, London.* 1947.
- Bullen K. E. Compressibility-pressure hypothesis and the Earth's interior. *MNRAS, Geophys. Suppl.*, 5:355-368, 1949.
- Bullen K. E. Theoretical travel times of S-waves in the Earth's inner core. *MNRAS, Geophys. Suppl.*, 6:125-128, 1950.
- Bullen K. E. Theoretical amplitudes of the seismic phase PKJKP. *MNRAS, Geophys. Suppl.* 6:163–167, 1951.
- Busse F.H. Thermal instabilities in rapidly rotating systems. *J. Fluid Mech.*, 44:441-460, 1970.
- Busse F. H., Comments on Paper by G.Higgins and G.C. Kennedy, "The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth". *Journal Geophys. Res.*, 77(8):1589-1590, 1972.
- Busse F.H. On the free oscillation of the Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.*, 79(5):753-757, 1974.
- Caloi P. Seismic waves from the outer and inner core. *Journal Geophys. RAS*, 4:130–150, 1961.
- Calvet M., Margerin L. Lapse Time Dependence of Coda Q: Anisotropic Multiple Scattering Models and Application to the Pyrenees. *Bull. Seism. Soc. Am.* 103(3):1993–2010, 2013.
- Cao A., Romanowicz B. Hemispherical transition of seismic attenuation at the top of

- the Earth's inner core. *Earth Planet. Sci. Lett.* 228:243–253, 2004.
- Cao A., Romanowicz B., Takeuchi N. An observation of PKJKP: inferences on inner core shear properties. *Science* 308:1453–1455, 2005.
- Cao A., Romanowicz B. Test of the innermost inner core models using broadband PKIKP travel time residuals. *Geophys. Res. Lett.* 34:L08303, 2007.
- Červený V. Seismic Ray Theory. *Cambridge Univ. Press*, Cambridge. 2001.
- Červený V., Soares J. E. P. Fresnel volume ray tracing. *Geophysics*. 57(7):902–915, 1992.
- Collier J., Helffrich G. Estimate of inner core rotation rate from United Kingdom regional seismic network data and consequences for inner core dynamical behaviour. *Earth Planet. Sci. Lett.* 193:523–537, 2001.
- Cormier, V. F. Short-period PKP phases and the anelastic mechanism of the inner core. *Phys. Earth planet. Inter.* 24:291–301, 1981.
- Cormier V. F. Texture of the uppermost inner core from forward- and back-scattered seismic waves. *Earth Planet. Sci. Lett.* 258:442–453, 2007.
- Cormier V. F., L. Xu, and G. L. Choy. Seismic attenuation of the inner core: Viscoelastic or stratigraphic? *Geophys. Res. Lett.* 25:4019–4022, 1998.
- Cormier V. F., Li X. Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core. 2. A scattering and fabric interpretation. *Journal Geophys. Res.* 107(B12):2362, 2002.
- Cormier V. F., Stroujkova A. Waveform search for the innermost inner core. *Earth Planet. Sci. Lett.* 236:96–105, 2005.
- Cormier V. F. A glassy lowermost outer core. *Journal Geophys. Int.* 179:374–380, 2009.
- Cormier V. F., Attanayake J., He K. Inner core freezing and melting: constraints from seismic body waves. *Phys. Earth Planet. Inter.* 188:163–172, 2011.
- Côté A. S., Vočadlo L., Brodholt J. P. Light elements in the core: effects of impurities on the phase diagram of iron. *Journal Geophys. Res. Lett.* 35:L05306, 2008.
- Cottaar S., Buffett B. Convection in the Earth's inner core. *Phys. Earth Planet. Inter.* 198:67–78, 2012.
- Creager K. C. Anisotropy of the inner core from differential travel times of the phases

- PKP and PKIKP. *Nature* 356:309-314, 1992.
- Creager K. C. Inner core rotation rate from small-scale heterogeneity and time-varying travel times. *Science* 278:1284–1288, 1997.
- Creager K. C. Large-scale variations in inner core anisotropy. *Journal Geophys. Res.* 104:23127-23139, 1999.
- Creager K. C. Inner core anisotropy and rotation. In *Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography from the Atomic to the Global Scale*, ed. S. Karato, A. Forte, R. Liebermann, G. Masters, L. Stixrude, 89–114. *Geophys. Monogr. Ser.* 117. Washington, DC: AGU. 2000.
- Cummins P., Johnson L., Synthetic seismograms for an inner core transition of finite thickness, *Journal Geophys.* 94:21–34, 19886.
- Dai W., Song X. Detection of motion and heterogeneity in Earth's liquid outer core. *Journal Geophys. Res. Lett.* 35:L16311, 2008.
- Dai Z., Wanga W., Wen L. Irregular topography at the Earth's inner core boundary. *PNAS.* 109(20):7654–7658, 2012.
- Dainty A. M., and C. A. Scultz. Crustal reflections and the nature of regional P coda. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 85:851–858, 1995.
- Dainty, A. M., and M. N. Toksöz. Array analysis of seismic scattering. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 80:2242–2260, 1990.
- Deguen R. Structure and dynamics of Earth's inner core. *Earth Planet. Sci. Lett.* 333:211–225, 2012.
- Deguen R., Cardin P., Merkel S., Lebensohn R.A. Texturing in Earth's inner core due to preferential growth in its equatorial belt. *Phys. Earth Planet. Inter.* 188:173–184, 2011.
- Del Pezzo, E., J. Ibanez, J. Morales, A. Akinci, and R. Maresca. Measurements of intrinsic and scattering seismic attenuation in the crust. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 85:1373–1380, 1995.
- Deuss A., Woodhouse J., Paulssen H., Trampert J. The observation of inner core shear waves. *Journal Geophys. Int.* 142:67–73, 2000.
- Deuss A., Irving J. C. E., Woodhouse J. H. Regional variation of inner core anisotropy

- from seismic normal mode observations. *Science* 328:1018–1020. 2010.
- Deuss A., Ritsema J., van Heijst H. A new catalogue of normal-mode splitting function measurements up to 10 mHz. *Journal Geophys. Int.* 193:920–937, 2013.
- Doornbos D. J. The anelasticity of the inner core. *Journal Geophys. R. Astron. Soc.* 38:397–415, 1974.
- Doornbos D.J. Seismological Algorithms. *Academic Press, London.* 1988.
- Doornbos D. J., Husebye E. S., Analysis of PKP Phases and Their Precursors. *Phys. Earth Planet. Int.* 5:387, 1972.
- Dubrovinsky L., Dubrovinskaia N., Narygina O., Kantor I., Kuznetsov A., et al. Body-centered cubic iron-nickel alloy in Earth's core. *Science* 316:1880–1883. 2007.
- Dumberry M. Gravitationally driven inner core differential rotation. *Earth Planet. Sci. Lett.* 297:387–394. 2010.
- Dumberry M., Mound J. Inner core-mantle gravitational locking and the super-rotation of the inner core. *Journal Geophys. Int.* 181:806–817. 2010.
- Durek J. J., Romanowicz B. Inner core anisotropy inferred by direct inversion of normal mode spectra. *Journal Geophys. Int.* 139:599–662. 1999.
- Dziewonski A. M., Anderson D. L. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.* 25:297–356. 1981.
- Dziewonski A. M., Gilbert F., Time of formation of the Earth's core. *Nature* 234:465–466, 1971.
- Edelsbrunner H., Kirkpatrick, D. G., Seidel R. On the shape of a set of points in the plane. *IEEE Trans. Inform. Theory.* 29:551–559. 1983.
- Edelsbrunner H., Mücke E. P. Three-dimensional alpha shapes. *ACM Trans. Graph.* 13(1):43–72, 1994.
- Efron B., Tibshirani R. Statistical data analysis in the computer age. *Science* 253:390–395, 1991.
- Engdahl E. R., Flinn E. A., Romney C. F. Seismic waves, reflected from the Earth's inner core. *Nature* 228:852–853, 1970.
- Engdahl E. R., Flinn E. A., Masse R.P. Differential PKiKP travel times and the radius of the inner core. *Journal Geophys. R. astr. Soc.* 39:457–463, 1974.

- Fearn D. R. et al. Structure of the Earth's inner core. *Nature* 292:232–233, 1981.
- Gannarelli, C. M. S., D. Alfe, and M. J. Gillian. The particle-in-cell model for *ab initio* thermodynamics: Implications for the elastic anisotropy of the Earth's inner core. *Phys. Earth. Planet. Inter.* 139:243–253, 2003.
- Gannarelli C, Alfé D., Gillan M. The axial ratio of hcp iron at the conditions of the Earth's inner core. *Phys. Earth Planet. Inter.* 152:67–77, 2005.
- Garcia R. Constraints on upper inner-core structure from waveform inversion of core phases. *Geophys. Journal Geophys. Int.* 150:651–664, 2002.
- Garcia R., Tkalčic H., Chevrot S. A new global PKP data set to study Earth's core and deep mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.* 159:15–31, 2006.
- Garcia R., Souriau A. Inner core anisotropy and heterogeneity level. *Geophys. Res. Lett.* 27:3121–3124, 2000.
- Geballe Z. M, Lasbleis M., Cormier V. F., Day E. A. Sharp hemisphere boundaries in a translating innercore. *Geophys. Res. Lett.* 40:1719–1723, 2013.
- Glatzmaier G., Roberts P. H. A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.* 91:63–75, 1995.
- Gubbins D. Energetics of the Earth's core. *Journal Geophys.* 43:453–464, 1977.
- Gubbins D. Rotation of the inner core. *Journal Geophys. Res.* 86:11695–11699, 1981.
- Gubbins D., Masters T. G., Jacobs J. A. Thermal Evolution of the Earth's core. *Journal Geophys. RAS.* 59:57–99, 1979.
- Gubbins D., Sreenivasan B., Mound J., Rost S. Melting of the Earth's inner core. *Nature* 473:361–363, 2011.
- Gutenberg B., Richter C. F. P' and the Earth's core. *MNRAS, Geophys. Suppl.* 4:363–372, 1938.
- Haddon R. A. W., Cleary J. R. *Phys. Earth Planet. Inter.* 8:211–234, 1974.
- Helffrich G., Kaneshima S. Seismological constraints on core composition from Fe–O–S liquid immiscibility. *Science* 306:2239–2242, 2004.
- Helffrich G., Kaneshima S. Outer-core compositional stratification from observed core wave speed profiles. *Nature* 468:407–410, 2010.

- He X., Tromp J. Normal-mode constraints on the structure of the Earth. *Journal Geophys. Res.* 101(B9):20053–20082, 1996.
- Hinderer J., Crossley D., Jensen O. A search for the Slichter triplet in superconducting gravimeter data, *Phys. Earth Planet. Int.* 90:183–195, 1995.
- Hirshorn B., Lindh A., Allen R. Real Time Signal Duration Magnitudes from Low-gain Short Period Seismometers, U.S. Geol. Surv., Open-File Rep. 87–630, 1987.
- Hollerbach R., Jones C. Influence of the Earth's inner core on geomagnetic fluctuations and reversals. *Nature* 365:541–543, 1993.
- Hoshihara M. Estimation of nonisotropic scattering in western Japan using coda wave envelopes: Application of a multiple nonisotropic scattering model. *Journal Geophys. Res.* 100(B1):645–657, 1995.
- Irving J. C. E., Deuss A. Hemispherical structure in inner core velocity anisotropy. *Journal Geophys. Res.* 116:B04307, 2011a.
- Ishii M., Dziewonski A. M. The innermost inner core of the Earth: evidence for a change in anisotropic behavior at the radius of about 300 km. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 99:14026–14030, 2002.
- Ishii M., Dziewonski A. M. Distinct seismic anisotropy at the centre of the Earth. *Phys. Earth Planet. Inter.* 140:203–217, 2003.
- Ishii M., Dziewonski A. M. Constraints on the outer-core tangent cylinder using normal-mode splitting measurements. *Journal Geophys. Int.* 162:787–792, 2005.
- Ishii M., Dziewonski A. M., Tromp J., Ekström, G. Joint inversion of normal mode and body wave data for inner core anisotropy. 2. Possible complexities. *Journal Geophys. Res.* 107(B12):2380, 2002a.
- Ishii M., Tromp J., Dziewonski A. M., Ekström G. Joint inversion of normal mode and body wave data for inner core anisotropy. 1. Laterally homogeneous anisotropy. *Journal Geophys. Res.* 107(B12):2379, 2002b.
- Isse T., Nakanishi I. Inner-core anisotropy beneath Australia and differential rotation. *Journal Geophys. Int.* 151:255–263, 2002.
- Ivan M., Marza V., Caixeta D., Arraes T. Uppermost inner core attenuation from PKP data observed at some South American seismological stations. *Journal Geophys.*

- Int.* 164:441–448, 2006.
- Jacobs J. A. The Earth's inner core. *Nature* 172:297–298, 1953.
- Jeanloz R., Wenk H.-R. Convection and anisotropy of the inner core. *Journal Geophys. Res. Lett.* 15:72–75, 1988.
- Jeffreys H. The times of the core waves. *MNRAS, Geophys. Suppl.* 4:548-561, 1939.
- Jephcoat A., Olsen P. Is the inner core of the Earth pure iron? *Nature* 325:332–335, 1987.
- Julian B. R., Davies D., Sheppard R. M. Observations of PKJKP waves. *Nature* 235:317–318, 1972.
- Kaelin B., Johnson L.R. Dynamic composite elastic medium theory. Part II. Three-dimensional media. *J. Appl. Phys.* 84:5458–5468. <http://dx.doi.org/10.1063/1.368308>, 1998.
- Karato S.-I. Inner core anisotropy due to magnetic field-induced preferred orientation of iron. *Science* 262:1708–1711, 1993.
- Karato S.-I. Seismic anisotropy of the Earth's inner core resulting from flow induced by Maxwell stresses. *Nature* 402:871–873, 1999.
- Kazama T., Kawakatsu H., Takeuchi N. Depth-dependent attenuation structure of the inner core inferred from short-period Hi-net data. *Phys. Earth Planet. Inter.* 167:155–160, 2008.
- King D. W., Haddon R. A. W., Cleary J. R. Array Analysis of Precursors to PKIKP in the Distance Range 128 to 142 degrees. *Journal Geophys. RAS.* 37:157, 1974.
- Koot L., Dumberry M. Viscosity of the Earth's inner core: constraints from nutation observations. *EarthPlanet. Sci. Lett.* 308:343–349, 2011.
- Koper K., Franks J., Dombrovskaya M. Evidence for small-scale heterogeneity in Earth's inner core from a global study of PKiKP coda waves. *Earth and Planetary Science Letters* 228:227–241, 2004.
- Koper K. D., Pyle M. Observations of PKiKP/PcP amplitude ratios and implications for earth structure at the boundaries of the liquid core. *Journal Geophys. Res.* 109:B03301, 2004.
- Koper K. D, Dombrovskaya M. Seismic properties of the inner core boundary from

- PKiKP/P amplitude ratios. *Earth Planet. Sci. Lett.* 237:680–694, 2005.
- Kono M. Roberts P. Recent geodynamo simulations and observations of the geomagnetic field. *Reviews of Geophysics* 40:RG1013, doi:10.1029/2000RG00102, 2002.
- Krasnoshchekov D. N, Kaazik P. B, Ovtchinnikov V. M. Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core. *Nature* 435:483–487, 2005.
- Krasnoshchekov D., V. Polishchuk. Robust curve reconstruction with k -order α -shapes. *IEEE Shape modeling* 4:279-280, doi: 10.1109/SMI.2008.4548006, 2008.
- Krasnoshchekov, D. N., Polishchuk, V., Vihavainen, A. Shape approximation using k -order alpha-hulls. *SoCG '10 Proceedings of the 2010 annual symposium on Computational geometry*. p. 109 – 110, DOI: 10.1145/1810959.1810978, 2010.
- Krasnoshchekov D., Polishchuk V. Order- k α -hulls and α -shapes, *Information Processing Letters* 114:76-83, 2014.
- Larmor J. How could a rotating body such as the sun become a magnet? *British Association for the Advancement of Science* 87: 39–160, 1919.
- Laske G., Masters G. Limits on differential rotation of the inner core from an analysis of the Earth's free oscillations. *Nature* 402:66–69, 1999.
- Lehmann I. Publ. Bur. Cent. Seism. Intern., Travaux Sci., Ser.A., 14:87–115, 1936.
- Leykam D., Tkalcic H., Reading A.M. Core structure re-examined using new teleseismic data recorded in Antarctica: evidence for, at most, weak cylindrical seismic anisotropy in the inner core. *Journal Geophys. Int.* 180(3):1329–1343, 2010.
- Leyton F., Koper K. Using PKiKP coda to determine inner core structure: 1. Synthesis of coda envelopes using single-scattering theories. *J. Geophys. Res.* 112:B05316, doi:10.1029/2002JB004369, 2007a.
- Leyton F., Koper K. Using PKiKP coda to determine inner core structure: 2. Determination of Qc. *J. Geophys. Res.* 112:B05317, doi:10.1029/2002JB004370, 2007b.
- Li X., Cormier V. Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core. 1. A viscoelastic interpretation. *Journal Geophys. Res.* 107(B12):2361, 2002.

- Li C., van der Hilst R. D., Engdahl E. R., Burdick S. A new global model for P wave speed variations in the Earth's mantle. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 9(5):1-21, Q05018, doi:10.1029/2007GC001806, 2008.
- Loper D. E., Fearn D. R. A seismic model of partially molten inner core. *Journal Geophys. Res.* 88:1235-1242, 1983.
- Loper D. E., Roberts P. H. On the motion of an iron-alloy core containing a slurry. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 9(3-4):289-321, 1978.
- Lythgoe K., Deuss A., Rudge J., Neufeld J. Earth's inner core: innermost inner core or hemispherical variations? *Earth Planet. Sci. Lett.* 385:181–189, 2013.
- Mäkinen A. Deuss A. Global seismic body-wave observations of temporal variations in the Earth's inner core, and implications for its differential rotation. *Journal Geophys. Int.* 187:355–370, 2011
- Mäkinen A., Deuss A. Normal mode splitting function measurements of anelasticity and attenuation in the Earth's inner core. *Journal Geophys. Int.* 194:401–416, 2013.
- Malkus V. (1968) Precession of the earth as the cause of geomagnetism. *Science* 160:259–264, 1968
- Mao H. K., J. F. Shu, and G. Y. Shen. Elasticity and rheology of iron above 220 GPa and the nature of the Earth's inner core. *Nature* 396:741 – 743, 1998
- Marshall P. D., Porter D., Young J. B., Peachell P. A. Analysis of short-period seismograms from explosions at the Novaya Zemlya test site in Russia. ARWE report O 2/94. 1996.
- Masters T.G. Observational constraints on the chemical and thermal structure of the Earth's deep interior, *Journal Geophys. Res.* 57:507-534, 1979.
- Masters G., Gubbins D. On the resolution of density within the Earth. *Phys. Earth Planet. Inter.* 140:159–167, 2003.
- Masters G., Laske G., Gilbert F. Autoregressive estimation of the splitting matrix of free-oscillation. multiplets. *Journal Geophys. Int.* 141:25–42, 2000.
- Mattesini, M., A.B. Belonoshko, H. Tkalcic, E. Bufo, A. Udias and R. Candy wrapper for the Earth's inner core. *Scientific Reports* (by Nature Publishing Group), 3:2096, doi:10.1038/srep02096. 2013.

- Mensch, T., Rasolofosaon P. Elastic-wave velocities in anisotropic media of arbitrary symmetry-generalization of Thomsen's parameters ϵ , δ and γ . *Geophysical Journal Int.* 128:43–64, 1997.
- McSweeney T. J., Creager K. C., Merrill R. T. Depth extent of inner-core anisotropy and implications for geomagnetism. *Phys. Earth Planet. Inter.* 101:131–156, 1997.
- Monnereau M., Calvet M., Margerin L., Souriau A. Lopsided growth of Earth's inner core. *Science* 328:1014–1017, 2010.
- Moffatt H. K., Loper D. E. The magnetostrophic rise of a buoyant parcel in the Earth's core, *Geophys. Journal Int.* 117:394, 1994.
- Mollett S., Thermal and magnetic constraints on the cooling of the Earth. *Journal Geophys. RAS.* 76:653–666, 1984.
- Mooney W. D., Laske G., Masters G. CRUST5.1: a global crustal model at 5×5 degrees. *Journal Geophys. Res.* 103(B1):727–747, 1998.
- Morelli A., Dziewonski A. M., Woodhouse J. H. Anisotropy of the inner core inferred from PKIKP travel times. *Journal Geophys. Res. Lett.* 13:1545–1548, 1986.
- Morse S. A. Adcumulus growth of the inner core. *Journal Geophys. Res. Lett.* 13:1557–1560, 1986.
- Nakahara H., Carcolé, E. Maximum-Likelihood Method for Estimating Coda Q and the Nakagami-m Parameter. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 100 (6):3174–3182, 2010.
- Nimmo F. Energetics of the core. In *Treatise on Geophysics*, Vol. 8: *Core Dynamics*, ed. P Olson. 31–66. 2007.
- Niu F., Chen Q.-F. Seismic evidence for distinct anisotropy in the innermost inner core. *Nat. Geosci.* 1:692–696, 2008.
- Niu F., Wen L. Hemispherical variations in seismic velocity at the top of the Earth's inner core. *Nature* 410:1081–1084. 2001.
- Niu F., Wen L. Seismic anisotropy in the top 400 km of the inner core beneath the “eastern” hemisphere. *Journal Geophys. Res. Lett.* 29:1611, 2002.
- Ohtaki T., Kaneshima S., Kanjo K. Seismic structure near the inner core boundary in the south polar region. *Journal Geophys. Res.* 117, 2012.
- Olson, P., and J. Aurnou. A polar vortex in the Earth's core. *Nature* 402:170–173, 1999.

- Ovtchinnikov V. M., Kaazik P.B., Krasnoshchekov D. N. Weak velocity anomaly in the Earth's outer core from seismic data. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*. 48(3):211–221, 2012.
- Okal E. A., Cansi Y. Detection of *PKJKP* at intermediate periods by progressive multi-channel correlation. *Earth Planet. Sci. Lett.* 164:23–30, 1998.
- Oldham R. D. The constitution of the interior of the Earth, as revealed by earthquakes. *Q. J. Geol. Soc.* 62:456–475, 1906.
- Oreshin S., Vinnik L. Heterogeneity and anisotropy of seismic attenuation in the inner core. *Geophys. Res. Lett.* 31:L02613, 2004.
- Ouzounis A., Creager K. Isotropy overlying anisotropy at the top of the inner core. *Journal Geophys. Res. Lett.* 28:4331–4334, 2001.
- Paasschens J. C. J. Solution of the time-dependent Boltzmann equation. *Phys. Rev.*, E56:1135–1141, 1997.
- Peng Z., Koper K., Vidale J., Leyton F., Shearer P. Inner-core fine-scale structure from scattered waves recorded by LASA. *J. Geophys. Res.* 113:B09312, doi:10.1029/2007JB005412, 2008.
- Phinney R. A. Reflection of acoustic waves from a continuously varying interfacial region. *Rev. Geophys. Space Phys.* 8:517–532, 1970.
- Poupinet G., Pillet R., Sourriau A. Possible heterogeneity of the Earth's core deduced from PKIKP travel times. *Nature* 305:204–206, 1983.
- Poupinet G., Sourriau A., Coutant O. The existence of an inner core super-rotation questioned by tele- seismic doublets. *Phys. Earth Planet. Inter.* 118:77–88, 2000.
- Poupinet G., and B. L. N. Kennett. On the observation of high-frequency PKiKP and its coda in Australia. *Phys. Earth Planet. Inter.* 146:497–511, 2004.
- Pozzo M., Davies C., Gubbins D., Alfè D. Thermal and electrical conductivity of iron at Earth's core conditions. *Nature* 485:355–358, 2012.
- Rautian T. G., Khalturin V. G. The use of the coda for the determination of the earthquake source spectrum. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 68:923–948, 1978.
- Ritsema J., Deuss A., van Heijst H. J., Woodhouse J. H. S40RTS: a degree-40 shear-velocity model for the mantle from new Rayleigh wave dispersion, teleseismic

- travelttime and normal-mode splitting function measurements. *Journal Geophys. Int.* 184:1223–1236, 2011.
- Romanowicz B., Breger L. Anomalous splitting of free oscillations: a re-evaluation of possible interpretations. *Journal Geophys. Res.* 105(B9):21559–21578, 2000.
- Romanowicz B., Li X., Durek J. Anisotropy in the inner core: Could it be due to low-order convection? *Science* 274:963–966, 1996.
- Romanowicz B., Tkalčić H., Bréger L. On the origin of complexity in PKP travel time data, in *Earth's Core: Dynamics, Structure, Rotation, Geodyn. Ser.*, vol. 31, edited by V. Dehant et al., 31–44, AGU, Washington D.C. 2003.
- Sakai T., Ohtani E., Hirao N., Ohishi Y. Stability field of the hcp-structure for Fe, Fe-Ni, and Fe-Ni-Si alloys up to 3 Mbar. *Journal Geophys. Res. Lett.* 38:L09302, 2011.
- Sato H., Fehler M. C. Seismic wave propagation and Scattering in the homogeneous Earth. *AIP Press, New York.* 1998.
- Scherbaum F., D. Gillard, and N. Diechmann. Slowness power spectrum analysis of the coda composition of two micreearthquakes clusters in northern Switzerland. *Phys. Earth Planet. Inter.* 67:137–161, 1991.
- Sharrock D. S., Woodhouse J. H. Investigation of time dependent inner core structure by the analysis of free oscillation spectra. *Earth Planets Space* 50:1013–1018, 1998.
- Shearer P. M. Constraints on inner-core anisotropy from *PKP(DF)* travel-times. *Journal Geophys. Res.* 99(B10):19647–19659, 1994.
- Shearer P. M., Rychert C. A., Liu Q. On the visibility of the inner-core shear wave phase *PKJKP* at long periods. *Journal Geophys. Int.* 185:1379–1383, 2011.
- Shearer P. M., Toy K. M. *PKP(BC)* versus *PKP(DF)* differential travel-times and aspherical structure in the Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.* 96(B2):2233–2247, 1991.
- Shearer P. M., Toy K. M., Orcutt J. A. Axi-symmetric Earth models and inner core anisotropy. *Nature* 333:228–232, 1988.
- Singh S. C., Taylor M. A. J., Montagner J. P. On the presence of liquid in the Earth's

- inner core. *Science* 287:2471–2472, 2000.
- Slichter L. B. The fundamental free mode of the Earth's inner core. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*. 47:186–190, 1961.
- Smith M. L. Translational inner core oscillations of a rotating, slightly elliptical Earth, *Journal Geophys. Res.* 81(17):3055–3065, 1976.
- Smylie D. E. The inner core translational triplet and the density near Earth's center. *Science* 255:1678–1682, 1992.
- Shearer P., Masters G. The density and shear velocity contrast at the inner core boundary. *Journal Geophys. Int.* 102:491–498, 1990.
- Shearer P. M., Toy K. M. PKP(BC) versus PKP(DF) differential travel-times and aspherical structure in the Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.* 96(B2):2233–2247, 1991.
- Shearer P. M., Toy K. M., Orcutt J. A. Axi-symmetric Earth models and inner core anisotropy. *Nature* 333:228–232, 1988.
- Soloviev S. L. Seismicity of Sakhalin. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 43:95–102, 1965.
- Song X. Joint inversion for inner core rotation, inner core anisotropy, and mantle heterogeneity. *Journal Geophys. Res.* 105(B4):7931–7943, 2000.
- Song X., Li A. Support for differential inner core superrotation from earthquakes in Alaska recorded at South Pole station. *Journal Geophys. Res.* 105(B1):623–630, 2000.
- Song X., Helmberger D. V. *Geophys. Res. Lett.* 20:2591–2594, 1993.
- Song X., Helmberger D. V. Depth dependence of anisotropy of Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.* 100(B6):9805–9816, 1995.
- Song X., Helmberger D. V. Seismic evidence for an inner core transition zone. *Science* 282:924–927, 1998.
- Song X., Poupinet G. Inner core rotation from event-pair analysis. *Earth Planet. Sci. Lett.* 261:259–266, 2007.
- Song X., Richards P. Seismological evidence for differential rotation of the Earth's inner core. *Nature* 382:221–224, 1996.
- Song X., Xu X. Inner core transition zone and anomalous PKP(DF) waveforms from

- polar paths. *Journal Geophys. Res. Lett.* 29:1042, 2002.
- Sreenivasan B., Jones C. Structure and dynamics of the polar vortex in the Earth's core. *Geophys. Res. Lett.* 32:L20301, doi:10.1029/2005GL023841, 2005.
- Stevenson D. J. Limits of lateral density and velocity variation in the Earth's outer core. *Geoph. J. R. Astron. Soc.* 88:311–319, 1987.
- Souriau A., Souriau M., Ellipticity and density at the inner core boundary from subcritical PKiKP and PcP data. *Geophys. J. Int.* 98:39-54, 1989.
- Souriau A. Earth's inner core: Is the rotation real? *Science* 281:55, 1998.
- Souriau A., Souriau M. Ellipticity and density at the inner core boundary from subcritical PKiKP and PcP data. *Journal Geophys Int.* 98:39-54, 1989.
- Souriau A., Poupinet G. A latitudinal pattern in the structure of the outermost liquid-core, revealed by the travel times of SKKS-SKS seismic phases. *Journal Geophys. Res. Lett.* 17:2005–2007, 1990.
- Souriau A., Poupinet G. A study of the outermost liquid core using differential SKS, SKKS and S3KS phases. *Phys. Earth Planet. Inter.* 68:183–199, 1991.
- Souriau A., Poupinet G. Inner core rotation: a test at the worldwide scale. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 118:13–27, 2000.
- Souriau, A., and G. Poupinet. Inner core rotation: A critical appraisal, in *Earth's Core: Geodynamics, Structure, Rotation, Geodyn. Ser.*, vol. 31, edited by V. M. Dehant et al., p. 65 – 82, AGU, Washington, D. C., 2003
- Souriau A., Romanowicz B. Anisotropy in inner core attenuation: a new type of data to constrain the nature of the solid core. *Geophys. Res. Lett.* 23:1–4, 1996.
- Souriau A. and Romanowicz B. Anisotropy in the inner core: relation between P-velocity and attenuation. *Phys. Earth Planet. Inter.* 101:33-47, 1997.
- Souriau A., Roudil P. Attenuation in the uppermost inner core from broad-band GEOSCOPE PKP data. *Journal Geophys Int.* 123:527–587, 1995.
- Souriau A., Teste A., Chevrot S. Is there any structure inside the liquide outer core? *Journal Geophys. Res. Lett.* 30(11):1567-1571, 2003.
- Steinle-Neumann G., Stixrude L., Cohen R., Gulseren O. Elasticity of iron at the temperature of the Earth's inner core. *Nature* 413:57–60, 2001.

- Stevenson D. J. Limits of lateral density and velocity variation in the Earth's outer core. *Geoph. J. R. Astron. Soc.* 88:311-319, 1987.
- Stixrude L., Cohen R. E. High pressure elasticity of iron and anisotropy of Earth's inner core. *Science* 267:1972-1975, 1995.
- Stixrude L., Wasserman E., Cohen R. Composition and temperature of Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.* 102(B11):24729–24739, 1997.
- Stroujkova A., Cormier V. F. Regional variations in the uppermost 100 km of the Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.* 109:B10307, 2004.
- Su W., Dziewonski A. M. Inner core anisotropy in three dimensions, *Journal Geophys. Res.* 100:9831–9853, 1995.
- Su W. J., Dziewonski A. M., Jeanloz R. Planet within a planet: rotation of the inner core of Earth. *Science* 274:1883–1887, 1996.
- Sumita I., Olson P. A laboratory model for convection in Earth's core driven by a thermally heterogeneous mantle. *Science* 286:1547–1549, 1999.
- Sumita I., Yoshida S. Earth's core: Dynamics, Structure, Rotation. American Geophysical Union, Washington DC, p. 213 – 231, 2003.
- Sun X., Song X. Tomographic inversion for three-dimensional anisotropy of Earth's inner core. *Phys. Earth Planet. Inter.* 167:53–70, 2008.
- Tanaka S. Depth extent of hemispherical inner core from PKP(DF) and PKP(Cdiff) for equatorial paths. *Phys. Earth Planet. Inter.* 210:50–62, 2012.
- Tanaka S., Hamaguchi H. Degree one heterogeneity and hemispherical variation of anisotropy in the inner core from PKP(BC)-PKP(DF) times. *Journal Geophys. Res.* 102(B2):2925–2938, 1997.
- Tateno S., Hirose K., Komabayashi T., Ozawa H., Ohishi Y. The structure of Fe-Ni alloy in Earth's inner core. *Geophys. Res. Lett.* 39:L12305, 2012.
- Tateno S., Hirose K., Ohishi Y., Tatsumi Y. The structure of iron in Earth's inner core. *Science* 330:359–361, 2010.
- Teichmann M., Capps M. V. Surface reconstruction with anisotropic density-scaled alpha shapes, in *IEEE Visualization*, 67–72, 1998.
- Tsumura K. Determination of Earthquake Magnitude from Total Duration of

- Oscillation. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 15:7–18, 1967.
- Tilgner A. Precession driven dynamos. *Physics of Fluids* 17:034104, 2005.
- Tkalčic H. Large variations in travel times of mantle-sensitive seismic waves from the South Sandwich Islands: Is the Earth's inner core a conglomerate of anisotropic domains? *Journal Geophys. Res. Lett.* 37:L14312, 2010.
- Tkalčic H., Kennett B. L. N., Cormier V. F. On the inner-outer core density contrast from PKiKP/PcP amplitude ratios and uncertainties caused by seismic noise. *Journal Geophys. Int.* 179:425–443, 2009.
- Tkalčic H., Young M., Bodin T., Ngo S., Sambridge M. The shuffling rotation of the Earth's inner core revealed by earthquake doublets. *Nat. Geosci.* 6:497–502, 2013.
- Tromp J. Support for anisotropy of the Earth's inner core from free oscillations. *Nature* 366, 678–681, 1993.
- Tromp J. Normal-mode splitting due to inner-core anisotropy. *Journal Geophys. Int.* 121:963–968, 1995.
- Tseng T., Huang B., Chin B. Depth-dependent attenuation in the uppermost inner core from the Taiwan short period seismic array PKP data. *Journal Geophys. Res. Lett.* 28:459–462, 2001.
- Van Orman J. A. On the viscosity and creep mechanism on the Earth's inner core. *Geophys. Res. Lett.* 31:L20606, doi:10.1029/2004GL021209, 2004.
- Vidale J. E., Earle P. S. Fine-scale heterogeneity in the Earth's inner core. *Nature* 404:273–275, 2000.
- Vinnik L., Romanowicz B., Breger L. Anisotropy in the center of the inner-core. *Journal Geophys. Res. Lett.* 21:1671–1674, 1994.
- Vočadlo L., Alfè D., Gillan M. J., Price G. D. The properties of iron under core conditions from first principles calculations. *Phys. Earth Planet. Inter.* 140:101–125, 2003a.
- Vočadlo L., Alfè D., Gillan M. J., Wood I., Brodholt J., Price G. Possible thermal and chemical stabilisation of body-centred-cubic iron in the Earth's core. *Nature* 424:536–539, 2003b.
- Vočadlo L., Brodholt J., Alfè D., Gillan M. J., Price G. D. Ab initio free energy

- calculations on the polymorphs of iron at core conditions. *Phys. Earth Planet. Inter.* 117:123–137, 2000.
- Vočadlo L., Dobson D. P., Wood I. G. Ab initio calculations of the elasticity of hcp-Fe as a function of temperature at inner-core pressure. *Earth Planet. Sci. Lett.* 288:534–538, 2009.
- Vočadlo L., Wood I. G., Alfè D., Price G. D. Ab initio calculations on the free energy and high P-T elasticity of face-centred-cubic iron. *Earth Planet. Sci. Lett.* 268:444–449, 2008.
- Wahlström R. Duration magnitudes for Swedish earthquakes, *Geophysica* 16(2):171–183, 1980.
- Waszek L., Deuss A. Distinct layering in the hemispherical seismic velocity structure of Earth's upper inner core. *Journal Geophys. Res.* 116:B12313, 2011.
- Waszek L., Deuss A. A low attenuation layer in Earth's uppermost inner core. *Journal Geophys. Int.* 195:2005–2015, 2013.
- Waszek L., Irving J., Deuss A. Reconciling the hemispherical structure of Earth's inner core with its super-rotation. *Nat. Geosci.* 4:264–267, 2011.
- Wen L., Helmberger D.V., Ultra-low velocity zones near the core-mantle boundary from broadband PKP precursors, *Science* 279:1701–1703, 1998.
- Wen L., Niu F. Seismic velocity and attenuation structures in the top of the Earth's inner core. *Journal Geophys. Res.* 107(B11):2273, 2002.
- Widmer R., Masters G., Gilbert F. Observably split multiplets — data analysis and interpretation in terms of large-scale aspherical structure. *Journal Geophys. Int.* 111:559–576, 1992.
- Woodhouse J. H., Giardini D., Li X. Evidence for inner core anisotropy from free oscillations. *Journal Geophys. Res. Lett.* 13:1549–1552, 1986.
- Wookey J., Helffrich G. Inner-core shear-wave anisotropy and texture from an observation of PKJKP waves. *Nature* 454:873–876, 2008.
- Wright C., The Origin of Short-Period Precursors to PKP. *Bull. Seism. Soc. Am.* 65:765. 1975.
- Woodhouse J. H., Giardini D., Li X. Evidence for inner core anisotropy from free

- oscillations. *Geophys. Res. Lett.* 13:1549–1552, 1986.
- Yoshida S. I., Sumita I., Kumazawa M. Growth model of the inner core coupled with the outer core dynamics and the resulting anisotropy. *Journal Geophys. Res.* 101(B12):28085–28103, 1996.
- Yu W., Wen L. Inner core attenuation anisotropy. *Earth Planet. Sci. Lett.* 245:581–594, 2006a.
- Yu W., Wen L. Seismic velocity and attenuation structures in the top 400 km of the Earth's inner core along equatorial paths. *Journal Geophys. Res.* 111:B07308, 2006b.
- Yu W., Wen L. Complex seismic anisotropy in the top of the Earth's inner core beneath Africa. *Journal Geophys. Res.* 112:B08304, 2007.
- Yu W., Wen L., Niu F. Seismic velocity structure in the Earth's outer core. *Journal Geophys. Res.* 110:B02302, 2005.
- Zhang K, Schubert G. Magnetohydrodynamics in rapidly rotating spherical systems. *Ann. Review Fluid Mech.* 32:411-445, 2000.
- ZhouW., Yan H. Alpha shape and Delaunay triangulation in studies of protein-related interactions. *Briefings in Bioinformatics* 15(1):54-64, doi:10.1093/bib/bbs077, 2014.