Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

# ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ТЕОРИИ ПРОГНОЗА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ГЕОФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИТПЗ РАН)

УДК 550.34 Рег. N НИОКТР 121122300164-5 Рег. N ИКРБС

> УТВЕРЖДАЮ Директор ИТПЗ РАН чл.-корр. РАН

\_\_\_\_П.Н. Шебалин «\_\_\_\_» \_\_\_\_2022 г.

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ АНАЛИЗА СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ В ЦЕЛЯХ ИЗУЧЕНИЯ ОЧАГА, СРЕДЫ, СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ (промежуточный, этап 2022 года)

Руководитель НИР ст. науч. сотр., зав. лаб., канд. физ.-мат.наук

А.И. Филиппова

Подпись, дата

Москва 2022

# СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, ст. науч. сотр., зав. лаб., канд. физ.-мат. наук

Исполнители темы

гл. науч. сотр., докт. физ.-мат. наук

гл. науч. сотр., докт. физ.-мат. наук

вед. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук

ст. науч. сотр. канд. физ-мат. наук

ст. науч. сотр. канд. физ-мат. наук

ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук

ст. науч. сотр.

ст. науч. сотр. канд. тех. наук

лаборант- иссл.

Нормоконтролер

Подпись, дата

А.И. Филиппова (Введение, Заключение, раздел 3.2)

Р.Г. Новиков (разделы 1.2, 1.3)

М.В. Родкин (разделы 1.7, 3.1, 3.3)

М.Г. Шнирман (разделы 1.4, 1.5)

Е.М. Блантер (разделы 1.4, 1.5)

В.В. Гравиров (раздел 2)

К.В. Кислов (раздел 2)

А.В. Ландер (раздел 4)

А.С. Фомочкина (раздел 3.2)

И.С. Бурлаков (раздел 3.2)

О.В. Селюцкая

# РЕФЕРАТ

Отчет 74 страницы, 29 рисунков, 68 источников, 2 приложения

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ УСЕЧЕННОЕ ФУРЬЕ: МОДЕЛЬ КУРАМОТО; МНОГОМЕРНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ; МЕТОД РАСПРЕДЕЛЕННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ; ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ОЧАГОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ; ОЦЕНКА ОПАСНОСТИ ЦУНАМИ.

В 2022 году исследования по теме велись по четырем основным направлениям: развитие методов решения прямых и обратных задач; развитие методов сейсмометрии и сбора исследования очаговых параметров землетрясений; данных; оценка цунамиопасности побережий Камчатки. В рамках первого направления решалась задача по восстановлению функции с компактным носителем по ее усеченному преобразованию Фурье; рассматривалась обратная задача рассеяния для уравнений Шрёдингера; изучалось влияние задержки в прямой задаче для модели Курамото-Сакагучи на восстановление естественных частот в обратной задаче для модели Курамото; была рассмотрена асимметрия в самосогласованной обратной задаче для модели Курамото и ее связь с синхронизацией временных рядов; проведена работа по синтезу статистической оценки параметров многомерной линейной системы с одним входом и *m* выходами и анализу ее качества; обобщен метод SRP-PHAT на случай произвольного источника; предложена методика резонансных характеристик грунтов по спектральным *H/V*-отношениям. В рамках второго направления были выполнены теоретические исследования новых направлений сейсмометрии, особое внимание было уделено методу распределенного акустического зондирования; изучалось влияние температурного режима на сейсмические приборы, и был предложен метод выделения полезного сигнала на фоне помех, вызванных колебаниями температуры; была проведена оценка и тестирование современных цифровых систем сбора информации. В рамках исследований по третьему направлению были предложены обоснования физических моделей среднеглубоких и глубоких землетрясений; была построена и проанализирована с точки зрения сейсмотектоники детальная модель очага Тофаларского землетрясения 6 сентября 2021 г. (M<sub>w</sub>=5.4) в районе Восточного Саяна (Восточная Сибирь); изучалась связь напряженнодеформированного состояния коры и сейсмотектоники на примере Южного Тибета. В рамках четвертого направления были проведены оценки параметров возможных цунами в районе поселка Корф (Камчатка), порожденных землетрясениями в Алеутской зоне субдукции.

# СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ5
ВВЕДЕНИЕ
ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ9
1 Методы решения прямых и обратных задач9
1.1 Сверхразрешающее восстановление по усеченному преобразованию Фурье9
1.2 Обратная задача рассеяния для уравнений Шрёдингера
1.3 Влияние задержки в прямой задаче для модели Курамото-Сакагучи на
восстановление естественных частот в обратной задаче для модели Курамото16
1.4 Асимметрия в самосогласованной обратной задаче для модели Курамото и ее
связь с синхронизацией временных рядов19
1.5 Асимптотическое распределение оценки параметров многомерной линейной
системы в задаче с бесконечным числом мешающих параметров
1.6 Метод SRP-PHAT для локализации источников в твердых средах26
1.7 Резонансные характеристики грунтов по спектральным Н/V-отношениям28
2 Методы сейсмометрии и сбора данных31
2.1 Теоретические исследования новых направлений сейсмометрии
2.2 Влияние температурного режима на сейсмические приборы
2.3 Оценка и тестирование современных цифровых систем сбора информации35
3 Исследования очаговых параметров землетрясений
3.1 Обоснование физических моделей среднеглубоких и глубоких землетрясений38
3.2 Исследования Тофаларского землетрясения 6 сентября 2021 г. (М <sub>w</sub> =5.4) в
районе Восточного Саяна (Восточная Сибирь)44
3.3 Связь напряженно-деформированного состояния коры и сейсмотектоники на
примере Южного Тибета51
4 Оценки параметров возможных цунами в районе поселка Корф, порожденных
землетрясениями в Алеутской зоне субдукции54
ЗАКЛЮЧЕНИЕ
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ
ПРИЛОЖЕНИЯ:
Приложение А – Публикации по теме НИР, изданные в 2022 г71
Приложение Б – Доклады на конференциях по теме НИР в 2022 г73

# ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

# В настоящем отчете о НИР применены следующие сокращения и обозначения.

АД	—	асимптотически достаточный
AЭ	—	асимптотически эффективный
БД	—	база данных
БНО	_	Баксанская нейтринная обсерватория
ДВО РАН	—	Дальневосточное отделение РАН
ИПХ	_	импульсная переходная характеристика
ЛАН	_	локальная асимптотическая нормальность
МЛС	_	многомерная линейная система
МЭ	_	микроэлементный
НГБ	—	нефтегазоносный бассейн
СКО	_	среднеквадратичное отклонение
ФИЦ ЕГС РАН	_	Федеральный исследовательский центр Единая геофизическая
		служба РАН
ANSS	—	Advanced National Seismic System
BF	_	Бирюсинский разлом
DAS	_	Distributed Acoustic Sensing
DSS	_	Distributed Strain Sensing
DVS	—	Distributed Vibration Sensing
ESF	_	Восточно-Саянский разлом
GCMT	—	Global Centroid Moment Tensor
GPS	_	Global Positioning System
ISC-GEM	_	International Seismological Centre-Global Earthquake Model
isf	_	IASPEI seismic format
JF	_	Жомболокский разлом
JLF	_	Жомболокское лавовое поле
MSF	_	Главный Саянский разлом
SRP-PHAT	_	steered response power phase alignment transform
USGS	_	United States Geological Survey

#### введение

Разработка новых методов решения прямых и обратных задач в настоящее время остается актуальной для получения корректных результатов во всех областях сейсмологии. В рамках работ по теме в 2022 году рассматривался широкий круг прямых и обратных задач и развивался математический аппарат их решения. Одно из наиболее важных исследований в этом направлении связано с восстановлением функции с компактным носителем на  $R^d$  по её преобразованию Фурье, ограниченному на шар  $B_r$ фиксированного радиуса  $r = 2 \pi/\lambda$  (то есть по усеченному преобразованию Фурье). Значимость этой работы связана с тем, что предложенные в ней формулы, позволяющие восстанавливать детали функции за дифракционным пределом (со сверхразрешением), могут быть применены не только к анализу сейсмических данных, но и ко всем областям физики, где используется преобразование Фурье. Пожалуй, не менее актуальной являлась спектральная задача рассеяния для уравнений Шрёдингера, для которой было рассмотрено восстановление по непереопределённым монохроматическим данным рассеяния и восстановление фазы по данным рассеяния без фазовой информации. Потенциальные приложения проведенных исследований включают акустическую томографию и томографию с использованием элементарных частиц.

Кроме того, были проведены работы по синтезу статистической оценки параметров многомерной линейной системы (МЛС) с одним входом и *m* выходами и анализу ее качества. Исследовался случай, когда одномерный входной сигнал МЛС представляет собой детерминированный процесс, значения которого являются неизвестными мешающими параметрами. Оценка основывалась только на наблюдениях выходных сигналов МЛС, искаженных случайным гауссовским стационарным шумом с известными спектром.

Помимо разработки новых методов, были предложены обобщения и модификации некоторых существующих подходов анализа сейсмических данных. В рамках прикладной задачи локации источников акустической эмиссии по наблюдениям малоапертурных антенных решеток был обобщен метод SRP-PHAT на случай волнового распространения в твердых средах. Также был усовершенствован статистический подход для определения резонансных частот грунтов по спектральным *H*/*V*-отношениям, позволяющий с высокой достоверностью выделять резонансные частоты колебаний грунтовой толщи.

Большое внимание в 2022 году также уделялось теоретическим исследованиям новых направлений сейсмометрии, а именно технологиям использования оптического волокна в качестве линейного набора сейсмических приборов, в том числе методу

распределенного акустического зондирования (DAS). Эти работы имеют высокую практическую значимость, во-первых, потому, что для сейсмологических приложений могут быть использованы существующие телекоммуникационные оптоволоконные кабели. Во-вторых, как показывает мировая практика, в ближайшее время с помощью DAS можно будет получать качественные данные практически под любую сейсмологическую задачу. Кроме того было продолжено изучение влияния температурного режима на сейсмические приборы и был предложен метод выделения полезного сигнала на фоне помех, вызванных колебаниями температуры.

Принципиальным для понимания физики очага землетрясения является проведенное по теме в 2022 году исследование, направленное на выявление очаговых параметров землетрясений, с помощью которых можно было бы подтвердить или опровергнуть ту или иную модель, объясняющую возникновение глубоких землетрясений. Отметим, что ранее такие параметры выявлены не были. Практическая значимость этой работы заключается в том, что учет различия физических механизмов разноглубинных землетрясений предполагает возможность различия характера их предвестников, что представляется существенным в плане уточнения алгоритмов прогноза землетрясений.

В отчете также приведены результаты детальных исследований Тофаларского землетрясения (M<sub>w</sub>=5.4), которое произошло 6 сентября 2021 г. в районе Восточного Саяна (Восточная Сибирь). Актуальность этой работы связана, во-первых, с отсутствием информации о напряженно-деформируемом состоянии земной коры в рассматриваемом районе, так как ранее за весь период инструментальных наблюдений здесь регистрировались лишь немногочисленные сейсмические события с M<4.0. Во-вторых, интерес к данному землетрясению обусловлен его возможной связью с малоизученным северо-западным сегментом Главного Саянского разлома, являющегося границей между Сибирской платформой и Саяно-Байкальским складчатым поясом. Отметим, что представляют полученные нами результаты также интерес для построения корреляционных соотношений между магнитудой, размерами очага и скоростью разрывообразования для относительно слабых землетрясений, так как обычно в мировой практике для этого используются события с M>6.0.

В рамках темы в 2022 году были продолжены чрезвычайно важные с практической точки зрения работы по оценке цунамиопасности побережий Камчатки, проводимые совместно с Институтом Вулканологии ДВО РАН (г. Петропавловск-Камчатский) и с Федеральным исследовательским центром информационных и вычислительных технологий (г. Новосибирск). Было проведено моделирование цунамигенных очагов

землетрясений Алеутской дуги и оценка высот вызванных ими цунами в районе поселка Корф, расположенного на северо-восточном побережье Камчатки.

Исследования по теме в 2022 г. выполнялись в рамках приоритетных направлений, определенных Планом фундаментальных поисковых научных исследований на 2021–2030 гг. (Приложение 1 к Программе фундаментальных научных исследований в Российской Федерации на долгосрочный период (2021–2030 гг.), утвержденной Распоряжением Правительства Российской Федерации от 31 декабря 2020 г. No 3684-p): 1.5.1.6. «Изучение и прогнозирование катастрофических явлений (землетрясения, извержения вулканов, цунами); оценки сейсмической, вулканической и цунами опасности» и 1.5.1.5. Сейсмология и методы сейсмической томографии.

# ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

### 1 Методы решения прямых и обратных задач

## 1.1 Сверхразрешающее восстановление по усеченному преобразованию Фурье

# Введение

Хорошо известно, что при восстановлении структуры объекта по результатам его зондирования волнами длины  $\lambda$  имеется дифракционный предел. Этот предел состоит в том, что детали объекта меньше чем  $\lambda/2$  не восстанавливаются или почти не восстанавливаются при использовании стандартных численных методов. В 2022 г. нами был разработан математический подход к преодолению этого предела (то есть к сверхразрешению) без существеных априорных предположений на неизвестную структуру. Исходная задача моделируется как задача восстановления функции с компактным носителем на  $R^d$  по ее преобразованию Фурье, ограниченному на шар  $B_r$  фиксированного радиуса  $r = 2 \pi/\lambda$  (то есть по усеченному преобразованию Фурье). Такая модель возникает, например, как задача восстановления в монохроматической акустической томографии в борновском приближении.

## Постановка задачи

Рассмотрим преобразование Фурье *F*, определяемое формулой:

$$\mathcal{F}[v](p) = \hat{v}(p) := (2\pi)^{-d} \int_{\mathbb{R}^d} e^{ipq} v(q) dq, \qquad p \in \mathbb{R}^d,$$
(1)

где *v* — комплексная пробная функция на  $R^d$ ,  $d \ge 1$ .

Пусть  $B_{\rho} := \{ q \in \mathbb{R}^d : |q| < \rho \}, \rho > 0.$ 

<u>Задача 1.</u> Найти  $v \in L^2(\mathbb{R}^d)$ , где  $supp v \subset B_\sigma$ , по  $\hat{v} = \mathcal{F}v$ , заданному на шаре  $B_r$ (возможно с шумом) при фиксированных  $r, \sigma > 0$ .

Задача 1 возникает в различных областях, таких как анализ Фурье, линеаризованное обратное рассеяние и обработка изображений, и широко изучалась в литературе. Решение этой задачи значительно осложняется тем, что она экспоненциально неустойчива при фиксированных r,  $\sigma > 0$ . Тем не менее, существует несколько методов теоретического и численного подхода к этой проблеме (см. [1, 2] и ссылки в них).

Традиционный подход к решению задачи 1 основан на следующем приближении:

$$v \approx v_{\text{naive}} := \mathcal{F}^{-1}[w](q) = \int_{B_r} e^{-ipq} w(p) dp \qquad q \in B_\sigma,$$
(2)

где  $F^{-1}$  – стандартное обратное преобразование Фурье, а *w* таково, что  $w|_{Br}$  совпадает с данными задачи 1 и  $w|_{Rd\backslash Br} \equiv 0$ .

Формула (2) приводит к устойчивой и точной реконструкции при достаточно больших *r*. Однако существует известный дифракционный предел: мелкие детали (особенно меньше  $\pi/r$ ) размываются. Нами был разработан новый подход к сверхразрешению по сравнению с разрешением (2).

# Предварительные рассмотрения

Для удобства рассмотрим масштабирование *v* по размеру его носителя:

$$v_{\sigma}(q) := v(\sigma q), \qquad q \in \mathbb{R}^d.$$
 (3)

Отметим, что  $supp v_{\sigma} \subset B_1$ .

Пусть

$$c := r\sigma. \tag{4}$$

Данные задачи 1 (для случая без шума) можно представить следующим образом

[1]:

$$\hat{v}(rx) = (2\pi)^{-1} \sigma \mathcal{F}_c[v_\sigma](x), \qquad d = 1,$$
(5)

$$\hat{v}(rx\theta) = (2\pi)^{-d} \sigma^d \mathcal{F}_c \mathcal{R}_\theta[v_\sigma]](x), \qquad d \ge 2,$$
(6)

где  $x \in [-1,1], \ \theta \in \mathbb{S}^{d-1}, \ c = r\sigma, \ v_{\sigma}(q) = v(\sigma q),$ 

операторы  $F_c$  и  $R_\theta$  определяются как

$$\mathcal{F}_{c}[f](x) := \int_{-1}^{1} e^{icxy} f(y) dy, \qquad x \in [-1, 1],$$
(7)

$$\mathcal{R}_{\theta}[u](y) := \int_{q \in \mathbb{R}^d, q \theta = y} u(q) dq, \qquad y \in \mathbb{R},$$
(8)

где f – пробная функция на [-1, 1], а u – пробная функция на  $R^d$ .

Напомним, что  $R_{\theta}[u] \equiv R[u](\cdot, \theta)$ , где  $R_{\theta}$  определяется формулой (8), а R – классическое преобразование Радона. Представление (6) следует из проекционной теоремы теории преобразований Радона.

Оператор  $F_c$ , определяемый формулой (7), является вариантом зонноограниченного преобразования Фурье. Этот оператор является одним из ключевых объектов теории вытянутых сфероидальных волновых функций. В частности, оператор  $F_c$ имеет следующее сингулярное разложение в  $L^2([-1, 1])$ :

$$\mathcal{F}_{c}[f](x) = \sum_{j \in \mathbb{N}} \mu_{j,c} \psi_{j,c}(x) \int_{-1}^{1} \psi_{j,c}(y) f(y) dy,$$
(9)

где  $(\psi_{j,c})_{j\in\mathbb{N}}$  – вытянутые сфероидальные волновые функции, а собственные значения  $\{\mu_{j,c}\}_{j\in\mathbb{N}}$  удовлетворяют:

$$0 < |\mu_{j+1,c}| < |\mu_{j,c}|, \qquad j \in \mathbb{N} = \{0, 1, 2...\},$$
(10)

$$\left\lfloor \frac{2c}{\pi} \right\rfloor - 1 \le \left| \{j \in \mathbb{N}, \ |\mu_{j,c}| \ge \sqrt{\pi/c} \} \right| \le \left\lceil \frac{2c}{\pi} \right\rceil + 1, \tag{11}$$

где [·] и [·] обозначают функции пола и потолка соответственно, а  $| \cdot | -$ количество элементов в множестве,  $\mu_{j,c}$  суперэкспоненциально убывают при  $j \to \infty$ .

Функции (ψ<sub>j,c</sub>)<sub>j∈N</sub> являются некоторыми из волновых функций, введенных Нивеном в 1880 г. для решения уравнения Гельмгольца в вытянутых сфероидальных координатах. Первоначально (ψ<sub>j,c</sub>)<sub>j∈N</sub> определялись как собственные функции спектральной задачи:

$$[(1-x^2)\psi']' + c^2 x^2 \psi = \chi \psi, \qquad \psi \in C^2([-1,1]).$$
(12)

На то, что  $(\psi_{j,c})_{j\in\mathbb{N}}$  являются собственными функциями конечного преобразования Фурье  $F_c$ , определяемого формулой (7), указывали Слепян и Поллак в 1961 г. как на частный случай более общих интегральных соотношений, которым удовлетворяют волновые функции Нивена: "Эти функции... обладают свойствами, которые делают их идеально подходящими для изучения некоторых вопросов, касающихся взаимосвязи между функциями и их преобразованиями Фурье".

## Формулы восстановления

При *d* = 1:

$$v_{\sigma} = 2\pi(\sigma)^{-1} \mathcal{F}_c^{-1}[\hat{v}_r],\tag{13}$$

где  $\hat{v}_r(x) = \hat{v}(rx), x \in [-1, 1],$ 

$$\mathcal{F}_{c}^{-1}[g](y) = \sum_{j \in \mathbb{N}} (\mu_{j,c})^{-1} \psi_{j,c}(y) \int_{-1}^{1} \psi_{j,c}(x) g(x) dx,$$
(14)

g – пробная функция из образа  $F_c$ , действующего на  $L^2([-1, 1])$ .

При *d* ≥ 2:

$$v_{\sigma} = (2\pi)^d (\sigma)^{-d} \mathcal{R}^{-1}[f_{r,\sigma}], \tag{15}$$

 $f_{r,\sigma}(y,\theta)=\mathcal{F}_c^{-1}[\hat{v}_{r,\theta}](y),$  при  $y\in[-1,\,1],$  и  $f_{r,\sigma}{=}\,0$  в противном случае,

$$\hat{v}_{r,\theta}(x) = \hat{v}(rx\theta), \qquad x \in [-1,1], \ \theta \in \mathbb{S}^{d-1}$$

Для случая зашумленных данных в задаче 1 оператор  $F_c^{-1}$  аппроксимируется оператором конечного ранга  $F_{n,c}^{-1}$ , определяемым формулой:

$$\mathcal{F}_{n,c}^{-1}[g](y) := \sum_{j=0}^{n} (\mu_{j,c})^{-1} \psi_{j,c}(y) \int_{-1}^{1} \psi_{j,c}(x) g(x) dx.$$
(16)

Оператор  $F_{n,c}^{-1}$  корректно определен на  $L^2([-1, 1])$  для любого  $n \in \mathbb{N}$ . Кроме того,  $F_{n,c}^{-1}[g]$  является квазирешением в смысле Иванова для уравнения  $F_c[f] = g \in L^2([-1, 1])$  на линейной оболочке первых n + 1 функций  $(\psi_{j,c})_j \leq n$ . Ранг n является параметром регуляризации.

Примеры восстановления с сверхразрешением для одномерного (d = 1) и двумерного (d = 2) случаев приведены на Рисунке 1.



Рисунок 1. Примеры восстановления с сверхразрешением для d = 1 (a) и d = 2 (b): Premiage – исходная функция, Naive Inverse Fourier – восстановление по формуле (2), Superresolution – восстановление со сверхразрешением по (13, 14) для (a) и по (15, 16) для (b).

# Выводы

Предложены новые формулы для восстановления функции с компактным носителем на  $R^d$  по ее преобразованию Фурье, ограниченному на шар  $B_r$  фиксированного радиуса  $r = 2 \pi/\lambda$ , (то есть по усеченному преобразованию Фурье). Формулы основаны на теории вытянутых сфероидальных волновых функций и обращении преобразования Радона. Полученные результаты дают сверхразрешающее восстановление, то есть позволяют восстанавливать детали за дифракционным пределом, то есть детали размера меньше чем  $\pi/r$ , где *r* это радиус шара, упомянутого выше.

# По результатам раздела 1.1 опубликованы статьи:

 Isaev M., Novikov R.G. Reconstruction from the Fourier transform on the ball via prolate spheroidal wave functions // Journal des Mathematiques Pures et Appliquees. 2022. V. 163. P. 318–333. doi:10.1016/j.matpur.2022.05.008 2. Isaev M., Novikov R.G., Sabinin G.V. Numerical reconstruction from the Fourier transform on the ball using prolate spheroidal wave functions // Inverse Problems. 2022. V. 38. № 10. Article 105002. doi:10.1088/1361-6420/ac87cb

# 1.2. Обратная задача рассеяния для уравнений Шрёдингера

# Введение

Цикл работ [3–5] посвящен обратной задаче рассеяния для уравнений Шрёдингера. Рассматриваемые результаты включают восстановление по непереопределённым монохроматическим данным рассеяния, формулы для восстановления фазы по данным рассеяния без фазовой информации. Потенциальные приложения проведенных исследований включают акустическую томографию и томографию с использованием элементарных частиц.

Известно, что для уравнений типа Шрёдингера имеется много важных потенциалов, для которых в размерности d = 1 это уравнение является точно решаемым при всех энергиях, а в размерности d = 2 – при одной фиксированной энергии. При построении и исследовании таких потенциалов эффективно работают методы теории солитонов, включая преобразования типа Дарбу–Мутара. С другой стороны, в размерностях d = 2 и выше набор точно решаемых при всех энергиях случаев без высокой симметрии потенциала весьма ограничен. Один из таких случаев – уравнение Шрёдингера с потенциалом, являющимся суммой точечных потенциалов типа Бете–Пайерлса.

### Постановка задачи

Рассмотрим стационарное уравнение Шрёдингера (в безразмерных переменных):

$$-\Delta \psi + V(x)\psi = E\psi, \quad V(x) = v_0(x) + v(x), \quad x \in \mathbb{R}^d, \quad d = 1, 2, 3,$$
(17)

где  $v_0(x)$  – вещественная достаточно регулярная функция на  $R^d$ , достаточно быстро убывающая на бесконечности, а v(x) – сумма *n* точечных рассеивателей, которую формально можно записать в виде:

$$v(x) = \sum_{j=1}^{n} \varepsilon_j \delta(x - y_j).$$
(18)

Хорошо известно, что точечные рассеиватели определены лишь в размерностях d = 1, 2, 3. Если d = 1, то точечный рассеиватель – это просто стандартная  $\delta$ -функция Дирака с произвольным коэффициентом. Если d = 2 или d = 3, то  $\varepsilon \delta(x)$  обозначает "ренормализованную"  $\delta$ -функцию, зависящую от одного вещественного параметра  $\varepsilon = \varepsilon(\alpha)$ .

#### Результаты

Рассматривая уравнение (17) в ограниченной области *D* с регулярной границей *дD* и граничным условием Робина:

$$a(x)\psi(x) + b(x)\frac{\partial\psi(x)}{\partial\nu}\Big|_{\partial D} = 0,$$
(19)

где  $\partial/\partial v$  обозначает производную вдоль внешней нормали v к границе области, была доказана <u>теорема 1</u> и <u>лемма 1</u>. Отметим, что условие (19) включает в себя граничные условия Дирихле и Неймана как частные случаи. Мы также предполагаем, что *supp* v(x) лежит строго внутри *D*.

<u>Теорема 1.</u> Пусть *E* является собственным значением кратности m > n для задачи (17), (19) с  $V(x) \equiv v_0(x)$ . Тогда *E* является также собственным значением кратности не менее m-n для задачи (17), (19) с  $V(x) = v_0(x)+v(x)$ , где v(x) – потенциал из (18).

<u>Лемма 1.</u> Пусть  $\psi(x)$  удовлетворяет уравнению (17) с  $V(x) \equiv v_0(x)$  и, кроме того,  $\psi(y_j) = 0, j = 1, ..., n$ , где точки  $y_j$  те же, что и в (18). Тогда  $\psi(x)$  удовлетворяет также уравнению (17) с  $V(x) = v_0(x) + v(x)$ .

Рассматривая для уравнения (17) задачу о спектрах частичной прозрачности (transmission eigenvalues) была доказана <u>теорема 2</u>.

Энергия *E* называется энергией частичной прозрачности (interior transmission eigenvalue) для уравнения (17) в области *D*, если существует ненулевая пара функций  $\varphi(x)$ ,  $\psi(x)$  такая, что:

 $\psi(x)$  удовлетворяет (17) в области D, (20)

$$-\Delta\phi(x) = E\phi(x), \qquad x \in D,$$
(21)

$$\psi(x) \equiv \phi(x), \quad \frac{\partial}{\partial \nu} \psi(x) \equiv \frac{\partial}{\partial \nu} \phi(x) \,$$
для всех  $x \in \partial D.$  (22)

При этом размерность пространства таких пар называется кратностью энергии частичной прозрачности. Отметим, что в случае  $V(x) \equiv 0$  эта кратность бесконечна для d > 1. Как и раньше мы также предполагаем, что *supp* v(x) лежит строго внутри *D*.

<u>Теорема 2.</u> Пусть *E* является энергией частичной прозрачности кратности m > n для уравнения (17) с  $V(x) \equiv v_0(x)$  в области *D* в смысле (20)–(22). Тогда *E* является также энергией частичной прозрачности кратности не менее m-n для задачи (17) в смысле (20)–(22) с  $V(x) = v_0(x)+v(x)$ , где v(x) – потенциал из (18).

### Выводы

Для уравнения Шредингера с потенциалом, который является суммой регулярного и конечного набора точечных рассеивателей типа Бете-Пайерлса, рассмотрена спектральная задача с линейными однородными граничными условиями, включая случаи Дирихле, Неймана и Робина. Показано, что если энергия *E* является собственным значением кратности *m*, то после добавления к потенциалу дополнительных n < m точечных рассеивателей она остается собственным значением кратности не менее m-n. Как следствие, поскольку для нулевого потенциала все энергии являются энергиями частичной прозрачности бесконечной кратности, то для *n*-точечных потенциалов это свойство также имеет место.

### По результатам раздела 1.2 опубликованы статьи:

 Гриневич П.Г., Новиков Р.Г. Спектральное неравенство для уравнения Шрёдингера с многоточечным потенциалом // Успехи математических наук. 2022. Т. 22, Вып. 6(468).
 С. 69–76. https://doi.org/10.4213/rm10080

2. Novikov R.G. Multidimensional inverse scattering for the Schrödinger equation, In: Cerejeiras, P., Reissig, M. (eds) Mathematical Analysis, its Applications and Computation. ISAAC 2019. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics, vol. 385, pp. 75–98 (2022). Springer, Cham https://doi.org/10.1007/978-3-030-97127-4\_3

3. Novikov R.G., Sivkin V.N. Fixed-distance multipoint formulas for the scattering amplitude from phaseless measurements // Inverse Problems. 2022. V. 38. № 2. Article 025012. doi:10.1088/1361-6420/ac44db

По результатам раздела 1.2 сделаны доклады на конференциях и опубликованы тезисы конференций:

1. Novikov R.G. Multipoint formulas for inverse scattering // Тезисы XIV международной молодежной научной школы-конференции «Теория и численные методы решения обратных и некорректных задач», посвященной 90-летию со дня рождения академика М.М. Лаврентьева. Новосибирск, Академгородок, 24–27 декабря 2022 г. http://conf.nsc.ru/tcmiip2022/reportview/716002

2. Novikov R. Multidimensional inverse scattering for the Schrödinger equation // Научная конференция "Современные проблемы обратных задач", посвященная 90-летию со дня рождения академика М.М. Лаврентьева. Новосибирск, Академгородок, 19–23 декабря 2022 г.

# 1.3 Влияние задержки в прямой задаче для модели Курамото-Сакагучи на восстановление естественных частот в обратной задаче для модели Курамото

# Постановка задачи

Основная сложность при прогнозировании сильнейших землетрясений состоит в недостаточной статистике, поскольку сильные события случаются редко по отношению к доступным наблюдениям. Подобная ситуация характерна также для крупнейших аномалий солнечного цикла. За последние 100 лет в солнечных данных наблюдается достаточно регулярный солнечный цикл со средним периодом 10.75 лет, так называемый 11-летний солнечный цикл, представленный на Рисунке 2 слева для тороидальной (сверху) и полоидальной (снизу) составляющих магнитного поля Солнца. Аномальный цикл с максимумом в районе 1970 г. соответствует предшествующему ему скачку фазы полярного поля в южной полусфере в 60-х гг. (Рисунок 2, справа снизу). Целью данной работы было создание простой модели, позволяющей симулировать подобные события на достаточно длинном интервале времени, недостижимом в имеющихся наблюдениях, и определить критические параметры модели, определяющие длину интервала между сильнейшими событиями, соответствующие скоростям меридионального потока Солнца.



Рисунок 2. Солнечные данные в северной (сверху) и южной (снизу) полусферах. Слева: тороидальная (сверху) и полоидальная (снизу) компоненты магнитного поля Солнца. Справа: фаза тороидальной компоненты (справа) и разность фаз между тороидальной и полоидальной компонентами (снизу).

### Модель Курамото-Сакагучи

В качестве исходной модели для исследования рассматривалась цепная модель Курамото-Сакагучи, состоящая из трех ячеек в каждой полусфере со связью через экватор. Тороидальной компоненте магнитного поля соответствуют две ячейки L и H, связь между которыми осуществляется без задержки. Полярные ячейки являются крайними в цепочке, связь с полярной ячейкой осуществляется через ячейку H, определяется коэффициентом  $\kappa_0$  и задержкой  $\delta$ . Кросс-экваториальная связь осуществляется между двумя экваториальными ячейками L, не имеет задержки и определяется коэффициентом k. Показано, что при положительных коэффициентах связи задержка, соответствующая наблюдаемой в солнечных данных разности фаз, должна быть

равна  $\delta = d + \pi$ , где  $0 < d < \frac{\pi}{2}$ .

# Симуляция катастрофических событий

На Рисунке 3 представлен вариант модельной симуляции событий фазовой десинхронизации между ячейками, соответствующими полоидальной и тороидальной компонентам магнитного поля при сохранении синхронизации между двумя ячейками тороидальной компоненты в одной полусфере и между двумя экваториальными ячейками в разных полусферах. Время на оси X в модельных годах. Несмотря на нерегулярность появления событий в каждой полусфере, они обладают характерным периодом, подобным периоду между характеристическими землетрясениями.



Рисунок 3. Симуляции событий фазовой де-синхронизации в северной (сверху) и южной (снизу) полусферах.

# Характерный период между событиями в хаотической области

Мы исследовали влияние параметров модели на длину характерного периода между событиями. Было получено ограничение на задержку, как граница сверху на  $\cos \delta$ , определяемая из естественных частот ячеек и скорости развития катастрофы. Выполнение ограничения существование катастрофических событий. Затем означает ДЛЯ фиксированных естественных частот и параметров связи определялся максимальный период по всем задержкам, входящим в интервал возможных значений задержки. Результат состоит в том, что значительная область длинных периодов возникает при близости  $\omega_P$  и  $\omega_L$ , а кросс-экваториальная связь в диапазоне значений от 0.5 до 2 вообще не влияет на длину периода. Если разница между  $\omega_P$  и  $\omega_H$  уменьшается, то уменьшается и область значений параметров связи, в которой реализуемо искомое хаотическое решение, а вместе с ней и область длинных периодов, но при сильной разнице в естественных частотах  $\omega_P$  и  $\omega_L$  большие периоды вообще не возникают. На Рисунке 4 показан пример области длинных периодов в зависимости от параметров связи.



Рисунок 4. Зона длинных периодов в зависимости от естественных частот при постоянной кросс-экваториальной связи k=2. Цветовая шкала (справа) определяется целыми числами от 1 до 4, соответствующими характерным интервалам между катастрофами T<25, 25<T<75, 75<T<125 и T>125 модельных лет.

### Результаты

В качестве основного результата данной работы было установлено, что асимметрия критическим образом влияет на установление режима (периодического или хаотического) и на длину периода между катастрофами. В данной модели мы имеем дело с двумя видами асимметрии: асимметрия естественных частот и параметров связи в одной полусфере и асимметрия между двумя полусферами. Обе существенно влияют на интервал между катастрофами.

Восстановление параметра задержки связи между ячейками в обратной задачи оказалось неустойчиво вне зоны полной синхронизации.

Задержка в модели Курамото-Сакагучи характеризует асимметрию между параметрами связи, которая является существенной для режима де-синхронизации и влияет на период между катастрофами.

# Применение и дальнейшее развитие

Полученные результаты показали, что при исследовании катастрофических событий следует принимать во внимание асимметрию параметров, в то время как стандартные модели солнечного динамо, как правило, рассматривают симметричную постановку.

Для того, чтобы избежать сложностей в определении нелинейной задержки и разделить воздействие асимметрии между полусферами от асимметрии связи в одной полусфере, предлагается разделить задачу на две: сначала исследовать роль асимметрии связи в цепочке Курамото с тремя осцилляторами (модель одной полусферы), а потом уже совместить две модели в одну, добавив кросс-экваториальную связь. В связи с этим мы перешли к решению следующей задачи (см. п. 1.4).

# 1.4 Асимметрия в самосогласованной обратной задаче для модели Курамото и ее связь с синхронизацией временных рядов

# Введение

В разделе 1.3 было установлено, что на период между катастрофическими событиями влияет асимметрия между параметрами связи, выражаемая в случае модели Курамото-Сакагучи параметром задержки. В данном разделе был разработан математический аппарат, позволяющий связать асимметрию между параметрами связи с асимметрией параметра порядка и таким образом характеризовать режим синхронизации двух наблюдаемых временных рядов. Модель была разработана для применения к синхронизации тороидальной и полоидальной компонент магнитного поля Солнца. Связь этих компонент является естественным следствием механизма солнечного динамо и основой для прогноза солнечного цикла.

### Модель Курамото

В качестве модели рассматривается цепочка из трех осцилляторов, связанных уравнениями Курамото с двумя различными коэффициентами связи  $\kappa_{12} = \kappa_{21} = k + \Delta k$  и

 $\kappa_{23} = \kappa_{32} = k - \Delta k$ . Два крайних осциллятора (первый и третий) связаны через средний (второй) и их фазы соответствуют наблюдаемым фазам тороидальной и полоидальной компонент солнечного магнитного поля. Модель является обобщением модели [6] поскольку не предполагает, что параметры связи одинаковы ( $k \neq 0, \Delta k \neq 0$ ), а естественная частота среднего осциллятора не совпадает с частотой синхронизации ( $\omega_2 \neq \Omega$ . На Рисунке 5 показаны зоны синхронизации (красная), анти-синхронизации (синяя), десинхронизации (желтая) и частичной синхронизации (белая) в зависимости от параметров связи. Сила связи *s* в модели определяется максимумом между |k| и  $|\Delta k|$ , а асимметрию связи  $-1 < \sigma < 1$  мы характеризуем отношением  $\sigma = k/s, s = |\Delta k|$  или  $\sigma = \Delta k/s, s = |k|$ . Мы обобщили понятие параметра порядка *r* для данной модели и получили, что в зоне синхронизации (анти-синхронизации) параметр порядка постоянен и положительные значения, а в зоне де-синхронизации ведет себя хаотически и может стать отрицательным. Подобно классической модели Курамото, параметр порядка растет с ростом силы связи. В случае общего положения  $r(\sigma, s) \neq r(-\sigma, s)$  и мы определяем асимметрию параметра порядка

как  $A(\sigma,s) = |r(\sigma,s) - r(-\sigma,s)|.$ 



Рисунок 5. Фазовая диаграмма синхронизации для цепочки из трех осцилляторов, связанных уравнениями Курамото. Зоны (в зависимости от параметров связи): синхронизации – красныйая, анти-синхронизации – синяя, десинхронизации – желтая и частичной синхронизации – белая. Синхронизация соответствует стабильной разности фаз  $|\alpha| < \frac{\pi}{2}$  (красные зоны) и  $|\alpha| > \frac{\pi}{2}$  (синие зоны). Собственные частоты  $\omega_1$ =1.07,  $\omega_2$ =0.29,  $\omega_3$ =0.39.

## Асимметрия параметра порядка

Зависимость асимметрии параметра порядка от силы связи была исследована в прямой и обратной задачах. В прямой задаче асимметрия параметра порядка квадратично убывает с ростом силы связи. В самосогласованной обратной задаче убывание асимметрии параметра порядка в зависимости от силы связи, при которой происходит восстановление, определяется режимом синхронизации и вариативностью естественных частот во времени. В случае де-синхронизации и частичной синхронизации асимметрия убывает как 1/  $\hat{s}$ , в случае синхронизации, асимметрия убывает экспоненциально, если естественные частоты постоянно и квадратично, если естественные частоты медленном меняются во времени. В случае конечных серий наблюдаемые показатели степени могут отличаться от теоретических. Максимальная асимметрия параметра порядка при постоянных параметрах восстановления соответствует границе между областями синхронизации и частичной синхронизации и частичной синхронизации и частичной синхронизации и синхронизации и синхронизации и частичной синхронизации между областями синхронизации и частичной синхронизации и частичной синхронизации и частичной синхронизации воранетра порядка при постоянных параметрах восстановления соответствует границе между областями синхронизации и частичной синхронизации.

### Результаты и их применение

В применении к солнечным данным мы получили наклон асимметрии параметра порядка вблизи 2 в северной полусфере, где синхронизация сохраняется на всем интервале наблюдений, и равной 1 в южной полусфере, где присутствует эпизод десинхронизации. Интервал времени перед катастрофой показывает большую асимметрию, чем в среднем, что свидетельствует о сдвиге системы в сторону де-синхронизации (см. Рисунок 6 слева).



Рисунок 6. Обратная задача для солнечных данных: асимметрия параметра порядка (слева) и восстановленные собственные частоты (справа) в северной (сверху) и южной

(снизу) полусферах. Слева: асимметрия, рассчитанная для всего интервала наблюдений (1915–2007 гг.) (синий цвет), убывает как  $1/_{\hat{S}^{2.08}}$  в северной полусфере (сверху) и как  $1/_{\hat{S}}$ в южной (снизу). Асимметрия, рассчитанная в интервале времени до де-синхронизации (1915–1955 гг.) (желтый цвет), убывает как  $1/_{\hat{S}^{2.26}}$  в северной полусфере (верх) и как  $1/_{\hat{S}^2}$ в южной (низ). Справа: собственные частоты, восстановленные для  $\hat{s} = 1$ ,  $\hat{\sigma} = 0.5$ ,  $\hat{\omega}_2 =$ 0, соответствующие тороидальной (синим) и полоидальной (красным) компонентам магнитного поля Солнца.

С учетом того, что асимметрия параметра порядка растет с ослаблением синхронизации, ее можно использовать в качестве долгосрочного предвестника катастрофического рассогласования системы.

# По результатам разделов 1.3 и 1.4 подготовлена статья:

Elaeva M., Blanter E., Shnirman M., Shapoval A. Asymmetry and the order parameter in Kuramoto model with non-identical coupling inspired by the solar meridional circulation (submitted to Phys. Rev. E).

# 1.5 Асимптотическое распределение оценки параметров многомерной линейной системы в задаче с бесконечным числом мешающих параметров

### Краткий обзор проблемы, постановка задачи

Проблема оценивания параметров многомерных линейных систем (МЛС) с одним входом и несколькими выходами являлась и остается актуальной для прикладных областей, где волновое поле, регистрируемое группой пространственно распределенных датчиков, содержит информацию о неизвестном параметре  $u \in U \subset \mathbb{R}^{q}$ , U:

$$\boldsymbol{z}_{t} = \boldsymbol{y}_{\boldsymbol{u},t} + \boldsymbol{\xi}_{t} \in \boldsymbol{R}^{m}, \ \boldsymbol{y}_{\boldsymbol{u},t} = \sum_{\tau=0}^{\infty} \boldsymbol{h}_{t-\tau} \left( \boldsymbol{u} \right) \boldsymbol{s}_{t}, \ t \in \overline{1,n}, \ n > m,$$
(23)

где  $z_t$  – вектор столбец наблюдений выходных сигналов МЛС  $y_{u,t}$ , искаженных аддитивными помехами  $\xi_t = (\xi_{k,t}, k \in \overline{1,m})$  и зависящие от неизвестного параметра  $u = (u_r, r \in \overline{1,q});$   $u \in U \subset \mathbb{R}^q, U$  – некоторое замкнутое множество  $h_\tau(u) = (h_{k,\tau}(u), k \in \overline{1,m}), \tau \in \overline{0,\infty}$  – вектор столбец импульсных переходных характеристик МЛС; Предполагается, что последовательность векторных функций  $h_{\tau}(u)$ является известной в каждой точке пространства  $u \in U$ ;

Аддитивные помехи  $\xi_t$  представляют собой *m*-мерный стационарный гауссовский  $\xi_t$  с нулевым средним и матричной спектральной плотностью мощности  $\dot{F}_{\xi}(\lambda) \in C^{m \times m}$ ,  $\lambda \in [-\pi, \pi]$ ; Случайный процесс  $\xi_t$  является регулярным процессом максимального ранга, для которого справедливо свойство сильного перемешивания [7, 8].

Постановка задачи в таком виде не редко встречается в радиотехнике, акустике, сейсмологии [9–12; и др.]. Наибольший интерес и внимание уделяется случаю, где информация о входном сигнале МЛС  $s_t$ ,  $t \in \mathbb{Z}$  априори неизвестна, поскольку часто на практике эту функцию не наблюдают, а также о ее свойствах ничего неизвестно. В этом случае задача оценивания векторного параметра МЛС u принципиально разрешима только в случае, когда число выходов МЛС больше единицы: m > 1. При этом значения входного сигнала МЛС  $s_t$  принадлежат одномерному подпространству  $\mathbb{R}^1$  *m*-мерного пространства  $\mathbb{R}^m$  значений выходных сигналов МЛС  $z_t$ , и наблюдения этих выходных сигналов, даже искаженные стационарными помехами  $\xi_{k,t}$ , содержат достаточно информации о параметре u, чтобы построить его состоятельную статистическую оценку.

Важным примером рассматриваемой задачи является проблема определения по наблюдениям группы сейсмических датчиков параметров сейсмического события, таких как координаты события и характеристики механизма его очага. При известных характеристиках линейной земной среды эти параметры позволяет однозначно описать прохождение через среду сейсмического сигнала  $s_t$ , генерируемого очагом события, к датчикам группы. То есть, он однозначно характеризует импульсную переходную характеристику (ИПХ)  $h_t(u) \in \mathbb{R}^m$ ,  $t \in \mathbb{Z}^+$  некоторой виртуальной МЛС, преобразующей сейсмический сигнал очага  $s_t$  в выходные сигналы  $z_t$  сейсмических датчиков.

# Оценка параметра МЛС и для случая полностью неизвестной функции s<sub>t</sub>

Одним из известных, но редко встречающихся методов построения асимптотически эффективных (АЭ) оценок в статистических моделях подобных выражению (23), является построение асимптотически достаточной (АД) статистики через свойство локальной асимптотической нормальности (ЛАН) функции правдоподобия  $p_n(\bar{z}_n; u)$ . Подробно эта методика изложена в работах [13–17]. В конкретном случае для

наблюдений  $\overline{z}_n = \{z_t\}_{t=\overline{1,n}}$  в модели (23), где число неизвестных параметров является конечным, это означает, что функция правдоподобия  $p_n(\overline{z}_n; u)$  допускает следующее асимптотическое разложение в окрестности неизвестного параметра u:

$$\ln p_n\left(\overline{z}_n; \boldsymbol{u} + n^{-1/2}\boldsymbol{h}\right) = \ln p_n\left(\overline{z}_n; \boldsymbol{u}\right) + \boldsymbol{h}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{\varDelta}_n\left(\overline{z}_n; \boldsymbol{u}\right) - \frac{1}{2} \boldsymbol{h}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{\Gamma}_n\left(\boldsymbol{u}\right) \boldsymbol{h} + \alpha_n\left(\overline{z}_n; \boldsymbol{u}, \boldsymbol{h}\right).$$
(24)

Статистика  $\Delta_n(\bar{z}_n; u)$  линейной части разложения (24) является асимптотически достаточной, а ее вероятностное распределение сходится при  $n \to \infty$  к q-мерному нормальному распределению с моментами  $(0, \Gamma(u)), \Gamma(u) = \lim_{n \to \infty} \Gamma_n(u) = \lim_{n \to \infty} n J_n(u)$ , где

 $\boldsymbol{J}_n(\boldsymbol{u})$  определяется выражением:

$$\boldsymbol{J}_{n}(\boldsymbol{u}) = \int_{R^{nm}} \left( \nabla_{\boldsymbol{u}} p(\overline{\boldsymbol{z}}_{n};\boldsymbol{u}) \right) \left( \nabla_{\boldsymbol{u}} p(\overline{\boldsymbol{z}}_{n};\boldsymbol{u}) \right)^{\mathrm{T}} p^{-1}(\overline{\boldsymbol{z}}_{n};\boldsymbol{u}) d \, \overline{\boldsymbol{z}}_{n} \,.$$
(25)

АЭ оценка  $\hat{u}_n^{ae}(\bar{z}_n)$  неизвестного параметра *и* может быть получена как корень уравнения:

$$\Delta_n(\overline{z}_n; \boldsymbol{u}) = 0 \quad . \tag{26}$$

Оценка  $\hat{u}_n^{\text{ae}}(\bar{z}_n)$  имеет асимптотическое  $n \to \infty$  нормальное распределение с моментами  $(0, \Gamma^{-1}(\bar{u}))$  [13–15].

На практике не имеет смысла рассматривать входной сигнал МЛС  $s_t$ ,  $t \in \mathbb{Z}$  как гауссовский процесс со спектральной плотностью  $g_s(\lambda)$ . Часто значения  $s_t$ ,  $t \in \mathbb{Z}$  являются неизвестными величинами, которые нет возможности пронаблюдать. В этом случае оценивание неизвестного параметра u по наблюдениям  $\overline{z}_n$  модели (23) является статистической задачей с мешающими параметрами, которыми выступают значения входной функции  $s_t$ ,  $t \in \overline{1, n}$ .

Используя дискретное конечное преобразование Фурье последовательностей  $s_t$ ,  $\bar{z}_n$ ,  $h_{\tau}(u)$ , в работе [18] показано, что для модели (23) легко разрешить систему уравнений (25) относительно  $\dot{s}_1,...,\dot{s}_n$ :

$$\Delta_n(\overline{z}_n; \boldsymbol{u}) = n^{-1/2} \operatorname{grad}_{\boldsymbol{u}} \left( \ln \tilde{p}_n(\overline{z}_n; \boldsymbol{u}, \dot{s}_1, \dots, \dot{s}_n) \right) = 0, \qquad (27)$$

где  $\dot{s}_1,...,\dot{s}_n$  — последовательность мешающих параметров входного сигнала  $s_t$ , выраженных в частотной области. Тогда оценка неизвестного параметра МЛС *и* является решением системы нелинейных уравнений:

$$\delta_{k}\left(\overline{z}_{n};\boldsymbol{u}\right) = \frac{\partial}{\partial u_{k}} \left( \sum_{j=1}^{n} \frac{\left| \dot{\boldsymbol{h}}_{j}^{*}\left(\boldsymbol{u}\right) \dot{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{\xi},j}^{-1} \overline{\boldsymbol{z}}_{j} \right|^{2}}{\dot{\boldsymbol{h}}_{j}^{*}\left(\boldsymbol{u}\right) \dot{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{\xi},j}^{-1} \dot{\boldsymbol{h}}_{j}\left(\boldsymbol{u}\right)} \right) = 0; \quad k \in \overline{1, q} ,$$

$$(28)$$

где  $\dot{h}_{j}(u), j \in \overline{1, n}$  – вектор-столбец частотных характеристик МЛС.

Однако на практике, удобнее получить такую оценку как аргумент максимума объектной функции, заключенной под знаком частной производной в выражении (28). Конечный вид оценки неизвестного параметра имеет вид:

$$\tilde{\boldsymbol{u}}_{n}^{\delta}\left(\overline{\boldsymbol{z}}_{n}\right) = \arg\max_{\boldsymbol{\nu}\in\boldsymbol{U}} \left( \sum_{j=1}^{n} \frac{\left| \dot{\boldsymbol{h}}_{j}^{*}\left(\boldsymbol{u}\right) \dot{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{\xi},j}^{-1} \overline{\boldsymbol{z}}_{j} \right|^{2}}{\dot{\boldsymbol{h}}_{j}^{*}\left(\boldsymbol{u}\right) \dot{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{\xi},j}^{-1} \dot{\boldsymbol{h}}_{j}\left(\boldsymbol{u}\right)} \right)$$

$$(29)$$

# Результаты

В процессе теоретической работы над исследованием статистических свойств оценки (29) и статистики  $\delta_k(\bar{z}_j; u)$  левой части выражения (28) удалось сформулировать и доказать несколько лемм:

<u>Лемма 1.</u> Справедливо следующее асимптотическое равенство

1)  $\lim_{n\to\infty} \mathbb{E}\left\{\boldsymbol{\delta}_n\left(\overline{\boldsymbol{z}}_n;\boldsymbol{u}\right)\right\} = 0$ 

Ковариационная матрица  $\Psi(u)$  статистики  $\delta(\overline{z}_n; u)$  имеет предел:

2) 
$$\lim_{n\to\infty} \mathbb{E}\left\{\delta(\overline{z}_n; \boldsymbol{u})\delta^{\mathrm{T}}(\overline{z}_n; \boldsymbol{u})\right\} = \boldsymbol{\Psi}(\boldsymbol{u}) = \left[\boldsymbol{\Psi}_{k,l}(\boldsymbol{u}), k, l \in \overline{1, q}\right], \|\boldsymbol{\Psi}(\boldsymbol{u})\| < C < \infty,$$

где

$$\Psi_{k,l}(\boldsymbol{u}) = 2 \int_{-\pi}^{\pi} \operatorname{tr} \left[ \left( \dot{A}_{k}'(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{F}_{\xi}(\lambda) \dot{A}_{l}'(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{F}_{\xi}(\lambda) \right) d\lambda \right] + \\
+ 4 \int_{-\pi}^{\pi} \dot{h}^{*}(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{A}_{k}'(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{F}_{\xi}(\lambda) \dot{A}_{l}'(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{h}(\lambda;\boldsymbol{u}_{0}) dw_{s}(\lambda); \quad k,l \in \overline{0,q} \\
\dot{A}(\lambda;\boldsymbol{u}) = \left[ \dot{F}_{\xi}^{-1} - \frac{\dot{F}_{\xi}^{-1}(\lambda) \dot{h}(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{h}^{*}(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{F}_{\xi}^{-1}}{\left( \dot{h}^{*}(\lambda;\boldsymbol{u}) \dot{F}_{\xi}^{-1}(\lambda) \dot{h}(\lambda;\boldsymbol{u}) \right)} \right]; \quad \dot{A}_{k}'(\lambda;\boldsymbol{u}) = \frac{\partial \dot{A}(\lambda;\boldsymbol{u})}{\partial u_{k}} \tag{30}$$

<u>Лемма 2.</u> Статистика  $\boldsymbol{\delta}_n(\bar{\boldsymbol{z}}_n; \boldsymbol{u})$  допускает следующее асимптотическое разложение

$$\begin{split} \delta\left(\overline{z}_{n};\boldsymbol{u}+n^{-1/2}\boldsymbol{w}\right) &= \delta\left(\overline{z}_{n};\boldsymbol{u}\right) + \boldsymbol{\varPhi}_{n}\left(\boldsymbol{u}\right)\boldsymbol{w} + \boldsymbol{\beta}_{n}\left(\overline{z}_{n};\boldsymbol{u},\boldsymbol{w}\right), \ \boldsymbol{u} \in U, \ \left|\boldsymbol{w}\right| < C, \\ \text{где } P_{\boldsymbol{u}} - \lim_{n \to \infty} \boldsymbol{\beta}_{n}\left(\overline{z}_{n};\boldsymbol{u},\boldsymbol{w}\right) &= 0 \ \text{для BCEX } \left|\boldsymbol{w}\right| < C; \ \boldsymbol{\varPhi}_{n}\left(\boldsymbol{u}\right) = \left[\boldsymbol{\varPhi}_{n,k,l}\left(\boldsymbol{u}\right), \ k,l \in \overline{1,q}\right]; \\ \boldsymbol{\varPhi}_{n,k,l}\left(\boldsymbol{u}\right) &= \mathrm{E}\left\{\frac{\partial}{\partial w_{l}}\delta_{k}\left(\overline{z}_{n};\boldsymbol{u}+n^{-1/2}\boldsymbol{w}\right)_{|\boldsymbol{w}=0}\right\} = \mathrm{E}\left\{n^{-1}\sum_{j=1}^{n}\overline{z}_{j}^{*}\dot{A}_{k,l,j}^{\prime\prime}\left(\boldsymbol{u}\right)\overline{z}_{j}\right\}, \ \dot{\boldsymbol{x}}_{\boldsymbol{u},j} &= \dot{\boldsymbol{h}}_{j}\left(\boldsymbol{u}\right)\dot{\boldsymbol{s}}_{j}; \\ \dot{A}_{k,l,j}^{\prime\prime}\left(\boldsymbol{u}\right) &= \frac{\partial^{2}}{\partial v_{k}\partial v_{l}}\dot{A}\left(\lambda_{j};\boldsymbol{u}\right). \end{split}$$

Также элементы матрицы  $\boldsymbol{\varPhi}_n(\boldsymbol{u})$  имеют следующий вид

$$\boldsymbol{\Phi}_{k,l}\left(\boldsymbol{u}\right) = \lim_{n \to \infty} \boldsymbol{\Phi}_{n,k,l}\left(\boldsymbol{u}\right) = \int_{0}^{2\pi} \operatorname{tr}\left[\left(\boldsymbol{A}_{k,l}''\left(\boldsymbol{\lambda};\boldsymbol{u}\right)\boldsymbol{F}_{\boldsymbol{\xi}}\left(\boldsymbol{\lambda}\right)\right)\right] d\boldsymbol{\lambda}.$$
(31)

Лемма 3.

Оценка  $\tilde{u}_n^{\delta}(\bar{z}_n)$  в выражении (29) неизвестного параметра МЛС  $u \in U$  является  $\sqrt{n}$ -состоятельной оценкой:

$$\mathcal{L}\left\{\sqrt{n}\left(\hat{u}_{n}^{\delta}\left(\bar{\mathbf{y}}_{n}\right)-u_{0}\right)\right\} \to \mathrm{N}\left(0,\boldsymbol{D}\left(\boldsymbol{u}\right)\right)\left(n\to\infty\right),$$
  
rge  $\boldsymbol{D}\left(\boldsymbol{u}\right) = \boldsymbol{\Phi}^{-1}\left(\boldsymbol{u}\right)\boldsymbol{\Psi}\left(\boldsymbol{u}\right)\boldsymbol{\Phi}^{-1}\left(\boldsymbol{u}\right),$ 

$$\boldsymbol{\Psi}\left(\boldsymbol{u}\right) = \lim_{n\to\infty}\mathrm{E}\left\{\delta_{n}\left(\bar{z}_{n};\boldsymbol{u}\right)\delta_{n}^{\mathrm{T}}\left(\bar{z}_{n};\boldsymbol{u}\right)\right\}, \boldsymbol{\Phi}^{-1}\left(\boldsymbol{u}\right) = \left(\lim_{n\to\infty}\boldsymbol{\Phi}_{n}\left(\boldsymbol{u}\right)\right)^{-1}.$$
(32)

Таким образом, в предположении, что функция правдоподобия наблюдений  $p(\bar{z}_n; u)$  выходных сигналов МЛС удовлетворяет условию локальной асимптотической нормальности (24), устанавливаются состоятельность и асимптотическая нормальность оценки (29). Предельная ковариационная матрица оценки для случая, когда число наблюдений стремится к бесконечности, может быть вычислена по формулам (30–32).

По результатам раздела 1.5 готовится статья для журнала «Mathematics» издательства MDPI.

# 1.6 Метод SRP-PHAT для локализации источников в твердых средах

# Постановка задачи и ее решение

Акустическая локализация источников волновых полей по наблюдениям датчиков антенной решетки всегда была очень активной областью исследований. Она широко

используется во многих областях, таких как дистанционное зондирование, радиолокация, сейсмическое обнаружение и гидролокация.

Популярным и помехоустойчивым на сей день остается метод позиционирования SRP-PHAT (steered response power phase alignment transform) [10, 12; и др.]:

$$\hat{\boldsymbol{r}} = \underset{\boldsymbol{r} \in \boldsymbol{U}}{\operatorname{argmax}} \sum_{k=1}^{m} \sum_{j=1}^{n} \frac{\overline{z}_{k,j}}{\left|\overline{z}_{k,j}\right|} \exp\left(-i2\pi f_{j}t_{k}\left(\boldsymbol{r}\right)\right), \boldsymbol{U} \in \boldsymbol{R}^{3},$$
(33)

где  $t_k(r)$  – теоретические времена пробега Р-волн от очага с координатами r до датчиков антенной решетки.

Однако именно в твердых средах, где диаграмма излучения очагов может быть отличной от равномерного расширения необходимо учитывать знаки вступления продольных волн в записях группы. Формула (33) не учитывает фокальный механизм очага и предназначена для локации источников с простейшим механизмом эквивалентным равномерному расширению. Последние исследования на этот счет относятся к работе [19], где в качестве сложных источников рассмотрен случай точечной модели очага в виде двойного диполя (double-couple). Для практики предпочтительней бы решить такую задачу в общем случае, когда диаграмма излучения задается тензором сейсмического момента A.

В этом случае вводятся три угла Эйлера, однозначно определяющие поворот фокального механизма:

$$\boldsymbol{\theta} = (\theta_1, \theta_2, \theta_3) \in [-\pi; \pi] \times [0; \pi] \times [-\pi; \pi] = \Theta.$$
(34)

Тогда решение задачи определения координат r источника может быть достигнуто одновременным оцениванием параметров r и  $\theta$  более общим выражением, чем формула (33):

$$\hat{\boldsymbol{r}} = \underset{\boldsymbol{r} \in \boldsymbol{U}, \boldsymbol{\theta} \in \boldsymbol{\Theta}}{\operatorname{argmax}} \sum_{k=1}^{m} \sum_{j=1}^{n} \frac{\overline{z}_{k,j}}{\left|\overline{z}_{k,j}\right|} \exp\left(-i2\pi f_{j} t_{k}\left(\boldsymbol{r}\right) + i\pi \operatorname{sgn}_{k}\left(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\theta}\right)\right), \boldsymbol{U} \in \boldsymbol{R}^{3},$$
(35)

где  $sgn_k(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta})$  принимает значение 0, если сейсмический луч, соединяющий источник в точке  $\mathbf{r}$  с k-м датчиком выходит из точки  $\mathbf{r}$  в области расширения среды, и значение 1, если луч выходит в области сжатия.

Важно, что при расчете  $\text{sgn}_k(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta})$  необходимо знать знак амплитуды колебаний соответствующих любому лучу, соединяющий источник в точке  $\mathbf{r}$  и датчик. Пусть  $\mathbf{e} \in \mathbf{R}^3$  – вектор, выходящий из источника вдоль луча, тогда для любого значения  $\boldsymbol{\theta} \in \Theta$  можно осуществить поворот:

$$\boldsymbol{R}_{\boldsymbol{\theta}} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_1)\cos(\theta_3) - \cos(\theta_2)\sin(\theta_1)\sin(\theta_3) & -\cos(\theta_3)\sin(\theta_1) - \cos(\theta_1)\cos(\theta_2)\sin(\theta_3) & \sin(\theta_2)\sin(\theta_3) \\ \cos(\theta_2)\cos(\theta_3)\sin(\theta_1) + \cos(\theta_1)\sin(\theta_3) & \cos(\theta_1)\cos(\theta_2)\cos(\theta_3) - \sin(\theta_1)\sin(\theta_3) & -\cos(\theta_3)\sin(\theta_2) \\ \sin(\theta_1)\sin(\theta_2) & \cos(\theta_1)\sin(\theta_2) & \cos(\theta_2) \end{pmatrix},$$

тогда, согласно известной формуле, амплитуда колебаний, обусловленная фокальным механизмом, будет рассчитана по известной формуле, как квадратичная форма  $\bar{e}^T A \bar{e}$ .

# Результаты

Формула (35) является обобщением метода SRP-PHAT локализации источников по наблюдениям датчиков антенной решетки на случай волнового распространения в твердых средах.

Проведенное выше исследование в дальнейшем будет дополнено моделированием для написания полноценной статьи.

# 1.7 Резонансные характеристики грунтов по спектральным Н/V-отношениям

# Введение

Развитие резонансных явлений в слоистой осадочной толще является одним из существенных эффектов, вызывающих изменения интенсивности сейсмических колебаний. Один из подходов к выявлению резонансных эффектов грунтов по записям фоновых микроколебаний (микросейсм), заключается в анализе величин межкомпонентного спектрального отношения, представляющего собой отношение амплитудного спектра горизонтальной составляющей записи колебаний к спектру ее вертикальной составляющей, обозначаемое обычно как *H/V*.

Для определения максимумов *H/V*-отношения, соответствующих, предположительно, частотам резонансных мод колебаний слоистых грунтов, обычно оцениваются средние величины спектрального отношения *H/V* и их стандартные (среднеквадратичные) отклонения (СКО). Однако при не очень большом числе анализируемых записей и при высоком уровне шума расчет одних только средних величин *H/V*-отношения в большинстве случаев не обеспечивает достоверного выявления резонансных эффектов.

Методы анализа межкомпонентных спектральных отношений и их результаты

Для выявления характеристических частот сейсмических колебаний, предположительно связанных с резонансными эффектами, в данной работе предлагается использовать три взаимодополняющих варианта оценки значений таких частот. В рамках первого, обычного, подхода рассчитывается среднее (по совокупности имеющихся записей) значение спектрального отношения в зависимости от частоты [20]. В рамках второго подхода [21] рассчитываются медианы спектрального отношения, что позволяет исключить влияние отдельных случайных выбросов. Третий подход, также впервые описанный в [21], нацелен на выделение систематически повторяющихся максимумов межкомпонентного отношения *H/V*, пусть даже и весьма малой амплитуды. Для наглядности представления результатов в этом методе используется величина F, равная обратному значению вероятности превышения данного эмпирического числа максимумов для модели случайного распределения.

В работе на модельном примере (Рисунок 7) и на реальных данных показано (Рисунок 8), что совместное применение различных подходов позволяет не только повысить надежность выявления резонансных частот, но и составить представление о природе наблюдающихся максимумов *H/V*-отношения.



Рисунок 7. Пример спектра случайной реализации сигнала с включенным в эту реализацию детерминированным сигналом (а) и соответствующие результаты расчета средних значений (б) и медиан (в) H/V-отношения, а также функции вероятности F (г). Жирная линия – спектр детерминированного сигнала (Рисунок г дан в зеркальном отражении для удобства сопоставления максимумов). Все графики построены в условных единицах.



Рисунок 8. Плотность распределения максимумов величин H/V-отношения по совокупности данных для площадки. Стрелками 1 показаны положения основных, характерных для всей площадки, стрелками 2 – дополнительных, соответствующих локальным вариациям, возможных (теоретических) резонансных частот по данным сейсмогеологических моделей грунтовой толщи.

Показано, что обобщение данных по совокупности пунктов наблюдения позволяет выявить структуру резонансных колебаний осадочной толщи достаточно полно. На Рисунке 8 приведены ожидаемые значения частот резонансов грунтовой толщи, рассчитанные в соответствии с сейсмогеологическими моделями строения площадки на ее разных участках, в сопоставлении с распределением частот максимумов *H/V*-отношения, выявленных описанными выше методами. Видно хорошее согласие частот максимумов характерных значений *H/V*-отношения со значениями резонансных частот. Соответствие лучше выражено в низкочастотной области и несколько хуже – для участка спектра с частотами более 7–8 Гц. Худшее согласие в высокочастотной области является, в значительной степени, естественным следствием площадных вариаций локальных

значений мощности верхних, маломощных, слоев грунта относительно усредненной сейсмической модели грунтовой толщи.

### Выводы

Предложен усовершенствованный статистический подход для определения резонансных частот грунтов по спектральным *H*/*V*-отношениям, позволяющий с высокой достоверностью выделять резонансные частоты колебаний грунтовой толщи.

### По результатам раздела 1.7 опубликована статья:

Родкин М.В., Бугаевский А.Г. развитие методики исследования резонансных характеристик грунтов по спектральным *H/V*-отношениям // Вопросы инженерной сейсмологии. 2022. Т. 49, № 4. с. 171–186. https://doi.org/10.21455/VIS2022.4-12

### 2 Методы сейсмометрии и сбора данных

### 2.1 Теоретические исследования новых направлений сейсмометрии

В течение 2022 г. была продолжена работа по теоретическим исследованиям новых направлений сейсмометрии. Особое внимание уделялось новым перспективным технологиям, которые принято называть распределенное акустическое зондирование (Distributed Acoustic Sensing – DAS), распределенное измерение вибрации (Distributed Vibration Sensing – DVS) и распределенное измерение деформации (Distributed Strain Sensing – DSS) [22–24].

Под этими терминами понимается технология использования оптического волокна в качестве линейного набора сейсмических приборов. При этом измеряются растяжение/сжатие в оптоволоконном кабеле. Основаны эти измерения на процессах естественного рассеяния света в оптических волокнах. Наиболее часто применяются системы, основанные на рэлеевском рассеянии из-за высокого уровня сигнала [25]. Используется также рассеяние Мандельштама – Бриллюэна [26]. При прохождении импульса света по волокну, каждый его участок, ассоциируемый нами как виртуальный сейсмический прибор, рассеивает часть света. Свет, рассеянный в обратном направлении, может быть записан в начале кабеля, причем каждому участку записи соответствует свой участок волокна. Если при прохождении следующего импульса обратное рассеяние на этом участке изменяется по амплитуде или фазе, значит, оптоволоконный кабель подвергается какому-либо воздействию. Оптическое волокно используется как для передачи информации, так и в качестве набора датчиков. Рабочая длина волокна может

составлять десятки километров [27]. При этом один волоконнооптический кабель может одновременно выступать в роли нескольких сейсмических массивов, работающих в разных частотных диапазонах от килогерцовых до милигерцовых, а динамический диапазон превышает 120 дБ. В результате анализа различных модификаций метода установлено, что наиболее перспективно использование DAS с фазочувствительной оптической рефлектометрией во временной области [24, 28, 29].

Важным преимуществом DAS является то, что для сейсмологических приложений могут быть использованы существующие телекоммуникационные кабели. Сейчас возможностей DAS достаточно для моделирования скоростей сейсмического волнового поля, например, при вертикальном сейсмическом профилировании, инверсии скорости окружающего шума, определения фазы землетрясения, лоцирования источника и для решения многих других задач.

Помимо отдельных линий DAS, удобны в использовании сейсмические сети, объединяющие несколько кабелей, в том числе и вертикально расположенных (скважинных), позволяющие получать полное трехмерное изображение. Многомерный анализ волнового поля обеспечивает получение информации, которую невозможно извлечь с помощью традиционных приемов. Это послужит обогащению каталогов, откроет новые возможности к измерению скоростей волн, дисперсионных кривых сейсмических событий и др. Как горизонтально расположенное волокно, так и скважинный вертикальный DAS могут дополнять существующие локальные сети.

Развитие DAS в ближайшие время позволит получать качественные данные практически под любую сейсмологическую задачу [30–33; и др.]. Большой объем данных предполагает использование искусственного интеллекта. Лишь такое объединение технологий позволит, во-первых, просто пользоваться данными, а во-вторых, извлечь из них необходимые знания.

Интерес представляет использование DAS для целей вращательной сейсмометрии. В этой области широко применяются волоконнооптические гироскопы, однако в данном случае речь идет о некоем аналоге сейсмического массива [34].

Основным препятствием распространения DAS является недостаточное метрологическое обеспечение. Должна быть разработана метрология, в том числе методы взаимной калибровки DAS и традиционных сейсмометров, с возможностью совместной работы.

### Выводы

Наиболее перспективно использование DAS с фазочувствительной оптической рефлектометрией во временной области.

DAS возможно применять для решения практически любой сейсмологической задачи, при этом основным препятствием распространения DAS является недостаточное метрологическое обеспечение.

# По результатам раздела 2.1 опубликованы следующие статьи:

1. Кислов К.В., Гравиров В.В. Распределенное акустическое зондирование: новый инструмент или новая парадигма // Сейсмические приборы. 2022. Т. 58. № 2. С. 5–38. DOI:10.21455/si2022.2-1 (Kislov K.V., Gravirov V.V. Distributed acoustic sensing: a new tool or a new paradigm // Seismic Instruments. 2022. V. (5). Р. 485–508. doi:10.3103/S0747923922050085)

2. Кислов К.В., Гравиров В.В. Оптические кабели на службе у сейсмологов: технология DAS // Наука и жизнь. 2022, №12. С.2–12.

По результатам раздела 2.1 сделаны доклады на конференциях и опубликованы тезисы конференций:

3. Kislov K.V., Gravirov V.V. Acquisition of Seismological Data Using Fiber Optic Communication Lines // XIV школа-конференция с международным участием "Problems of Geocosmos–2022", Санкт-Петербург, Россия, 2022. GC2022-SG008.

4. Kislov K.V., Gravirov V.V. Regarding the Metrology of Special Lines of the Distributed Acoustic Sensing // XIV школа-конференция с международным участием "Problems of Geocosmos–2022", Санкт-Петербург, Россия, 2022. GC2022-SG009.

# 2.2 Влияние температурного режима на сейсмические приборы

Наряду с передаточной функцией, собственным шумом, позиционированием, ориентацией, клипом и другими основными метрологическими характеристиками, особо следует отметить то, что в метрологии называется дополнительной погрешностью. Она появляется вследствие отклонения какой-либо из влияющих величин от нормального ее значения или вследствие ее выхода за пределы нормальной области значений. Для большинства сейсмических приборов наибольшее воздействие в этом смысле оказывают изменение окружающей температуры и атмосферного давления [35]. Установка рядом нескольких датчиков для взаимной калибровки может страдать из-за близкой реакции на изменение таких условий. Недопустимо высокие значения шума, генерируемого по этому каналу, обуславливают границы приемлемых диапазонов влияющих величин.

В 2022 г. были продолжены работы по дальнейшей разработке теоретических основ учета температурного режима сейсмических приборов и соответственно помех, возникающих за счет этого. На сегодняшний день одной из важных проблем в научном приборостроении является параметрическое улучшение аппаратуры, включающее в себя увеличение разрешающей способности приборов, расширение их частотного и динамического диапазонов. Получение качественных цифровых записей представляет собой серьезную технологическую проблему. В первую очередь это обусловлено приближением разрешения современных приборов к физически достижимому пределу. Кроме этого, на пути повышения чувствительности датчиков появляются различного вида помехи. Помеховый сигнал на сейсмической записи может на порядки превышать полезный сигнал, регистрируемый на той же частоте. При этом теоретический анализ влияния внешней среды на приборы зачастую весьма затруднителен, а его характер неоднозначен, трудно интерпретируем, изменчив при переходе от одного места наблюдения к другому и от экземпляра к экземпляру одного и того же инструмента. Однако если мы будем считать систему приборов суммативной, то можно будет рассматривать все виды помех по отдельности, а также попытаться оценить и снизить их влияние.

За отчетный период основное внимание было уделено выделению полезного сейсмического сигнала на фоне помех, обусловленных динамическими температурными процессами воздействующих на приборы. Один из вариантов решения сформулированной задачи может быть обеспечен за счет применения техники адаптивной фильтрации [36]. В этом случае в качестве исходного используется непосредственно сигнал, записанный с аналогового или цифрового выхода воспринимающего элемента специализированной информационно-измерительной системы, а помехи фиксируются при помощи других вспомогательных измерителей (Рисунок 9).



Рисунок 9. Упрощенная блок-диаграмма адаптивного фильтра для фильтрации шума, сгенерированного динамическими температурными процессами.

Адаптивная фильтрация основана использовании, исходного на помимо зашумленного сейсмического сигнала, одного или нескольких сигналов помехи, коррелированных или слабо коррелированных с полезным сигналом. В настоящее время практическая реализация адаптивной фильтрации может быть довольно легко реализована благодаря появлению высокопроизводительных компьютеров, специальных программируемых микроконтроллеров и других изделий микроэлектроники. Адаптивная фильтрация отличается от классического цифрового фильтра наличием обратной связи и, следовательно, передаточной функции фильтра переменной во времени, которая зависит напрямую от подаваемых сигналов. В результате проведенного эксперимента было практически доказано, что, применяя технику адаптивной фильтрации возможно восстановление «чистого» сигнала. Применённый адаптивный фильтр учитывал ключевые особенности подаваемых на его входы спектральных свойств сигналов. Таким образом, он способен формировать необходимые передаточные функции, обеспечивающие выделение «полезных» частот сигналов из любых диапазонов спектра, с максимальным подавлением шумов, представленных во втором опорном входном сигнале соответствующему сигналу помехи, на всех частотах спектрального диапазона. Продемонстрировано, что при этом границы усиления-подавления фильтра формируются автоматически по заданному уровню шумов. Следует отметить, что аналогичным образом можно проводить фильтрацию исходных сейсмических сигналов с учетом как внешней, так и внутренней температуры приборов. Наиболее критичными к таким проявлениям изменениям температур оказываются сейсмические наклономеры, так как для их корректной работы необходимо поддержание постоянства окружающей температуры порядка сотых долей градуса, что практически трудно реализуемо.

### Выводы

Разработанная адаптивная фильтрация представляет собой важный резерв повышения разрешающей способности широкополосной сейсмометрии. Анализируя комплексное влияние помехогенных факторов и каналов проникновения помех на любую сейсмическую запись, можно существенно улучшить метрологические характеристики приборов и соответственно качественные параметры их записей.

### 2.3 Оценка и тестирование современных цифровых систем сбора информации

За отчетный период продолжены работы по комплексной оценке и тестированию современных цифровых систем сбора информации в полевых условиях на базе

геофизической лаборатории Института физики Земли РАН, расположенной в штольне Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН (БНО), которая является уникальным научным объектом мирового уровня класса Мегасайнс. Ее расположение в районе Эльбрусского вулканического центра, отсутствие антропогенных помех, обусловленное отсутствием поблизости промышленных центров, открывает уникальные возможности по изучению всего спектра геофизических полей. Только в лабораториях, расположенных глубоко под землей, может быть, достигнут чрезвычайно низкий уровень антропогенных и климатических шумов, существенно затрудняющих низкоамплитудных аномалий различных геофизических выделение В полях, обусловленных развитием эндогенных процессов различной природы. В этом случае особое внимание должно быть уделено оценке качества функционирования используемых современных систем сбора геофизической информации.

В исследованиях была использована прецизионная система цифрового мониторинга, которая обеспечивает непрерывную регистрацию целого комплекса геофизических и служебных параметров. Она позволяет проводить параллельную регистрацию измерений наклонов с помощью прецизионного наклономера, измерения теплового потока, атмосферного давления, температуры и влажности воздуха, температуры наклономера и постамента и других параметров. Ведется непрерывный мониторинг температуры воздушных масс внутри штольни, температуры постамента, а также температуры внутреннего объема наклономера и кварцевого барографа. Также на систему сбора подаются для оперативного контроля основные напряжения с интеллектуального блока питания датчиков. У пользователей системы есть возможность постоянного мониторинга как правильности работы блока питания в целом, так и текущего состояния встроенного аккумулятора. Почти половина задействованных измерительных каналов отведена на измерение служебных параметров, характеризующих состояние окружающей среды и аппаратуры, т.е. наблюдению условий проведения измерений.

Довольно часто при организации мониторинга таким измерениям не уделяется должного внимания, и практически все доступные регистрирующие каналы используются для записи геофизических величин. Считается, что использование прецизионной аппаратуры, термостабильной электроники, цифровой регистрации и т.п. само по себе обеспечивает достаточную точность измерений. Однако наш опыт показывает, что при полевых наблюдениях обеспечить полную стабильность характеристик аппаратуры практически невозможно. Получение качественных цифровых записей представляет собой серьезную технологическую проблему. В первую очередь это обусловлено приближением разрешения приборов к физически достижимому пределу.
При эксплуатации таких сложных многоканальных систем сбора информации возникает ряд специфических задач. Во-первых, получаемые данные должны иметь календарную упорядоченность, т.е. значения индексированы не номером точки, а совокупностью даты и времени. При этом необходимо иметь в виду, что разные сигналы могут иметь неодинаковую частоту опроса и отличающиеся даты начала наблюдений. При совместной обработке таких сигналов их синхронизация должна выполняться автоматически, а не вручную.

Во-вторых, при долговременном мониторинге практически неизбежны перерывы и пропуски в наблюдениях. Используемые инструменты анализа данных должны обеспечивать как возможность интерполяции пропущенных наблюдений, так и полнофункциональную работу с рядами, содержащими пропуски.

В-третьих, при поступлении новых данных они должны "пришиваться" к соответствующим рядам, наращивая их длину. Обработка таких сигналов – это не одноразовый акт, а непрерывный, часто итеративный процесс. Отсюда вытекает требование об интеграции систем управления базами данных, используемой для хранения наблюдений, и системы анализа временных рядов.

Четвертое требование связано со спецификой предметной области. Используемые программные средства должны либо содержать готовые специальные алгоритмы обработки каждого вида сигналов, либо обеспечивать возможность конструирования таких алгоритмов без чрезмерных усилий.

Поскольку любая измерительная система не идеальна, то при поступлении данных от измерительно-регистрирующего комплекса, прежде всего, проводится их формальный контроль и выбраковка очевидных дефектов. Для этого применяется специально написанная программа контроля данных. Однако на начальной стадии мониторинга (которая может продолжаться несколько лет) динамика сигнала и характер возможных дефектов известны не полностью, настройки регистрации еще не оптимизированы, не все возникающие технические задачи и методы их решения ясны. Это приводит к необходимости частого изменения алгоритмов контроля и уточнения их параметров. В такой ситуации подход, основанный на использовании специализированной программы, является недостаточно гибким. Кроме того, при работе исключительно с очищенными данными затрудняются оперативный анализ причин брака и модификация измерительной системы с целью исключения появления подобных дефектов в будущем. Это особенно важно на начальной стадии мониторинга, когда действующие на измерительную систему факторы (и реакция измерительной системы на эти воздействия) еще не изучены с достаточной полнотой. Поэтому для первичной обработки данных нами был применен

альтернативный подход. Первоначально настройки каждой такой процедуры оптимизируются интерактивно, а затем сформированный сценарий запоминается в виде макрокоманды. Записанная макрокоманда выполняется при поступлении каждой новой порции данных. Такая схема не требует программирования, а необходимая гибкость обеспечивается благодаря возможности перезаписи (модификации) отдельных фрагментов макрокоманды.

#### Выводы

В результате комплексной оценки и тестирования современных цифровых систем сбора информации в полевых условиях на базе геофизической лаборатории Института физики Земли РАН, расположенной в штольне Баксанской нейтринной обсерватории:

1. Сформулированы задачи по сбору, хранению и обработке данных в имеющейся сложной многоканальной системе сбора информации.

2. Усовершенствовано программно-аппаратурное обеспечение систем прецизионного наклонометрического и температурного мониторинга, установленных в штольне обсерватории.

# По результатам раздела 2.3 сделаны доклады на конференциях и опубликованы тезисы конференций:

*Gravirov V., Likhodeev D., Kislov K.V.* New Results Obtained with the Precision Temperature Monitoring Complex of the North Caucasian Geophysical Observatory of the IPE RAS // XIV школа-конференция с международным участием "Problems of Geocosmos–2022", Санкт-Петербург, Россия, 2022. GC2022-SG012

#### 3 Исследования очаговых параметров землетрясений

# 3.1 Обоснование физических моделей среднеглубоких и глубоких землетрясений

### Введение

Как хорошо известно, согласно парадоксу сейсмичности, землетрясения по механизму обычного хрупкого разрушения не могут возникать на глубинах более нескольких десятков километров. Тем не менее, они наблюдаются на глубинах до 700 км. Для объяснения глубоких землетрясений было предложено несколько моделей, которые, однако, до недавнего времени, не были убедительно подкреплены данными об изменении с глубиной параметров очагов землетрясений. В публикации за отчетный период даны

примеры прекращения сейсмичности на уровне земной коры, несмотря на несомненное продолжение сдвиговых смещений, аналогичных приповерхностным, также и глубже. По мировым данным (GCMT (Global Centroid Moment Tensor) каталог) продемонстрировано изменение ряда средних параметров землетрясений от глубины.

### Анализ мировых данных (GCMT каталог) и результаты

Известные по мировым данным максимумы сейсмичности, приуроченные к предполагаемым глубинам фазовых превращений, не выразительны. В целом, в верхних 300 км наблюдается систематический сильный спад сейсмической активности. На глубинах 200–500 км наблюдается минимум числа землетрясений, осложненный слабым максимумом в районе 400 км, обычно ассоциируемым с фазовым превращением (сейсмической границей) на глубине 400–420 км. Ниже наблюдается явственный рост числа землетрясений, с максимумом в районе глубин 600 км и резким уменьшением числа землетрясений, и прекращением сейсмичности в интервале до 700 км. В целом изменение сейсмичности от глубины представляется довольно монотонным и может быть объяснено не только совокупностью фазовых переходов, но и неким «упиранием погружающейся плиты» в области кровли нижней мантии, на уровне фазового перехода и сейсмической границы 600–640 км.

Переход на региональный уровень, однако, резко меняет картину глубокой сейсмичности. На Рисунке 10 показано расположение разноглубинных землетрясений Курило-Камчатской и Японской зон субдукции. Интервалы глубин выбраны с учетом предполагаемых глубин фазовых превращений. Видно, что для отдельной зоны субдукции распределение землетрясений по глубине отнюдь не непрерывное; землетрясения приурочены к нескольким довольно узким интервалам глубины, которые могут отвечать положению фазовых превращений в данной зоне субдукции. Сравнение данных GCMT каталога (с 1976 г., http://www.globalcmt.org/CMTsearch.html) с данными ISC-GEM каталога (с 1904, http://www.isc.ac.uk/iscgem) указывает на постоянство интервалов глубин землетрясений на интервале времени более 100 лет. Отсюда можно предположить, что непрерывность распределения землетрясений по глубине по общемировым данным связана с различиями теплового режима разных зон субдукции и с соответствующими им смещениями зон фазовых превращений по глубине и их размазыванием.



Рисунок 10. Расположение землетрясений разной глубины, 80–160 км – черные точки; 160–320 – зеленые; 320–460 – синие, 460–570 – розовые и 570–720 – голубые; GCMT каталог (1976–2019 гг.). Видно, что землетрясения отвечают достаточно узким полосам, соответственно и малым интервалам глубины.

Согласно вышесказанному, предположить характера можно отличие среднеглубоких землетрясений, предположительно существенным образом обусловленных присутствием в очаговой области заметной доли флюида малой плотности. В очагах менее и более глубоких землетрясений также не исключается присутствие флюида, но его роль полагается второстепенной. На Рисунке 11, по данным GCMT каталога (1976–2020 гг.), представлены средние значения разницы глубины землетрясений, как они оценены по данным о положении гипоцентра и по решению сейсмического момента. Приведены средние значения для последовательных по глубине групп из 120 землетрясений с шагом 60 событий. Использованы данные по предположительно удовлетворительно полно регистрируемым события с M<sub>w</sub>≥5.4. Видно, что в интервале глубин от 20 до примерно 90 км глубины землетрясений, определенные по данным о первых вступлениях (положения гипоцентра), систематически больше, чем решению сейсмического момента. To есть, сейсмический процесс по здесь преимущественно развивается вверх, как и можно ожидать, если в очаговой зоне велика доля флюида низкой плотности. Для землетрясений глубже 90-100 км, и для верхнекоровых событий с глубиной менее 20 км, преимущественное развитие очага направлено вниз. Можно предположить, что это связано с ростом температур с глубиной и отвечает преимущественному развитию процесса подвижки в область больших значений температуры.



Рисунок 11. Средние значения разницы глубин землетрясений по данным о положении гипоцентра и по решению сейсмического момента. Даны средние значения для групп из 120 событий с шагом 60 событий.

Заметим, что интервал глубин преимущественного развития очагов землетрясений вверх соответствует области развития так называемых двойных сейсмофокальных зон, происхождение которых связывается с процессов дегидратации вещества погружающейся плиты [37; и др.]. Таким образом, предположение о связи промежуточных землетрясений с процессами дегидратации получает дополнительное подкрепление.

Выше подчеркивалось, что с ростом давления и температуры следует ожидать изменения характера разрушения с хрупкого и внезапного на более растянутый во времени и пластичный. Признаками постепенного прекращения возможности реализации хрупкого разрушения могли бы являться рост величин напряжений, необходимых для возникновения разрушения, и рост длительности процессов разрушения. Оба эти параметра, с некоторыми допущениями, могут быть оценены по данным GCMT каталога.

Величины кажущихся напряжений σ<sub>*a*</sub> могут быть оценены стандартным образом из соотношения:

$$\sigma_a = \mu E s / M_0, \tag{36}$$

где μ - модуль сдвига, *M*<sub>0</sub> – сейсмический момента, а *Es* – сейсмическая энергия, оцениваемая, например, по значению магнитуды Mb [38]. Модуль сдвига зависит от глубины, его значение для разноглубинных землетрясений было аппроксимировано линейной функцией от глубины по данным [39].

На Рисунке 12, по оформлению аналогичном Рисунку 11, приведены медианы величин  $\sigma_a$  для последовательных по глубине групп из 120 землетрясений и шагом 60 событий, GCMT каталог, 1976–2020 гг. На рисунке хорошо выделяются несколько максимумов величин  $\sigma_a$  на глубинах примерно 10–12, 40–50 и в районе 100 км. Еще один

слабый максимум намечается вблизи 600 км. Первый максимум отвечает характерному положению нижней границы области свободной циркуляции подземных вод и глубине так называемого слоя отделителя по С.Н. Иванову [40]. Максимум на глубине 40–50 км примерно отвечает нижней границе возможности реализации землетрясений по механизму обычного хрупкого разрушения. Третий максимум близок к ожидаемому положению границы между областью реализации землетрясений по модели гидроразрыва и по модели фазовых превращений. Напомним, что на Рисунке 12 граница между областями преимущественного развития разрыва вверх и вниз располагается чуть выше – на глубинах 80–90 км. Последний (слабый) максимум отвечает области резкого уменьшения сейсмичности, которая полностью прекращается в районе 700 км. Качественно аналогичный результат выделения характерных интервалов изменения режимов сейсмического процесса получается при анализе средних нормированных значений продолжительности землетрясений (Fig.6 в [41]).



Рисунок 12. Медианы значения кажущихся напряжений  $\sigma_a$  для групп из 120 событий последовательных по глубине землетрясений с шагом 60 событий.

Из вышеизложенного получаем, что сейсмические данные довольно убедительно свидетельствуют в пользу различия физических механизмов реализации землетрясений с разной глубиной очага. Подчеркнем, что при этом характер выявленных различий очаговых характеристик хорошо согласуется с ранее предложенными физическими моделями генерации соответствующих типов землетрясений. Характерные глубины смены преимущественных режимов разрушения составляют 30–50 и 80–120 км; варьируя в разных регионах в зависимости от их теплового режима, концентрации флюида и характера напряженного состояния.

## Глубинность заложения восходящих флюидных потоков в континентальной литосфере: анализ и результаты

Дополнительные подтверждения различий физических механизмов разноглубинных землетрясений могут быть получены путем оценки глубины заложения восходящих флюидов. Глубина заложения восходящих флюидных потоков оценивалась по максимуму величин корреляции микроэлементного (МЭ) состава исследуемых флюидов с базовыми моделями верхней, средней и нижней континентальной коры [42] и разных типов биоты [43]. Для проведения расчетов была скомпилирована база данных (БД) результатов анализов МЭ состава флюидов Северной Евразии. Всего было собрано и проанализировано около 300 анализов, среди которых значительную долю составляют данные по региону Большого Кавказа.

В результате было показано, что наблюдается тенденция, что в областях древней активизации (совокупность нефтегазоносных бассейнов (НГБ) России) максимальна связь МЭ состава флюидов с составом нижней континентальной коры, в областях Альпийской активизации – с составом средней, и в областях наиболее напряженного современного теплового режима (Камчатка) – с составом средней или верхней коры. Можно предположить, что эта тенденция обусловлена разной глубиной заложения восходящих флюидных потоков в земной коре. Такой поток несет метку геохимической глубины своего зарождения, и чем напряженнее тепловой режим и выше глубинные температуры, тем на меньших глубинах реализуются процессы дегидратации и, соответственно, метку меньших глубин несет данный восходящий флюидный поток.

Важно подчеркнуть, что полученный результат существенно дополняется и поясняется сейсмологичеескими данными, также вполне уверенно указывающими на развитие интенсивных восходящих флюидных потоков (см., например, Рисунок 11). Таким образом, геохимические и сейсмологические данные совместно описывают единую тенденцию режима глубинного флюидного режима.

#### Выводы

Показано, что характер изменений ряда средних параметров землетрясений с глубиной хорошо согласуется с ожидаемым различием физических механизмов землетрясений по глубине и, таким образом, подкрепляет ранее предложенные модели генерации более глубоких землетрясений. Наличие восходящих флюидных потоков дополнительно подкрепляется выявлением высокой корреляционной связи микроэлементного состава глубинных флюидов со средним составом нижней коры. Предложена детализация общепринятого подразделения землетрясений на мелкие, промежуточные и глубокие. Учет различия физических механизмов разноглубинных

землетрясений предполагает возможность различия характера их предвестников, что представляется существенным в плане уточнения алгоритмов прогноза землетрясений.

#### По результатам раздела 3.1 опубликованы следующие статьи:

1. Rodkin M.V. The variability of earthquake parameters with the depth: Evidences of difference of mechanisms of generation of the shallow, intermediate-depth, and the deep earthquakes // Pure Appl. Geophys. 2022. 179. P. 4197–4206 https://doi.org/10.1007/s00024-021-02927-4

 Родкин М.В., Пунанова С.А. Корреляцонный анализ микроэлементного состава нафтидов: метод, результаты, интерпретация // Геофизические процессы и биосфера. 2022.
Т. 21, № 4. С. 131–141. https://doi.org/10.21455/GPB2022.4-9

По результатам раздела 3.1 сделаны доклады на конференциях и опубликованы тезисы и материалы конференций:

 Родкин М.В., С.А.Пунанова, Т.В.Прохорова, Т.А.Рукавишникова. Свидетельства сквозькоровых флюидных потоков на основе сейсмологических материалов и базы данных микроэлементного состава флюидов // Двадцать третья международная конференция «Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле».
Москва, 26-28 сент., Борок 30 сент. 2022 г. Материалы конференции. М.: 2022. С.224–227.
Родкин М.В., Рукавишникова Т.А. Комплекс поисковых признаков на основе флюидодинамической модели нефтегенеза // Тектоника и геодинамика Земной коры и мантии: фундаментальные проблемы-2022. Материалы LIII Тектонического совещания. Т. 2. М.: ГЕОС, 2022. С. 143–147.

3. Родкин М.В., Рукавишникова Т.А. Результаты коррреляционного анализа микрэлемнтного состава гидротермальных и углеводородных флюидов — оценка глубинности заложения порождающих процессов // Тезисы докладов Всероссийского ежегодного семинара по экспериментальной минералогии, петрологии, геохимии (Москва, 19-20 апреля 2022 г.) ВЕСЭМПГ-2022. С. 103.

# 3.2 Исследования Тофаларского землетрясения 6 сентября 2021 г. (М<sub>w</sub>=5.4) в районе Восточного Саяна (Восточная Сибирь)

### Введение

Проведены детальные исследования Тофаларского землетрясения (M<sub>w</sub>=5.4), которое произошло 6 сентября 2021 г. в районе Восточного Саяна (Восточная Сибирь) (Рисунок 13). Актуальность исследования связана, во-первых, с отсутствием информации

о напряженно-деформируемом состоянии земной коры в рассматриваемом районе [44–46], так как ранее за весь период инструментальных наблюдений здесь регистрировались лишь немногочисленные сейсмические события с М<4.0. Во-вторых, интерес к данному землетрясению обусловлен его возможной связью с малоизученным северо-западным сегментом Главного Саянского разлома [47], являющегося границей между Сибирской платформой и Саяно-Байкальским складчатым поясом.



Рисунок 13. Сейсмичность исследуемой территории за инструментальный период наблюдений (1960–2021 гг.). Положение региона показано на нижнем левом рисунке красным прямоугольником. Магнитуды вычислены по значениям энергетических классов (K<sub>R</sub>), определенным в Байкальском Филиале ФИЦ ЕГС РАН, с использованием соотношений из работ [48] для K<sub>R</sub> < 11.8 (M  $\leq$  3.9) и [49] для K<sub>R</sub>  $\geq$  11.8 (M 4.0–4.5). Механизмы очагов показаны для землетрясений с M  $\geq$  3.4: красным цветом – механизмы очагов, определенные по знакам первых вступлений Р-волн, зеленым цветом – данные GCMT каталога. Основные разломы приведены по [50]: BF – Бирюсинский, MSF – Главный Саянский, ESF – Восточно-Саянский, JF – Жомболокский. JLF – Жомболокское лавовое поле [51]. Палеосейсмодислокации приведены по [52, 53].

#### Данные и методы

Очаговые параметры Тофаларского землетрясения и его наиболее сильного афтершока (M<sub>w</sub>=4.6) были рассчитаны по амплитудным спектрам поверхностных волн, зарегистрированных на телесейсмических расстояниях (Рисунок 14), с использованием дополнительной информации о знаках первых вступлений Р-волн, зарегистрированных на региональных сейсмических станциях. Очаги обоих сейсмических событий вначале были рассмотрены в приближении мгновенного точечного источника [54, 55]. Затем очаг основного толчка был рассмотрен в приближении плоской подвижки [56, 57]. Зависимость полученных пространственно-временных параметров очага землетрясения от набора записей поверхностных волн была проанализирована с используемого использованием метода «складного ножа» [58, 59]. Кроме того по записям объемных волн на региональных станциях были определены координаты эпицентров для 31 афтершока с М≥1.8 (сентябрь – декабрь 2021 г.).



**Рисунок 14.** Сейсмические станции, используемые для анализа Тофаларского землетрясения (а) и его сильнейшего афтершока (b) с примерами фильтрации записей.

#### Результаты

В результате было получено, что очаг Тофаларского землетрясения сформировался под влиянием ЮЗ-СВ сжатия, характерного для Западной Монголии (Рисунок 15). Интегральная длительность действия источника для исследуемого землетрясения составила 6 с, а длины его большой и малой осей эллипса очага – 25–30 и 0–15 км соответственно, средняя скорость мгновенного центроида – 4.5 км/с, а углы между направлением большой оси эллипса очага и направлением его простирания и между направлением скорости мгновенного центроида и направлением простирания составили 135° (Рисунок 16). При этом минимальная невязка для интегральных параметров получена для нодальной плоскости с простиранием 120°, что указывает на то, что она являлась истинной плоскостью разрыва [60]. Отметим, что полученные нами значения интегральных характеристик представляют существенный интерес для построения корреляционных соотношений между магнитудой, размерами очага и скоростью разрывообразования для относительно слабых землетрясений, так как обычно в мировой практике для этого используются события с М>6.0 [61, 62].



Рисунок 15. Механизмы очагов Тофаларского землетрясения с M<sub>w</sub>=5.4 и его сильнейшего афтершока с M<sub>w</sub>=4.6 на фрагменте карты World Stress Map [44], показывающей ориентацию напряжений максимального горизонтального сжатия S<sub>Hmax</sub>.



Рисунок 16. Частные функции нормированной невязки для интегральных характеристик очага Тофаларского землетрясения. Сплошные и штрихованные линии соответствуют нодальным плоскостям с простиранием 120° и 339° (Рисунок 15) соответственно.

Анализ зависимости полученных пространственно-временных параметров показал, что в среднем ошибка в оценке параметров сравнима с соответствующим двойным шагом детализации сетки. При этом в случае рассмотрения нодальной плоскости с простиранием 339° в качестве истинной плоскости разрыва, удаление записи волны Рэлея на станции КDАК существенно изменило результат. Это связано с неравномерным распределением станций с записями волны Рэлея в северо-восточном направлении (Рисунок 14а) от источника и тем фактом, что при рассмотрении очага в приближении плоской подвижки излучение является не симметричным в отличие от приближения мгновенного точечного источника. Полученный результат доказывает важность равномерного азимутального распределения станций при определении интегральных характеристик очага землетрясения. Отметим, что для нодальной плоскости с простиранием 120° удаление записей волн Рэлея и Лява на отдельных станциях на полученные оценки пространственно-временных параметров значительно не повлияло.

Эпицентральное поле афтершоков Тофаларского землетрясения с М≥1.8 (Рисунок 17) вытянуто на 22 км в северо-восточном направлении относительно эпицентра главного толчка. Примечательно, что северо-восточным простиранием (35°) характеризуется одна из нодальных плоскостей сильнейшего афтершока, фокальный механизм которого существенно отличается от решения, полученного для главного толчка (Рисунок 15). Все это может свидетельствовать о перераспределении напряжений, вызванном Тофаларским

землетрясением, в локальном блоке земной коры, ограниченном мелкомасштабными локальными разломами.



Рисунок 17. Эпицентры Тофаларского землетрясения и его афтершоков (31 афтершок с М ≥ 1.8 с 06 сентября по 31 декабря 2021 г. Номера афтершоков увазаны в хронологическом порядке. Сильнейший афтершок с М<sub>w</sub>=4.6 – номер 11.

Исходя из рассчитанной нами глубины гипоцентра исследуемого сейсмического события (45 км), ориентации его истинной плоскости разрыва (с простиранием 120°) и имеющихся геолого-геофизических данных [50, 63], показано, что Тофаларское землетрясение связано с зоной Главного Саянского разлома. Значение угла падения рабочей плоскости основного толчка позволяют сделать два предположения относительно геометрии зоны северо-западного сегмента Главного Саянского разлома. С одной стороны, можно предположить, что разлом на этом участке выполаживается с глубиной, т.е. является листрическим (Рисунок 18а), как и в случае с его юго-восточным сегментом [64]. С другой стороны, полученные нами результаты могут указывать на существование в пределах разломной зоны разрывных нарушений различной ориентации (Рисунок 18b).



Рисунок 18. Разрезы, перпендикулярные плоскости очага Тофаларского землетрясения, иллюстрирующие две предложенные модели геометрии зоны северо-западного сегмента Главного Саянского разлома; данные о падении и глубине проникновения Главного Саянского разлома приведены по [50] и [63] соответственно.

#### Выводы

Очаг Тофаларского землетрясения сформировался под влиянием ЮЗ-СВ сжатия, характерного для Западной Монголии. Эпицентральное поле афтершоков Тофаларского землетрясения с М≥1.8 (31 событие, сентябрь–декабрь 2021 г.) вытянуто на 22 км в северо-восточном направлении относительно эпицентра главного толчка.

Исходя из глубины гипоцентра исследуемого землетрясения (45 км), ориентации его истинной плоскости разрыва (strike=120°), определенной в результате анализа интегральных параметров очага, и имеющихся геологических данных, установлено, что данное сейсмическое событие связано с зоной Главного Саянского разлома.

На основании полученных данных предложены две альтернативные модели строения зоны северо-западного сегмента Главного Саянского разлома.

#### По результатам раздела 3.2 подготовлена статья:

Filippova A.I., Fomochkina A.S., Gileva N.A., Radziminovich Ya.B., Melnikova V.I. Source parameters and aftershock process of the September 6, 2021 Mw 5.4 Tofalaria earthquake at the north-western segment of the Main Sayan fault (Eastern Siberia). (Submitted to Pure and Applied Geophysics).

По результатам раздела 3.2 сделаны доклады на конференциях и опубликованы тезисы конференций:

1. Филиппова А.И., Фомочкина А.С., Гилева Н.А., Радзиминович Я.Б., Мельникова В.И. Очаговые параметры и афтершоковый процесс Тофаларского землетрясения 6 сентября 2021 г. (Mw=5.4) // Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных: Тезисы XVI Международной сейсмологической школы (г. Минск, респ. Беларусь, 12–16 сент. 2022 г.). Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2022. С. 94.

2. Burlakov I., Fomochkina A., Filippova A. The analysis of the dependence of the spacetime source parameters of the September 6, 2021 Mw 5.4 Tofalaria earthquake on the data set // XIV International Conference and School «Problems of Geocosmos — 2022» (Saint-Petersburg, October 3–7, 2022): Abstracts. 2022. GC2022-SG025.

# 3.3 Связь напряженно-деформированного состояния коры и сейсмотектоники на примере Южного Тибета

### Введение

В настоящее время ряд сейсмоактивных регионов оборудован достаточно плотными сетями приемных станций GPS, что позволяет осуществлять мониторинг смещений поверхности земли. В данной работе по данным GPS проведены оценки характера деформирования земной коры в Южном Тибете (Рисунок 19) с целью исследования связи напряженно-деформированного состояния коры и сейсмотектоники. Актуальность работы обусловлена слабой изученностью разломов Южного Тибета.



Рисунок 19. Карта разломов и сильных землетрясений исследуемой области. Зелеными и голубыми кружками обозначены землетрясения с М ≥ 5, произошедшие после и до 1976 г. соответственно. Красные линии – границы блоков. Красные треугольники – пункты GPS-наблюдений.

#### Данные и методы

Для имитации характера деформирования земной коры в Южном Тибете в качестве исходных данных использовались GPS-данные о скоростях деформации движений

земной за 1991–2015 гг. (Рисунок 19) [65]. Для расчетов был применен метод конечных элементов. Рассматривалась двухмерная вязкоупругая модель. Всего в пределах области исследования моделирование проводилось для 12 разломов, данные о которых имеются в тектонической карте Китая [66]. Эти разломы рассматривались как ослабленные зоны шириной 6 км. Используемая модель, состоящая из 6619 элементов, и граничные условия показаны на Рисунке 20.



Рисунок 20. Используемая для расчетов модель и граничные условия.

#### Результаты

Установлено, что на изучаемую территорию одновременно воздействовали сжатие северо-восточного простирания и неравномерное растяжение восточно-западного простирания (Рисунок 21). Причем влияние растяжения усиливается с юга на север. Показано, что разломы восточно-западного и северо-западного простирания и разломы субмеридионального простирания различаются по своим механическим характеристикам и режимам сейсмичности и деформирования.



Рисунок 21. Результаты расчетов движений по разломам (a, b) и скорости накопления напряжений (c, d): (a) – скорости растяжения и сжатия (растяжение – положительные,

сжатие – отрицательные); (b) – скорости сдвига (правосторонний сдвиг – положительный, левосторонний – отрицательный); (c) – сжатие; (d) – сдвиг (правосторонний сдвиг – положительный, левосторонний – отрицательный).

Распределение умеренных и сильных землетрясений ( $M \ge 5$  с 1976 г. или  $M \ge 6.5$ , за весь период), связанных с разломами в центре рассматриваемой территории, имеющими сбросовую кинематику (Рисунки 21, 22), во многом зависит от скорости движения по разлому и геометрии разломной зоны. Большинство таких землетрясений приурочено к сегментам разломов с высокими скоростями смещений и большими значениями напряжений растяжения.



Рисунок 22. Скорости накопления главных напряжений на разломах, имеющих субмеридиональную ориентацию. Механизмы очагов землетрясений с М ≥ 5 приведены по данным GCMT каталога (с 1976 г.).

#### Выводы

Установлено, что на территорию Южного Тибета одновременно воздействовует сжатие северо-восточного простирания и неравномерное растяжение восточно-западного простирания. Показано, что разломы восточно-западного и северо-западного простирания и разломы субмеридионального простирания различаются по своим механическим характеристикам и режимам сейсмичности и деформирования.

#### По результатам раздела 3.3 опубликована статья:

Li Y., Liu X., Rodkin M., Pang Y. Numerical simulation of fault deformation and seismic activity in the southern Qinghai–Tibet Plateau // J. Seismol. 2022. 26. P. 1295–1308. https://doi.org/10.1007/s10950-022-10116-6

# 4 Оценки параметров возможных цунами в районе поселка Корф, порожденных землетрясениями в Алеутской зоне субдукции

#### Введение

Субдукционные землетрясения Алеутской островной дуги (наряду с близкими сейсмического событиями Корякского пояса И редкими мегаземлетрясениями Тихоокеанского кольца) представляют наибольшую цунамиопасность для беринговоморского побережья Камчатки, Корякии и Чукотки, и в частности, для района Корф. Ниже мы рассмотрим повторяемость потенциально цунамигенных пос. землетрясений Алеутской дуги и приведем результаты модельных расчетов, порождаемых ими цунами.

Алеутская дуга (включая южное побережье Аляски) относится к числу наиболее сейсмоактивных регионов мира. За период 20-го – начала 21 века здесь происходили землетрясения с магнитудами превышающими М=9. На карте (Рисунок 23) показано пространственное расположение очагов наиболее крупных из этих инструментальных зарегистрированных событий.



Рисунок 23. Очаговые области сильнейших подводных землетрясений Алеутской дуги и Северо-Восточной Камчатки, зарегистрированных за более чем 100 лет инструментальных наблюдений.

Сильнейшие землетрясения рассматриваемого региона происходят в зоне субдукции Тихоокеанской плиты. Цунами порождаются мелкофокусными (глубины до 60–70 км) событиями, возникающими в верхней пологой части зоны субдукции. Эта область располагается под южным склоном Алеутской дуги. Однако волны цунами могут проникать через проливы и распространяться на большие расстояния в Беринговом море.

Кроме того вследствие больших размеров очагов соответствующие им деформации морского дна, вносящие вклад в порождение цунами, могут продолжаться и на северную сторону дуги в пределы Берингова моря.

#### Повторяемость землетрясений Алеутской дуги

Частота возникновения землетрясений закономерно убывает с ростом магнитуды (закон Гутенберга-Рихтера), причем параметры закона зависят от конкретного региона. В рассматриваемой задаче нет необходимости приближать график повторяемости линейной зависимостью. Мы использовали непосредственно эмпирическую кривую (несколько сгладив ее), построенную по данным наиболее представительных мировых каталогов землетрясений. Выборка землетрясений пространственно соответствует мелкофокусной сейсмичности Алеутской дуги. Использованы четыре каталога, в которых, в частности, представлены все сильнейшие события ~120-летнего периода инструментальных наблюдений (см. Рисунок 24 и подпись к нему). Несовпадение кривых объясняется различием в типах магнитуды, преимущественно использованной в различных каталогах и в различные периоды времени.



Рисунок 24. Оценки повторяемости землетрясений (кумулятивный закон Гутенберга-Рихтера) Алеутской дуги по данным инструментальных наблюдений за период 1900– 2022.09 гг. Значения на кривых демонстрируют среднее число землетрясений Алеутской дуги за один год, магнитуда которых превосходит соответствующую величину аргумента М. Цветом кривых отмечены оценки, построенные по различным мировым каталогам землетрясений:

красным - ISC-isf [ftp://ftp.isc.ac.uk/pub/isf/],

зеленым – ANSS (USGS) [https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/],

синим - ISC-GEM [ftp://ftp.isc.ac.uk/pub/isf/catalogue],

сиреневым – GCMT [https://www.globalcmt.org/CMTsearch.html].

Черным цветом отмечена обобщающая сглаженная кривая, выбранная для дальнейшего использования.

На Рисунке 24 закон повторяемости представлен в кумулятивной форме, то есть значения на кривых равны среднему числу землетрясений Алеутской дуги за один год, магнитуда которых превосходит соответствующую величину аргумента М.

В задаче оценки цунамиопасности важно не занизить возможные значения магнитуд модельных землетрясений. Поэтому в качестве окончательного используемого графика повторяемости мы выбрали сглаженную кривую, являющуюся приблизительно огибающей всех представленных зависимостей. На Рисунке 24 эта окончательная эмпирическая кривая имеет черный цвет.

#### Модельные очаги землетрясений Алеутской зоны субдукции

Вследствие большой протяженности и изгиба Алеутской дуги для разных ее частей характерны различные механизмы типичных землетрясений. В соответствии с направлением погружения взаимодействующих литосферных плит в пределах дуги происходит наблюдаемое закономерное изменение преобладающих типов тензоров сейсмического момента: от надвигов на востоке до сдвигов на западе. Кроме того непосредственно на поверхности субдукции на западе дуги возникает особая ситуация. Если на востоке Тихоокеанская плита погружается под Алеутскую дугу приблизительно ортогонально их границе, то на западе она движется под дугой параллельно простиранию последней без заметного дальнейшего погружения. В результате на западе дуги также наблюдаются механизмы пологих надвигов, но, в отличие от востока, с подвижками близкими к простиранию.

На карте (Рисунок 25) показаны эпицентры всех инструментально зарегистрированных сильнейших мелкофокусных субдукционных землетрясений (включая события внешнего океанического вала, иногда порождающие цунами). Также на Рисунке 25 для различных участков дуги приведены диаграммы типичных тензоров сейсмического момента землетрясений. Соответствующие каждому участку тензоры вычислены как средние по выборке мелкофокусных субдукционных событий из каталога GCMT.



Рисунок 25. Все сильнейшие (М≥7) события Алеутской дуги (за полный период инструментальных наблюдений) и типичные (средние) механизмы землетрясений для различных ее частей. Каждому событию приписывалась максимальная из определенных для него магнитуд (Mmax). Желтыми линиями отмечены отрезки дуги, по которым проводилось осреднение тензоров сейсмического момента из каталога GCMT. Приведенные тензорные диаграммы демонстрируют соответствующие средние тензоры. При осреднении использованы только тензоры сейсмического момента мелкофокусных (глубина до 70 км) субдукционных землетрясений.

На карте (Рисунок 26) представлено расположение 5 построенных модельных очагов, которым соответствуют землетрясения с магнитудой М<sub>w</sub>=8.8. Площадки разрыва всех модельных очагов имеют плоскую прямоугольную форму. Размеры площадок вычислены по магнитуде с использованием известных эмпирических соотношений [67]. Подвижки на площадках предполагаются однородными (для всех очагов амплитуда подвижки 11.6 м). Верхние кромки очаговых площадок (на глубине 4 км) параллельны простиранию глубоководного желоба в их окрестности. Наклон плоскости разрыва (dip) и направление подвижки (rake) соответствуют типичным для данного участка дуги механизмам землетрясений, представленным на Рисунке 25.



Рисунок 26. Модели типичных Алеутских землетрясений, построенные для расчета волн цунами. Розовыми фигурами показаны проекции на свободную поверхность прямоугольных очаговых площадок разрыва. Белые цифры – номера модельных очагов.

#### Модельные цунами

Расчет модельного цунами подразделяется на два этапа. На первом по построенной модели сейсмического очага вычисляются порожденные им быстрые подвижки морского дна. В данной работе расчет проводился по оригинальной, написанной авторами, программе, основанной на методике, изложенной в [68]. Полученные расчетные вертикальные подвижки дна для каждого из пяти модельных очагов представлены на Рисунке 27.



Рисунок 27. Рассчитанные вертикальные смещения морского дна, соответствующие модельным очагам, приведенным на Рисунке 26. Значения вертикальных подвижек (цветовые шкалы) даны в метрах. Положительные подвижки – поднятия, отрицательные – опускания.

На втором этапе по быстрым, но занимающим определенный (зависящий от магнитуды) промежуток времени, подвижкам дна вычисляются порождаемые ими волны на поверхности перекрывающего очаговую область слоя воды. Далее возникшая волна свободно распространяется по поверхности моря. При этом учитывается реальный рельеф морского дна, влияющий на скорости и амплитуды распространяющихся волн. В данном случае для расчета использовалось линейное приближение уравнения мелкой воды.

К настоящему времени проведены только предварительные расчеты распространения волн цунами в акваториях, без учета сложных явлений сопутствующих накату на берег разной формы и высоты. Поэтому полученные предварительные оценки амплитуды цунами в районе пос. Корф, по-видимому, занижены.

На Рисунке 28 приведен пример такого расчета волн цунами в Беринговом море и северной части Тихого океана от субдукционного очага 3, расположенного в центральной части Алеутской дуги. На рисунке приведен рельеф максимальных положительных высот волн цунами, вычисленных для каждой точки акватории. Обратим внимание на повышенные значения высот цунами в узком направлении излучения от очага к району близкому к пос. Корф. По-видимому, это явление связано с тем, что расположенные в этом направлении относительно менее глубокие подводные хребты Бауэрса и Ширшова образуют своеобразный низкоскоростной волновод.



Рисунок 28. Карта максимальных расчетных положительных высот (в метрах) волн модельного цунами, порожденного очагом 3 для прилегающих областей Берингова моря и Тихого океана. Синим перевернутым треугольником отмечено положение на камчатском шельфе, вблизи пос. Корф, виртуального мареографа, для которого вычислялись модельные мареграммы от различных очагов, приведенные на Рисунке 27.

На Рисунке 28 рядом с пос. Корф синим треугольником обозначено положение участвовавшего в расчетах виртуального мареографа, «записывавшего» изменения уровня моря во времени в фиксированной точке шельфа. Расчетные мареграммы в данной точке от всех пяти описанных выше модельных землетрясений приведены на Рисунке 29. На каждой из виртуальных мареграмм время (в минутах) указано относительно момента начала действия соответствующего очага.



Рисунок 29. Рассчитанные мареграммы волн цунами от пяти модельных очагов в точке на шельфе вблизи пос. Корф. Номера на мареграммах соответствуют номерам очагов. Горизонтальная шкала мареграмм – задержка в минутах относительно момента возникновения соответствующего землетрясения. Вертикальная шкала мареграмм в метрах.

#### Выводы

Выполнено моделирование цунамигенных очагов землетрясений Алеутской дуги и получены предварительные оценки высот вызванных ими цунами на северо-восточном побережье Камчатки.

Построена детальная цифровая трехмерная модель Курило-Камчатской сейсмофокальной зоны по данным каталога ANSS (USGS).

и модернизировано Написано 10 компьютерных программ (не считая многочисленных обслуживающих), посвященных задачам цунамирайонирования побережий Камчатки и построения модели Курило-Камчатской сейсмофокальной зоны. «labenio.lib", Значительно расширена библиотека подпрограмм включающая подпрограммы, относящиеся к указанным задачам.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках НИР в 2022 году были предложены новые и усовершенствованы существующие методы решения прямых и обратных задач. Одним из наиболее важных результатов являются предложены новые формулы для восстановления функции с компактным носителем на  $R^d$  по её преобразованию Фурье, ограниченному на шар  $B_r$  фиксированного радиуса  $r = 2 \pi/\lambda$  (то есть по усеченному преобразованию Фурье). Формулы основаны на теории вытянутых сфероидальных волновых функций и обращении преобразования Радона. Полученные результаты дают сверхразрешающее восстановление, то есть позволяют восстанавливать детали за дифракционным пределом.

Для уравнения Шредингера с потенциалом, который является суммой регулярного и конечного набора точечных рассеивателей типа Бете-Пайерлса, показано, что если энергия E является собственным значением кратности m, то после добавления к потенциалу дополнительных n < m точечных рассеивателей она остается собственным значением кратности не менее m - n. Как следствие, поскольку для нулевого потенциала все энергии являются энергиями частичной прозрачности бесконечной кратности, то для n-точечных потенциалов это свойство также имеет место.

При исследовании влияния задержки в прямой задаче для модели Курамото-Сакагучи на восстановление естественных частот в обратной задаче для модели Курамото в качестве основного результата было установлено, что асимметрия критическим образом влияет на установление режима (периодического или хаотического) и на длину периода между катастрофами. В результате дальнейшего рассмотрения асимметрии в самосогласованной обратной задаче для модели Курамото было показано, что асимметрия параметра порядка растет с ослаблением синхронизации. Таким образом, ее можно использовать в качестве долгосрочного предвестника катастрофического рассогласования системы, то есть применять, в том числе, и для задач прогноза землетрясений.

Проведенные работы по синтезу статистической оценки параметров многомерной линейной системы с одним входом и *m* выходами и анализу ее качества позволили установить состоятельность и асимптотическую нормальность оценки. Также была вычислена предельная ковариационная матрица оценки для случая, когда число наблюдений стремится к бесконечности. В рамках прикладной задачи локации источников акустической эмиссии по наблюдениям малоапертурных антенных решеток был обобщён метод SRP-PHAT на случай волнового распространения в твердых средах.

Обобщенный метод позволяет определять координаты источника с фокальным механизмом отличным от равномерного расширения.

Важным результатом с точки зрения инженерной сейсмологии является предложенный усовершенствованный статистический подход для определения резонансных частот грунтов по спектральным *H*/*V*-отношениям, позволяющий с высокой достоверностью выделять резонансные частоты колебаний грунтовой толщи.

Наряду с развитием методов решения обратных задач были предложены пути усовершенствования систем регистрации сейсмических данных. Установлено, что для решения практически любой сейсмологической задачи наиболее перспективно DAS (распределенное акустическое использование метола зондирование) с фазочувствительной оптической рефлектометрией во временной области. Показано, что техника адаптивной фильтрации является одним из наиболее эффективных методов полезного сейсмического сигнала на выделения фоне помех, обусловленных динамическими температурными процессами, воздействующими на приборы. Кроме того, было усовершенствовано программно-аппаратурное обеспечение систем прецизионного наклонометрического и температурного мониторинга, установленных в штольне Баксанской нейтринной обсерватории.

В рамках исследований очагов землетрясений было показано, что характер изменений ряда средних параметров землетрясений с глубиной хорошо согласуется с ожидаемым различием физических механизмов землетрясений по глубине и, таким образом, подкрепляет ранее предложенные модели генерации более глубоких землетрясений. Наличие восходящих флюидных потоков дополнительно подкрепляется выявлением высокой корреляционной связи микроэлементного состава глубинных флюидов со средним составом нижней коры.

Важные результаты с точки зрения изучения сейсмотектонической ситуации в малоисследованном и ранее практически асейсмичном районе Восточного Саяна были получены в ходе детальных исследований Тофаларского землетрясения (M<sub>w</sub>=5.4), которое произошло 6 сентября 2021 г. Было показано, что его очаг сформировался под влиянием ЮЗ-СВ сжатия, характерного для Западной Монголии. Исходя из полученных значений глубины гипоцентра исследуемого землетрясения и ориентации его истинной плоскости разрыва, и имеющихся геологических данных, установлено, что данное сейсмическое событие связано с зоной Главного Саянского разлома. На основании рассчитанных нами очаговых параметров предложены две альтернативные модели строения зоны северозападного сегмента Главного Саянского разлома. Рассчитанные параметры, в том числе

учитывающие эффекты конечных размеров источника, представляют большую ценность для дальнейших оценок сейсмической опасности исследуемой территории.

Интересные результаты также были получены при изучении связи напряженнодеформированного состояния коры и сейсмотектоники в Южном Тибете. Установлено, что на территорию Южного Тибета одновременно воздействует сжатие северо-восточного простирания и неравномерное растяжение восточно-западного простирания. Показано, что разломы восточно-западного и северо-западного простирания и разломы субмеридионального простирания различаются по своим механическим характеристикам и режимам сейсмичности и деформирования.

Особого внимания, в том числе за счет своей высокой практической значимости, заслуживают исследования, связанные с оценкой цунамиопасности побережий Камчатки. Так, в результате моделирования цунамигенных очагов землетрясений Алеутской дуги были получены предварительные оценки высот вызванных ими цунами на северовосточном побережье Камчатки (пос. Корф). Повышенные значения высот цунами в узком направлении излучения от очага к району близкому к пос. Корф, по-видимому, связаны с тем, что расположенные в этом направлении относительно менее глубокие подводные хребты Бауэрса и Ширшова образуют своеобразный низкоскоростной волновод.

По результатам выполненных исследований опубликовано 10 статей в рецензируемых журналах, индексируемых в Web of Science, Scopus и РИНЦ, сделано 11 докладов на международных и российских научных конференциях.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

 Isaev M., Novikov R.G. Reconstruction from the Fourier transform on the ball via prolate spheroidal wave functions // Journal des Mathematiques Pures et Appliquees. 2022. V.
163. P. 318–333. doi:10.1016/j.matpur.2022.05.008

2. Isaev M., Novikov R.G., Sabinin G.V. Numerical reconstruction from the Fourier transform on the ball using prolate spheroidal wave functions // Inverse Problems. 2022. V. 38. № 10. Article 105002. doi:10.1088/1361-6420/ac87cb

3. Гриневич П.Г., Новиков Р.Г. Спектральное неравенство для уравнения Шрёдингера с многоточечным потенциалом // Успехи математических наук. 2022. Т. 22. Вып. 6(468). С. 69–76. https://doi.org/10.4213/rm10080

4. Novikov R.G. Multidimensional inverse scattering for the Schrödinger equation. In: Cerejeiras, P., Reissig, M. (eds) Mathematical Analysis, its Applications and Computation.

ISAAC 2019. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics: Springer, Cham, 2022. V. 385. P. 75–98. https://doi.org/10.1007/978-3-030-97127-4\_3

5. Novikov R.G., Sivkin V.N. Fixed-distance multipoint formulas for the scattering amplitude from phaseless measurements // Inverse Problems. 2022. V. 38. № 2. Article 025012. doi:10.1088/1361-6420/ac44db

6. Blanter E., Le Mouël J.-L., Shnirman M., Courtillot V. Reconstruction of the North-South Solar Asymmetry with a Kuramoto Model // Solar Physics. 2017. V. 292. 54. doi:10.1007/s11207-017-1078-3

7. Hannan E.J. Maltiple Time Series. John Willey and Sons, Inc.: New York, London. 1970.

8. Ibragimov I.A., Rozanov Y.A. Gaussian Random Processes. Applications of Mathematics. Springer-Verlag: New York, 1978. 277 p.

9. Rost S., Thomas C. Array seismology: Methods and applications // Reviews of Geophysics. 2002. V. 40. No 3. P. 2.1–2.27.

10. Zhang C., Florêncio D., Ba D.E., Zhang Z. Maximum likelihood sound source localization and beam forming for directional microphone arrays in distributed meetings // IEEE Transactions on Multimedia. 2008. V. 10. No 3. P. 538–548.

11. Kushnir A., Varypaev A., Dricker I., Rozhkov M., Rozhkov N. Passive surface micro seismic monitoring as a statistical problem: location of weak micro seismic signals in the presence of strongly correlated noise // Geophysical Prospecting. 2014a. V. 62. No 4. P. 819–833.

12. Diaz-Guerra, D., Miguel, A., Beltran, J.R.: Robust sound source tracking using SRP-PHAT and 3D convolutional neural networks // IEEE/ACM Trans. Audio, Speech, Lang. Process. 2021. V. 29. P. 300–311.

13. Le Cam L. Locally Asymptotically Normal Families of Distributions // University of California Publication in Statistics. 1960. V. **3**. P. 37–99.

14. Le Cam L. Asymptotic Methods in Statistical Decision Theory. Springer Series in Statistics. Springer: New York, NY, USA; Berlin, Germany. 1986. 786 p.

15. Le Cam, L., Yang G.Lo. Asymptotics in Statistics. Springer-Verlag New York Inc., NY, USA. 1990. 180 p.

16. Ibragimov I.A., Has'minskii R.Z. Statistical Estimation. Asymptotic Theory. Applications of Mathematics 16. Springer-Verlag: New York, 1981. 403 p.

17. Taniguchi M., Y.Kakizawa Asymptotic Theory of Statistical Inference for Time Series. Springer Series in Statistics. Springer-Verlag New York Inc., NY, USA. 2000. 661 p.

 Kushnir A. F., N. M. Rozhkov, A.V. Varypaev Statistically Based Approach to Monitoring of Microseismic Events // GEM: International Journal on Geomathematics. 2013. V.
No 2. P. 201–225.

19. Kushnir A., Varypaev A., Rozhkov M., Epiphansky A., Dricker I. Determining the microseismic event source parameters from the surface seismic array data with strong correlated noise and complex focal mechanisms of the source // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2014b. V. 50. No 3. P. 334–354.

20. Nakamura Y. A method for dynamic characteristics estimation of surface using microtremor on the ground surface // Quart. Rep. RTRI. 1989. V. 30. No 1. P. 25–33.

21. Bugaevsky A.G., Rodkin M.V. Probabilistic approach to determination of resonant properties of soils from transfer H/V spectral ratio values: method and results // XXVIII General Assembly of ESC, 1–6 September 2002, Genoa, Italy. P. 129 & CD-ROM compilation of full papers.

22. Fenta M.C., Potter D.K., Szanyi J. Fibre optic methods of prospecting: a comprehensive and modern branch of geophysics // Surveys in Geophysics. 2021. V. 42. P. 551–584. https://doi.org/10.1007/s10712-021-09634-8

Lu P., Lalam N., Badar M., Liu B., Chorpening B.T., Buric M.P., Ohodnicki P.R.
Distributed optical fiber sensing: review and perspective // Applied Physics Review. 2019. V. 6.
No. 4. 041302. https://doi.org/10.1063/1.5113955

24. Кислов К.В., Гравиров В.В. Распределенное акустическое зондирование: новый инструмент или новая парадигма // Сейсмические приборы. 2022. Т. 58. № 2. С. 5–38. doi:10.21455/si2022.2-1

25. Lindsey N.J. Martin E.R. Fiber-optic seismology // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. 2021. V. 49. No. 1. P. 309–336. https://doi.org/10.1146/annurev-earth-072420-065213

26. Lopez-Mercado C.A., Korobko D.A., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. Application of dual-frequency self-injection locked DFB laser for Brillouin optical time domain analysis // Sensors. 2021. V. 21. No. 20. 6859. https://doi.org/10.3390/s21206859

27. Awwad E., Dorize C., Guerrier S., Renaudier J. Detection-localizationidentification of vibrations over long distance SSMF with coherent  $\Delta\phi$ -OTDR // Journal of Lightwave Technology. 2020. V. 38. No. 12. P. 3089–3095. https://doi.org/10.1109/JLT.2020.2993167

28. Iida D., Honda N., Oshida H., Advances in distributed vibration sensing for optical communication fiber state visualization // Optic Fiber Technology. 2020. V. 57. 102263. https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102263 29. Liokumovich L.B., Ushakov N.A., Kotov O.I., Bisyarin M.A., Hartog A.H. Fundamentals of optical fiber sensing schemes based on coherent optical time domain reflectometry: signal model under static fiber conditions // Journal of Lightwave Technology. 2015. V. 33. No. 17. P. 3660–3671. https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2449085

30. Faucher F., de Hoop M.V., Scherzer O. Reciprocity-gap misfit functional for distributed acoustic sensing, combining data from passive and active sources // Geophysics. 2021. V. 86, No. 2. P. R211–R220. https://doi.org/10.1190/geo2020-0305.1

 Lellouch A., Biondi E., Biondi B.L., Luo B., Jin G., Meadows M.A. Properties of a deep seismic waveguide measured with an optical fiber // Physical Review Research. 2021. V.
013164. https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.013164

32. Nayak A., Ajo-Franklin J. and the Imperial Valley Dark Fiber Team. Distributed acoustic sensing using dark fiber for array detection of regional earthquakes // Seismological Research Letters. 2021. V. 92. No. 4. P. 2441–2452. https://doi.org/10.1785/0220200416

33. Reinsch T., Jousset P., Krawczyk C.M. Fiber optic distributed strain sensing for seismic applications, *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, Gupta, H.K., Ed., Encyclopedia of Earth Sciences Series, Cham: Springer, 2020, pp. 1–5. https://doi.org/10.1007/978-3-030-10475-7\_284-1

34. Gravirov V.V., Kislov K.V. On the Question of the Rotational Seismometry Metrology // Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. 2022a. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-030-91467-7\_24

35. Gravirov V.V., Kislov K.V. Variations of ambient temperature and following them instrumental noise of seismic instruments // Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Problems of Geocosmos–2020. Cham, Switzerland, 2022b. P. 341–348. DOI: 10.1007/978-3-030-91467-7\_25

36. Gravirov V.V., Kislov K.V. Application of adaptive filtering techniques for filtering induced seismic noise // Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. — Problems of Geocosmos–2020. Cham, Switzerland, 2022c. P. 317–330. DOI: 10.1007/978-3-030-91467-7\_23.

37. Iidaka T., Furukawa Y. Double seismic zone for deep earthquakes in the Izu-Bonin subduction zone // Science. 1994. V. 263. N. 5150. P.1116–1118.

38. Касахара К. Механика землетрясений. М. Мир. 1985. 264 с.

39. Буллен К.Е. Плотность Земли. М. Мир. 1978. 442 с.

40. Иванов С. Н. Непроницаемая зона на границе верхней и средней части земной коры // Физика Земли. 1999. № 9. С. 96–102.

41. Rodkin M.V. The variability of earthquake parameters with the depth: Evidences of difference of mechanisms of generation of the shallow, intermediate-depth, and the deep earthquakes // Pure and Applied Geophysics. 2022. 179. P. 4197–4206 https://doi.org/10.1007/s00024-021-02927-4

42. Rudnick R.L., Gao S. Composition of the continental crust. In The Crust. 2003. Vol. 3. Elsevier, P. 1–64.

43. Bowen H.J. Trace elements in biochemistry. Acad. press. London and New York, 1966. 241 p.

44. Heidbach O., Rajabi M., Reiter K., Ziegler M., World Stress Map 2016. GFZ Data Services. 2016. doi:10.5880/WSM.2016.002.

45. Karagianni I., Papazachos C.B., Scordilis E.M., Karakaisis G.F. Reviewing the active stress field in Central Asia by using a modified stress tensor approach // Journal of Seismology. 2015. V. 19. P. 541–565. https://doi.org/10.1007/s10950-015-9481-4

46. Seredkina A.I., Melnikova V.I. Seismotectonic crustal strains of the Mongol-Baikal seismic belt from seismological data / in D'Amico S. (Ed.) Moment tensor solutions - a useful tool for seismotectonics. Springer Natural Hazards, Switzerland. 2018. P. 497–517. https://doi.org/10.1007/978-3-319-77359-9\_22

47. Ritz J.-F., Arzhannikova A., Vassallo R., Arzhannikov S., Larroque C., Michelot J.-L., Massault M. Characterizing the present-day activity of the Tunka and Sayan faults within their relay zone (western Baikal rift system, Russia) // Tectonics. 2018. V. 37. P. 1376–1392. doi:10.1002/2017TC004691

48. Rautian T.G., Khalturin V.I., Fujita K., Mackey K.G., Kendall A.D. Origins and methodology of the Russian energy K-class system and its relationship to magnitude scales // Seismological Research Letters. 2007. V. 78. P. 579–590. https://doi.org/10.1785/gssrl.78.6.579

49. Seredkina A.I., Gileva N.A. Correlation between moment magnitude and energy class of earthquakes in Pribaikalia and Transbaikalia // Seismic Instruments. 2016. V. 52. P. 29–38 (in Russian).

50. Галимова Т.Ф., Пашкова А.Г., Поваринцева С.А. и др. Государственная геологическая карта Российской Федерации. Масштаб 1:1000000 (третье поколение). Серия Ангаро-Енисейская. Лист N-47 – Нижнеудинск. Объяснительная записка. СПб.: Картографическая фабрика ВСЕГЕИ, 2012. 652 с.

51. Arzhannikov S.G., Ivanov A.V., Arzhannikova A.V., Demonterova E.I., Jolivet M., Buyantuev V.A., Oskolkov V.A., Voronin V.I. The most recent (682–792 CE) volcanic eruption in the Jombolok lava field, East Sayan, Central Asia triggered exodus of Mongolian

pre-Chinggis Khaan tribes (778–786 CE) // Journal of Asian Earth Sciences. 2016. V. 125. P. 87–99. https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2016.05.017

52. Chipizubov A.V., Serebrennikov S.P. Strike-slip paleoseismodislocations in the Eastern Sayan // Doklady Akademii Nauk. 1990. V. 311. No 2. P. 446–450 (in Russian).

53. Smekalin O.P., Chipizubov A.V., Imaev V.S. Paleoearthquakes in the Baikal region: Methods and results of timing // Geotectonics. 2010. V. 44. No 2. P. 158–175. https://doi.org/10.1134/S0016852110020056

54. Букчин Б.Г. Об определении параметров очага землетрясения по записям поверхностных волн в случае неточного задания характеристик среды // Известия АН СССР. Серия Физика Земли. 1989. № 9. С. 34–41.

55. Lasserre C., Bukchin B., Bernard P., Tapponier P., Gaudemer Y., Mostinsky A., Dailu R. Source parameters and tectonic origin of the 1996 June 1 Tianzhu (Mw=5.2) and 1995 July 21 Yongen (Mw=5.6) earthquakes near the Haiyuan fault (Gansu, China) // Geophysical Journal International. 2001. V. 144. No 1. P. 206–220. doi:10.1046/J.1365-246X.2001.00313.X

56. Bukchin B. Determination of stress glut moments of total degree 2 from teleseismic surface wave amplitude spectra // Tectonophysics. 1995. P. 185–191.

57. Bukchin B.G., Fomochkina A.S., Kossobokov V.G., Nekrasova A.K. Characterizing the Foreshock, Main Shock, and Aftershock Sequences of the Recent Major Earthquakes in Southern Alaska, 2016–2018 // Frontiers in Earth Sciences. 2020. V. 8. 584659. doi:10.3389/feart.2020.584659

58. Tichelaar B.W., Ruff L.J. How Good Are Our Best Models? Jackknifing, Bootstrapping, and Earthquake Depth // Eos. 1989. V. 70. No 20. P. 593–606.

59. Фомочкина А.С., Букчин Б.Г. Зависимость погрешности определения параметров землетрясений от набора записей поверхностных волн // Физика Земли. 2020. № 1. С. 109–117. doi:10.31857/S0002333720010019

60. Букчин Б.Г. Описание очага землетрясения в приближении вторых моментов и идентификация плоскости разлома // Физика Земли. 2017. № 2. С. 76–83. doi:10.7868/S0002333717020041

61. Anderson J.G., Biasi G.P., Wesnousky G. Fault-scaling relationship depend on the average fault-slip rate // Bulletin of the Seismological Society of America. 2017. V. 107. P. 2561–2577. doi:10.1785/0120160361

62. Chounet A., Vallée M., Causse M., Courboulex,F. Global catalog of earthquake rupture velocities shows anticorrelation between stress drop and rupture velocity // Tectonophysics. 2017. V. 733. P. 148–158. doi:10.1016/j.tecto.2017.11.005

63. Пузырев Н.Н. Недра Байкала (по сейсмическим данным). Новосибирск: Наука, 1981. 105 с.

64. Filippova A.I., Bukchin B.G., Fomochkina A.S., Melnikova V.I., Radziminovich Ya.B., Gileva N.A. Source process of the September 21, 2020 Mw 5.6 Bystraya earthquake at the south-eastern segment of the Main Sayan fault (Eastern Siberia, Russia) // Tectonophysics. 2022. V. 822. 229162. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2021.229162

65. Zheng G., Wang H., Wright T.J., Lou Y.D., Zhang R., Zhang W.X., Shi C., Huang J.F., Wei N. Crustal deformation in the India-Eurasia collision zone from 25 Years of GPS Measurements // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2017. V. 122. No 11. P. 1–23. https://doi.org/10.1002/2017j b0144 65

66. Deng Q.D. Map of Active Tectonics in China (1:4000000). Seismological Press, Beijing. 2007.

67. Papazachos B.C., Scordilis E.M., Panagiotopoulos D.G., Papazachos C.B., Karakaisis G.F. Global Relations Between Seismic Fault Parameters and Momernt Magnitude of Earthquakes // Bulletin of the Geological Society of Greece. 2004. V. XXXVI. P. 1482–1489.

68. Okada Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space // Bulletin of the Seismological Society of America. 1985. V. 75. No 4. P. 1135–1154.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ А

## Публикации по теме НИР «РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ АНАЛИЗА СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ В ЦЕЛЯХ ИЗУЧЕНИЯ ОЧАГА, СРЕДЫ, СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ», изданные в 2022 г.

- Гриневич П.Г., Новиков Р.Г. Спектральное неравенство для уравнения Шрёдингера с многоточечным потенциалом // Успехи математических наук. 2022. Т. 22, Вып. 6(468). С. 69–76. https://doi.org/10.4213/rm10080 (Russian Mathematical Surveys, WoS – Q1, Scopus – Q1)
- Kislov K.V., Gravirov V.V. Distributed acoustic sensing: a new tool or a new paradigm // Seismic Instruments. 2022. V. (5). P. 485–508. doi:10.3103/S0747923922050085 [Кислов К.В., Гравиров В.В. Распределенное акустическое зондирование: новый инструмент или новая парадигма // Сейсмические приборы. 2022. Т. 58. № 2. С. 5–38. doi:10.21455/si2022.2-1] (WoS)
- 3. Родкин М.В., Бугаевский А.Г. развитие методики исследования резонансных характеристик грунтов по спектральным *H/V*-отношениям // Вопросы инженерной сейсмологии. 2022. Т. 49, № 4. с. 171–186. https://doi.org/10.21455/VIS2022.4-12 (Seismic Instruments, WoS)
- Родкин М.В., Пунанова С.А. Корреляцонный анализ микроэлементного состава нафтидов: метод, результаты, интерпретация // Геофизические процессы и биосфера. 2022. Т. 21, № 4. С. 131–141. https://doi.org/10.21455/GPB2022.4-9 (Izvestiya -Atmospheric and Oceanic Physics, WoS – Q4, Scopus – Q3)
- Isaev M., Novikov R.G. Reconstruction from the Fourier transform on the ball via prolate spheroidal wave functions // Journal des Mathematiques Pures et Appliquees. 2022. V. 163. P. 318–333. doi:10.1016/j.matpur.2022.05.008 (WoS – Q1, Scopus – Q1)
- Isaev M., Novikov R.G., Sabinin G.V. Numerical reconstruction from the Fourier transform on the ball using prolate spheroidal wave functions // Inverse Problems. 2022. V. 38. № 10. Article 105002. doi:10.1088/1361-6420/ac87cb (WoS – Q1, Scopus – Q1)
- Li Y., Liu X., Rodkin M., Pang Y. Numerical simulation of fault deformation and seismic activity in the southern Qinghai–Tibet Plateau // Journal of Seismology. 2022. 26. P. 1295– 1308. https://doi.org/10.1007/s10950-022-10116-6 (WoS – Q3, Scopus – Q2)
- Novikov R.G., Sivkin V.N. Fixed-distance multipoint formulas for the scattering amplitude from phaseless measurements // Inverse Problems. 2022. V. 38. № 2. Article 025012. doi:10.1088/1361-6420/ac44db (WoS – Q1, Scopus – Q1)

- Novikov R.G. Multidimensional inverse scattering for the Schrödinger equation, In: Cerejeiras, P., Reissig, M. (eds) Mathematical Analysis, its Applications and Computation. ISAAC 2019. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics, vol. 385, pp. 75–98 (2022). Springer, Cham https://doi.org/10.1007/978-3-030-97127-4\_3 (WoS)
- Rodkin M.V. The variability of earthquake parameters with the depth: Evidences of difference of mechanisms of generation of the shallow, intermediate-depth, and the deep earthquakes // Pure and Applied Geophysics. 2022. 179. P. 4197–4206 https://doi.org/10.1007/s00024-021-02927-4 (WoS – Q3, Scopus – Q2)
## ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Доклады на российских и международных конференциях по теме НИР «РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ АНАЛИЗА СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ В ЦЕЛЯХ ИЗУЧЕНИЯ ОЧАГА, СРЕДЫ, СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ» в 2022 г.

- Родкин М.В., Пунанова С.А., Прохорова Т.В., Рукавишникова Т.А. Свидетельства сквозькоровых флюидных потоков на основе сейсмологических материалов и базы данных микроэлементного состава флюидов // Двадцать третья международная конференция «Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле». Москва, 26-28 сент., Борок 30 сент. 2022 г. Материалы конференции. М.: 2022. С. 224– 227. (устный доклад)
- Родкин М.В., Рукавишникова Т.А. Комплекс поисковых признаков на основе флюидодинамической модели нефтегенеза // Тектоника и геодинамика Земной коры и мантии: фундаментальные проблемы-2022. Материалы LIII Тектонического совещания. Т. 2. М.: ГЕОС, 2022. С. 143–147. (стендовый доклад)
- 3. Родкин М.В., Рукавишникова Т.А. Результаты коррреляционного анализа микрэлемнтного состава гидротермальных и углеводородных флюидов – оценка глубинности заложения порождающих процессов // Тезисы докладов Всероссийского ежегодного семинара по экспериментальной минералогии, петрологии, геохимии. (Москва, 19-20 апреля 2022 г.) ВЕСЭМПГ-2022. С. 103. (стендовый доклад)
- 4. Филиппова А.И. Строение земной коры и мантии Арктики по сейсмическим данным // II всероссийская школа молодых ученых "Системный анализ динамики природных процессов в российской Арктике", 6–9 июня 2022 г. Московская область (приглашенный доклад).
- 5. Филиппова А.И., Фомочкина А.С., Гилева Н.А., Радзиминович Я.Б., Мельникова В.И. Очаговые параметры и афтершоковый процесс Тофаларского землетрясения 6 сентября 2021 г. (Мw=5.4) // Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных: Тезисы XVI Международной сейсмологической школы (г. Минск, респ. Беларусь, 12–16 сент. 2022 г.). Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2022. С. 94. (стендовый доклад)
- 6. Burlakov I., Fomochkina A., Filippova A. The analysis of the dependence of the space-time source parameters of the September 6, 2021 Mw 5.4 Tofalaria earthquake on the data set // XIV International Conference and School «Problems of Geocosmos 2022» (Saint-Petersburg, October 3–7, 2022): Abstracts. 2022. GC2022-SG025. (стендовый доклад)

- 7. Gravirov V., Likhodeev D., Kislov K.V. New Results Obtained with the Precision Temperature Monitoring Complex of the North Caucasian Geophysical Observatory of the IPE RAS // XIV школа-конференция с международным участием "Problems of Geocosmos–2022", Санкт-Петербург, Россия, 2022. GC2022-SG012. (стендовый доклад)
- Kislov K.V., Gravirov V.V. Acquisition of Seismological Data Using Fiber Optic Communication Lines // XIV школа-конференция с международным участием "Problems of Geocosmos–2022", Санкт-Петербург, Россия, 2022. GC2022-SG008. (стендовый доклад)
- Kislov K.V., Gravirov V.V. Regarding the Metrology of Special Lines of the Distributed Acoustic Sensing // XIV школа-конференция с международным участием "Problems of Geocosmos-2022", Санкт-Петербург, Россия, 2022. GC2022-SG009. (стендовый доклад)
- Novikov R.G. Multipoint formulas for inverse scattering // Тезисы XIV международной молодежной научной школы-конференции «Теория и численные методы решения обратных и некорректных задач», посвященной 90-летию со дня рождения академика М.М. Лаврентьева. Новосибирск, Академгородок, 24–27 декабря 2022 г. http://conf.nsc.ru/tcmiip2022/reportview/716002 (устный доклад онлайн)
- Novikov R. Multidimensional inverse scattering for the Schrödinger equation // Научная конференция "Современные проблемы обратных задач", посвященная 90-летию со дня рождения академика М.М. Лаврентьева. Новосибирск, Академгородок, 19–23 декабря 2022 г. (устный доклад онлайн)